

THERMIQUE ET ARCHITECTURE

MONICA SIROUX

**ACTES**

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA  
SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

**SFT 2024**

4 — 7 JUIN 2024  
STRASBOURG

ORGANISÉ PAR

ICUBE (UMR 7357 - LABORATOIRE DES SCIENCES DE L'INGÉNIER, DE L'INFORMATIQUE ET DE  
L'IMAGERIE)



## **Première partie**

### **Préface**



# Parrainages

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2024, organisé par l'ICube (UMR 7357) a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et des organismes suivants :

---

**Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie, ICUBE (UMR 7357)**

300 bd Sébastien Brant  
CS 10413 - F-67412 Illkirch Cedex  
<https://icube.unistra.fr/>



**Institute National des Sciences Appliquées INSA - Starsbourg**

24 Bd de la Victoire  
67000 Strasbourg  
<https://www.insa-strasbourg.fr/>



**Université de Strasbourg**

4 rue Blaise Pascal  
CS 90032 F-67081 Strasbourg cedex  
<https://www.unistra.fr/>



**Ecole d'ingénieur Génie de l'eau et environnement de Strasbourg - ENGEES**

1 cour des cigarières  
CS 61039, 67070 Strasbourg  
<https://engees.unistra.fr/>



**Centre National de la Recherche Scientifique - CNRS**

23 Rue du Loess  
67200 Strasbourg  
<https://www.alsace.cnrs.fr/>



**Institut national de recherche en sciences et technologies du numérique - Inria**

2 Rue Marie Hamm  
67000 Strasbourg  
<https://inria.fr/>



Il a également reçu le soutien d'exposants-sponsors industriels :

---

**COMSOL France**

10 avenue Doyen Louis Weil

38000 Grenoble, France

<https://www.comsol.fr/>

Contact : Frédéric BERNARD

☎ 04 76 46 49 01

✉ [frederic.bernard@comsol.fr](mailto:frederic.bernard@comsol.fr)

---



**DEWESoft**

14 rue René Cassin

91300 Massy, France

<https://dewesoft.com/>

Contact : Fabien JEANDENANS

☎ 01 75 64 19 30

✉ [fabien.jeandenans@dewesoft.com](mailto:fabien.jeandenans@dewesoft.com)

---



**TELOPS**

6 rue du Docteur Schweitzer

91420 Morangis, France

<https://www.telops.com/>

Contact : Stéphanie GUERARD

☎ +1 418-864-7808

✉ [stephanie.guerard@telops.com](mailto:stephanie.guerard@telops.com)

---



**THEMACS Ingénierie**

2 bis rue Alfred Nobel

77420 Champs-sur-Marne, France

[themacs-engineering.com](http://themacs-engineering.com)

Contact : Jean-Pierre MONCHAU

☎ 06 29 82 44 34

✉ [monchau@themacs.fr](mailto:monchau@themacs.fr)

---



# Comité d'organisation

## Equipe locale

Le congrès de la SFT 2024<sup>1</sup> s'est déroulé du 4 au 7 juin 2024 sur le thème **Thermique et Architecture**. Il a été organisé par les personnels du Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie, ICUBE (UMR 7357)<sup>2</sup>.

**Présidente :** Monica SIROUX

**Secrétariat scientifique :** Jian LIN

**Comité d'organisation local :** Zhi CHEN, Chaimaa DELASSE, Anas EL MAAKOUL, Denis FUNF-SCHILLING, Marc KAMTCHEU, Mathieu LABAT, Safaa LAHAYRECH, Tania LANDES, Vincent LE-COMTE, Dexin LIU, Emile MARIE, Bazam Amonet OUOBA/NEBIE, Clément RIGAL, Lucas STRIEGEL, Qianwen TAN, Renzhi WANG, Wael ZEITOUN

**Gestion Editoriale :** Jian LIN, Mathieu LABAT, Wael ZEITOUN

**Support administratif :** Anne Sophie GOUDOT

**Support Web :** Audrey DUPUIS de la société Insight-Outside<sup>3</sup>

## Comité Scientifique de la SFT

Nadine Allanic	GEPEA - Nantes	Joël Lallier	THALES, Eliancourt
Jérôme Bellette	LTeN, Nantes	François Lanzetta	FEMTO-ST - Belfort
Philippe Baucour	FEMTO-ST - Belfort	Najib Laraqi	ALTIE, Ville d'Avray
Romuald Rulliere	LIMSI, Orsay	Marjolaine Legay	Ariane Group-Le Haillan
Céline Morin	LAMIH - Valenciennes	Denis Lemonnier	Pprime - Poitiers
Didier Delaunay	LTeN, Nantes	Christophe Le Niliot	IUSTI, Marseille
Bernard Desmet	ENSIAME, Valenciennes	Johann Meulemans	Saint-Gobain, Paris
Marie-Christine Duluc	CNAM, Paris	Pierre Millan	ONERA, Toulouse
Thierry Duvaut	ITheMM - Reims	Christophe Rodiet	ITHeMM, Reims
Patrick Glouannec	LIMATB, Lorient	Patrick Salagnac	LASIE, La Rochelle
Michel Gradeck	LEMTA, Nancy	Didier Saury	Pprime, Poitiers
Philippe Lemasson	UBS - Lorient	Sylvain Serra	LATEP – Pau
Christophe Journeau	CEA, Cadarache		

---

1. <https://2024.congres-sft.fr/>

2. <https://icube.unistra.fr/>

3. <https://www.insight-outside.fr/>



**32<sup>ème</sup> Congrès Français  
de Thermique**  
**Thermique et Architecture**

---

**Strasbourg | 4 - 7 JUIN 2024**

# Liste des relecteurs

Le comité d'organisation adresse de très vifs remerciements aux relecteurs qui ont pris le temps de lire et d'expertiser les articles soumis au congrès.

Frédéric Andre	Jean-Luc Bailleul	Jean-Christophe Batsale
Jean-Luc Battaglia	Philippe Baucour	Nicolas Baudin
Jean-Pierre Bedecarrats	Jérôme Bellette	André Bergeron
Nicolas Blet	Jean Luc Bodnar	Pascale Bouvier
Cyril Caliot	Xavier Chesneau	Jean-François Cornet
José Lara Cruz	Jérémi Dauchet	Fabien Delaleux
Sébastien Denis	David Donjat	Marie-Christine Duluc
Jean Pierre Dumas	Jean Dumoulin	Olivier Farges
Nolwenn Fleurence	Stéphane Fohanno	Jean-Pierre Fradin
Jonathan Gaspar	Rémi Gautier	Edouard Geslain
Stéphane Gibout	Michel Gradeck	Marie-Marthe Groz
Michel Havet	Nicolas Horny	Nicolas Huc
Christophe Journeau	Matthieu Labat	Alexandre Labergue
Stéphanie Lacour	François Lanzetta	Damien Lecointe
Thierry Lemenand	Denis Lemonnier	Renan Leon
Jian Lin	Denis Maillet	Jérémie Maire
Olivier Marc	Johann Meulemans	Pierre Millan
Ahmed Ould El Moctar	Jean-Pierre Monchau	Xavier Nicolas
Raymond Peiffer	Ugo Pelay	Thomas Pierre
Laurence Pietri	Hervé Pron	Xavier Py
Olivier Quemener	Julien Ramousse	Jaona Harifidy Randrianisoa
Elissa El Rassy	Mourad Rebay	Philippe Reulet
Fabrice Rigollet	Christophe Rodiet	Stéphane Roux
Laurent Royon	Romuald Rullière	Serge Russeil
Patrick Salagnac	Didier Saury	Vincent Schick
Sylvain Serra	Monica Siroux	Jérôme Soto
Pascal Stouffs	Benoit Stutz	Frédéric Topin
Karim Touati	Adrien Toutant	Brice Tremeac
Gerard Vignoles		



# Le mot du comité d'organisation

Le Congrès de la Société Française de Thermique a lieu pour la première fois à Strasbourg. A la fois capitale européenne et capitale alsacienne, Strasbourg est une grande ville universitaire s'appuyant sur le dynamisme de son université et de ses nombreux laboratoires de recherche pour assurer sa réputation d'excellence.

La 32ème édition du Congrès Français de Thermique se déroulera du 4 au 7 juin 2024. Son organisation est assurée par le Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie, ICUBE. Cette unité mixte de recherche est placée sous la tutelle de l'Université de Strasbourg, du CNRS, de l'INSA Strasbourg, de l'ENGEES et de l'Inria Grand Est.

Le site retenu est l'INSA Strasbourg, qui répond parfaitement au cahier des charges d'un tel événement et bénéficie d'une situation géographique privilégiée au cœur de la capitale alsacienne.

Le thème scientifique choisi pour cette édition est "**Thermique et Architecture**". En effet, les transferts thermiques à l'échelle d'un bâtiment et de la ville relient les disciplines de l'ingénierie et de l'architecture. L'objectif du 32ème Congrès Français de Thermique est d'inviter la communauté de thermiciens à jeter une lumière nouvelle sur les relations complexes entre la thermique et l'architecture dans le contexte actuel de la transition énergétique.

Au-delà de cette thématique, ce congrès constitue une excellente occasion pour les chercheurs, industriels et doctorants d'échanger sur leurs dernières préoccupations et de présenter leurs travaux récents dans le domaine de la thermique et de ses applications au cours des différentes séances : conférences plénaires, sessions de communications par affiches et ateliers-debats.

Nous avons reçu 119 propositions de résumés. 64 communications ont été acceptées pour publication dans les actes du congrès et 55 communications ont été retenues pour être présentées sous forme d'affiche.

Le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique a classé 5 communications pour le prix Biot-Fourier. Ces communications seront proposées pour publication dans la revue ISTE Entropie : thermodynamique-énergie-environnement-économie.

Le Comité d'organisation remercie tout particulièrement nos collègues du Conseil d'Administration et du Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique pour leur confiance et leur soutien dans l'organisation du 32ème Congrès Français de Thermique.

Enfin, nous remercions sincèrement les orateurs ainsi que tous les auteurs pour avoir contribué à cette conférence.

Le comité d'organisation est très heureux de vous accueillir pour un moment de partage des connaissances, d'excellence scientifique et de convivialité et vous souhaite un excellent congrès.

**Monica SIROUX**  
et l'ensemble du comité d'organisation local



# Prix Biot-Fourier

Cinq contributions ont été présélectionnées pour le Prix Biot-Fourier. Les auteurs<sup>‡</sup> présenteront leurs travaux à l'occasion des sessions orales.

Le Prix Biot-Fourier sera attribué en fonction des rapports d'expertise et de la qualité des présentations orales.

---

## Apport des modèles réduits pour l'identification expérimentale de la diffusivité thermique des métaux liquides

Thomas Pierre<sup>1,\*</sup>, Frédéric Joly<sup>2</sup>, Jad Houssein<sup>3,‡</sup>, Mickael Courtois<sup>3</sup>, Olivier Quemener<sup>2</sup>, Muriel Carin<sup>3</sup>

\* ☐ : [thomas.pierre@univ-ubs.fr](mailto:thomas.pierre@univ-ubs.fr)

<sup>1</sup> Institut de Recherche Dupuy de Lôme ( France)

<sup>2</sup> Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry ( France)

<sup>3</sup> Institut de Recherche Dupuy de Lôme ( France)

**Mots clés :** Modèles réduits, Diffusivité thermique, Métaux liquides, Processus numérique inverse

(Cf. page [193](#))

---

## Transient hygrothermal CFD model of Trombe wall system

Nour El Zein<sup>1,\*‡</sup>, Yacine Ait Oumeziane<sup>1</sup>, Sylvie Begot<sup>1</sup>, Valérie Lepiller<sup>1</sup>, Philippe Desevaux<sup>1</sup>

\* ☐ : [nour.elzein@femto-st.fr](mailto:nour.elzein@femto-st.fr)

<sup>1</sup> FEMTO-ST Institute, Université de Franche-Comté, CNRS, Belfort, France ( France)

**Mots clés :** Trombe Wall, Transient CFD Modeling, Hygrothermal Behavior, Thermal Comfort

(Cf. page [143](#))

## Stockage de chaleur thermochimique : expérimentation de différents matériaux composites innovants

Elise Bérut<sup>1,‡</sup>, Michel Ondarts<sup>1</sup>, Laurence Bois<sup>2</sup>, Jonathan Outin<sup>1</sup>, Nolwenn Le Pierrès<sup>1,\*</sup>

\* ☐ : [nolwenn.le-pierres@univ-smb.fr](mailto:nolwenn.le-pierres@univ-smb.fr)

<sup>1</sup> LabOratoire proCédés énergie bâtimEnt ( France)

<sup>2</sup> Laboratoire des Multimatériaux et Interfaces (LMI)

**Mots clés :** Stockage de chaleur, Sel thermochimique, Sorbants composites, Polyéthylène glycol

(Cf. page [91](#))

---

## Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires

Léa Cherry<sup>1,\*,‡</sup>, Gilles Flamant<sup>1</sup>, Françoise Bataille<sup>1</sup>

\* ☐ : [lea.cherry@promes.cnrs.fr](mailto:lea.cherry@promes.cnrs.fr)

<sup>1</sup> Procédés, Matériaux et Energie Solaire ( France)

**Mots clés :** Récepteur solaire, Ecoulement anisotherme, Modèle de turbulence, Couplage thermique, dynamique

(Cf. page [177](#))

---

## Modélisation numérique et caractérisation des transferts thermo-hydriques lors de la cuisson de gâteaux

Patrick El Helou<sup>1,\*,‡</sup>, Pascal Le Bideau<sup>1</sup>, Adrien Fuentes<sup>1</sup>, Patrick Glouannec<sup>1</sup>

\* ☐ : [Patrick.el-helou@univ-ubs.fr](mailto:Patrick.el-helou@univ-ubs.fr)

<sup>1</sup> Université de Bretagne Sud ( France)

**Mots clés :** Modèle numérique multiphysique, Transfert thermo, hydrique, Milieu poreux

(Cf. page [397](#))

---

# Table des matières

<b>I Préface</b>	iii
<b>Parrainages</b>	v
<b>Comité d'organisation</b>	vii
<b>Liste des relecteurs</b>	ix
<b>Le mot du comité d'organisation</b>	xi
<b>Prix Biot-Fourier</b>	xiii
Apport des modèles réduits pour l'identification expérimentale de la diffusivité thermique des métaux liquides . . . . .	xiii
Transient hygrothermal CFD model of Trombe wall system . . . . .	xiii
Stockage de chaleur thermochimique : expérimentation de différents matériaux compo- sites innovants . . . . .	xiv
Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires . . . . .	xiv
Modélisation numérique et caractérisation des transferts thermo-hydriques lors de la cuis- son de gâteaux . . . . .	xiv
<b>Table des matières</b>	xiv
<b>II Textes complets</b>	1
<b>1 Energétique</b>	3
Analyse de l'écoulement supersonique avec changement de phase dans un éjecteur conçu pour un cycle de production de froid . . . . .	5
Comparaison de procédés de valorisation énergétique de boues digérées par analyse environnementale . . . . .	13
200 ANS DE LA PARUTION DU LIVRET DE S. CARNOT/ UN EXEMPLE A SUIVRE . . . . .	21
Développement d'un modèle semi-analytique pour la prédiction du comportement ther- mique et énergétique d'un panneau photovoltaïque en conditions réelles de fonction- nement . . . . .	29
Evaporation du CO <sub>2</sub> dans des microcanaux en silicium : performances thermiques et vi- sualisations d'écoulement . . . . .	37

Amélioration des performances d'un panneau photovoltaïque-thermique refroidi par air en utilisant des générateurs de vortex et un modèle de contrôle prédictif économique . . . . .	45
Etude énergétique et environnementale des systèmes de production d'eau chaude sanitaire en France : lequel du chauffe-eau thermodynamique ou du chauffe-eau solaire est le plus soutenable ? . . . . .	53
Comparaison des performances d'une DSC à flux de chaleur et d'une DSC à compensation de puissance pour l'étude des changements de phase de paraffines . . . . .	59
Etude d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises couplé à un chauffe eau thermodynamique . . . . .	67
Study of the Influence of Cooling Rate on Water Supercooling . . . . .	75
Stability analysis of Calcium chloride hexahydrate inorganic phase change material . . . . .	83
Stockage de chaleur thermochimique : expérimentation de différents matériaux composites innovants . . . . .	91
Ecoulement convectif d'un nanofluide dans un canal à parois ondulées équipé de sources de chaleur et d'un obstacle solide sous l'effet d'un champ magnétique localisé . . . . .	99
Stockage d'énergie par pompage thermique low-tech à faible empreinte carbone en milieu minier : revue critique de la faisabilité du stockage en lit garni par pulvérisation d'huile thermique sur des roches locales . . . . .	107
<b>2 Modes de transfert</b>	<b>115</b>
Numerical simulation of Stirling cycle heat pumps by simple adiabatic method . . . . .	117
Etude expérimentale et numérique d'un incendie en tunnel en phase de construction . . . . .	125
Caractérisation multi-échelle des propriétés thermiques et hydriques des matériaux de construction à base de briques en terre crue . . . . .	133
Transient hygrothermal CFD model of Trombe wall system . . . . .	143
Distributed thermoelectric model of a PV module : effect of inhomogeneous boundary conditions . . . . .	151
Convection de double diffusion couplée au rayonnement, dans une cavité poreuse saturée par un fluide semi-transparent . . . . .	159
Caractérisation expérimentale et modélisation numérique du comportement hygrothermique d'un béton cellulaire . . . . .	167
<b>3 Modélisation et Simulation Numérique</b>	<b>175</b>
Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires . . . . .	177
Modélisation et simulation d'un cycle OTEC et étude d'un couplage avec un système de climatisation par eau de mer profonde (SWAC) . . . . .	185
Apport des modèles réduits pour l'identification expérimentale de la diffusivité thermique des métaux liquides . . . . .	193
Implémentation de résistances de contact en 2-D dans un circuit équivalent. Thermique d'une encoche statorique d'un moteur électrique . . . . .	201
Résolution des transferts de chaleur par Monte Carlo dans une géométrie urbaine lors d'une vague de chaleur . . . . .	209

Modélisation des transferts radiatifs avec fluorescence pour la quantification de biomarqueurs en neurochirurgie . . . . .	217
Mise en place d'une méthodologie de construction de benchmarks pour la validation des modèles de microclimat urbain . . . . .	225
Etude expérimentale de l'effet de la rugosité sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide . . . . .	233
Modèle zonal d'un échangeur avec changement de phase : formulation big M pour l'optimisation . . . . .	241
Impact du cisaillement liquide-vapeur sur un écoulement diphasique à film tombant dans un échangeur de chaleur à plaques d'une machine à absorption NH <sub>3</sub> /H <sub>2</sub> O . . . . .	249
Emissivité hémisphérique d'une cavité isotherme cylindrique ou rectangulaire . . . . .	257
Etude expérimentale et numérique des déformations pariétales sur l'intensification des transferts de chaleur et du mélange dans un écoulement interne tubulaire . . . . .	265
Démonstration de faisabilité : apprentissage faiblement supervisé pour la reconstruction a priori de SGE-T utilisant des corrélations en deux points . . . . .	273
Etude par LES avec TrioCFD des modifications des structures turbulentes thermiques induites par les variations des propriétés thermophysiques de l'eau . . . . .	281
Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro classe : Analyse des performances de combustion et impact sur les émissions polluantes . . . . .	289
Modélisation analytique des transferts thermiques en régime permanent dans les parois ventilées à double peau grâce à la méthode des quadripôles. . . . .	299
Enhancing the Thermal Performance of Electric Cable-heated Pavement by Asymmetrical Thermal Insulation Coating : A Numerical Simulation Study . . . . .	309
<b>4 Métrologie et Techniques Inverses</b>	<b>317</b>
Modèle convolutif pour l'estimation des températures de jonctions au sein d'un onduleur triphasé . . . . .	319
Identification de la conductivité thermique des polymères semi-cristallins en cours de transformation . . . . .	327
Caractérisation de matériaux de stockage thermique par bilan entropique : analyse des irréversibilités et mesure des propriétés. . . . .	335
Vers une méthodologie expérimentale pour l'évaluation du confort thermique extérieur, application au campus de l'ESTP à Cachan . . . . .	343
Caractérisation de matériaux nanostructurés par microscopie thermique à sonde locale associée à une méthode inverse . . . . .	351
Estimation du flux de chaleur sur les composants face au plasma du Tokamak WEST par réseau de neurones . . . . .	359
Défis et Innovations en Thermique des Semi-Conducteurs WBG : Modélisation Dynamique et Validations Expérimentales . . . . .	367
Imagerie en thermotransmittance : premières tentatives vers une super résolution . . . . .	377
<b>5 Thermique appliquée</b>	<b>387</b>

Caractérisation du biotope dû à la condensation dans un échangeur air-sol (EAHE) pour analyser le risque sanitaire . . . . .	389
Modélisation numérique et caractérisation des transferts thermo-hydriques lors de la cuisson de gâteaux . . . . .	397
Corrélations technico-économiques pour la modélisation d'un système de trigénération pour bâtiments. Application sur le campus de l'Université Paris Nanterre . . . . .	405
Evaluation de l'intensification du transfert de chaleur dans une unité de stockage thermique latent par l'utilisation d'une géométrie d'échange de type multtube et calandre aileté . . . . .	413
Influence d'une source interne sur la température de Leidenfrost – application à un écoulement de type DFFB . . . . .	421
Energy and exergy analysis of building envelope with different sustainable insulation materials . . . . .	429
Etude par simulation thermique dynamique de l'intégration d'une installation de panneaux aérovoltaïques sur une maison dite passive. . . . .	437
Comportement thermique des murs en blocs de terre comprimée : comparaison entre simulations et mesures à l'échelle paroi . . . . .	445
Etude expérimentale de l'échauffement de câbles électriques en fonction de la configuration d'installation . . . . .	453
Bâtiments NZEB : Etat des lieux et applicabilité à un bâtiment de bureaux dans le contexte tropical chaud du Burkina Faso . . . . .	461
Mesure de la conductivité thermique de matériaux isolants bio/géosourcés humides . . . . .	469
Prédiction des performances thermo-hydrauliques de mini-canaux ondulés obtenus par fabrication additive . . . . .	477
Thermal measurement campaign in three streets of Strasbourg to study interactions between trees and facades . . . . .	485
Experimental comparison of a geothermal rainwater tank and other ground-coupled heat exchanger technologies for passive cooling . . . . .	493
<b>6 Transferts en milieux hétérogènes</b>	<b>501</b>
Revue bibliographique menée par analyse de texte : application aux transferts de chaleur et d'humidité dans une paroi poreuse biosourcée . . . . .	503
Modélisation multi-échelles des propriétés thermo-radiatives d'une céramique de CeO <sub>2</sub> à haute température . . . . .	511
Optimisation du transfert de chaleur dans un matériau à changement de phase par l'intermédiaire d'ailettes . . . . .	519
Modélisation numérique des transferts thermiques lors de la trempe d'un alliage métallique oxydé . . . . .	527
<b>III Annexes</b>	<b>535</b>
<b>Liste des auteurs</b>	<b>537</b>

## **Deuxième partie**

### **Textes complets**



# Thème 1

## Energétique

Analyse de l'écoulement supersonique avec changement de phase dans un éjecteur conçu pour un cycle de production de froid . . . . .	5
Comparaison de procédés de valorisation énergétique de boues digérées par analyse environnementale . . . . .	13
200 ANS DE LA PARUTION DU LIVRET DE S. CARNOT/ UN EXEMPLE A SUIVRE . . . . .	21
Développement d'un modèle semi-analytique pour la prédition du comportement thermique et énergétique d'un panneau photovoltaïque en conditions réelles de fonctionnement . . . . .	29
Evaporation du CO <sub>2</sub> dans des microcanaux en silicium : performances thermiques et visualisations d'écoulement . . . . .	37
Amélioration des performances d'un panneau photovoltaïque-thermique refroidi par air en utilisant des générateurs de vortex et un modèle de contrôle prédictif économique . . . . .	45
Etude énergétique et environnementale des systèmes de production d'eau chaude sanitaire en France : lequel du chauffe-eau thermodynamique ou du chauffe-eau solaire est le plus soutenable ? . . . . .	53
Comparaison des performances d'une DSC à flux de chaleur et d'une DSC à compensation de puissance pour l'étude des changements de phase de paraffines . . . . .	59
Etude d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises couplé à un chauffe eau thermodynamique . . . . .	67
Study of the Influence of Cooling Rate on Water Supercooling . . . . .	75
Stability analysis of Calcium chloride hexahydrate inorganic phase change material . . . . .	83
Stockage de chaleur thermochimique : expérimentation de différents matériaux composites innovants . . . . .	91
Ecoulement convectif d'un nanofluide dans un canal à parois ondulées équipé de sources de chaleur et d'un obstacle solide sous l'effet d'un champ magnétique localisé . . . . .	99
Stockage d'énergie par pompage thermique low-tech à faible empreinte carbone en milieu minier : revue critique de la faisabilité du stockage en lit garni par pulvérisation d'huile thermique sur des roches locales . . . . .	107



# Analyse de l'écoulement supersonique avec changement de phase dans un éjecteur conçu pour un cycle de production de froid

Hugues Charton, Christian Perret, Hai Trieu Phan\*

Université Grenoble Alpes, CEA, LITEN, Campus INES

\*(auteur correspondant : [haitrieu.phan@cea.fr](mailto:haitrieu.phan@cea.fr))

**Résumé -** L'éjecteur est le composant central de certains cycles de production de froid. Il utilise le fluide primaire à haute pression pour aspirer, entraîner et comprimer le fluide secondaire à basse pression. Une voie possible pour augmenter l'efficacité énergétique du cycle de production de froid à éjecteur est de diminuer la surchauffe du fluide primaire ce qui peut amener l'apparition de condensation au sein de l'éjecteur. L'objectif de ce travail fut d'étudier l'impact de ces changements de phase sur l'écoulement au sein de l'éjecteur à l'aide des simulations CFD. Plusieurs modèles de résolution numérique d'écoulement au sein d'une tuyère et d'un éjecteur ont été mis en place. Les différents modèles ont tous montré des résultats cohérents sur la résolution de l'aspect hydrodynamique. En revanche seuls les modèles d'écoulement diphasique ont montré des résultats fiables concernant la résolution des champs de température. Parmi ces modèles, le modèle Wet-Steam a très bien fonctionné pour la résolution de l'écoulement au sein d'une tuyère mais a montré ses limites pour l'écoulement au sein d'un éjecteur. Le second modèle est le modèle eulérien homogène qui a montré des résultats réalistes en terme de conditions physiques des phases liquide et vapeur dans l'éjecteur.

## Nomenclature

$P$	Pression, Pa	$T$	température, K
$M$	nombre de Mach, -	$K$	coefficeint de transfert thermique, W/ m <sup>2</sup> /K
$D$	Diamètre, m	$I$	taux de nucléation, m <sup>-3</sup> /s
$h$	enthalpie, J	$R$	taux de génération de masse, kg/(m <sup>3</sup> .s)
$v$	vitesse, m/s	<i>Symboles grecs</i>	
$C$	coefficient du modèle de Lee	$\alpha$	fraction volumique
$n$	nombre de goutte par unité de volume, $m^{-3}$	$\mu$	viscosité cinématique, m <sup>2</sup> /s
$E$	énergie totale, J	$\rho$	densité, kg/m <sup>3</sup>

## 1. Introduction

Dans le contexte actuel de dérèglement climatique de nouveaux cycles thermodynamique visant la récupération de chaleurs fatales ont émergées afin de répondre aux besoin en réfrigération. Parmi eux, les plus étudiés sont les cycles à absorption [1], les cycles à adsorption [2] et les cycles à éjecteurs [3].

Le fonctionnement d'un éjecteur est précisément décrit par Meunier & al [4] et par Braccio & al [5]. Le fonctionnement d'un éjecteur repose sur l'utilisation d'un fluide primaire à haute pression permettant d'aspirer et d'entrainer un fluide secondaire à basse pression. Le fluide primaire est alimenté à travers une buse qui s'apparente à un système de tuyère convergent-divergent ce qui permet d'augmenter fortement sa vitesse tout en diminuant fortement sa pression. Le fluide primaire est supersonique en sortie de la buse. Cette très grande vitesse du fluide primaire est accompagnée par une diminution de la pression dans la chambre de mélange

qui devient inférieure à la pression du fluide secondaire. Le fluide secondaire est alors aspiré dans la chambre de mélange.

Le fluide primaire et le fluide secondaire sont considérés comme parfaitement mélangés au niveau de la zone dite section de mélange dans laquelle le fluide est supersonique. Le fluide traverse la gorge de l'éjecteur à vitesse supersonique. Enfin, c'est au sein du diffuseur que l'écoulement va redevenir subsonique au travers d'un choc. Ainsi le diffuseur de l'éjecteur induit une augmentation de la pression du fluide et diminution de sa vitesse. Afin de déterminer l'efficacité de l'éjecteur il est intéressant de calculer le ratio d'entrainement  $\omega$ . Ce ratio se définit comme le rapport entre le débit massique du fluide secondaire sur le débit massique du fluide primaire.

Afin de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans les éjecteurs, plusieurs simulations CFD, monophasique, 2D axisymétrique d'éjecteur, considérant la vapeur d'eau (R718) comme un gaz parfait sont disponibles dans la littérature [6-8]. Ces auteurs ont comparé leurs résultats de simulation avec leurs propres résultats expérimentaux prenant la forme de mesure de ratio d'entrainement dans des éjecteurs. Lors des simulations, plusieurs modèles de turbulence ont été utilisés et testés et la modélisation de la vapeur d'eau comme un gaz parfait sans changements de phases permet d'obtenir des résultats dont la précision est perfectible. Enfin, à l'issue de ses simulations Al-Door [8] trouve une pression critique inférieure à celle de ses mesures et émet l'hypothèse que l'absence de modélisation du phénomène de condensation est responsable de cette observation. Des simulations d'éjecteurs 2D axisymétriques avec changement de phase ont aussi effectuées. Ariaifar & al et Mazzieli & al [9-10] ont effectué ces simulations avec le Wet-Steam model et le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST. Pour ces simulations, Mazzieli & al [10] ont implémenté des fonctions définies par l'utilisateur. Les résultats de ces simulations ont été comparés avec les données expérimentales issues des travaux de thèse d'Al-Door [8]. Dans un premier temps Ariaifar & al [9] ont montré que le modèle Wet-Steam permet une amélioration de la modélisation des phénomènes physiques en comparaison avec des simulations effectuées en gaz parfait monophasique. De plus Mazzieli & al. [10] ont montré que l'utilisation de fonctions définies par l'utilisateur (modèle de condensation, calcul des propriétés thermodynamiques) permet d'améliorer considérablement le niveau de précision des simulations. Cependant ces études ne traitent pas ou peu de la distribution de champ de température au sein de l'éjecteur. Mazzieli & al [10] ont exposé une température minimum simulée de 210K en sortie de la buse d'éjection du fluide primaire. Les chercheurs justifient alors ce résultat par le fait que la formation de glace n'est pas à exclure au sein d'un éjecteur. La formation de glace a d'ailleurs été constatée par Al-door [8].

Pour des applications à des fins de production de froid, il peut être intéressant d'obtenir le meilleur modèle prédictif possible pour les champs de températures. Pour cette étude, un modèle de simulation Gaz parfait, le modèle Wet-Steam et un troisième modèle mis en place sont testés à l'aide du logiciel de simulation Ansys Fluent, et les champs de températures sont analysés. Cependant, il n'existe pas à la connaissance des auteurs de campagnes expérimentales avec relevé de température au sein d'un éjecteur. Ainsi seule une analyse physique des résultats thermodynamiques obtenus permet de juger les différents modèles.

## 2. Présentation des modèles

### 2.1. Modèle Gaz parfait

Le modèle de simulation Gaz parfait résout les équations (1), (2), (3) en considérant la vapeur d'eau comme un gaz parfait. Le modèle RANS  $k-\omega$  SST est utilisé pour la modélisation de la turbulence.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \left( E + \frac{v^2}{2} \right) \right) + \nabla \left( \rho v \left( h + \frac{v^2}{2} \right) \right) = \nabla(K_{eff} \nabla T + \nabla \bar{\tau}_{eff} \vec{v}) \quad (3)$$

Dans ces équations,  $\rho$  est la densité de la vapeur d'eau,  $\vec{v}$  la vitesse du gaz,  $P$  la pression,  $\tau$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $E$  l'énergie totale,  $h$  l'enthalpie et  $K_{eff} = (K_l + K_t)$  le coefficient de transfert thermique. Enfin, le système d'équation est fermé par la loi des gaz parfaits  $\frac{P}{\rho} = rT$ .

Avec  $r$  la constante des gaz parfait divisée par la masse molaire de l'eau. Deux simulations ont été effectuées avec ce modèle, l'une avec le solveur en densité et l'autre avec le solveur en pression.

## 2.2. Modèle Eulérien homogène combiné au modèle de Lee d'évaporation-condensation

Dans le cas d'un modèle Eulérien homogène, aussi appelé modèle à 1 fluide ou modèle de mélange, il est considéré un seul fluide de mélange constitué de la phase vapeur et de la phase liquide supposée dispersée de façon homogène. Les équations de Navier Stokes sont résolues pour un fluide unique appelé mélange donc les caractéristiques sont la vitesse  $\vec{v}_m = \frac{\alpha_l \rho_l \vec{v}_l + \alpha_v \rho_v \vec{v}_v}{\rho_m}$ , la masse volumique  $\rho_m = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v$  et la viscosité  $\eta_m = \alpha_l \eta_l + \alpha_v \eta_v$ . Ces grandeurs permettent alors de résoudre les équations de Navier Stokes (4), (5) et (6).

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_m \vec{v}_m}{\partial t} + \nabla(\rho_m \vec{v}_m \vec{v}_m) = -\nabla P + \nabla \left( \mu_m \left( \nabla \vec{v}_m + \nabla \vec{v}_m^T \right) \right) - \nabla(\alpha_l \rho_l \vec{v}_{dr,l} \vec{v}_{dr,l}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l E_l + \alpha_v \rho_v E_v) + \nabla(\alpha_l \vec{v}_l (\rho_l E_l + P) + \alpha_v \vec{v}_v (\rho_v E_v + P)) = \nabla(K_{eff} \nabla T_m + \nabla \bar{\tau}_{eff,v} \vec{v}_m) \quad (6)$$

Avec :  $E_i = h_i - \frac{P}{\rho_i} + \frac{v_i^2}{2}$ ;  $K_{eff} = \alpha_l(K_l + K_t) + \alpha_v(K_v + K_t)$  le coefficient de transfert thermique;  $\vec{v}_{dr,l} = \vec{v}_l - \vec{v}_m$  la vitesse de dérive de la phase liquide. En plus de ces équations, Fluent résout aussi une équation qui permet de déterminer la fraction volumique de la phase liquide (7).

$$\frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{v}_m) = -\nabla(\alpha_l \rho_l \vec{v}_{dr,l}) + \dot{m}_{l \rightarrow v} - \dot{m}_{v \rightarrow l} \quad (7)$$

Enfin, il faut calculer la vitesse de dérive de la phase liquide. Elle est calculée à l'aide de la vitesse relative  $\vec{v}_{r,lv} = \vec{v}_v - \vec{v}_l$  ainsi qu'à l'aide d'un calcul de la force de trainée appliquée sur la goutte. Il faut ensuite calculer les débits massiques d'évaporation  $\dot{m}_{v \rightarrow l}$  et de condensation  $\dot{m}_{l \rightarrow v}$  qui interviennent dans l'équation, (7). Pour cela Fluent propose une option qu'est le modèle de Lee d'évaporation et condensation [12]. Ce modèle consiste à faire un calcul direct des débits d'évaporation et de condensation à l'aide des formules (8) et (9).

Dans les mailles où  $T_l > T_{sat}$  :

$$\dot{m}_{l \rightarrow v} = C_1 \alpha_l \rho_l \frac{(T_l - T_{sat})}{T_{sat}} \quad (8)$$

Dans les mailles où  $T_v < T_{sat}$  :

$$\dot{m}_{v \rightarrow l} = C_2 \alpha_v \rho_v \frac{(T_{sat} - T_v)}{T_{sat}} \quad (9)$$

Avec  $C_1$  et  $C_2$  des coefficients à calibrer à l'aide de résultats expérimentaux ou d'autres simulations. Les valeurs recommandées pour ces coefficients se situent entre 0.1 et 1000 Hz. Cependant il est possible d'utiliser des valeurs beaucoup plus élevées au risque d'obtenir une moins bonne convergence du calcul. Enfin des tables de valeurs pour les propriétés thermodynamiques des gaz et liquides ont été générées afin de fermer d'équations d'états. Ces tables RGP (Real Gaz Properties) sont générées à l'aide des polynômes NIST (National Institute of Standards and Technology) ainsi que la base de données REFPROP.

### 2.3. Le modèle Wet Steam

Le modèle Wet Steam de Fluent est un modèle de type Eulérien homogène. Il s'appuie dans un premier temps sur les équations (4) à (7). Ensuite, la partie changement de phase du modèle s'appuie sur la théorie de la nucléation pour le calcul des flux de condensation et d'évaporation.

Le modèle Wet Steam suppose que la vitesse de glissement entre les gouttes et la phase gazeuse est négligeable, tout comme les interactions entre les gouttes (coalescence et rupture). Le modèle suppose que le titre massique de liquide  $\beta$  demeure inférieur à 0,1 et que la taille des gouttes est très faible ce qui permet de négliger le volume de la phase liquide. De cette façon, le modèle comprend deux équations de transport, une pour le titre massique de liquide  $\beta$  (10) et une pour le nombre de gouttes par unité de volume  $n$  (11).

$$\frac{\partial \rho \beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \beta) = R \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v n) = \rho I \quad (11)$$

Cette fois ci la masse volumique du mélange se définit comme  $\rho = \frac{\rho_v}{(1-\beta)}$ .  $R = \frac{4}{3}\pi\rho_l r_*^3 I$  est le taux de génération de masse en  $kg/(m^3.s)$  dû à l'évaporation et à la condensation.  $r_* = \frac{2\sigma}{\rho_l RT \ln\left(\frac{P}{P_{sat}(T)}\right)}$  est le rayon critique de Kelvin-Helmholtz tel que  $r > r_*$  implique que la goutte va grossir et tel que  $r < r_*$  implique que la goutte va s'évaporer. Enfin  $I$  est le taux de nucléation (nombre de nouvelles gouttes par unité de volume par seconde) calculé à l'aide de (12).

$$I = \frac{q_c}{(1+\theta)} * \left(\frac{\rho_v^2}{\rho_l}\right) * \sqrt{\frac{2\sigma}{m_{molécule}^3 * \pi}} * \exp\left(-\left(\frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3k_B T}\right)\right) \quad (12)$$

Avec :  $m_{molécule}$  la masse d'une molécule,  $q_c$  un coefficient d'évaporation,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $\theta = \frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1} * \left(\frac{h_{lv}}{RT}\right) * \left(\frac{h_{lv}}{RT} - 0.5\right)$  un facteur de correction du caractère non isotherme du phénomène. Dans le cas du modèle Wet Steam, l'équation d'état est une équation de gaz réelle assez complexe spécialement trouvée pour résoudre les problèmes de vapeur humide. Cette loi ainsi que les propriétés thermodynamiques du fluide utilisées sont détaillées dans le guilde théorique d'ANSYS Fluent.

### 3. Méthode

#### 3.1. Géométrie de l'éjecteur

Comme mentionné précédemment, les résultats expérimentaux de Ruangtrakoon & al [11] sont utilisés pour évaluer les résultats de simulation. Ainsi les caractéristiques principales de la géométrie modélisée sont présentées dans le tableau 1.

	Chambre de mélange	Gorge de l'éjecteur	Diffuseur	Entrée du fluide secondaire	Buse du fluide primaire
Longueur (mm)	130	114	180	44	67
Diamètre maximal (mm)	24	19 (constant)	40	46.6	7.75

Tableau 1 : Caractéristiques de l'éjecteur modélisé [6]

Pour ce qui est de la buse d'entrée du fluide primaire, le fluide entre dans un tube de 7.5 mm de diamètre, puis passe dans un convergent dont le col est à 1.4 mm de diamètre avant de traverser un divergent dont l'angle d'ouverture est de 10°.

#### 3.2. Maillage et conditions aux limites

Une fois la géométrie identifiée, elle a été reproduite à l'aide du logiciel Design modeler puis un maillage a été construit. Le maillage comporte 26000 mailles. Il a été vérifié avec un maillage deux fois plus raffiné que la précision du maillage n'impactait quasiment pas les résultats du calcul. Seule une moitié de la géométrie a été modélisée et une condition d'axisymétrie est utilisée sur l'axe central de l'éjecteur. Le  $y^+$  du maillage est compris entre 1 et 10 sur la paroi extérieure et entre 1 et 120 pour la paroi intérieure. Il est important d'associer les conditions limites aux différentes limites du maillage. Les conditions limites de l'écoulement sont les suivantes : une pression de 476160 Pa et une température de 150 °C sont imposées pour l'entrée du fluide primaire. Une pression de 1037 Pa et une température de 7.5 °C sont imposées pour l'entrée du fluide secondaire. Enfin, la pression en sortie est imposée à 3000 Pa. Les conditions de pression en entrée correspondent aux conditions de saturation de la vapeur d'eau associées aux températures.

### 4. Résultats et discussions

Afin de réaliser l'étude des résultats de simulation les champs de Pression, nombre de Mach, température et fraction massique ont été extraits le long de la ligne centrale de l'éjecteur.

#### 4.1. Modèle monophasique

La pression, la température et le nombre de Mach relevés sur la ligne centrale de l'éjecteur et sont tracés sur la Figure 1. Il apparaît que la température évolue d'une façon similaire à la pression. La température atteint sa valeur maximale à l'entrée du fluide primaire et diminue par détente du fluide dans la gorge de l'éjecteur. La température minimale atteinte au sein de l'éjecteur est de -212 °C. De plus, la température atteint des valeurs bien en dessous de 0 sur une grande proportion, de l'éjecteur. Bien que des valeurs négatives de températures soient réalistes, des valeurs aussi proches du zéro absolu ne le sont pas et prouvent que le modèle n'est

pas réaliste. Ce modèle qui ne prend en compte la condensation observée expérimentalement est donc grandement limité.

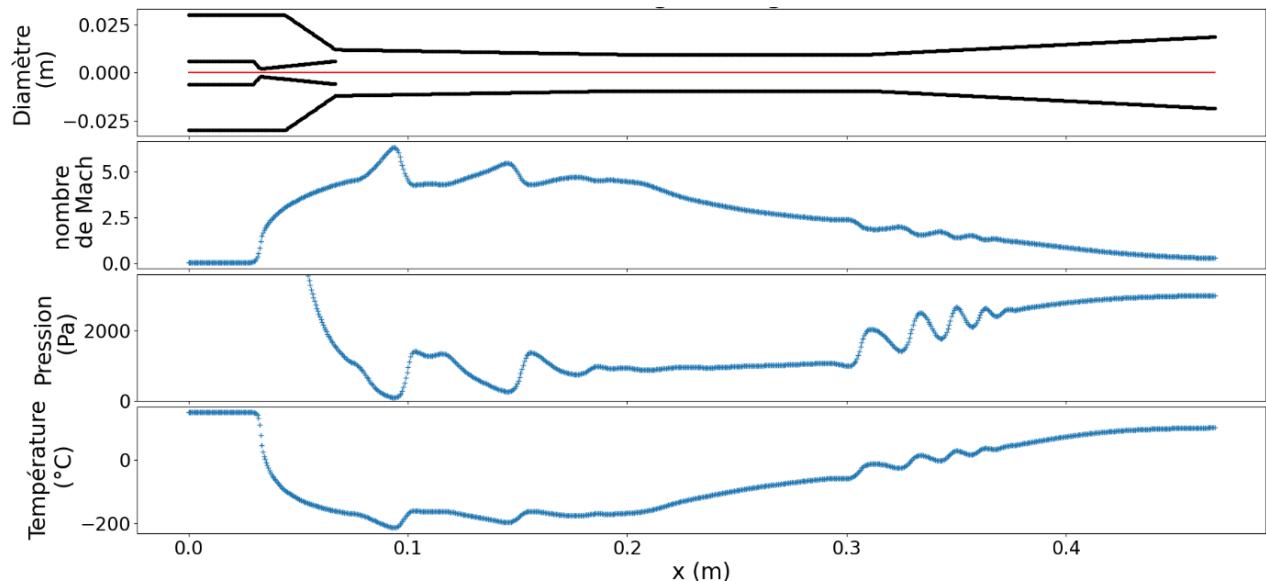


Figure 1 : Résultats de simulation avec le modèle monophasique, gaz parfait, solveur en densité

#### 4.2. Modèle Wet-Steam

La Figure 2 présente les champs de pression, nombre de Mach, température et fraction massique de liquide le long de l'éjecteur sur la ligne rouge.

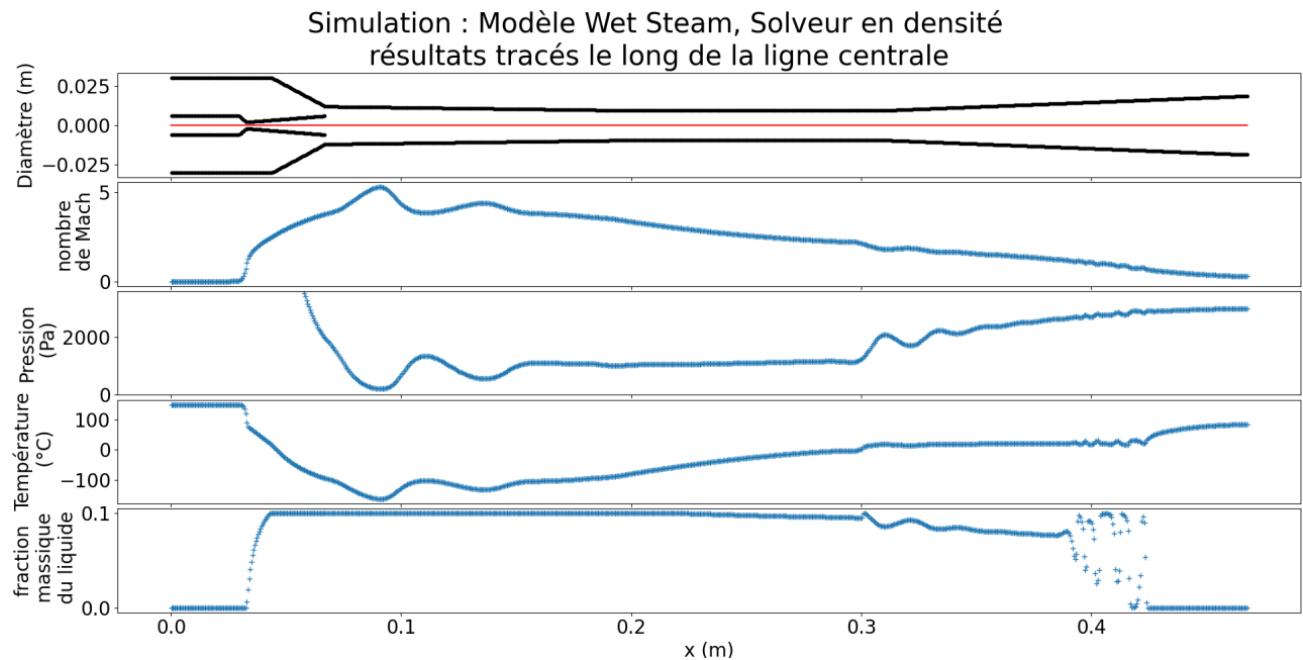


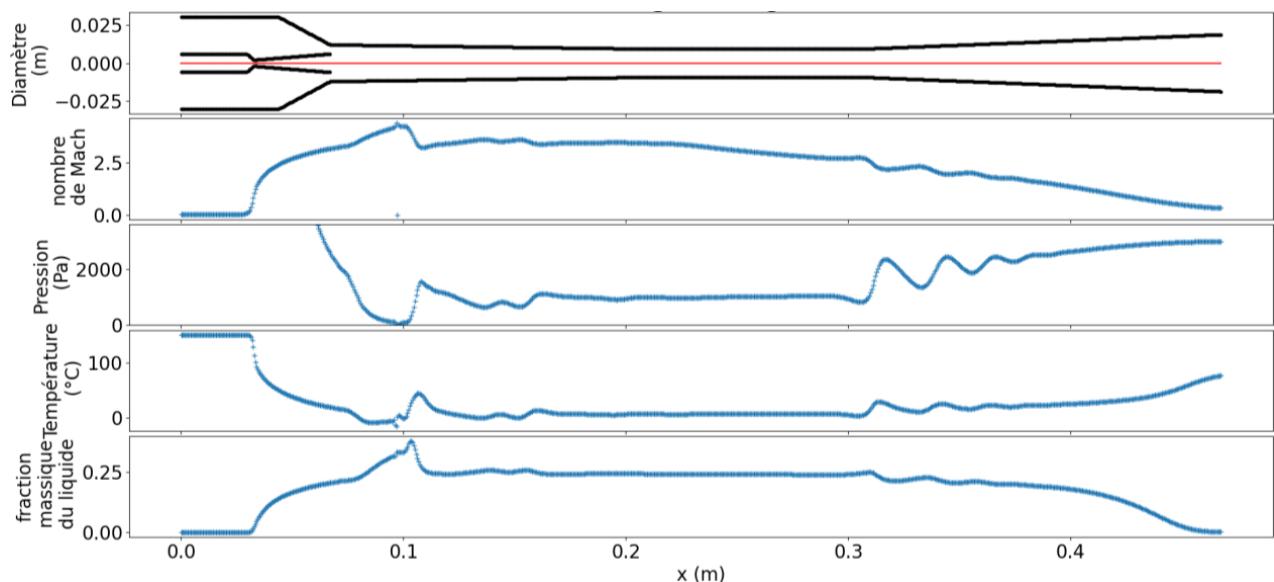
Figure 2 : résultats de la simulation effectuée avec le modèle Wet-Steam, solveur en densité

Il apparaît sur la Figure 2 que les variations de températures sont encore une fois très liées aux variations de pression au sein de l'éjecteur. La température minimale est cette fois de -163 °C. Cette valeur est plus élevée que la valeur minimale atteinte sur la simulation en gaz parfait mais elle demeure bien en dessous de 0°C. Les températures calculées au sein de l'éjecteur sont donc meilleures que dans la simulation monophasique mais toujours pas cohérentes physiquement. L'analyse du champ de fraction massique de liquide permet de donner une première explication sur les raisons de l'échec du modèle Wet-Steam. Il apparaît

que la fraction massique de liquide est d'abord nulle dans la buse du fluide primaire puis croît brutalement au niveau du col de la tuyère. En aval du col, la limite de fraction massique en liquide de 0.1 est atteinte sur de nombreuses mailles. Enfin, la fraction massique en eau liquide finit par osciller puis décroître dans le divergent de l'éjecteur. Le fait que la fraction massique atteigne la limite de 0.1 indique que la condensation est limitée lors de l'utilisation du modèle. Une condensation limitée induit que la chaleur latente libérée lors de la condensation est sous-estimée lors du calcul, expliquant ainsi les faibles températures calculées.

### 4.3. Modèle Eulérien Homogène

La Figure 3 présente les champs de pression, nombre de Mach, température et fraction massique de liquide le long de l'éjecteur sur la ligne rouge.



*Figure 3 : résultats obtenus avec le modèle eulérien homogène, solveur en pression*

Tout comme pour les deux simulations précédentes, il apparaît sur la Figure 3 que les variations de pression sont toujours très liées sur le calcul du champ de température. La température minimale atteinte est de -14 °C ce qui est une valeur beaucoup plus vraisemblable comparée aux résultats des autres modèles. En effet, bien que cette valeur soit négative, la présence d'un potentiel phénomène de solidification de l'eau liquide n'est pas à exclure. Ainsi l'absence de modélisation de solidification et fusion dans le calcul peut expliquer la température minimum de -14°C. L'analyse du champ de fraction massique d'eau liquide permet d'expliquer ce meilleur résultat. Ici la fraction massique de liquide croît à partir du col de la tuyère jusqu'à atteindre une valeur maximale de 0.37 au sein de la chambre de mélange. La fraction massique stagne alors à une valeur d'environ 0.25 jusqu'au divergent de l'éjecteur où elle va décroître jusqu'à atteindre une valeur quasiment nulle en sortie. Ainsi, l'absence de limite sur la condensation de la vapeur d'eau au sein du calcul est ce qui a permis au calcul d'atteindre des valeurs de température vraisemblables.

## Conclusion

Trois modèles d'écoulements différents ont été testés afin de simuler l'écoulement de vapeur d'eau au sein d'un éjecteur conçu pour un cycle de production de froid. Les résultats ont été physiquement analysés. Le premier des trois modèles est un modèle monophasique qui ne prend pas en compte les changements de phases. Ce modèle n'a pas donné de résultats physiquement cohérent d'un point de vue thermodynamique. Le second modèle est le modèle Wet-Steam. Ce

modèle prend en compte les phénomènes de changement de phase liquide vapeur jusqu'à une certaine limite de fraction massique de liquide. Cette limite ayant besoin d'être dépassée, les résultats n'étaient toujours pas cohérents d'un point de vue thermodynamique. Enfin, le dernier modèle est un modèle Eulérien homogène couplé au modèle de Lee d'évaporation et de condensation ainsi qu'à des tables RGP pour les calculs de propriétés thermodynamiques. Il est apparu que ce modèle a donné des résultats thermodynamiques vraisemblables.

## Références

- [1] Voeltzel V., Phan H.T., Blondel Q., Gonzalez B. and Tauveron N., **2020**, Steady and dynamical analysis of a combined cooling and power cycle, *Thermal Science and Engineering Progress* 19, 100650. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2020.100650>
- [2] Godefroy A., Perier-Muzet M., Mazet N., **2019**, Thermodynamic analyses on hybrid sorption cycles for low-grade heat storage and cogeneration of power and refrigeration, *Applied Energy* 255 113751. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2019.113751>
- [3] Elbel S., Lawrence N., **2016**, Review of recent developments in advanced ejector technology, *International Journal of Refrigeration* 62 1–18. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2015.10.031>
- [4] Meunier F. and Neveu P., **2018**, Convertisseurs thermiques - Machines frigorifiques. Pompes à chaleur. Thermotransformateurs, *Froid industriel*. <https://doi.org/10.51257/a-v2-be9734>
- [5] Braccio S., Guillou N., Le Pierrès N., Tauveron N. and Phan H.T., **2023**, Mass-Flowrate-Maximization Thermodynamic Model and Simulation of Supersonic Real-Gas Ejectors Used in Refrigeration Systems, *Thermal Science and Engineering Progress* 37 : 101615. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2022.101615>
- [6] Ruangtrakoon N., Thongtip T., Aphornratana S. and Sriveerakul T., **2013**, CFD Simulation on the Effect of Primary Nozzle Geometries for a Steam Ejector in Refrigeration Cycle, *International Journal of Thermal Sciences* 63: 133 45. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.07.009>
- [7] Bumrungthaichachan E., Ruangtrakoon N., and Thongtip T., **2022**, Performance Investigation for CRMC and CPM Ejectors Applied in Refrigeration under Equivalent Ejector Geometry by CFD Simulation, *Energy Reports* 8: 12598 617. <https://doi.org/10.1016/j.egyr.2022.09.042>
- [8] Al-Door G., **2013**, Investigation of Refrigeration System Steam Ejector Performance Through Experiments and Computational Simulations, Phd Thesis, University of Queensland.
- [9] Ariaifar K., Buttsworth D., Al-Door G. and Malpress R., **2015**, Effect of Mixing on the Performance of Wet Steam Ejectors, *Energy* 93: 2030 41. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.10.082>
- [10] Mazzelli F., Giacomelli F. and Milazzo A., **2018**, CFD Modeling of Condensing Steam Ejectors: Comparison with an Experimental Test-Case, *International Journal of Thermal Sciences* 127. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.01.012>
- [11] Ruangtrakoon N., Aphornratana S. and Sriveerakul T., **2011**, Experimental Studies of a Steam Jet Refrigeration Cycle: Effect of the Primary Nozzle Geometries to System Performance, *Experimental Thermal and Fluid Science* 35: 676 83. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2011.01.001>
- [12] Lee W.H., **1979**, A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Modeling, *Technical Report LA-UR 79-975*. Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l'Energie Atomique et aux énergies alternatives pour leur support financier à cette étude.

# Comparaison de procédés de valorisation énergétique de boues digérées par analyse environnementale

Luca ZANATTA<sup>1,2</sup>, Fabien DELALEUX<sup>1\*</sup>, Sylvain DANTU<sup>1,3</sup>, Jean-Félix DURASTANTI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centre d'Etudes et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes Université Paris-Est Créteil – 77567 Lieusaint

<sup>2</sup>Syndicat Intercommunal d'Aménagement, de Rivières et du Cycle de l'Eau  
58-60 Rue Fernand Laguide, 91100 Corbeil-Essonnes

<sup>3</sup>Société publique locale Confluence Seine Essonne Energie

1 Rue des paveurs, 91000 Évry-Courcouronnes

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : fabien.delaleux@u-pec.fr)

**Résumé** - Dans le cadre de la transition énergétique, la Société Publique Locale Confluence Seine Essonne Energie, entreprend des projets de production d'énergie renouvelable à partir des ressources des stations d'épuration dont elle possède la gestion. Après l'optimisation de la production de biogaz par méthanisation la SPL s'intéresse aux solutions de valorisation des boues digérées. Cet article présente une étude comparative des procédés de valorisation thermique des boues d'épuration par approche environnementale. Le bilan des émissions de gaz à effet de serre des procédés d'incinération et de co-incinération sont analysés par rapport à la solution d'épandage actuellement mise en place sur les sites. Les résultats tendent à favoriser l'envoi des boues préalablement séchées à l'aide du biogaz produit en unité de co-incinération.

## 1. Introduction

Les stations d'épuration d'Evry, propriété du syndicat Grand Paris-Sud (GPS), et d'Exona, propriété du Siarce, de capacités de traitement respectives de 250000 EH et 96000 EH, sont deux stations d'épuration urbaines de grandes capacités qui présentent la particularité d'être juxtaposées. Les deux syndicats ont décidé en 2021 de mutualiser la gestion de leur STEP par la création de la Société Publique Locale (SPL) Confluence Seine Essonne Energie, dans le but notamment de réduire les couts d'exploitation et de maintenance ainsi que d'étudier des solutions de production d'énergie renouvelable à partir de leurs ressources.

En 2022, la SPL a mené à bien un projet de purification et d'injection dans le réseau gazier d'Evry du biogaz produit sur site à l'aide de méthanisateurs déjà implantés dans le procédé de traitement des boues. A l'origine, le biogaz était majoritairement brûlé par des torchères, une partie servant tout de même à subvenir aux besoins thermiques des digesteurs. Aujourd'hui, la production de biogaz est optimisée grâce à l'installation de pompes à chaleur récupérant la chaleur fatale des effluents en sortie de station d'épuration d'Evry afin de fournir l'énergie thermique nécessaire au fonctionnement des digesteurs. Au total, 1270000 Nm<sup>3</sup> de biogaz est injecté dans le réseau par an, ce qui équivaut à 13100 MWh d'énergie thermique. Dans une volonté d'augmenter la production d'énergie renouvelable sur ses sites épuratoires, la SPL s'est tournée vers la possibilité de valoriser les boues après l'étape de méthanisation.

Afin d'avoir une vision durable des solutions de production d'énergie par valorisation des boues d'épuration, cet article se concentre sur l'étude comparative de l'impact

environnemental de procédés de valorisation thermique des boues digérées par rapport au procédé de traitement des boues actuellement en place sur les sites. L'ajout de ce critère aux aspects énergétique et économique permet d'avoir un troisième point d'inflexion quant à l'optimisation de la valorisation énergétique des ressources de station d'épuration. L'ajout du paramètre environnemental dans les études technico-économiques reflète une approche plus durable de la planification des projets de production d'énergie. Avec la recrudescence de réglementations prônant l'économie circulaire et les énergies renouvelables, les bilans environnementaux permettent d'obtenir des analyses objectives sur l'impact des procédés.

## 2. Méthodologie de comparaison des procédés de valorisation des boues d'épuration

L'analyse de cycle de vie (ACV) représente la méthodologie la plus complète pouvant être appliquée dans ce domaine. Le principe de l'ACV repose sur la quantification des flux de matière et d'énergie tout au long du cycle de vie d'un système, autrement dit « du berceau jusqu'au cercueil ». Ces flux sont ensuite traduits en différents impacts environnementaux potentiels : le potentiel de réchauffement climatique, la déplétion des ressources, l'eutrophisation, la toxicité ou encore l'écotoxicité terrestre et aquatique. Dans le cadre de la valorisation énergétique des boues d'épuration, l'étude ACV est souvent utilisée pour comparer l'impact environnemental de différents procédés d'élimination des boues [1] [2] [3]. Les résultats de ces études montrent l'avantage des procédés de valorisation thermique des boues (grâce au pouvoir calorifique des boues) par rapport à leur valorisation chimique et biologique [4], et insistent particulièrement sur l'importance du paramètre d'impact concernant le potentiel de réchauffement climatique [5].

Cette étude s'est focalisée sur l'évaluation des émissions de gaz à effet de serre engendrées par les étapes de différents procédés de valorisation thermique des boues d'épuration, en se basant sur le méthode du bilan carbone instauré par l'ADEME [6]. Pour ce faire, le logiciel GESTABoues, développé par l'INRAE, a été utilisé. En entrant les données de fonctionnement des différentes étapes de traitement des boues de sa station d'épuration, comme la quantité de boues produites, la consommation énergétique des équipements, la quantité de réactif utilisé, ou encore la distance parcourue par les camion transportant les boues pour être valorisées, l'utilisateur de ce logiciel obtient un bilan détaillé de la quantité de gaz à effet de serre (GES), exprimée en tonne équivalente CO<sub>2</sub>, émise par les différentes étapes de traitement des boues en fonction de l'origine des émissions ou le type de gaz émis.

### 2.1. Périmètre de l'étude

Dans le cadre de cette étude, le bilan des émissions de gaz à effet de serre s'est porté sur la comparaison de trois procédés de traitement et de valorisation des boues pouvant être établis dans le cas d'une station d'épuration urbaine de grande capacité. A cause du manque de données techniques pour la STEP d'Evry, cette comparaison se restreint au périmètre de la station d'épuration d'Exona. Toutes les données nécessaires à l'établissement de ce bilan ont été récupérées ou extrapolées à partir des rapports techniques mensuels de fonctionnement de la station d'épuration, fournis par le délégataire.

Le premier procédé, dont le schéma de principe est représenté sur la figure 1a, correspond au traitement des boues mis en place actuellement sur la STEP Exona. Après une phase d'épaississement par flottation, les boues sont envoyées dans les digesteurs afin de produire

du biogaz. Ensuite, 85 % des boues sont déshydratées mécaniquement par centrifugation puis compostées sur site avec des déchets verts. L'autre partie des boues est quant à elle déshydratée par filtre presse. Enfin, la totalité des boues est envoyée en épandage agricole. En termes d'émissions évitées, ce procédé, nommé procédé REF par la suite, permet notamment de réduire la part de gaz naturel dans le réseau de gaz grâce à l'injection du biogaz produit par les méthaniseurs ainsi que de réduire les émissions de gaz à effet de serre dû à l'utilisation de fertilisants chimiques pendant l'épandage.

Le deuxième procédé, schématisé sur la figure 1b, considère l'incinération spécifique des boues sur site. Après la phase d'épaississement par flottation et de stabilisation par digestion anaérobie, les boues sont déshydratées à l'aide d'une centrifugeuse avant d'être envoyées dans un incinérateur à lit fluidisé présent dans le périmètre de la station d'épuration afin de produire de la fumée et des cendres. Ces dernières sont ensuite transportées vers un centre d'enfouissement de déchets non dangereux tandis que les fumées sont traitées par voie humide, grâce à un traitement à la soude, avant d'être relâchées dans l'atmosphère. En plus de produire du biogaz qui est directement réinjecté dans le réseau, ce procédé, appelé procédé INCI dans la suite du travail, permet de valoriser les fumées d'incinération par production de chaleur ou par cogénération. Les deux solutions sont comparées en termes d'émissions de GES évitées.

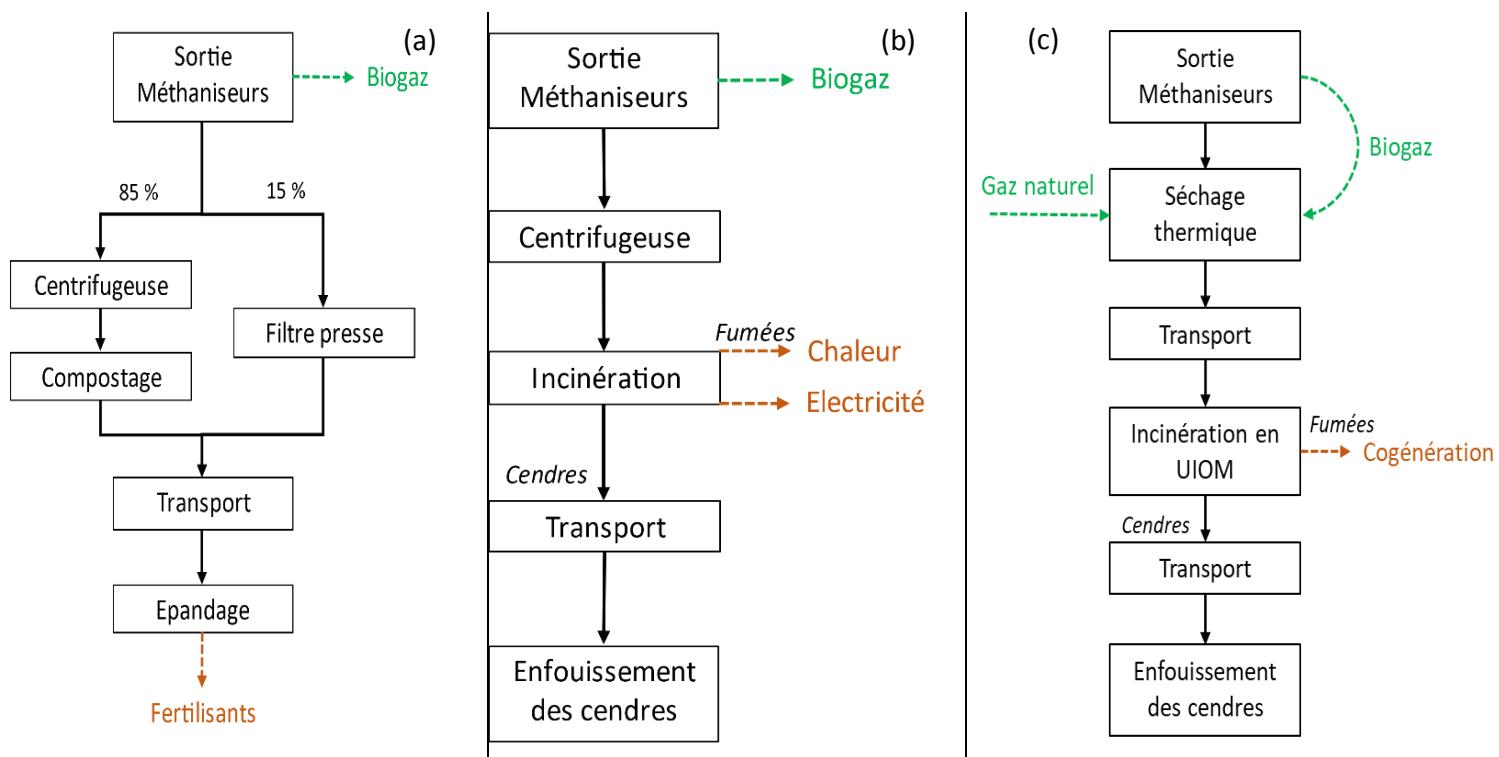


Figure 1 : Représentation schématique des procédés de traitement et de valorisation des boues : a) par compostage et épandage (procédé REF), b) par incinération spécifique (procédé INCI), c) par co-incinération (procédé UIOM)

Le dernier des trois procédés comparés, schématisé sur la figure 1c, correspond à l'envoi des boues sèches dans un centre d'incinération dédié. Après la phase d'épaississement par flottation et de stabilisation par digestion anaérobie, les boues sont déshydratées par centrifugation puis séchées afin d'atteindre une siccité de l'ordre de 90% à l'aide d'un sécheur

thermique. Elles sont ensuite transportées vers un site de co-incinération afin d'être réduites à l'état de cendres en présence d'autres déchets, comme des déchets alimentaires ou des déchets végétaux, pour enfin être transportées vers un centre d'enfouissement de déchets non dangereux. Ce procédé permet de produire du biogaz pendant la digestion anaérobiose qui est reinjecté dans le réseau et de valoriser les fumées issues de la co-incinération par cogénération. Pour ce procédé, appelé procédé UIOM par la suite, deux cas de figure sont distingués suivant si le séchage thermique des boues est effectué à l'aide de gaz naturel ou par autoconsommation du biogaz produit sur site.

Ainsi, pour l'ensemble des procédés étudiés dans cette étude, trois gaz à effet de serre sont pris en compte dans le bilan carbone, le dioxyde de carbone CO<sub>2</sub>, le méthane CH<sub>4</sub> et l'oxyde nitreux N<sub>2</sub>O. Pour chacune des étapes de traitement des boues, trois différents types d'émissions sont comptabilisés : les émissions directes liées au fonctionnement des processus, les émissions indirectes liées à la fabrication des matériaux ou au transport des boues et des produits chimiques nécessaires au traitement, et les émissions dites évitées liées à la substitution d'une énergie d'origine fossile par une énergie produite par l'un des processus de valorisation énergétique ou la substitution d'engrais chimique par les boues d'épuration dans le cas de l'épandage.

### 3. Résultats et discussion

A partir des données de fonctionnement extraites des rapports techniques mensuels de la station d'épuration Exona, le bilan des émissions de gaz à effet de serre est calculé et présenté dans ce paragraphe. Pour chaque procédé, les bilans sont décomposés suivant les étapes de traitement des boues et l'origine des émissions émises et évitées.

#### 3.1. Procédé REF

La figure 2 présente l'émission de gaz à effet de serre du procédé actuellement mis en place sur la STEP Exona pour chaque étape de traitement des boues. Celui-ci servira de référence pour la suite de l'étude. L'origine des émissions de GES est précisée pour chaque étape de traitement.

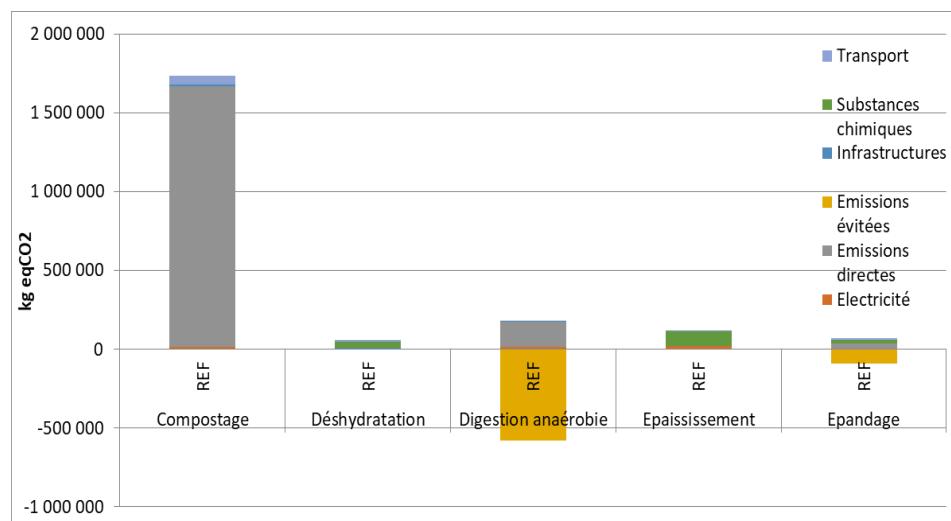


Figure 2 : *Emissions de GES pour chaque étape de traitement en fonction des origines d'émission pour le procédé REF*

Le compostage représente la plus grande quantité de CO<sub>2</sub> équivalent émise, représentant 1631 t eqCO<sub>2</sub>, avec notamment une grande partie due à des émissions directes de CH<sub>4</sub> et de N<sub>2</sub>O. Les étapes d'épaississement et de déshydratation des boues ne sont responsables que d'une faible quantité de GES émise, respectivement 23 t eqCO<sub>2</sub> et 221 t eqCO<sub>2</sub>, avec pour cause principale l'utilisation de substances chimiques. Les principales émissions de GES pour l'épandage des boues sont liées à l'utilisation de substances chimiques et aux émissions directes mais les émissions évitées grâce à la substitution d'engrais chimiques permettent de rendre le processus neutre vis à vis des émissions de GES. La digestion anaérobiose permet quant à elle d'avoir une quantité de GES évitées équivalente à 577 t eqCO<sub>2</sub> grâce à la valorisation du biogaz produit, quantité suffisamment importante pour annuler son impact ainsi que ceux de l'épaississement et de la déshydratation.

### 3.2. Procédé INCI

Dans le cas du procédé d'incinération spécifiques des boues sur site, deux types de valorisation énergétique possibles sont comparés. Le premier est la valorisation thermique des fumées d'incinération par récupération de la chaleur pour les besoins internes de l'incinérateur, appelé procédé INCI, alors que le second est la valorisation par cogénération, appelé procédé INCI\_CoG, avec de la récupération de la chaleur pour les besoins internes de l'incinération et l'installation d'une turbine à gaz pour la production d'électricité. La figure 3 présente la comparaison des émissions de GES pour chaque étape de traitement des deux procédés d'incinération spécifique en fonction des origines des émissions. Pour les deux procédés, l'émissions de GES des étapes de déshydratation, de digestion anaérobiose et d'épaississement sont négligeables devant les émissions liées à l'incinération des boues. Le cumul des émissions évitées par les étapes de digestion anaérobiose et d'incinération représente respectivement 737 t eqCO<sub>2</sub> et 734 t eqCO<sub>2</sub> dans le cas de la valorisation thermique seule des fumées et le cas de la production d'électricité par cogénération. La seule différence notable entre les deux cas de valorisation est la diminution des émissions directes de gaz lors de l'incinération des boues dans le cas de la valorisation par cogénération. Avec le contexte énergétique français pour lequel l'électricité est déjà fortement décarbonée, la valorisation par cogénération ne permet pas d'augmenter la quantité de GES évitée.

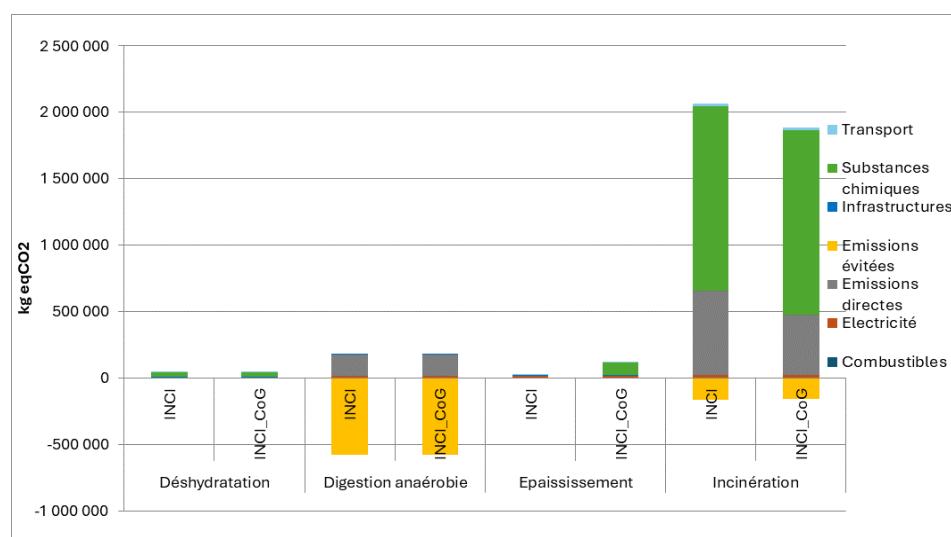


Figure 3 : Emissions de GES pour chaque étape de traitement en fonction des origines d'émission pour les procédés INCI et INCI\_CoG

### 3.3. Procédé UIOM

Ensuite, le procédé consistant à envoyer les boues séchées vers une unité de co-incinération est analysé en considérant lui aussi deux cas de figure. Le premier cas utilise du gaz naturel provenant du réseau gazier à proximité de la STEP afin de sécher thermiquement les boues. Le second, nommé procédé UIOM\_Biogaz, consiste à réutiliser une partie du biogaz produit par l'étape de digestion anaérobie afin de sécher les boues d'épuration. La comparaison entre les deux procédés de co-incinération des boues est présentée sur la figure 4. Alors que la quantité de gaz émise et évitée est la même dans les deux cas pour les étapes de co-incinération, de déshydratation et d'épaississement, les étapes de digestion anaérobie et de séchage diffèrent fortement d'une étude à l'autre. La quantité de GES émise lors du séchage des boues à cause de l'utilisation du gaz naturel, représentant 880 t eqCO<sub>2</sub>, est réduite à 137 t eqCO<sub>2</sub> dans le cas du séchage grâce au biogaz. Quant à la quantité de gaz à effet de serre évitée lors de l'étape de digestion anaérobie, l'autoconsommation du biogaz produit réduit cette valeur de 894 t eqCO<sub>2</sub> à 411 t eqCO<sub>2</sub>. Au global, la balance environnementale, représentant la somme des émissions de gaz à effet de serre émises et évitées, est de 793 t eqCO<sub>2</sub> dans le cas de l'utilisation de gaz naturel pour le séchage des boues, contre 533 t eqCO<sub>2</sub> si le biogaz produit est autoconsommé par le procédé de séchage. L'utilisation du biogaz produit lors de la digestion anaérobie permet de fortement réduire l'impact environnemental du procédé, au détriment d'une valorisation moindre des ressources produites.

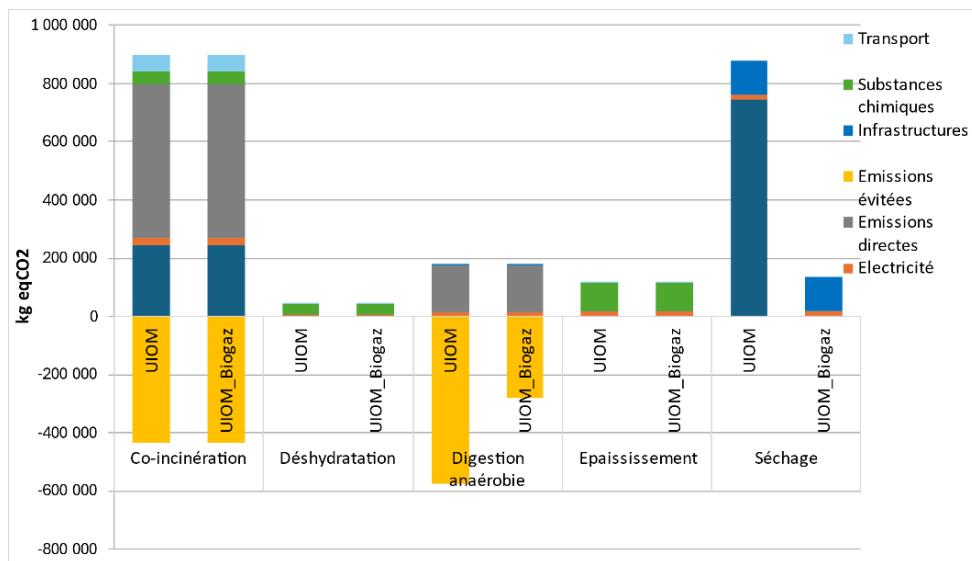


Figure 4 : Emissions de GES pour chaque étape de traitement en fonction des origines d'émission pour les procédés UIOM et UIOM\_Bigaz

### 3.4. Comparaison des procédés

Après avoir analysé individuellement le bilan carbone de chaque procédé, la comparaison des quantités de gaz à effet de serre émise est présentée dans la suite du travail. La figure 5 donne la répartition de la quantité totale de gaz à effet de serre émis selon la nature du gaz

pour chaque procédé étudié précédemment, soit de gauche à droite, l'incinération spécifique des boues avec cogénération, l'incinération des boues avec production d'électricité, l'épandage des boues préalablement compostées, l'envoi des boues en co-incinération avec le séchage des boues par injection de gaz naturel et enfin l'envoi des boues en co-incinération avec le séchage des boues par autoconsommation du biogaz produit sur site. D'un point de vue émissions de GES, le procédé UIOM\_Biogaz présente la plus faible quantité de GES émis, suivi par le procédé UIOM. Les deux cas d'étude de l'incinération spécifique des boues présentent une quantité de gaz à effet de serre émis sensiblement équivalente et le procédé REF émet légèrement plus de GES. Dans le cas des émissions évitées, le procédé UIOM présente la plus grande quantité de GES évitées. Viennent ensuite le procédé INCI, puis les procédés INCI-CoG et UIOM\_Biogaz avec la même quantité de GES évités et enfin le procédé REF.

A partir de ce graphique, il est possible de conclure que tous les procédés de valorisation thermique des boues digérées sont bénéfiques du point de vue émissions de gaz à effet de serre par rapport au procédé actuellement utilisé dans la STEP Exona. L'envoi des boues d'épuration dans un site dédié à leur co-incinération est une solution plus avantageuse que leur incinération spécifique, avec des balances environnementales respectives de + 793 t eqCO<sub>2</sub> et + 1370 t eqCO<sub>2</sub>, surtout si le biogaz produit à partir de la digestion anaérobiose peut être réutilisé directement pour sécher les boues ; dans ce cas, la balance environnementale atteint + 533 t eqCO<sub>2</sub>.

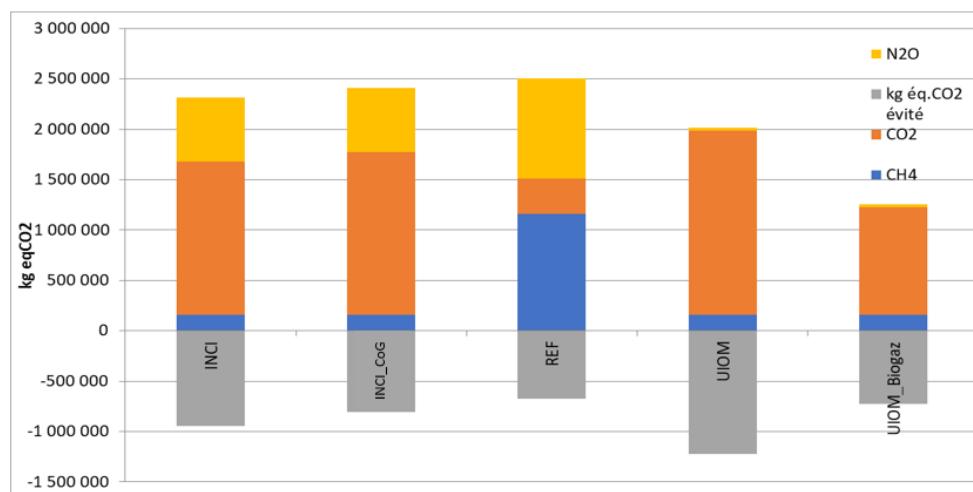


Figure 5 : Répartition des émissions de GES en fonction de la nature du gaz émis pour les différentes solutions de valorisation des boues

#### 4. Conclusions et perspectives

Dans le cadre de la valorisation énergétique du groupement des stations d'épuration Evry-Exona, la comparaison des procédés d'incinération et de co-incinération des boues d'épuration par rapport à leur compostage et envoi en épandage a été réalisée par approche environnementale. Pour ce faire, le choix s'est porté sur la méthode Bilan Carbone, qui permet de comptabiliser les émissions des principaux gaz à effet de serre comme le dioxyde de carbone, le méthane et l'oxyde nitreux. Il en résulte que les principaux postes émetteurs de GES sont le compostage pour le procédé référence, l'incinération des boues pour les procédés d'incinération spécifique et de co-incinération, et le séchage thermique pour le cas spécifique de l'utilisation de gaz naturel dans cette étape de traitement. En comparant les bilans de tous

les procédés entre eux, il apparaît que le procédé de co-incinération des boues séchées avec autoconsommation d'une partie du biogaz produit présente la balance environnementale la plus favorable.

La perspective directe de cette étude est sa complétion par l'ajout des facteurs d'impacts environnementaux issus de l'ACV comme la déplétion des ressources, l'eutrophisation, la toxicité, etc. De plus, la prise en compte des données issues de la station d'épuration d'Evry permettrait d'obtenir une étude environnementale complète dans le cadre de la gestion mutualisée de ces deux sites épuratoires.

Avec l'ajout des paramètres énergétiques et économiques, ces résultats permettent d'ouvrir des perspectives quant au développement d'un outil d'aide à la décision du choix des solutions de valorisation énergétique adaptées, en s'appuyant sur une méthode d'optimisation multicritère.

## Références

- [1] Y. Cao, A. Pawlowski, *Life cycle assessment of two emerging sewage sludge-to-energy systems: Evaluating energy and greenhouse gas emissions implication*, Bioresource Technology (2013), 81-91.
- [2] A. Ding, R. Zhang, H.H. Ngo, X. He, J. Ma, J. Nan, G. Li, *Life cycle assessment of sewage sludge treatment and disposal based on nutrient and energy recovery: A review*, Science of the Total Environment (2021), 144451.
- [3] C. Gourdet, R. Girault, S. Berthault, M. Richard, J. Tosoni, M. Pradel, *In quest of environmental hotspots of sewage sludge treatment combining anaerobic digestion and mechanical dewatering: A life cycle assessment approach*, Journal of Cleaner Production (2017), 1123-1136.
- [4] N. Mills, P. Pearce, J. Farrow, R.B. Thorpe, N.F. Kirkby, *Environmental & economic life cycle assessment of current & future sewage sludge to energy technologies*, Waste Management (2014), 185-195.
- [5] G. Houillon, O. Jolliet, *Life cycle assessment of process for the treatment of wastewater urban sludge: energy and global warming analysis*, Journal of Cleaner Production (2005) 287-299.
- [6] ADEME, *Méthode pour la réalisation des bilans d'émissions de gaz à effet de serre*, Rapport version 5 (2022).

# Deux cents ans depuis la parution du livret de Carnot : un exemple à suivre

Michel FEIDT\*

Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée

2, avenue de la Forêt de Haye – 54518 Nancy

\*(auteur correspondant : [michel.feidt@univ-lorraine.fr](mailto:michel.feidt@univ-lorraine.fr))

**Résumé** – Deux cents ans plus tard, les résultats principaux de l'opuscule de Carnot figurent dans tous les livres de thermodynamique macroscopique. Malgré cela, on a noté dans les années 1980, une nouvelle tendance, marquée par un article culte, celui de Curzon et Ahlborn qui introduit la durée des transformations du cycle. On montre dans cette communication comment l'œuvre magistrale de Carnot a d'abord été ignorée, puis redécouverte et complétée présentement par des nouveaux développements.

## Nomenclature

$\dot{C}_C$	débit calorifique, $\text{W.K}^{-1}$	$\tau$	temps, s
$C_{li}$	action de production d'entropie, $\text{J.s.K}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$G$	conductance de transfert sur la durée du cycle, $\text{J.K}^{-1}$	$C$	relatif au fluide cyclé du côté froid (cold)
$K$	conductance de transfert thermique, $\text{W.K}^{-1}$	$c$	Carnot
$n$	paramètre d'écoulement	$CS$	relatif à la source froide
$\dot{Q}$	flux thermique, W	$H$	relatif au fluide cyclé du côté chaud (hot)
$\Delta S_I$	production d'entropie interne, $\text{J.K}^{-1}$	$HS$	relatif à la source chaude
$T$	température, K	$i$	relative à la transformation i
$W$	énergie mécanique, J	$p$	pertes thermiques
$\bar{W}$	puissance moyenne du cycle, W	$S$	relatif au système
<i>Symboles grecs</i>		$0$	relatif à l'ambiance
$\eta$	rendement		
$\varphi$	variable extensive réduite		

## 1. Introduction

2024 est une année anniversaire de la parution du livre de S. Carnot [1]. Un livre exceptionnel de densité et de profondeur scientifique par sa concision.

Après un oubli d'une vingtaine d'années, le livre a d'abord été redécouvert par Clapeyron, puis Clausius dans un second temps. C'est alors qu'est apparue toute la richesse de l'opuscule, même si celui ici se limite à la Thermostatique (ou thermodynamique de l'équilibre).

Depuis, ce petit arbre a grandi et donné de nouvelles branches qui seront évoquées dans le paragraphe 6. Mais tout d'abord nous voulons résumer et situer brièvement l'histoire et l'essentiel de l'opuscule (paragraphe 2).

Dans le paragraphe 3, nous montrerons comment l'histoire a de nouveau caché des évolutions lentes des idées à partir du travail de Carnot [2,3]. Des travaux ont en effet abordé le prolongement de l'œuvre de Carnot, bien avant la publication de l'article de Curzon-Ahlborn [4].

Pour notre compte depuis environ 40 ans, nous tentons d'ajouter de petites pierres à cet impressionnant édifice, comme d'autres auteurs. Le paragraphe 4 proposera une rétrospective de nos avancées les plus marquantes jusqu'à ce jour [5].

Ces contributions doivent être restituées dans un ensemble de courants de pensées qui font l'objet du paragraphe 5. Nous proposons une unification de ces divers courants sous la forme d'une branche phénoménologique de la thermodynamique que nous qualifions de FDOT (Finite physical Dimensions Optimal Thermodynamics ; thermodynamique optimale en dimensions physiques finies) : quelques résultats illustreront le propos [6,7]).

Le paragraphe 6 se doit d'ouvrir la proposition à d'autres branches de la thermodynamique très florissante, mais plus récentes. On pense surtout à la Thermodynamique relativiste [8] et la Thermodynamique quantique pour les sujets les plus fondamentaux, mais aussi comme à l'époque de Carnot, à des aspects applicatifs : analyse énergétique ; analyse entropique ; analyse exergétique, et plus encore, thermo-économie, thermodynamique environnementale.

Le paragraphe 7 tirera quelques conclusions – perspectives.

## 2. Brève histoire classique du livre de Carnot [1] (1796-1832)

L'opuscule publié par Carnot concerne en fait les moteurs thermomécaniques. Il a été publié il y a 2 siècles par un homme jeune polytechnicien, qui a bénéficié du contact avec un père (Lazare) mécanicien (ce qui transparaît dans le livre) et membre de l'Institut de France.

L'environnement scientifique et technique d'un moment marque un intérêt prononcé pour les applications des machines thermomécaniques.

L. Carnot s'intéresse au pyréolophore des frères Niepce. Dans le même moment apparaissent :

- la machine de Newcomen (1768),
- la machine de Watt (1775),

puis en France, un peu plus tard :

- la machine de D. Papin (1817-1832),
- le fardier de Cugnot (1827),

puis

- la machine à vapeur de Stephenson (1820).

À cette période d'invention effrénée décrite ci-dessus, correspond en fait une lente progression de l'usage de l'énergie calorifique qui commence avec la maîtrise du feu par l'humain (phlogistique), puis l'usage de l'énergie animale et (ou) humaine. Enfin, juste avant la découverte des machines thermomécaniques qui aboutira à la naissance de l'ère industrielle, il y aura l'usage de l'énergie mécanique : énergie du vent (moulin à vent), énergie hydraulique (moulin à l'eau).

On notera toutefois l'existence de l'éolipile (Heron, 2<sup>ème</sup> siècle avant JC), forme ludique d'une machine à vapeur.

## 3. Suite récente du prolongement historique des travaux de Carnot

On résume ici en partant de l'efficacité de Carnot, quelques résultats présentés à CIEM 2021 [9]. Ces résultats sont relatifs au moteur de Carnot en contact avec 2 thermostats (de capacités thermiques infinis), dont l'expression du rendement de Carnot est bien connue :

$$\eta_C = 1 - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \quad (1)$$

Il en résulte en particulier un bouquet de modèles endoréversibles, dont le modèle de Curzon-Ahlborn [4] :

$$\eta_{CNCA} = 1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}}} \quad (2)$$

Ce rendement nommé selon nous rendement de Chambadal-Novikov-Curzon-Ahlborn [10,11,4] est un rendement à  $\text{Max } \bar{W}$ , maximum de puissance moyenne de cycle (voir d'énergie), dans le cas endoréversible, le plus étudié jusque très récemment.

### 3.1. Bouquet de modèles endoréversibles de moteur de Carnot

On donne ci-après trois expressions particulières du rendement à  $\text{Max } \bar{W}$  illustrant la diversité des modèles :

- Cas du modèle avec des conductances de transfert finies et avec pertes thermiques ( $K_p$ ) :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = \left(1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}}}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}} + \frac{K_p}{K}} \eta_C} \quad (3)$$

où  $\frac{1}{K} = \frac{1}{K_C} + \frac{1}{K_H}$ .

- Cas du modèle avec des débits calorifiques finis ( $\dot{C}_C ; \dot{Q}_H$ ) :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = 1 - \sqrt{\frac{\dot{C}_C T_{CS}}{\dot{Q}_H} \ln \left(1 - \frac{\dot{Q}_H}{\dot{C}_C T_{CS}}\right)} \quad (4)$$

Cas du modèle avec  $n$ , paramètre d'écoulement :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = \frac{n}{n-1} \left(1 - \sqrt{\frac{T_{CS}}{T_{HS}}}\right) \quad (5)$$

Il apparaît une grande diversité de résultats. Le seul point commun de l'ensemble de ces approches est relatif à la configuration endoréversible de toutes ces machines. Il en résulte la nécessité et l'utilité de considérer des convertisseurs thermomécaniques réels, donc avec production d'entropie. C'est ce qui sera analysé dans le paragraphe 4.

### 3.2. Incidence de l'environnement et de l'économie

Carnot, dans son mémoire, a manifesté son souci de l'économie (coût de fabrication du moteur, puis coût de fonctionnement à travers la notion de rendement).

La préoccupation environnementale est beaucoup plus récente. On illustrera ces 2 points par :

- a) le rendement écologique [12] :

$$\eta_{écologique} = 1 - \frac{T_{CS}}{T_{HS}} \frac{\sqrt{1 + \frac{T_{CS}}{T_{HS}}}}{2} \quad (6)$$

- b) le rendement thermo-économique [13] appliqué à un moteur irréversible, contrairement aux rendements ci-dessus qui sont tous relatifs à une configuration endoréversible.

### 3.3. Autres cas d'étude

Parmi ces autres cas, on distingue des variantes de moteur de Carnot. On donne comme exemple le modèle de moteur de Carnot avec source finie [6, page 82]. La particularisation à la source finie est immédiate :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = 1 - \sqrt{\frac{T_0}{T_{HSi}}} \quad (7)$$

Cette relation complète les résultats du modèle de Chambadal [20] dans le cas d'une source finie.

## 4. Tentative de rétrospective et synthèse des avancées aux travaux de Carnot

### 4.1. Configurations endoréversibles

Les prolongements sont assez nombreux et variés. Certains sont même très anciens [2,7,3]. Nous avons appris récemment l'existence d'un travail américain [14] postérieur à celui de Curzon-Ahlborn. Mais on notera que la quasi-totalité des articles se réfèrent à des configurations endoréversibles.

Un article [15] propose une systématique des cycles imparfaits pour machines endoréversibles avec pertes thermiques ( $K_p$ ). Le flux thermique fini à la source,  $\dot{Q}_{HSi}$ , est une contrainte supplémentaire pour l'ensemble des moteurs.

Contrairement aux études endoréversibles courantes, dont les résultats sont fonctions de grandeurs intensives, on trouve alors un rendement fonction d'une variable extensive réduite  $\varphi$ , telle que :

$$\varphi = \frac{\dot{Q}_{HSi}}{K_p T_{CS}} \quad (8)$$

Le rendement endoréversible non adiabatique est tel que :

$$\eta_{endo, non adiabatique} < \frac{\varphi}{1+\varphi} \quad (9)$$

Et le nice radical est donc remplacé par une nouvelle forme extensive réduite :

$$\eta(\text{Max } \bar{W}) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1+\varphi}} \quad (10)$$

On rappelle que ce résultat est valable pour l'ensemble des moteurs Otto-Beau de Rochas, Diesel, Brayton-Joule, Stirling, Ericsson [15].

Ceci nous incite à proposer un nouveau paradigme : la Thermodynamique en Dimensions Physiques Finies (TDPF). Les dimensions physiques finies sont de manière générale des variables extensives :  $K$  ou  $R = \frac{i}{K}$  ;  $\dot{C}$  ;  $\dot{Q}$  ou  $C, Q, E$  ; puis  $T$ , températures et enfin  $t$  ou  $\tau$ , durées des transformations et du cycle.

### 4.2. Configurations irréversibles du convertisseur

La littérature nous montre que la première tentative de prise en compte des irréversibilités de cycle fait appel à une méthode de ratio [10,16].

La présente extension vise à relier l'efficacité des moteurs réels à la Thermodynamique mésoscopique irréversible, d'un point de vue fondamental, à travers la variable intensive  $T$ , température, mais hors équilibre [17], puis à travers la variable conjuguée  $S$ , l'entropie [18]. Mais on notera que la première référence est centrée sur les matériaux et la deuxième, sur les transferts de chaleur et de matière. Au contraire, notre proposition considère pour les machines thermiques, les transferts de chaleur et de matière, en même temps que la conversion d'énergie : on insiste selon le cas sur les mécanismes de transfert ou de conversion d'énergie thermique en énergie mécanique, mais en présence des irréversibilités associées :

- moteur endo-réversible ou endo-irréversible ;
- transferts thermiques réversibles ou irréversibles.

Les principaux modèles que nous avons étudiés sont :

- le moteur de Carnot endo-irréversible (exo-réversible) [19] ;
- le moteur de Chambadal avec irréversibilité interne [5,20].

Nous avons privilégié la méthode de production d'entropie par rapport à la méthode du ratio, car la première est plus complète et proche de la physique du problème.

Les principaux résultats relatifs à la configuration du moteur de Carnot endo-irréversible sont disponibles dans [19]. On rappelle ici le rendement au maximum d'énergie mécanique du cycle :

$$\eta_I(\text{Max } W) = \eta_C \left( 1 - \frac{(\sum_i \sqrt{c_{II}})^2}{\tau \cdot \Delta S_S} \right) \quad (11)$$

où  $c_{II}$  est l'action de production d'entropie de la transformation irréversible  $i$  (nouveau concept) ;  $\tau \cdot \Delta S_S$  est l'action de transfert d'entropie disponible.

L'optimisation en puissance est ensuite réalisée, conduisant à une période optimale pour le cycle. Cette période est associée au maximum de puissance moyenne de cycle.

La même démarche d'optimisation a été appliquée au modèle de Chambadal amélioré. Elle a donné lieu à des publications [5,20]. L'optimisation séquentielle fournit en premier un optimum énergétique :

$$\text{Max}_1 W = G_H \left( \sqrt{T_{HS}} - \sqrt{(1 + s_I) T_0} \right)^2 - T_0 \Delta S_I \quad (12)$$

avec  $s_I = \frac{\Delta S_{IH}}{G_H}$ . On fait donc apparaître un ratio entropique particulier.

Un nouvel article relatif au modèle de Chambadal vient de paraître [21] avec des compléments significatifs (nouveaux concepts et variante de modèle) permettant de proposer un encadrement du rendement irréversible au maximum de puissance. Ce résultat est complètement nouveau. Cette démarche pourra être complétée par d'autres avancées. On pense tout particulièrement au modèle plus complet de Curzon et Ahlborn qu'il est aussi possible d'améliorer. Un article écrit dans ce sens est accepté pour publication dans le journal Entropie [22], à la suite d'un premier article faisant le point sur le modèle de Curzon-Ahlborn [23].

## 5. Unification des divers courants de la branche Thermodynamique Phénoménologique (tentative)

Les paragraphes précédents ont montré qu'il existe encore un espace de développement substantiel suite aux propositions de Carnot. Nous espérons que nos contributions permettront

de renforcer cette démarche centrée sur les moteurs. Mais un autre pan du développement concerne les machines à cycles inverses. Par faute de place, nous laissons le lecteur découvrir les articles correspondants.

Le rapprochement de ces deux directions de travail doit permettre une unification quel que soit la machine. Une seconde unification est possible avec la thermodynamique en temps fini, puis en vitesse finie. Notre proposition en résulte sous forme d'une Thermodynamique Optimale en Dimensions physiques Finies (TODF, ou FDOT en anglais, Finite physical Dimensions Optimal Thermodynamics) [6,7].

## 6. Autres branches de la Thermodynamique

Celles-ci prolongent soit l'aspect applicatif, soit l'aspect fondamental.

Pour l'aspect applicatif, on pourrait analyser la Thermo-économie, Thermodynamique et environnement (on pense ici à la suite des travaux de Georgescu-Roegen [24]).

La Thermodynamique est aussi utile dans l'étude du vivant que caractérise l'évolution.

Enfin, comme on l'a précisé [8], la Thermodynamique relativiste, puis quantique est utile respectivement dans les grandes échelles, mais aussi les petites échelles. Il y a là encore un enjeu d'unification fondamentale.

## 7. Conclusion

Nous espérons avoir montré comment un opuscule de 120 pages a donné lieu à une révolution industrielle (partie applicative), mais aussi a ouvert la voie à des découvertes fondamentales dans des sujets essentiels : la Vie, les grandes structures de l'univers, les particules fondamentales de l'infiniment petit.

### Références

- [1] S. Carnot, *Réflexion sur la puissance motrice du feu et des machines propres à développer cette puissance*, Albert Blanchard : Paris, France (1953).
- [2] M. Feidt, The History and Perspectives of Efficiency at Maximum Power of the Carnot Engine, *Entropy*, 19 (2017), 369.
- [3] A. Vaudrey, F. Lanzetta, M. Feidt, H. B. Reitlinger and the origins of the efficiency at maximum power formula for heat engines. *J. Non-Equili. Thermodyn.*, 39-4 (2014), 199-203.
- [4] F. L. Curzon, B. Ahlborn, Efficiency of a Carnot engine at maximum power output, *Am. J. Phys.*, 43 (1975), 22–24.
- [5] M. Feidt, M. Costea, Progress in Carnot and Chambadal Modeling of Thermomechanical Engine by Considering Entropy Production and Heat Transfer Entropy. *Entropy*, 21 (2019), 1232.
- [6] M. Feidt, *Finite Physical Dimensions Optimal Thermodynamics, Tome 1 – Fundamentals*, ISTE Press - Elsevier (2017)., Tome 2 – Complex systems, 2018.
- [7] M. Feidt, *Finite Physical Dimensions Optimal Thermodynamics, Tome 2 – Complex Systems*, ISTE Press - Elsevier (2017).
- [8] L. de Broglie, *Diverses questions de mécanique et de thermodynamique classique et relativiste*, Springer (1995).
- [9] M. Feidt, Energie–Environment : Optimizations and Constraints, Conférence invitée, 10th International Conference on Energy and Environment, CIEM 2021 (Bucarest, Roumanie, 14-15 oct. 2021).

- [10] I. Novikov, The efficiency of atomic power stations (a review). *J. Nucl. Energy*, 7 (1958), 125–128.
- [11] P. Chambadal, *Les Centrales Nucléaires*, Armand Colin Paris (1957).
- [12] F. Angulo-Brown, An ecological optimization criterion for finite- time heat engines, *J. Appl. Phys.*, 69-11 (1991), 7465-7469.
- [13] Y. A. Gogus, Thermoeconomic optimization of irreversible Carnot engine, personnel communication (dedicated to Professor J. Straub on his 70th birthday), Sept 2002.
- [14] P. Penfield, Available Power for a Non-Ideal Thermal Source, *J. Appl. Phys.*, 32 (1961), 1793, (communicated by R. Egri, 2022).
- [15] M. Feidt, Sur une systématique des cycles imparfaits, *Entropie*, 205 (1997) 53-61.
- [16] O. M. Ibrahim, S. A. Klein, J. W. Mitchell, Optimum heat power cycles for specified boundary conditions, *J. Eng. Gas Turb. Power*, 113 (1991), 514–521.
- [17] D. Jou, J. Casas-Vasquez, J. Lebon, *Extended Irreversible Thermodynamics*, Springer Verlag Berlin (1993).
- [18] A. Bejan, *Entropy Generation through Heat and Fluid Flow*, Wiley Interscience (1982).
- [19] M. Feidt, R. Feidt, Endo-irreversible thermo-mechanical engine with new concept of entropy production action coefficient, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 94-3 (2021), 30901.
- [20] M. Feidt, M. Costea, A New Step in the Optimization of the Chambadal Model of the Carnot Engine, *Entropy* 24 (2022), 84.
- [21] M. Feidt, M. Costea, Improved Chambadal Model with New Optimization Results, *Entropy* 26 (2024), 125.
- [22] R. Irzykiewicz, M. Feidt, Evolution du rendement au maximum de travail utile dans un cycle de Carnot moteur irréversible, *Entropie* (2024), accepté pour publication.
- [23] M. Feidt, G. Siochan, Des prolongements au modèle de Curzon-Ahlborn du moteur de Carnot, *Entropie* (2021), 3, <https://doi.org/10.21494/iste.op.2021.0754>.
- [24] S. Ferrari, *Nicholas Georgescu-Roegen et la bioéconomie*, Edition Le Passager Clandestin (2023).



# Développement d'un modèle semi-analytique pour la prédition du comportement thermique et énergétique d'un panneau photovoltaïque en conditions réelles de fonctionnement

Candice BANES<sup>1</sup>, Benjamin GAUME<sup>1</sup>, Vincent BOURDIN<sup>2,3</sup>, Jodi BADOSA<sup>4</sup>, Johan PARRA<sup>4</sup>, Olivier QUÉMÉNER<sup>1\*</sup>, Anne MIGAN-DUBOIS<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Évry, Univ. Évry Paris-Saclay.

<sup>2</sup> Laboratoire Génie Électrique et Électronique de Paris, CentraleSupélec, Sorbonne Univ., Univ. Paris Saclay, CNRS.

<sup>3</sup> Laboratoire Interdisciplinaire des Sciences du Numérique, CNRS.

<sup>4</sup> Laboratoire de Météorologie Dynamique (UMR 8539), Institut National des Sciences de l'Univers, Ecole Polytechnique, Sorbonne Univ., CNRS, Département des Géosciences, ENS Paris.

**Résumé** - Cet article concerne le développement d'un modèle semi analytique pour simuler le comportement thermique d'un panneau photovoltaïque. Ce modèle prend en compte l'intégralité des différents échanges, les différents flux de rayonnement, l'inertie thermique ainsi que le gradient de température dans l'épaisseur du panneau. Une comparaison avec des essais effectués en conditions réelles de fonctionnement sur une année de mesure, permet de quantifier la précision obtenue.

## Nomenclature

$c$	capacité thermique, $J.m^{-3}.K^{-1}$	$\eta$	rendement
$e$	épaisseur, m	$\theta$	angle du soleil
$P_{elec}$	puissance électrique, W	$\rho$	réflexion
$s$	angle d'inclinaison du panneau	<i>Indices et exposants</i>	
$S$	surface du panneau, $m^2$	$atm$	atmosphère
$T$	température, K	$p$	paroi face avant
$V$	vitesse, $m.s^{-1}$	$IR$	infrarouge
<i>Symboles grecs</i>		$sol$	solaire
$\alpha$	coefficent d'absorption	$ grd$	sol
$\varepsilon$	émissivité	$cv$	convection
$\varphi$	densité de flux, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$vc$	voûte céleste

## 1. Introduction

L'augmentation constante de la production d'électricité photovoltaïque mondiale au cours de ces dernières années montre l'importance de ce vecteur d'énergie renouvelable, dont la variation en fonction des conditions météorologiques nécessite le développement de modèles capables d'anticiper la production photovoltaïque (PV). Parmi les paramètres fondamentaux du comportement d'un panneau PV, se trouve le niveau thermique de ce dernier qui conditionne son rendement. De nombreux auteurs ont ainsi proposés différents modèles thermiques, de différents niveaux de complexité et de précision : D'un côté des modèles simples empiriques [1] [2] ou basés sur un bilan énergétique [4] permettent une estimation rapide du niveau de température global, de l'autre des modèles numériques [3] détaillent le gradient thermique au sein du panneau. Une alternative possible tient dans le développement de modèles semi-analytiques afin de déterminer rapidement le gradient thermique dans l'épaisseur du panneau, et de voir quelle

en est l'implication. Cet article présente ainsi ce type de modèle, pour lequel les différents flux échangés avec l'environnement sont détaillés, et la constitution du panneau est prise en compte.

## 2. Banc expérimental et mesures

La présente étude est basée sur les données expérimentales d'un panneau photovoltaïque au silicium monocristallin utilisant la technologie HIT, avec un verre traité antireflet en face extérieure et un "backsheet" en tedlar blanc. Sa puissance nominale (STC) est de  $231,08\text{ W} \pm 0,24\%$ . Les matériaux constituant le module sont précisés sur la figure 1 et le tableau 1. Le panneau est placé sur un banc de test de systèmes photovoltaïques en environnement réel avec l'inclinaison  $s = 27 \pm 1^\circ$  et l'azimut local  $y = 0 \pm 1^\circ$  (face au sud) sur une dalle horizontale en enrobé. On trouvera l'essentiel des informations sur cette installation métrologique dans la référence [5]. Ce banc (fig. 2) est installé à l'observatoire SIRTA [6] sur le campus de l'École Polytechnique, IPP, à Palaiseau (France, 48.7 N, 2.2 E) et bénéficie des mesures aux standards de l'organisation météorologique mondiale (éclairements horizontaux direct *BHI*, diffus *DHI*, global *GHI*, densité du flux direct circumsolaire *BNI*, vitesse du vent, température et humidité de 1 à 50 m d'altitude et au-delà par télédétection, mesure du spectre solaire, des flux solaires et terrestres montant et descendant, température du sol jusqu'à -2 m). De plus le banc est doté de sa propre station météorologique : vitesse du vent sous les modules à 0,3 m et au sommet à 1 m, direction du vent, éclairements solaires "short waves" et terrestres "long waves" montant et descendant dans le plan des modules, température et humidité de l'air. Chaque panneau est doté d'une sonde platine de classe A câblée en 4 fils, collée en face arrière et recouverte d'un ruban d'aluminium. Toutes sources d'erreur cumulées, l'incertitude des mesures est  $\pm 0,4^\circ\text{C}$  de  $-20^\circ\text{C}$  à  $100^\circ\text{C}$ . Du lever au coucher du Soleil, les caractéristiques intensité – tension  $I(U)$ , sont mesurées à l'aide d'une charge variable commandée. On en déduit la puissance maximum  $P_{mpp}$  à une cadence d'environ un point par minute, avec une incertitude de  $\pm 5,6\%$ .

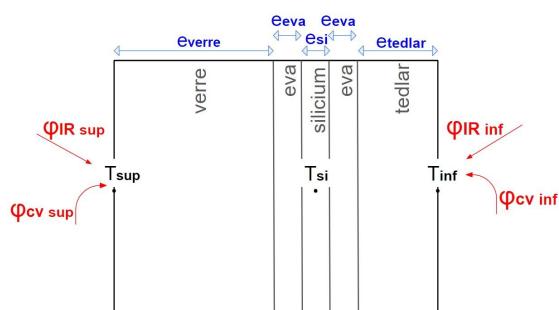


Figure 1 : Constituants du panneau



Figure 2 : Banc d'essais

## 3. Modèle semi analytique

Comme de nombreuses études l'ont montrée, une simulation numérique 3D gourmande en temps calcul n'est pas prioritaire pour ce type de problème, compte tenu de l'importance du gradient thermique selon l'épaisseur devant les autres directions spatiales [3]. Ainsi en négligeant les effets de bord de la surface du panneau, il est possible de considérer le phénomène de diffusion thermique uniquement selon l'épaisseur du panneau.

	$e \text{ (mm)}$	$c \text{ (J.m}^{-3}.K^{-1}\text{)}$	$k \text{ (W.m}^{-1}.K^{-1}\text{)}$
verre (ver)	4	1857	1,4
eva (eva)	0,13	2102	0,35
silicium (Si)	0,1	1462	140
tedlar (ted)	1	2411	0,35

Tableau 1 : Caractéristiques des matériaux du panneau

### 3.1. Modèle diffusif dans l'épaisseur du panneau

Un simple modèle considère la conservations des flux en faces avant et arrière (fig. 1), soit en notant les deux résistances supérieure  $R_{sup} = \frac{e_{ver}}{k_{ver}} + \frac{e_{eva}}{k_{eva}}$  et inférieure  $R_{inf} = \frac{e_{eva}}{k_{eva}} + \frac{e_{ted}}{k_{ted}}$  :

$$T_{sup} = T_{Si} + R_{sup} (\varphi_{cv_{sup}} + \varphi_{IR_{sup}}) \quad (1)$$

$$T_{inf} = T_{Si} + R_{inf} (\varphi_{cv_{inf}} + \varphi_{IR_{inf}}) \quad (2)$$

L'inertie du panneau est prise en compte par une capacité globale prenant en compte tous les composants  $i$  du panneau et localisée au niveau du silicium. Elle intervient dans le bilan thermique où apparaît le flux solaire  $\varphi_{sol}$  et la puissance électrique produite  $P_{elec}$  :

$$\sum_i c_i e_i \frac{\partial T_{si}}{\partial t} = \varphi_{sol} + \varphi_{cv_{sup}} + \varphi_{IR_{sup}} + \varphi_{cv_{inf}} + \varphi_{IR_{inf}} - \frac{P_{elec}}{S} \quad (3)$$

La validation de ce modèle s'effectue à partir de la géométrie réelle du panneau photovoltaïque, en considérant un flux solaire direct  $\varphi_{sol} = 1000 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$ , un rendement électrique  $\eta_g = 10 \text{ [%]}$ , et des échanges entre le panneau et l'extérieur caractérisés par un unique coefficient global d'échange  $h_g \text{ [W.m}^{-2}.K^{-1}\text{]}$  dont on fait varier la valeur. Le modèle analytique est comparé aux résultats issus d'une simulation éléments finis 1D dans le sens de l'épaisseur du panneau (figure 3). On note que pour un faible vent ( $h_g = 10 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$ ), le modèle analytique donne des résultats satisfaisants, et permet de retrouver les températures des parois et du silicium, avec une erreur maximum inférieure à  $0,5^\circ\text{C}$  (figure 3.a). Pour une configuration extrême ( $h_g = 100 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$ ), l'erreur est du même ordre de grandeur, avec toujours un maximum inférieur à  $0,5^\circ\text{C}$  (figure 3.b). Cependant, compte tenu du fort refroidissement et donc de la faible montée en température du panneau, cette erreur apparaît nettement dans le tracé de l'évolution de la température au cours du temps. Quoiqu'il en soit, ces erreurs doivent être mise en balance avec les incertitudes de mesure, soit des différents flux à partir desquels sont utilisé ce modèle, soit de la température de la paroi qui est utilisée pour valider le modèle sur des mesures réelles. Compte tenu de ces différents facteurs expérimentaux, l'erreur du modèle analytique paraît tout à fait acceptable.

### 3.2. Application dans le cas de sollicitations réelles

#### 3.2.1. Rayonnement solaire

Le rayonnement solaire représenté figure 4 intervient sous la forme du flux direct ( $B_{poa}$ ), du flux diffus provenant de l'atmosphère ( $D_{atm}$ ), et du flux diffus provenant du sol ( $D_{grd}$ ). Ces flux diffus rayonnent des deux cotés du panneau en fonction de l'angle d'inclinaison  $s$  de ce dernier. On a ainsi :

$$\varphi_{sol} = \varphi_{sol_{sup}} + \varphi_{sol_{inf}} = B_{poa_{sup}} + D_{atm_{sup}} + D_{grd_{sup}} + B_{poa_{inf}} + D_{atm_{inf}} + D_{grd_{inf}} \quad (4)$$

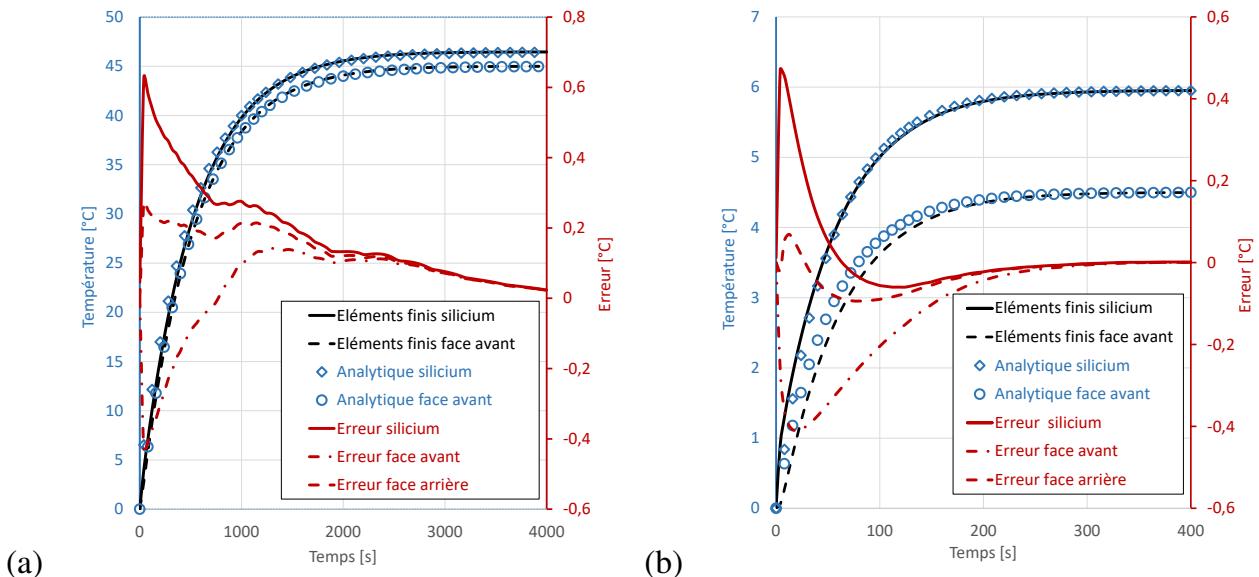


Figure 3 : Comparaison entre modèle analytique et numérique pour deux valeurs du coefficient global d'échange  $h_g = 10 \text{ [W.m}^{-2}.K^{-1}]$  (a) et  $h_g = 100 \text{ [W.m}^{-2}.K^{-1}]$  (b).

Les différents termes sont précisés dans le tableau 2 en fonction des mesures des différents rayonnements directs et diffus ( $BNI$ ,  $DHI$  et  $GHI$ ). Le flux direct en face avant est caractérisé par un coefficient de transmission du verre qui varie en fonction de l'angle  $\theta$  (figure 5). Le flux diffus provenant de l'atmosphère arrivant sur le dessus du panneau ( $D_{atm\_sup}$ ) tient compte du fait que la voûte est plus lumineuse vers l'horizon qu'au zenith (modèle de Klucher [7]). Pour les autres flux, on considère une luminance de voûte uniforme. Les valeurs des différents paramètres utilisés sont le coefficient de transmission du verre  $\tau_D = 0,75$ , le coefficient de réflexion du sol  $\rho_{grd} = 0,05$  et le coefficient d'absorption du tedlar situé sur la face arrière  $\alpha_{ted} = 0,9$ .

	Face supérieure $\varphi_{sol\_sup}$	Face inférieure $\varphi_{sol\_inf}$
Flux direct $B_{poa}$	$\tau_B BNI \cos(\theta), -\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$	$\alpha_{ted} BNI \cos(\theta), \frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$
Flux atmosphère $D_{atm}$	$\tau_D DHI \cos^2\left(\frac{s}{2}\right) F$	$\alpha_{ted} DHI \sin^2\left(\frac{s}{2}\right)$
Flux sol $D_{grd}$	$\rho_{grd} \tau_D GHI \sin^2\left(\frac{s}{2}\right)$	$\rho_{grd} \alpha_{ted} GHI \cos^2\left(\frac{s}{2}\right)$

Tableau 2 : Expression des différents flux solaires

avec le facteur de correction  $F = \left[1 + \gamma \sin^2\left(\frac{s}{2}\right)\right] (1 + \gamma \cos^2(\theta) \sin^2(\theta_Z))$ , où  $\theta_Z$  est l'angle zenithal et  $\gamma = 1 + \left(\frac{DHI}{GHI}\right)^2$  [7]

### 3.2.2. Rayonnement infrarouge (grandes longueurs d'ondes)

Le panneau échange sous forme de rayonnements infrarouges avec la voûte céleste et avec le sol sur la face supérieure et inférieure du panneau, les quantités de flux échangés sur chacune des faces, soit :

$$\varphi_{IR} = \varphi_{IR_{sup}} + \varphi_{IR_{inf}} = \varphi_{IRvc_{sup}} + \varphi_{IRvc_{inf}} + \varphi_{IRgrd_{sup}} + \varphi_{IRgrd_{inf}} \quad (5)$$

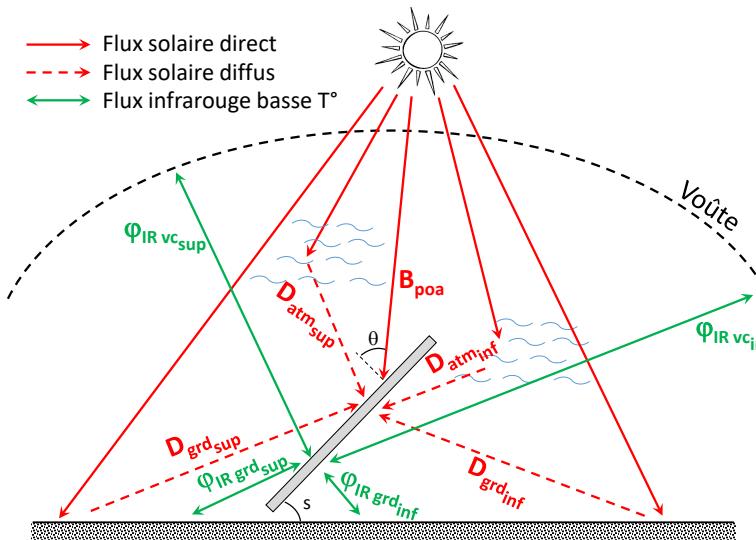


Figure 4 : Représentation des différents flux de rayonnement

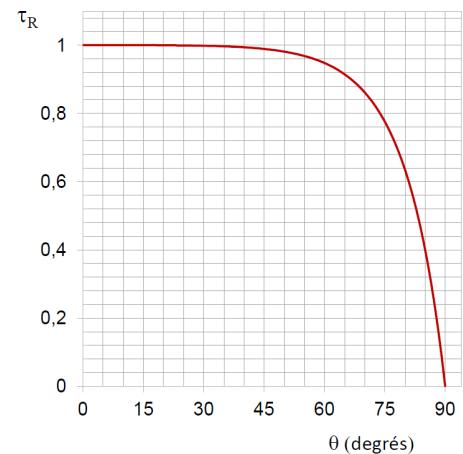


Figure 5 : Evolution du facteur de transmission relatif du flux solaire direct  $\tau_R = \frac{\tau_B(\theta)}{\tau_B(0)}$

Le tableau 3 présente chacun des différents termes, en fonction des températures mesurées de voûte céleste  $T_{vc}$  et de sol  $T_{grd}$ . Les émissivités sont estimées pour le sol à  $\varepsilon_{grd} = 0,9$  et pour le panneau à  $\varepsilon_{p_{sup}} = \varepsilon_{p_{inf}} = 0,83$ . Seul le flux infrarouge échangé avec le sol fait l'objet d'une approximation notable, dont l'erreur estimée (par comparaison avec une simulation effectuée sur le logiciel Comsol) est de l'ordre de 7 %.

	Face supérieure $\varphi_{IR_{sup}}$	Face inférieure $\varphi_{IR_{inf}}$
$\varphi_{IR vc}$	$\sigma \varepsilon_{p_{sup}} (T_{vc}^4 - T_{sup}^4) \cos^2\left(\frac{s}{2}\right)$	$\sigma \varepsilon_{p_{inf}} (T_{vc}^4 - T_{inf}^4) \sin^2\left(\frac{s}{2}\right)$
$\varphi_{IR grd}$	0	$\sigma \frac{1}{\left(\frac{1}{\varepsilon_{p_{inf}}} + \frac{1}{\varepsilon_{grd}} - 1\right)} (T_{grd}^4 - T_{inf}^4) \cos^2\left(\frac{s}{2}\right)$

Tableau 3 : Expression des différents types de rayonnement infrarouge

### 3.2.3. Convection

L'échange convectif est caractérisé des deux côtés du panneau par un coefficient  $h_{cv}$  qui peut être calculés par différentes corrélations. Celles-ci amènent à des résultats assez dispersés. Nous utilisons la corrélation de Mac Adams [8].

$$\varphi_{cv} = h_{cv} (T_{air} - T_p)$$

$$h_{cv} = \begin{cases} 5.7 + 3.8V & \text{si } V \leq 5 \text{ m.s}^{-1} \\ 6.47 V^{0.78} & \text{si } V > 5 \text{ m.s}^{-1}. \end{cases} \quad (6)$$

### 3.2.4. Puissance électrique

La conversion du flux solaire reçu sur la face supérieure du panneau et converti en électricité joue sur la température du panneau. Nous intégrons donc le terme de puissance électrique dans notre modèle thermique.

La puissance électrique  $P_{elec}$  s'obtient en fonction du flux solaire reçu en face supérieure  $\varphi_{sol_{sup}}$  et du rendement  $\eta_g$  du panneau, qui s'exprime [9] à partir de la température de silicium  $T_{si}$  et des données indiquées par le constructeur : le rendement théorique  $\eta_{STC} = 0,19$  et le coefficient de température  $\beta_p = 0,0029$ . On a ainsi :

$$P_{elec} = \eta_g \varphi_{sol_{sup}} S = \eta_{STC} (1 - \beta_p(T_{Si} - 25)) \varphi_{sol_{sup}} S \quad (7)$$

### 3.2.5. Résolution numérique du problème

Pour tenir compte de l'ensemble des termes de rayonnement, la résolution du problème 3 s'effectue via une discréttisation temporelle du premier ordre et semi implicite de façon à la rendre linéaire entre deux pas de temps consécutifs. En précisant uniquement les termes où apparaissent les températures, on obtient donc entre le temps  $t_1$  et  $t_2$ ) :

$$\begin{aligned} \sum_i c_i e_i \frac{T_{si}^{(t_2)} - T_{si}^{(t_1)}}{\Delta t} &= h_{cv_{sup}} (T_{air} - T_{sup}^{(t_2)}) + h_{cv_{inf}} (T_{air} - T_{inf}^{(t_2)}) \\ &+ \sigma \left[ \varepsilon_{p_{sup}} \left( T_{vc}^4 - T_{sup}^{(t_1)^3} T_{sup}^{(t_2)} \right) + \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{grd}} + \frac{1}{\varepsilon_{inf}} - 1} \left( T_{grd}^4 - T_{inf}^{(t_1)^3} T_{inf}^{(t_2)} \right) \right] \cos^2 \left( \frac{s}{2} \right) \quad (8) \\ &+ \sigma \left[ \varepsilon_{p_{inf}} \left( T_{vc}^4 - T_{inf}^{(t_1)^3} T_{inf}^{(t_2)} \right) \right] \sin^2 \left( \frac{s}{2} \right) \\ &+ \varphi_{sol} - \varphi_{sol_{sup}} \eta_{STC} \left[ 1 - \beta_p \left( T_{Si}^{(t_2)} - 25 \right) \right] \end{aligned}$$

et où les températures  $T_{Si}$ ,  $T_{sup}$  et  $T_{inf}$  sont liées par la conservation des flux (eq. 1 et 2).

## 4. Résultats

Les calculs sont menés pour une durée d'une année et comparés avec les mesures effectuées selon une période de 1 minute. La figure 6 présente les résultats pour 4 journées caractérisées par des conditions météorologiques très différentes (hiver et été, beau et mauvais temps). On note une bonne correspondance entre les températures mesurées et calculées, pour des comportements journaliers très différents. Le modèle permet une bonne prise en compte de la dynamique du panneau. Par ailleurs la comparaison effectuée sur toute l'année entre mesures et modèle est caractérisée par les erreurs moyennes  $\bar{\sigma}$  (eq. 9) et quadratique  $\sigma_{RMS}$  (eq. 10). Le tableau 4 présente les résultats obtenus par le modèle semi-analytique et par deux modèles empiriques usuellement utilisés. On retrouve pour notre modèle le même ordre de grandeur que l'écart observé lors des évolutions journalières (de l'ordre du degré Celsius), avec des résultats plus performants que ceux obtenus avec les modèles empiriques. L'ensemble de ces calculs est très rapide, puisque la modélisation sur Matlab du comportement du panneau sur une année (uniquement durant les périodes de jour) par pas de une minute s'effectue en 3,6 s pour les calculs et 24,4 s pour l'enregistrement de l'intégralité des résultats (températures et puissances), en utilisant un ordinateur portable (processeur Core I7 1,7Ghz, 32 Go de RAM).

L'énergie électrique produite est calculée en fonction de ces températures et comparée avec les résultats expérimentaux. Les 4 résultats journaliers sont présentés (fig. 7), ainsi que les valeurs récupérées chaque mois (fig. 8). Là encore les résultats obtenus sont très satisfaisants avec des erreurs mensuelles inférieures à 6%.

Ce modèle permet en outre d'identifier l'impact des différents types de flux solaire (57.6 % correspond au flux direct), et les différents modes de refroidissement du capteur (44.6 % de

rayonnement infrarouge avec la voûte céleste, 11.5 % vis à vis du sol et 43.9 % par convection). Ainsi, l'erreur du modèle analytique concernant le flux infrarouge échangé avec le sol (7%) a un impact inférieur à 1 % des échanges globaux avec l'environnement extérieur. La difficulté principale réside dans la détermination du coefficient d'échange, qui reste approximatif et a une influence importante sur la température du capteur.

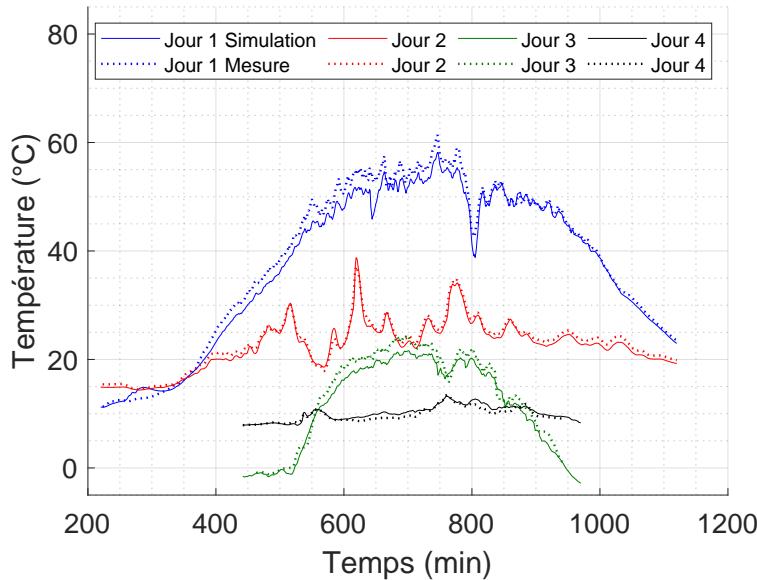


Figure 6 : Température en face arrière mesurée et simulée : en été jour 1 (18 Juillet 2020, beau temps) et jour 2 (16 Juillet 2020, mauvais temps), en hiver jour 3 (9 Janvier 2021, beau temps) et jour 4 (14 Janvier 2021, mauvais temps).

Modèle	$\bar{\sigma}$	$\sigma_{RMS}$
semi-analytique	1.54	2.23
empirique Sandia	2.15	3.34
empirique Faiman	2.19	3.41

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n |T_{p\text{mesure}}^{(t)} - T_{p\text{calcul}}^{(t)}| \quad (9)$$

$$\sigma_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{t=1}^n (T_{p\text{mesure}}^{(t)} - T_{p\text{calcul}}^{(t)})^2} \quad (10)$$

Tableau 4 : Ecarts sur une simulation d'une année

## 5. Conclusion

A partir de lois simples mais avec une prise en compte précise des différentes sollicitations thermiques reçues par un panneau photovoltaïque, il a été possible d'établir un modèle semi-analytique afin de pouvoir reproduire le comportement thermique et énergétique du panneau en conditions réelles. Une campagne expérimentale complète établie sur une année de test a permis de valider le modèle et de quantifier sa précision. L'analyse de la répartition des différents flux a fait apparaître la nécessité d'une détermination plus précise du coefficient d'échange convectif, dont les diverses corrélations amènent à des résultats assez dispersés. Ce modèle va donc être utilisé dans un processus d'identification de ce coefficient.

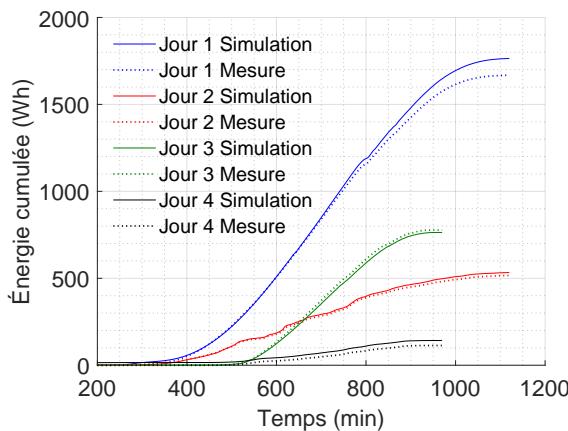


Figure 7 : Evolution de l'énergie électrique récupérée au cours d'une journée

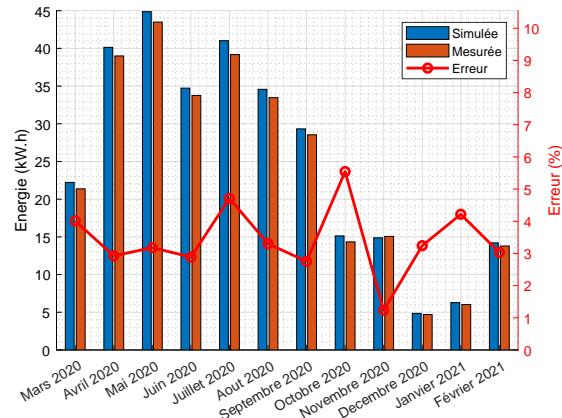


Figure 8 : Energie récupérée par mois

Une fois optimisé, l'intérêt principal d'un tel outil est de pouvoir obtenir très rapidement des résultats suffisamment précis en regard des incertitudes de mesure. Il permet de mener des campagnes de sensibilité afin d'analyser l'importance relative de chacune des sollicitations thermiques qui interviennent dans le calcul, ou de prédire le comportement du panneau en fonction des variations des différents paramètres (conditions météorologiques, positionnement et orientation du capteur, nouveaux constituants, ...). Enfin, il pourrait être utilisé simultanément avec un modèle météorologique pour la prédition de la production photovoltaïque.

## Références

- [1] Jinqing Peng and Lin Lu and Hongxing Yang and Tao Ma, Validation of the Sandia model with indoor and outdoor measurements for semi-transparent amorphous silicon PV modules, *Renewable Energy*, 80, (2015), <https://doi.org/10.1016/j.renene.2015.02.017>
- [2] Faiman, David, Assessing the Outdoor Operating Temperature of Photovoltaic Modules, *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 16, (2008), 307 - 315, <https://doi.org/10.1002/pip.813>
- [3] H.A. Zondag, D.W. de Vries, W.G.J. van Helden, R.J.C. van Zolingen, A.A. van Steenhoven, The thermal and electrical yield of a PV-thermal , *Solar Energy*, 72, (2002], 113-128, [https://doi.org/10.1016/S0038-092X\(01\)00094-9](https://doi.org/10.1016/S0038-092X(01)00094-9)
- [4] S. Armstrong and W.G. Hurley, A thermal model for photovoltaic panels under varying atmospheric conditions, *Applied Thermal Engineering*, 30, (2010), 1488-1495, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.03.012>
- [5] A. Migan Dubois, J. Badosa, V. Bourdin, M.I. Torres Aguilar and Y. Bonnassieux, Estimation of the Uncertainty due to Each Step of Simulating the Photovoltaic Conversion under Real Operating Conditions, *Hindawi International Journal of Photoenergy*, (2021), <https://doi.org/10.1155/2021/4228658>
- [6] M. Haefelin, L. Barthès, O. Bock et al., SIRTA, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research, *Annali di geofisica* (Bologna, Italy : 1993), 23 (2005), 2, 253–275, 2005.
- [7] Miklós Horváth, Tamás Csoknyai, Evaluation of Solar Energy Calculation Methods for 45° Inclined, South Facing Surface, *Energy Procedia*, 78, (2015), 465-470, <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2015.11.700>
- [8] P.S. Ghahfarokhi, A. Kallaste, T. Vaimann and A. Belahcen, Natural convection from flat side's of coil system, *International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*, (2018), <https://doi.org/10.1109/EPE.2018.8395967>
- [9] R. Couderc, H. Amara, M. Lemiti, In-Depth Analysis of Heat Generation in Silicon Solar Cells, *IEEE Journal of Photovoltaics*, 6, (2016), IEEE Journal of Photovoltaics, <https://doi.org/10.1109/JPHOTOV.2016.2566923>

# Evaporation du CO<sub>2</sub> dans des microcanaux en silicium: performances thermiques et visualisations d'écoulement

**Maxime VACHER<sup>1,2\*</sup>, Damien COLOMBET<sup>1</sup>, Frédéric AYELA<sup>1</sup>, Pierre DELEBECQUE<sup>2</sup>, Stéphane JEZEQUEL<sup>2</sup>, Roman KOSSAKOWSKI<sup>2</sup>**

\*maxime.vacher@univ-grenoble-alpes.fr

<sup>1</sup>Laboratoire d'Ecoulements Géophysiques et Industriels, 1209 Rue de la Piscine 38610 Gières

<sup>2</sup>Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules, 9 chemin de Bellevue 74940 Annecy

## 1. Introduction

Ce travail est consacré à la caractérisation d'échangeurs à multi-microcanaux en silicium-Pyrex fonctionnant avec du CO<sub>2</sub> diphasique. Ces systèmes sont envisagés pour assurer le refroidissement des détecteurs à Pixel du futur accélérateur de particules du CERN (Future Circular Collider) à l'horizon 2040. Dans la littérature, il ressort que très peu d'auteurs ayant étudié expérimentalement l'ébullition du CO<sub>2</sub> en microcanal ont fait le lien entre les tendances d'évolution du coefficient de transfert de chaleur (HTC) et les régimes d'écoulements. Or des transitions de régimes d'écoulements sont fréquemment observées en microfluidique, et induisent des modifications dans les modes de transfert de chaleur dominants et dans l'efficacité du refroidissement. L'objectif de ce travail expérimental et numérique est notamment d'exploiter la visualisation de l'écoulement pour expliquer les variations du HTC et améliorer la compréhension du transfert de chaleur.

## 2. Principe de fabrication des microcanaux en silicium

La fabrication de micro-canaux en silicium s'appuie sur la lithographie optique, un procédé de reproduction qui consiste, à travers plusieurs opérations, à dupliquer un matériau appelé substrat, à l'aide de lumière UV. À ce jour, c'est la technique la plus utilisée pour la fabrication de circuits intégrés dans l'industrie électronique. La fabrication de ces microcanaux s'effectue en grande partie en salle blanche, à partir de disques en silicium (appelés 'wafers') de 3 pouces de diamètre et de 400 microns d'épaisseur pour notre application. Les étapes principales de fabrication sont illustrées sur la Figure 1 :

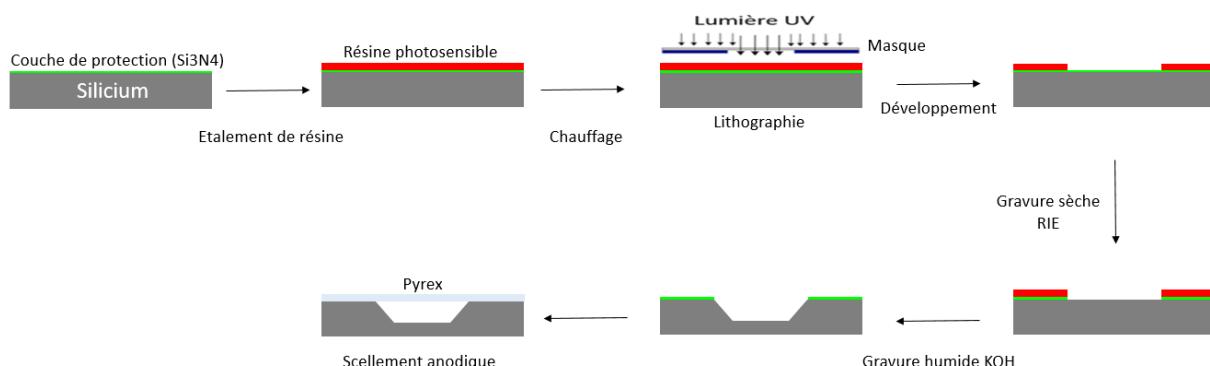


Figure 1 : Etapes principales de fabrication des échantillons en silicium

Le développement de connectiques robustes résistantes aux conditions opératoires du CO<sub>2</sub> (pressions entre 6 et 50 bars, températures entre +25°C et -50°C) a constitué un réel challenge. De premiers essais ont été réalisés sur des connectiques collées de type PEEK, mais les décollements fréquents constatés à des pressions supérieures à 20 bars ont écarté cette solution.

La solution technique que nous avons mise en œuvre a consisté à braser des tubes en laiton de diamètre extérieur 6 mm sur des motifs en cuivre déposés sur le silicium (Figure 4). Cette technique a été éprouvée et validée à des pressions supérieures à la pression opératoire maximale du CO<sub>2</sub> en conditions subcritiques (P < 73 bars).

Au total, la fabrication d'un seul échantillon comporte entre 35 et 40 étapes. Il est possible de regrouper sur un wafer 3 pouces deux ou trois échantillons.

Deux échantillons comportant respectivement 8 et 16 microcanaux ont été caractérisés sur le banc d'essai (Figure 2). De dimensions 6 cm\*2,5 cm\*3,4 mm (8 canaux) et 6 cm\*2,5 cm\*1,4 mm (16 canaux), ils sont constitués d'une zone de détente, comportant des capillaires disposés en fourchette, permettant d'abaisser de plusieurs bars la pression du CO<sub>2</sub> liquide et d'effectuer la transition liquide-diphasique : ainsi l'écoulement est diphasique dès l'entrée des microcanaux. Des diodes microfluidiques (inventées par Nikola Tesla) ont été utilisées sur l'échantillon à 8 canaux pour lutter contre le phénomène de reflux fréquemment observé en microfluidique. Finalement, ces diodes ne se sont pas avérées utiles, puisque le reflux n'a jamais été observé sur l'échantillon à 16 canaux n'en contenant pas : l'utilisation de capillaires suffisamment fins par rapport aux microcanaux est un moyen efficace d'empêcher l'apparition d'instabilités d'écoulement [1]. Les dimensions des canaux sont présentées dans le tableau N°1.

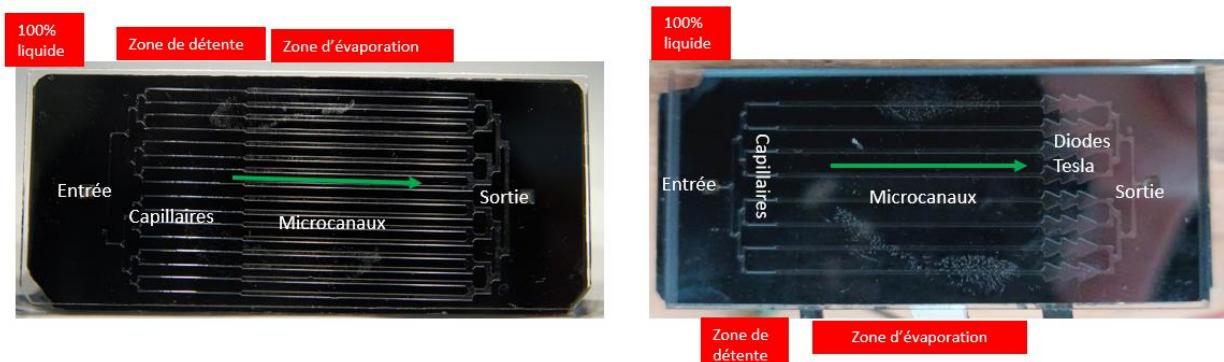


Figure 2 : Echantillons à 8 et 16 microcanaux caractérisés sur banc d'essai CO<sub>2</sub>

	Échantillon à 8 canaux	Échantillon à 16 canaux
Largeur capillaires	228µm	166µm
Largeur microcanaux	470µm	570µm
Longueur microcanaux	2,8cm	2,4cm
Profondeur de gravure	123µm	121µm
Diamètre hydraulique	175µm	183µm

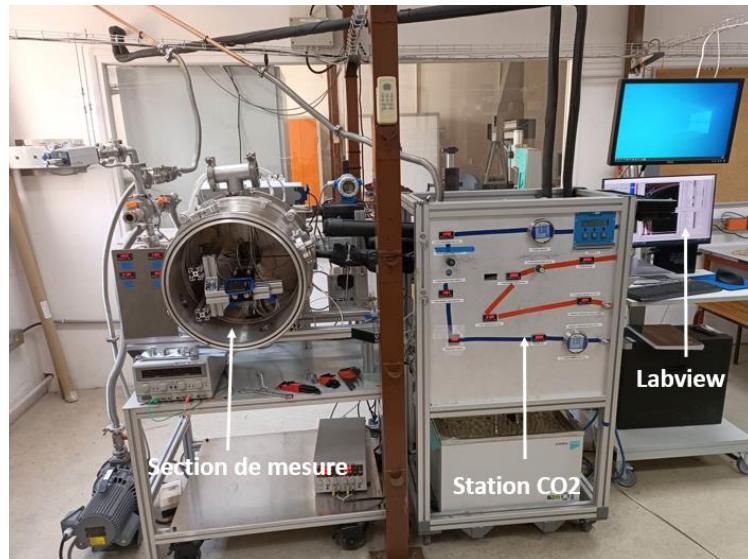
Tableau 1 : dimensions caractéristiques des échantillons à microcanaux

Le diamètre hydraulique s'exprime en fonction de la section de passage des microcanaux S et de leur périmètre mouillé p :

$$D_h = \frac{4S}{p}$$

### 3. Fonctionnement du banc d'essai et principe des mesures

Le banc d'essai utilisé pour caractériser les échantillons est présenté sur la Figure 3. Il se compose de deux parties : la station de refroidissement et la section de mesure.

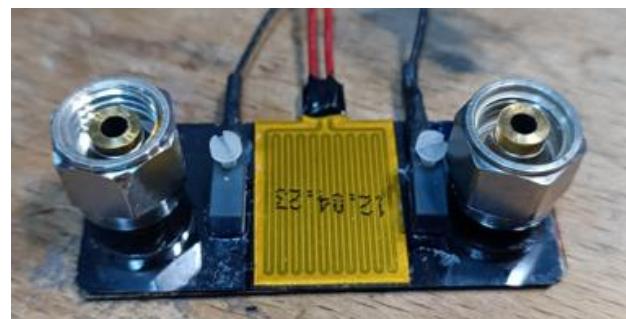


*Figure 3 : Vue générale du banc d'essai CO2 utilisé pour les mesures*

La station de refroidissement permet la circulation contrôlée du CO<sub>2</sub> à des débits massiques prédéfinis, garantissant un état liquide légèrement sous-refroidi en entrée des échantillons. La section de mesure située dans une enceinte sous vide, fournit un environnement adéquat aux échantillons, les plaçant dans des conditions de fonctionnement appropriées et les isolant des sources de chaleur parasites. Deux lignes de circulation sont utilisées, les deux fonctionnant en boucle ouverte :

La ligne primaire est dédiée à l'acheminement du CO<sub>2</sub> vers l'échantillon en silicium-pyrex. La ligne secondaire a pour rôle de refroidir le CO<sub>2</sub> de la ligne primaire à une température suffisamment basse pour pouvoir caractériser les échantillons sur la gamme [-50°C ; +10°C], et pour des pressions allant de 6 bars jusqu'à 50 bars. L'avantage d'utiliser deux lignes distinctes est de pouvoir maintenir des débits faibles dans le circuit primaire : avec les microcanaux caractérisés, entre  $0,20\text{ g/s} < q_m < 0,55\text{ g/s}$ , contre  $1\text{ g/s} < q_m < 3\text{ g/s}$  avec des tubes de diamètre 2,5mm [2]. Malgré ces faibles débits, un refroidissement efficace est garanti jusqu'à l'entrée de la section de mesure, grâce à des débits plus importants sur la ligne secondaire.

Dans la section de mesure sous vide, le CO<sub>2</sub> arrive à l'état liquide sous-refroidi à l'entrée de l'échantillon, puis subit un abaissement de pression dans les capillaires qui provoque l'apparition des bulles. Le long des microcanaux, l'application d'une puissance thermique variable (entre 3W et 12W) via une chaufferette collée sur le Silicium permet d'évaporer le liquide et de faire croître les bulles. Des prises de températures collées sur la paroi externe du Silicium au niveau de l'entrée et la sortie des microcanaux permettent de mesurer l'élévation de température du silicium (Figure 4).



*Figure 4 : Vue de la face arrière d'un échantillon équipé de prises de température et chaufferette, entre les connectiques d'alimentation fluidique.*

Un fil résistif enroulé autour du tube d'alimentation permet de chauffer le tube situé en amont de l'échantillon par effet Joule et d'apporter de l'énergie au CO<sub>2</sub> liquide. Ainsi, il est possible de faire varier la valeur du sous-refroidissement en entrée de l'échantillon, ce qui modifie la valeur du titre en vapeur.

Les PT100 utilisées pour mesurer la température du Silicium sont de classe A. Leur précision varie suivant la température. Pour une température de paroi (côté PT100)  $T_p = -40^\circ\text{C}$ , on a  $U(T_p) = +/- 0,23^\circ$ . Pour  $T_p > -40^\circ\text{C}$ ,  $U(T_p) < 0,23^\circ$ . Les températures mesurées sur les deux échantillons sans appliquer de flux de chaleur dépassant systématiquement les  $-40^\circ\text{C}$ , nous avons choisi cette valeur d'incertitude (correspondant à la situation la plus défavorable) pour l'ensemble des points de fonctionnement.

Afin de pouvoir considérer que la température interne en paroi était très proche de la température externe, nous avons estimé l'écart de température  $\Delta T_{paroi}$  entre la surface en silicium sur laquelle les PT100 sont collées et la paroi interne des microcanaux, en contact avec le CO<sub>2</sub>. La surface couverte par la chaufferette étant  $S_{ch} = 1,9\text{cm} * 2,2\text{cm}$ , l'épaisseur maximale de paroi en silicium  $e_{Si} = 400\mu\text{m}$ , et la conductivité thermique du silicium  $\lambda_{Si} = 150\text{W/mK}$  on a pour une puissance de  $\emptyset_{th} = 12\text{W}$  (puissance maximale appliquée) :

$$\Delta T_{paroi} = \phi_{th} * \left( \frac{e_{Si}}{\lambda_{Si} S_{ch}} \right) = 0,0765^\circ$$

Ainsi même avec l'application de flux de chaleur importants, du fait de la faible épaisseur et de la conductivité élevée du silicium, la température mesurée à l'intérieur du canal et très proche de celle mesurée sur la paroi extérieure.

Pour l'échantillon à 8 microcanaux : l'élévation de température de paroi  $T_p - T_{sat}$  est comprise entre  $1,07^\circ\text{C}$  (valeur minimale au flux de chaleur le plus bas  $Q_{th} = 41\text{kW/m}^2$ ) et  $6,96^\circ\text{C}$  (valeur maximale au flux de chaleur le plus élevé  $Q_{th} = 143\text{kW/m}^2$ ). Pour l'échantillon à 16 microcanaux : l'élévation de température  $T_p - T_{sat}$  est comprise entre  $0,63^\circ\text{C}$  (valeur minimale au flux de chaleur le plus bas  $Q_{th} = 17,1\text{kW/m}^2$ ) et  $3,90^\circ\text{C}$  (valeur maximale au flux de chaleur le plus élevé ( $Q_{th} = 59,4\text{kW/m}^2$ )).

## 4. Etude paramétrique du coefficient de transfert de chaleur

Les coefficients de transfert de chaleur locaux  $\alpha_i$  associés aux mesures de température en entrée / sortie des microcanaux sont calculés comme suit (Equation 1) :

$$\alpha_i = \frac{P_{tot}}{S_{ech}\Delta T} = \frac{P_{th} + P_{res}}{S_{ech}(T_{p_i} - T_{sat})} \quad (1)$$

$S_{ech}$  est la surface d'échange de chaleur, et correspond à la surface de contact entre le silicium et le CO<sub>2</sub>. Elle couvre 3 des 4 côtés des canaux trapézoïdaux.

$P_{res}$  est la puissance résiduelle : elle correspond à la somme des apports résiduels par conduction le long du silicium, et par le rayonnement de la paroi de l'enceinte. Du fait du vide dans l'enceinte, les apports convectifs sont négligés. La mesure de la puissance résiduelle a été effectuée en écoulement monophasique liquide suffisamment sous-refroidi et est de  $0,65\text{W}$ .

$T_{p_i}$  est la température de paroi du silicium au dos des microcanaux mesurée par une des deux PT100 en entrée ou en sortie des microcanaux,  $T_{sat}$  la température de saturation du CO<sub>2</sub> dans les microcanaux, approximée à partir de la moyenne des températures mesurées par les PT100 en entrée et sortie, à puissance thermique nulle (Equation 2) :

$$T_{sat} = \frac{T_{p_1}(P_{th}=0) + T_{p_2}(P_{th}=0)}{2} \quad (2)$$

On déduit un coefficient de transfert de chaleur global calculé comme la moyenne des coefficients de transfert de chaleur locaux (Equation 3) :

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \quad (3)$$

L'incertitude sur la température de saturation est prise égale à 1°, soit  $U(\Delta T_p) = +/- 1,23^\circ$ . L'incertitude relative sur l'élévation de température de paroi  $\frac{U(\Delta T_p)}{\Delta T_p}$  dépend donc de la puissance appliquée, de même que celle sur le coefficient de transfert de chaleur. Les incertitudes sur le coefficient de transfert de chaleur de l'échantillon à 16 microcanaux sont rassemblées dans le tableau 2.

$Q_{th}(\text{kW/m}^2)$	$\frac{U(\alpha)}{\alpha} (\%) - 0.24\text{g/s}$	$\frac{U(\alpha)}{\alpha} (\%) - 0.35 \text{ g/s}$	$\frac{U(\alpha)}{\alpha} (\%) - 0.50 \text{ g/s}$
17.1	210	185	158
31.2	95	83	68
45.3	63	55	47
59.4	45	41	35

Tableau 2. Incertitudes relatives sur le coefficient de transfert de chaleur pour l'échantillon à 16 microcanaux

Sur le banc d'essai, les paramètres étudiés influençant le transfert de chaleur sont les suivants :

- Vitesse massique  $G [\text{kg/m}^2\text{s}]$
- Flux de chaleur  $Q_{th} [\text{kW/m}^2]$
- Titre en vapeur  $x_{vap} (\%)$

Le titre en vapeur à l'entrée des microcanaux est estimé à l'aide des données de mesure des capteurs présents sur l'échantillon (température) et avant l'échantillon (pression et température), en faisant l'hypothèse que la détente dans les capillaires est isenthalpique.

Sur la gamme de conditions opératoires étudiée, l'intervalle de variation de la température de saturation dans les microcanaux étant de quelques degrés autour d'une température moyenne  $T_{sat} = -35^\circ\text{C}$ , ce paramètre n'est pas considéré comme influençant significativement l'efficacité du refroidissement. Pour chaque point de fonctionnement ( $x_{vap}$ ,  $G$ ) on mesure la température de paroi en fonction de la puissance appliquée sur le silicium, par rapport au cas où aucune puissance thermique n'est appliquée. La Figure 5 présente l'évolution du HTC sur l'échantillon à 16 canaux en fonction du flux de chaleur appliqué pour différentes valeurs de titre en vapeur, et vitesses massiques.

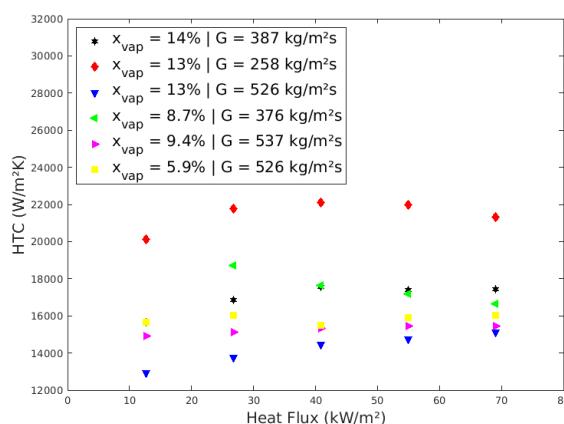


Figure 5 : Échantillon à 16 canaux - Evolution du HTC en fonction du flux de chaleur pour différentes valeurs de titre en vapeur et vitesse massique.

A vitesse massique fixe ( $G \approx 530 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ), l'augmentation du titre en vapeur fait légèrement diminuer le HTC, mais l'écart se réduit à mesure que le flux de chaleur augmente. Dans la littérature, les auteurs ayant travaillé sur l'ébullition du CO<sub>2</sub> en microcanal avec des canaux de diamètres hydrauliques supérieurs à 0,4mm constatent soit une augmentation du HTC avec le titre en vapeur [3], soit que le HTC est indépendant de ce paramètre [4,5]. L'absence de visualisations d'écoulement dans ces études ne permet cependant pas d'établir de lien avec les caractéristiques hydrodynamiques des écoulements.

A titre en vapeur fixe (voisin de 13%) l'augmentation de la vitesse massique de  $G = 258 \text{ kg/m}^2\text{s}$  à  $G = 526 \text{ kg/m}^2\text{s}$  entraîne la diminution du HTC de 22.000 W/m<sup>2</sup>K à 14.000 W/m<sup>2</sup>K. Cet effet est très rarement reporté dans la littérature [6], et n'a jamais été observé avec du CO<sub>2</sub>. L'analyse des images de l'écoulement devrait permettre d'interpréter cette tendance.

La comparaison aux mesures de Petagna et Hellenschmidt [5] sur tube Inox de diamètre 0.5mm, à température de saturation plus élevée ( $T_{sat} = -25^\circ\text{C}$ ) montre que les performances thermiques sont plus élevées sur cet échantillon en silicium. La réduction du diamètre hydraulique a un effet positif sur le transfert de chaleur, comme constaté expérimentalement et numériquement dans la littérature [5].

## 5. Visualisations des écoulements

Afin d'identifier et de capturer les régimes d'écoulement observés, l'utilisation d'un matériel de visualisation et d'éclairage adapté respectant les contraintes suivantes s'impose :

- Disposer d'un matériel optique permettant de zoomer suffisamment sur l'écoulement.
- Disposer d'une caméra rapide dont la fréquence d'acquisition est suffisamment élevée pour réaliser le suivi d'une bulle entre l'entrée et la sortie d'un canal, sachant que la vitesse d'écoulement des bulles est de 1m/s à 2m/s
- Disposer d'un éclairage suffisamment puissant : car les temps d'exposition permettant d'avoir des images nettes sont très courts : de l'ordre de 20μs

Une caméra rapide de modèle PHANTOM VEO-L permettant d'enregistrer 1100 images /s à pleine résolution (4MP) a été utilisée. Montée sur un châssis en acier, elle a été couplée à une loupe binoculaire OLYMPUS SZX12 de grossissement entre x7 et x90, sur laquelle un objectif OLYMPUS de grossissement x0.45 a été fixé. Un éclairage KOMI Cyclop 1 de puissance maximale 120W comportant 3 LEDS focalisées a été employé pour éclairer par l'extérieur l'échantillon, à travers un hublot.

Nous avons alors constaté que les régimes d'écoulement n'étaient pas homogènes entre les différents canaux dans l'échantillon à 8 canaux, et l'épaisseur importante du Pyrex utilisé pour cet échantillon (3mm contre 1mm sur l'échantillon à 16 canaux) a donné des images trop sombres. A l'inverse, sur l'échantillon à 16 canaux fonctionnant majoritairement en régime laminaire (Reynolds compris entre 1300 et 2800), des régimes identiques ont été observés dans tous les canaux, et le Pyrex utilisé était suffisamment fin pour que les images soient exploitables. La Figure 6 illustre 3 régimes d'écoulements obtenus pour une vitesse massique de  $G \approx 530 \text{ kg/m}^2\text{s}$  pour trois valeurs du titre en vapeur.



*Figure 6. Ecoulements observés sur l'échantillon à 16 canaux pour  $G \approx 530 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .*

*De gauche à droite, titre en vapeur à l'entrée des canaux :  $x_{vap} = 5,9\%$ ,  $x_{vap} = 9,4\%$ ,  $x_{vap} = 13\%$*

On constate que les trois écoulements présentés sont de type poche-bouchons. L'augmentation du titre de  $x_{vap}=5,9\%$  à  $x_{vap}=13\%$  provoque l'allongement des bulles de vapeur, si bien que pour la valeur de titre la plus élevée, l'écoulement est quasiment slug-annulaire. En écoulement poches-bouchons, deux mécanismes contribuent au transfert de chaleur :

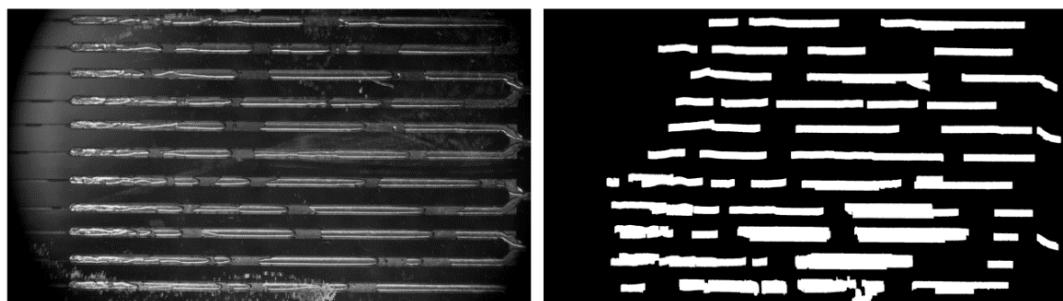
- i) La conduction à travers le film liquide : phénomène d'autant plus efficace que l'épaisseur de film est faible
- ii) Les recirculations de liquide entre les bulles de vapeur : le liquide froid au cœur de l'écoulement vient périodiquement refroidir la paroi chauffée

Les simulations numériques d'écoulements de Taylor réalisées par Magnini et al. et Lee et al. indiquent que le HTC évolue de manière cyclique le long de l'écoulement [7,8]. La position des extremaux semble fortement dépendre du nombre de Reynolds. A faibles nombres de Reynolds ( $Re < 500$ ), le transfert de chaleur est piloté par l'épaisseur de film liquide. A Reynolds plus élevés, les maxima sont décalés vers la zone de slug liquide, et le film liquide ne permet plus d'améliorer le transfert de chaleur. Dans les écoulements observés, l'augmentation du titre a pour effet d'augmenter la vitesse de l'écoulement (conservation du débit), ce qui augmente l'épaisseur de film [10]. Un film liquide plus épais réduit le gradient de température entre la paroi et l'interface gaz/liquide, et réduit donc l'efficacité du transfert de chaleur. D'autre part, la fréquence des zones de recirculation dans l'écoulement diminue, ce qui réduit l'efficacité du refroidissement par les recirculations. La Figure 7 illustre 3 régimes d'écoulements obtenus pour un titre en vapeur de 13% pour trois vitesses massiques.



*Figure 7. Ecoulements observés sur la échantillon à 16 canaux pour  $x_{vap} = 13\%$ . De gauche à droite :  $G = 258 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $G = 387 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $G = 526 \text{ kg/m}^2\text{s}$*

L'augmentation de la vitesse massique ne modifie pas le régime d'écoulement qui reste de type poches-bouchons à la limite du slug-annulaire. Dans ce régime, les recirculations de liquide sont moins fréquentes et le film liquide peut être considéré comme le mode de transfert de chaleur prédominant. Dans les écoulements observés ici, on peut donc penser que l'augmentation de la vitesse massique de  $G = 258 \text{ kg/m}^2\text{s}$  à  $G=526 \text{ kg/m}^2\text{s}$  est responsable d'une augmentation de l'épaisseur de film, expliquant la diminution du coefficient de transfert de chaleur. Plusieurs programmes de traitement d'images ont été développés avec Matlab pour déterminer les moyennes temporelles des paramètres suivants : longueur de bulle, longueur de slug liquide vitesse de bulle, taux de croissance de bulle. Chaque série de 1000 images est enregistrée à une fréquence de 1230 Hz, soit une durée d'écoulement de 0,81s. Un premier programme effectue une binarisation des images : comme la lumière se reflète sur l'interface, il est possible, à partir du gradient de niveau de gris, de détecter les bulles (Figure 8). Au-delà d'une valeur seuil du gradient, une séparation entre le liquide et le gaz est opérée. A partir des images binarisées, d'autres programmes permettent d'estimer les paramètres restants.



*Figure 8 : binarisation d'une image d'écoulement observé sur la puce à 16 microcanaux.*

## 6. Perspectives : simulations numériques

Ces données seront utiles à la mise en place de simulations numériques d’écoulements diphasiques. On cherche à reproduire sur une géométrie de canal 2D avec le logiciel Fluent et l’approche de capture d’interface VOF les écoulements de type ‘poches-bouchons’ qui sont observés sur l’échantillon à 16 canaux. L’emploi d’une géométrie 2D axisymétrique plutôt que 3D empêche de reproduire la géométrie exacte des microcanaux en silicium, mais permet un gain de temps de calcul important. Les caractéristiques des écoulements en conditions adiabatiques ont été reproduites : longueurs de bulle et de slug liquide, vitesses de bulles, chute de pression le long du canal, et épaisseur de film liquide. Une étude du transfert de chaleur est en cours, avec pour objectif de déterminer l’évolution spatiale du HTC et du nombre de Nusselt dans l’écoulement. Enfin, un terme source d’évaporation sera rajouté pour générer la croissance des bulles. Le cas test de référence utilisé pour ces simulations est celui de Horgue et al.[10]

## Conclusion

Ce travail apporte des éléments inédits sur les régimes d’écoulements observés dans des microcanaux de faible diamètre hydraulique. Jusqu’à des nombres de Reynolds de 2800, seul le régime poches-bouchons est observé. L’augmentation du titre en vapeur entraîne l’allongement des bulles de vapeur mais a peu d’effet sur le transfert de chaleur. A l’inverse, l’augmentation de la vitesse massique ne modifie pas le type de régime observé, mais dégrade légèrement le transfert de chaleur, probablement en raison de l’augmentation de l’épaisseur de film liquide. Le développement d’un modèle numérique 2D capable de reproduire les tendances d’évolution du coefficient de transfert de chaleur constitue la suite de ce travail expérimental.

## Bibliographie

- [1] Guodong Wang, Ping Cheng, and AE Bergles. “Effects of inlet/outlet configurations on flow boiling instability in parallel microchannels”. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 51.9-10 (2008), pp. 2267–2281.
- [2] Pierre Barroca. “Modelling of CO<sub>2</sub> cooling of the ATLAS ITk Pixel Detector”. PhD thesis. Université Grenoble Alpes, 2019.
- [3] Maxime Ducoulombier. “Ebullition convective du dioxyde de carbone: ‘étude experimentale en micro-canal’”. PhD thesis. Lyon, INSA, 2010.
- [4] Jostein Pettersen. “Flow vaporisation of CO<sub>2</sub> in microchannel tubes”. PhD thesis. Norwegian University of Science and Technology, 2004.
- [5] D Hellenschmidt and P Petagna. “Effects of saturation temperature on the boiling properties of carbon dioxide in small diameter pipes at low vapour quality: Heat transfer coefficient”. International Journal of Heat and Mass Transfer 172 (2021), p. 121094.
- [6] Agostini, Bruno, Thome, John Richard, Fabbri, Matteo, Michel, Bruno, Calmi, Daniele, & Kloter, Urs. 2008. High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels—Part I: Heat transfer characteristics of refrigerant R236fa. International Journal of Heat and Mass Transfer, 51(21-22), 5400–5414
- [7] Magnini, M, & Thome, JR. 2016. A CFD study of the parameters influencing heat transfer in microchannel slug flow boiling. International Journal of Thermal Sciences, 110, 119–136
- [8] Lee, Moon Soo, & Riaz, Amir. 2022. Direct numerical simulation of taylor bubble with phase change. International Journal of Heat and Mass Transfer, 194, 123039
- [9] Pascale Aussillous and David Quere. “Quick deposition of a fluid on the wall of a tube”. Physics of fluids 12.10 (2000), pp. 2367–2371.
- [10] Horgue, Pierre, Augier, Frederic, Quintard, Michel, & Prat, Marc. 2012. A suitable parametrization to simulate slug flows with the volume-of-fluid method. Comptes Rendus Mécanique, 340(6), 411–419.

# Amélioration des performances d'un panneau solaire photovoltaïque-thermique en utilisant des générateurs de vortex et un modèle de contrôle prédictif économique.

**Ugo PELAY<sup>1\*</sup>, Lucien ETIENNE<sup>2</sup>, Daniel BOUGEARD<sup>1</sup>, Serge RUSSEIL<sup>1</sup>, Hassan KARKABA<sup>1</sup>, Jules SIMO TALA<sup>1</sup>, Jacques BOONAERT<sup>2</sup>, Stéphane LECOEUCHE<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Univ. Lille, CERI Energie et Environnement  
59500 Douai, France

<sup>2</sup> IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Univ. Lille, CERI Systèmes Numériques  
59500 Douai, France

\*(auteur correspondant : [ugo.pelay@imt-nord-europe.fr](mailto:ugo.pelay@imt-nord-europe.fr))

## Résumé

L'étude explore l'optimisation des systèmes Photo-Voltaïque/Thermique (PVT) via une stratégie de Contrôle Prédicatif Économique (EMPC). Elle développe un modèle dynamique du système en Modelica/DYMOLA et définit le contrôleur EMPC dans Matlab/Simulink. Différentes géométries de canaux sont testées pour intensifier le transfert de chaleur, avec des simulations basées sur des conditions climatiques réelles. L'utilisation de l'EMPC avec récupération de chaleur entraîne des gains significatifs (jusqu'à 234%), illustrant son potentiel pour optimiser l'efficacité énergétique des PVT.

## Nomenclature

PV	Photovoltaïque	HR	Récupération Chaleur
PVT	Photovoltaïque Thermique	NHR	Non Récupération Chaleur
MPC	Model Predictive Control	I	Intensifié
SOO	Simple On/Off	NI	Non-Intensifié

## 1. Introduction

L'utilisation croissante de sources d'énergie renouvelables est cruciale pour répondre aux besoins mondiaux actuels en énergie. Les gouvernements sont de plus en plus tenus d'adopter des sources d'énergie alternatives à faible émission de carbone, notamment l'hydroélectricité, l'éolien, la biomasse et le solaire [1-3]. Les chercheurs se sont fortement investis dans l'étude de différentes techniques visant à exploiter efficacement ces énergies renouvelables. Bien que l'énergie solaire soit caractérisée par sa variabilité, elle demeure une source abondante disponible dans le monde entier [4], considérée comme très efficace pour la production d'électricité via des modules photovoltaïques (PV) [5] et pour la production de chaleur à travers des chauffe-eau solaires [6]. Les modules PV sont désormais intégrés dans divers secteurs tels que les bâtiments commerciaux et diverses activités industrielles, attirant l'attention des chercheurs en raison de la possibilité d'augmenter leur efficacité [7-10]. Cependant, un défi majeur réside dans la surchauffe des modules PV due à des températures cellulaires excessives, entraînant une diminution d'efficacité. Cette surchauffe est particulièrement préoccupante dans les pays connaissant des températures élevées et des niveaux de rayonnement solaire importants en été [11-12]. Diverses études ont été menées pour accroître l'efficacité des modules PV, certaines se concentrant sur la réduction du coefficient de température de puissance dans les cellules PV, tandis que d'autres exploitent l'utilisation de matériaux spécifiques. Les résultats montrent que les anciens modules PV peuvent avoir des coefficients d'environ -0,5%/°C, soit

presque le double des nouveaux modules PV qui affichent  $-0,27\%/\text{°C}$  [13]. D'autres études comparent les performances de cellules PV composées de différents matériaux sous diverses conditions d'ombrage partiel [14]. Une approche significative pour augmenter l'efficacité électrique des modules PV consiste à les refroidir [15]. Cette méthode, réalisée en extrayant la chaleur de la face inférieure du module par un fluide, donne lieu à des systèmes hybrides photovoltaïques/thermiques (PVT). Ces PVT peuvent être utilisés dans diverses applications, notamment pour les bâtiments [16] ou la désalinisation [17], en fonction de leur géométrie et du fluide utilisé pour refroidir le panneau [18]. L'utilisation de différentes formes géométriques à la surface inférieure du canal de refroidissement est également explorée pour améliorer le refroidissement, s'inspirant de techniques utilisées dans les chauffe-eaux solaires.

Le recours à des modèles dynamiques pour étudier ces systèmes PVT avec refroidissement permet de les réguler efficacement. Les chercheurs ont expérimenté diverses méthodes de contrôle, dont le contrôle prédictif économique (MPC), pour optimiser les performances des modules PV et des chauffe-eau solaires [19-21]. Des résultats de différentes études montrent une augmentation significative de la production d'énergie renouvelable avec l'utilisation de contrôleurs MPC [22].

L'objectif de cette étude est de développer un contrôleur MPC pour réguler la température des modules PVT en ajustant le débit du fluide de refroidissement, avec pour résultat une amélioration globale de l'efficacité énergétique du système PVT. Deux géométries différentes du côté refroidissement sont considérées, l'une sans intensification et l'autre avec insertion de générateurs de vortex afin d'améliorer le refroidissement. Les modèles dynamiques obtenus sont ensuite utilisés pour appliquer une stratégie de contrôle MPC visant à optimiser les performances du système PVT. Les simulations, réalisées dans des conditions estivales et hivernales, prennent en compte deux scénarios d'utilisation de l'énergie du système PVT : avec ou sans récupération de chaleur. Les résultats obtenus sont enfin discutés pour une meilleure compréhension du comportement du système.

## 2. Géométrie du système

Le système Photo-Voltaïque/Thermique (PVT) est composé d'un module PV sur la surface supérieure et d'un conduit monté en dessous pour assurer le refroidissement du système. L'air extérieur est utilisé comme fluide de transfert de chaleur. Dans cette étude, deux conceptions sont considérées : conduit vide (Figure 2 (a)) et avec générateur de vortex (VG) (Figure 2 (b)).

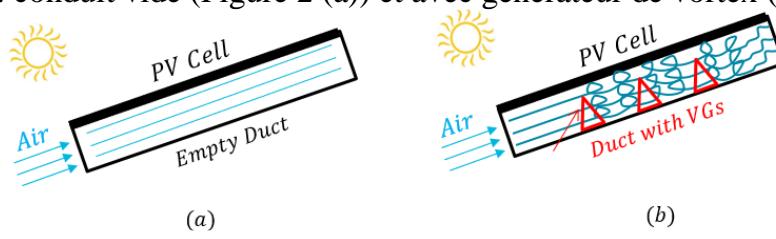


Figure 2 : (a) PVT avec conduit vide, (b) PVT avec VG

### 2.1. Modèle dynamique de PVT

Dans cette partie, le système PVT est modélisé dynamiquement sous Dymola (langage Modelica) puis le mécanisme de contrôle, d'identification et les fonctions couts des contrôleurs MPC sont définis. La figure 2 représente le modèle dynamique de PVT (inertie thermique) couplé à un système de pompage sous Dymola avec ses variables d'entrée et de sortie.

Les équations bilan de conservation d'énergie et de masse sont définies comme (1) et (2).

$$P_{elect} = P_{solar} - Q_{losses} - Q_{stored} - Q_{conv} \quad (1)$$

$$\dot{m}_{air\,entrée} = \dot{m}_{air\,sortie} \quad (2)$$

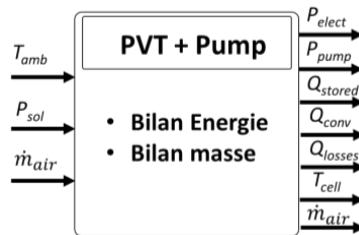


Figure 2 : Modèle (PVT+Pompe) sous Dymola

Les définitions des principales variables sont regroupées dans le tableau 1.

$\dot{m}_{air}$ (kg/s)	Débit d'air dans la conduite du PVT
$T_{amb}$ (°C)	Température ambiante
$T_{cell}$ (°C)	Température des cellules du PVT
$P_{solar}$ (W)	Puissance solaire absorbée par le PVT
$P_{elect}$ (W)	Puissance électrique produite par le PVT
$Q_{losses}$ (W)	Puissance thermique perdue par le PVT (convection + rayonnement)
$Q_{stored}$ (W)	Puissance thermique inertielle du PVT (sensible)
$Q_{conv}$ (W)	Puissance thermique échangée entre le PVT et le fluide de transfert

Tableau 1 : Variables principales et définitions

Les modèles de production électriques sont issus de la librairie de composants modelica Building [23]. Toutes les équations dynamiques prenant en compte la variabilité des entrant et l'inertie thermiques des composants permettant de calculer les variables du tableau précédent peuvent être retrouvée dans la publication de Karkaba & al. [24]. Concernant le cas où des générateurs de vortex sont intégrés dans une conduite, des simulations CFD ont été réalisées en faisant varier le nombre de Reynolds afin de déterminer les corrélations de transfert thermiques et de pertes de charges [25]. La géométrie des VG et leur disposition optimale ayant été au préalable effectué.

## 2.2. Méthodologie de contrôle

Le contrôleur MPC visant à contrôler et optimiser les performances du système PVT, doit être construit en utilisant les données simulées à partir du modèle dynamique de PVT précédent. Le MPC doit être aussi simple que possible tout en capturant toujours le comportement essentiel du système. Dans ce travail, en utilisant des considérations physiques, un modèle bilinéaire discret en « boîte grise » a été choisi adapté aux échangeurs de chaleur (3). Le débit massique du fluide de refroidissement est pris comme variable de contrôle (voir par exemple [26] ou [27] dans le contexte des systèmes de CVC).

$$T_{cell}(k+1) = T_{cell}(k) + a \cdot (T_{amb}(k) - T_{cell}(k)) + b \cdot \dot{m}_{air}(k) \cdot (T_{amb}(k) - T_{cell}(k)) + c \cdot P_{solar}(k) \quad (3)$$

« a » modélise le taux de refroidissement du panneau sans convection forcée, « b » lorsqu'il y a convection forcée et « c » le chauffage induit par l'irradiance solaire. Le modèle discréétisé de la température du module  $T_{cell}$  est modifié selon les paramètres constants identifiés (a,b,c) et les conditions de fonctionnement à savoir la température ambiante  $T_{amb}$ , le débit d'air (refroidissement)  $\dot{m}_{air}$ , et la puissance solaire absorbée  $P_{solar}$ . L'objectif principal du contrôleur MPC est d'augmenter le gain d'énergie dans le système PVT en augmentant la puissance électrique en diminuant la température des cellules. Ce mécanisme est activé en pompant de l'air supplémentaire sur la surface inférieure du module PV, ce qui augmente la puissance de pompage. La fonction de coût à cette fin est définie dans l'équation (4). Pour le cas de récupération de chaleur, une autre fonction de coût est définie en ajoutant un terme supplémentaire à l'équation précédente pour former l'équation (5).

$$\sum_{k=1}^N P_{solar}(k) \cdot \beta \cdot T_{cell}(k) + \alpha \cdot \dot{m}_{air}(k) \quad (4)$$

$$\sum_{k=1}^N P_{solar}(k) \cdot \beta \cdot T_{cell}(k) + \alpha \cdot \dot{m}_{air}(k) - \dot{m}_{air}(k) \cdot C_{p,air} \cdot (T_{amb}(k) - T_{out}(k)) \quad (5)$$

$$T_{out}(k) = T_{amb}(k) - (T_{amb}(k) - T_{cell}(k)).(1 - e^{-\vartheta}) \quad \text{avec } \vartheta = \Delta m_{air}(k)^{\lambda} \quad (6)$$

Ces fonctions coût à minimiser ont globalement pour but d'augmenter la production électrique du panneau tout en réduisant la consommation de la pompe et en tenant compte de la récupération de chaleur le cas échéant. Le processus d'identification du système PVT vise à déterminer les paramètres du modèle de contrôle et les fonctions de coût à partir de données synthétiques issues des simulations DYMOLA. Des simulations numériques sont effectuées en faisant varier les paramètres d'entrée, tels que l'irradiance solaire, la température ambiante et le débit d'air. Ensuite, un problème d'optimisation est résolu dans Matlab pour estimer les paramètres du modèle, en minimisant l'erreur entre les données synthétiques et la prédition du modèle de contrôle. Les équations et fonction d'identification peuvent être retrouvées dans l'article de Karkaba & al. [24].

### 3. Paramètres et scénarios de simulation

#### 3.1. Paramètres

Les paramètres utilisés dans les simulations sont rassemblés dans le tableau 2. On y retrouve les caractéristiques du panneau solaire PV choisi (LONGI (Hi-MO5) [28] ainsi que les paramètres de réglage du contrôleur MPC.

	Paramètre	Valeur	Unité
<b>Panneau PV</b>	Dimension LxWxH	2073x1133x35	mm
	Orientation des cellules	132(6x22)	-
	Masse	30,6	(kg)
	Tension à vide	45,55	V
	Courant de court-circuit	13,90	A
<b>Contrôleur MPC</b>	Coefficient de température (tension / courant)	-0,284 / 0.05	%/°C
	Temps d'échantillonnage	30	s
	Prediction Horizon	25	-
	Control Horizon	25	-
	$\dot{m}_{air}$ valeur max	0,2	kg.s <sup>-1</sup>
	$\dot{m}_{air}$ variation min / max	-0,001 / 0.01	kg.s <sup>-1</sup>

Tableau 2 : Paramètres de simulation

#### 3.2. Scénarios

Les systèmes PVT peuvent avoir plusieurs secteurs d'applications telles que les bâtiments commerciaux, maisons individuelles, industries, voire même les centrales solaires. Deux scénarios principaux sont appliqués pour consommer l'énergie produite par le système PVT. Dans le premier, l'énergie thermique extraite du module n'est pas utilisée (No Heat Recovery « NHR »). Dans le second, l'énergie thermique est utilisée selon des conditions définies dans les fonctions de coût de ce scénario, à savoir : une fois que la température de sortie est supérieure à la température ambiante ( $T_{out} > T_{amb}$ ), le système utilise la chaleur extraite du module (Heat Recovery « HR »). Dans les deux cas, les systèmes PVT Intensifiés (I) et Non-Intensifiés (NI) sont étudiés. Au final, 4 scénarios d'utilisation sont investigués : NI-NHR, I-NHR, NI-HR, I-HR. En plus des scénarios d'utilisation, les simulations sont réalisées avec trois différents types de contrôles :

- Pas de refroidissement (cas de référence)
- Simple On/Off (SOO)
- Modèle Prédictif de Contrôle (MPC)

Comme il est prévu par la suite de réaliser des expériences dans le laboratoire d'IMT Nord Europe, les simulations ont été réalisées pour des données d'ensoleillement et de températures

correspondant à cet emplacement géographique (lat.  $3.0807^{\circ}$  et long.  $50.3708^{\circ}$ ) pour un jour « été » et un jour « hiver » (Figure 3). Les données sont extraites du site web « power data access viewer » [29].

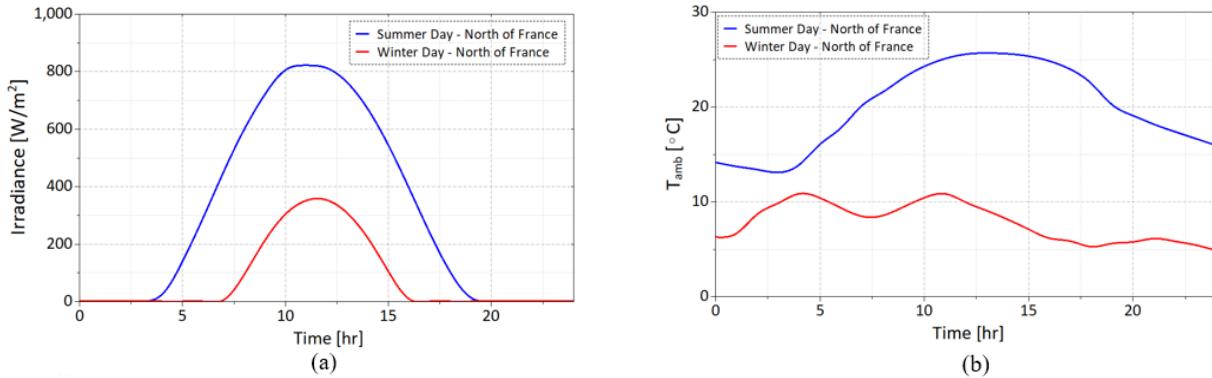


Figure 3 : Journée été/hiver Nord France : (a) Irradiance (b) Température ambiante [29]

## 4. Résultat et discussion

Les simulations sont effectuées pour tous les scénarios précédemment explicités avec les 3 types de contrôle. Afin de mesurer les performances des systèmes le gain énergétique est déterminé (Equation 7). Il est composé de l'énergie électrique générée par le panneau PV ( $P_{elect}$ , consommée par la pompe  $P_{pump}$  et l'énergie thermique récupérée (dans certains cas)  $Q_{therm}$ .

$$EnergyGain(t) = \int_0^t (P_{elect}(s) - P_{pump}(s) + Q_{therm}(s)) ds \quad (7)$$

### 4.1. Résultat pour un jour « été »

Le Tableau 3 montre le gain énergétique (Wh) du système PVT pendant une journée d'été pour les scénarios simulés. Sans refroidissement, la valeur de référence obtenue est 3105 [Wh]. Pour le premier cas, (NI-NHR), l'utilisation du contrôleur SOO a un effet négatif et diminue le gain énergétique de 1,6 %, dû à son manque de flexibilité et au débit constant de pompage. Lorsque le contrôleur MPC est utilisé, le même gain énergétique est obtenu car le contrôleur détermine qu'il est inutile de refroidir le module PV dans ces conditions (voir débit nul Figure 4 (b)). On le constate sur la figure 4 (a), l'évolution de la température des cellules est coordonnée avec l'irradiance.

Scénario de contrôle	No Int.-No Heat Reco. NI-NHR	Int.-No Heat Reco. I-NHR	No Int.-Heat Reco. NI-HR	Int.-Heat Reco. I-HR
Zéro		3105		
SOO	3053	2993	6044	7807
MPC	3105	3112	8532	10382

Tableau 3 : Energy Gain (Wh) pour un jour « été »

Dans le cas de l'intensification sans récupération de chaleur (I-NHR), le gain est diminué avec un contrôleur SOO pour les mêmes raisons que le cas précédent (NI-NHR). Lors de l'utilisation du contrôleur MPC, le gain augmente de 0,22 % pour atteindre une valeur de 3112 [Wh]. Pour les deux scénarios de récupération de chaleur sans intensification (NI-HR) et avec intensification (I-HR), le gain énergétique est augmenté de 94,65 % et 151,43 % respectivement par l'utilisation du contrôleur SOO et augmenté de 174,78 % et 234,36 % par l'utilisation du contrôleur MPC. Les contrôleurs MPC sont plus efficaces que les contrôleurs SOO. En ce qui concerne l'intensification des échanges, lors de l'utilisation de générateurs de vortex (I) le gain énergétique augmente de 21 % par rapport à celui du canal vide (NI). Cette amélioration permet de mieux refroidir le module PV et de réduire la température des cellules, générant ainsi plus de puissance électrique. Dans le cas de (I-HR), la température des cellules diminue davantage

par rapport au cas de (NI-HR). En effet, les débits massiques, pour les deux scénarios NI-HR et I-HR (courbes noire et verte confondues figure 4 (b)), sont similaires, mais la température des cellules est nettement inférieure lorsque le système possède des VG.

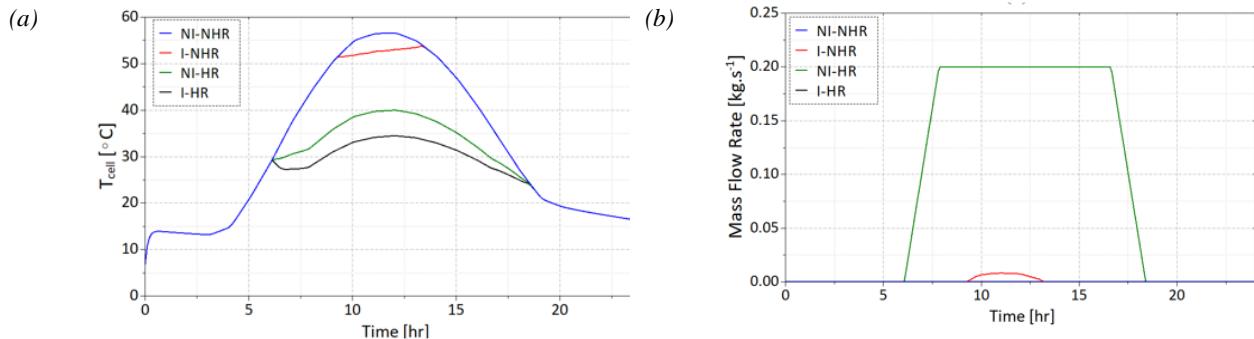


Figure 4 : Journée été avec contrôleur MPC : (a) Température de cellule (b) Débit d'air

#### 4.2. Résultat pour un jour « hiver »

Une étude similaire à celle menée pour un jour « été » a été réalisée pour un jour « hiver ». Les simulations, avec dans des scénarios sans récupération de chaleur, ont montré un contrôleur SOO pénalisant le gain énergétique et un contrôleur MPC limitant la circulation d'air à zéro (graphique de la température de cellules et débit disponible dans la publication [24]) (Tableau 4). Comme précédemment, l'utilisation d'un contrôleur MCP et de générateur de vortex permet d'obtenir le meilleur gain énergétique dans le cas de récupération de chaleur.

Scénario de contrôle	No Int.-No Heat Reco. NI-NHR	Int.-No Heat Reco. I-NHR	No Int.-Heat Reco. NI-HR	Int.-Heat Reco. I-HR
Zéro		887		
SOO	847	830	1545	1949
MPC	887	887	1822	2194

Tableau 4 : Energy Gain (Wh) pour un jour « hiver »

#### 4.3. Etude pour une variation d'irradiance

Il a été démontré précédemment qu'il n'est pas intéressant de refroidir le panneau simplement pour augmenter l'efficacité électrique pour des valeurs moyennes d'irradiance. Ainsi, pour mieux distinguer à quelles valeurs d'irradiation il est intéressant de refroidir le système PVT, la différence entre la production du PV et la consommation de la pompe est tracée en fonction de l'irradiance et présentée dans la figure 5 (a). Le débit d'air est tracé dans la figure 5 (b). Pour la géométrie du canal vide, le refroidissement est efficace uniquement lorsque l'irradiance dépasse  $1000 \text{ W.m}^{-2}$  (c'est le maximum d'irradiance à la surface de la terre sans concentration solaire). Alors que pour le cas géométrique avec générateurs de vortex, le refroidissement est considéré comme efficace à partir d'une valeur de  $750 \text{ W.m}^{-2}$ .

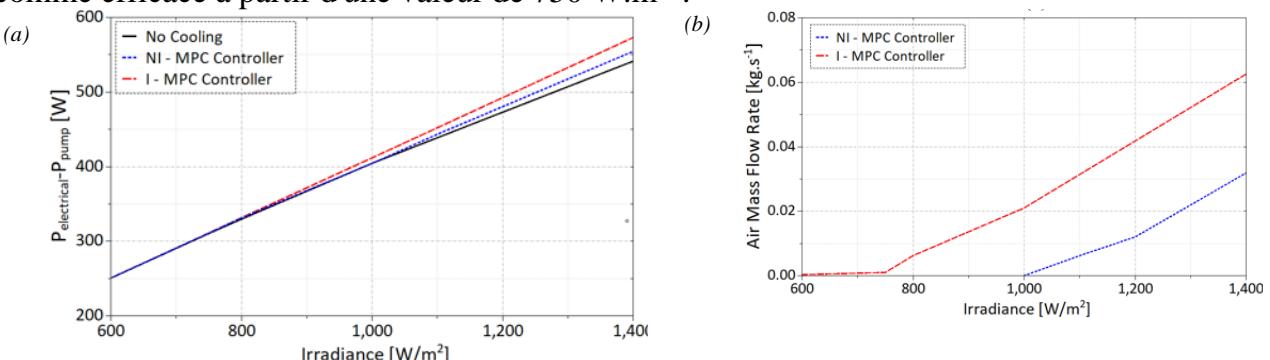


Figure 5 : (a) Production électrique nette ; (b) débit d'air en fonction de l'irradiance

## 5. Conclusion

Dans cet article, une étude sur le contrôle photovoltaïque/thermique à l'aide d'un Contrôleur Prédicatif Modélisé a été menée. Les résultats suivants peuvent être mis en évidence :

- Pour une irradiance moyenne, sans scénario de récupération de chaleur, l'utilisation de générateurs de vortex et du contrôleur MPC n'augmente pas le gain d'énergie du système PVT (moins de 1% d'augmentation pour les deux cas).
- Pour une irradiance moyenne en été (France septentrionale) avec scénario de récupération de chaleur, l'utilisation de générateurs de vortex avec le contrôleur MPC augmente le gain d'énergie à 234 % par rapport à une augmentation de 151 % lors de l'utilisation de générateurs de vortex avec un contrôleur simple on/off (SOO).
- L'utilisation de générateurs de vortex comme technique d'intensification dans le système PVT augmente le gain d'énergie d'environ 21 % par rapport à la configuration de conduit vide pour une irradiance moyenne et élevée.
- L'utilisation de VGs sans valorisation de la chaleur permet une amélioration du rendement globale des panneaux PVT pour de plus faibles irradiances ( $>750 \text{ W.m}^{-2}$  avec VGs contre  $>1000 \text{ W.m}^{-2}$  sans VGs).

Dans cette étude, seul le débit de fluide transfert était contrôlé. D'autres études à venir dans lesquelles l'orientation des générateurs de vortex sera elle aussi pilotée permettra d'augmenter le rendement de l'installation et de la rendre compétitive pour des niveaux d'irradiation encore plus faibles.

## Références

- [1] LR. Amjith, B. Bavanish. A review on biomass and wind as renewable energy for sustainable environment, *Chemosphere*, Volume 293, 2022, 133579, ISSN 0045-6535.
- [2] S. Jin, D. Greaves, Wave energy in the UK: Status review and future perspectives, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Volume 143, 2021, 110932, ISSN 1364-0321.
- [3] W. Pang, Y. Zhang, B. C. Duck, H Yu, X Song, H. Yan, Cross sectional geometries effect on the energy efficiency of a photovoltaic thermal module: Numerical simulation and experimental validation, *Energy*, Volume 209, 2020, 118439, ISSN 0360-5442.
- [4] A. Zahedi, Maximizing solar PV energy penetration using energy storage technology, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Volume 15, Issue 1, 2011, Pages 866-870, ISSN 1364-0321.
- [5] S. Thotakura, S. C. Kondamudi, J. F. Xavier, M. Quanjin, G. R. Reddy, P. Gangwar, S. L. Davuluri, Operational performance of megawatt-scale grid integrated rooftop solar PV system in tropical wet and dry climates of India, *Case Studies in Thermal Engineering*, Volume 18, 2020, 100602, ISSN 2214-157X, <https://doi.org/10.1016/j.csite.2020.100602>.
- [6] R. Narayanan, P. Parthkumar, R. Pippia, Solar energy utilization in Australian homes: A case study, *Case Studies in Thermal Engineering*, Volume 28, 2021, 101603, ISSN 2214-157X,
- [7] F. F. Ahmad, C. Ghenai, A. K. Hamid, O. Rejeb, M. Bettayeb, Performance enhancement and infra-red (IR) thermography of solar photovoltaic panel using back cooling from the waste air of building centralized air conditioning system, *Case Studies in Thermal Engineering*, Volume 24, 2021, 100840.
- [8] H. A. Kazem, Evaluation and analysis of water-based photovoltaic/thermal (PV/T) system, *Case Studies in Thermal Engineering*, Volume 13, 2019, 100401, ISSN 2214-157X.
- [9] B. Ramkiran, C.K. Sundarabalan, K. Sudhakar, Performance evaluation of solar PV module with filters in an outdoor environment, *Case Studies in Thermal Engineering*, Volume 21, 2020, 100700.

- [10] S. M. Kiwan, A. M. Khlefat, Thermal cooling of photovoltaic panels using porous material, *Case Studies in Thermal Engineering*, Volume 24, 2021.
- [11] W. Xiao, N. Ozog, W.G. Dunford, Topology study of photovoltaic interface for maximum power point tracking (2007) *IEEE Transactions on Industrial Electronics*.
- [12] H. Patel, V. Agarwal, Maximum power point tracking scheme for PV systems operating under partially shaded conditions (2008) *IEEE Transactions on Industrial Electronics*.
- [13] SUNPOWER, Maxeon solar technologies, sunpower.maxeon.com, 539975 REV B, Publication Date: September 2021
- [14] S. Vunnam, M. VanithaSri, A. RamaKoteswaraRao, Performance analysis of mono crystalline, poly crystalline and thin film material based  $6 \times 6$  T-C-T PV array under different partial shading situations, *Optik*, Volume 248, 2021.
- [15] H.G. Teo, P.S. Lee, M.N.A. Hawlader, An active cooling system for photovoltaic modules, *Applied Energy*, Volume 90, Issue 1, 2012, Pages 309-315.
- [16] Y. Elaouzy, A. El Fadar, Investigation of building-integrated photovoltaic, photovoltaic thermal, ground source heat pump and green roof systems. *Energy Conversion and Management*, 2023.
- [17] M. Abdalgaiad, A. S. Abdullah, A. E. Kabeel, H. F Abosheisha, Assessment of an innovative hybrid system of PVT-driven RO desalination unit integrated with solar dish concentrator as preheating unit. *Energy Conversion and Management* 258 (2022).
- [18] E. Bisengimana, Y. Yanping, M. Binama, G. Nyiranzeyimana, Z. Jinzhi, A review on the influence of the components on the performance of PVT modules, *Solar Energy*, Volume 226, 2021.
- [19] S. A. Putrayudha, E. C. Kang, E. Evgeniy, Y. Libing, E. J. Lee, A study of photovoltaic/thermal (PVT)-ground source heat pump hybrid system by using fuzzy logic control, *Applied Thermal Engineering*, Volume 89, 2015, Pages 578-586, ISSN 1359-4311.
- [20] A. N. Ozakin, F. Kaya, Experimental thermodynamic analysis of air-based PVT system using fins in different materials: Optimization of control parameters by Taguchi method and ANOVA, *Solar Energy*, Volume 197, 2020, Pages 199-211, ISSN 0038-092X
- [21] M. Fiorentini, P. Cooper, Z. Ma, D. A. Robinson, Hybrid Model Predictive Control of a Residential HVAC System with PVT Energy Generation and PCM Thermal Storage, *Energy Procedia*, Volume 83, 2015, Pages 21-30.
- [22] D. Kumar and A. K. Tangirala, Adaptive model predictive control of module temperature in photovoltaic systems, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 60, 11, 4351-4365, 2021.
- [23] M. Wetter, W. Zuo, T. S. Nouidui, and X. Pang. Modelica buildings library. *Journal of Building Performance Simulation*, 7(4), 253–270, 2014.
- [24] H. Karkaba, L. Etinne, U. Pelay, S. Russeil, J. Simo Tala, J. Boonaert, S. Lecoeuche, D. Bougeard. Performance improvement of air cooled photo-voltaic thermal panel using economic model predictive control and vortex generertor. *Renewable Energy*. Volume 218, 2023.
- [25] H. Karkaba, S. Russeil, J. Simo Tala, D. Bougeard, J. Boonaert, L. Etienne, U. Pelay, S. Lecoeuche. Effect of using multiple vortex generator rows on heat transfer enhancement inside an asymmetrically heated rectangular channel. *Applied Thermal Engineering*. Volume 227, 2023.
- [26] B. Zitte, B. Hamroun, D. Astolfi, & F. Couenne. Robust Control of a Class of Bilinear Systems by Forwarding: Application to Counter Current Heat Exchanger. 21st IFAC World Congress, Jul 2020, Berlin, Germany.
- [27] A. Kelman, F. Borrelli, Bilinear model predictive control of a HVAC system using sequential quadratic programming. *IFAC Proceedings Volumes*, 2011, Volume 44.
- [28] <https://www.longi.com/en/products/modules/hi-mo-5/>
- [29] <https://power.larc.nasa.gov/data-access-viewer/>

# Étude énergétique et environnementale des systèmes de production d'eau chaude sanitaire en France : lequel du chauffe-eau thermodynamique ou du chauffe-eau solaire est le plus soutenable ?

Régis OLIVÈS<sup>1\*</sup>, Jean-Marie MANCAUX<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PROMES-CNRS - Université de Perpignan Via Domitia

Rambla de la thermodynamique - 66860 Perpignan

\*(auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

**Résumé** - La consommation d'énergie due à la production d'eau chaude sanitaire ECS en France est évaluée à 75 TWh. Actuellement, les cumuls électriques et les chauffe-eau thermodynamiques représentent 51 % des systèmes de production d'ECS en fonctionnement avec une consommation d'environ 20 TWh. Selon un scénario de RTE, l'électrification des usages et le remplacement des cumuls électriques par des chauffe-eau thermodynamiques conduiraient à réduire à environ 16,5 TWh, soit une économie d'énergie de l'ordre de 3 TWh et au mieux 0,81 Mt d'émissions de CO<sub>2</sub> évitées. D'autre part, les chauffe-eau solaires contribuent actuellement à économiser environ 2,4 TWh. Nous comparons pour l'ECS dans l'habitat à l'échelle de la France un scénario d'électrification des usages thermiques à un scénario de développement du solaire thermique sur le plan énergétique et environnemental. L'impact de ces systèmes est donc évalué sur la base des économies d'énergie réellement réalisées et des émissions de CO<sub>2</sub> évitées. On montre ainsi que si l'on se fixe comme objectif d'atteindre la moyenne européenne en termes de surface de capteurs solaires installés par habitant (0,105 m<sup>2</sup> par habitant), soit un nombre d'installations de 1,7 million, les économies d'énergie s'élèveraient à 2,8 TWh. Cette économie d'énergie correspond à celle prévue par RTE avec l'installation de 9,5 millions de chauffe-eau thermodynamiques d'ici 2035. En installant autant de chauffe-eau solaires, les surfaces de capteurs atteindraient 0,57 m<sup>2</sup> par habitant, soit ce que l'on fait en moyenne dans les DROM ou encore dans un pays comme l'Autriche. Près de 16 TWh d'énergie seraient économisées et 5 millions de tonnes de CO<sub>2</sub> seraient évitées.

## Nomenclature

COP coefficient de performance, –

TCS taux de couverture solaire, %

## 1. Introduction

La production d'eau chaude sanitaire (ECS) est un poste particulièrement consommateur d'énergie dans le secteur du bâtiment. Selon l'ADEME [1], la part dans l'habitat de consommation énergétique pour l'ECS est souvent comprise entre de 10 et 25 %. En France, cette consommation d'énergie est évaluée à 75 TWh. Actuellement, les cumuls électriques et les chauffe-eau thermodynamiques (CET) représentent 51 % des systèmes de production d'ECS en fonctionnement avec une consommation d'environ 20 TWh. Les systèmes non électriques constituent l'autre grande part avec 32 % pour le gaz naturel et 11 % pour le fioul domestique. Quant aux chauffe-eau solaires (CES), ils contribuent à économiser environ 2,4 TWh. Au niveau européen, le Net zero industry Act, énoncé en mars 2023, a posé les ambitions en matière, entre autres, solaire pour mener à bien la décarbonation en Europe. Il comporte des mesures pour renforcer l'écosystème européen de fabrication de produits technologiques bas carbone avec, comme objectif en 2050, zéro émission nette.

En France, le développement de chauffe-eau thermodynamiques est privilégié comme le propose RTE à travers son scénario basé sur l'électrification des usages à horizon 2035 [2]. Le remplacement des cumulus électriques par des chauffe-eau thermodynamiques conduiraient à réduire la consommation d'énergie à environ 16,5 TWh, c'est-à-dire une économie d'énergie de 3,5 TWh. Au niveau européen, le choix se porte préférentiellement sur le solaire thermique. On constate d'ailleurs la reprise du marché du solaire thermique, qui, amorcée en 2021, s'est confirmée en 2022. Selon EurObserv'ER [3], la surface de capteurs installée annuellement a augmenté, en 2022, de 11,9 %, soit 2,372 millions de m<sup>2</sup>. Cette croissance est essentiellement assurée par quatre pays (Allemagne, Grèce, Italie, Pologne).

Or, dans une étude précédente [4], il a déjà été montré l'intérêt du CES par rapport au CET concernant les quantités de matières à mobiliser par rapport à l'énergie fournie tout au long de la durée de vie. De même, le rapport de la quantité d'énergie à investir et de l'énergie fournie est plus favorable pour le CES que pour le CET.

Il s'agit désormais de déterminer lequel de ces deux systèmes, CET et CES, peut contribuer à décarboner au mieux les usages dans le secteur du bâtiment. Nous comparons ainsi pour l'ECS dans l'habitat à l'échelle de la France un scénario d'électrification des usages thermiques à un scénario de développement du solaire thermique en termes énergétique et environnemental. Les gains apportés par ces systèmes sont évalués sur la base des économies d'énergie réalisées et des émissions de CO<sub>2</sub> évitées.

## 2. Matériels et méthodes

Nous reprenons la comparaison établie précédemment [4] en se focalisant sur un chauffe-eau thermodynamique (Chappee TD 200 split WH)(CET) et un chauffe-eau solaire (CES) qui permettent chacun d'assurer la fourniture de 140 L par jour à 50°C. Ces deux systèmes répondent aux besoins spécifiés. Pour le CES, l'énergie auxiliaire est l'électricité, nécessaire pour l'appoint et le circulateur. Néanmoins, pour le CES, nous considérons un système standard composé de capteurs solaires de 4 m<sup>2</sup> au total placés plein sud sur un toit de pente moyenne (15°) et d'un ballon de 200 L. Autrement dit, il ne s'agit pas d'un système adapté et optimisé à chaque lieu et aux besoins des logements, mais plutôt d'un système générique qui, en moyenne, conviendrait à une famille de 3 ou 4 personnes en France métropolitaine.

À partir de simulations effectuées à l'aide du logiciel Simsol, nous identifions pour les différentes régions de France et plus particulièrement pour les grandes villes associées, la ressource solaire (voir figure 1) afin d'établir les consommations d'énergie, les apports solaires et les taux de couverture solaire (TCS) correspondants.

Dans l'UE, on constate des surfaces installées en moyenne de 0,105 m<sup>2</sup> par habitant (voir figure 2) [3]. En France métropolitaine, les surfaces correspondent à 0,036 m<sup>2</sup> par habitant. Dans les DROM, la situation est plutôt favorable au CES avec une surface moyenne de 0,53 m<sup>2</sup> par habitant. Par la suite, nous nous focaliserons donc juste sur la France Métropolitaine.

Enfin, mentionnons un autre indicateur : le contenu CO<sub>2</sub>. Alors que le contenu CO<sub>2</sub> de l'électricité du réseau est d'environ 86 g/kWh, l'ADEME préconise des contenus CO<sub>2</sub> de l'énergie thermique produite à partir de l'électricité de 147 g/kWh, du gaz naturel de 227 g/kWh et du fioul domestique de 324 g/kWh. Nous prendrons ces valeurs comme références pour estimer les gains en termes de réduction des émissions de CO<sub>2</sub> liées aux économies d'énergie. À noter qu'en moyenne, un chauffe-eau solaire permet d'éviter jusqu'à 800 kg de CO<sub>2</sub> par an.

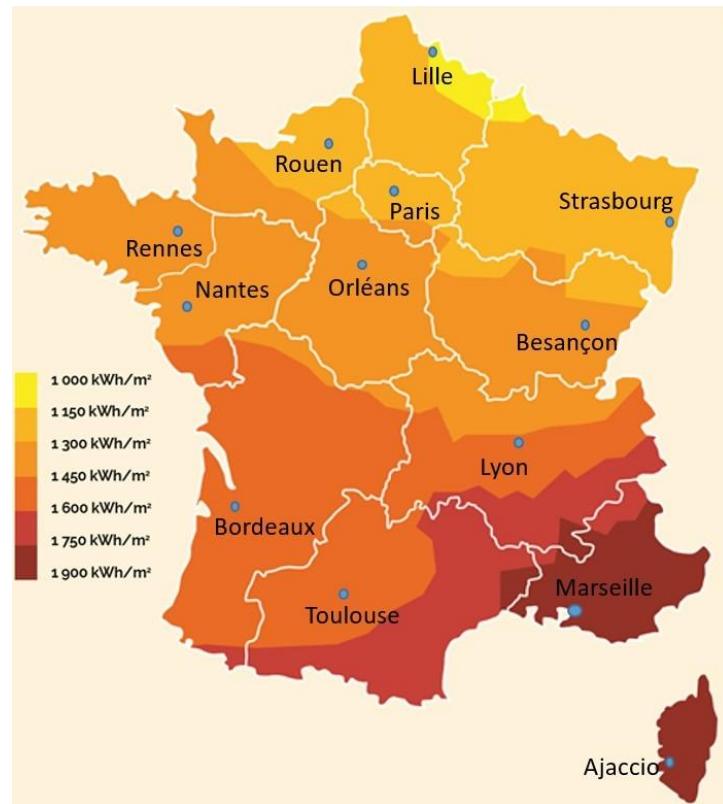


Figure 1 : Ensoleillement annuel pour les capteurs solaires.

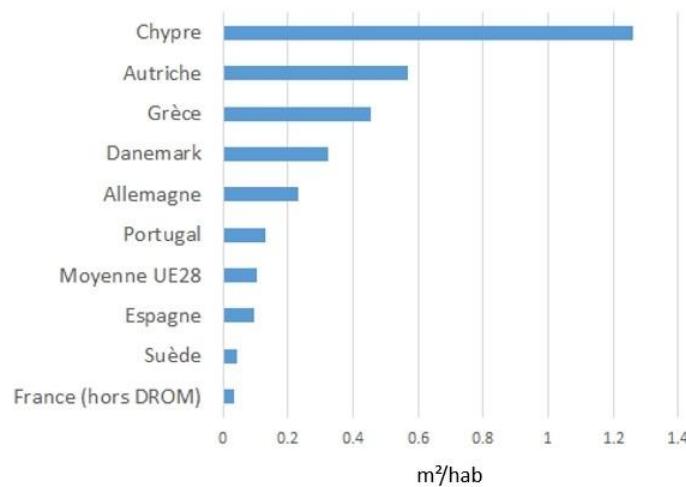


Figure 2 : Surfaces de capteurs solaires thermiques installées par habitant en UE.

### 3. Résultats et discussion

Actuellement, environ 30 millions de systèmes de production d'ECS ont été recensés. RTE propose un scénario d'électrification des usages thermiques qui repose sur l'adoption de solutions électriques de chauffage plus efficaces. Le CET est donc privilégié [2]. Avec une consommation d'électricité pour l'ECS évaluée à 19,3 TWh en 2035, ce scénario conduit à installer 9,5 millions de CET et à réaliser des économies d'énergie comprises entre 2,5 et 3,9 TWh d'ici 2035

pour des COP allant de 3 à 3,9. Or il a été constaté, d'après une étude de l'ADEME-COSTIC [1], que les COP réels se trouvent dans une gamme allant de 1,4 à 3 avec une moyenne à 2,2. Ainsi, avec 9,5 millions de CET, une économie de 2,5 TWh semblerait plus réaliste.

Si l'on considère le CES, on constate environ 586 000 installations solaires thermiques, correspondant à une surface de capteurs de 2,345 millions de m<sup>2</sup> [5]. À partir des simulations Simsol effectuées sur les grandes villes représentatives des régions de la France métropolitaine, on obtient les apports solaires et le taux de couverture solaire pour une installation standard. En extrapolant à toute la région et connaissant la surface installée par habitant [5], la quantité d'énergie économisée grâce au solaire et à l'échelle de chaque région peut être estimée (économies d'énergie cumulées) (voir tableau 1).

Région	Besoins par foyer (kWh)	Ressources solaires (kWh/m <sup>2</sup> )	Apports solaires (kWh)	TCS (%)	Surfaces milliers de m <sup>2</sup>	Économies cumulées (TWh)
Auvergne-R. A. (Lyon)	2284	1329	1606	70,3	456	0,183
Bourg. F.-C. (Besançon)	2352	1285	1669	71,0	129	0,054
Bretagne (Rennes)	2287	1270	1619	70,8	79	0,032
Centre-V-d-L (Orléans)	2330	1345	1689	72,5	65	0,027
Corse (Ajaccio)	2086	1745	1815	87,0	38	0,017
Grand-Est (Strasbourg)	2395	1159	1568	65,5	280	0,110
Hauts-de-F. (Lille)	2372	1127	1526	64,3	97	0,037
Ile-de-France (Paris)	2313	1192	1570	67,9	88	0,034
Normandie (Rouen)	2346	1185	1587	67,6	30	0,012
N.-Aquitaine (Bordeaux)	2222	1470	1695	76	292	0,124
Occitanie (Toulouse)	2205	1470	1695	76,9	398	0,169
Pays de la Loire (Nantes)	2278	1355	1707	74,9	120	0,051
Provence-A-C. d'A.	2125	1669	1808	85,1	278	0,125

Tableau 1 : Économies d'énergie réalisées par région grâce aux CES en prenant comme référence les besoins par foyer, la ressource solaire de la grande ville correspondante et les surfaces actuellement installées.

Au total, en France métropolitaine, les quantités d'énergie fournies par ces installations solaires s'élèvent à 1,335 TWh. Elles se traduisent par des économies réellement obtenues de 0,974 TWh, soit un TCS moyen de 73 %. Ainsi, en France métropolitaine, on a 0,036 m<sup>2</sup> par habitant alors que la moyenne de l'UE 28 est de 0,105 m<sup>2</sup>/hab.

Afin d'estimer le gain apporté par le déploiement de nouvelles installations solaires, nous prenons comme autre référence les surfaces par habitant qui ont été installées dans d'autres pays européens : Allemagne 0,233 m<sup>2</sup>/hab, Danemark 0,323 m<sup>2</sup>/hab, Grèce 0,454 m<sup>2</sup>/hab et Autriche 0,57 m<sup>2</sup>/hab [3]. À chacune de ces valeurs correspond une surface totale et donc un nombre d'installations standards qui est indiqué dans les figures 3 et 4. Ces figures présentent d'une part les économies d'énergie réalisées et d'autre part les quantités de CO<sub>2</sub> évitées par les chauffe-eau solaires à l'échelle de la France métropolitaine. Sont aussi mentionnées les économies d'énergie et les quantités de CO<sub>2</sub> évitées par l'installation de 9,5 millions de CET comme le prévoit le scénario de RTE selon si l'on remplace des cumulus électriques, des chauffe-eau gaz ou des chaudières au fioul.

On constate que les économies réellement réalisées par les chauffe-eau solaires s'élèvent

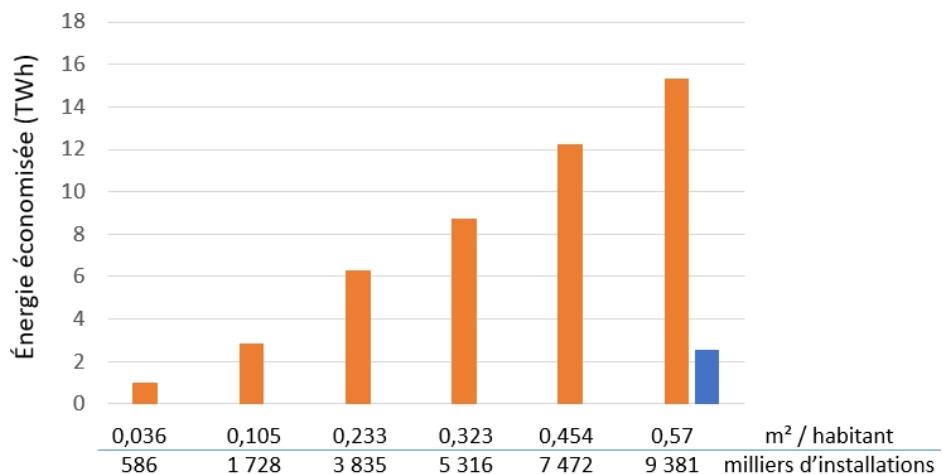


Figure 3 : Économies d'énergie réalisées par le CES pour différentes surfaces installées par habitant (orange) correspondant chacunes à un nombre d'installations et comparées aux économies réalisées par 9,5 millions de CET (bleu)

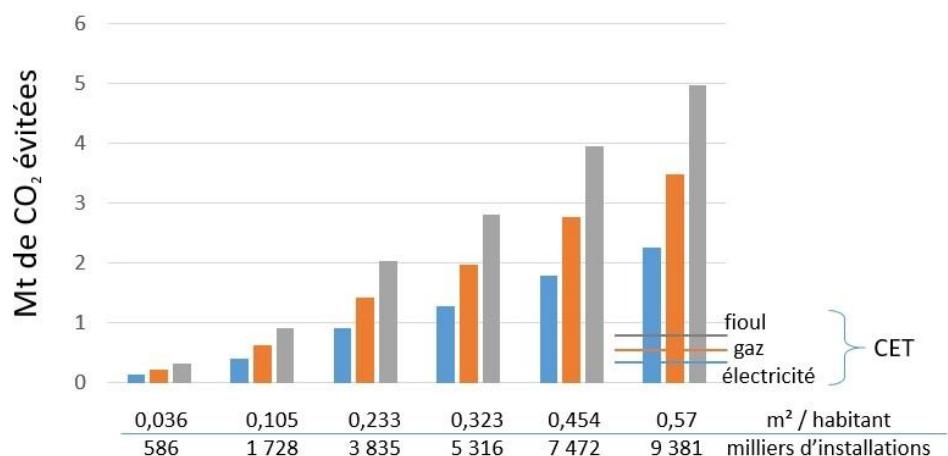


Figure 4 : Quantités de CO<sub>2</sub> évitées par l'installation de CES selon le remplacement de solutions électriques (147 g/kWh, bleu), au gaz (227 g/kWh, orange) et fioul (324 g/kWh, gris). Ces quantités sont comparées à celles évitées par l'installation de 9,5 millions de CET.

à 2,823 TWh pour une surface par habitant de 0,105 m<sup>2</sup>, soit la moyenne européenne. Par exemple, ces économies montent à 8,7 TWh pour la même surface par habitant que celle installée au Danemark. Alors que l'installation de 9,5 millions de CET permet juste d'atteindre ce qui peut être obtenu par l'installation de 1,7 million de CES. Ainsi, le gain réalisé par les chauffe-eau solaires s'avère nettement plus important que les chauffe-eau thermodynamiques en termes d'économie d'énergie. On retrouve le même type de résultats sur les émissions de CO<sub>2</sub> évitées : le CES est beaucoup plus pertinent en contribuant nettement plus que le CET à la décarbonation du secteur du bâtiment. Avec un nombre d'installations identique de 9,5 millions, les émissions de CO<sub>2</sub> évitées seraient au mieux de 0,81 Mt pour le CET alors que pour le CES elles seraient comprises entre 2,25 et 5 Mt, soit 3 à 6 fois plus importantes.

## 4. Conclusion

Ce travail prolonge une étude précédente [4] qui a montré l'intérêt des chauffe-eau solaires CES par rapport aux autres systèmes de production d'eau chaude sanitaire et en particulier au chauffe-eau thermodynamique CET. Après les aspects liés aux quantités d'énergie et de matériaux à investir par rapport à l'énergie fournie sur toute la durée de vie, nous avons abordé ici les économies d'énergie réalisées ainsi que les émissions de CO<sub>2</sub> évitées en comparant les deux systèmes CES et CET. En se fixant comme objectif une surface installée par habitant comparable à la moyenne européenne, le nombre d'installations solaires thermiques atteindrait 1,7 million et le chauffe-eau solaire deviendrait aussi pertinent que d'équiper 9,5 millions de logement de chauffe-eau thermodynamiques. Les gains en termes d'énergie économisée et de quantité de CO<sub>2</sub> évitée sont, en effet, beaucoup plus intéressants. Remplacer 10 millions de chauffe-eau soit près d'un tiers de l'existant, par des chauffe-eau solaires conduirait à économiser plus de 16 TWh d'énergie et d'éviter près 5 millions de tonnes de CO<sub>2</sub>. En conclusion, le chauffe-eau solaire se révèle un système nettement plus pertinent en termes de soutenabilité que le chauffe-eau thermodynamique. L'électrification des usages thermiques n'est pas forcément une solution toujours efficace pour décarboner l'énergie dans le secteur, en particulier, du bâtiment. De façon générale, les énergies renouvelables thermiques peuvent apporter souvent des réponses bien plus pertinentes quant aux réelles économies d'énergie et aux émissions de CO<sub>2</sub> évitées.

## Références

- [1] ADEME-COSTIC, *Guide technique, Les besoins d'ECS en habitat individuel et collectif* (2016)
- [2] RTE - GT Consommation d'électricité, *Les usages chauffage, production d'eau chaude sanitaire et climatisation/ventilation dans le secteur résidentiel*, 2019
- [3] État des énergies renouvelables en Europe, 21e bilan, édition 2022, Eurobserv'ER, (2023)
- [4] R. Olivès, J.-M. Mancaux, M. Perier-Muzet, Matériaux pour la transition énergétique : cas de la production d'eau chaude sanitaire, *Congrès Français de Thermique SFT*, Reims, juin 2023
- [5] Panorama de la chaleur renouvelable et de récupération, ADEME et al. - édition 2022

# Comparaison des performances d'une DSC à flux de chaleur et d'une DSC à compensation de puissance pour l'étude des changements de phase de paraffines

**Lydia FERDJALLAH<sup>1</sup>, Magali FOIS<sup>1\*</sup>, Laurent IBOS<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-94010 Créteil, France

<sup>2</sup>Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-77567 Lieusaint, France

\*(auteur correspondant : [Fois@u-pec.fr](mailto:Fois@u-pec.fr))

**Résumé** - Cet article présente l'analyse des matériaux à changement de phase (MCP) pour le stockage d'énergie thermique, en se concentrant sur la calorimétrie différentielle à balayage (DSC). Les résultats révèlent des différences significatives entre les mesures de température et d'enthalpie obtenues par DSC à flux de chaleur et à compensation de puissance. Malgré les difficultés liées à la reproductibilité des résultats entre les instruments, l'étude souligne l'importance de mesures précises pour caractériser efficacement les MCP.

## Nomenclature

*PCM* Matériaux à changement de phase

$\Delta H_f$  Enthalpie de fusion, J.g<sup>-1</sup>

$T_f$  Température de fusion, °C

$\Delta H_c$  Enthalpie de cristallisation, J.g<sup>-1</sup>

$T_c$  Température de cristallisation, °C

$C_p$  Chaleur spécifique, J.g<sup>-1</sup>.°C<sup>-1</sup>

## 1. Introduction

Les matériaux à changement de phase (MCP) sont largement considérés comme des substances idéales pour le stockage thermique. Le stockage de l'énergie thermique se traduit par d'importantes économies d'énergie dans les secteurs du bâtiment et de l'industrie. En outre, il permet de réduire la consommation d'énergie thermique à l'échelle nationale et continentale, tout en contribuant à atténuer les émissions de CO<sub>2</sub> associées à ces secteurs respectifs [1].

En raison de la capacité des matériaux à changement de phase à stocker et restituer de l'énergie thermique, il est essentiel de déterminer avec précision l'enthalpie ainsi que la température de changement de phase [2]. La performance thermique d'un bâtiment contenant des matériaux à changement de phase (MCP) est fortement affectée par un facteur majeur : la température à laquelle le MCP passe de l'état solide à l'état liquide. Il est impératif que cette température de fusion soit correctement choisie, dans la plage souhaitée, pour garantir une efficacité thermique optimale [3]. Un nombre important d'études d'analyse thermique ont été menées récemment, mettant notamment en œuvre des techniques telles que l'analyse thermique différentielle (ATD) et la calorimétrie différentielle à balayage (DSC), mais les résultats ne sont pas reproductibles [4].

L'analyse thermique permet de mesurer les changements d'une propriété physique d'un échantillon en réponse à une variation contrôlée de la température au cours du temps, dans une atmosphère inerte contrôlée. Elle englobe différents domaines tels que la calorimétrie, la thermogravimétrie et la dilatométrie... [5]. Cet article est essentiellement axé sur l'analyse par calorimétrie différentielle à balayage (DSC), la technique la plus répandue dans le domaine de l'analyse thermique. Il existe deux types de DSC : la DSC à flux de chaleur et la DSC à compensation de puissance.

## 1.1. DSC à flux de chaleur

La DSC à flux de chaleur, qui fonctionne avec un seul four comme en ATD, comprend un bloc thermostaté (four ou enceinte) permettant des variations programmées de la température (croissante, décroissante ou constante), ainsi que des cellules échantillon et de référence. Le four est balayé par un gaz neutre.

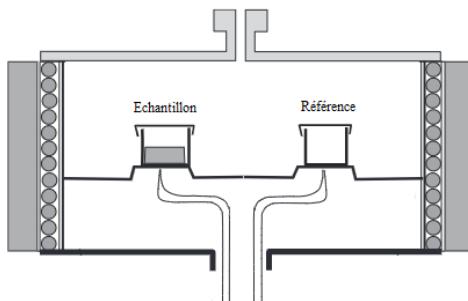


Figure 1 : *DSC à flux de chaleur* [5].

Dans ce type de dispositif, l'échantillon et la référence sont placés dans des creusets positionnés sur une plaque qui génère un flux de chaleur contrôlé. La mesure de la température s'effectue directement sous les creusets par le biais de thermocouples [5,6].

## 1.2. DSC à compensation de puissance

Deux micros fours sont installés dans un bloc maintenu à température constante. Ce bloc est refroidi par de l'eau, du réfrigérant ou même de l'azote liquide. Chaque four est équipé d'une résistance en platine pour la mesure de la température et d'un élément chauffant également constitué d'une résistance en platine. La référence et l'échantillon sont chauffés séparément. Un programmeur envoie une tension à l'amplificateur de température moyenne, assurant un chauffage uniforme des calorimètres de l'échantillon et de la référence. Cela garantit une augmentation linéaire de la température moyenne (la température moyenne de l'échantillon et de la référence) [6,7].

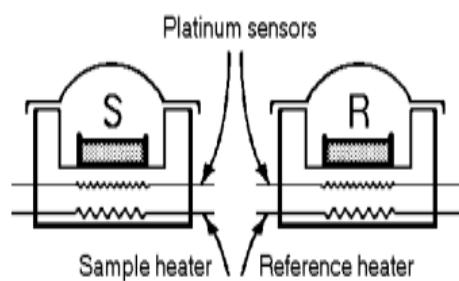


Figure 2 : *DSC à compensation de puissance* [7].

Lorsque des événements exo ou endo-thermiques tels que la fusion, la cristallisation, les changements de phase ou la réticulation se produisent, une puissance supplémentaire (ou moindre) est appliquée pour compenser le déséquilibre entre les températures de l'échantillon et de la référence. De cette manière, la puissance, et donc le flux de chaleur, sont mesurés [6,7]. Les micros fours d'une DSC à compensation de puissance ont une faible inertie ce qui permet de travailler à des vitesses de chauffe ou de refroidissement importante.

## 2. Matériaux et méthodes

Dans cette étude, la paraffine RT28HC commercialisée par Rubitherm ayant une température de changement de phase d'environ 28°C a été caractérisée. Les masses des échantillons de paraffine étudiés à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  et à  $0,5^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  étaient de 13.11 mg et 11.34 mg respectivement. Ces échantillons ont été placés dans les coupelles à liquide serties de 5 mm de large et 2mm de profondeur.



Figure 3 : Echantillon de paraffine RT28HC.

### 2.1. Calorimétrie différentielle à balayage

Afin de mesurer les enthalpies et les températures de changement de phase de la RT28HC, une DSC à flux de chaleur (DSC 6000) de PerkinElmer et une DSC à compensation de puissance Diamond de PerkinElmer ont été utilisées à une vitesse de chauffe de  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$  et  $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ .

Chaque instrument a son propre protocole d'étalonnage. Pour la DSC à flux de chaleur, l'étalonnage se fait en analysant deux étalons, l'indium et l'étain. Les températures de fusion et les enthalpies de fusion théoriques et mesurées sont ensuite introduites dans le logiciel Pyris Data. Il est également nécessaire de préciser la vitesse de chauffage et la masse de chaque étalon. Cette procédure est effectuée après avoir supprimé tous les étalonnages précédents.

Le processus d'étalonnage de la DSC à compensation de puissance de Perkin Elmer est plus complexe. Tout d'abord, un étalonnage de la ligne de base doit être effectué dans la plage de température prévue pour l'analyse de l'échantillon. Cela implique d'ajuster les paramètres Slope, Fine Balance et Coarse Balance pour aligner la ligne de base de l'instrument afin d'obtenir une ligne droite et de réduire les petites différences dans la ligne de base.

Après l'étalonnage de la ligne de base, les échantillons d'indium et d'étain sont soumis à un cycle de chauffage/refroidissement. Les températures et enthalpies de fusion théoriques et mesurées sont saisies dans le logiciel Pyris Data, ainsi que la masse de chaque étalon et la vitesse de chauffage. Le four est ensuite étalonné dans une plage de température donnée : celle-ci correspond à la plage dans laquelle l'échantillon de paraffine est étudié.

Tableau 1 : Caractéristiques de la DSC6000 et DSC Diamond de PerkinElmer [8].

	Calorimètre		Température		Vitesse
	Exactitude	Précision	°C	Exactitude	°C.min <sup>-1</sup>
DSC 6000	$\pm 2\%$	$\pm 0.1\%$	$-100 \rightarrow 450$	$\pm 0.1^{\circ}\text{C}$	$0.1 \rightarrow 100$
DSC Diamond	$< \pm 1\%$	$< \pm 0.1\%$	$-170 \rightarrow 730$	$\pm 0.1^{\circ}\text{C}$	$0.01 \rightarrow 500$

Dans cette étude, les mêmes coupelles étalons ont été analysées dans chaque instrument, ainsi que l'échantillon de paraffine. Une fois l'échantillon passé dans la DSC à flux de chaleur, il a été analysé à nouveau dans la DSC à compensation de puissance. L'objectif de cette procédure est de minimiser les erreurs potentielles liées à la coupelle et à la masse de l'échantillon, car les coupelles ont souvent des masses différences ce qui peut influencer les résultats. L'échantillon a été soumis à deux cycles de chauffe et de refroidissement dans chaque DSC, le deuxième cycle a été analysé dans cette étude.

### 3. Résultats et discussions

#### 3.1. Enthalpies et températures de changement de phase

Les figures 4 et 5 présentent les thermogrammes de fusion et de cristallisation de la paraffine RT28HC à une vitesse de chauffage de  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ . Les courbes bleues correspondent aux données obtenues par DSC à compensation de puissance, tandis que les courbes rouges en pointillés correspondent aux données obtenues par DSC à flux de chaleur.

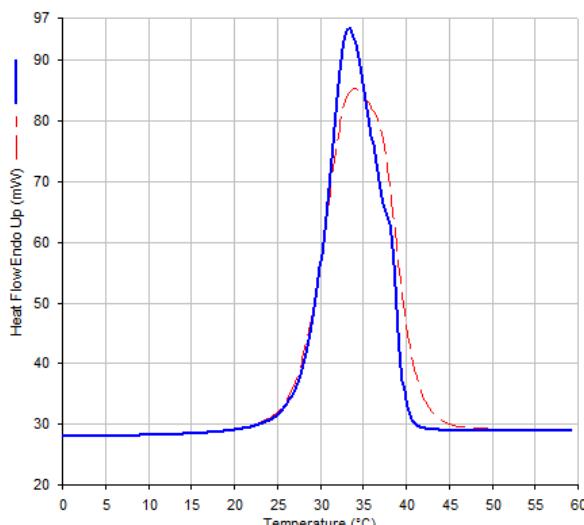


Figure 4 : Thermogrammes de fusion de la RT28HC à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  (courbe en continu : DSC à compensation de puissance ; courbe en pointilles : DSC à flux de chaleur)

Les thermogrammes de fusion de la RT28HC des deux DSC présentent un seul pic endothermique attribué au changement de phase Solide-Liquide à une température de fusion de 27,1 et  $28,3^{\circ}\text{C}$  (Tableau 2) pour la DSC 6000 et la DSC à compensation de puissance respectivement. Les chaleurs latentes de fusion sont de  $252,2 \text{ J.g}^{-1}$  et  $232,7 \text{ J.g}^{-1}$  pour la DSC 6000 et la DSC à compensation de puissance respectivement.

Une variation d'environ  $1^{\circ}\text{C}$  est observée dans la température de fusion. En outre, l'enthalpie de fusion mesurée par DSC avec compensation de puissance est inférieure à celle obtenue par DSC à flux de chaleur. En outre, un décalage du pic de fusion est observé avec la DSC à flux de chaleur vers des températures plus élevées peut être attribué à un chauffage non uniforme dans l'échantillon du four de la DSC 6000 puisqu'il contient à la fois l'échantillon et la référence, contrairement à la DSC à compensation de puissance.

Les thermogrammes de cristallisation de la RT28HC des deux DSC montrent un seul pic, cependant, on observe une superposition de deux pics, ce phénomène est également observé lors de la fusion, mais uniquement avec la DSC à compensation de puissance, car elle permet d'observer les phénomènes rapides, contrairement à la DSC 6000. Le premier pic correspond à une transition de phase Liquide-Rotator, se produisant à une température de  $23,2^{\circ}\text{C}$  pour la

DSC à flux de chaleur et de 26,3°C pour la DSC à compensation de puissance. Il est important de noter que cette transition est considérée comme transitoire, car elle n'est pas thermodynamiquement stable. La paraffine ne cristallise pas directement à partir de la phase liquide ; en général, elle passe d'abord par un état liquide surfondu avant que cette phase rotatoire ne se forme. Une fois cette phase transitoire établie, sa formation est rapidement observée, souvent en quelques secondes ou minutes [9].

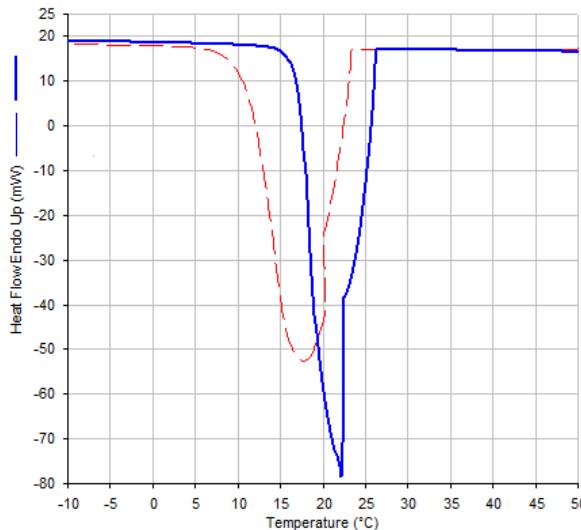


Figure 5 : Thermogrammes de cristallisation de la RT28HC à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  (courbe en continu : DSC à compensation de puissance ; courbe en pointilles : DSC à flux de chaleur).

Il y a également un décalage d'environ 3°C dans la température de cristallisation. Cela peut être attribué, comme mentionné précédemment, à la taille du four de la DSC 6000, qui est plus grand et contient à la fois l'échantillon et la référence. Par conséquent, il faut plus de temps pour refroidir l'ensemble du four, contrairement au four de la DSC à compensation de puissance, qui est plus petit et ne contient que l'échantillon.

Les enthalpies et les températures de fusion et de cristallisation pour les deux DSC sont présentées dans le tableau 2. On observe un écart de valeurs entre les mesures effectuées avec la DSC à flux de chaleur et celles effectuées avec la DSC à compensation de puissance. Cette différence peut être due, en premier lieu, au principe de mesure complètement différent des deux appareils. En outre, l'étalonnage en température n'est effectué qu'à partir de la mesure de la température de fusion de l'indium et de l'étain lors d'une chauffe, et le processus de correction pendant le refroidissement n'est pas explicite.

Tableau 2 : Températures et enthalpies de changement de phase de la paraffine RT28HC à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ .

$10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$	$T_f$ °C	$\Delta H_f$ J.g <sup>-1</sup>	$T_c$ °C	$\Delta H_c$ J.g <sup>-1</sup>
DSC 6000	27,1	$252,2 \pm 8.29$	23,2	$253,0 \pm 8.31$
DSC Diamond	28,3	$232,7 \pm 3.88$	26,3	$228,4 \pm 3.82$
Ecart %	4,4 %	8,4 %	11,8 %	9,7%

Un autre phénomène parfois observé avec la DSC à flux de chaleur est l'augmentation de la température de l'échantillon pendant le processus exothermique de changement de phase liquide-phase rotatoire lors du refroidissement. En effet, la DSC 6000 mesure la température sous l'échantillon pendant que le four refroidit, alors que la DSC à compensation de puissance ajuste la puissance fournie pour maintenir des températures égales entre l'échantillon et la référence. La figure 6 montre l'évolution de la température de l'échantillon en fonction de la température programmée pendant le refroidissement dans les deux DSC. Il est clairement

visible que la température de l'échantillon ne varie pas linéairement et augmente lorsque le changement de phase exothermique survient lors du refroidissement dans la DSC 6000.

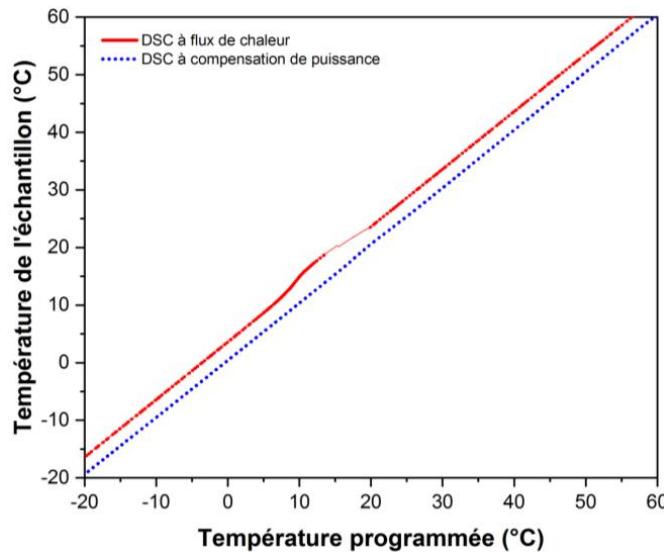


Figure 6 : Evolution de la température de l'échantillon en fonction de la température programmée lors du refroidissement de la RT28HC à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ .

### 3.2. Effet de la vitesse de chauffe et de refroidissement

La figure 7 présente les thermogrammes de fusion et de cristallisation de la RT28HC à une vitesse de chauffe de  $0,5^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ . Les thermogrammes de fusion montrent un pic endothermique distinct correspondant à la transition de phase solide-liquide, avec une température de fusion de  $27,1^{\circ}\text{C}$  pour la DSC 6000 et de  $26,9^{\circ}\text{C}$  pour la DSC à compensation de puissance. La diminution de la vitesse réduit les écarts entre les deux températures de fusion à  $0,2^{\circ}\text{C}$ .

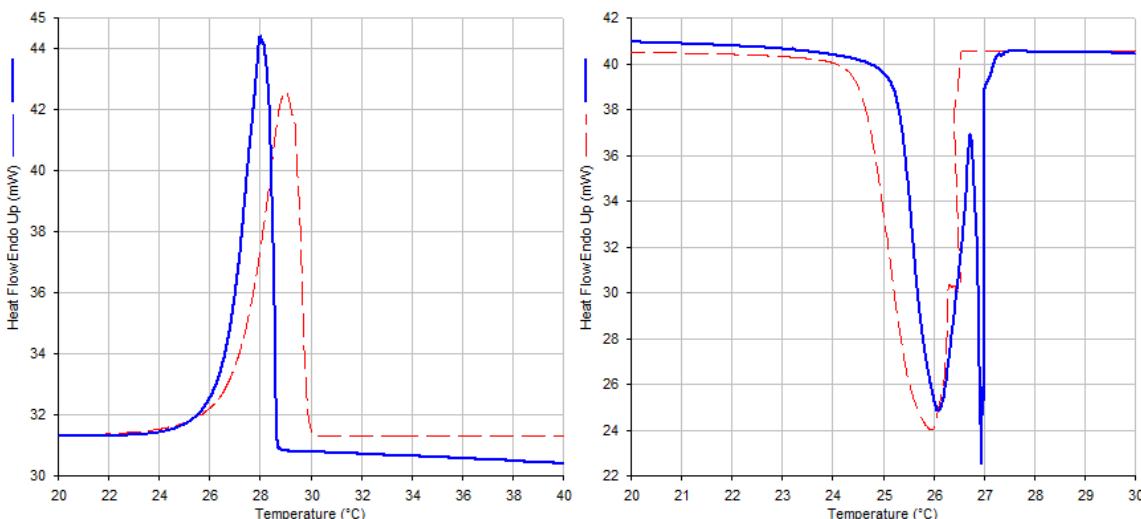


Figure 7 : Thermogrammes de fusion et de cristallisation de la RT28HC à  $0,5^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  (courbe en continu : DSC à compensation de puissance ; courbe en pointilles : DSC à flux de chaleur).

Pendant le refroidissement, on observe également une superposition de deux pics, là encore le phénomène est plus visible dans la DSC à compensation de puissance. Les températures de cristallisation de  $27,3^{\circ}\text{C}$  et  $26,4^{\circ}\text{C}$  observées respectivement pour la Diamond et la DSC 6000 (Cf. Tableau 3) ont un écart moindre à  $0,5^{\circ}\text{C}/\text{min}$  ( $0,9^{\circ}\text{C}$ ) par rapport à  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$  ( $3,1^{\circ}\text{C}$ ).

Cela s'explique par le fait qu'à une vitesse plus faible, le four a plus de temps pour chauffer uniformément l'échantillon, contrairement à ce qui se passe à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ .

On remarque que la température de cristallisation de la paraffine augmente lorsque la DSC est utilisée à faible vitesse, la surfusion est moins importante. En outre, une diminution de l'enthalpie de fusion et de cristallisation est également observée à faible vitesse. La DSC mesure moins bien les enthalpies de changement de phase lorsqu'on diminue la vitesse, en partie parce que l'amplitude du signal diminue, ce qui augmente le rapport signal sur bruit. Les aires des pics dépendent également du choix des bornes d'intégration qu'il est parfois difficile de choisir surtout si la ligne de base est bruitée et non linéaire.

Tableau 3 : Températures et enthalpies de changement de phase de la paraffine RT28HC à  $0,5^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ .

$0,5^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$	$T_f$ $^{\circ}\text{C}$	$\Delta H_f$ $\text{J.g}^{-1}$	$T_c$ $^{\circ}\text{C}$	$\Delta H_c$ $\text{J.g}^{-1}$
DSC 6000	27,1	$243,4 \pm 8.07$	26,4	$240,4 \pm 7.91$
DSC Diamond	26,9	$231,1 \pm 3.26$	27,3	$212,1 \pm 3.01$
Ecart %	0,74%	5,32 %	3,64 %	13,34%

### 3.3. Mesures de la chaleur spécifique

La chaleur spécifique de la RT28HC à une vitesse de  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  a été mesurée en suivant une procédure spécifique. Tout d'abord, une coupelle vide non sertie a été soumise à un cycle de chauffage suivie de l'échantillon de saphir et de la paraffine dans la même plage de température. En soustrayant la ligne de base de la courbe obtenue pour le saphir et l'échantillon, la chaleur spécifique du saphir a été calculée à l'aide de l'équation (1), trouvée dans la littérature [10]. Ensuite, la chaleur spécifique de la paraffine a été déterminée à l'aide de l'équation (2).

$$C_{P\ saphir} = 6,46 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 + 2,47 \cdot 10^{-3} \cdot T + 7,18 \cdot 10^{-1} \quad (1)$$

$$C_{P\ PCM} = \frac{(dH/dt)_{PCM \cdot m\ saphir} \cdot C_p\ saphir}{(dH/dt)_{saphir \cdot m\ PCM}} \quad (2)$$

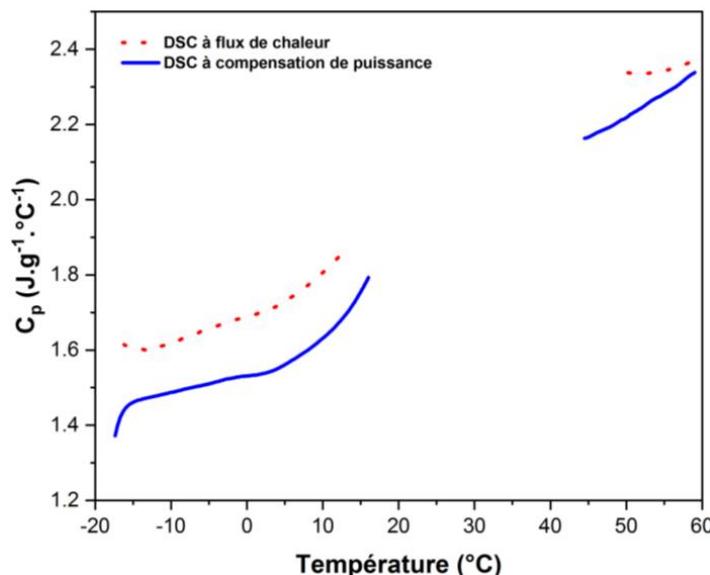


Figure 8 : Evolution de la chaleur spécifique de la RT28HC à  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$  (courbe en continu : DSC à compensation de puissance ; courbe en pointilles : DSC à flux de chaleur).

La figure 8 présente la variation de la chaleur spécifique de la RT28HC en fonction de la température à une vitesse de chauffage de  $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$ . On constate un écart d'environ  $0,12 \text{ J.g}^{-1}.^{\circ}\text{C}^{-1}$  entre la chaleur spécifique mesurée par DSC à flux de chaleur et à

compensation de puissance à l'état solide. Cependant, cet écart est réduit après la fusion de la paraffine (état liquide).

## 4. Conclusion

En conclusion, les résultats de cette étude révèlent l'importance cruciale de la précision des mesures effectuées lors de l'analyse des matériaux à changement de phase (MCP) destinés au stockage de la chaleur. L'utilisation de la calorimétrie différentielle à balayage (DSC) a permis de mesurer les enthalpies et les températures de changement de phase, malgré les défis associés à la reproductibilité des résultats entre différents appareils. Les résultats obtenus révèlent des différences significatives entre les mesures effectuées avec la DSC à flux de chaleur et la DSC à compensation de puissance, mettant en évidence l'impact de la méthode d'analyse sur les résultats obtenus. En outre, l'observation de phénomènes tels que les décalages de température et les variations d'enthalpie en fonction de la vitesse de chauffage fournit des éléments intéressants sur le comportement thermique des MCP. Ces conclusions soulignent l'importance de prendre en compte les aspects méthodologiques lors de l'interprétation des données qui seront ensuite intégrées dans les modèles de transfert de chaleur. Il est également souligné l'importance de mener des recherches continues pour améliorer la fiabilité des analyses thermiques des MCP, afin de promouvoir leur application efficace dans le stockage de l'énergie thermique.

## Références

- [1] A. Lazaro, C. Penalosa, A. Sole, G. Diarce, T. Haussmann, M. Fois, B. Zalba, S. Gshwander, L. Cabeza, Intercomparative tests on phase change materials characterization with differential scanning calorimeter, *Applied Energy*, 109 (2013), 415-420.
- [2] J.V. Christy, A. Balwani, H. Mehling, N. Agrawal, Optimization of DSC measurements for organic phase change materials, *Journal of Energy Storage*, 73 (2023), 109032.
- [3] G. Zhou, Y. Zhang, X. Wang, K. Lin, W. Xiao, An assessment of mixed type PCM-gypsum and shape-stabilized PCM plates in a building for passive solar heating, *Solar Energy*, 81 (2007), 1351-1360.
- [4] B. Zalba, J.M. Marin, L.F. Cabeza, H. Mehling, Review on thermal energy storage with phase change materials, heat transfer analysis and applications, *Applied Thermal Engineering*, 23 (2003) 251-283.
- [5] J. Grenet, B. Legendre, Analyse calorimétrique différentielle à balayage (DSC), *Techniques de l'Ingénieur*, P1205V1 (2010).
- [6] G. Van der Plaats, The Practice of Thermal Analysis, *Toledo : Mettler*, 1985.
- [7] B. Wunderlich, Thermal Analysis of Polymeric Materials, 1<sup>st</sup> ed, *Springer-Verlag* : Berlin Heidelberg 2005.
- [8] [DSC Instruments | PerkinElmer](#)
- [9] D. Cholakova, N. Denkov, Rotator phase in alkane systems: In bulk, surface layers and micro/nano-confinements, *Advances in Colloid and Interface Science*, volume 269, 7-42 (2019).
- [10] D. A. Ditmars, S. Ishihara, S. S. Chang, G. Bernstein, Enthalpy and heat-capacity standard reference material synthetic Sapphire from 10 to 2250 K, *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, vol 87, 159-163 (1982).

## Remerciements

Ce travail est financé dans le cadre du projet ANR CONVINCES (ANR-21-CE50-0029).

# Etude d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises couplé à un chauffe-eau thermodynamique

Jean-Baptiste BOUVENOT<sup>1,2\*</sup>, Cyprien BEAUDET<sup>2</sup>

1: ICube laboratory, University of Strasbourg, France

2: INSA Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire, 67000 STRASBOURG

*\*(auteur correspondant : [jean-baptiste.bouvenot@insa-strasbourg.fr](mailto:jean-baptiste.bouvenot@insa-strasbourg.fr))*

**Résumé** - Cette étude vise à évaluer l'impact du couplage entre un chauffe-eau thermodynamique et un récupérateur de chaleur sur eaux grises et à en évaluer les performances en comparaison à un cas de référence (chauffe-eau électrique) sur la production d'eau chaude sanitaire. Cette étude se base d'abord sur une étude expérimentale permettant d'établir des modèles théoriques prenant en considération les effets dynamiques et l'encrassement de l'échangeur. Un modèle de type "carte de performance" est utilisé pour la pompe à chaleur. Enfin, le ballon est modélisé via un modèle stratifié issu du logiciel TRNSYS. Les résultats montrent un impact significatif de l'encrassement sur les performances de l'échangeur mais des gains importants sur les consommations énergétiques (> 50 %). L'impact du préchauffage de l'eau froide sur le coefficient de performance de la pompe à chaleur est sensible (- 10 % environ) mais le gain énergétique global de la combinaison de ces 2 technologies reste significatif.

## Nomenclature

<i>COP</i>	coefficient de performance
<i>c<sub>p</sub></i>	chaleur spécifique de l'eau, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
<i>E</i>	efficacité moyenne, -
<i>Ex</i>	exergy, J
<i>GES</i>	gaz à effet de serre
<i>k</i>	coefficient de correction,-
<i>Q</i>	chaleur, J
<i>q<sub>v</sub></i>	débit volumique, m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>
<i>s</i>	entropie, J
<i>r</i>	raison de suite géométrique, -
<i>t<sub>r</sub></i>	temps de retard, s
<i>T</i>	température, °C ou K
<i>US</i>	conductance thermique, W.K <sup>-1</sup>

<i>Symboles grecs</i>	
$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$\tau$	constante de temps, s
<i>Indices et exposants</i>	
<i>cw</i>	eau froide (cold water)
<i>dhw</i>	ECS (district hot water)
<i>drain</i>	siphon
<i>él</i>	électrique
<i>hx</i>	échangeur de chaleur
<i>loss</i>	pertes/déperditions
<i>nom</i>	nominal
<i>syst</i>	système
<i>tank</i>	ballon d'eau chaude
<i>tot</i>	total

## 1. Introduction

L'eau chaude sanitaire (ECS) est un poste important de consommation d'énergie dans les bâtiments résidentiels (le deuxième après le chauffage), représentant 16 % en France [1, 2] en 2021 (15 % en Europe en 2021 [3], 18 % aux États-Unis en 2023 [4]). Ce taux n'a cessé de croître, doublant au cours des 50 dernières années en France [1,2], du fait de l'amélioration de la performance thermique des bâtiments (réglementations de plus en plus contraignantes (RT 2012 et RE2020)) et de l'augmentation du niveau de confort, notamment avec des douches plus fréquentes. Ce taux sera encore plus élevé pour des bâtiments performants (neufs ou rénovés) pouvant atteindre de l'ordre de 30 % [5]. L'énergie consommée pour l'ECS consacrée aux douches en France représente environ 49 TWh en 2021 [1], dont 24 TWh [1] sont produits avec de l'énergie électrique, principalement avec des systèmes à effet Joule (environ 11 M d'unités) qui fonctionnent principalement la nuit pendant les heures creuses. Cette consommation électrique de base est principalement couverte par des centrales nucléaires. Cela représente la production d'électricité d'environ 2 réacteurs (sur 56 en France en 2023). Parmi les consommations d'ECS, la consommation liée aux douches représente environ 2/3 du total. Il s'avère que c'est aussi la source de chaleur la plus facile à récupérer (eaux grises "peu chargées" par rapport aux eaux grises "très chargées" c'est-à-dire les eaux huileuses). Outre les gains en

termes d'efficacité énergétique et d'émissions de GES, la récupération d'une partie de cette énergie offre l'opportunité de libérer des capacités électriques au regard du recours croissant à la mobilité électrique, qui nécessitera de grandes quantités d'énergie pendant cette même période nocturne pour leur recharge. Le plus souvent, on travaille à améliorer la production d'ECS (ballons d'eau chaude thermodynamiques, pompes à chaleur, panneaux solaires thermiques, biomasse...) sans se préoccuper de récupérer la chaleur perdue lors de l'évacuation des eaux grises encore chaudes. C'est pourtant ce qui est couramment fait dans un système de ventilation double flux par exemple. En termes de qualité énergétique (exergie), en considérant un environnement ambiant à  $T_0 = 273$  K et une température d'eau grise au niveau du siphon à  $T_{drain} = 307$  K (34 °C : déterminée à partir de mesures), une douche utilise une faible partie de l'exergie incidente  $\dot{Ex}_{tot}$  contenue dans l'ECS à 40 °C : environ 30 % (cf. Eq 1 et fig. 1) :

$$\begin{aligned} d\dot{Ex} &= d\dot{Q} - T_0 d\dot{s} [W]; \quad d\dot{Q} = \rho c_p q_v dT \\ \dot{Q}_{used} &= \rho c_p q_v (T_{dhw} - T_{drain}); \quad \dot{Q}_{tot} = \rho c_p q_v (T_{dhw} - T_{cw}) \\ \dot{Ex}_{used} &= \dot{Q}_{used} \left( 1 - \frac{T_0}{T_{dhw} - T_{drain}} \ln \left( \frac{T_{dhw}}{T_{drain}} \right) \right); \quad \dot{Ex}_{tot} = \dot{Q}_{tot} \left( 1 - \frac{T_0}{T_{dhw} - T_{cw}} \ln \left( \frac{T_{dhw}}{T_{cw}} \right) \right) \rightarrow \frac{\dot{Ex}_{used}}{\dot{Ex}_{tot}} \approx 0,3 \end{aligned} \quad (1)$$

Par ailleurs, en termes énergétiques, le résultat est encore plus faible avec seulement 20% de la chaleur totale produite qui est utilisée (chaleur qui est utilisée/perdue par convection avec l'épiderme et par évaporation entre la tête de douche et la bonde (cf. Fig.1)). 80 % de la chaleur produite sera évacuée par le siphon (puissances de l'ordre de 10 kW):

$$\frac{\dot{Q}_{used}}{\dot{Q}_{tot}} = \frac{T_{dhw} - T_{drain}}{T_{dhw} - T_{cw}} = \frac{40 - 34}{40 - 10} \approx 0,2 \quad (2)$$

Il est relativement facile de récupérer cette chaleur, soit via des échangeurs de chaleur passifs et gravitaires, soit via des systèmes thermodynamiques actifs qui utilisent cette chaleur perdue comme source froide. Ces derniers sont évidemment pertinents mais les avantages de la première solution sont sa faible technicité, sa faible maintenance (pas de pièces mobiles), sa longue durée de vie et son faible coût. L'inconvénient majeur réside cependant dans son intégration, puisqu'elle implique un échangeur gravitaire qui doit idéalement être situé en dessous et aussi près que possible de l'évacuation des eaux grises, ce qui n'est pas toujours possible (maison de plain-pied ou appartements). Aussi, se développe le recours aux chauffe-eaux thermodynamiques (CET) en remplacement des traditionnels chauffe-eaux électriques (CEE) à effet Joule permettant d'améliorer l'efficacité énergétique de la production d'ECS dans les bâtiments d'un facteur 3 environ (correspondant au COP de la pompe à chaleur PAC). La combinaison d'un CET avec un récupérateur de chaleur sur eau grise permet en théorie des gains importants en termes énergétique, économique et environnemental.

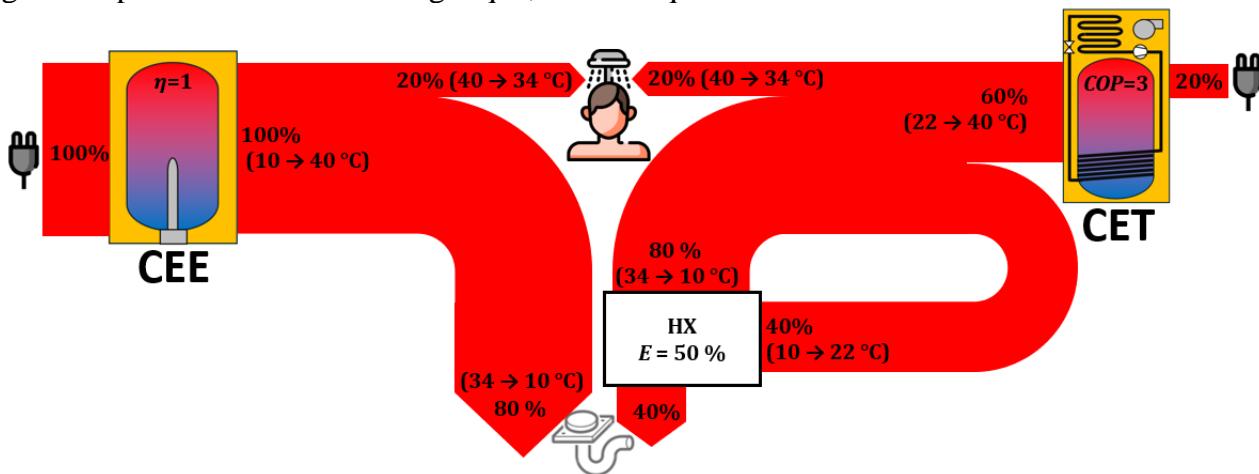


Figure 1 : Diagramme de Sankey comparant une solution de référence (CEE) avec une solution basée sur un CET + récupérateur de chaleur sur eaux grises

La consommation d'énergie finale peut être réduite d'un facteur 5 environ (*cf. fig. 1*) par rapport au cas de référence : CEE sans récupérateur. Or la récupération de chaleur sur eaux grises va potentiellement augmenter la température d'eau froide : plus cette eau constituant la source chaude du ballon thermodynamique sera préchauffée et plus cela va dégrader le coefficient de performance *COP*.

Cette étude vise à évaluer l'impact de ce couplage et à en évaluer les performances en comparaison à un cas de référence (CEE seul). Elle se base d'abord sur une étude expérimentale permettant d'établir un modèle théorique considérant les effets dynamiques et l'encrassement de l'échangeur de chaleur. Enfin des modèles de PAC pour le CET, de ballon stratifié pour le CET et le CEE et des profils puisages ont été développés dans le logiciel TRNSYS.

## 2. Essais *in situ*

Une étude *in situ* a été réalisée [6] dans un appartement familial équipé du système *Obox* de l'entreprise *Ehtech* (échangeur à plaques gravitaire avec purge automatique intégrée). En plus des purges mécaniques (eau du réseau sous pression à 3 bars injectée à contre-courant), des purges chimiques (soude) ont été réalisées environ tous les 2 mois.

### 2.1. Efficacité de l'échangeur de récupération

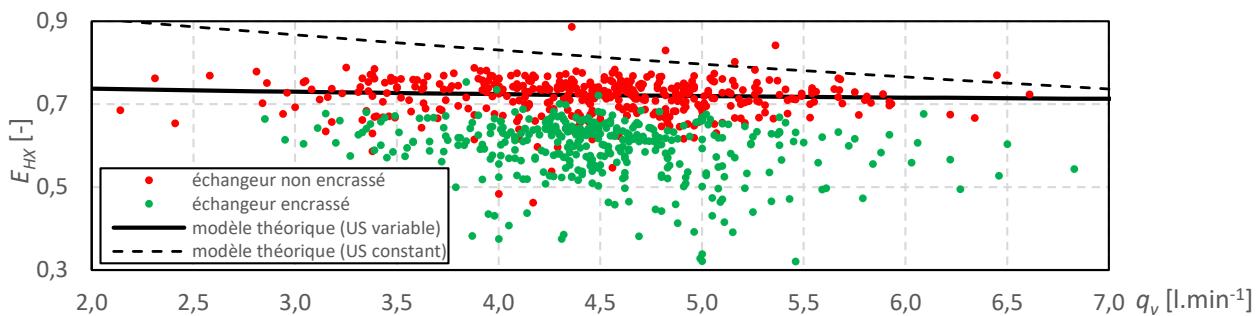


Figure 2 : Efficacité moyenne de l'échangeur par douche en fonction du débit de soutirage

L'efficacité nominale donnée par le fabricant est de 71% pour un débit de soutirage de 8 l.min<sup>-1</sup>. On a tracé sur la figure 2 les efficacités moyennes par douche sur la durée des essais (14 mois) en distinguant les cas où l'échangeur était encrassé et les cas où il fonctionnait aux conditions nominales (non encrassé). La détection des « périodes encrassées » a été réalisée via un filtre sur les valeurs obtenues : à partir d'un certain écart à la valeur nominale théorique (90 %), on juge que l'échangeur est encrassé. On peut noter un faible impact du débit sur les performances de l'échangeur ce qui est contraire à la théorie du nombre d'unités de transferts *NUT*. La modélisation proposée (*cf. 3.1 et Eq. 3*) prendra en compte cet effet. L'efficacité moyenne du récupérateur est donc relativement constante peu importe le débit et l'impact de l'encrassement sur les performances est sensible malgré une purge hydromécanique hebdomadaire. L'efficacité moyenne annuelle de l'échangeur est ici de 0,66 pour une efficacité nominale au débit moyen (4,1 l.min<sup>-1</sup>) de 0,72. Les pertes de performances liées à l'encrassement sont donc en moyenne de 8,3%. L'efficacité du système incluant les pertes entre le mitigeur et le siphon est de 0,52 ce qui veut dire que la consommation d'ECS a été divisée par un facteur 2. Le facteur de perte (part non récupérable de l'ECS) est de 21% en moyenne. L'énergie récupérée s'élève à 589 kWh.an<sup>-1</sup> soit un gain significatif de 7 kWh<sub>EF</sub>.m<sup>-2</sup>.an<sup>-1</sup> (ou 16 kWh<sub>EP</sub>.m<sup>-2</sup>.an<sup>-1</sup>) ici. Ce gain correspond à une économie d'environ 120 €/an.

### 2.2. Etude du régime instationnaire

L'efficacité donnée à la figure 2 correspond aux valeurs moyennes par douche. La figure 3 donne pour le cas « non encrassé » la valeur de l'efficacité en fonction du temps de soutirage. Au début d'un soutirage, un phénomène de temps de retard pur est constaté (le temps que le fluide froid stagnant dans le réseau soit évacué) puis l'eau préchauffée monte en température

en suivant une loi du premier ordre. Un modèle de régression a permis d'identifier ces 2 paramètres à  $t_r = 40$  s pour le temps de retard et  $\tau = 60$  s pour la constante de temps (modèle du 1<sup>er</sup> ordre retardé). On s'aperçoit qu'au final, au bout de 4 min seulement (temps inférieur à la majorité des durées des douches prises ici), l'efficacité moyenne atteint 95% de l'efficacité nominale ce qui rend peu sensible le système au temps de soutirage.

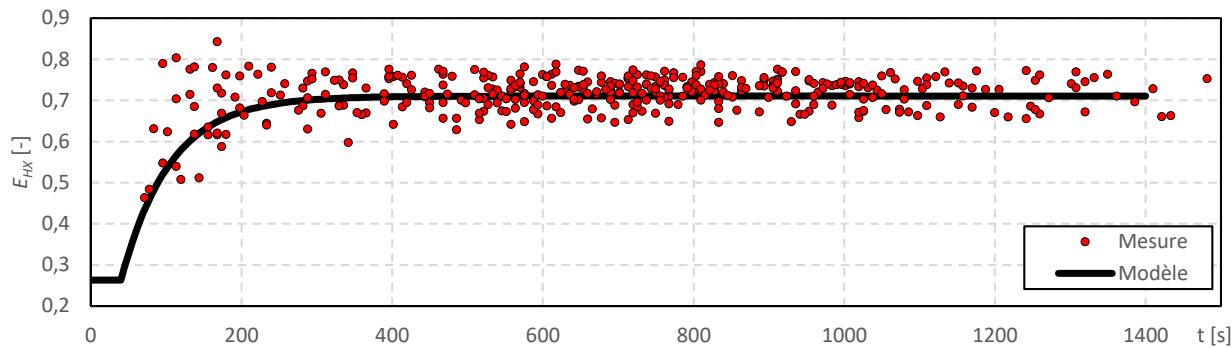


Figure 3 : Impact du temps de soutirage sur l'efficacité moyenne de l'échangeur de chaleur

### 2.3. Etude de l'encrassement

Le système de récupération est soumis à un fluide dit « chargé » au primaire : l'eau grise étant par nature « souillée » et contenant notamment de la matière organique (épiderme, cheveux, sueur) et des matières grasses (savon). Ces eaux auront donc une capacité à encrasser les canaux de l'échangeur par 2 voies : le colmatage et le développement d'un biofilm sur les parois métalliques de l'échangeur. Pour le colmatage, un système de purge hydromécanique hebdomadaire et automatique est mis en place (eau sous pression (eau du réseau à 3 bars) injectée à contre-courant pendant 20 s environ) mais est insuffisant ici (*cf. fig. 4*). En effet, l'autre type d'encrassement micro biologique arrive à se développer malgré ces purges. Des purges chimiques sont alors nécessaires pour nettoyer l'échangeur et améliorer son efficacité. Ici, une purge chimique (soude) a été réalisée tous les 2 mois environ et a permis de récupérer totalement les performances initiales de l'échangeur à chaque nouveau cycle. Il est à noter que d'autres technologies permettent un nettoyage de l'échangeur en le rendant accessible (échangeur intégré à la bonde/siphon d'évacuation), cependant, en général, les performances sont moindres ( $E_{hx} < 50\%$ ). On peut observer un cycle d'encrassement qui se répète avec une baisse d'efficacité relativement linéaire et qui dépend principalement du temps (et non du nombre de douches). Ce comportement est similaire aux travaux de Wanner [7]. On utilisera alors en première approche un modèle basé sur une suite géométrique (*cf. Eq. 4*) qui viendra réduire l'efficacité de l'échangeur pour chaque jour (*cf. modèle de la Fig. 4*).

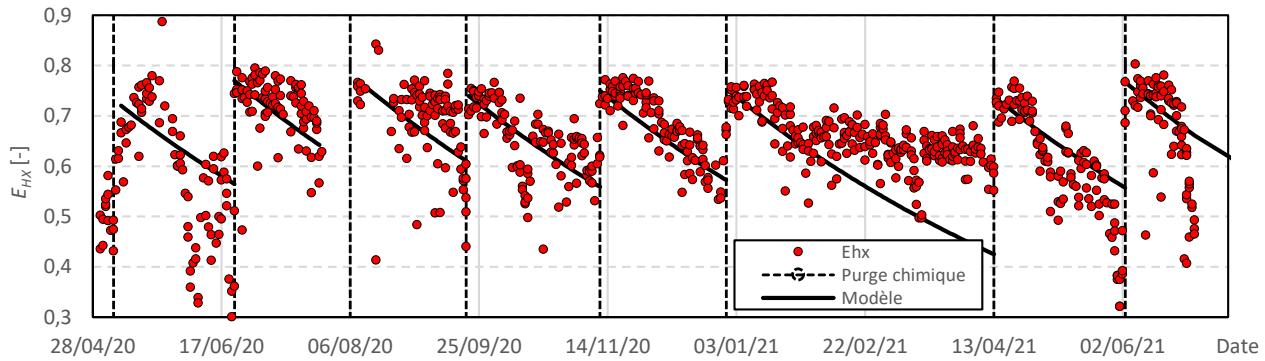


Figure 4 : Impact de l'encrassement sur l'efficacité de l'échangeur

### 2.4. Température d'eau froide

Les températures d'eau froide ont été mesurées (*cf. fig. 5*) pour en tirer un modèle de type sinusoïdal marqué par une amplitude de 10 K et une valeur moyenne de 15 °C, qui est plus élevée que la valeur réglementaire de 12,8 °C. Ces températures sont caractéristiques d'un

milieu urbain où elle sera plus élevée qu'en milieu rural notamment. Ce paramètre est important ici, puisque les performances (notamment la puissance et l'énergie récupérée) de ce système vont sensiblement varier selon la saison avec une quantité de chaleur récupérée bien plus importante en hiver (d'un facteur 2 environ) du fait de plus grands écarts de température entre l'eau froide et l'eau grise (jusqu'à 24 K en hiver contre seulement 14 K l'été).

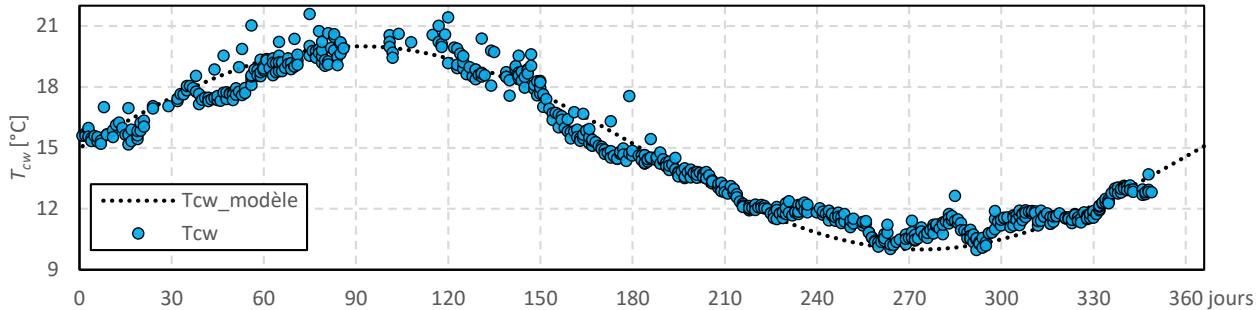


Figure 5 : Températures d'eau froide à Strasbourg (mesures et modèle)

### 3. Modèle numérique

Sur la base des résultats expérimentaux, un modèle numérique a été développé de manière à simuler précisément le comportement de ce type de système en considérant différents phénomènes : l'encrassement, l'inertie et l'impact du débit sur l'échange thermique. Ce modèle a été implémenté dans le logiciel TRNSYS comportant 3 modules : un modèle de ballon stratifié, un modèle simplifié de PAC (pour le CET) et un modèle de soutirage.

#### 3.1. L'échangeur de chaleur

L'échangeur de chaleur de récupération des eaux grises utilise la méthode du *NUT* déjà développée dans de précédents travaux [6] en considérant cette fois un coefficient d'échange *US* variable en fonction des débits côtés primaire et secondaires (formule issue de la littérature [8]) et dont le paramètre *k* a été déterminé sur la base des résultats expérimentaux :

$$US = US_{nom} \frac{q_{v,drain,nom}^{-k} + q_{v,cw,nom}^{-k}}{q_{v,drain}^{-k} + q_{v,cw}^{-k}} \quad (3)$$

avec  $k = 0,9$ ;  $q_{v,drain,nom} = q_{v,cw,nom} = 8 \text{ l.min}^{-1}$  et  $US_{nom} = 1365 \text{ W.K}^{-1}$

Le modèle est basé sur le Type 91b de TRNSYS. Un bilan massique et thermique est réalisé à chaque instant au niveau de la vanne mélangeuse pour déterminer les débits de soutirage du ballon et d'eau froide provenant du réseau en fonction du niveau de température de l'eau préchauffée et de l'eau en haut du ballon (variables) et permettant de produire de l'eau mitigée à 40 °C. Ensuite, par rapport à l'encrassement, on utilise une suite géométrique de raison  $r=0,9945$  (-0,55%/jour sur  $E_{hx}$ ) qui va faire décroître l'efficacité chaque jour (*cf. Eq. 4 et « Modèle » de la Fig. 4*). Une fréquence d'une purge chimique par mois est considérée ici. Enfin, pour les effets instationnaires (retard pur et inertie du système), on utilise un coefficient multiplicateur *f* qui prend en compte ces 2 phénomènes selon l'équation 4 :

$$E_{hx}^{j+1} = f \cdot r \cdot E_{hx}^j \text{ avec } r = 0,9945 \text{ et } f = \text{MAX}\left(0; \left(1 - e^{-\frac{t-t_r}{\tau}}\right)\right) \text{ et } E_{hx}^0 = 0,72 \quad (4)$$

#### 3.2. Le système thermodynamique

La PAC est modélisée grâce à la carte de performance d'un CET commercial fournie par le fabricant. Une régression surfacique a été réalisée permettant de caractériser simplement le *COP* instantané en fonction des températures des sources chaudes (eau en bas du ballon) :

$$COP = aT_{air} + bT_{tank} + c \quad (5)$$

Le ballon est modélisé en considérant 15 strates horizontales et on considère que le condenseur se situe sur le premier 1/3 du ballon. La température  $T_{tank}$  est donc calculée sur la moyenne de ces 5 premières strates (n° 11 à 15). On supposera pour l'étude que la température de l'air est de 16 °C (air ambiant ou air repris de VMC).

### 3.3. Ballon d'ECS

Le ballon d'ECS (CEE ou CET) est modélisé via le Type TRNSYS n° 158 (stockage liquide vertical stratifié sans échangeur immergé avec appoint). Le réservoir est divisé en nœuds de température (15 ici) à volume constant et sont supposés être isothermes et interagir thermiquement avec les nœuds voisins par le biais de plusieurs mécanismes : la conduction des fluides entre les nœuds et le mouvement des fluides (soit le mouvement forcé des flux d'entrée, soit la dé stratification naturelle, soit le mélange dû aux inversions de température dans le réservoir). La résistance électrique du CEE et la PAC du CET sont modélisées comme des termes sources sur les 5 nœuds en bas du ballon. Pour la pompe à chaleur, on suppose que la puissance du compresseur est fixe à 350 W et que le terme source sera donc égal à  $350.COP(t)$ . Les ballons sont composés de 2 ports : le port d'injection pour l'eau froide ou préchauffée (nœud n°15) et un port de soutirage pour alimenter le mitigeur (nœud n° 1).

### 3.4. Soutirage

Un profil type de soutirage issu de la norme NF EN 13203-2 [9] avec trois douches par jour, une le matin et deux le soir est considéré. Ce profil représente, selon la norme, un profil de soutirage caractéristique d'un ménage de 3-4 personnes.

### 3.5. Régulation

La régulation est relativement simple avec un fonctionnement en tout ou rien autorisé durant les heures creuses (23h-6h) et avec des consignes fixes à 55 °C.

## 4. Validation et résultats

Dans un premier temps, un processus de validation du modèle a été réalisé. Nous avons comparé le  $COP$  issu de notre modélisation à celui indiqué par le constructeur. Pour cela, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions d'essais que celles du constructeur, c'est-à-dire les conditions dictées par la norme NF EN 16147+A1 [10] : CET sur air extérieur à 7°C, température de l'ambiance à 15°C, température de consigne à 55°C et température d'eau froide à 10°C. Enfin, nous avons également comparé les performances du CET sur 48h dans nos conditions d'essai, entre le système {CET seul} et {CET + récupérateur de chaleur}. Les résultats sont exposés dans le tableau suivant :

Conditions d'essai	NF EN 16147+A1		Modèle TRNSYS	
	Constructeur	Modélisation	CET seul	CET + HX
$COP$	3,19	3,26 (+2,1 %)	3,44	3,12 (-9,3 %)

Tableau 1 : Comparaison des COP entre modèles et essais normatifs

Les essais réalisés dans les conditions de la norme permettent de valider notre modèle de CET, puisque la différence entre notre simulation et la valeur du fabricant est très faible (de l'ordre de 2 %). Concernant les simulations dans les conditions définies dans le cadre de cette étude, le préchauffage de l'eau froide dégrade donc les performances du CET de l'ordre de 10%. Cependant, il faut désormais considérer les gains globaux d'un tel couplage (volume d'eau chaude soutirée du ballon moins élevé et fonctionnement moins long de la pompe à chaleur). Le tableau 2 compare l'ensemble des configurations (CEE ou CET avec et sans échangeur de récupération) :

	CEE	CEE+HX	CET	CET+HX
$Q_{hx} [\text{kWh}]$	-	757	-	757
$Q_{dhw} [\text{kWh}]$	1670	1670	1670	1670
$Q_{\text{é}l} [\text{kWh}]$	1997	1301 (-35%)	643	460 (-28%)
$Q_{loss} [\text{kWh}]$	328	385 (+17%)	361	410 (+14%)
$E_{\text{syst}} [\%]$	-	45,5	-	45,5
$COP [-]$	1	1	3,16	2,89 (-8,5 %)

Tableau 2 : Comparaison des résultats sur une année

On observe un écart relatif du  $COP$  du CET avec et sans récupération de chaleur de 8,5 % avec une simulation annuelle. Cet écart est relativement faible comparé aux hypothèses conservatrices de la RT 2012 [11]. Dans le calcul du gain réglementaire amené par la récupération de chaleur, un rendement de génération, est pris égal à 68 % du  $COP_{nominal}$  du CET, soit une perte de 32 % sur les performances du CET. L'écart est donc assez conséquent et pénalise la récupération de chaleur. Il s'avère qu'on retrouve cet ordre de grandeur en utilisant une approche basée sur les  $COP$  théoriques de Carnot. En revanche, bien que le  $COP$  diminue avec la récupération de chaleur, on remarque que celle-ci permet de réduire la durée de fonctionnement du compresseur et donc d'alléger la consommation d'énergie électrique. La récupération de chaleur a permis d'économiser 183 kWh électriques sur une année. La consommation d'énergie électrique du CET est réduite d'environ 28 %. Cependant, ce calcul prend en compte les déperditions du ballon qui d'ailleurs sont plus élevées dans le cas où on récupère la chaleur (car la moyenne de la température du ballon est plus élevée du fait du préchauffage de l'eau froide). Hors déperditions, en modélisant un ballon sur-isolé, la récupération de chaleur permet de diminuer la consommation électrique du CET de 491 kWh à 300 kWh, soit de 39 %. Par rapport à un ballon électrique sans récupérateur (cas de référence), le couplage {CET+échangeur} permet une diminution des consommations énergétiques d'un facteur 4,3. La récupération de chaleur seule permet quant à elle de couvrir 45,5 % des besoins d'ECS ( $E_{\text{syst}}$ ) (résultat prenant en compte l'impact de l'encrassement et de l'inertie du système) ce qui en fait un système tout à fait pertinent et performant pour les bâtiments. Au niveau du test *in situ*, l'efficacité du système a été de 52 % sur 1 an. Les simulations journalières permettent de comprendre la dynamique du système et du CET plus précisément, notamment en ciblant la période de chauffe suivant une prise de douche. Ces simulations ont été réalisées sur 48h, du 1er janvier au 3 janvier avec un pas de temps de simulation de 30 s. On peut observer l'effet de la récupération de chaleur qui dégrade le  $COP$  au démarrage de la PAC, mais permet un fonctionnement plus court (*cf.* figures 6 et 7).

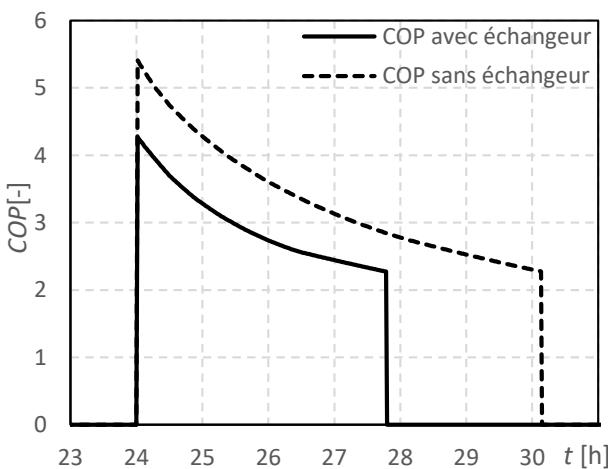


Figure 6 : Evolution du COP sur un cycle de chauffe avec et sans échangeur de récupération

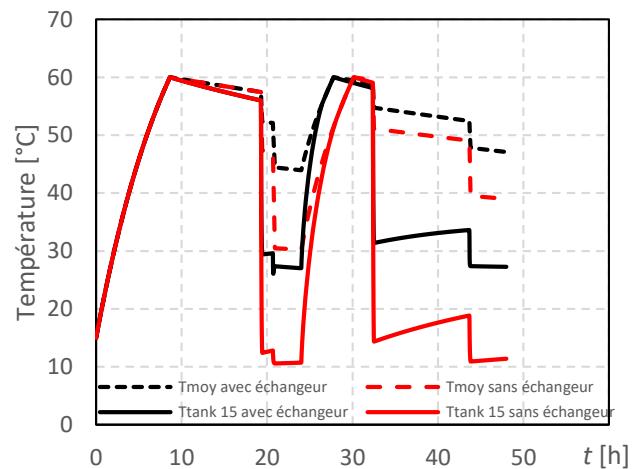


Figure 7 : Evolution des températures (nœud n° 15 et moyenne) sur un cycle de chauffe + soutirage

## 5. Conclusion

En conclusion, ce travail a permis de fournir des données expérimentales sur un échangeur dédié à la récupération de chaleur sur eaux grises. Ces résultats expérimentaux ont permis d'abord de mieux appréhender les phénomènes d'encrassement et les effets transitoires sur les performances d'un tel système qu'il faudra gérer. Ils ont également permis de développer des modèles analytiques simplifiés (premier ordre retardé pour l'efficacité de l'échangeur, impact du débit sur la conductance thermique et suite géométrique sur l'efficacité pour la prise en compte de l'encrassement). Ces données ont pu alimenter un modèle numérique développé dans le logiciel TRNSYS simulant finement les performances de ce type de système. Une étude numérique a ensuite été menée pour montrer l'intérêt de ces systèmes dans un contexte de transition énergétique et de sobriété énergétique et technologique. La combinaison de ce type d'échangeur avec des CEE permet une division de l'ordre d'un facteur 2 sur les consommations d'énergie finale et de l'ordre d'un facteur 4 si un CEE est remplacé par un CET équipé d'un échangeur de récupération. Les déperditions (consommations d'entretien) des CE deviennent alors prépondérantes et seront à traiter. La perspective principale de ce travail sera de mieux modéliser l'encrassement de l'échangeur en développant un modèle prenant en compte les différentes phases de la création d'un biofilm (induction, croissance, stabilisation) et de son impact sur la résistance thermique d'encrassement associée.

## Références

- [1] « 2018-climat-air-energie\_chiffres-cles-010354.pdf ». Consulté le: 7 février 2023  
[https://librairie.ademe.fr/cadic/1731/2018-climat-air-energie\\_chiffres-cles-010354.pdf](https://librairie.ademe.fr/cadic/1731/2018-climat-air-energie_chiffres-cles-010354.pdf)
- [2] « Énergie dans les bâtiments », Ministères Écologie Énergie Territoires ». Consulté le 3 avril 2023  
<https://www.ecologie.gouv.fr/energie-dans-batiments>
- [3] Deutz, K. R. (2018). *Optimisation du cycle de fonctionnement d'un chauffe-eau thermodynamique résidentiel* (Doctoral dissertation, Université de Lyon).
- [4] <https://www.energy.gov/energysaver/water-heating>
- [5] Enertech, *Etude sur la performance énergétique de copropriétés rénovées*, Décembre 2023.  
<https://www.enertech.fr/etude-sur-la-performance-energetique-de-coproprietes-renovees/>
- [6] Bouvenot, J. B., Latour, B., & Arrayet, F. , Analyse théorique et expérimentale d'un système de récupération gravitaire de chaleur sur eaux grises. In *Congrès français de thermique*. (2020).
- [7]: O. Wanner, *Biofilms, Les biofilms s'opposent à la récupération de chaleur* Eawag News 60f/Juillet 2006, Eawag:, 2006, [http://library.eawag.ch/eawag-publications/EAWAGnews/60F\(2006\).pdf](http://library.eawag.ch/eawag-publications/EAWAGnews/60F(2006).pdf)
- [8] Giraud, L., Baviere, R., Vallée, M., & Paulus, C. (2015, September). Presentation, validation and application of the DistrictHeating Modelica library. In *Proceedings of the 11th International Modelica Conference* (Vol. 118, pp. 79-88). Linköping, Sweden: Linköping University Electronic Press.
- [9] Afnor, *NF EN 13203-2, Appareils domestiques produisant de l'eau chaude sanitaire utilisant les combustibles gazeux - Partie 2 : évaluation de la consommation énergétique*, Afnor, décembre 2018
- [10] Afnor, *NF EN 16147+A1, Pompes à chaleur avec compresseur entraîné par moteur électrique - Essais, détermination des performances et exigences pour le marquage des appareils pour eau chaude sanitaire*, Afnor, décembre 2022
- [11] RT2012, ANNEXE : Modalités de prise en compte des systèmes de récupération instantanée de chaleur sur eaux grises dans la réglementation thermique 2012, 2012

## Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le Campus des Métiers et des Qualifications en Ecoconstruction & Efficacité Energétique CMQ3E pour le soutien financier au projet GREYNERGIE.

# Study of the Influence of Cooling Rate on Water Supercooling

Jawad RABBI<sup>1\*</sup>, Gholamhossein Kahid BASERI<sup>1</sup>, José LARA CRUZ<sup>1</sup>, Magnus ROTAN<sup>2</sup>, Ragnhild SÆTERLI<sup>2</sup>, Jorge SALGADO-BECEIRO<sup>2</sup>, Fride VULLUM-BRUER<sup>2</sup>, Alexis SEVAULT<sup>2</sup> and Jean-Pierre BEDECARRATS<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Universite de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés, 64000 Pau, France

<sup>2</sup>SINTEF Energy Research, Postboks 4761 Torgarden, 7465 Trondheim, Norway

<sup>\*</sup>(Corresponding author: jawad.rabbi@univ-pau.fr)

**Abstract** – The aim is to study the effect of the cooling rate of a phase change material (PCM) on its crystallization temperature. The degree of supercooling is determined by combining a measurement of the temperature outside the sample with the result of a heat transfer model. Distilled water was chosen as the PCM. A volume of 3ml contained in tubes with an internal diameter of 10 mm was considered. The results show that varying the cooling rate from 1°C/min to 0.083°C/min has no significant effect on the degree of supercooling.

## Nomenclature

LHTES	<i>Latent Heat Thermal Energy Storage</i>	<i>Pr</i>	Prandtl Number
NTC	<i>Negative Temperature Coefficient</i>	P	Pressure, , N.m <sup>-2</sup>
PCM	Phase Change Material	<i>Re</i>	Reynolds Number
TES	Thermal Energy Storage	t	Time
C <sub>p</sub>	Specific heat capacity, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	T	Temperature, K
D	Diameter, m	<i>T<sub>ext</sub></i>	External Temperature, K
h	Heat transfer coefficient, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$\vec{u}$	Velocity vector, m.s <sup>-1</sup>
$\vec{g}$	gravitational acceleration vector	<i>Q<sub>wall</sub></i>	<i>Heat Flux, W.m<sup>-2</sup></i>
I	Identity Tensor	$\rho$	Density, kg.m <sup>-3</sup>
k	Thermal Conductivity, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\mu$	Dynamic Viscosity, N.s.m <sup>-2</sup>

## 1. Introduction

Renewable energy has become inevitable for the world. In order to overcome inefficiencies and intermittent nature of the renewable energy sources, thermal energy storage (TES) can be crucial in the renewable energy systems [1]. Thermal energy storage can be either sensible heat storage, latent heat energy storage (LHTES) or thermo-chemical energy storage. LHTES has high energy storage capacity as compared to sensible heat storage and the possibility to store high quantities of energy within a low temperature range in the storage medium. The materials used in LHTES are called phase change materials (PCMs) [2]. PCMs can face several problems including supercooling. When PCMs undergo a liquid - solid phase change, they are expected to solidify at the solid-liquid equilibrium temperature. But, in some situations the temperature of the PCM decreases below this point without the PCM crystallization. The temperature difference between the solid-liquid equilibrium temperature and the crystallization temperature is called the supercooling degree [3]. This phenomenon is illustrated in Figure 1. The crystallization in the PCM will happen once the nucleation of a solid nuclei occurs.

The supercooling can be both advantageous and disadvantageous depending upon the application. There are two major disadvantages associated to this phenomenon [4]. First, the

freezing temperature can be out of the system's operating range and second, extra energy consumption is necessary [5].

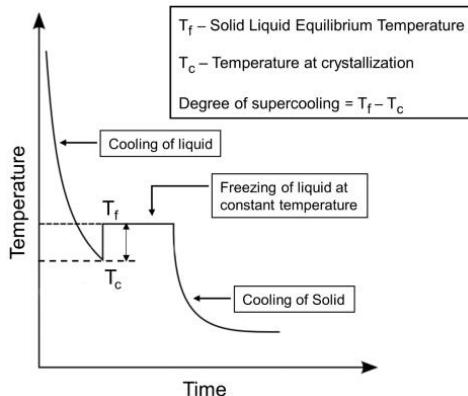


Figure. 1: *Evolution of the temperature inside a PCM for a cooling process.*

It is important to mitigate the supercooling for the applications when it is not desired. The factors affecting the supercooling have to be studied. The most significant ones are: (i) Volume, (ii) Surface roughness of the container, (iii) Thermal history, (iv) Purity of PCM, and (v) Cooling rate. On the scope of this study, we only focused on the impact of the cooling rate.

Chen and Lee [6] investigated the supercooling of water within horizontal cylinders. The cylinders had the length of 147mm, while they used 6 tubes of diameter, 32, 38, 47, 55, 62.4, and 124 mm. They varied cooling rates from 0.5 – 3.2°C/min. They defined the cooling rate as the ratio of the temperature difference between initial and crystallization temperature to time. Thermocouples were installed within the sample. The results showed that the smaller the cooling rate is, the greater the probability of nucleation is. Taylor et. al. [7] studied supercooling of a hydrated calcium chloride salt based commercial PCM, named PC25. The mass of the PCM sample was  $9.1 \pm 0.25$  g. The temperature of the PCM was measured by placing NTC thermistors within the PCM. It was found that when the cooling rate was increased from 20 to 80 °C/min, the degree of supercooling increased from 9 to 22 °C. The cooling rate used by the authors was the slope ( $\Delta T/\Delta t$ ) of the initial part of the curve before the onset of nucleation. Solomon et. al. [8] used PCM RT21. The experimental setup consisted of two concentric tubes. The outer tube was an acrylic tube, with a diameter of 140 mm, and the internal was a copper tube with a diameter of 75 mm. The heat transfer fluid (HTF) was flowing inside the copper tube while the PCM was placed in the annular space. The length of both cylinders was 280 mm. Several thermocouples were placed within the PCM at different locations. They applied a cooling rate between 0.1 to 0.25 °C/min and they found that the supercooling increases when the cooling rate increases. Yoon et. al. [9] studied the impact of the cooling rate on distilled water in horizontal copper tubes with a diameter of 30mm. They varied the cooling rate from 1.2 to 18 °C/min. They evaluated the cooling rate from the average cooling rate at the inner wall of the copper tube from the start of cooling to the initiation of freezing. The thermocouples were installed at the inner surface of copper tube. They found for the high cooling rates (10 – 18 °C/min) a lower degree of supercooling (5 °C), while for the lower cooling rates, a higher degree of supercooling (7°C). Song et. al. [10] investigated the impact of the cooling rate on the degree of supercooling of decanoic acid. They took 11.82 mg of the sample and varied the cooling rate from 1 to 10 °C/min by using DSC. They found that there was no impact of cooling rate on the degree of supercooling. They also performed the same experiment on  $MgCl_2 \cdot 6H_2O$  and higher values of degree of supercooling were observed for higher cooling rates. S. C. MOSSOP [11] studied the impact of the cooling rate on the degree of supercooling of distilled water in capillary tube of 0.25 mm diameter. The thermocouples were installed within water

samples. The author varied cooling rates from 0.05 to 5°C/min and subsequently, the difference between the degree of supercooling was less than 0.4°C, which is very insignificant.

In the literature review, no consensus has been found. Three different trends have been reported, which are, increasingly supercooling with cooling rates, decreasing supercooling with increasing cooling rates and no impact of varying cooling rates. Therefore, it is very important to investigate this impact.

The objective of this study is to find the impact of the cooling rate on distilled water. This research corresponds with one of the objectives of the PCM STORE project to have more knowledge about PCMs used in real systems and to develop thermal energy storage systems for cold storage. In order to predict the supercooling of real systems, the dependence of supercooling on various factors will be analysed at the laboratory scale. The final goal of our project is to use this laboratory scale data, which will be extrapolated with the help of statistical modelling. This article presents the results from the first part of this project, which is to analyse the laboratory scale dependence of the supercooling on various factors.

## 2. Materials and Methodology

### 2.1. Experimental Setup

Distilled water is used as PCM. Samples of water are taken in test tubes made of polypropylene. The inner diameter and thickness of the tubes are respectively 10mm and 1mm. Each tube is filled with a volume of water of 3ml. Two different configurations are made (Figure 2). The first configuration has one thermocouple outside the sample at the location of 1.5ml. The second configuration has two thermocouples, one inside, in the water and one outside on the outside wall, both at the location of 1.5ml. Wire type thermocouple probes are installed outside and are held close to the wall of the tube with the help of a zip-tie. Thermocouples with rigid probes are used when measuring the inside temperature. The rigid probes make sure that probes are exactly at the right position. All probes are of T type.

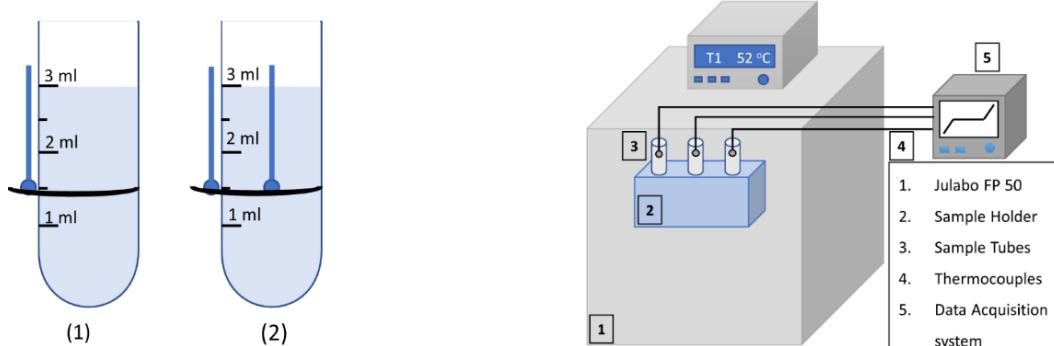


Figure 2: Different configurations: (1) One thermocouple probe outside (2) Two probes, one inside and one outside

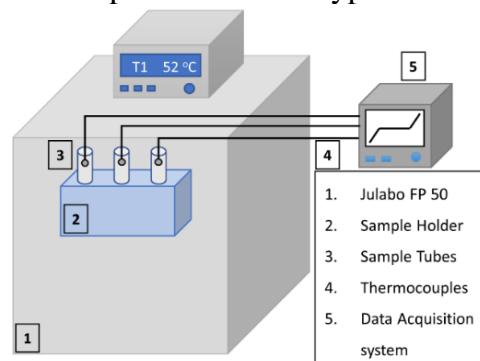


Figure 3: Experimental setup

It is well established that foreign surfaces may impact the supercooling of PCMs. Thermocouples probes placed in the PCMs can change the actual degree of supercooling of PCM. The degree of supercooling can decrease by placing thermocouple probe inside the sample. Therefore, the temperature of the sample is measured by placing probes outside the sample. Configuration 1 is used to measure the actual degree of supercooling, since there is no foreign object present inside the sample, but this measurement includes the thermal gradient across the tube wall. Therefore, with the help of a numerical model, the temperature inside the sample is estimated. Configuration 2 measures the temperature difference between the external

wall of the tube and the center of the PCM and is used to validate the numerical model. This is summarized in Table. 1.

Table 1 : *Different Configurations of the PCM Samples*

Configuration	Location of Thermocouple	Purpose
1	Outside	To find actual supercooling
2	Inside and outside	To validate numerical model

Figure 3 shows the experimental setup. A refrigerated heating circulator (Julabo FP 50) including a bath is used to control the temperature of the heat transfer fluid (HTF) inside it. A sample test tube holder was immersed directly in the bath; the water sample tubes are placed in the tube holder. These tubes have thermocouples at different locations depending upon different configurations as given in table 1. Total 16 tubes are placed in tube holder for distilled water. Data acquisition system KEYSIGHT DAQ970A is used to record the temperature of the samples versus time. Accuracy of thermocouples is found to be  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ . In our work, the used HTF is an aqueous solution (50% water) of monoethylene glycol (Neutragel®)

## 2.2. Methodology

A temperature cycle was applied on the cooling bath containing the HTF and the rack with the distilled water samples. The temperature of the samples was recorded, and the degree of supercooling was measured by the difference between the temperature of crystallization and the solid-liquid equilibrium temperature (as explained in Figure. 1). There were 16 sample tubes in each experiment. The experiment was repeated 19 times to have a statistical average value of the degree of supercooling for each configuration at each cooling rate analysed. The schematic of applied cycle is shown in Figure 4. The cooling rate is also illustrated in Figure 4.

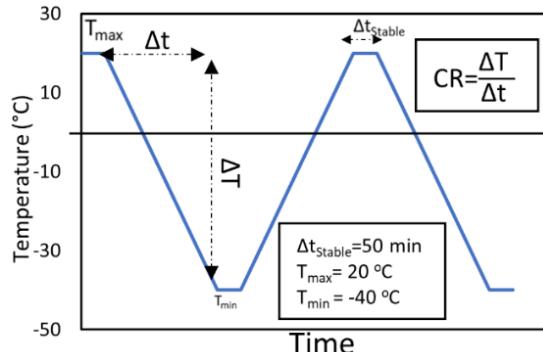


Figure 4: *Temperature cycle applied on the bath and explanation of the cooling rate.*

The error bounds for the experimental results are calculated by combining the accuracy of the thermocouple itself and the standard error of statistical data.

A numerical model was also used to calculate the temperature inside the tube in the case of configuration 1. For the case of numerical results, maximum validation error is also combined with the error.

## 2.3. Numerical Modelling

The goal of the simulation was to calculate the temperature inside the tube just before the beginning of the crystallization if the temperature of the bath is known experimentally. This is why it is not necessary to model the liquid-solid phase change. The geometry of the sample was constructed as 2D axis symmetric. The geometry is shown in Figure 5. The dimensions of the sample tube were the same as the tubes used in experiments.

Natural convection is considered inside the water:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = \nabla \cdot [-p\mathbf{I} + \mathbf{K}] + \rho \vec{g} \quad (2)$$

$$\mathbf{K} = \mu(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) \quad (3)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (4)$$

Conduction is considered in the tube wall:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (5)$$

Heat exchange between the external tube wall and the heat transfer fluid is simulated by a convective boundary condition.

$$Q_{wall} = h(T_{ext} - T) \quad (6)$$

Where  $h$  is the heat transfer coefficient between the outer wall of the tube and HTF given by equation 7. This correlation is used when a cylinder is placed across a moving fluid [12]. The velocity of the HTF in the bath was found to be 0.0035 m/s.

$$h = \frac{k}{D} \left( 0.3 + \frac{0.62 \text{Re}_D^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{\frac{1}{3}}}{\left( 1 + \left( \frac{0.4}{\text{Pr}} \right)^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{1}{4}}} \left( 1 + \left( \frac{\text{Re}_D}{282000} \right)^{\frac{5}{8}} \right)^{\frac{4}{5}} \right) \quad (7)$$

Specific heat capacity, thermal conductivity, dynamic viscosity and density for the supercooling water was taken from data published in literature [13], [14], [15]. While for the glycol-water (50% composition), properties were taken from [16]. Figure 5 shows the boundary conditions. The initial conditions are:  $T = 20^\circ\text{C}$  and  $\vec{u} = 0 \text{ m s}^{-1}$ .

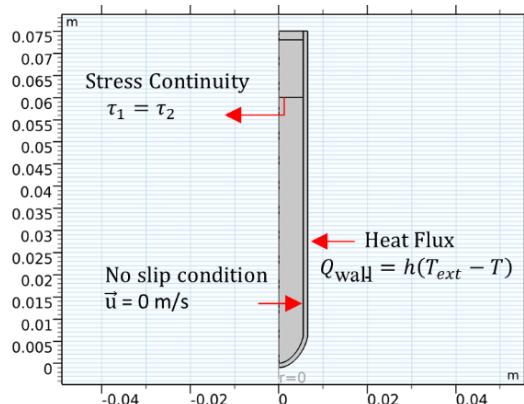


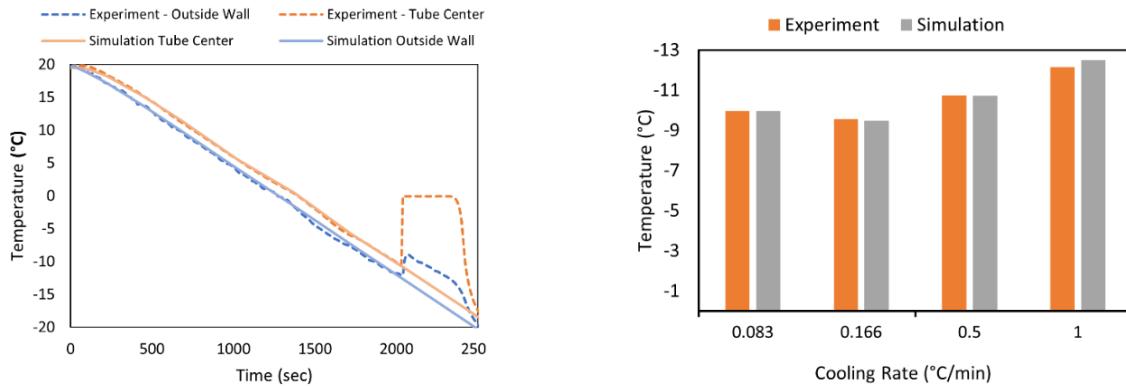
Figure 5: 2D axis symmetric geometry and boundary conditions

Simulations were performed by using COMSOL Multiphysics 6.1®.

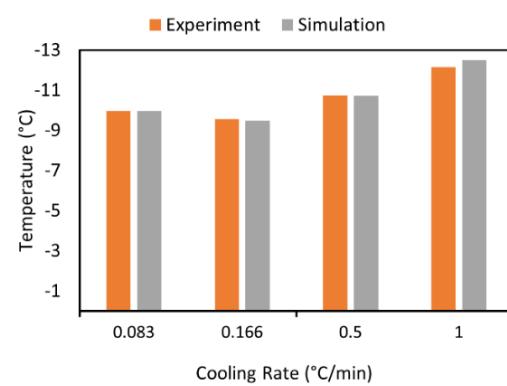
### 2.3.1. Validation and Mesh Dependence

The experiments were performed with probes in the center of the sample and on the outer wall of the tube. These center probe results were compared with the numerical results obtained at the same position. The temperatures before the crystallization are used to validate the model,

as the numerical model cannot predict the nucleation point. Figure 6 shows the evolution of the temperature versus time, both experimentally and numerically for one cooling rate. Figure 7 shows the difference between the experiment and the model for the temperature at the center of the PCM just before the crystallization. This difference is less than 3% for all the studied cooling rates. A mesh dependence was performed and when the domain elements were increased from 700 to 2400, there was no significant change in the results. The model is therefore validated and can be used to predict the temperatures inside the PCM.



*Figure 6: Experimental and numerical temperature evolutions at the outer wall and center*



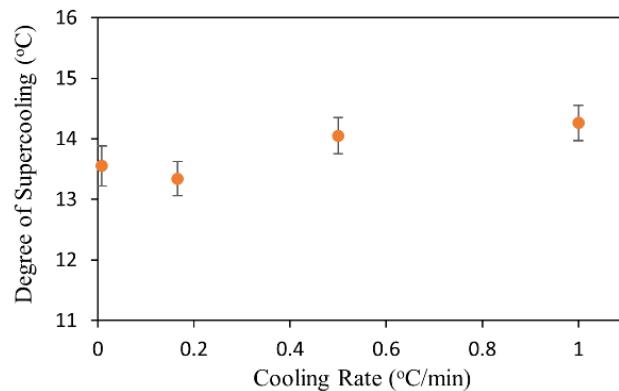
*Figure 7: Temperature difference at the PCM center just before the crystallization between the numerical and experimental results for different cooling rates*

### 3. Results and Discussion

#### 3.1. Impact of Cooling Rate on the Degree of Supercooling

The degree of supercooling was measured by placing a thermocouple outside the tube containing the distilled water sample (configuration 1). The impact of the cooling rate on the degree of supercooling was investigated by varying the cooling rates. The studied cooling rates were 0.083, 0.16, 0.5 and 1 °C/min. The results are shown in Figure 8. There was no significant change in the degree of supercooling by varying cooling rates.

The temperature measured outside the sample does not represent the actual temperature of the PCM inside the sample. This is because of the temperature difference across the tube wall. In order to achieve the correct degree of supercooling, this temperature difference must be known, and subsequently removing it from the outside measured degree of supercooling.



*Figure 8: Impact of cooling rate on the degree of supercooling measured outside the sample.*

### 3.2. Correcting Degree of Supercooling using Numerical Model

The actual supercooling can be estimated by knowing the temperature of the inner wall of the tube using the numerical model. This temperature is required rather than any other point in the sample because the nucleation occurs at the point of the lowest temperature inside the sample, which is at the interface of tube and PCM. Figure 9 shows that the temperature difference across the wall increases when the cooling rate increases. It confirms that supercooling measured by using the thermocouple probe outside the sample will not correspond to the actual nucleation temperature. Figure 10 shows the actual degree of supercooling estimated by knowing numerically the temperature difference across the wall. The degree of supercooling, when measured from outside of the sample (Figure 8), is higher than the actual degree of supercooling, because of the temperature difference across the tube wall. These results confirm the results found in section 3.1, that cooling rate does not influence the degree of supercooling in the studied range.

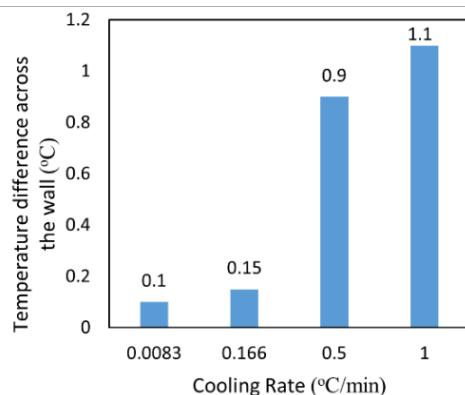


Figure 9: Temperature difference across the wall

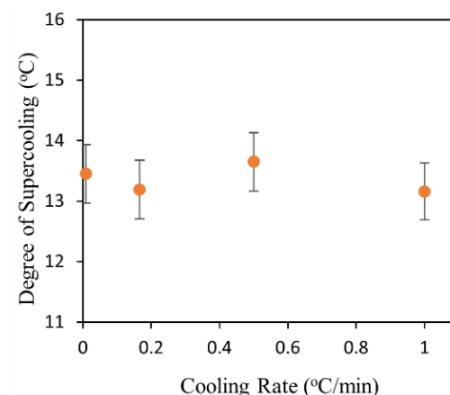


Figure 10: Degree of supercooling estimated at inner wall of tube

## 4. Conclusion

PCM Store, is a project to design thermal energy storage systems for cold storages. For this, it is necessary to know the dependence of supercooling on different parameters at the laboratory scale. Extrapolating this laboratory scale data will predict the supercooling of real systems. In this study, the dependence of supercooling on the cooling rate is investigated. The temperature is measured by placing a probe outside the sample because it will not impact the nucleation. Therefore, the temperature is initially measured outside the tube and further with the help of the simulation, the temperature inside the tube is estimated, which gives the actual degree of supercooling. It was observed that the studied cooling rate did not have a significant impact on the degree of supercooling of distilled water.

## References

- [1] L. F. Cabeza, *Advances in thermal energy storage systems: methods and applications*, Second edition. in Woodhead Publishing series in energy. Duxford, United Kingdom: Woodhead Publishing, 2021. doi: 10.1016/B978-0-12-819885-8.00002-4.
- [2] H. Mehling and L. F. Cabeza, *Heat and cold storage with PCM: An up to date introduction into basics and applications*. in Heat and Mass Transfer. Berlin, Heidelberg: Springer, 2008. doi: 10.1007/978-3-540-68557-9.
- [3] B. Sandnes and J. Rekstad, “Supercooling salt hydrates: Stored enthalpy as a function of temperature,” *Solar Energy*, vol. 80, no. 5, pp. 616–625, May 2006, doi: 10.1016/j.solener.2004.11.014.

- [4] Md. H. Zahir, S. A. Mohamed, R. Saidur, and F. A. Al-Sulaiman, “Supercooling of phase-change materials and the techniques used to mitigate the phenomenon,” *Applied Energy*, vol. 240, pp. 793–817, Apr. 2019, doi: 10.1016/j.apenergy.2019.02.045.
- [5] Md. H. Zahir, S. A. Mohamed, R. Saidur, and F. A. Al-Sulaiman, “Supercooling of phase-change materials and the techniques used to mitigate the phenomenon,” *Applied Energy*, vol. 240, pp. 793–817, Apr. 2019, doi: 10.1016/j.apenergy.2019.02.045.
- [6] S.-L. Chen and T.-S. Lee, “A study of supercooling phenomenon and freezing probability of water inside horizontal cylinders,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 41, no. 4, pp. 769–783, Feb. 1998, doi: 10.1016/S0017-9310(97)00134-8.
- [7] R. A. Taylor, N. Tsafnat, and A. Washer, “Experimental characterisation of sub-cooling in hydrated salt phase change materials,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 93, pp. 935–938, Jan. 2016, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2015.10.032.
- [8] G. R. Solomon, S. Karthikeyan, and R. Velraj, “Sub cooling of PCM due to various effects during solidification in a vertical concentric tube thermal storage unit,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 52, no. 2, pp. 505–511, Apr. 2013, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2012.12.030.
- [9] J. I. Yoon, C. G. Moon, E. Kim, Y. S. Son, J. D. Kim, and T. Kato, “Experimental study on freezing of water with supercooled region in a horizontal cylinder,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 21, no. 6, pp. 657–668, Apr. 2001, doi: 10.1016/S1359-4311(00)00074-0.
- [10] “Predicting supercooling of phase change materials in arbitrarily varying conditions - ScienceDirect.” Accessed: Feb. 03, 2024. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2666386423002412>
- [11] S. C. Mossop, “The Freezing of Supercooled Water,” *Proc. Phys. Soc. B*, vol. 68, no. 4, p. 193, Apr. 1955, doi: 10.1088/0370-1301/68/4/301.
- [12] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, Eds., *Fundamentals of heat and mass transfer*, 6. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2007.
- [13] J. W. Biddle, V. Holten, J. V. Sengers, and M. A. Anisimov, “Thermal conductivity of supercooled water,” *Phys. Rev. E*, vol. 87, no. 4, p. 042302, Apr. 2013, doi: 10.1103/PhysRevE.87.042302.
- [14] R. J. Speedy, “Thermodynamic properties of supercooled water at 1 atm,” *J. Phys. Chem.*, vol. 91, no. 12, pp. 3354–3358, Jun. 1987, doi: 10.1021/j100296a049.
- [15] A. Dehaoui, B. Issenmann, and F. Caupin, “Viscosity of deeply supercooled water and its coupling to molecular diffusion,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 112, no. 39, pp. 12020–12025, Sep. 2015, doi: 10.1073/pnas.1508996112.
- [16] “Ethylene Glycol Heat-Transfer Fluid Properties.” Accessed: Jan. 28, 2024. [Online]. Available: [https://www.engineeringtoolbox.com/ethylene-glycol-d\\_146.html](https://www.engineeringtoolbox.com/ethylene-glycol-d_146.html)

## Acknowledgements

This project has received funding from the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 945416 and was carried out through the research project KSP PCM-STORE (308847) supported by the Research Council of Norway and industry partners. PCM-STORE aims at building knowledge on novel PCM technologies for low- and medium temperature thermal energy storage systems.

# Stability analysis of Calcium chloride hexahydrate inorganic phase change material

**Hamza AYAZ<sup>a\*</sup>, José LARA CRUZ<sup>a</sup>, Jorge SALGADO-BECEIRO<sup>b</sup>, Magnus ROTAN<sup>b</sup>, Ragnhild SÆTERLI<sup>b</sup>, Fride VULLUM-BRUER<sup>b</sup>, Alexis SEVAULT<sup>b</sup> and Jean-Pierre BEDECARRATS<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> Universite de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés, 64000 Pau, France

<sup>b</sup> SINTEF Energy Research, Postboks 4761 Torgarden, 7465 Trondheim, Norway.

*\*(Corresponding author: [hamza.ayaz@univ-pau.fr](mailto:hamza.ayaz@univ-pau.fr))*

## Abstract

Calcium chloride hexahydrate ( $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) is a potential thermal battery material with a primary issue of phase segregation which is more pronounced with time and temperature. This study is performed to prepare  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  PCM from dry  $\text{CaCl}_2$  and investigate its thermal stability (impact of temperature on thermal properties variation and phase segregation). In addition, a commercial product was analyzed to compare the results of the prepared sample. The result shows that the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  sample thermal properties did not vary much, and a small phase segregation seems to be observed.

**Keywords:**  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  preparation; Thermal energy storage; Inorganic phase change material; Stability analysis

---

## 1. Introduction

Phase change materials (solid to liquid) used for thermal energy storage, offer a lot of potential applications. Thermal energy storage systems are designed to mitigate the supply and demand difference of thermal energy and augment the performance of conventional systems. Depending on their chemical structure, phase change materials (PCMs) are classified as organic and inorganic. The reported data in the open literature shows that inorganic PCMs must have high thermal conductivity, high phase change enthalpy, a non-flammable nature, and are cheap [1]. Considering the qualitative properties, the selection of PCMs for any application includes the phase change equilibrium temperature, the amount of energy stored during phase transition, and the stability of the PCM. Furthermore, certain materials with pertinent thermal characteristics are not very stable over time. These PCMs' ability to store energy is negatively impacted by prolonged exposure to the temperature or by solidification and melting thermal cycles.

Salt hydrates PCM are mixtures of dry salt and water molecules mixed in a very specific composition. The main issue linked with these PCMs is phase segregation which has a direct influence on the thermal properties of the PCMs. The salt hydrate is formed by performing a stoichiometric balance for the mixture of salt and water molecules where the water molecules are trapped in the crystal lattice of the salt that is associated by an ion-dipole or hydrogen bond with the salt. A salt hydrate becomes an interesting PCM candidate when its ratio of salt to water molecules provides a mixture with constant phase change temperature during the melting process. During the melting process, the water molecules are released and mixed in the solvent

where the salt ions are dissolved. The water molecules are loosely bonded, and the stoichiometric balance of the salt hydrate mixture significantly depends on the aqueous interaction between salt and water. During the phase transition, we can observe some phase segregation in a salt hydrate due to poor aqueous interaction between molecules and density difference between water and the other phases formed (either pure salt or most frequently salty solutions). This can be due to the influence of the temperature or the phase transition. Different studies reported the stability investigation of salt hydrates PCM. Stephen [2] performed a cyclic stability test of  $\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$  salt hydrate PCM also known as Glauber salt. Two samples were prepared one without thickeners and in the second sample  $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$  and Attapulgite Clay were added as thickeners. The results showed that the phase change enthalpy of the Glauber salt without thickener declines from 238 J/g to 63 J/g after 20-40 thermal cycles whereas for the thickened sample the value dropped to 105 J/g after 200 thermal cycles. El-Sebaii et al. [3] investigated cyclic stability of  $\text{MgCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  PCM and the result showed that for the first cycle the phase change temperature ( $T_{m(onset)}$ ) and phase change enthalpy ( $\Delta H_m$ ) were 111.5 °C and 155.1 J/g, and it varied to 124.1 °C and 85 J/g after 500 thermal cycles. Tyagi and Buddhi [4] performed cyclic stability test of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  PCM which is widely utilized in the building sector. The result presented has  $T_{m(onset)}$  of 23.2 °C and  $\Delta H_m$  of 125.4 J/g after 1000 thermal cycles. The thermal properties after 1000 thermal cycles were the same as after the first thermal cycle. Guo et al.[5] investigated thermal properties of calcium chloride hexahydrate with 1.2% of strontium chloride. The result shows  $T_{m(onset)}$  and  $\Delta H_m$  were 28.7 °C and 193.4 J/g. The thermal properties of the sample were examined for 30 thermal cycles that show a decrease of 0.2% in the phase change temperature and 2.7% in the phase change enthalpy. Thakkar J et al. [6] studied the impact of nucleating agent and stabilizer for calcium chloride hexahydrate PCM. The results show  $T_{m(onset)}$  of 25.2 °C and  $\Delta H_m$  of 172 J/g for pure PCM without adding any nucleating agent or stabilizer. After 15 thermal cycles the  $T_{m(onset)}$  was 25.1 °C and  $\Delta H_m$  was 145 J/g. Whereas with the nucleating agent and stabilizer, no significant change was noticed in the thermal properties after 15 thermal cycles. The previous results show that the long term thermal stability of the salt hydrate was investigated with accelerated cycling whereas no result shows the impact of the temperature.

The issue with  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  salt hydrate PCM is its phase segregation. In our study, samples with significant phase segregation are reformed by adjusting the phase equilibrium without adding any thickeners. After the preparation of the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (reformed from an old sample of the salt hydrate), the thermal properties were compared with the commercial product available by Sigma Aldrich. Another aspect that is addressed in the study is the influence of the temperature on the phase segregation. Whereas in the open literature, the long-term stability of the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  is only performed with accelerated thermal cycling, and no results are found for the impact of thermal stress. The thermal stress experiment is performed for the reformed product and the commercially available PCM. The objective of this study is to prepare a stable salt hydrate from the old sample, compare its thermal properties to a commercial product, and investigate the long term stability when it is subjected to a temperature above its melting temperature. The old sample was procured 11 years ago from Sigma Aldrich and stored at ambient conditions where it has experienced temperature above its melting point, difference in the atmospheric pressure, and humidity which has probably triggered the phase segregation for this product. The results will be helpful for researchers who want to reform a  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  old sample and design a thermal energy storage system with it.

## 2. Materials and research methodology

The calcium chloride hexahydrate ( $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) is an inorganic salt hydrate PCM that is prepared from dry salt  $\text{CaCl}_2$  and water. In this study, two  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  products were utilized. The first sample was reformed from old  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (a product procured 11 years ago from Sigma Aldrich and stored at ambient conditions for this duration) which has significant phase segregation, and the second product was procured from Sigma Aldrich with a purity of 98%. The phase change temperature for  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  is in the range of 30 °C [7]. The products were utilized without adding any thickeners.

### 2.1 Preparation of $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

The preparation method of the reformed  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  is shown in Fig. 1. The stratified sample can be seen with two different phases solid and liquid phase during its crystallization phase. The sample resulted after storing it at ambient conditions for almost 11 years where it experienced temperature above its phase change equilibrium temperature, difference in the atmospheric pressure, and humidity which has probably triggered the phase segregation for this product. The stratified sample of the salt hydrate was placed in an oven with a temperature of 210 °C for the dehydration process. The complete dehydration of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  is done at 200 °C which is confirmed by Karunadasa et al. [8]. All the water molecules are removed by keeping the sample at 210 °C for 1 h. This process was followed by mixing mass concentrations of 50.7% dry  $\text{CaCl}_2$  and 49.3% distilled water. The solution was mixed for 30 mins, and it was cooled down at room temperature for further characterization. No additional heating was utilized during the mixing process as it has a negative impact on the preparation process [9].

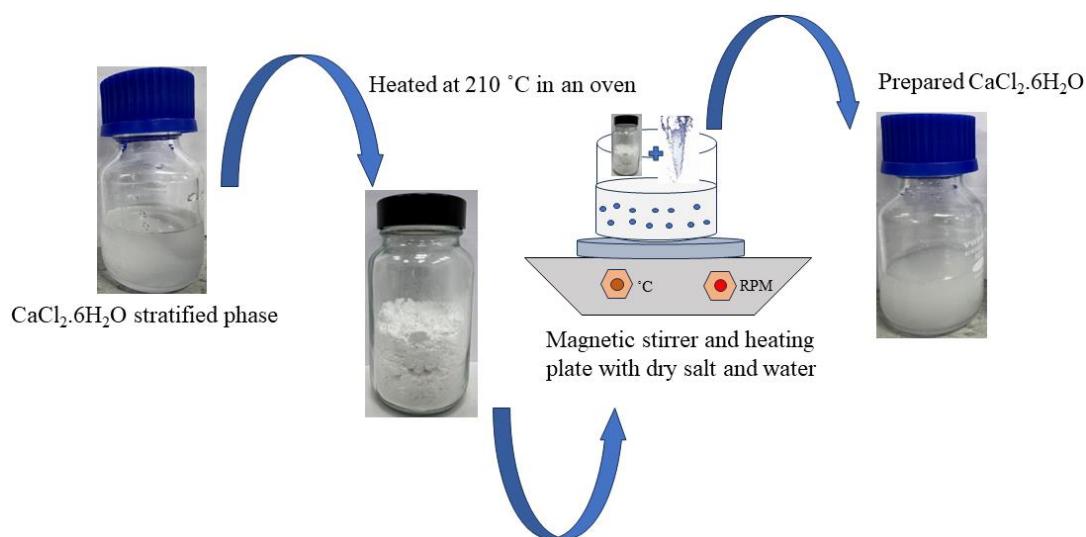


Fig. 1 Preparation methodology for  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

### 2.2 Thermal stress test

The thermal stress test was conducted in a controlled temperature oven (DHG-9032) with an uncertainty of  $\pm 0.5$  °C. To investigate the effect of the temperature on the PCM stability, a 35 g sample is placed in glass bottles and subjected to temperatures higher than its phase change equilibrium temperature. The oven was adjusted to 50 °C, 20 °C higher than the phase change equilibrium temperature, and three samples were tested. The trial lasted ninety days, with one different sample removed every thirty days. To determine if the PCM was stable, further

characterization was performed with differential scanning calorimetry (DSC) on the removed sample to investigate its thermal properties.

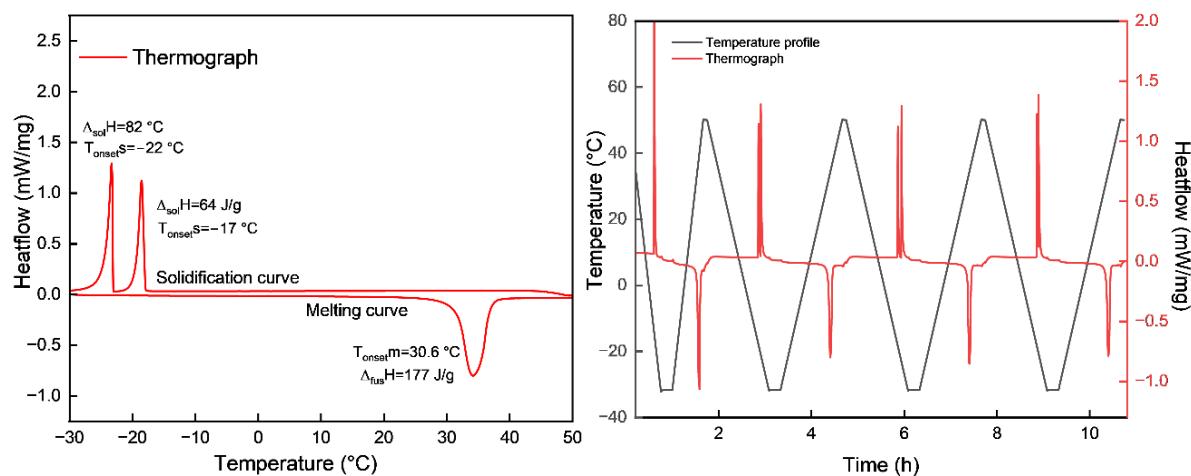
### 2.3 Characterization of the PCM

The thermograph obtained by the DSC (MICRO-DSC7-EVO, SETARAM) provides precise information on the thermal characteristics of the PCM. The temperature program ranges from -30 to 50 °C, with a linear ramp of 0.5 °C/min. The DSC analysis was performed for the CaC<sub>2</sub>.6H<sub>2</sub>O sample prepared from dry CaCl<sub>2</sub> and commercial products to compare the results. Each sample removed from the thermal stress experiment was analyzed. The DSC sample after the thermal stress experiment was collected from the bottom of the container, once the entire sample was melted, without taking other samples from different levels of the container. The DSC was used for a total of 4 cycles per test. The first thermal cycle in the DSC helped the sample to have good thermal equilibrium with the system. The thermal properties were presented as the average thermal characteristic of the three following thermal cycles with an uncertainty of ±0.2 °C for the phase change temperature and 1.3% for the phase change enthalpy. The uncertainty was estimated by doing a DSC study on distilled water and comparing the standard data available for the sample.

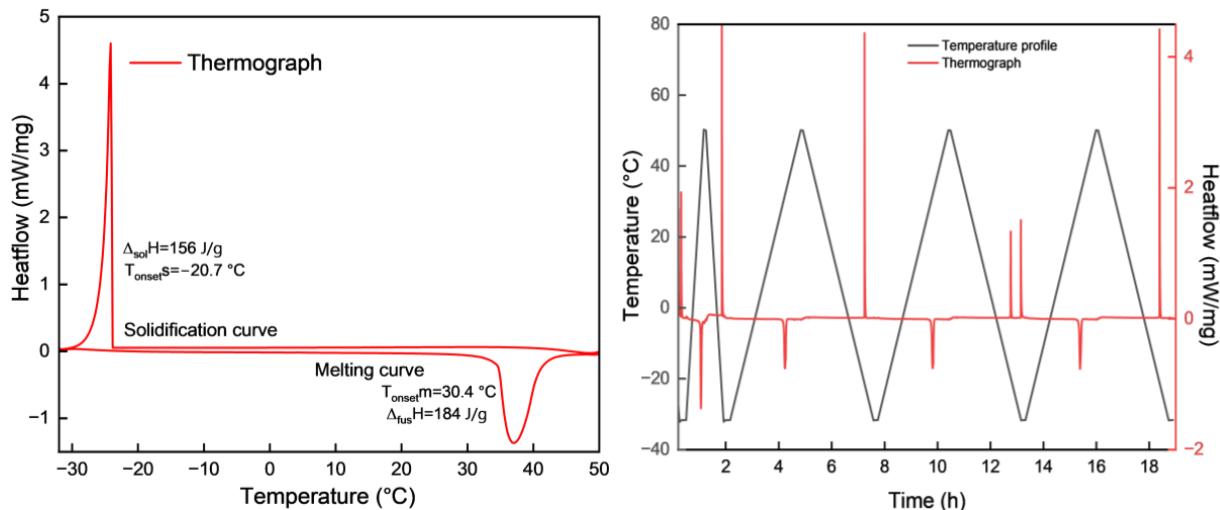
## 3. Results and discussion

### DSC characterization of the PCM

The phase change process for solidification and melting of CaCl<sub>2</sub>.6H<sub>2</sub>O prepared from dry CaCl<sub>2</sub> is shown in Fig. 2. The onset phase change equilibrium temperature (solid to liquid)  $T_{\text{onset,m}}$  was  $30.6 \pm 0.2$  °C whereas the phase change equilibrium enthalpy  $\Delta_{\text{fus}}H$  was  $177 \pm 2$  J/g. For the liquid-to solid phase change (solidification curve), two peaks are present. The onset crystallisation temperature of the first one is  $T_{\text{onset,s}} = -17.0 \pm 0.2$  °C and for the second one  $T_{\text{onset,s}} = -22.0 \pm 0.2$  °C. The total phase change enthalpy is  $\Delta_{\text{sol}}H = 146 \pm 2$  J/g. The two peaks in the crystallization process can be due to fact that the initial composition of the sample prepared from dry CaCl<sub>2</sub> could be slightly different from the ratio of one CaCl<sub>2</sub> molecule to six molecules of water. It also can be due to the supercooling which can trigger crystallization of one part of the salt water mixture and the whole crystallization process is completed with the second peak. The difference in the phase change temperature values between melting and crystallization is due to the degree of supercooling which is quite large for the small volume of PCM (approximately 10 µl) in the cell of the DSC. Due to the erratic behavior of the degree of supercooling and the fact that the temperature of crystallization is linked to the volume, the crystallization process is not considered in this work and the results presented were deduced by analyzing the phase change process during melting. The thermal properties reported in this work have the same tendency as reported by other research groups [7,10]. As already mentioned, the first thermal cycle was performed to have a good thermal equilibrium between the sample and the system. Then the average values over the next cycles of the thermal properties are presented.

Fig. 2 DSC thermograph of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (prepared in lab)

In Fig. 3 the endothermic and exothermic thermographs for the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  commercial product are shown. The results show similar values to the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  sample prepared in the laboratory. The onset phase change equilibrium temperature (solid to liquid)  $T_{\text{onset},m}$  was  $30.4 \pm 0.2$  °C whereas the phase change equilibrium enthalpy  $\Delta_{\text{fus}}H$  was  $184 \pm 2$  J/g. The onset crystallization temperature (liquid to solid)  $T_{\text{onset},s}$  was  $-20.7 \pm 0.2$  °C, and its phase change enthalpy  $\Delta_{\text{sol}}H = 156 \pm 2$  J/g. The same phenomenon explained in the previous section is repeated in the third thermal cycle of the DSC where two peaks in the crystallization process are evidenced. The results show the thermal properties of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  prepared from dry  $\text{CaCl}_2$  are in an acceptable range compared to the commercial product.

Fig. 3 DSC thermograph of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (Sigma Aldrich product)

### Thermal stress analysis of $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

The thermal stress test results are shown in Fig. 4 and Fig. 5. Due to the erratic behavior of the degree of supercooling only the melting process is presented. Fig. 4 depicts the result for the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  sample which was prepared from dry  $\text{CaCl}_2$ . The DSC thermograph for the three samples that were analyzed after 30, 60, and 90 days did not show much variation in the thermal properties of the sample. The result indicates that the  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  sample that was prepared in the laboratory did not show much variation in the thermal properties. A small bump was evidenced in the thermograph which represents the 30 days thermal stress experiment. The small bump could indicate the starting of a phase segregation. Therefore, it was concluded that

if the temperature of the latent heat thermal energy storage system increases to 50 °C due to thermal fluctuation the thermal properties will not vary much but it can be responsible for starting a phase separation which can be increased further. In addition, the small bump in the thermograph after 30 days has less impact on the thermal properties. The maximum variation in the thermal properties evidenced was 1.63% for the phase change temperature and 4.5% for the phase change enthalpy.

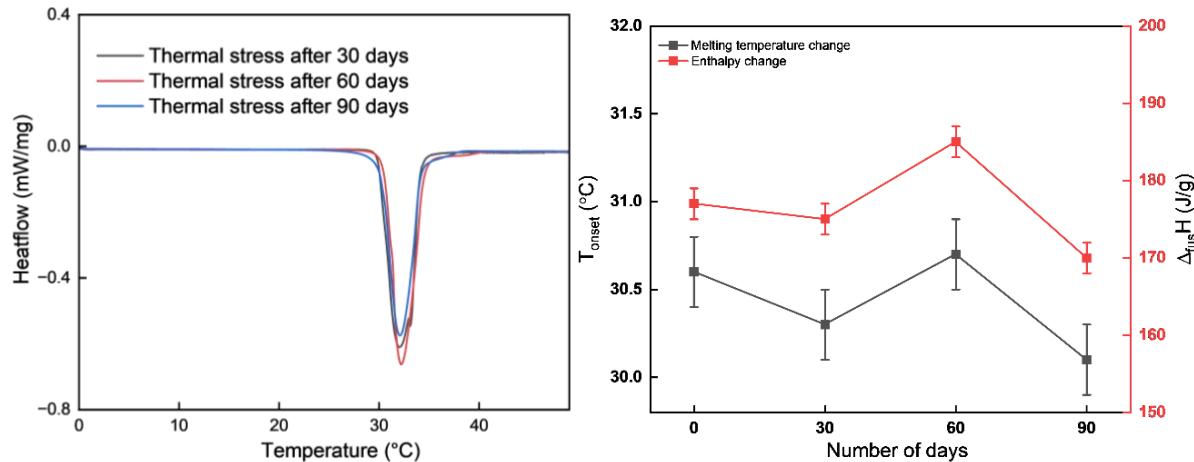
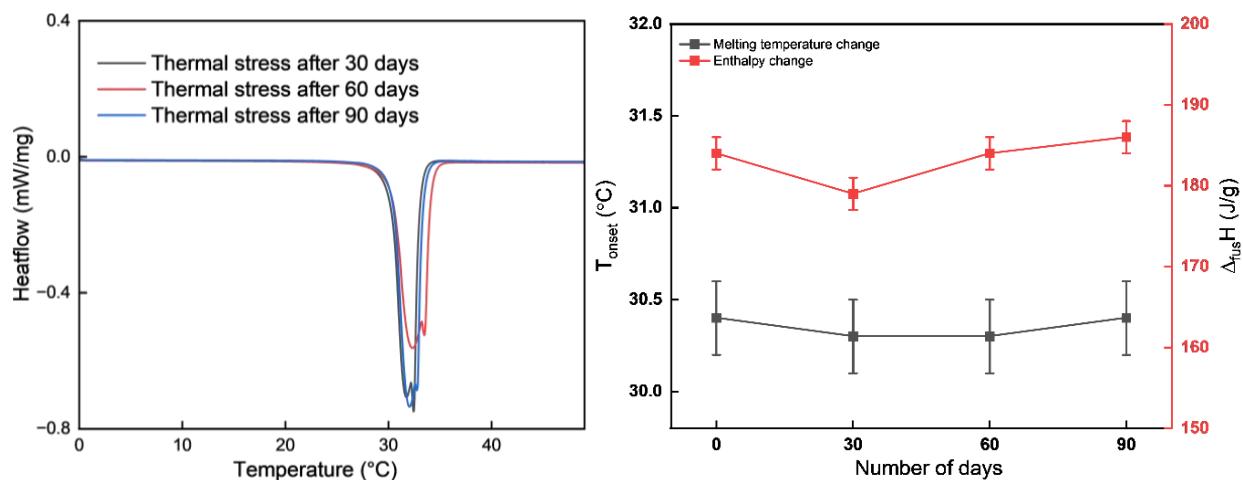


Fig. 4 Thermograph of the melting peaks of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (prepared in the lab)

Fig. 5 shows the thermal stress results for the commercial product utilized in this study. The same protocol was followed for this test as described earlier. The result did not show any considerable variation in the thermal properties due to the influence of the temperature. In the melting process, there is a small bump which indicates perhaps the starting of a phase segregation. This possible start of a phase segregation was detected but the thermal properties of the PCM were not altered significantly. Afterwards, when the samples are visually inspected two phases can be observed, which strengthens the hypotheses of phase segregation. However, there is no significant change in the thermal properties of the sample. This could be due to the fact that the samples were first melted and a small portion of the sample which was taken from the bottom of the container was investigated. The maximum variation in thermal properties for the commercial product was 0.32% for phase change temperature and 2.7% for the phase change enthalpy. In this study, the sample that is reformed was from a product that was procured 11 years ago whereas the commercial product was newly purchased. The partial results show the calcium chloride hexahydrate reformed from dry  $\text{CaCl}_2$  shows good repeatability of thermal properties, but further tests will be performed in future work to investigate the phase segregation by taking the DSC samples from different levels of the container. If the phase segregation existed in the sample the density of the sample at different levels in the container would not be the same. Therefore, the DSC sample should be taken from different levels of the container to better investigate the influence of the phase segregation.

Fig. 5 Thermograph of the melting peaks of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (Sigma Aldrich product)

## 4. Conclusion

This study aims to perform stability investigation of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ , which is often used in building thermal energy storage applications. Two different samples of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  were utilized. The thermal characteristics of the sample prepared from dry  $\text{CaCl}_2$  were compared to a new commercial product available from Sigma Aldrich. The results showed the thermal properties of the sample prepared in the laboratory are in the acceptable range. In addition, the impact of temperature was investigated during thermal stress experiment. The thermal stress results indicated that a small bump was obvious in the melting process of all Sigma Aldrich product samples, including the 30 days sample made from dry  $\text{CaCl}_2$ , which could suggest the start of phase segregation. The phase segregation in both samples seems very small and did not change the thermal properties considerably. Further characterization techniques (XRD X-ray diffraction) will be followed to look indepth for the phase segregation in these samples. In addition, the sample for DSC analysis will be taken from different levels of the container to better investigate the potential phase segregation of the sample. The findings will be useful for researchers who wish to reform an old  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  sample and use it to design a latent heat thermal energy storage system.

## References

- [1] M.F. Junaid, Z. ur Rehman, M. Čekon, J. Čurpek, R. Farooq, H. Cui, I. Khan, Inorganic phase change materials in thermal energy storage: A review on perspectives and technological advances in building applications, *Energy Build* 252 (2021) 111443. <https://doi.org/10.1016/J.ENBUILD.2021.111443>.
- [2] S. Marks, An investigation of the thermal energy storage capacity of Glauber's salt with respect to thermal cycling, *Solar Energy* 25 (1980) 255–258. [https://doi.org/10.1016/0038-092X\(80\)90332-1](https://doi.org/10.1016/0038-092X(80)90332-1).
- [3] A.A. El-Sebaii, S. Al-Amir, F.M. Al-Marzouki, A.S. Faidah, A.A. Al-Ghamdi, S. Al-Heniti, Fast thermal cycling of acetanilide and magnesium chloride hexahydrate for indoor solar cooking, *Energy Convers Manag* 50 (2009) 3104–3111. <https://doi.org/10.1016/J.ENCONMAN.2009.08.020>.

- [4] V. V. Tyagi, D. Buddhi, Thermal cycle testing of calcium chloride hexahydrate as a possible PCM for latent heat storage, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 92 (2008) 891–899. <https://doi.org/10.1016/J.SOLMAT.2008.02.021>.
- [5] Y. Guo, D. Gao, X. Yu, C. Ma, S. Chen, T. Deng, Thermal energy storage using calcium chloride hexahydrate, *Thermal Science* 22 (2018) 3035–3041. <https://doi.org/10.2298/TSCI170119135G>.
- [6] J. Thakkar, N. Bowen, A.C. Chang, P. Horwath, M.J. Sobkowicz, J. Kośny, Optimization of Preparation Method, Nucleating Agent, and Stabilizers for Synthesizing Calcium Chloride Hexahydrate ( $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) Phase Change Material, *Buildings* 12 (2022). <https://doi.org/10.3390/buildings12101762>.
- [7] Sigma Aldrich, Calcium chloride hexahydrate, (n.d.). <https://www.sigmaaldrich.com/FR/fr/product/aldrich/442909> (accessed February 1, 2024).
- [8] K.S.P. Karunadasa, C.H. Manoratne, H.M.T.G.A. Pitawala, R.M.G. Rajapakse, Relative stability of hydrated/anhydrous products of calcium chloride during complete dehydration as examined by high-temperature X-ray powder diffraction, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 120 (2018) 167–172. <https://doi.org/10.1016/j.jpcs.2018.04.034>.
- [9] J. Thakkar, N. Bowen, A.C. Chang, P. Horwath, M.J. Sobkowicz, J. Kośny, Optimization of Preparation Method, Nucleating Agent, and Stabilizers for Synthesizing Calcium Chloride Hexahydrate ( $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) Phase Change Material, *Buildings* 12 (2022). <https://doi.org/10.3390/buildings12101762>.
- [10] J. Charles, Performance and Stability of  $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ -Based Phase Change Materials Heat-Pipe PCM Based Cool Storage for ACC Systems View project, (2018). <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.26572.87685>.

## Acknowledgment

This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under the Marie Skłodowska Curie Actions, Grant Agreement No. 945416 and was carried out through the research project KSP PCM-STORE (308847) supported by the Research Council of Norway and industry partners. PCM-STORE aims at building knowledge of novel PCM technologies for thermal energy storage systems.

# Stockage de chaleur thermochimique : expérimentation de différents matériaux composites innovants

Elise BERUT<sup>1</sup>, Laurence BOIS<sup>2</sup>, Jonathan OUTIN<sup>1</sup>, Michel ONDARTS<sup>1</sup>, Nolwenn LE PIERRES<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>LabOratoire proCédés énergIe bâtimEnt (LOCIE), UMR5271

Université Savoie Mont Blanc - CNRS, Savoie Technolac – 73370 Le Bourget-Du-Lac – France

<sup>2</sup>Laboratoire des Multimatériaux et Interfaces (LMI) UMR 5615,

Université Claude Bernard Lyon 1, CNRS - 69622 Villeurbanne, France

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : nolwenn.le-pierres@univ-smb.fr)

**Résumé** - Le stockage de chaleur par voie thermochimique est une solution d'avenir, car il permet un stockage sur des périodes aussi longues que désiré avec une densité énergétique élevée. Des sorbants composites à base de silice, de polyéthylène glycol (PEG) et d'un sel thermochimique ont été étudiés dans un réacteur à lit fixe ouvert, pour une application de stockage de chaleur pour le transport. Ces composites ont été cyclés pour vérifier leur stabilité et évaluer leur cinétique et leur capacité de sorption, ainsi que leur densité énergétique de stockage.

## Nomenclature

$c_p$	capacité thermique massique à pression constante, J K <sup>-1</sup> g <sub>as</sub> <sup>-1</sup>
$\Delta h_s$	enthalpie de sorption, J g <sub>H2O</sub> <sup>-1</sup>
$m$	masse, g
$\dot{m}$	débit massique, g s <sup>-1</sup>
$P_v$	pression partielle en vapeur d'eau, Pa
$Q_{air}$	chaleur sensible récupérée par l'air, J
$\dot{Q}_{air}$	puissance thermique échangée avec l'air, W
$t$	temps, s

$T_i$	i-ème mesure de température le long du réacteur, °C
$x$	humidité spécifique, g <sub>H2O</sub> g <sub>as</sub> <sup>-1</sup>
<i>Indices</i>	
$ah$	air humide
$as$	air sec
$e$	entrée du réacteur
$eau$	eau sorbée
$s$	sortie du réacteur

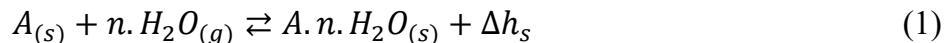
## 1. Introduction

Les ressources énergétiques renouvelables sont décarbonées, souvent abondantes et disponibles de façon répartie, mais également souvent fluctuantes voire intermittentes. Des procédés de stockage sont donc nécessaires pour mettre en adéquation ces ressources et les besoins énergétiques. Le stockage peut également être utilisé pour la récupération de chaleur fatale dans de nombreux domaines tels que les transports, le bâtiment, l'industrie, la santé ou encore l'agriculture, augmentant ainsi l'efficacité énergétique à l'échelle d'un territoire.

Le stockage de l'énergie thermique fait l'objet de nombreuses recherches. Il comprend le stockage par chaleur sensible, latente et thermochimique. Ce dernier est particulièrement intéressant car la chaleur est stockée sous forme de potentiel chimique, ce qui réduit les pertes lors d'un stockage à long terme. De plus, les procédés de stockage thermochimiques présentent des densités énergétiques élevées [1]. Cependant, cette technologie est encore peu mature. Elle est basée sur des phénomènes physicochimiques renversables impliquant des liaisons

chimiques ou physiques : les phénomènes de charge (désorption) et de décharge (sorption) sont respectivement endothermique et exothermique.

Cette étude porte sur la sorption de vapeur d'eau sur un sorbant solide (adsorption physique ou chimique). La chaleur est déchargée en mettant en contact le sorbant  $A$  avec la vapeur d'eau, qui se sorbe chimiquement ou physiquement sur le solide. Le solide  $A \cdot n \cdot H_2O$  est ainsi formé en libérant la chaleur de sorption  $\Delta h_s$ , selon l'équation :



Au cours de la phase de charge du stockage (désorption), l'équation 1 est parcourue dans le sens retour et la chaleur  $\Delta h_s$  est fournie au matériau, qui se dissocie pour former le sorbant  $A$  et le sorbat  $H_2O$  et revenir ainsi à l'état initial.

Dans ce projet, on étudie l'utilisation du système de stockage pour couvrir les besoins de chauffage d'une cabine de camion au cours de longs trajets. Dans ce cadre, lors de la circulation du camion (phase de charge, figure 1), la chaleur rejetée par le moteur est récupérée pour réaliser la désorption du sorbant : de l'air préchauffé par le moteur circule dans le solide poreux, permettant sa déshydratation. Lors de l'arrêt du véhicule pour le repos du conducteur, le moteur thermique peut être éteint, et la décharge du réacteur de stockage permet de maintenir la cabine du camion dans des conditions confortables. Pour cela, l'air humide de la cabine est envoyé dans le réacteur. L'humidité est adsorbée par le sorbant en produisant la chaleur de sorption : l'air sort donc chaud et plus sec du réacteur. Via un échangeur de chaleur, l'air prélevé à l'extérieur peut ainsi être réchauffé et permettre le chauffage de la cabine.

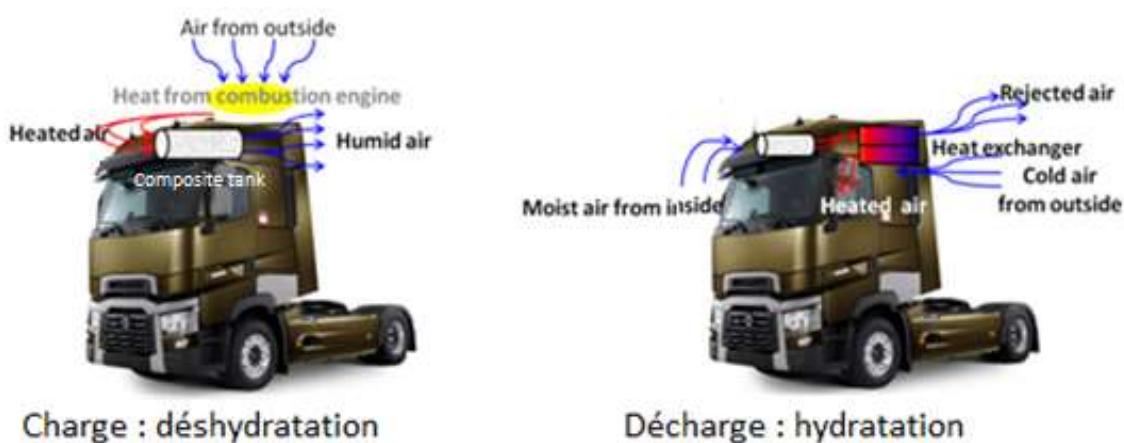


Figure 1 : Principe de fonctionnement du système de stockage thermochimique pour le chauffage de véhicules

Grâce à ce système de stockage embarqué, les rejets thermiques du moteur lors du déplacement du véhicule peuvent être valorisés et la consommation de chauffage d'appoint des véhicules à l'arrêt supprimée.

La viabilité des systèmes de stockage thermochimique dépend fortement de la densité énergétique du matériau de stockage. Le développement de matériaux à haute densité énergétique est essentiel pour aboutir à des systèmes compacts et intégrables dans le véhicule. Les matériaux les plus prometteurs à cet égard sont les hydrates de sel, mais leurs performances en conditions réelles ne sont pas satisfaisantes en raison du gonflement, de l'agglomération des grains ou de la déliquescence observés lors du cyclage, qui dégradent fortement les transferts de chaleur et de masse dans le réacteur [2]. En effet, cette déliquescence peut entraîner un écoulement du sel réactif en dehors du réacteur ou le bouchage des pores du réacteur par la migration du sel. Des matériaux composites sont donc développés en imprégnant les sels dans la structure poreuse d'une matrice. La matrice permet de disperser le sel au sein de ses pores,

favorisant ainsi les interactions vapeur d'eau-sel. Les pores doivent également pouvoir contenir le sel même s'il passe en solution afin qu'il ne se répande pas hors de la matrice.

De nouveaux matériaux, appelés CCC ou CCM (Composite de Chlorure de Calcium ou de Chlorure de Magnésium) par la suite, sont étudiés ici. Ces composites obtenus par voie sol-gel sont notamment constitués de chlorure de calcium ( $\text{CaCl}_2$ ) ou de chlorure de magnésium ( $\text{MgCl}_2$ ) dispersé au sein d'une matrice de silice et de polymère (polyéthylène glycol) PEG-600. Ces hydrates de sel ont été choisis pour leur capacité à sorber des molécules d'eau à température ambiante. De plus, les matériaux composites contenant ces sels présentent des capacités de stockage élevées et semblent être des candidats prometteurs parmi les différents composites contenant des sels utilisés pour les applications de stockage thermochimique [3-7]. La fraction massique théorique en  $\text{CaCl}_2$  anhydre dans le CCC est de 36 %, et celle de  $\text{MgCl}_2$  anhydre dans le CCM de 25%. Les fractions massiques choisies sont proches de celles présentées dans la littérature pour des composites avec ces sels [8-9]. Par ailleurs, la matrice de silice et PEG-600 a montré une capacité à répartir le sel de façon homogène. L'objectif est en effet de développer un composite à la fois performant et stable. La capacité du PEG à stabiliser le sel pour éviter la déliquescence est un point important à étudier pour confirmer la pertinence du matériau. Les résultats sont comparés à ceux obtenus avec la zéolithe 13X, qui est un matériau adsorbant bien connu.

## 2. Dispositif expérimental et protocole

Un système de stockage par sorption fonctionnant en cycle ouvert a été conçu (figure 2). Il se compose d'un réacteur à lit fixe de 46 mm de diamètre intérieur, d'un humidificateur à bulles suivi d'un dispositif de chauffage de l'air entrant. Le débit d'air sec en entrée est contrôlé par un régulateur de débit massique. Pendant la phase de décharge (sorption), l'air est d'abord saturé en eau à une température donnée en traversant l'humidificateur, puis chauffé afin d'atteindre les conditions souhaitées (température et humidité) en entrée du réacteur. La température d'humidification est contrôlée par un bain thermostaté. Lors de la charge (désorption), l'humidificateur est by-passé. L'air entre ainsi chaud et sec dans le réacteur.

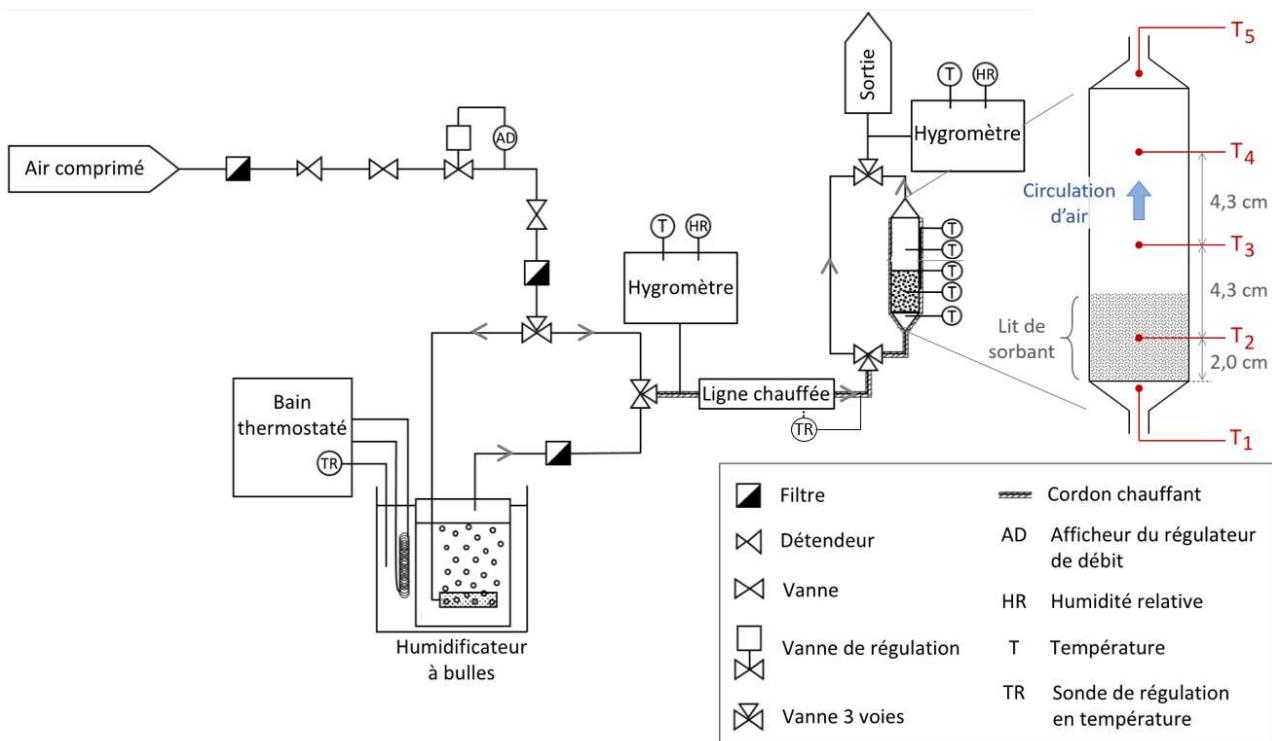


Figure 2 : Schéma du banc réacteur expérimental avec zoom sur le réacteur (à droite)

La température et l'humidité relative en entrée et en sortie du réacteur sont mesurées à l'aide d'hygromètres à miroir refroidi (GE Sensing Optisonde D2). Des thermocouples de type K sont placés à différentes hauteurs au sein du réacteur, qui est thermiquement isolé. Le placement des thermocouples est détaillé sur la figure 2 (zoom sur le réacteur à droite). Les mesures sont relevées toutes les dix secondes via LabVIEW.

Les essais sont menés avec  $56 \pm 4$  g de CCC ou CCM et un débit d'air sec de  $8,2 \pm 0,8$  NL min<sup>-1</sup>. Ce débit permet de limiter les pertes de charge à une valeur acceptable pour la mise en œuvre de cette technologie. Il entraîne une vitesse d'air dans le lit de sorbant de l'ordre de 0,1 m s<sup>-1</sup>, typique des vitesses habituellement imposées pour les procédés de sorption. Avant le cyclage, l'échantillon est séché à 130 °C dans le réacteur. La sorption est ensuite réalisée avec un flux d'air à 30 °C en entrée de réacteur (température  $T_1$ ) et à 42 % d'humidité relative (HR). Ces conditions sont proches de celles possiblement retrouvées dans la cabine du camion. Pour régénérer l'échantillon, de l'air sec à 130 °C circule dans le réacteur pendant 4 h. Cette température de désorption correspond à des températures récupérables dans le moteur du camion. Ensuite, le chauffage est arrêté pour permettre au système de refroidir jusqu'à température ambiante. Un nouveau cycle peut alors commencer. Trois à sept cycles successifs de désorption / sorption sont effectués. Une campagne d'essais similaire est réalisée avec de la zéolithe 13X BFK (diamètre 1,2 à 2,0 mm, marque Köstrolith®) pour comparaison.

### 3. Exploitation des mesures

La quantité d'eau sorbée au cours de chaque cycle est évaluée grâce à un bilan de masse sur la vapeur d'eau contenue dans le flux d'air. Ce bilan est intégré sur toute la durée de la phase de sorption (eq. 2) :

$$\dot{m}_{eau} = \int \dot{m}_{eau} dt = \int \dot{m}_{as} (x_e - x_s) dt \approx \dot{m}_{as} \sum (x_e - x_s) \Delta t \quad (2)$$

où  $\dot{m}_{eau}$  est le débit d'eau sorbée,  $\dot{m}_{as}$  est le débit d'air sec (constant) et  $\Delta t$  est l'intervalle de temps entre deux relevés de mesures.

De même, la chaleur sensible récupérée par l'air au cours de la phase de sorption est calculée selon :

$$Q_{air} = \int \dot{Q}_{air} dt = \int \dot{m}_{as} c_{p,ah} (T_4 - T_1) dt \approx \dot{m}_{as} \sum c_{p,ah} (T_4 - T_1) \Delta t \quad (3)$$

La capacité thermique de l'air humide  $c_{p,ah}$  en sortie du lit est utilisée afin d'estimer la chaleur récupérable par un échangeur en aval du réacteur.

Les propriétés de l'air humide (humidité relative et spécifique, capacité thermique massique, pression partielle en vapeur d'eau) sont calculées en utilisant CoolProp [10] à partir de la température sèche et de la température de rosée fournies par les deux hygromètres.

La masse volumique apparente du CCC et du CCM sec a été estimée à  $750 \pm 150$  kg m<sup>-3</sup> et  $794 \pm 68$  kg m<sup>-3</sup>, respectivement, et celle de la zéolithe s'élève à  $800 \pm 100$  kg m<sup>-3</sup>. L'incertitude de mesure est importante pour les matériaux composites car les matériaux produits en petite quantité pour ce projet ont dû être broyés manuellement, les composites ne sont donc pas parfaitement homogènes. Dans la suite, la masse d'eau sorbée et la chaleur récupérée sont rapportées à la masse ou au volume de matériau à la fin de la phase de désorption.

### 4. Résultats

Les courbes de percée obtenues au cours des quatre cycles réalisés avec le CCC sont présentées sur la figure 3. La première courbe de percée (trait noir plein) a une allure différente de celles des cycles 2 à 4, qui sont quasiment superposées (courbes bleue, rouge et orange).

Cela s'explique vraisemblablement par une modification des propriétés initiales du matériau au cours du premier cycle. Par la suite, les propriétés semblent plus stables car les cycles fournissent des résultats reproductibles.

La figure 3 inclut la courbe de percée obtenue avec la zéolithe 13X (en pointillés noirs), courbe identique sur 3 cycles successifs. Dans un premier temps, la zéolithe adsorbe quasiment toute la vapeur d'eau fournie en entrée : le temps de percée, défini comme le temps nécessaire pour que la pression partielle de vapeur d'eau en sortie atteigne 5 % de la pression partielle en entrée ( $P_{v,s}/P_{v,e} = 5\%$ ), est de l'ordre de 40 minutes. Pour le CCC, en revanche, la percée est immédiate. En outre, après la percée, la zéolithe est rapidement saturée en vapeur d'eau, tandis que la cinétique de sorption est bien plus lente pour le CCC. Le temps de saturation, correspondant à la durée nécessaire pour que la pression partielle de vapeur d'eau en sortie atteigne 95 % de la pression partielle en entrée ( $P_{v,s}/P_{v,e} = 95\%$ ), s'élève à environ 2 h 30 pour la zéolithe, contre 12 h pour le CCC. Dans le cas du CCM (non représenté), l'évolution est intermédiaire entre celle du CCC et celle de la zéolite. La cinétique de sorption peut être limitée par différents phénomènes : la cinétique chimique, le transfert de chaleur, ou la diffusion de la vapeur d'eau à travers le lit poreux ou les billes poreuses de sorbant. Une cinétique de sorption lente peut être avantageuse ou non selon l'application visée et la puissance qu'elle requiert.

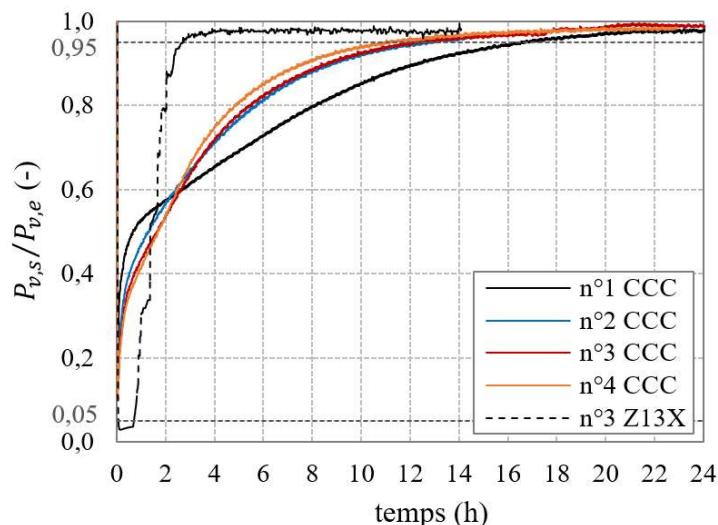


Figure 3 : Courbes de percée obtenues durant la phase de sorption pour les différents cycles (air à 30 °C et 42 % HR en entrée de réacteur)

La figure 4 illustre l'évolution des températures  $T_1$  à  $T_5$  durant la phase de sorption pour le CCC et la zéolithe. La température maximale atteinte au sein du lit de sorbant est bien plus élevée avec la zéolithe qu'avec le CCC et le CCM (non représenté) : elle est de 81 °C pour la zéolithe, de 65 °C pour le CCM et 49 °C pour le CCC, ce qui reste tout de même suffisant pour le chauffage d'une cabine de camion. Cet écart s'explique par une cinétique de sorption plus lente pour les composites que pour la zéolithe, comme évoqué précédemment. Les deux composites retrouvent leur température initiale (30°C) après 10 h contre 4 h pour la zéolithe.

L'énergie générée par le processus de sorption et transmise au flux d'air au cours de chaque cycle peut être exprimée par masse d'échantillon déshydraté (à 130 °C pendant quatre heures). Les densités d'énergie massique qui en résultent sont présentées la figure 5. Pour le CCC (36 m% CaCl<sub>2</sub>) et le CCM (25 m% MgCl<sub>2</sub>), la densité obtenue change significativement entre le premier et le deuxième cycle, puis se stabilise. Pour la zéolithe 13X, au contraire, la densité est très stable pour tous les cycles, comme les courbes de percée mesurées. Pour le CCC et le CCM, la densité énergétique augmente de 20 % et 28 %, respectivement, entre les cycles n°1 et n°2. Cela peut s'expliquer par une modification des propriétés du matériau après le premier

cycle, favorisant les interactions de sorption entre la vapeur d'eau et le sel, comme évoqué précédemment.

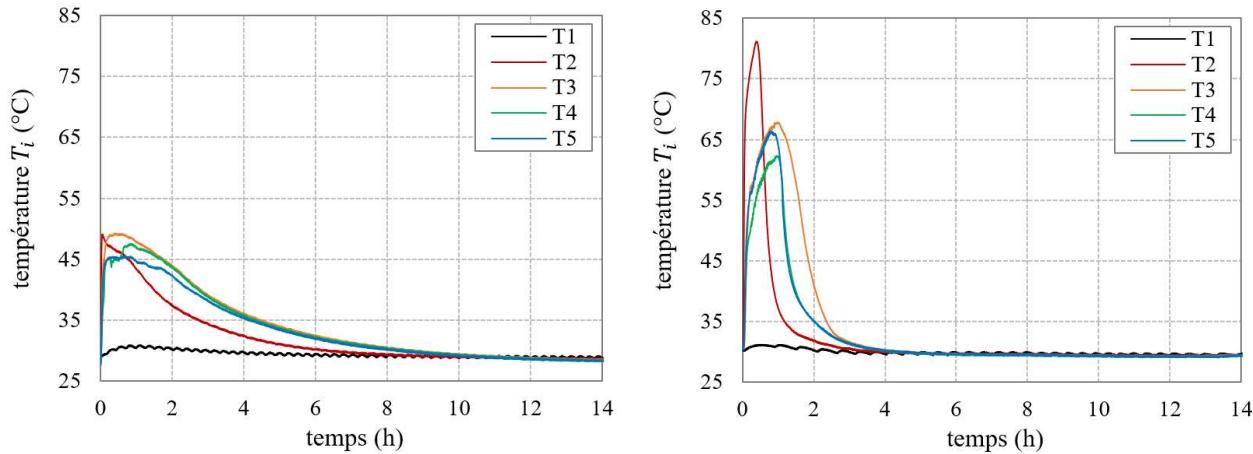


Figure 4 : Évolution des températures durant la phase de sorption pour le CCC (à gauche) et la zéolithe (à droite)

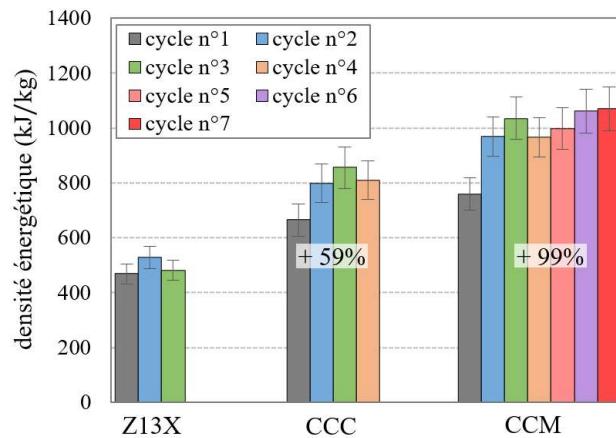


Figure 5 : Densité énergétique massique des matériaux testés sur plusieurs cycles

Les résultats moyennés sont présentés dans le tableau 1 pour chaque matériau sur les trois à sept cycles effectués. La capacité de sorption du CCC est environ deux fois supérieure à celle de la zéolithe. Par conséquent, la densité énergétique augmente de près de 60 % lorsque le CCC est utilisé au lieu de la zéolithe. La densité énergétique volumique, quant à elle, augmente légèrement moins que la densité d'énergie massique (+ 48 %) car le CCC est moins dense que la zéolithe. Le CCM présente une capacité de sorption et une densité énergétique plus élevée que le CCC malgré une teneur en sel plus faible. Sa densité énergétique massique (respectivement volumique) est augmentée de 25 % (respectivement 40 %) par rapport au CCC. Les propriétés de stockage du chlorure de magnésium sont donc plus prometteuses que celles du chlorure de calcium dans les conditions étudiées.

	<b>CCC</b>	<b>CCM</b>	<b>Zéolithe 13X</b>
Densité énergétique massique ( $\text{kJ kg}^{-1}$ )	782	980	482
Densité énergétique volumique ( $\text{kWh m}^{-3}$ )	154	216	107
Capacité de sorption ( $\text{g}_{\text{H}_2\text{O}} \text{ g}^{-1}$ )	0,37	0,45	0,21

Tableau 1 : Densités énergétiques et capacités de sorption moyennes des matériaux testés (en masse ou en volume d'échantillon déshydraté)

Peu d'études ont été menées dans des conditions comparables sur des matériaux composites contenant du chlorure de calcium. Skrylnyk *et al.* [9] ont testé 245 g de matériau à base de gel

de silice et de 43 % en masse de CaCl<sub>2</sub>. Ils ont mesuré une densité énergétique s'élevant à 226 kWh m<sup>-3</sup> de matériau (ou 1100 kJ kg<sup>-1</sup>) lors d'une sorption à 30 °C et 39 % HR. Cette valeur est relativement proche de la densité énergétique moyenne du CCC, malgré un débit d'air plus de 25 fois supérieur (215 L min<sup>-1</sup>) dans l'étude [9]. D'autres auteurs [11-12] ont obtenu une densité énergétique de 1000 kJ kg<sup>-1</sup> également en utilisant 40 kg d'un composite à base de gel de silice et de 30 à 35 % en masse de CaCl<sub>2</sub>. Il est à noter que pour les trois études citées, la matrice (gel de silice) participe au processus de sorption, puisque le gel de silice est un absorbant physique connu. Dans le cas du CCC, la matrice est inerte. Des densités énergétiques plus faibles, comprises entre 42 et 135 kWh m<sup>-3</sup>, ont été mesurées avec de la vermiculite comme matrice [13-15], qui est également inerte.

Les études sur des matériaux composites contenant le MgCl<sub>2</sub> sont plus rares. Skrylnyk et al. [9] ont également testé 245 g de matériau à base de gel de silice et de 44 % en masse de MgCl<sub>2</sub> dans les mêmes conditions que les essais avec le composite de CaCl<sub>2</sub>. Ils ont mesuré une densité énergétique s'élevant à 188 kWh m<sup>-3</sup> lors d'une sorption à 30 °C et 39 % HR.

## 5. Conclusion

Les performances énergétiques de nouveaux matériaux composites obtenus par voie sol-gel ont été caractérisées au sein d'un réacteur fonctionnant en cycle ouvert. La stabilité des composites après le premier cycle a été montrée sur les 3 à 6 cycles suivants, dans des conditions comparables à celles observables pour un stockage dans un camion.

En moyenne, la capacité de sorption du CCC et du CCM est deux fois supérieure à celle de la zéolithe. La densité énergétique du CCC est ainsi augmentée de près de 60 % par rapport à celle de la zéolithe, quand celle du CCM est doublée.

Concernant la cinétique de sorption, celle-ci est significativement plus lente avec le CCC et le CCM qu'avec la zéolithe. En effet, la saturation des composites nécessite plus de 10 h, contre 4 h pour la zéolithe. La percée, quant à elle, a lieu immédiatement dans les composites, et après 40 minutes pour la zéolithe. La lenteur du processus de sorption avec les composites engendre une diminution des températures mesurées. Les températures avoisinent ou dépassent tout de même les 50 °C, ce qui est suffisant pour le chauffage d'une cabine de camion.

Les nouveaux composites thermochimiques testés présentent des performances prometteuses en matière de stockage de la chaleur. Néanmoins, leur stabilité doit être correctement évaluée dans une série de conditions de fonctionnement bien plus large avant d'être mis à l'échelle et intégrés dans une application réelle. L'incorporation d'autres sels tels que SrBr<sub>2</sub> ou MgSO<sub>4</sub> est également possible et à tester. Enfin, l'étude d'échantillons de contrôle sans PEG serait un complément précieux à la présente analyse pour évaluer l'impact du polymère sur la stabilité du matériau.

## Références

- [1] F. Desai, J.S. Prasad, P. Muthukumar, M.M. Rahman, Thermochemical energy storage system for cooling and process heating applications: A review. *Energy Convers. Manag.* 229 (2021), 113617.
- [2] Q. Zhao, J. Lin, H. Huang, Q. Wu, Y. Shen, Y. Xiao, Optimization of thermochemical energy storage systems based on hydrated salts: A review. *Energy Build.* 244 (2021), 111035.
- [3] Q. Touloumet, L. Silvester, L. Bois, G. Postole, A. Auroux, Water sorption and heat storage in CaCl<sub>2</sub> impregnated aluminium fumarate MOFs. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 231 (2021), 111332.
- [4] J. Lin, Q. Zhao, H. Huang, H. Mao, Y. Liu, Y. Xiao, Applications of low-temperature thermochemical energy storage systems for salt hydrates based on material classification: a review. *Sol. Energy*, 214 (2021), 149-178.

- [5] A. Jabbari-Hichri, S. Bennici, A. Auroux, CaCl<sub>2</sub>-containing composites as thermochemical heat storage materials. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 172 (2017), 177-185.
- [6] N. Xie, J. Niu, T. Wu, X. Gao, Y. Fang, Z. Zhang, Fabrication and characterization of CaCl<sub>2</sub>·6H<sub>2</sub>O composite phase change material in the presence of Cs<sub>x</sub>WO<sub>3</sub> nanoparticles. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 200 (2019), 110034.
- [7] B. Zheng, J. Li, C. Pathirana, S. Qiu, M.A. Schmidt, M.D. Eastgate, Complexation of Polyethyleneglycol containing small molecules with magnesium chloride as a purification and isolation strategy, *Org. Process Res. & Dev.* 25 (2021), 2270-2276.
- [8] Y.I. Aristov, G. Restuccia, M.M. Tokarev, G. Cacciola, Selective water sorbents for multiple applications, 10. Energy storage ability. *Reaction Kinetics and Catalysis Lett.* 69 (2000), 345-353.
- [9] O. Skrylnyk, E. Courbon, N. Heymans, M. Frère, J. Bougard, G. Descy, Performance characterization of salt-in-silica composite materials for seasonal energy storage design. *J. Energy Storage*, 19 (2018), 320-336.
- [10] I.H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, V. Lemort, Pure and pseudo-pure fluid thermophysical property evaluation and the open-source thermophysical property library CoolProp. *Ind. Eng. Chem. Res.* 53 (2014), 2498-2508.
- [11] D. Zhu, H. Wu, S. Wang, Experimental study on composite silica gel supported CaCl<sub>2</sub> sorbent for low grade heat storage. *Int. J. Therm. Sci.* 45 (2006), 804-813.
- [12] H. Wu, S. Wang, D. Zhu, Effects of impregnating variables on dynamic sorption characteristics and storage properties of composite sorbent for solar heat storage. *Sol. Energy* 81 (2007), 864-871.
- [13] S.P. Casey, D. Aydin, S. Riffat, J. Elvins, Salt impregnated desiccant matrices for ‘open’ thermochemical energy storage – Hygrothermal cyclic behaviour and energetic analysis by physical experimentation. *Energy Build.* 92 (2015), 128-139.
- [14] D. Aydin, S.P. Casey, X. Chen, S. Riffat, Novel “open-sorption pipe” reactor for solar thermal energy storage. *Energy Convers. Manag.*, 121 (2016), 321-334.
- [15] R.J. Sutton, E. Jewell, J. Elvins, J.R. Searle, P. Jones, Characterising the discharge cycle of CaCl<sub>2</sub> and LiNO<sub>3</sub> hydrated salts within a vermiculite composite scaffold for thermochemical storage. *Energy Build.* 162 (2018), 109-120.

## Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet STOCK-CAR financé par l’Agence Nationale de la Recherche (ANR-18-CE05-0044).

# Ecoulement convectif d'un nanofluide dans un canal à parois ondulées équipé de sources de chaleur et d'un obstacle solide sous l'effet d'un champ magnétique localisé

**Nawal GUERROUDJ<sup>1</sup>\*, Brahim FERSADOU<sup>1</sup>, Henda KAHALERRAS<sup>1</sup>, Abdelhamid KHEIRI<sup>2</sup>, Cherif NOUAR<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Université des Sciences et Technologies Houari Boumediene (USTHB)  
Laboratoire des Transports Polyphasiques et Milieux Poreux (LTPMP), Algérie

<sup>2</sup>LEMTA, Université de Lorraine, France

\*(auteur correspondant : nawal.guerroudj@usthb.edu.dz)

**Résumé** - La présente communication porte sur l'intensification des transferts de chaleur par couplage de méthodes actives et passives. A cet effet, une étude numérique est effectuée pour explorer les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur d'un nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$  dans un canal à parois ondulées présentant un rétrécissement à l'entrée et équipé de trois sources de chaleur maintenues à une densité de flux constante et organisées alternativement sur les parois supérieure et inférieure. Un obstacle solide de section circulaire est placé au centre, au même niveau que la deuxième source, tandis qu'un champ magnétique uniforme est appliqué localement dans la dernière partie du canal où se trouve la troisième source. Les équations gouvernantes et les conditions aux limites associées sont résolues numériquement au moyen de la méthode des éléments finis résiduels pondérés de Galerkin. L'étude paramétrique se concentre sur l'impact du taux d'ouverture à l'entrée du canal AR, du rayon de l'obstacle R et de l'intensité du champ magnétique exprimée par le nombre de Hartmann Ha. Les résultats révèlent une intensification du taux de transfert de chaleur avec l'augmentation de Ha et R et la diminution de AR.

**Mots-clés :** Canal ondulé, Nanofluide, Sources de chaleur, Champ magnétique, Obstacle solide

## Nomenclature

## 1. Introduction

Ces dernières années, plusieurs techniques sont utilisées pour améliorer le transfert de chaleur par convection dans les systèmes de refroidissement à base de fluides, notamment l'adaptation de techniques passives en plaçant des déflecteurs sur la paroi interne des dissipateurs de chaleur [1,2], ou même l'utilisation de jets orientés à travers des cavités ouvertes soumises à des limites thermiques appropriées pour augmenter l'échange de chaleur [3-5]. La technique d'augmentation du transfert de chaleur par des parois ondulées est une caractéristique très importante, d'ailleurs de nombreuses recherches empiriques et d'études numériques rapportées par la littérature se sont intéressées à cette technique [6-8]. Le processus physique d'augmentation du transfert de chaleur vient du fait que la forme ondulée de la surface détruit la couche limite formée et permet le remplacement continu du fluide près de la paroi solide.

Les chercheurs ont récemment remarqué une technique innovante qui consiste à utiliser des fluides de base dans lesquels des particules nanométriques à très faible concentration sont suspendues afin d'améliorer leur efficacité thermique. Ces fluides sont des nanofluides. Cette nouvelle classe de fluides peut être utilisée dans une variété d'applications techniques, y compris l'ébullition, la condensation, le refroidissement et la lubrification des véhicules. Parmi les travaux qui se sont intéressés à ce type de problème nous pouvons citer une étude réalisée par Hussain et al. [9] traitant de la convection mixte MHD 2D d'un nanofluide hybride Eau-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Cu s'écoulant à travers un canal ondulé ayant un obstacle circulaire. Les résultats ont révélé que Le nombre moyen de Nusselt le plus élevé est atteint à une amplitude  $A = 0,05$ , ce qui favorise le transfert de chaleur d'environ 200 %. De plus, une augmentation de la fraction volumique des nanoparticules conduit à la diminution du nombre local de Nusselt sur la paroi ondulée supérieure. Job et al. [10] ont élaboré une étude sur la convection mixte d'un nanofluide magnétique Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-eau s'écoulant dans un canal ondulé contenant des blocs poreux en présence d'un champ magnétique oscillant non-uniforme en tenant compte des effets magnétohydrodynamique (MHD) et ferrohydrodynamique (FHD). Le champ magnétique est produit par deux fils conducteurs de courant placés à des positions fixes à l'extérieur du canal. Les auteurs ont utilisé un modèle à deux phases qui considère les effets de la diffusion thermophorèse et du mouvement Brownien. Parmi les résultats trouvés, la réduction de la chute de pression avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et la diminution de la fréquence d'oscillation du champ magnétique ainsi que les effets MHD, FHD. Kolsi et al. [11] ont examiné l'effet de plusieurs nano-jets manipulés par des déflecteurs poreux vers une paroi ondulée chaude en présence d'un champ magnétique non-uniforme. Une amélioration du taux de transfert de chaleur de 162.5 % et 34 % pour des surfaces plane et ondulées respectivement, a été obtenue. Les performances de refroidissement ont été affectées par la variation de la perméabilité et de l'inclinaison des déflecteurs poreux. Ali et al. [12] ont étudié la convection mixte dans un conduit ondulé rempli d'un nanofluide et contenant une paire de cylindres rotatifs en présence d'un champ magnétique externe. En appliquant la méthode des éléments finis pour simuler les équations gouvernantes, les résultats numériques ont indiqué que les cylindres rotatifs, les surfaces ondulées et le champ magnétique incliné ont fortement affecté la structure de l'écoulement et le champ thermique. Le taux de transfert de chaleur maximal s'est produit en plaçant le champ magnétique à un angle de 90°. Récemment, Akhter et al. [13] ont analysé numériquement l'influence d'une source de chaleur cylindrique solide en rotation sur la convection mixte double diffusive et la génération d'entropie dans une cavité carrée ondulée poreuse partiellement chauffée en présence d'un champ magnétique. La cavité est remplie d'un nanofluide hybride composé de nanoparticules de Cu et d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> diluées dans de l'eau pris comme fluide de base. Les résultats obtenus ont montré que le taux de transfert de chaleur maximal est de 393.78 % à la vitesse de rotation la plus élevée du cylindre ( $\omega = 50$ ) par

rapport à un cylindre solide immobile en absence de champ magnétique, mais diminue à 261.82 % sous l'effet d'un champ magnétique de grande intensité  $Ha = 100$ .

C'est dans le contexte de ces études antérieures que s'inscrit le présent travail, qui est une simulation numérique de la convection forcée d'un nanofluide  $Al_2O_3$ /eau dans un canal à parois ondulées présentant un jet à l'entrée et équipé de trois sources de chaleur maintenues à une température constante et organisées alternativement sur les parois supérieure et inférieure. Un obstacle solide de section circulaire est placé au centre, au même niveau que la deuxième source, tandis qu'un champ magnétique uniforme est appliqué localement dans la dernière partie du canal où se trouve la troisième source. Il s'agit d'analyser principalement les effets du taux d'ouverture à l'entrée du canal AR, du rayon de l'obstacle R et de l'intensité du champ magnétique exprimée par le nombre de Hartmann Ha.

## 2. Modèle physique

Le domaine physique, illustré sur la Figure 1, est un canal à parois ondulées de longueur 'L', de hauteur maximale H, présentant un rétrécissement à l'entrée de largeur 'd' et équipé de trois sources de chaleur maintenues à une température constante et organisées alternativement sur les parois supérieure et inférieure. Un obstacle solide de section circulaire est placé au centre du canal au même niveau que la deuxième source, tandis qu'un champ magnétique uniforme est appliqué localement dans la dernière partie du canal où se trouve la troisième source. Les fonctions spatiales définissant les ondulations des parois sont données comme suit :  $F(x) = 1 - Amp(1 - \cos(\pi nx))$  pour la paroi supérieure et  $F(x) = Amp(1 - \cos(\pi nx))$  pour la paroi inférieure. Le nanofluide Eau- $Al_2O_3$ , entre à une vitesse uniforme  $U_e$  et Température constante  $T_e$ .

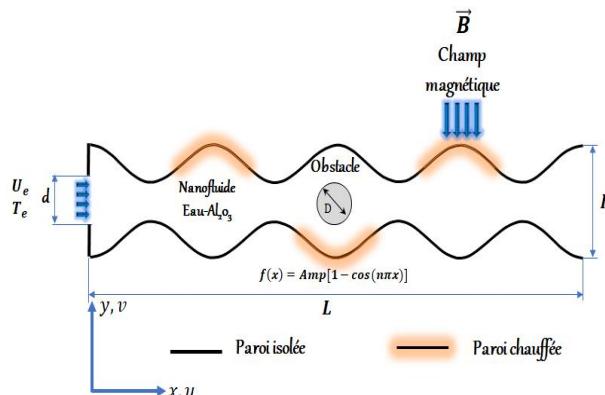


Figure 1 : Domaine physique

## 3. Formulation mathématique

Dans le but de simplifier le problème étudié, plusieurs hypothèses simplificatrices sont prises en considération : l'écoulement est bidimensionnel, laminaire avec aucune génération interne de chaleur et une dissipation visqueuse négligeable. Le nanofluide est considéré comme Newtonien avec des propriétés thermo-physiques constantes.

Pour écrire les équations de continuité, de mouvement et d'énergie sous forme adimensionnelle, on utilise les variables suivantes:

$$(X, Y) = \frac{(x, y)}{H}; (U, V) = \frac{(u, v)}{U_e}; P = \frac{p}{\rho_{nf} U_e^2}; \theta = \frac{T - T_e}{T_p - T_e}$$

### 3.1. Equation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

### 3.2. Equations de quantité de mouvement

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\mu_{nf}}{\mu} \frac{1}{R_e} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \frac{H_a^2}{R_e} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} U \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\mu_{nf}}{\mu} \frac{1}{R_e} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (3)$$

### 3.3. Equation d'énergie

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{(\rho C_p)_f}{(\rho C_p)_{nf}} \frac{k_{nf}}{k_f} \frac{1}{R_e P_r} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) + \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{(\rho C_p)_f}{(\rho C_p)_{nf}} \frac{E_c H_a^2}{R_e} U^2 \quad (4)$$

Les conditions aux limites pour les équations (1) – (4) sont :

**Entrée**

$$U = 1 ; V = 0 \text{ et } \theta = 0 \quad (5)$$

**Sortie**

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0 ; V = 0 \text{ et } \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (6)$$

**Paroi inférieure**

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial Y} = T_c & \text{Sous la source} \\ \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 & \text{Ailleurs} \end{cases} \quad (7)$$

**Paroi supérieure**

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial Y} = T_c & \text{Sous les sources} \\ \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 & \text{Ailleurs} \end{cases} \quad (8)$$

Le nombre de Nusselt local pour chaque source  $i$  est calculé comme suit :

$$Nu_i = \frac{qH/k_f}{T_p - T_e} = \frac{1}{\theta_p} \quad (9)$$

La chute de pression est définie comme suit :

$$\Delta P = \frac{P_{m(X=0)} - P_{m(X=L)}}{L} \quad (10)$$

Après l'adimensionnement des équations gouvernantes on a obtenu les nombres adimensionnels suivants :

$$Re = \frac{U_e H \rho_f}{\mu} ; Pr = \frac{\mu C p_f}{k_f} ; Ha = \left( \frac{\sigma_f}{\mu_f} B_0^2 H^2 \right)^{1/2} ; Ec = \frac{U_e^2}{C_{pf} \Delta T}$$

## 4. Modélisation numérique

La méthode des éléments finis (MEF) résiduels pondérés de Galerkin a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes et les conditions limites mentionnées ci-dessus. Étant donné que la MEF est utilisée pour résoudre le problème, la première étape consiste à spécifier le type de maillage. Le domaine géométrique a été transformé en un certain nombre d'éléments triangulaires non structurés et non uniforme avec des mailles plus fines localisées près des parois a été appliquée, avec un nombre total d'éléments de 60526. Le solveur PARDISO direct est sélectionné pour résoudre les champs dynamique et thermique. Afin de garantir des solutions convergées pour différentes études paramétriques un critère de convergence de  $10^{-6}$  est appliqué.

Pour la validation du code de calcul, nous avons comparé les lignes de courant, isothermes et le nombre de Nusselt local avec ceux tracées par Shafqat et al. [9] dans une étude numérique qui consiste à étudier la convection mixte d'un nanofluide hybride Eau-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Cu s'écoulant à travers un canal ondulé ayant un obstacle circulaire. Les résultats de la validation présentés sur la Figure 2 et 3 sont en très bonnes concordance.

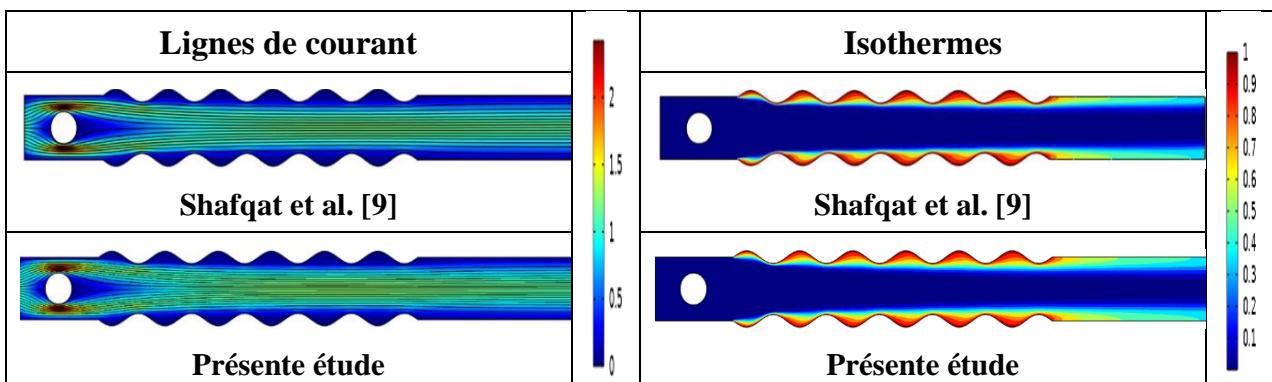


Figure 2 : Lignes de courant et isothermes à  $Pr = 6.2$ ,  $Ha = 50$  et  $Re = 100$

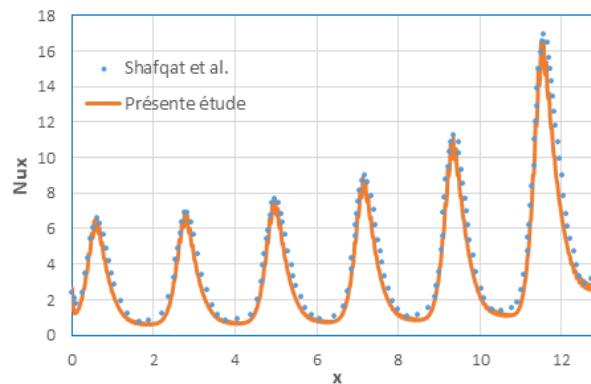


Figure 3 : Nombre de Nusselt local de la paroi ondulée à  $Pr = 6.2$ ,  $Ri = 1$ ,  $Ha = 50$  et  $Re = 100$

## 5. Résultats et discussion

Vu le nombre important de paramètres intervenant dans le présent travail, certains ont été variés alors que d'autre ont été maintenus fixes. L'intérêt a été porté sur les effets de l'intensité du champ magnétique exprimée par le nombre de Hartmann ( $0 \leq Ha \leq 50$ ), le rayon de l'obstacle solide ( $0.05 \leq R \leq 0.3$ ) et le taux d'ouverture à l'entrée du canal ( $1/5 \leq AR = d/H \leq 1/2$ ). Le nombre de Reynolds a été fixé à  $Re = 200$ .

La Figure 4 illustre l'évolution des lignes de courant et des isothermes avec le nombre de Hartmann pour les différents rapports d'ouverture. À grande valeur de AR, le nanofluide s'écoule symétriquement par rapport à l'axe central du canal et se caractérise par la présence de deux zones de recirculation à l'entrée résultant de l'expansion de l'écoulement, et sa

déviation vers les parois inférieure et supérieure au niveau de l'obstacle favorisant ainsi le refroidissement de la seconde source de chaleur. Lorsque le rapport d'ouverture est réduit, le nanofluide est injecté à une plus grande vitesse et il est dévié vers la paroi supérieure conduisant alors à un meilleur échange de chaleur au niveau de la première source. L'impact du champ magnétique n'est perceptible que dans la zone de son application où l'accroissement de son intensité donne lieu à une distribution plus uniforme des lignes de courant et un meilleur refroidissement de la dernière source.

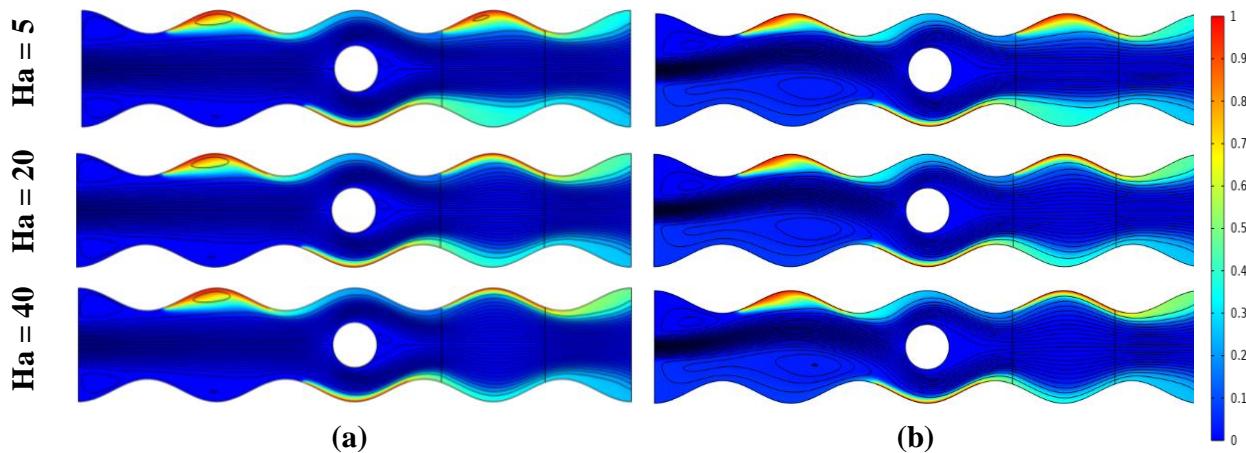


Figure 4 : Lignes de courant et isothermes pour différents  $Ha$  à  $R=0.2$  (a)  $AR = 1/2$ , (b)  $AR = 1/4$ .

Les résultats de la Figure 5, montre que l'accroissement de la taille de l'obstacle solide affecte beaucoup plus la structure d'écoulement et les isothermes au niveau au centre du canal où il est placé. Ainsi augmenter  $R$  a pour conséquence la diminution de la section de passage du nanofluide près de la deuxième source donnant ainsi lieu à de forts gradients de vitesse et une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique qui favorisera le transfert thermique dans cette région.

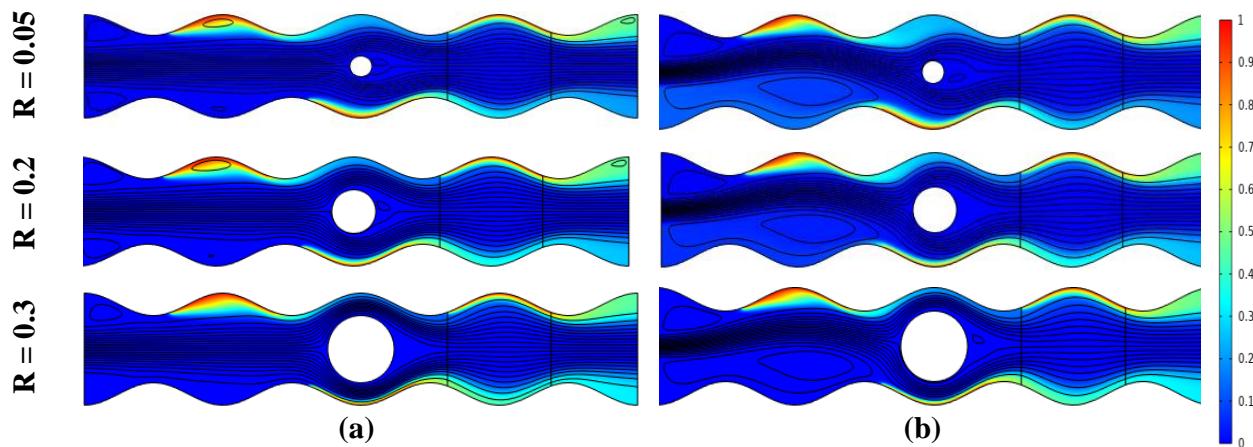


Figure 5 : Lignes de courant et isothermes pour différents  $R$  à  $Ha = 30$  (a)  $AR = 1/2$ , (b)  $AR = 1/4$ .

On s'intéresse à présent aux évolutions du taux de transfert de chaleur avec les paramètres de contrôle de l'étude, à savoir  $Ha$ ,  $AR$  et  $R$ . Il est à noter que le refroidissement de la première source de chaleur est beaucoup plus affecté par le taux d'ouverture du canal à l'entrée, la seconde par la taille de l'obstacle, alors que la dernière est fortement impactée par l'intensité du champ magnétique. A cet effet, un nombre de Nusselt global, défini comme étant la moyenne arithmétique des  $Nu$  moyens de chaque source, a été introduit. Les Figures 6 et 7 illustrent la variation de  $Nu_g$  avec le nombre de Hartmann pour différentes valeurs de  $AR$  et  $R$ . Il apparaît clairement que l'accroissement de ces paramètres affecte positivement le transfert de chaleur

dans le canal. Augmenter  $Ha$ , permet d'uniformiser l'écoulement et de faire parvenir plus de fluides à la troisième source comme il apparaît sur la Figure 4. Réduire la largeur de l'ouverture à l'entrée du canal fait dévier à grande vitesse le jet du nanofluide vers la première source, et finalement accroître le rayon de l'obstacle cylindrique donne naissance à de forts gradients de vitesse au voisinage de la deuxième source de chaleur favorisant ainsi son refroidissement.

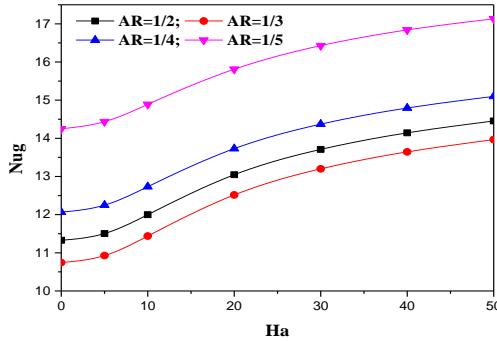


Figure 6 : Evolution du nombre de Nusselt global avec le nombre de Hartmann pour différents AR à  $R=0.2$ .

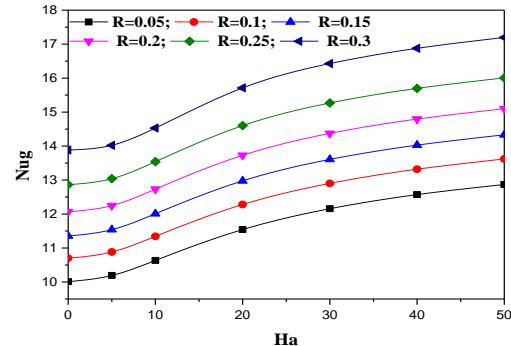


Figure 7 : Evolution du nombre de Nusselt global avec le nombre de Hartmann pour différents R à  $AR=1/4$ .

Les évolutions des chutes de pression dans le canal sont représentées sur les Figures 8 et 9. Accroître la magnitude de la force de Lorentz ou augmenter la taille de l'obstacle solide créé plus de résistance à l'écoulement du nanofluide, alors que diminuer la largeur d'ouverture à l'entrée a un impact positif sur  $\Delta P$ . En effet, en réduisant AR la vitesse d'injection du nanofluide dans le canal augmente ce qui accélère le mouvement du fluide et diminue la chute de pression. Il est à noter aussi que l'effet résistif de la force de Lorentz est plus apparent puisqu'aux faibles rayons de l'obstacle les courbes sont sensiblement identiques.

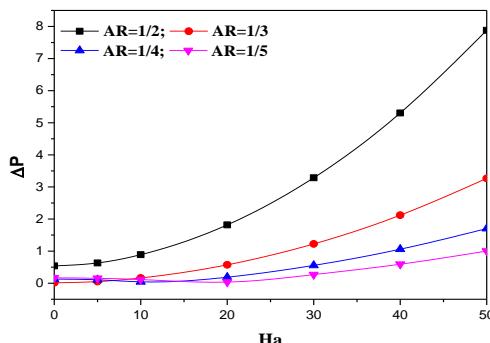


Figure 8 : Evolution de  $\Delta P$  avec le nombre de Hartmann pour différents AR à  $R=0.2$ .

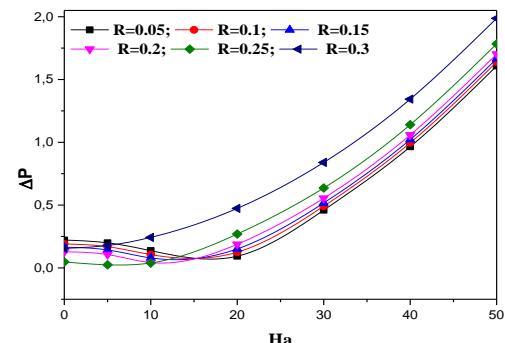


Figure 9 : Evolution de  $\Delta P$  avec le nombre de Hartmann pour différents R à  $AR=1/4$ .

## 6. Conclusion

Le présent travail est une simulation numérique du transfert de chaleur par convection forcée d'un nanofluide  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{eau}$  dans un canal à parois ondulées présentant un jet à l'entrée et équipé de trois sources de chaleur, maintenues à une densité de flux de chaleur constante, organisées alternativement sur les parois supérieure et inférieure. Un obstacle solide de section circulaire

est placé au centre, en présence d'un champ magnétique uniforme localisé sur la dernière partie du canal. Les résultats obtenus ont été exploités en mettant en évidence l'influence de certains paramètres pertinents tels que le taux d'ouverture à l'entrée du canal AR, le rayon de l'obstacle R et l'intensité du champ magnétique exprimée par le nombre de Hartmann Ha. Les principaux résultats de cette étude peuvent se résumer comme suit :

- L'augmentation du nombre de Hartmann améliore le transfert thermique et affecte sur la dernière source.
- Le rapport d'ouverture agit sur la première source et a un effet significatif sur les performances thermique.
- La réduction du rapport d'ouverture AR réduit efficacement la chute de pression.

## Références

- [1] Mousavi SS, Hooman K. Heat and fluid flow in entrance region of a channel with staggered baffles. *Energy Convers Manag*, (2006), 47:2011–9.
- [2] Wu W, Ching CY. Laminar natural convection in an air-filled square cavity with partitions on the top wall. *Int J Heat Mass Transf*, (2010), 53:1759–72.
- [3] Deng QH, Zhou J, Mei C, Shen YM. Fluid, heat and contaminant transport structures of laminar double-diffuse mixed convection in a two-dimensional ventilated enclosure. *Int J Heat Mass Transf*, (2004), 47:5257–69.
- [4] Bahlaoui A, Raji A, Hasnaoui M, Naimi M, Makayssi T, Lamsaadi M. Mixed convection cooling combined with surface radiation in a partitioned rectangular cavity. *Energy Convers Manag*, (2009), 50:626–35.
- [5] Naphon P, Nakharintr L, Wiriyasart S. Continuous nanofluids jet impingement heat transfer and flow in a micro-channel heat sink. *Int J Heat Mass Transf*, (2018), 126:924–32.
- [6] Rashidi S, Mahian O, Languri EM. Applications of nanofluids in condensing and evaporating systems: a review. *J Therm Anal Calorim*, (2018), 131:2027–39.
- [7] Rashidi S, Karimi N, Mahian O, Esfahani JA. A concise review on the role of nanoparticles upon the productivity of solar desalination systems. *J Therm Anal Calorim*, (2019), 135:1145–59.
- [8] Mahian O, Kolsi L, Amani M, Estelle P, Ahmadi G, Kleinstreuer C, Marshall JS, Siavashi M, Taylor RA, Niazmand H, Wongwises S, Hayat T, Kolanjiyil A, Kasaeian A, Pop I. Recent advances in modeling and simulation of nanofluid flows-part I: *fundamental and theory*. *Phys Rep*, (2019), 790:1–48.
- [9] S. Hussain, M. Jamal, C. Maatki, K. Ghachem, L. Kolsi, MHD mixed convection of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ –Cu–water hybrid nanofluid in a wavy channel with incorporated fixed cylinder, *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 144 (2021), 2219–2233.
- [10] V. M. Job, S. R. Gunakala, Numerical study on mixed convective flow of water-based magnetite nanofluid through a wavy channel containing porous blocks under the effect of an oscillating magnetic field, *Journal of applied Mathematics and Mechanics*, 101 (2021), ZAMM E202000254.
- [11] L. Kolsi, F. Selimefendigil, K. Ghachem, T. Alqahtani, S. Algarni, Multiple impinging jet cooling of a wavy surface by using double porous fins under non-uniform magnetic field, *Mathematics*, 10 (2022), 638.
- [12] M. M. Ali, S. Rushd, R. Akhter, M. A. Alim, Magneto-hydrodynamic mixed convective heat transfer in a nanofluid filled wavy conduit with rotating cylinders, *Alexandria Engineering Journal*, 29, (2022), 486–501.
- [13] R. Akhter, M. M. Ali, M. A. Alim, Magnetic field impact on double diffusive mixed convective hybrid-nanofluid flow and irreversibility in porous cavity with vertical wavy walls and rotating solid cylinder, *Results in Engineering*, 19 (2023), 101292.

# Stockage d'énergie par pompage thermique multi-énergétique low-tech à faible empreinte carbone en milieu minier : revue critique de la faisabilité du stockage en lit garni par pulvérisation d'huile thermique sur des roches locales

Sullivan DURAND<sup>1\*</sup>, Didier HAILLOT<sup>1</sup>, Daniel R. ROUSSE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Groupe de Recherche en Technologies de l'Énergie et en Efficacité Énergétique (t3e)

École de technologie supérieure - 1100, rue Notre-Dame Ouest, Montréal, Québec H3C 1K3, Canada

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : sullivan.durand.1@ens.etsmtl.ca)

**Résumé** - Le stockage d'énergie par pompage thermique multi-énergétique se positionne comme une solution privilégiée pour le stockage énergétique en milieu minier. L'intégration du stockage en lit garni par pulvérisation d'huile thermique sur des roches extraites à proximité permettrait de réduire la période de retour sur investissement et l'impact environnemental du système. Cette revue examine la recherche actuelle sur ces systèmes et propose une analyse critique de la faisabilité de l'intégration du stockage en lit garni par pulvérisation d'huile thermique sur des roches extraites localement.

## 1. Introduction

Les émissions de CO<sub>2</sub> causées par les activités humaines sont principalement responsables des changements climatiques. L'industrie minière occupe une place prépondérante dans ce constat en tant que l'un des plus grands consommateurs mondiaux d'énergie, représentant environ 10% de la consommation mondiale [1], et contribuant à hauteur d'environ 6% des émissions de gaz à effet de serre (GES) [2]. Cette situation est principalement due à l'utilisation de combustibles fossiles, correspondant à 62% de l'énergie finale consommée [3]. Afin de réduire son impact environnemental, il est inévitable que le mode de fonctionnement de l'industrie minière évolue vers la production d'énergie locale à partir de sources renouvelables (ENR). Cependant, ces technologies se distinguent par leur caractère intermittent. Par ailleurs, l'un des enjeux significatifs de cette industrie réside dans le fait qu'environ 40% de l'énergie finale consommée est dissipée sous forme de chaleur [4]. Une solution permettant de valoriser ces pertes thermiques tout en résolvant la problématique d'intermittence des technologies ENR consiste à déployer des systèmes de stockage d'énergie par pompage thermique (PTES : *Pumped Thermal Energy Storage*, Stockage d'énergie par pompage thermique) multi-énergétiques [5]. Malgré son potentiel, l'adoption de cette technologie est entravée par son coût, largement influencé par celui du stockage [6]. Une approche récente dans le domaine du stockage thermique consiste à utiliser un lit garni pulvérisé, où le fluide caloporteur est dispersé sur le support plutôt que de l'immerger complètement [7]. Parallèlement, en raison de l'isolement inhérent aux sites miniers, il est pertinent d'explorer des solutions low-tech à faible empreinte carbone. Dans cette optique, l'utilisation de roches extraites localement en tant que support de stockage représente une option envisageable. En conséquence, cet article propose une analyse critique de la faisabilité de l'intégration du stockage en lit garni par pulvérisation (STPB : *Spray Type Packed Bed* - Lit garni pulvérisé) d'huile thermique sur des roches au sein d'un système PTES multi-énergétique. Les principes des systèmes PTES multi-énergétiques et de la pulvérisation seront introduits au sein d'une courte revue de littérature, suivie d'une analyse critique et d'une conclusion.

## 2. Revue de littérature

Ce paragraphe a pour objectif de présenter les principes de fonctionnement et l'état actuel des systèmes PTES, ainsi que du STPB. Elle offre les éléments clés nécessaires à la compréhension de l'analyse critique qui sera développée dans la section suivante.

### 2.1. Systèmes PTES multi-énergétiques

Les systèmes PTES s'inscrivent dans le contexte plus large des batteries de Carnot, lesquelles définissent des systèmes de stockage de l'énergie électrique convertie en énergie thermique pendant une phase de charge, puis restituée lors de la décharge [8]. Leur principe de fonctionnement repose sur la création d'une différence de température entre deux réservoirs : le réservoir basse température (BT) et le réservoir haute température (HT). Lors de la charge, l'énergie électrique est transformée en énergie thermique et stockée dans les réservoirs, ou dans l'un d'entre eux. Lors de la décharge, l'énergie thermique est libérée, permettant à la chaleur de circuler du réservoir HT vers le réservoir BT. Ce flux thermique alimente un moteur thermique, le convertissant en travail, puis en électricité à travers un alternateur. Ainsi, une fraction de l'énergie électrique initiale est récupérée. Les systèmes PTES se démarquent par leur simplicité, leur efficacité, et des caractéristiques qui pallient les limitations des technologies de stockage actuelles : indépendance géographique et durée de vie significative [5].

La littérature scientifique identifie deux catégories de systèmes, selon le cycle thermodynamique employé lors de la phase de décharge : les systèmes PTES Brayton et Rankine. Chacun de ces systèmes est conçu pour répondre à une plage spécifique de température de stockage. Les systèmes PTES Brayton sont privilégiés pour le stockage à des températures moyennes et élevées, tandis que les PTES Rankine sont adaptés au stockage à des températures basses et moyennes (jusqu'à 400°C) [9].

Pour caractériser l'efficacité de ces systèmes, un indicateur couramment utilisé est l'efficacité aller-retour. Cette efficacité est définie comme le rapport entre l'énergie électrique restituée et l'énergie électrique fournie au cours d'un cycle complet de charge/décharge (voir Formule 1).

$$\eta = \frac{E_{\text{Décharge}}}{E_{\text{Charge}}} = \eta_{\text{Charge}} \times \eta_{\text{Stockage}} \times \eta_{\text{Décharge}} \quad (1)$$

Les systèmes PTES Rankine sont largement prédominants dans la littérature scientifique et dans les applications pratiques en raison de leur mise en œuvre aisée et de coûts réduits par rapport aux PTES Brayton [10]. Une efficacité aller-retour comprise entre 60 et 70% est souvent mentionnée. La phase de charge peut être effectuée à l'aide d'une pompe à chaleur ou de résistances électriques, bien qu'une diminution de l'efficacité du système soit observée dans ce cas [8]. Le système comprend généralement deux réservoirs de stockage de chaleur (HT et BT) et quatre machines : un compresseur et un détendeur pour le cycle de charge, ainsi qu'une pompe et un détendeur pour le cycle de décharge ; le cycle de Rankine utilisant une pompe (voir Figure 1). Des configurations réversibles ont également été explorées [11]. Le choix du type de stockage et des matériaux varie selon l'application. Cependant, la littérature privilégie souvent le stockage latent alors que dans la pratique, le stockage sensible est prédominant (sels fondus, lits garnis, etc.). Une configuration économique couramment adoptée pour les systèmes PTES Rankine consiste en un seul réservoir chaud, exploitant l'environnement comme réservoir froid [12].

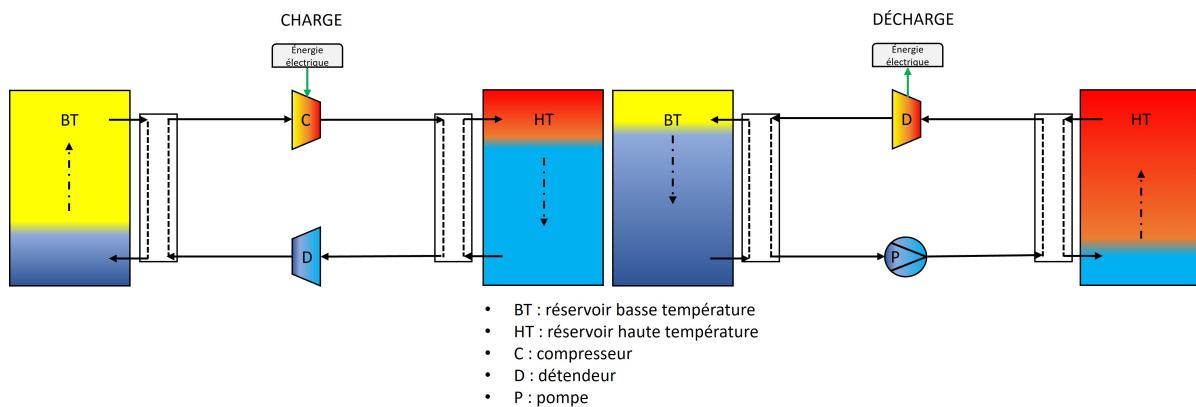


Figure 1 : Charge et décharge d'un système PTES Rankine, adapté de [9]

Les systèmes PTES multi-énergétiques représentent une amélioration des systèmes PTES évoqués précédemment. L'idée fondamentale est d'utiliser le système de stockage en tant que plateforme de gestion multi-énergétique, permettant une intégration complète de plusieurs vecteurs d'énergie et autorisant une restitution multiple : le système absorbe et produit de l'énergie électrique et thermique. Il se distingue ainsi des systèmes PTES classiques (voir Figure 2 et Figure 3). Des efficacités aller-retour dépassant 100% sont souvent mentionnées [13]. Il est crucial de souligner que l'efficacité aller-retour fait référence au rapport "énergie sortie/énergie entrée" et ne prend pas en compte l'apport de chaleur supplémentaire (voir Formule 1). Dans ce contexte, il serait nécessaire de définir un nouveau rendement prenant en considération cet apport de chaleur. Cependant, la littérature scientifique s'est entendue sur la validité de l'utilisation du rendement aller-retour.

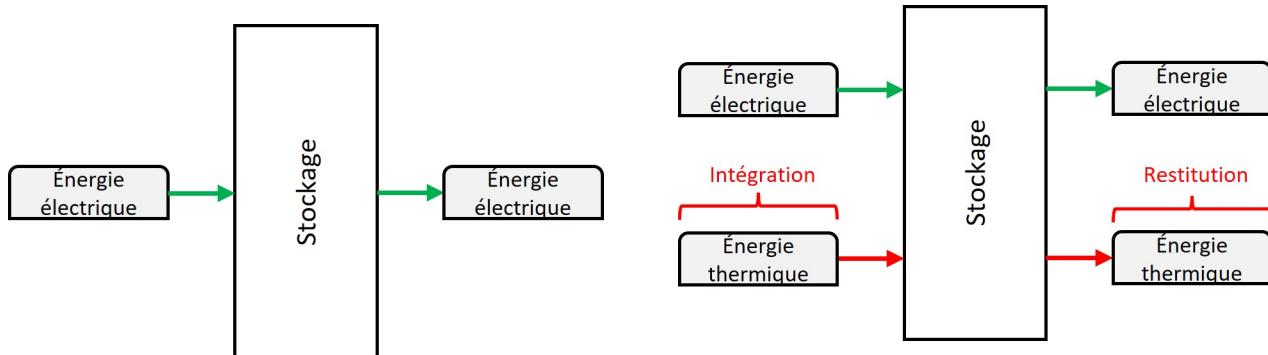


Figure 2 : Principe de fonctionnement des systèmes PTES "classiques", adapté de [14]

Figure 3 : Principe de fonctionnement des systèmes PTES multi-énergétiques, adapté de [14]

Les systèmes PTES Rankine, en raison de leur faible température de stockage, présentent une opportunité d'exploiter les flux de chaleur perdus pour améliorer leurs performances (intégration thermique). La configuration optimale implique l'utilisation de chaleur de faible qualité pour réduire la différence de température entre l'évaporation/condensation pendant le processus de charge [8]. Le réservoir BT est physiquement supprimé, et la source de chaleur résiduelle est employée pour évaporer le fluide de travail pendant la charge (voir Figure 4). Bien que les systèmes PTES Rankine soient particulièrement adaptés à l'intégration thermique, cette approche est également envisageable pour les systèmes PTES Brayton, à condition que la source de chaleur atteigne des niveaux élevés de température [15].

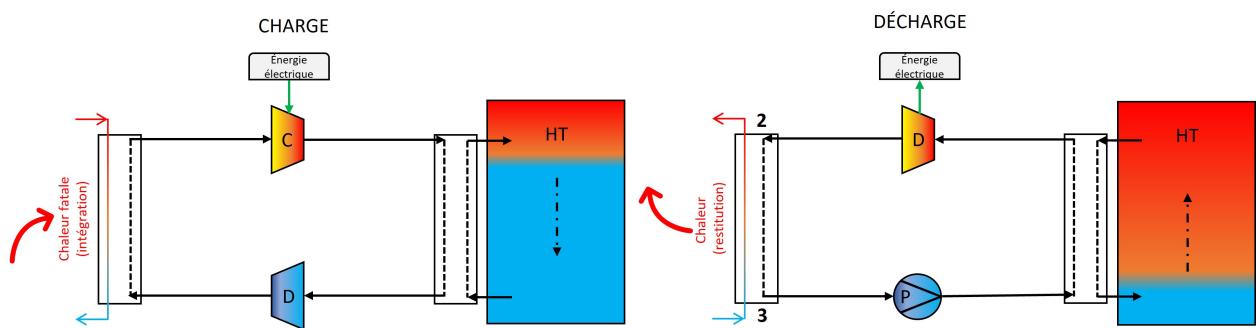


Figure 4 : Intégration et restitution thermique au sein d'un système PTES Rankine, adapté de [13]

Concernant le processus de restitution, la majorité des auteurs suggèrent l'exploitation de la chaleur en sortie du détendeur du cycle de décharge (voir Figure 4) [16][17]. Ainsi, l'énergie thermique résiduelle produite après la génération électrique est valorisée. Cependant, la restitution n'est réalisable que pendant la phase de décharge, et le système seul ne peut fournir un apport continu de chaleur. Une alternative envisageable consiste à utiliser un deuxième réservoir de stockage spécifiquement dédié à l'intégration et à la restitution thermique [5]. Cette option manque toutefois d'études approfondies quant à sa mise en œuvre, et les coûts de stockage augmentent, constituant ainsi un obstacle à l'adoption généralisée du système.

Peu d'études ont examiné en détail les performances des systèmes PTES multi-énergétiques, et les analyses se limitent parfois à une évaluation thermodynamique qui offre uniquement un aperçu des performances du système dans des conditions de conception, négligeant ainsi les études économiques et environnementales. La littérature scientifique souligne unanimement la problématique des coûts associés au système [6]. Plus précisément, le stockage représente environ 30% du coût global [18]. Ainsi, l'adoption du système dépend nécessairement d'une réduction des coûts liés au stockage. L'un des principaux défis est donc de trouver une solution de stockage énergétiquement efficace, abordable et idéalement à faible impact environnemental. Un stockage à faible coût mais fonctionnant à des températures proches de 400°C requiert inévitablement l'utilisation d'un stockage sensible. Le stockage en lit garni apparaît alors comme la solution privilégiée.

## 2.2. Stockage en lit garni par pulvérisation d'huile thermique

Les fluides caloporteurs les plus couramment utilisés pour le stockage thermique sensible en lit garni sont les huiles thermiques, les sels fondus et l'eau [19]. Les fluides caloporteurs liquides présentent des performances de transfert de chaleur plus élevées que les fluides gazeux et réduisent les pertes de pression à des débits élevés. Bien que l'eau soit facilement disponible, sa plage de température de fonctionnement est limitée. Par opposition, bien que les huiles thermiques et les sels fondus puissent fonctionner à des températures plus élevées, leurs coûts et les grandes quantités utilisées limitent leur utilisation. Pour une application donnée, les huiles thermiques restent privilégiées en raison de la température de solidification conséquente des sels fondus [19].

Cependant, un volume de fluide important est nécessaire pour remplir le lit garni, représentant entre 36 et 42% du volume du réservoir [7]. Dans le but de garantir à la fois un transfert de chaleur efficace, des coûts réduits et un impact environnemental limité, la technologie STPB a été proposée, avec pour objectif de minimiser la quantité de fluide présente dans le système [20].

Le stockage en lit garni par pulvérisation se compose de quatre éléments principaux : un réservoir renfermant le matériau de stockage, le fluide caloporteur, et un gaz, ainsi qu'un dispositif de pulvérisation (voir Figure 5). Dans ce système, la force de gravité est exploitée pour faire circuler le fluide caloporteur à travers le lit, occupant ainsi une fraction réduite du volume par rapport à un lit garni classique, où les vides entre les particules sont remplis (voir Figure 6). Le réservoir abrite ainsi trois phases distinctes : une phase solide (le matériau de stockage), une phase liquide (le fluide caloporteur) et une phase gazeuse (comblant l'espace entre les phases solide et liquide). Lors des phases de charge et décharge, le fluide est pulvérisé vers le sommet du lit sous forme de gouttelettes, s'écoulant à travers les interstices entre les particules de stockage sous forme d'écoulement filmique, entraîné par la gravité.

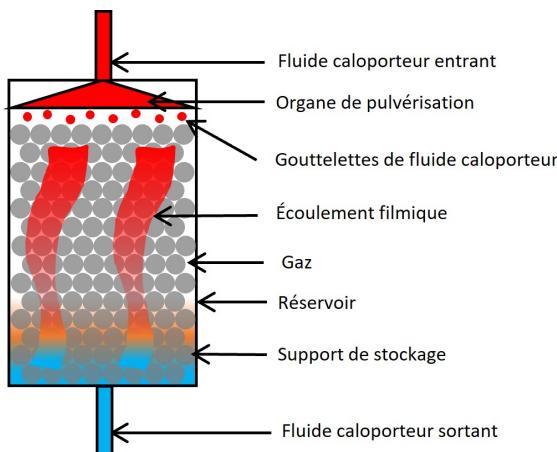


Figure 5 : Structure d'un lit garni par pulvérisation, adapté de [21]

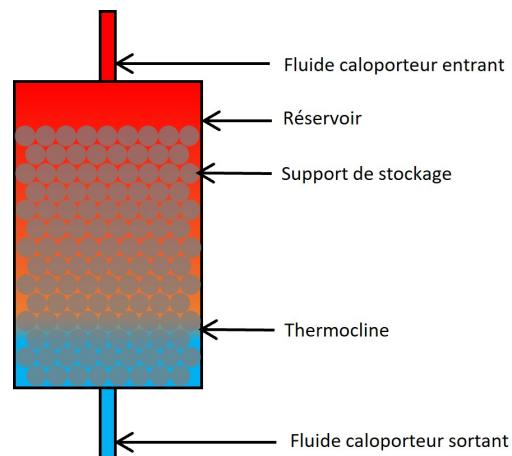


Figure 6 : Structure d'un lit garni conventionnel, adapté de [21]

En dépit du potentiel de ce type de stockage, très peu d'études ont été réalisées. Xie et al. [21] ont initialement proposé ce concept et mené une étude sur un dispositif expérimental utilisant de l'huile thermique, des particules sphériques en aluminium et de l'azote comme gaz. Le choix de l'huile thermique est motivé par les considérations abordées précédemment. Les sphères en aluminium sont sélectionnées en raison de leur capacité thermique élevée, de leur conductivité thermique favorable, de leur stabilité et de leur forme régulière. L'azote est utilisé pour éviter les problématiques de stabilité. Ces trois matériaux sont systématiquement employés dans l'ensemble des recherches portant sur le système. Les chercheurs ont étudié la rétention statique et dynamique de liquide dans le lit garni, contribuant à évaluer la quantité de fluide caloporteur. Les résultats de l'étude indiquent une réduction de 75% de la quantité d'huile par rapport à un lit garni classique, pour des conditions de fonctionnement similaires. L'étude démontre également une nette réduction des coûts par rapport à d'autres systèmes de stockage, avec une diminution de plus de 50% par rapport au lit garni conventionnel. Lin et al. [22] se sont concentrés sur les performances et la perte de charge de l'organe de distribution, proposant un principe de conception et un modèle de perte de charge. Bai et al. [20] ont proposé un modèle numérique transitoire validé sur un prototype expérimental du système à l'échelle du mégawatt. Les résultats expérimentaux ont révélé une efficacité énergétique comprise entre 90 et 98,8% (correspondant au rendement de stockage dans la Formule 1), et une efficacité exergétique comprise entre 75 et 88,9%. Lin et al. [23] ont étudié l'évolution de la thermocline au sein du système à l'aide d'un prototype à l'échelle du kilowatt. Lin et al. [7] ont finalement examiné le transfert de chaleur au sein du STPB à l'aide de ce dispositif et ont proposé une corrélation pour caractériser le coefficient de transfert de chaleur. Les conclusions de l'étude indiquent que le transfert de chaleur est comparable à celui d'un lit garni classique.

### 3. Analyse critique

La section précédente a présenté les principes de fonctionnement et a dressé un état de l'art des systèmes PTES multi-énergétiques et du STPB. Cette partie propose dans un premier temps une analyse critique sur la faisabilité de l'intégration de ce type de stockage au sein d'un système PTES multi-énergétique. Par la suite, l'utilisation de la roche en substitution des sphères en aluminium sera abordée.

La faisabilité de l'intégration du STPB au sein d'un système PTES repose d'abord sur une considération énergétique. Étant donné que l'objectif principal du système est de convertir l'énergie thermique stockée en énergie électrique, le lit garni pulvérisé doit être en mesure de maintenir une température de fluide suffisamment élevée en sortie. Dans le cadre du stockage en lit garni conventionnel, des zones chaudes et froides coexistent dans le même espace, séparées par un gradient thermique appelé "thermocline" (voir Figure 6). L'efficacité du système est étroitement liée à la présence de cette thermocline. L'objectif est de minimiser son épaisseur, assurant une stratification permettant de maintenir une température élevée et constante à la sortie du stockage. Le maintien de cette stratification dépend notamment de la direction du fluide, choisie pour suivre la stratification naturelle due à la variation de masse volumique avec la température. Ainsi, dans le cas d'un lit garni conventionnel, le fluide circule vers le bas pendant le processus de charge et vers le haut pendant le processus de décharge. Cependant, dans le cas du STPB, il est impossible que le fluide remonte pendant la décharge en raison du principe gravitaire du stockage : dans tous les cas, la circulation se déroule de manière descendante. Par conséquent, un problème de maintien de la thermocline pourrait survenir, entraînant une diminution de la température de sortie et compromettant le processus. Cependant, l'étude menée par Lin et al. [23] a démontré que la thermocline est présente, stable et se reconstruit à chaque cycle, assurant ainsi l'efficacité du système. Il est toutefois important de noter que peu d'études ont été réalisées, et le STPB n'a jamais été évalué dans le contexte de la production d'énergie électrique, encore moins au sein d'un système PTES.

La faisabilité repose également sur des considérations économiques et environnementales, découlant de la réduction de la quantité de fluide caloporteur. Toutefois, les études abordées dans la section 2.2 n'incluent pas d'évaluation économique et environnementale approfondie de l'impact de cette réduction. Bien qu'une comparaison des coûts de construction avec d'autres types de stockage ait été présentée [21], cette étude ne démontre pas clairement l'avantage économique à long terme du système. Ces considérations dépendent également de la dégradation du fluide caloporteur et du support de stockage, des aspects qui n'ont pas été évalués. Dans le cadre d'un stockage en lit garni conventionnel, Molina [24] a démontré que les variations des propriétés thermophysiques des huiles thermiques ne sont pas significatives au fil du temps, et que l'influence des propriétés du fluide sur le comportement global du stockage était limitée, sauf en ce qui concerne les pertes de charge, qui dépendent fortement de la viscosité du fluide. Cependant, le STPB implique une réduction de 75% de la quantité de fluide, ce qui pourrait avoir un impact significatif sur les performances du système. De plus, le travail de Molina ne couvre pas la dégradation du support de stockage, et Lin et al. [7] ont démontré que la vitesse réelle du fluide à la surface du support de stockage est supérieure à celle des lits garnis classiques. Par conséquent, les conditions de fonctionnement du STPB étant significativement différentes de celles des lits garnis classiques, la caractérisation du vieillissement de l'huile thermique et du support de stockage ne peut être prédite et doit être examinée. Cette évaluation est essentielle pour conclure sur les avantages économiques et environnementaux de ce type de stockage.

En raison de l’isolement caractéristique des sites miniers et dans l’optique de favoriser une gestion circulaire de l’exploitation tout en réduisant l’impact environnemental du système, il serait intéressant d’évaluer l’utilisation de roches extraites localement comme support de stockage. Cette perspective soulève plusieurs points qui nécessitent une attention particulière. Étant donné que la capacité et la conductivité thermique des roches sont inférieures à celles de l’aluminium [24], une étude approfondie est nécessaire pour évaluer la faisabilité énergétique de cette substitution. Selon le type de roche, la porosité du matériau peut être supérieure à celle des sphères en aluminium utilisées jusqu’à présent. Or, la quantité de fluide nécessaire au fonctionnement du système, déterminée en fonction de la rétention de liquide [21], dépend de cette porosité. Ainsi, la quantité de fluide requise dans le système pourrait augmenter, entraînant une diminution de son attrait. Par ailleurs, les effets de vieillissement doivent être pris en considération, les roches étant moins résistantes que les sphères en aluminium et leur forme étant moins régulière. Ce manque de régularité pourrait générer des problèmes de fluidité de l’écoulement, accélérant ainsi le vieillissement du fluide et de la roche. Jusqu’à présent, aucune étude n’a examiné avec précision la dégradation du support de stockage, même dans le cas des lits garnis classiques [24].

## 4. Conclusion

Cette revue présente les principes de fonctionnement ainsi que de l’état actuel des recherches sur les systèmes PTES multi-énergétiques et le STPB. L’analyse de la littérature suggère que les systèmes PTES multi-énergétiques sont particulièrement adaptés à un contexte minier. Leur intérêt est triple : (1) ils permettent de résoudre les problèmes liés à l’intermittence des technologies ENR ; (2) optimisent l’utilisation des rejets de chaleur fatale ; et (3) assurent l’asservissement en température d’autres processus. L’intégration du STPB se dégage comme une option envisageable, offrant des perspectives prometteuses pour la réduction des coûts et de l’impact environnemental du système. Elle permet : (1) une réduction de plus de 75% de la quantité de fluide caloporteur par rapport au lit garni conventionnel ; (2) une diminution des consommations énergétiques des pompes ; et (3) une baisse des coûts de construction par rapport aux solutions de stockage traditionnelles. Cependant, malgré ces avantages apparents, des recherches approfondies sont impératives pour mieux appréhender ce type de stockage, notamment en termes d’intérêt économique et environnemental. L’utilisation d’un support rocheux comme alternative à l’aluminium nécessite des études expérimentales. Ces recherches visent à fournir des données pour l’établissement d’un modèle permettant une évaluation de la faisabilité énergétique, économique et environnementale de cette approche.

## Références

- [1] Pouresmaiei, M., Ataei, M., Nouri Qarahasanlou, A. & Barabadi, A., Integration of Renewable Energy and Sustainable Development with Strategic Planning in the Mining Industry, *Results in Engineering*, vol. 20, p. 101412, (2023). DOI : 10.1016/j.rineng.2023.101412
- [2] Farjana, S. H., Huda, N., Parvez Mahmud, M. A. & Saidur, R., A Review on the Impact of Mining and Mineral Processing Industries through Life Cycle Assessment, *Journal of Cleaner Production*, vol. 231, pp. 1200–1217, (2019). DOI : 10.1016/j.jclepro.2019.05.264
- [3] Maennling, N. & Toledano, P., The Renewable Power of the Mine, (2018). DOI : 10.2139/ssrn.3661616
- [4] Kalantari, H., Amiri, L. & Ghoreishi-Madiseh, S. A., Analysis of the Performance of Direct Contact Heat Exchange Systems for Application in Mine Waste Heat Recovery, *International Journal of Energy Research*, vol. 46, no. 1, pp. 290–307, (2022). DOI : 10.1002/er.6734
- [5] Steinmann, W.-D., Bauer, D., Jockenhöfer, H. & Johnson, M., Pumped Thermal Energy Storage (PTES) as Smart Sector-Coupling Technology for Heat and Electricity, *Energy*, vol. 183, pp. 185–90, (2019). DOI : 10.1016/j.energy.2019.06.058

- [6] Sharma, S. & Mortazavi, M., Pumped Thermal Energy Storage : A Review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 213, p. 124286, (2023). DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124286
- [7] Lin, L., Wang, L., Bai, Y., Lin, X., Zhang, S., Ge, Z. & Chen, H., Heat Transfer Characteristics of the Innovative Spray-Type Packed Bed Thermal Energy Storage : An Experimental Study, *Journal of Energy Storage*, vol. 73, p. 108573, (2023). DOI : 10.1016/j.est.2023.108573
- [8] Dumont, O., Frate, G. F., Pillai, A., Lecompte, S., De paepe, M. & Lemort, V., Carnot Battery Technology : A State-of-the-Art Review, *Journal of Energy Storage*, vol. 32, p. 101756, (2020). DOI : 10.1016/j.est.2020.101756
- [9] Vecchi, A., Knobloch, K., Liang, T., Kildahl, H., Sciacovelli, A., Engelbrecht, K., Li, Y. & Ding, Y., Carnot Battery Development : A Review on System Performance, Applications and Commercial State-of-the-Art, *Journal of Energy Storage*, vol. 55, p. 105782, (2022). DOI : 10.1016/j.est.2022.105782
- [10] Novotny, V., Basta, V., Smola, P. & Spale, J., Review of Carnot Battery Technology Commercial Development, *Energies*, vol. 15, no. 2, p. 647, (2022). DOI : 10.3390/en15020647
- [11] Steger, D., Regensburger, C., Eppinger, B., Will, S., Karl, J. & Schlücker, E., Design Aspects of a Reversible Heat Pump - Organic Rankine Cycle Pilot Plant for Energy Storage, *Energy*, vol. 208, p. 118216, (2020). DOI : 10.1016/j.energy.2020.118216
- [12] Abarr, M., Hertzberg, J. & Montoya, L. D., Pumped Thermal Energy Storage and Bottoming System Part B : Sensitivity Analysis and Baseline Performance, *Energy*, vol. 119, pp. 601–11, (2017). DOI : 10.1016/j.energy.2016.11.028
- [13] Dumont, O. & Lemort, V., Mapping of Performance of Pumped Thermal Energy Storage (Carnot Battery) Using Waste Heat Recovery, *Energy*, vol. 211, p. 118963, (2020). DOI : 10.1016/j.energy.2020.118963
- [14] Frate, G. F., Ferrari, L., Sdringola, P., Desideri, U. & Sciacovelli, A., Thermally Integrated Pumped Thermal Energy Storage for Multi-Energy Districts : Integrated Modelling, Assessment and Comparison with Batteries, *Journal of Energy Storage*, vol. 61, p. 106734, (2023). DOI : 10.1016/j.est.2023.106734
- [15] Zhang, H., Wang, L., Lin, X. & Chen, H., Combined Cooling, Heating, and Power Generation Performance of Pumped Thermal Electricity Storage System Based on Brayton Cycle, *Applied Energy*, vol. 278, p. 115607, (2020). DOI : 10.1016/j.apenergy.2020.115607
- [16] Trebilcock f, Ramirez, Pascual C, Weller T, Lecompte S, & Hassan A. H, Development of a Compressed Heat Energy Storage System Prototype, (2020).
- [17] Scharrer, D., Bazan, P., Pruckner, M. & German, R., Simulation and Analysis of a Carnot Battery Consisting of a Reversible Heat Pump/Organic Rankine Cycle for a Domestic Application in a Community with Varying Number of Houses, *Energy*, vol. 261, p. 125166, (2022). DOI : 10.1016/j.energy.2022.125166
- [18] Hu, S., Yang, Z., Li, J. & Duan, Y., Thermo-Economic Analysis of the Pumped Thermal Energy Storage with Thermal Integration in Different Application Scenarios, *Energy Conversion and Management*, vol. 236, p. 114072, (2021). DOI : 10.1016/j.enconman.2021.114072
- [19] Alva, G., Lin, Y. & Fang, G., An Overview of Thermal Energy Storage Systems, *Energy*, vol. 144, pp. 341–78, (2018). DOI : 10.1016/j.energy.2017.12.037
- [20] Bai, Y., Wang, L., Lin, L., Lin, X., Peng, L. & Chen, H., A Performance Analysis of the Spray-Type Packed Bed Thermal Energy Storage for Concentrating Solar Power Generation, *Journal of Energy Storage*, vol. 51, p. 104187, (2022). DOI : 10.1016/j.est.2022.104187
- [21] Xie, N., Wang, L., Wang, Y., Lin, X., Lin, L., Ji, L., Sheng, Y. & Chen, H., Spray-Type Packed Bed Concept for Thermal Energy Storage : Liquid Holdup and Energy Storage Characteristics, *Applied Thermal Engineering*, vol. 160, p. 114082, (2019). DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2019.114082
- [22] Lin, L., Wang, L., Lin, X., Xie, N. & Chen, H., Experimental Investigation on the Distribution Uniformity and Pressure Drop of Perforated Plate Distributors for the Innovative Spray-Type Packed Bed Thermal Storage, *Particuology*, vol. 61, pp. 60–73, (2022). DOI : 10.1016/j.partic.2021.05.003
- [23] Lin, L., Wang, L., Bai, Y., Lin, X., Zhang, S., Ge, Z., Peng, L. & Chen, H., Experimental Study on the Storage Performance of the Innovative Spray-Type Packed Bed Thermal Energy Storage, *Applied Thermal Engineering*, vol. 219, p. 119415, (2023). DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2022.119415
- [24] Molina, S., Combinaisons Huiles/Solides Pour Le Stockage Thermocline : De l'étude Des Matériaux Au Modèle de Stockage Thermique, *Thèse de doctorat*, Pau, (2018).

## Thème 2

### Modes de transfert

---

Numerical simulation of Stirling cycle heat pumps by simple adiabatic method . . . . .	117
Etude expérimentale et numérique d'un incendie en tunnel en phase de construction . . . . .	125
Caractérisation multi-échelle des propriétés thermiques et hydriques des matériaux de construction à base de briques en terre crue . . . . .	133
Transient hygrothermal CFD model of Trombe wall system . . . . .	143
Distributed thermoelectric model of a PV module : effect of inhomogeneous boundary conditions .	151
Convection de double diffusion couplée au rayonnement, dans une cavité poreuse saturée par un fluide semi-transparent . . . . .	159
Caractérisation expérimentale et modélisation numérique du comportement hygrothermique d'un béton cellulaire . . . . .	167

---



# Numerical simulation of Stirling cycle heat pumps by simple adiabatic method

Temesgen Assefa Minale<sup>1,2\*</sup>, François Lanzetta<sup>1</sup>, Sylvie Bégot<sup>1</sup> and Muluken Z Getie<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université de Franche-Comté, CNRS, Institut FEMTO-ST, F-90000 Belfort, France

<sup>2</sup> Faculty of Mechanical and Industrial Engineering, Bahir Dar Institute of Technology, Bahir Dar University, Bahir Dar, Ethiopia

\*(Corresponding author: temesgen.minale@femto-st.fr)

**Abstract** - The current study adapted a numerical model called the simple model, which considers regenerator imperfection losses and heat conduction losses applied to the geometry of the FEMTO-60 engine. The simulation result shows the pressure drop in the regenerator, cooler, and heater at different crank angles and a performance comparison of the simple model with the ideal adiabatic and Schmidt analysis of the Stirling heat pump. The simulation results using Nitrogen as working fluid at a pressure of 2.0 MPa indicate a COP of 3.7, 6.2, and 16.9 for simple, ideal adiabatic, and Schmidt analyses, respectively.

## Nomenclature

*P* pressure, Pa

*M* mass, kg

*W* work, J

*Q* heat, J

*V* volume, m<sup>3</sup>

*T* temperature, K

*Greek symbols*

$\alpha$  phase advance angle, degree

$\beta$  pressure phase angle, degree

*Index and exponent*

*c* compression

*e* expansion

*k* cooler

*h* heater

*r* regenerator

*b* overlap

*in* input

*ch* compression/heater

*hr* heater/regenerator

*rk* regenerator/cooler

*ke* cooler/expansion

*cle* clearance

*mean* mean

*sw* swept

*cle* clearance

*wh* heater wall

*wk* cooler wall

*hp* heat pump

*cc* cubic centimeter

## 1. Introduction

Currently, the energy consumption of the building has significantly risen, and the cause of greenhouse gas emissions is due to the power source of fuel for heating and cooling applications. The residential buildings contribute 25.4% of total energy use and 20% of greenhouse gas emissions in the European Union [1, 2]. Moreover, most of the building's air conditioning systems have used vapor compression heat pumps. Even though the vapor compression type of heat pump is an existing and efficient technology for heating and cooling application it has drawn back due to the working fluid. Therefore, the Stirling cycle heat pump is an alternative heating and cooling application because of its natural working fluid and in certain situations, these devices have the potential to replace the vapor compression cycle due to its theoretical maximum efficiency [3].

A Stirling heat pump operates on the Stirling cycle, which consists of four thermodynamic processes: isothermal compression, constant volume heat rejection, isothermal expansion, and constant volume heat addition. A reliable numerical model shall be developed to estimate the power input, coefficient of performance, and other characteristics of a Stirling cycle heat pump and give valuable information for future research.

The numerical modeling of Stirling cycle devices starts from the simplest Schmidt analysis up to fourth-order computational fluid dynamics analysis techniques. Schmidt developed the first analytical numerical model for the Stirling cycle device to determine pressure distribution and forecast performance by assuming isothermal compression and expansion space [4]. Martin proposed the modified Schmidt model to show the effect of pressure drop and heat loss in performance prediction [5]. Toda et al. [6] developed a modified Schmidt model for different driving mechanisms and applied his model to gamma type Stirling engine.

Finkelstein developed the first adiabatic model; it was the most significant theoretical model in the century and he introduced the concept of conditional temperature [4]. Urieli and Berchowitz developed the ideal adiabatic and simple adiabatic model and a computer code was developed for the performance prediction of Stirling engines. Generally, researchers develop different numerical modeling techniques to predict the performance of Stirling cycle devices. Therefore, the main objective of this research paper is to compare the Schmidt, ideal adiabatic and simple adiabatic model typically for the FEMTO-60 engine geometry configuration and give valuable information for future studies.

## 2. Schmidt analysis

Schmidt numerical model is the simplest closed form analysis of Stirling cycle devices based on the isothermal compression and expansion space. The following assumptions are considered for the analysis of this model:

- The expansion space and the cooler are at isothermal process,
- The compression space and the heater are at isothermal process,
- The potential and kinetic energy of the gas is negligible,
- There is a steady state process and the properties of the working gas are constant,
- The regenerator is perfect and there is no pressure drop in the heat exchangers,
- The temperature variation in the regenerator is linear,
- Heat is transferred to the working fluid only in the hot and cold heat exchanger,
- Heat transfer to the environment is negligible,
- The volume variation in the compression and expansion space is sinusoidal.

### 2.1. Development of theoretical model equations

Gustave Schmidt developed a set of equations for a special case of sinusoidal volume variation of working space for the alpha type of Stirling cycle devices. The heat pump is configured as five components namely compression space, heater, regenerator, cooler, and expansion spaces respectively as Urieli and Berchowitz have done for the adiabatic model [4], see Fig 1. The power piston and the displacement piston of a Stirling engine of the Beta type are enclosed in the same cylinder. An effective working space volume is produced when the strokes of both pistons overlap and this volume is called overlap volume.

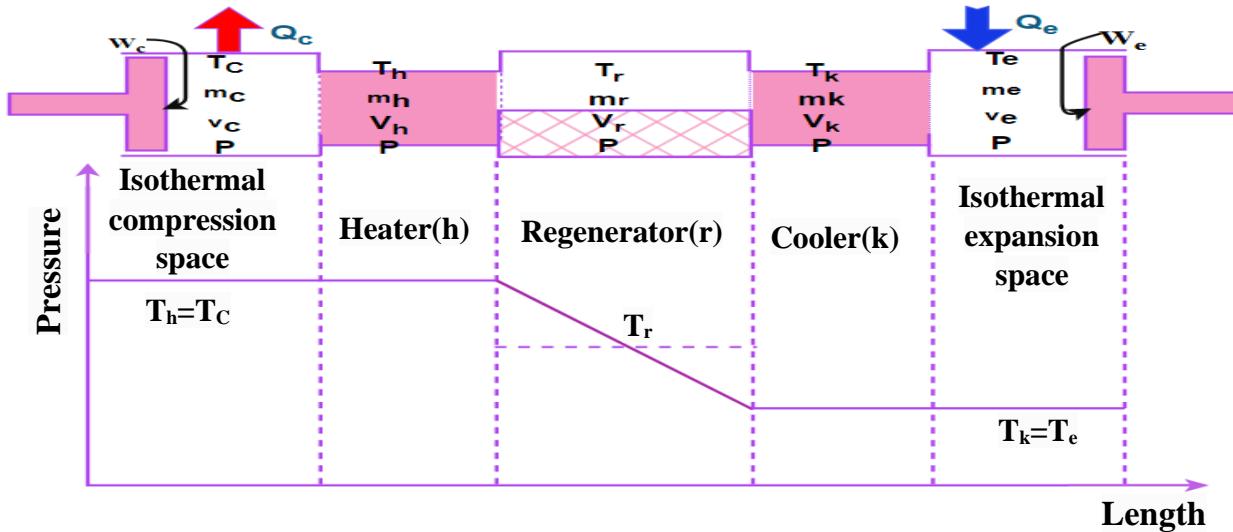


Figure 1: Isothermal temperature distribution

Parameter	Equation
Pressure and Mass	$P_{\max} = \frac{mR}{s(1-b)}, P_{\min} = \frac{mR}{s(1+b)}, P_{mean} = \frac{mR}{s(1+b^2)} \quad m = \frac{P_{mean}s\sqrt{1-b^2}}{R}$ $s = \frac{V_{swc}}{2T_h} + \frac{V_{swe}}{2T_h} + \frac{V_h}{T_h} + \frac{V_{clc}}{T_h} - \frac{V_b}{T_h} + \frac{V_r}{T_r} + \frac{V_{swe}}{2T_k} + \frac{V_{cle}}{T_k} + \frac{V_k}{T_k}$ $c = \sqrt{\left(\frac{V_{swe} - V_{swc} \cos \alpha}{2T_h} - \frac{V_{swe}}{2T_h} + \frac{V_{swe}}{2T_k}\right)^2 + \left(\frac{V_{swc} \sin \alpha}{2T_h}\right)^2} - \frac{V_{swe} \times (V_{swe} - V_{swc} \cos \alpha)}{T_h}$ $b = \frac{c}{s} \text{ and } \beta = \arctan \left( \frac{\frac{V_{swe} \sin \alpha}{2T_h}}{\frac{V_{swc} \cos \alpha}{2T_h} - \frac{V_{swe}}{2T_h} + \frac{V_{swe}}{2T_k}} \right)$
Expansion volume	$V_{cle} + 0.5V_{swe}(1+\cos\theta)$
Overlap volume	$\left[ \frac{V_{swc} + V_{swe}}{2} \right] - \sqrt{\frac{(V_{swc})^2 + (V_{swe})^2}{4} - \frac{V_{swc}V_{swe}\cos\alpha}{2}}$
Compression volume	$V_{clc} + 0.5V_{swc}(1+\cos(\theta-\alpha)) + 0.5V_{swe}(1-\cos\theta) - V_b$
Energy	$W_c = Q_c = \Pi P_{mean} \frac{\sqrt{1-b^2}-1}{b} (V_{swe}(\sin\beta) - V_{swc} \sin(\beta+\alpha))$ $W_e = Q_e = \Pi V_{swe} P_{mean} \sin\beta \frac{\sqrt{1-b^2}-1}{b}$ $W_{in} = (W_c + W_e) \quad COP_{hp} = \frac{Q_c}{W} = \frac{T_h}{T_h - T_k}$

Table 1: summarized equation for Schmidt Analysis [7]

### 3. Adiabatic Analysis

The expansion and compression temperatures in the Schmidt numerical model were kept constant with cooler and heater, respectively. This creates a paradoxical situation in which there was no heat transfer over the cycle from either the heater or the cooler means that all the heat transfer occurs in the isothermal working spaces. Therefore, in real Stirling devices, the working spaces lead to an adiabatic process rather than the isothermal process for effective heat transfer. Finkelstein developed the first adiabatic model; it was the most significant theoretical model in the century and he introduced the concept of conditional temperature [4].

There are different classifications of adiabatic numerical modeling techniques and the ideal adiabatic and simple adiabatic analysis are the two simplest models of Stirling devices. In the ideal adiabatic model, there is no loss consideration for developing its governing equation, which is called no loss analysis. Simple adiabatic analysis is the modification of the ideal adiabatic model, which considers non-ideal heat exchangers. In addition, it also considers the work loss due to pressure drop in the heat exchangers.

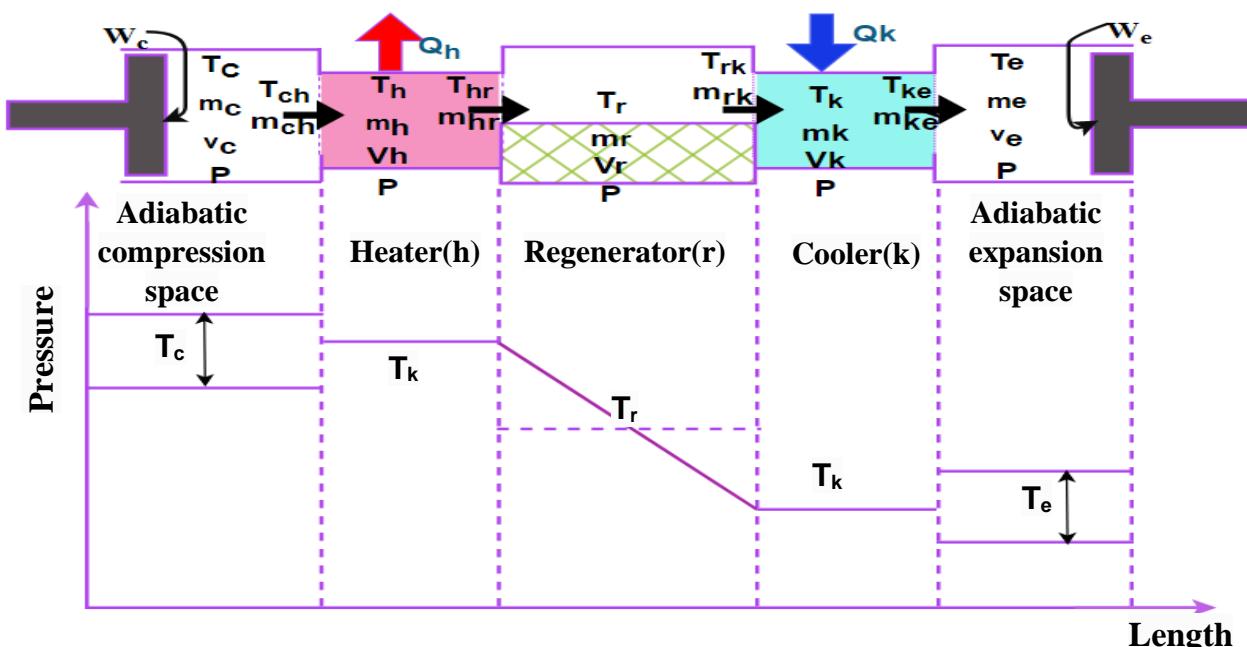


Figure 2: Adiabatic temperature distribution

The heat pump is configured by five components serially connected and the working gas in the heater/hot heat exchanger, and cooler/cold heat exchanger is kept under isothermal conditions see Fig 2. Enthalpy flows across the cells through four interfaces as a result of mass flow being compression space/heater, heater/regenerator, regenerator/cooler and cooler/expansion space.

The ideal adiabatic set of equation has 22 number of variables and 16 derivatives [7] and it is solved from  $\theta=0$  to  $360^\circ$ . The seven derivative equations ( $T_c$ ,  $T_e$ ,  $Q_h$ ,  $Q_r$ ,  $Q_k$ ,  $W_c$  and  $W_e$ ) are solved by 4<sup>th</sup> order Runge Kutta algorithm. Nine analytical variables and derivatives ( $W$ ,  $P$ ,  $V_e$ ,  $V_c$ ,  $m_c$ ,  $m_h$ ,  $m_r$ ,  $m_k$ , and  $m_e$ ) equations are solved analytically. Six conditional temperatures and mass variables ( $T_{ch}$ ,  $T_{ke}$ ,  $m_{ch}$ ,  $m_{hr}$ ,  $m_{rk}$ , and  $m_{ke}$ ) take the adjacent higher value and are calculated analytically respectively.

For simple adiabatic analysis, we consider non-ideal regenerator, pressure drop in the heat exchangers and heat transfer in heater and cooler.

**3.1. Non ideal regenerator:** The imperfection of the regenerator is defined based on number of transfer units (NTU) and expressed as [4]:

$$\varepsilon = \frac{NTU}{NTU + 1}, NTU = \frac{\vec{St}A_{wgr}}{2A}, \vec{St} = \frac{0.46Re^{0.4}}{\Pr}, Re = \frac{|g|d}{\mu}$$

$$Q_{non-ideal,r} = q_{rlloss} = (DQ_{rideal,max} - DQ_{rideal,min})(1-\varepsilon)$$

Where  $\varepsilon, k, h, A, \vec{St}, Re, Pr, g, d, \mu$  are effectiveness, thermal conductivity (W/m.k), convective heat transfer coefficient (W/m<sup>2</sup> k), area (m<sup>2</sup>), Stanton number, Reynolds number, Prandlt number, mass flux (kg/m<sup>2</sup>.s), hydraulic diameter (m) and viscosity (kg/m.s) respectively

**3.2. Heat transfer by conduction in the heater and cooler:** The conduction loss modeled by the equation below and compute the actual heat load of the heater and cooler by adding thermal loss to the energy balance equation [8]:

$$Q_{cond} = \frac{kA(T_{wh} - T_{wk})}{fL}, Q_{h,actual} = DQ_{h,ideal} + q_{rlloss} + Q_{cond}, Q_{k,actual} = DQ_{k,ideal} - q_{rlloss} - Q_{cond}$$

Where  $DQ_{h,ideal}$  is the heat rejected by the heater in ideal adiabatic analysis and from newton, law of heating and cooling the following expression could be obtained and used to update the temperature the heater and cooler at the end of the cycle.

$$Q_{h,actual} = \frac{h_h A_h (T_{wh} - T_h)}{f}, T_h = T_{wh} - \frac{f Q_{h,actual}}{h_h A} \text{ and, } Q_{k,actual} = \frac{h_k A_k (T_{wk} - T_k)}{f}, T_k = T_{wk} - \frac{f Q_{k,actual}}{h_k A_k}$$

The cooler and heater heat transfer coefficient could be obtained from the correlation as:

$$h_i = \frac{f_r \mu_i C_p}{2d_i P_{ri}} = \frac{0.0791 \mu_i C_p R_e^{0.75}}{2d_i P_{ri}}, \text{ where, } i = h, k, \text{ and, } f_r = 54 + 1.43 R_e^{0.78}$$

**3.3. Pressure drops in the heat exchangers:** The fluid has a contact with wall the heat exchangers and this contact leads to fluid friction loss or a pressure drop loss, which affect the performance of the heat pump and modeled by [7]:

$$DW_{pdi} = \int_0^{360} \left( \Delta p_i \frac{dV}{d\theta} \right) d\theta, \text{ where, } i = h, r, k, \text{ and, } \Delta p_i = \frac{2f_r \mu_i G_i V_i l}{m_i d_i^2}, G_i = \frac{\omega(G_{i,in} + G_{i,out})}{2}$$

The actual performance of the heat pump is calculated by:

$$COP_{hp,actual} = \frac{Q_{h,actual}}{W_{actual}}, \text{ where, } W_{actual} = DW_{in.} + DW_{pdi}$$

Where,  $T, l, f_r, C_p, \omega, G, V$  and  $\theta$  are temperature(k), length(m), friction factor, specific heat capacity at constant pressure (J/kg.k), angular frequency (rad/s), mass flow (kg/rad), volume and crank angle respectively.

## 4. Result and discussion

In this section, the simulation result shows the work input, energy, pressure, volume, pressure drop in the three heat exchangers and the wall and gas temperature of the working fluid at different crank angles. In addition, it shows the performance of the device for Schmidt, ideal and simple adiabatic analysis.

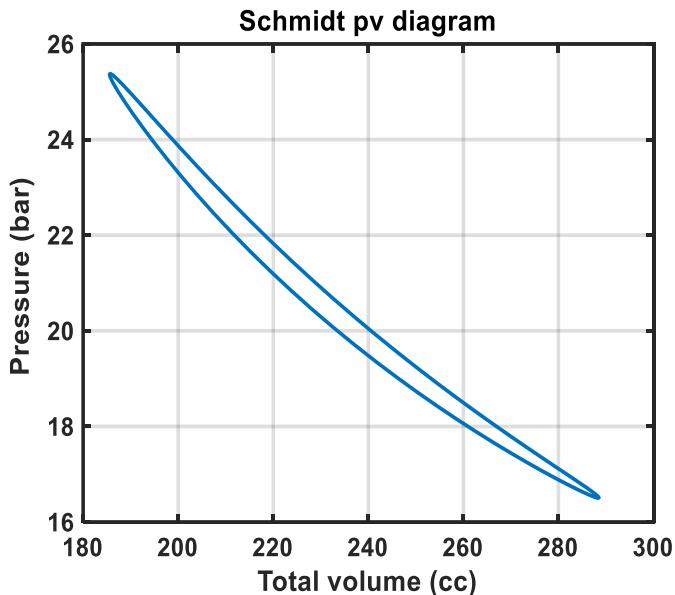


Figure 3: Pressure vs Total volume

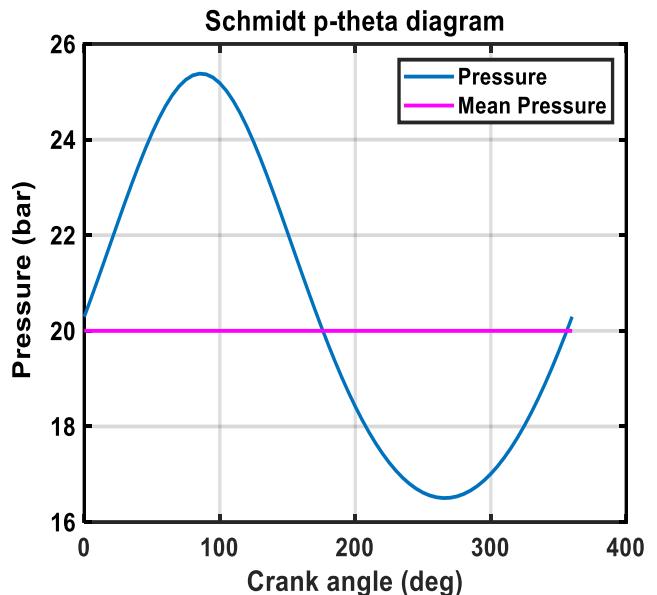


Figure 4: Pressure vs Crank angle

The area in figure 3 shows the work input for the machine and figure 4 shows the pressure variation in each crank angle and mean pressure of the machine. The performance of this device-based Schmidt analysis is 15.07 which similar to Carnot coefficient of performance.

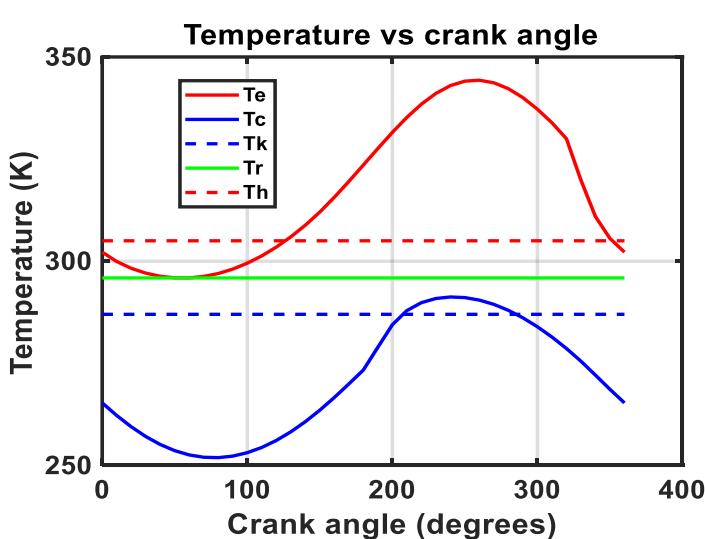


Figure 5: Temperature vs crank angle

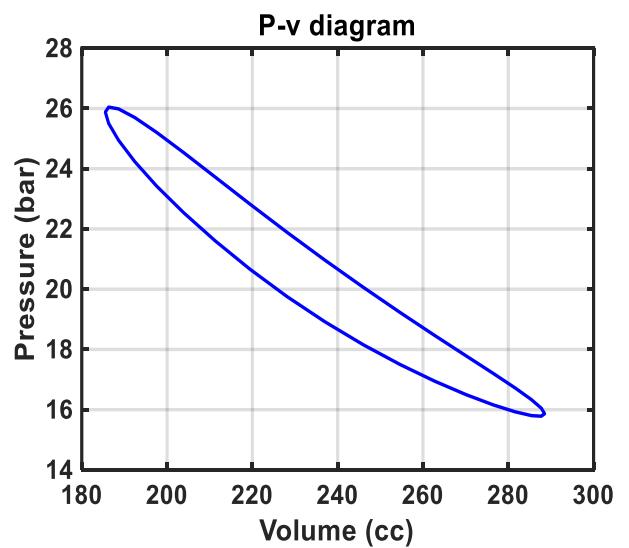


Figure 6: Pressure vs total volume

The temperature/crank angle diagram in Fig.5 shows a large cyclic temperature variation of the working fluid in the compression space between 302 K and 344 K and its mean values is greater than the heater temperature. Similarly, the mean gas temperature in the expansion space is less

than the cooler temperature. The reduction of the performance of the device from Schmidt analysis of 16.9 to 6.2 is significant variation due to its closed form solution similar to Carnot coefficient of performance for special case of sinusoidal volume variation and no loss analysis. However, for adiabatic and simple adiabatic analysis are not a closed form of equation and the set of equation is solved by numerical methods. The accumulated energy of the three heat exchangers and work is shown in Fig.7 for ideal adiabatic analysis.

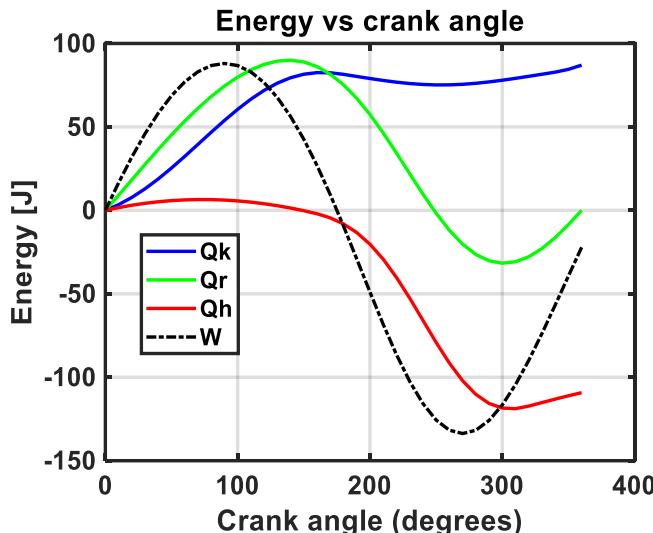


Figure 7: Energy vs crank angle

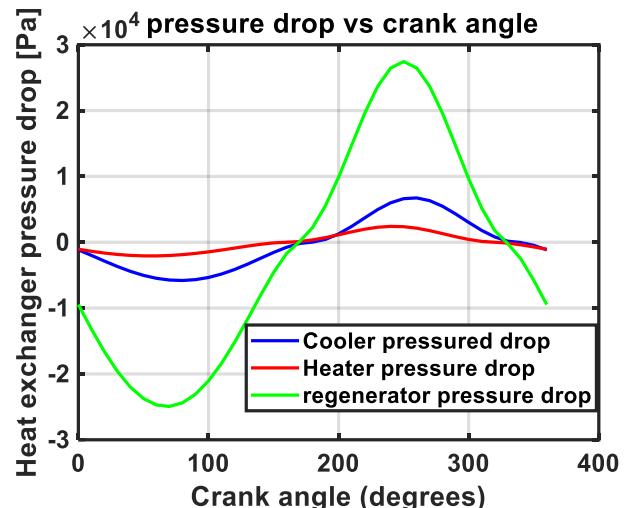


Figure 8: Pressure drop vs crank angle

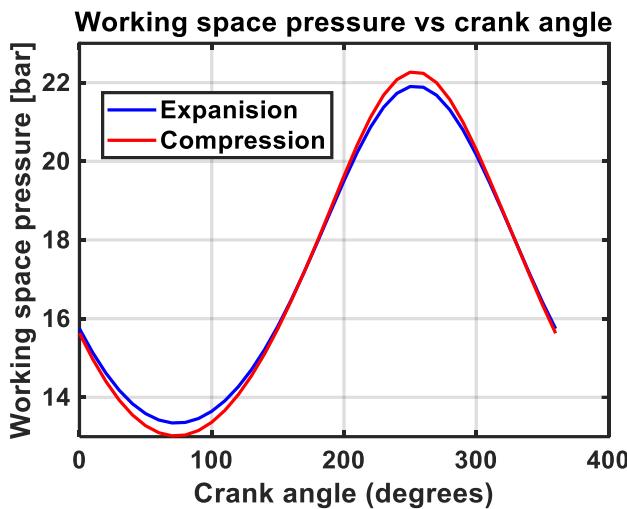


Figure 9: Pressure vs crank angle

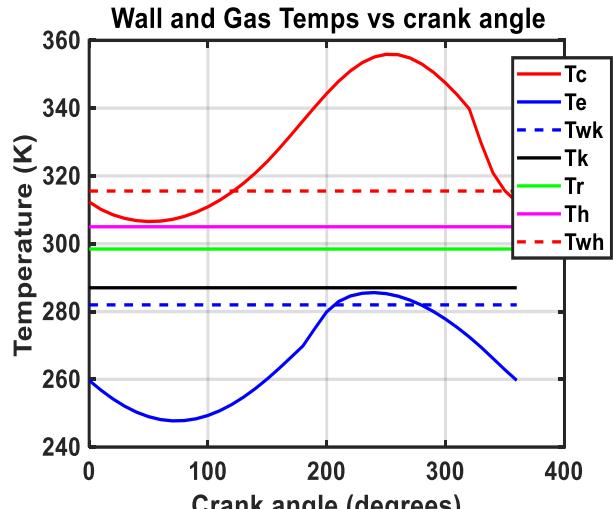


Figure 10: Wall and gas temperature vs crank angle

The simulation results are presented from Fig 8-10 and show the variation of various parameters with crank angle for simple adiabatic analysis. The heat exchanger pressure drop/crank angle diagram in Fig.8 shows variation of the pressure in heat exchangers and there is maximum pressure drop in the regenerator. Figure 9 shows the pressure of the working fluid compression and expansion working spaces. Fig 10 shows the wall and gas temperature and the wall temperature of the heater is less than the heater temperature. The wall temperature of cooler is greater than the cooler temperature. The reduction of the performance of the device from ideal adiabatic analysis

of 6.2 to 3.7 is due to its pressure drops and conduction heat transfer from the wall of the heat exchanger.

## 5. Conclusion

In this paper, the numerical analysis of FEMTO-60 machine based on the Schmidt, ideal adiabatic and simple adiabatic model is simulated. By applying the geometry of this machine for the given governing equations of each analysis to determine the performance and various properties of the working fluid. Schmidt analysis is a closed form and simplest analysis method as compared to adiabatic model but its simulation result is far from simple adiabatic analysis. The simple adiabatic model is the best as compared to the Schmidt and ideal adiabatic model due to consideration of pressure drop and conduction heat transfer loss in the basic equations. The performance of this machine is simulated for each model at a frequency of 7.3 Hz with nitrogen working fluid. Even though the simple adiabatic model gives better result as compared to Schmidt and ideal adiabatic model, the new polytropic model will be developed in future for better prediction of the performance of Stirling heat pump.

## 6. References

- [1] E. Bee, A. Prada and P. Baggio, "Demand-side management of air-source heat pump and photovoltaic systems for heating applications in the italian context," *Environments*, vol. 5, p. 132, 2018.
- [2] A. Rinaldi, M. C. Soini, K. Streicher, M. K. Patel and D. Parra, "Decarbonising heat with optimal PV and storage investments: A detailed sector coupling modelling framework with flexible heat pump operation," *Applied Energy*, vol. 282, p. 116110, 2021.
- [3] D. Haywood, J. K. Raine and M. A. Gschwendtner, "Stirling-cycle heat-pumps and refrigerators—a realistic alternative?," 2002.
- [4] I. Urieli and D. M. Berchowitz, "Stirling cycle engine analysis," 1984.
- [5] W. R. Martini, "Stirling engine design manual," 1983.
- [6] F. Toda, S. Iwamoto and K. Nagajima, "Development of Low-Temperature Difference Stirling engine-Behaviour of the mechanism effectiveness for the performance prediction method," in *Proceeding of 13th international Stirling engine conference*, 2007.
- [7] M. Z. Getie, "Numerical modeling and optimization of a regenerative Stirling refrigerating machine for moderate cooling applications," 2021.
- [8] J. M. Strauss and R. T. Dobson, "Evaluation of a second order simulation for Sterling engine design and optimisation," *Journal of Energy in Southern Africa*, vol. 21, p. 17–29, 2010.

## Acknowledgment

This work has been supported by the EIPHI Graduate School (contract ANR-17-EURE-0002) and the Region Bourgogne-Franche-Comté, the Embassy of France to Ethiopia, the African Union, Bahir Dar University, and the Ministry of Education of Ethiopia.

# Etude expérimentale et numérique d'un incendie en tunnel en phase de construction

Côme Leclerc<sup>1,2</sup>, Rabah Mehaddi<sup>1</sup>, Zoubir Acem<sup>1</sup>, Bertrand Masselin<sup>2</sup>, Pascal Boulet<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

<sup>2</sup> Société du Grand Paris, 2, mail de la Petite Espagne – 93200 SAINT-DENIS

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : [pascal.boulet@univ-lorraine.fr](mailto:pascal.boulet@univ-lorraine.fr))

**Résumé** - Un incendie en tunnel en phase de chantier pose des difficultés spécifiques de gestion des fumées. Nous avons étudié expérimentalement et numériquement la propagation des fumées dans un tunnel en phase de creusement, fermé du côté du tunnelier, sans système de ventilation permettant le contrôle des fumées. L'analyse des résultats s'est focalisée sur le panache en sortie de tunnel côté puits d'accès, identifiant les zones libres de fumées pouvant favoriser un accès des secours. La présence d'un vent extérieur perturbe l'écoulement en sortie et impacte la stratification des fumées dans la galerie.

## Nomenclature

$C_p$	capacité calorifique massique ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )
$D^*$	longueur caractéristique (-)
$g$	constante de la gravité ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ )
$L$	facteur de mise à l'échelle (-)
$\dot{m}$	débit massique de combustible ( $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\dot{Q}$	puissance du foyer (kW)
$t$	temps (s)
$T$	Température (K)
$V$	Vitesse du vent ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

### Symboles grecs

$\delta x$	taille de maille (m)
$\Delta h$	chaleur de combustion, ( $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ )
$\rho$	masse volumique ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )

### Indices et exposants

$0$	référence à l'air ambiant
-----	---------------------------

## 1. Introduction

En phase de chantier, le creusement mécanisé d'un tunnel est souvent réalisé à partir d'un puits, par lequel un tunnelier est mis en place au niveau de la galerie à creuser et avance progressivement sur une longueur allant parfois jusque plusieurs kilomètres. En cas d'incendie pendant cette phase, plusieurs spécificités rendent la gestion du feu et des fumées différentes d'un cas de tunnel en phase d'exploitation. La ventilation est généralement arrêtée par choix opérationnel lorsque le sinistre est détecté. Les écoulements se mettent en place dans un régime de convection naturelle, avec un effet majeur des forces de flottabilité liées à la chaleur dégagée par le foyer. Ces fumées et l'absence de ventilation peuvent impacter l'oxygénation du foyer. Par ailleurs l'évacuation des fumées est asymétrique, un seul côté étant ouvert. La puissance du foyer, la présence ou non de zones libres de fumées permettant l'accès des services de secours, ou encore les caractéristiques du panache de fumées observé dans le puits d'accès sont des questions cruciales pour gérer la sécurité incendie.

Largement étudiés pour les tunnels en phase d'exploitation, les problèmes d'incendie en tunnel sont beaucoup moins documentés en phase de chantier. On considérera à titre de référence l'ouvrage d'Ingason [1], pour une présentation générale sur l'étude des incendies en tunnel. Les travaux de Yao *et col.* [2] et Ingason *et col.* [3] concernent plus spécifiquement des tunnels en construction, mais la géométrie diffère de celle qui nous intéresse ici. Ils concernent un type de creusement différent, réalisé simultanément aux deux extrémités, avec une connexion au tunnel depuis l'extérieur par une galerie d'accès. Ils mettent en tout cas en

avant la complexité de l'écoulement des fumées, en particulier au niveau du puits d'accès, de possibles phénomènes de sous-oxygénéation du foyer en fonction de la position de celui-ci et de la géométrie du réseau, ou encore l'influence de l'effet de tirage thermique dès qu'une des galeries est en pente. De nombreux travaux sur les tunnels en exploitation concernent par ailleurs la ventilation et son usage pour contrôler les fumées, parfois avec des puits d'extraction qui rapprochent le cas étudié de notre géométrie avec son puits d'accès. Parmi les études disponibles, celle de Fan *et col.* [4] considère en outre l'effet d'un vent extérieur sur l'extraction des fumées, un point que nous souhaitons également investiguer. Même si leur étude concerne un tunnel en phase d'exploitation combinant des effets de convection forcée et naturelle, ils montrent les effets contrastés du vent, induisant selon les auteurs une possible restriction du panache de fumées en sortie et en même temps créant une zone de dépression favorisant l'extraction. La vitesse du vent et la compétition entre les quantités de mouvement des fumées et du vent jouent évidemment un rôle clé dans l'impact sur l'extraction des fumées.

Le LEMTA a réalisé une première étude de la dynamique du feu et des fumées dans un tunnel en phase de creusement en partenariat avec la Société du Grand Paris, dans le cadre des travaux réalisés sur le projet Grand Paris Express. Nous avons conçu pour cela une maquette (échelle 1:22<sup>ème</sup>) et analysé les résultats de simulations numériques réalisées à l'aide du code de calcul Fire Dynamics Simulator (FDS). Nous avons considéré un tronçon de galerie avec son puits d'accès. Un foyer de type bac d'heptane a été utilisé pour simuler un feu, la perte en masse de combustible étant analysée pour accéder à la puissance du foyer. Le champ de température dans la galerie a été déterminé avec des thermocouples répartis sur des perches verticales implantées sur plusieurs positions longitudinales, afin de caractériser l'écoulement des fumées et leur évacuation vers le puits d'accès. Ce travail a d'abord été focalisé sur la propagation des fumées dans la galerie et l'utilisation envisagée d'un rideau d'eau pour confiner les fumées dans la zone de foyer [5]. Il a permis de qualifier la méthode de travail utilisée ici, combinant essais en maquette et simulation numérique. Dans Mehaddi *et col.* [5] nous avons montré que l'utilisation d'un rideau d'eau ne permet pas le confinement des fumées. Il provoque au contraire un brassage des fumées, qui induit un remplissage complet de la galerie, ce qui est contre-productif pour l'accès des secours. Sur un plan opérationnel, il faut donc laisser les fumées s'écouler, préserver leur stratification en aval et analyser leur évacuation dans le puits d'accès, y compris sous l'influence possible du vent en surface. Cette analyse est l'objectif principal du travail présenté ici.

Dans la suite de cet article nous proposons une description de la maquette et de sa métrologie, la configuration des calculs sous FDS, leur validation par comparaison avec les données expérimentales, ainsi qu'un ensemble de résultats représentatifs de la dynamique du foyer et des fumées dans le puits d'accès.

## 2. Dispositif expérimental

Nous avons adapté la maquette à l'échelle 1:22<sup>ème</sup> décrite dans [5], présentée sur les Figures 1 et 2. Elle est composée ici d'un tronçon circulaire de diamètre 40 cm et de longueur 2 m et d'un puits cubique de côté 1.2 m. La longueur de l'ensemble a été réduite pour permettre de placer la maquette dans la galerie munie de ventilateurs pour simuler l'effet du vent. Nous avons vérifié qu'elle est suffisante pour que la couche de fumée soit stabilisée. La position des perches de thermocouples est indiquée sur la Figure 1. Les positions A, B et C ont été choisies respectivement à 30, 60 et 90 cm de la sortie du tunnel, dans l'axe de celui-ci. La position D en sortie de tunnel est localisée 10 cm avant la fin de la galerie. Les

thermocouples sont espacés verticalement de 2 cm. Ils sont de type K. La soufflerie simulant l'effet du vent (Figure 2) permet d'imposer des vitesses de soufflage entre 1 et 5 m/s.

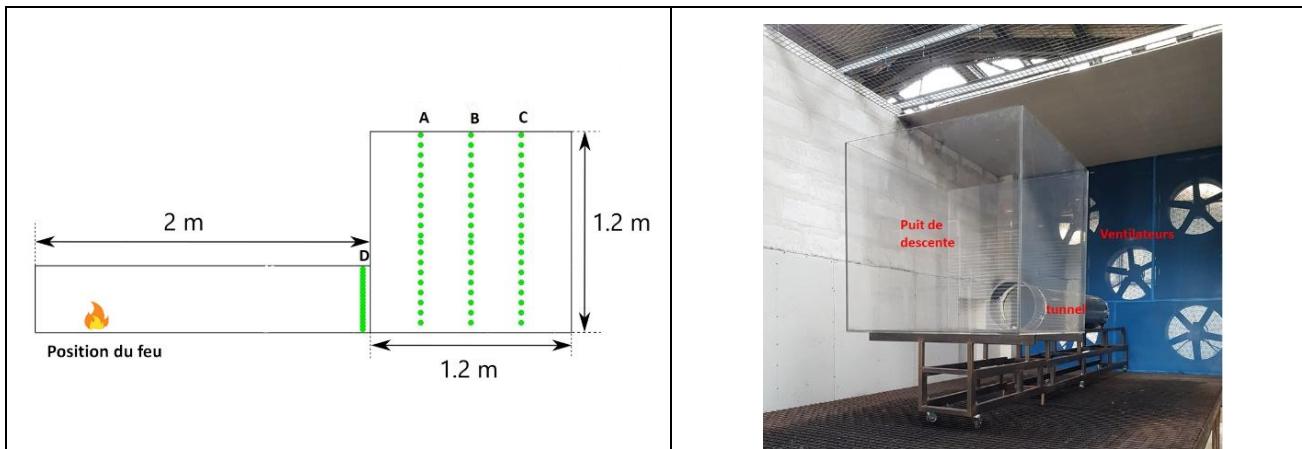


Figure 1 : Schéma de principe de la maquette de tunnel avec son puits de descente

Figure 2 : Vue longitudinale de la maquette dans la soufflerie.

La zone du foyer est métallique pour assurer la résistance au flux dégagé par le foyer, sur un tronçon de longueur 1 m. Le reste du tunnel et du puits d'accès sont en polycarbonate transparent pour permettre l'observation directe de l'écoulement des fumées. Une balance de précision est placée sous le foyer pour suivre la perte en masse du bac d'heptane utilisé et en déduire la puissance dégagée avec la relation directe :

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot \Delta h \quad (1)$$

où  $\dot{m}$  désigne la vitesse de perte en masse du combustible et  $\Delta h$  la chaleur massique de combustion (44,6 kJ/kg pour l'heptane, d'après [6], valeur supposée prendre en considération le rendement de combustion en lien avec le confinement du foyer). Les résultats qui suivent ont été obtenus avec un bac d'heptane de 91 mm de diamètre, produisant une puissance en régime établi de 5,5 kW. En vraie grandeur, pour un tunnel de diamètre 8,70 m représentatif du projet réel, en appliquant les règles de similitude en  $L^{5/2}$  pour la puissance ( $L$  facteur de mise à l'échelle, 22 dans le cas présent), cela correspond à une puissance de 12,5 MW, ce qui est un ordre de grandeur cohérent avec la puissance maximale du foyer que nous avons étudiée dans [5].

### 3. Etude numérique

Les cas étudiés en maquette ont été simulés avec le code FDS (Fire Dynamics Simulator), code CFD très largement utilisé dans le domaine des sciences de l'incendie. Il est basé sur une résolution par méthode des volumes finis, décrivant un écoulement à faible nombre de Mach avec une approche LES (voir [7] pour une description complète du code et [8] pour une analyse détaillée de la validité des sous-modèles utilisés).

#### 3.1. Configuration de la simulation numérique

Le code a été paramétré (conditions aux limites et principales grandeurs d'intérêt) pour correspondre au mieux à la maquette expérimentale, telle que présentée sur la Figure 3. Le tunnel est reproduit à l'identique avec son puits d'accès en tenant compte des matériaux réels (acier et polycarbonate) au niveau des parois pour le calcul des conditions aux limites thermiques. Pour prendre en compte l'effet du vent un domaine ouvert additionnel est considéré au-dessus du puits.

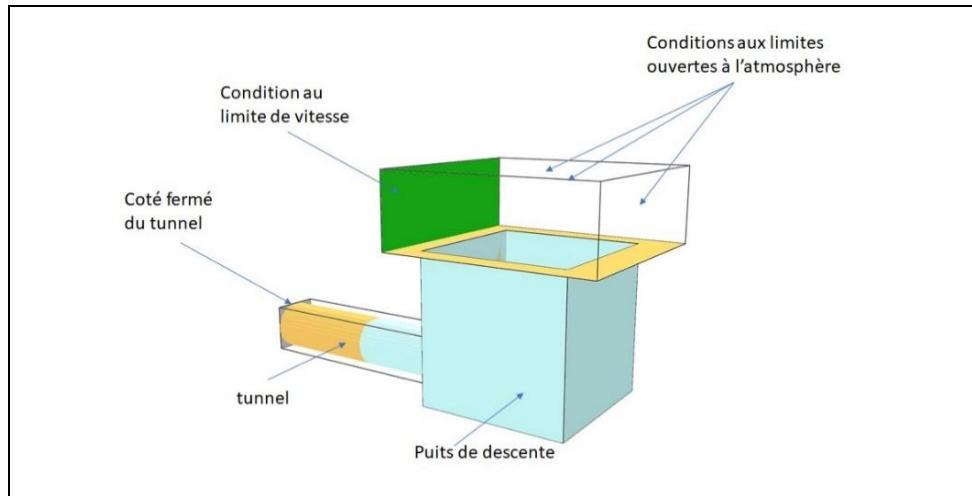


Figure 3 : Schéma du modèle numérique.

D'après les préconisations de la référence [7], pour une bonne résolution de la puissance du feu, une dimension caractéristique du foyer peut être définie par  $D^* = \left( \frac{q}{\rho_0 T_0 C_p \sqrt{g}} \right)^{2/5}$ , en introduisant au numérateur la puissance du foyer et au dénominateur la masse volumique, la température et la capacité calorifique de référence pour l'air ambiant, ainsi que la gravité. Dans le cas présent  $D^*$  est de l'ordre de 10 cm et il est conseillé de prendre une taille de maille  $\delta x$  respectant le critère  $4 \leq D^*/\delta x \leq 16$ . Dans les résultats qui suivent, le maillage est de type structuré, homogène, avec des mailles cubiques de côté 1 cm, ce qui est bien conforme au critère proposé et permet de représenter le foyer avec un nombre raisonnable de mailles, même si l'analyse n'est pas portée sur une description fine du foyer, mais plutôt sur l'écoulement des fumées. De ce point de vue, avec 40 mailles sur une section droite de la galerie, nous avons également une bonne résolution. Ajoutons que ce problème de sensibilité numérique a été analysé dans [5] avec des tests basés sur la comparaison de résultats avec des maillages de résolution encore plus fine pour vérifier l'invariabilité des résultats en-dessous d'une taille de maille  $\delta x = 1$  cm.

### 3.2. Validation numérique

Le cas expérimental reproduit ici prend en compte la perte en masse mesurée dans le cas d'un foyer stabilisé à 5,5 kW (simulation avec puissance prescrite) et la mise en route de la soufflerie avec une vitesse de 3.5 m/s activée 150 s après l'allumage du foyer. La Figure 4 permet de visualiser l'évolution des fumées dans la maquette. En l'absence de vent le régime s'établit avec les spécificités également observées lors de notre première étude [5] : remplissage de la galerie en amont côté fermé, stratification en aval laissant une zone libre de fumées stabilisée sur une hauteur de l'ordre de 40% de la hauteur totale, panache déversant dans le puits d'accès. A noter qu'il est rattaché à la paroi en sortie côté tunnel, ce qui laisse une zone libre de fumées sur le côté opposé, permettant un passage éventuel des secours, d'autant qu'en aval du foyer la zone libre de fumées en partie basse peut permettre de poursuivre dans la galerie jusqu'au foyer, bien que le plafond de fumées en partie haute puisse avoir un impact thermique par rayonnement en particulier. En présence d'un courant d'air latéral au-dessus du puits (à partir de la Figure 4c) le panache est entraîné et on observe un remplissage du puits, qui perturbe même la couche de retour dans la galerie, provoquant un enfumage au moins partiel de la zone auparavant libre de fumées. Ces fumées sont diluées avec l'air présent dans le puits d'accès, continuant à alimenter le foyer dont on n'observe pas l'extinction par manque d'oxygène.

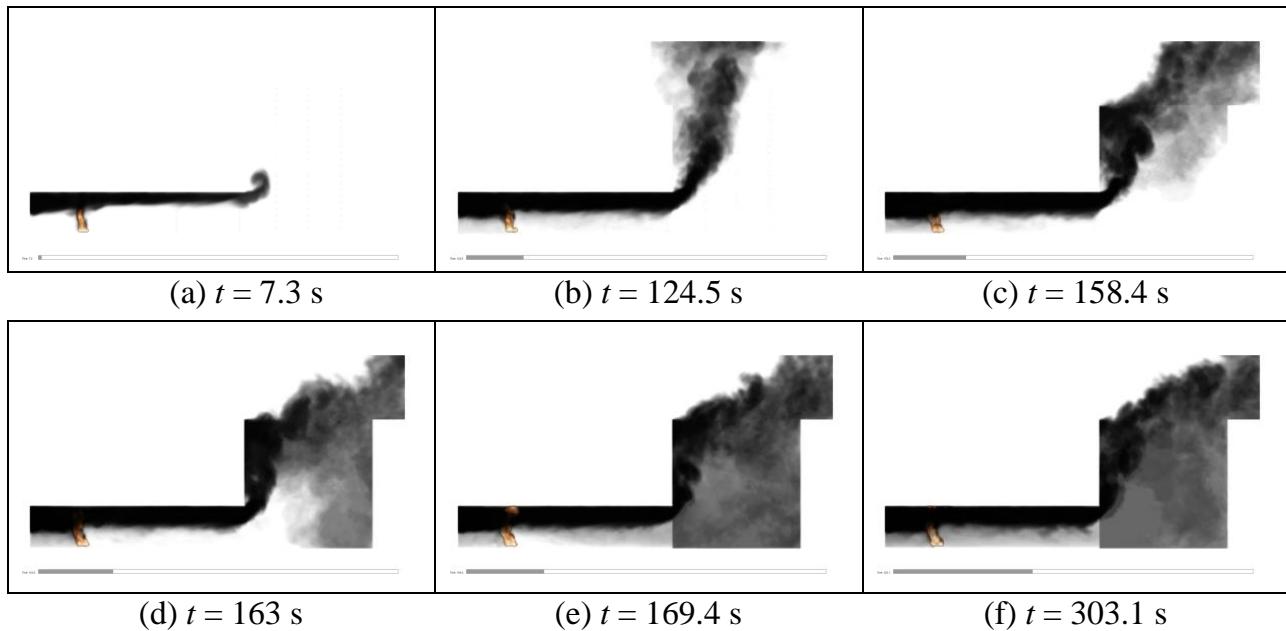


Figure 4 : Simulation numérique de l'écoulement de fumées dans la galerie et le puits d'accès à différents instants. Puissance en régime établi 5.5kW. Soufflerie activée à 150s.

Pour vérifier la validité de la simulation nous avons réalisé une comparaison avec les valeurs de températures mesurées sur la maquette dans les mêmes conditions. La Figure 5 permet de comparer les valeurs mesurées et calculées sur une sélection de thermocouples (pour améliorer la visibilité) au niveau des arbres B et C en traçant la différence de température par rapport à la température ambiante à différentes hauteurs. Avant activation de la soufflerie à 150 s, la température varie très peu par rapport à l'ambiente (quelques fluctuations au niveau expérimental en (5a) et (5c)) la fumée n'atteint pas (ou peu) les positions des arbres B et C, en accord avec la Figure 4. Après 150 s la montée en température sur les deux zones B et C, en bon accord entre résultats expérimentaux et numériques, confirme que l'activation de la soufflerie a perturbé l'écoulement et induit un remplissage du puits sur tout le volume.

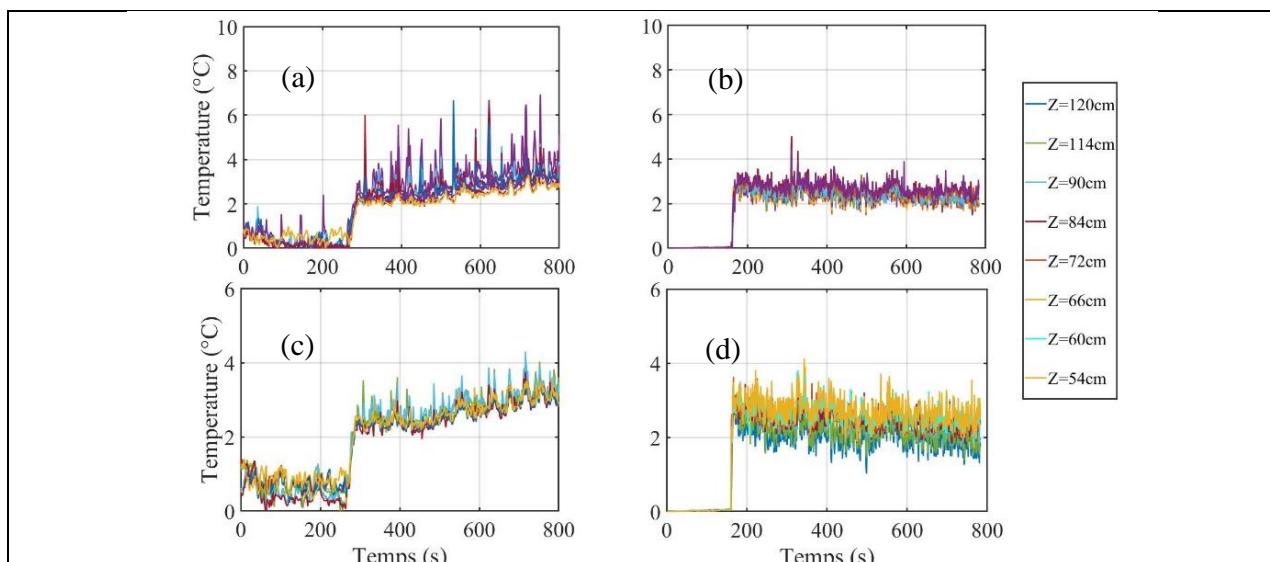


Figure 5 : Ecart de température mesuré par rapport à l'ambiante (figures (a) et (c)) et calculé (figures (b) et (d)) sur l'arbre B à 60 cm de la sortie de la galerie (figures (a) et (b)) et l'arbre C à 90 cm (figures (c) et (d)).

#### 4. Sensibilité à la vitesse du vent

Pour investiguer l'interaction entre le panache de sortie et la vitesse du vent, des simulations numériques ont été réalisées en faisant varier la vitesse du vent dans une gamme de 1 à 5 m/s. La figure 6 présente les structures des différents écoulements obtenus, matérialisées par des lignes de courant. Ces lignes de courant sont superposées au champ de fraction massique de suies permettant de cartographier la distribution des fumées dans le tunnel et le puits de descente. Ces données ont été obtenues en régime établi (après 400 s).

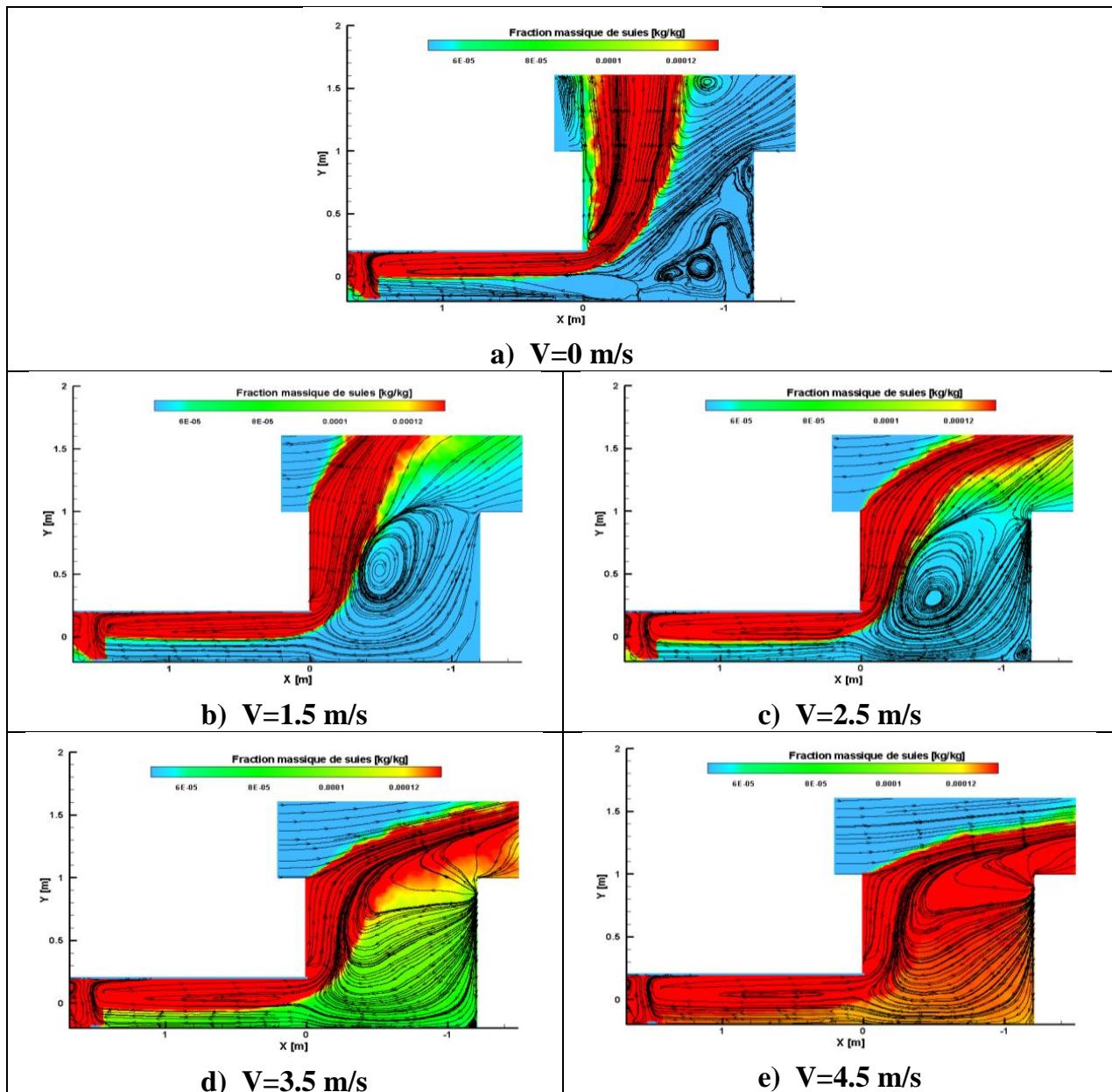


Figure 6 : Lignes de courant avec les contours de fraction massique de suies pour différentes vitesses du vent. Les lignes de courant et les champs de concentration ont été obtenus suite à une intégration temporelle sur 50 secondes (entre 400 et 450 secondes).

On peut observer que le panache de fumées en sortie du puits de descente est incliné par l'écoulement horizontal du vent, avec une perturbation qui croît avec la vitesse du vent. Un vortex se forme ainsi à l'intérieur du puits de descente. Il existe déjà sur la Figure a) à l'interface entre le panache sortant et le flux d'air entrant, mais il descend au niveau du puits et fusionne avec la boucle de recirculation dans le puits. Au-delà d'une vitesse de 3.5 m/s, ce vortex disparaît et la concentration de suies augmente fortement à l'intérieur du puits de

descente et du tunnel sous l'effet de la recirculation des fumées. Celles-ci sont en partie diluées et de l'air extérieur reste entraîné et peut alimenter le foyer par la couche de retour en partie basse du tunnel (noter que l'écoulement réel est tridimensionnel et que l'on analyse ici un plan médian).

Pour compléter ces observations, la figure 7 illustre les résultats obtenus avec les vitesses  $V = 1.5 \text{ m/s}$ ,  $3.5 \text{ m/s}$  et  $4.5 \text{ m/s}$ , toujours avec une activation de la soufflerie après 150 s. Il est particulièrement intéressant de noter qu'à  $1.5 \text{ m/s}$  l'activation de la soufflerie perturbe l'écoulement dans un premier temps (Figures d et g), mais que la flottabilité des fumées est suffisante pour contrebalancer la quantité de mouvement induite par le vent extérieur et le puits est finalement dégagé après 220 s (Figures j et m). Le panache reste entraîné horizontalement au-dessus du puits, mais une zone libre de fumées est bien observée dans le puits, du côté opposé au tunnel. De plus, la zone libre de fumées en partie basse de la galerie en aval du foyer est préservée. Par contre, plus la vitesse de vent est élevée, plus la perturbation du panache est forte, avec une densité de fumées qui augmente partout dans le puits d'accès et supprime les zones libres de fumées.

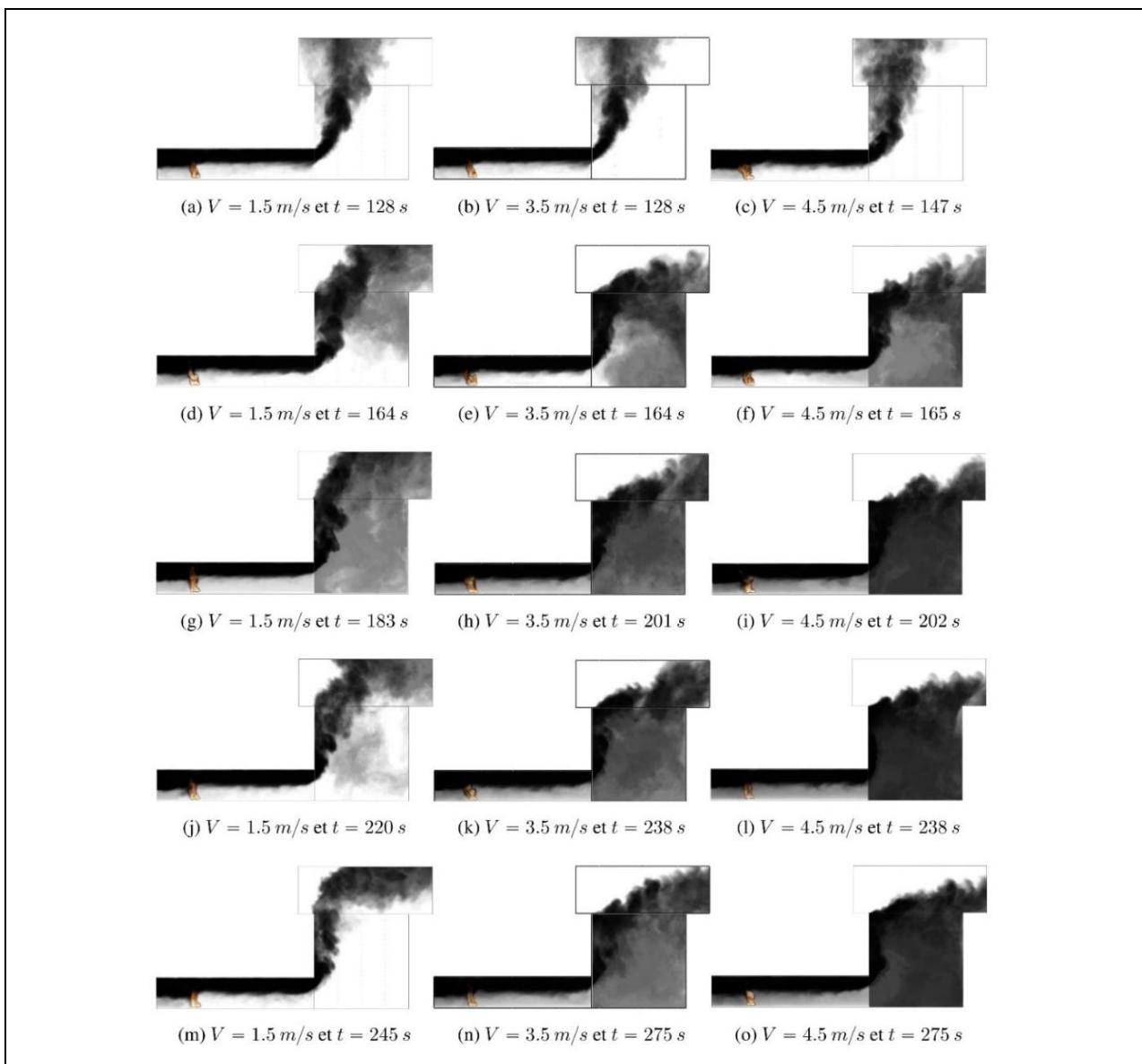


Figure 7 : Simulation numérique des fumées à différents instants (de haut en bas), pour une puissance de foyer de  $5.5 \text{ kW}$  et trois vitesses de vent ( $1.5 \text{ m/s}$  à gauche,  $3.5 \text{ m/s}$  au centre et  $4.5 \text{ m/s}$  à droite).

Un travail de sensibilité plus approfondi pourrait permettre d'évaluer une vitesse critique au-delà de laquelle la zone libre de fumées disparaît du puits. Cette vitesse (de l'ordre de 3 m/s d'après l'ensemble des calculs et tests que nous avons réalisés) pourrait ensuite être transposée en vraie grandeur pour différentes puissances de foyer, celle-ci pouvant influer sur la flottabilité et donc la quantité de mouvement des fumées. Toutefois, il faut rester prudent dans l'analyse dans la mesure où le vent ne peut être représenté simplement comme une contribution constante mais produit plutôt des rafales et des instationnarités. De même, la position du foyer impactera aussi le refroidissement des fumées le long du tunnel et donc leur flottabilité à la sortie. Des essais complémentaires en modifiant le sens du vent sont également envisagés.

## 5. Conclusion

Nous avons réalisé une étude expérimentale et numérique d'un incendie en tunnel en phase de construction. Les résultats numériques obtenus avec le code FDS sont en bonne concordance avec les données expérimentales recueillies. Ils conduisent aux conclusions suivantes :

- L'incendie provoque le remplissage de la galerie en amont du foyer (côté fermé), mais une couche libre de fumées subsiste en partie basse en aval sur 40% de la hauteur de la galerie.
- Les fumées s'évacuent dans le puits d'accès en produisant un panache déversant attaché à la paroi au-dessus de la sortie du tunnel, laissant une zone libre de fumées sur le côté opposé du puits (permettant si besoin l'accès des services de secours ou lutte contre le feu).
- La présence de vent au-dessus du puits peut toutefois perturber ce régime d'écoulement et provoquer l'entrainement du panache, sa recirculation dans le puits et un remplissage des zones initialement libres de fumées.
- En-dessous d'une vitesse critique (de l'ordre de 3 m/s à l'échelle de la maquette étudiée 1 :22<sup>ème</sup>), la flottabilité des fumées peut être suffisante pour dégager le puits et redonner une zone libre analogue au cas sans vent. Toutefois la présence de rafales ou autres instationnarités n'a pas été étudiée à ce stade et demanderait une analyse complémentaire.

Le travail engagé va se poursuivre à deux niveaux. Au niveau académique, une analyse fine de la vitesse critique qui produit le remplissage du puits d'accès sera menée pour différentes conditions de puissance de foyer, de vitesse de vent et de hauteur du puits d'accès, avec recherche de conditions seuils en termes de nombre de Richardson ou Froude par exemple. L'étude des effets de pente et de tirage thermique induit, ou encore de la sensibilité à la puissance et à la position du foyer est également prévue. Sur un plan opérationnel une extraction partielle des fumées pourrait être envisagée avec le dispositif de ventilation existant pour l'aération du chantier, mais l'impact sur l'apport d'oxygène au foyer doit également être pris en compte et interroger sur les conséquences d'un tel choix opérationnel.

## Références

- [1] H. Ingason, Li Ying Zhen, A. Lönnérmark, *Tunnel Fire Dynamics*, Springer (2015).
- [2] Y. Yao *et col.*, Numerical study of the characteristics of smoke spread in tunnel fires during construction and method for improvement of smoke control, *C. St. in Th. Eng.* 34 (2022) 102043
- [3] H. Ingason *et col.*, Fire incidents during construction work of tunnels, *SP Report* (2010), p.88
- [4] C.G. Fan *et col.*, Effects of ambient wind on thermal smoke exhaust from a shaft in tunnels with natural ventilation, *Applied Thermal Engineering* 117 (2017) 254–262
- [5] R. Mehaddi *et col.*, Use of a water mist for smoke confinement and radiation shielding in case of fire during tunnel construction. *Int. J. Therm. Sci.* 148 (2020), 106156.
- [6] V. Babrauskas, Estimating large pool fire burning rates, *Fire Technol.* 19 (4) (1983) 251–261.
- [7] K. McGrattan *et col.*, *Fire Dynamics Simulator, User's Guide*, NIST Pub. 1019 6<sup>th</sup> Ed. (2023)
- [8] K. McGrattan *et col.*, *Fire Dynamics Simulator, Technical Reference Guide Volume 3: Validation NIST Spec. Pub. 1018-3 6<sup>th</sup> Ed.* (2023)

# Caractérisation multi-échelle des propriétés thermiques et hydriques des matériaux de construction à base de briques en terre crue.

Sara CHEHADE<sup>1\*</sup>, Nicolas DUJARDIN<sup>1</sup>, David GIOVANNACCI<sup>2</sup>, Abderrahim BOUDENNE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Paris Est Créteil, CERTES, 61 Av. du Général de Gaulle 94010 France.

<sup>2</sup>Laboratoire de Recherche des Monuments Historiques, 29 Rue de Paris, 77420 Champs-sur-Marne, France.

\*(auteur correspondant : sara.chehade@u-pec.fr.)

**Résumé** - Cette étude évalue la capacité des briques de terre compactées (BTC) du nord de la France à maintenir des conditions intérieures confortables, en tenant compte de l'importance du confort intérieur dans le choix de nouveaux matériaux de construction en réponse aux préoccupations environnementales. Pour ce faire, les comportements hydrique et thermique de la terre crue ont été analysés à l'échelle de la brique. À l'échelle du mur, divers scénarios représentant des situations de la vie réelle ont été étudiés. Un mur de dimensions 50 x 50 x 10 cm<sup>3</sup> a été construit et placé dans une chambre climatique, simulant deux conditions thermiques extérieures distinctes avec une humidité relative (HR) fixée à 50%. L'environnement intérieur a été maintenu à 20°C et 50% HR. Les résultats soulignent les propriétés thermophysiques avantageuses des BTC par rapport au béton et à d'autres matériaux biosourcés. Une analyse approfondie à l'échelle du mur, comprenant des cycles de température, a révélé un refroidissement plus rapide que le chauffage, avec une stabilisation après 10 heures d'exposition à une température constante de 40°C.

## Nomenclature

BTC	Briques de Terre Compactée
$a$	Absorption capillaire, Kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1/2</sup>
$W_f$	Teneur en humidité capillaire, Kg.m <sup>-3</sup>
MBV	Moisture Buffer Value, g.(m <sup>2</sup> .%HR) <sup>-1</sup>
$C_p$	Chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>

<i>Symboles grecs</i>	
$\delta$	Perméabilité à la vapeur d'eau , Kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> .Pa <sup>-1</sup>
$\lambda$	Conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$\alpha$	Diffusivité thermique, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>

## 1. Introduction

De nombreuses initiatives ont été mises en place pour atténuer l'impact de la construction sur la consommation d'énergie et l'environnement en général. En parallèle à ces préoccupations environnementales, le confort des occupants et la qualité de l'air intérieur émergent comme des facteurs cruciaux dans la sélection des matériaux de construction. La terre, utilisée comme matériau de construction naturel au même titre que le bois depuis les débuts de l'humanité, semble répondre à toutes les exigences précédemment énoncées. Elle se trouve en abondance et peut être réutilisée ; elle nécessite un minimum d'énergie pour sa transformation et son transport, ce qui en fait une option attrayante. La terre crue présente des propriétés thermiques et hygroscopiques remarquables [1-3], offrant la possibilité de créer un environnement intérieur confortable tout en réduisant la dépendance à la climatisation et au chauffage. Ce travail s'engage à analyser les propriétés thermophysiques de la terre crue en vue d'évaluer sa capacité à assurer une isolation efficace. Pour ce faire, ces propriétés ont été examinées à l'échelle de la brique et de la paroi, permettant ainsi de comprendre la réaction de la terre crue dans des conditions météorologiques sévères et réalistes.

## 2. Matériels et méthodes

### 2.1. Matériaux

Les briques de terre cuite utilisées dans cette étude proviennent d'une briqueterie située dans le Nord de la France. Elles sont composées uniquement de la terre compactée. La terre a été intégrée dans un moule métallique manuel de compactage, où les briques de dimension standards ont été compactées. Ces BTC ont une dimension de 22 x 10 x 6 cm<sup>3</sup> et possèdent une masse volumique de 1880 kg.m<sup>-3</sup> avec une porosité de 26%.

### 2.2. Caractérisations des propriétés thermo-hydriques

#### 2.2.1. Propriétés hydriques

Les propriétés hygroscopiques ont été caractérisées dans le but de comprendre le comportement de la brique lorsqu'elle est soumise à des variations d'humidité environnante, ainsi que sa capacité à réguler le milieu intérieur par l'échange de vapeur d'eau. À cette fin, l'absorption capillaire a été analysée conformément à la norme NF EN 15801[4], fournissant des informations sur la capacité de la brique à absorber l'eau lorsque sa surface entre en contact avec celle-ci. La MBV (Moisture Buffer Value), mesurée selon la norme du protocole du NORDTEST [5], indique le potentiel de la brique à stocker et évacuer l'humidité en réponse à des niveaux d'humidité variables. La perméabilité à la vapeur d'eau évalue la capacité d'un matériau à transférer l'humidité lorsqu'il est exposé à un gradient d'humidité, mesurée par le test de la coupelle selon la norme NF EN ISO 12572 [6]. L'isotherme de sorption/désorption nous renseigne sur la capacité de la brique à adsorber/désorber la vapeur d'eau lorsqu'elle est soumise à une humidité donnée. L'appareil utilisé est un Vsorp de chez ProUmid.

#### 2.2.2. Propriétés thermophysiques

Le Hot Disk a été utilisé pour évaluer la conductivité, la diffusivité thermique et la chaleur spécifique de la brique (Figure 1), conformément à la norme NF EN ISO 22007-2 [7]. Le dispositif utilisé pour cette méthode était le TPS 2500 S de Thermoconcept, qui dispose d'une sonde plate (sonde 5501) qui est insérée entre deux échantillons identiques. Cette sonde agit comme une source de chaleur, augmentant la température de l'échantillon tout en enregistrant l'augmentation de la température au cours du temps. Plusieurs mesures ont été effectuées pour différentes orientations et tailles d'échantillons. Les propriétés thermophysiques des briques sèches et humides ont été évaluées.

En outre, pour évaluer l'impact de l'humidité et de la température sur la terre, les propriétés thermophysiques ont été mesurées dans diverses conditions. Un échantillon de 11 x 10 x 6 cm<sup>3</sup> a été placé dans une chambre climatique connectée au Hot Disk. La conductivité et la diffusivité thermique ainsi que la chaleur spécifique ont été mesurées à différents niveaux d'humidité relative (10%, 50% et 80% HR) et pour des températures allant de 10°C à 40°C (à des intervalles de 10°C) à chaque niveau d'humidité.



Figure 1 : *Hot Disk mesurant les propriétés thermophysiques des briques retaillées*

## 2.3. Étude expérimentale à l'échelle de la paroi

### 2.3.1. Construction du mur

Un mur de dimensions 50 x 50 x 10 cm<sup>3</sup> a été construit en utilisant des BTC et du mortier de terre provenant de la même briqueterie (Figure 2(a)). Avant de commencer les expériences, le mur a subi une période de séchage de deux mois en laboratoire pendant l'été. Des capteurs de température et d'humidité (MSR 145B, TH industrie) ont été placés à différentes profondeurs dans le mur, un sur chaque face et trois dans l'épaisseur du mur ; plus précisément, à 2,5 cm, 5 cm et 7,5 cm de la face extérieure, positionnés dans la zone centrale.

### 2.3.2. Dispositif expérimental

Une paroi a été construite et installée dans un environnement bi-climatique. Ce dispositif a permis d'exposer les deux faces du mur à des conditions hygrothermiques distinctes, représentant respectivement l'environnement extérieur et l'environnement intérieur. Le système bi-climatique utilisé dans l'étude comprend une chambre climatique (Memmert ICH 260) dont la porte est retirée et remplacée par un cadre métallique conçu sur mesure pour soutenir le mur et le relier à la chambre. L'ensemble du dispositif est installé dans une pièce à température contrôlée (fixée à 20°C) et à hygrométrie ambiante. La chambre climatique est utilisée pour simuler l'environnement extérieur en soumettant la face extérieure du mur à des cycles de température dynamiques, tandis que la face intérieure est exposée à température constante et humidité ambiante pour représenter l'environnement intérieur d'un bâtiment. Les surfaces latérales du mur ont été isolées avec 4 cm de polystyrène expansé pour éviter les fuites thermiques et assurer un transfert hygrothermique unidirectionnel (Figure 2(b)).

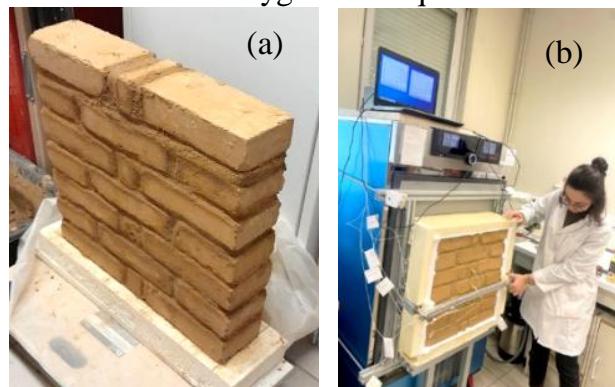


Figure 2 : *Dispositif expérimental ; (a) préparation de mur de terre crue ; (b) installation du mur dans la chambre climatique*

### 2.3.3. Scenarios thermiques

Le mur placé dans la chambre bi-climatique a été soumis à différents scénarios. L'environnement intérieur est resté constant à 20°C et 50% HR. Quant aux conditions extérieures, l'humidité relative était de 50% HR et la température a suivi divers scénarios. Dans le premier scénario, une simulation jour/nuit d'une canicule a été réalisée, la température étant maintenue à 40°C pendant 12 heures pour représenter la journée, puis à 20°C pendant 12 heures pour simuler la nuit. Le second scénario prévoyait un chauffage continu à 40°C jusqu'à l'obtention d'un état d'équilibre (Figure 3).

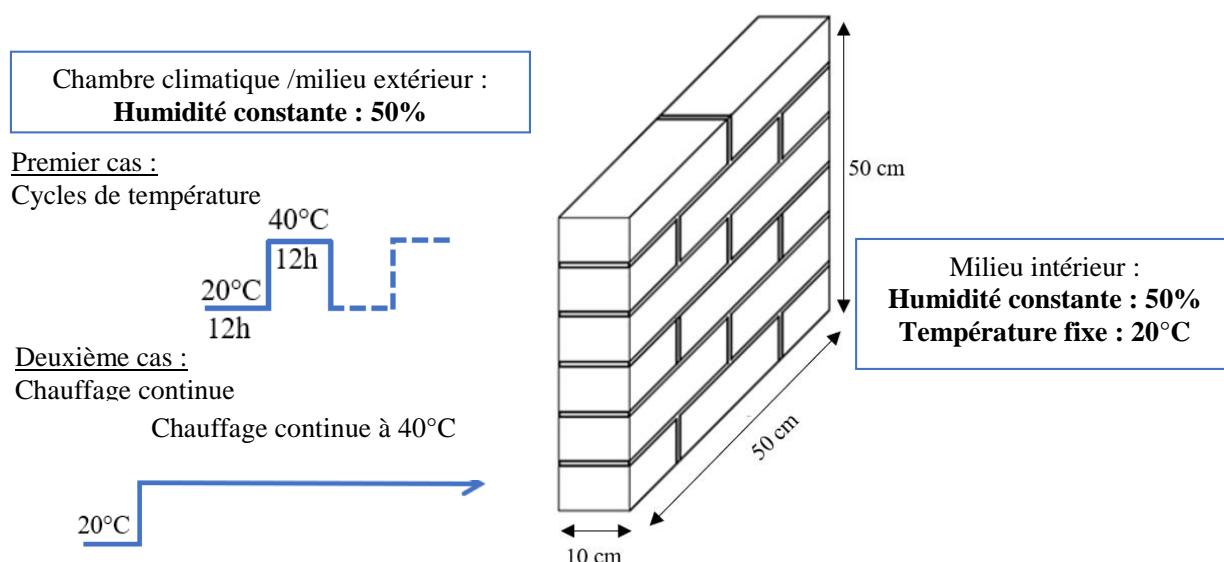


Figure 3 : Scénarios appliqués au mur

## 3. Résultats et discussion

### 3.1. Propriétés hydriques de la brique

Le tableau 1 présente les propriétés hydriques de la brique comparées à celles de la littérature. Ses propriétés hydriques semblent similaires à celles d'autres matériaux en terre crue.

Tableau 1 : Propriétés hydriques de la brique de terre en comparaison à la littérature.

Matériaux	Absorption capillaire $a$ (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1/2</sup> )	Teneur en humidité capillaire $W_f$ (kg.m <sup>-3</sup> )	MBV (g.m <sup>-2</sup> .(%HR) <sup>-1</sup> )	Perméabilité à la vapeur d'eau $\delta \times 10^{-11}$ (kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> .Pa <sup>-1</sup> )	Teneur en eau (%)
Ce travail	0,17	135	3,26	1,3	4,4
Belarabi et al. [8] (Torchis)	-	-	1,4	1,08	5,1
L.Soudani [9] (pisé)	0,28	-	-	-	3,8
L.Laou [10] (brique de terre crue)	0,092	-	2,74	1,2	3,4

### 3.2. Caractérisations des propriétés thermophysiques à l'échelle de la brique

Le tableau 2 présente les résultats des propriétés thermiques obtenus sur une brique dans des conditions ambiantes. En comparaison avec Khoudija *et al.* [11], la valeur de la chaleur spécifique est de  $1168,83 \text{ J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour des briques en terre, ce qui est légèrement plus élevé que celle obtenue pour notre brique ( $800 \text{ J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). Ben Mansour *et al.* [12] ont rapporté une chaleur spécifique de  $520 \text{ J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et une diffusivité thermique de  $0,9 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$  (contre  $0,7 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$  dans cette étude) pour des briques en terre de masse volumique similaire.

La conductivité thermique de la BTC ( $1,15 \text{ W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) semble légèrement plus élevée que les valeurs rapportées d'autres méthodes de constructions de terre crue. Cagnon *et al.* [13] ont établi une corrélation entre la conductivité thermique et la densité ; pour les briques de terre, la conductivité thermique était de  $0,5 \text{ W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour une densité de  $1900 \text{ kg}.\text{m}^{-3}$ , ce qui est nettement inférieur aux valeurs obtenues dans cette étude. Ben Mansour *et al.* [12] ont démontré une relation entre la densité, la porosité, la pression de compression des BTC et leurs propriétés thermophysiques. Les résultats indiquent qu'une diminution de la densité apparente entraîne une réduction de la conductivité thermique pour les briques de terre compactées, ce qui donne une conductivité thermique de  $0,9 \text{ W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour une BTC de densité de  $1800 \text{ kg}.\text{m}^{-3}$ . Brambilla *et al.* [14] ont rapporté une conductivité thermique de  $0,79$  pour une BTC de densité de  $1900 \text{ kg}.\text{m}^{-3}$ . Selon Hany *et al.* [15], les BTC avec  $10\%$  de ciment à  $1995 \text{ kg}.\text{m}^{-3}$  présentent une conductivité thermique de  $1,262 \text{ W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . La valeur de conductivité thermique obtenue ( $1,15 \text{ W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) dans cette étude semble être en accord avec celles de la littérature pour le même mode de construction en terre crue. Pour Laurent [16], une relation linéaire entre la densité et la conductivité thermique de la terre crue a été démontrée et est en corrélation avec nos résultats. De plus, ces valeurs de conductivité thermique sont inférieures à celles des matériaux de construction conventionnels tels que le ciment et le béton, qui se situent autour de  $1,2 \text{ W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  [16-17].

Tableau 2 : *Les propriétés thermique de la brique à température ambiante et 50% HR.*

Conductivité thermique $\lambda (\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1})$	Diffusivité thermique $\alpha (\text{mm}^2.\text{s}^{-1})$	Chaleur spécifique $C_p (\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1})$
$1,15 \pm 0,03$	$0,70 \pm 0,04$	$800 \pm 40$

Une brique de  $11 \times 10 \times 6 \text{ cm}^3$  a été soumise à des variations d'humidité relative et de température dans une chambre climatique tout en étant connectée au Hot Disk pour les mesures de conductivité thermique. La réponse de la brique aux variations de la teneur en humidité et de la température est illustrée à la Figure 4. La conductivité thermique de la BTC augmente avec l'augmentation de l'humidité relative. Cependant, aucun changement notable n'est observé avec les augmentations de température. Ces résultats sont cohérents avec les études précédentes de Collet *et al.* [18] et Laurent [16], qui mettent en évidence une corrélation linéaire entre l'évolution de la conductivité thermique et la teneur en eau ; ce qui est observé dans la réponse du BTC aux variations de HR dans la Figure 4(b), où la conductivité thermique semble augmenter avec l'augmentation de l'humidité pour toutes les températures. En outre, cette augmentation reste relativement modérée et se situe dans la marge documentée dans la littérature existante.

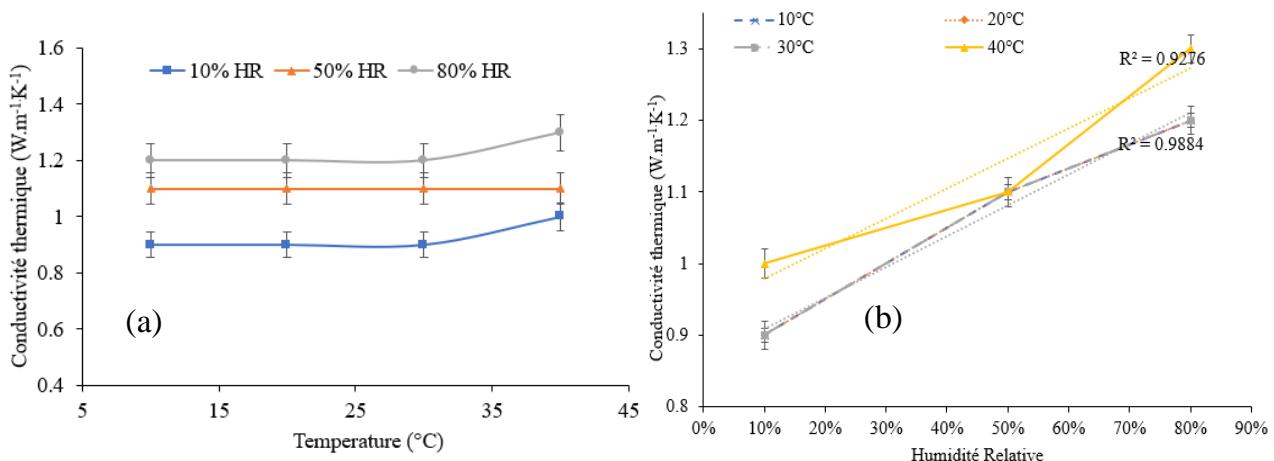


Figure 4 : Variation de la conductivité thermique en fonction de la variation de la température et de l'humidité relative.

### 3.3. Réponse thermique de la paroi soumise aux cycles de température

Le mur était soumis à plusieurs scénarios visant à comprendre sa réaction à des cycles de température variables. Le premier cas a simulé une canicule avec des fluctuations de température de 40°C pendant 12 heures (représentant la journée) à 20°C pendant les 12 heures suivantes (représentant la nuit). Ce cycle a été répété pendant 7 jours pour évaluer sa cohérence. La figure 5 illustre l'évolution de la température en fonction du temps à différents endroits du mur pendant 3 cycles. La répétitivité de ce cycle au cours des 3 jours est évidente. À une température extérieure de 40°C, la température la plus élevée enregistrée sur la face extérieure du mur a atteint 34,86°C. Un gradient de température est observable entre les capteurs placés sur les faces externes et internes du mur, indiquant une différence de 9,81°C. Pendant la phase de refroidissement, tous les capteurs à différentes profondeurs ont enregistré des températures autour de 20°C. Au contraire, pendant la phase de chauffage, des variations perceptibles ont été observées entre les différentes positions du mur. Cet écart suggère des réponses différentes du mur aux phases de chauffage et de refroidissement, ce qui signifie que le processus de refroidissement est plus rapide que la phase de chauffage.

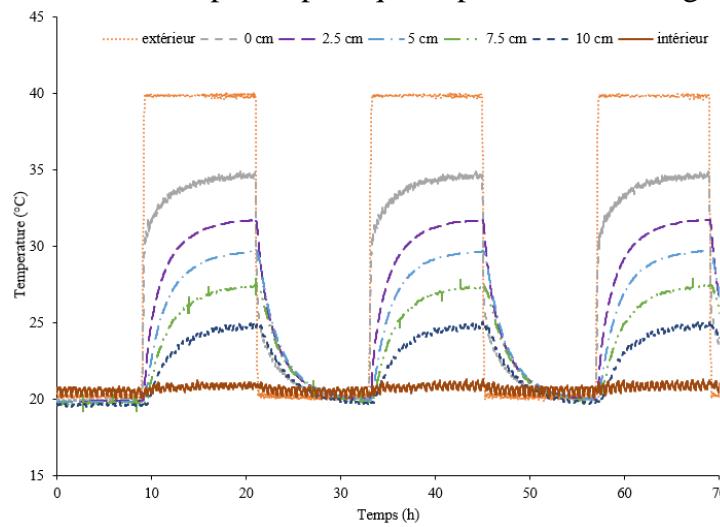


Figure 5 : Réponse de la paroi pour des variations cycliques de température entre 40°C et 20°C.

### 3.4. Comportement de la paroi sous un chauffage continu à 40°C

Dans le deuxième scénario de cette étude, la température extérieure a été maintenue constante à 40°C jusqu'à ce qu'elle atteigne un état stable. La figure 6 illustre le comportement de la

température du mur pour différentes profondeurs en fonction de la variation du temps. Il a fallu environ 10 heures pour que le mur atteigne la stabilité thermique, avec une température maximale de 36,6°C sur la face extérieure et de 26°C sur la face intérieure.

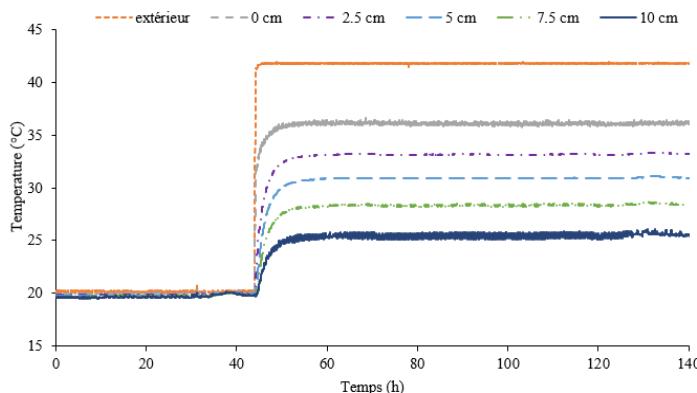


Figure 6 : Evolution de la température au cours du temps dans l'épaisseur du mur

La figure 7 présente l'évolution de la température au cours du temps à différentes profondeurs du mur. La surface extérieure a réagi rapidement au chauffage, montrant une augmentation initiale de 12 degrés au cours de la première heure. Cependant, le taux d'augmentation de la température diminue au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans le mur. Comme indiqué, la paroi atteint sa température maximale de 36°C après 12 heures de chauffage continu.

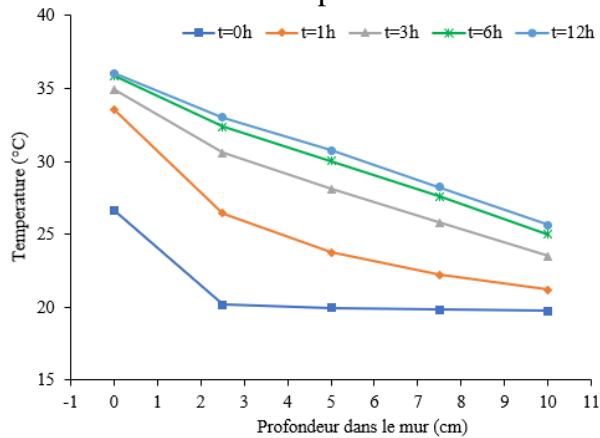


Figure 7 : Profils de température à travers le mur à différents moments du chauffage

#### 4. Conclusion

Cette étude porte sur l'analyse de la conductivité thermique et des propriétés thermiques d'une (BTC) ainsi que sur le comportement thermique d'un mur construit à l'aide de BTC et de mortier de terre. Les propriétés hydriques révèlent que la brique est capable de réguler l'humidité de l'environnement intérieur grâce à sa capacité à absorber et désorber l'eau. Les résultats démontrent qu'à une température de 20°C et une humidité relative de 50%, la conductivité thermique mesurée ( $1,15 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ ) est en accord avec les valeurs de la littérature. De plus, l'augmentation de l'humidité relative entraîne également une augmentation de la conductivité thermique du BTC, alors que les variations de température n'ont pas produit de modifications significatives.

Un mur a été construit et placé dans une chambre bi-climatique permettant des variations de température et d'humidité sur les deux faces du mur afin d'étudier l'impact des variations thermiques sur le transfert de chaleur. Alors que la face intérieure a conservé une température constante de 20°C et une humidité relative de 50%, la face extérieure a connu deux cycles de température distincts. Dans le premier scénario, imitant une canicule, alternant entre le jour et la nuit, le mur a présenté des réponses différentes pendant les phases de chauffage et de

refroidissement, indiquant un processus de refroidissement plus rapide que le chauffage. Pendant la phase de chauffage continu à 40°C, le mur a mis environ 10 heures pour atteindre la stabilité thermique. Enfin, une étude numérique sera très prochainement entreprise afin de valider le modèle de transfert thermique à travers la paroi pour estimer dans un deuxième temps le comportement statique et dynamique de ce type de construction pour différents climats

## Références

- [1] F. McGregor, A. Heath, E. Fodde, et A. Shea, « Conditions affecting the moisture buffering measurement performed on compressed earth blocks », *Build. Environ.*, vol. 75, p. 11- 18, mai 2014, doi: 10.1016/j.buildenv.2014.01.009.
- [2] G. Minke, « Building with Earth: Design and Technology of a Sustainable Architecture », *Birkhäuser Basel*, janv. 2005, Consulté le: 11 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: [https://www.academia.edu/en/68778205/Building\\_with\\_Earth\\_Design\\_and\\_Technology\\_of\\_a\\_Sustainable\\_Architecture](https://www.academia.edu/en/68778205/Building_with_Earth_Design_and_Technology_of_a_Sustainable_Architecture)
- [3] P. Taylor, R. J. Fuller, et M. B. Luther, « Energy use and thermal comfort in a rammed earth office building », *Energy Build.*, vol. 40, n° 5, p. 793- 800, janv. 2008, doi: 10.1016/j.enbuild.2007.05.013.
- [4] « NF EN 15801 Conservation of cultural property - Test methods - Determination of water abdsorption by capillarity ».
- [5] Rode, Carsten; Peuhkuri, Ruut Hannele; Hansen, Kurt Kielsgaard; Time, Berit; Svensberg, Kaisa; et Arvidsson, Jesper; Ojanen, Tuomo, « NORDTEST Project on Moisture Buffer Value of Materials ». 2005.
- [6] « NF EN ISO 12572 Hygrothermal performance of building materials and products — Determination of water vapour transmission properties — Cup method ».
- [7] « NF EN ISO 22007-2 Plastics - Determination of thermal conductivity and thermal diffusivity - Part 2: Transient plane heat source (hot disc) method ».
- [8] Y. E. Belarbi *et al.*, « Experimental Characterization of Raw Earth Properties for Modeling Their Hygrothermal Behavior », *Buildings*, vol. 12, n° 5, Art. n° 5, mai 2022, doi: 10.3390/buildings12050648.
- [9] C. Lucile, « Modelling and experimental validation of the hygrothermal performances of earth as a building material », phdthesis, Université de Lyon, 2016. Consulté le: 11 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.hal.science/tel-01585348>
- [10] L. Laou, « Evaluation du comportement mécanique sous sollicitations thermohydriques d'un mur multimatériaux (bois, terre crue, liants minéraux) lors de sa construction et de son utilisation », phdthesis, Université de Limoges, 2017. Consulté le: 26 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses-hal-science.ezproxy.u-pec.fr/tel-02459154>
- [11] D. Khoudja, B. Taallah, O. Izemmouren, S. Aggoun, O. Herihiri, et A. Guettala, « Mechanical and thermophysical properties of raw earth bricks incorporating date palm waste », *Constr. Build. Mater.*, vol. 270, p. 121824, févr. 2021, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2020.121824.
- [12] M. B. Mansour, A. Jelidi, A. S. Cherif, et S. B. Jabrallah, « Optimizing thermal and mechanical performance of compressed earth blocks (CEB) », *Constr. Build. Mater.*, vol. 104, p. 44- 51, févr. 2016, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2015.12.024.
- [13] H. Cagnon, J. E. Aubert, M. Coutand, et C. Magniont, « Hygrothermal properties of earth bricks », *Energy Build.*, vol. 80, p. 208- 217, sept. 2014, doi: 10.1016/j.enbuild.2014.05.024.
- [14] A. Brambilla et T. Jusselme, « Preventing overheating in offices through thermal inertial properties of compressed earth bricks: A study on a real scale prototype », *Energy Build.*, vol. 156, p. 281- 292, déc. 2017, doi: 10.1016/j.enbuild.2017.09.070.
- [15] E. Hany, N. Fouad, M. Abdel-Wahab, et E. Sadek, « Investigating the mechanical and thermal properties of compressed earth bricks made by eco-friendly stabilization materials as partial or full replacement of cement », *Constr. Build. Mater.*, vol. 281, p. 122535, avr. 2021, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2021.122535.
- [16] J.-P. Laurent, « Propriétés thermiques du matériau terre », *Cah. CSTB*, vol. Cahier 2156, p. 17 pages, janv. 1987.

- [17] M. Y. J. Liu, U. J. Alengaram, M. Z. Jumaat, et K. H. Mo, « Evaluation of thermal conductivity, mechanical and transport properties of lightweight aggregate foamed geopolymers concrete », *Energy Build.*, vol. 72, p. 238- 245, avr. 2014, doi: 10.1016/j.enbuild.2013.12.029.
- [18] F. Collet et S. Pretot, « Thermal conductivity of hemp concretes: Variation with formulation, density and water content », *Constr. Build. Mater.*, vol. 65, p. 612- 619, août 2014, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2014.05.039.



# Transient thermo-hygrometric CFD model of Trombe wall system

Nour El Zein, Yacine Ait Oumeziane, Philippe Desevaux, Sylvie Bégot, Valérie Lepiller

FEMTO-ST Institute, Université de Franche-Comté, CNRS, Belfort, France

nour.elzein@femto-st.fr ,yacine.aitoumeziane@femto-st.fr, philippe.desevaux@univ-fcomte.fr, sylvie.begot@univ-fcomte.fr, valerie.lepiller@univ-fcomte.fr

## Abstract

The objective of this study is to develop a transient CFD model representing the dynamic behavior of Trombe walls. The current model takes into consideration variable solar radiation as well as the presence of occupants and their activities. The temperature and velocity profiles at different locations are plotted. The moisture's impact on the hygrothermal behavior is then investigated. The results show that the relative humidity distribution inside the system is mainly influenced by the ventilation strategy in which the moisture is accelerated and transported by the flow in the case of vents opening. The finding revealed that the maximum relative humidity (RH) reached in the system doesn't exceed 22%. However, due to the lower temperature values observed in the system during overcast winter nights, there is a potential condensation risk on glass and wall surfaces. Furthermore, the results indicate that the Trombe wall can ensure the occupant's thermal comfort from 11 am to 4 pm during overcast wintertime.

## Nomenclature

AAC	aerated cellular concrete	W <sub>v</sub>	water vapor
C <sub>p</sub>	specific heat, J.kg <sup>-1</sup> . K <sup>-1</sup>	Y <sub>i</sub>	local mass fraction of each species
D <sub>m</sub>	moisture diffusivity, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	CFD	Computational Fluid Dynamics
D <sub>T</sub>	thermal diffusivity, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	<i>Greek symbols</i>	
DO	Discrete ordinate	α	absorptivity
h <sub>ext</sub>	heat transfer coefficient, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	ε	emissivity
J <sub>i</sub>	moisture diffusion, kg.s <sup>-1</sup> .m <sup>-2</sup>	λ	conductivity, W.m <sup>-1</sup> . K <sup>-1</sup>
R <sub>i</sub>	Reaction	μ	Dynamic viscosity, kg.m <sup>-1</sup> . s <sup>-1</sup>
RH	relative humidity, %	ρ	density, kg.m <sup>-3</sup>
S <sub>i</sub>	source term	τ	transmissivity
S <sub>ct</sub>	Schmidt number	<i>Index and exponent</i>	
T	temperature, K	a	air
t	time, s	i	species
UDF	user-defined function	r	radiation
v	velocity m.s <sup>-1</sup>	t	turbulent

## 1. Introduction

In the context of the current worldwide energy situation, the building sector stands as a substantial contributor to worldwide energy consumption and the emission of greenhouse gases. Therefore, to improve the building's energy performance and hygrothermal comfort, it is crucial to adopt renewable energy resources and eco-friendly engineering solutions. Among various technologies, Trombe walls, are recognized as a cost-effective solution to reduce

energy consumption. Nevertheless, the traditional Trombe wall design presents numerous benefits, it also has drawbacks such as overheating, heat loss, and reverse thermo circulation which require a careful selection of its design parameters and operation management.

Several theoretical and experimental studies have been carried out to investigate the thermal behavior of Trombe walls under various weather conditions and evaluate the impact of its geometrical parameters on its overall thermal efficiency. However, to date, very few developed CFD models take into account the dynamic behavior of such a system, and most of the available models in the literature do not consider the effect of moisture on Trombe walls as the focus is often on the determination of its thermal efficiency.

Despite the importance of insulation in decreasing heat loss, numerous researchers have pointed out that introducing insulation layers into Trombe walls could lead to potential moisture accumulation or condensation on the wall surface, especially in extreme climatic conditions [1],[2]. Therefore, it is important to maintain normal moisture conditions for ensuring occupant comfort, and reliable operation of facade systems. Few numerical analyses have examined the impact of moisture on Trombe walls during the overcast winter season. The occurrence of these moisture-related issues is determined by the system's specific temperature difference and relative humidity levels. In addition, in the literature, only a few numerical studies have been identified that analyze the effect of relative humidity on Trombe walls in hot humid weather conditions. In such climatic conditions, the amount of moisture content in the air is dissimilar and may vary by 10g of moisture per kg of dry air compared to dry climate which highly affects the performance of solar chimneys as stated by Sudprasert et al.[3]. Through a 2D steady-state CFD model and by considering uniform temperature, the authors have compared the effect of moist air on the temperature and velocity profiles of the solar chimney in Thailand. The results indicate a reduction of the average velocity in the gap and a higher air temperature at the outlet when increasing the relative humidity. On the other hand, Dahire et al. [4] have developed a numerical model of solar roof chimneys and analysed the effect of relative humidity on the performance of the chimney channel by considering the moist air as a participating medium to radiation. Their results support the other studies. The authors underline that increasing relative humidity at constant temperature leads to a decrease in the air mixture density which in turn results in a decrease of the air mass flow rate due to a reduction in buoyancy. However, it is well recognized that steady-state models do not properly represent system behavior because unstable climatic factors result in unstable surface temperature distribution. This is also impacted by the thermophysical properties and the geometrical design parameters such as the thickness and the height of the wall. Indeed, research done by El-Sherief et al. [5] has demonstrated that in the case of high solar radiation, a humidifier placed at the back of the solar chimney can increase the velocity of the solar chimney and enhance the natural convection process. Consequently, there is a need for a more accurate model capable of capturing the dynamic behavior of such a system to analyze how design decisions affect the performance of Trombe walls and hygrothermal comfort.

This paper aims to develop a transient CFD model that simulates the dynamic behavior of a conventional Trombe wall. Since there is no a priori method for establishing optimal numerical parameters, mesh grid, and time step sensitivity analysis are first performed. Then, several user-defined functions and sources are implemented to take into consideration variable solar radiation as well as the presence of occupants and their activities.

## 2. Model description

### 2.1 Model geometry

The CFD model is based on the geometric specifications of an existing Trombe wall test bench located at the laboratory, which has dimensions of 2x1.97 meters in width and height respectively. The experimental model represents a typical Trombe wall coupled to a room. The glass is 8mm thick, and the thermal storage wall is made of 20 cm thick aerated cellular concrete. The room walls are insulated on the outside with a layer of thick polystyrene to reduce heat loss. A solar simulator consisting of 18 halogen lamps is used to replicate the solar radiation ranging from 0 to 1000W.m<sup>-2</sup>. Our case study covers the same boundary conditions and material properties of the experimental test bench. The room walls are assumed to be adiabatic. At the glass surface, a combination of convection and radiation conditions is taken into account. The heat transfer coefficient is determined using the following correlation:  $h_{ext} = 5.7 + 3.8v_{wind}$  [6].

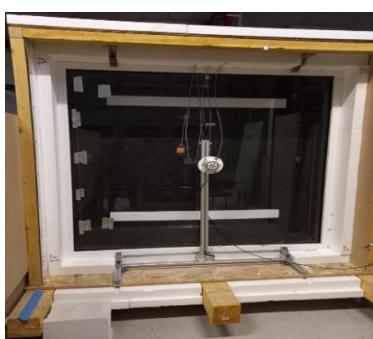


Figure 1: View of the test bench

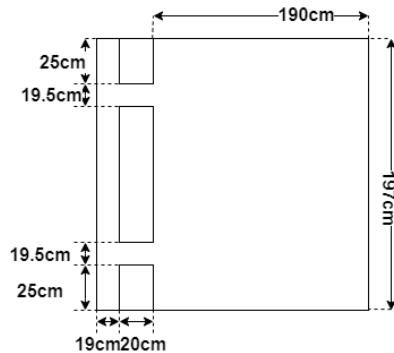


Figure 2: Test bench dimensions

Thermophysical properties	$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$C_p$ (J.kg <sup>-1</sup> . K <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> . K <sup>-1</sup> )	$\epsilon$	$\alpha$	$\tau$
Glass	2500	800	1.020	0.89	-	0.9
Polystyrene	30	1450	0.038	0.90	0.1	
Aerated concrete	450	1000	0.110	0.85	0.95	

Table 1: Thermal properties of the physical model

### 2.2 Sensitivity analysis

To calibrate the model, a preliminary analysis is conducted to assess the sensitivity of the results to grid and timestep size. Fixed boundary conditions, as represented in Figure 3, are selected to conduct this analysis. To investigate heat transfer and fluid dynamics, governing equations that address energy, momentum, and mass conservation are used. Specifically, we incorporate the DO (Discrete Ordinate) radiation model and k- $\omega$  SST technique, along with the Boussinesq approach, to effectively address turbulence and natural convection phenomena. The average wall temperature is used as a reference point, and the relative error is employed as a metric to evaluate the results' dependency on mesh size. The results as represented in Figure 4, indicate that, among all the cases considered, meshes of size 3mm and 5mm exhibit convergences, with relative errors less than 1% affirming these mesh's capability to accurately capture the temperature distribution in this region. For the timestep size analysis (Figure 5), a

more sophisticated approach is adopted to compare results, involving the utilization of a regression algorithm for extrapolating all data points. Subsequently, Mean Absolute Error (MAE) and Root Mean Square Error (RMSE) are employed as metrics to assess the performance of the predictive model. Following the validation of the predictive model, relative error is used to determine the appropriate timestep size. Consequently, a mesh size of 5mm and timesteps of 10s are selected for further analysis.

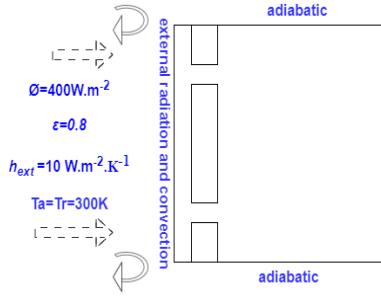


Figure 3: Boundary conditions

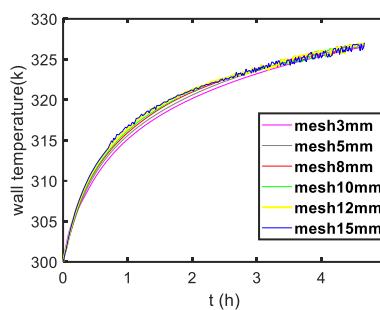


Figure 4: Mesh size effect

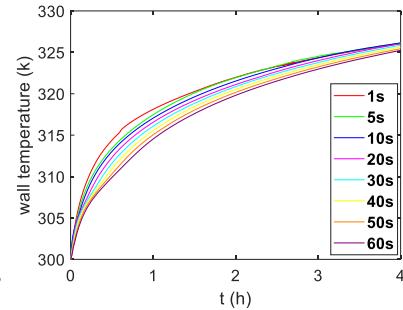


Figure 5: Time step effect

## 2.3 Description of the species model in Ansys fluent

The moisture transport in the air involves convection and diffusion mechanisms, as represented in Equation (1)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho v \vec{Y}_i) = -\nabla \vec{J}_i + R_i + S_i \quad (1)$$

where  $R_i$  is the reaction mechanism and  $S_i$  is the source term.

The diffusion of water vapor in air as represented in Equation (2) is described by Fick's law, which asserts that the diffusion process is directly proportional to the mass fraction. Additionally, this model incorporates thermal diffusion, commonly referred to as the Soret effect. The influence of turbulence on diffusion is considered by the introduction of the turbulence diffusion coefficient. This coefficient is computed as the viscosity ratio to the Schmidt number, encapsulating the impact of turbulence on the overall diffusion dynamics. [7]

$$J_i = -\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu t}{S_{ct}}\right) \nabla Y_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T} \quad (2)$$

## 2.4 Thermo-hygrometric model specification

In reality, solar radiation follows a complicated and dynamic pattern. Factors such as the angle of incidence, atmospheric conditions, and seasonal fluctuations in solar intensity provide significant obstacles in precisely modeling a realistic representation. The simulation of solar radiation using a sinusoidal function may serve as a simplified representation of the temporal variation of solar radiation on the Trombe wall surface throughout the day. Therefore, a dataset obtained from PVGIS[8] is simulated, specifically focusing on the weather conditions during overcast winter days in Belfort in the month of January. A UDF (User Defined Function) has been developed to replicate solar radiation. As shown in Figure 6(a), it follows a sinusoidal pattern, with the intensity of direct and diffuse solar radiation increasing gradually from 8:30 am, and reaching its peak at 12:30 pm, reaching a maximum value of  $317 \text{ W.m}^{-2}$  for direct radiation and  $137 \text{ W.m}^{-2}$  for diffuse fraction. Subsequently, the solar radiation gradually decreases, ultimately reaching its minimum at 5:40 pm. The outdoor temperature is fixed to  $2^\circ\text{C}$ . Furthermore, in order to simulate the occupant's moisture generation and by considering the moisture generation of a single-family ranged from 1 to 20kg/day [9], and the presence of occupants or their absence is a function of space and time, an UDF following the sine function

is implemented and introduced into the model as a moisture source at the location of room center as represented in Figure 6 (c). However, it is important to note that a previous experimental study [10] focusing on investigating the airflow characteristics of humans using manikin has demonstrated the occurrence of thermal plume directed vertically with a max velocity value reached equal to  $0.18\text{m.s}^{-1}$  and by taking into account that heat generation rate by human ranged from 35 to  $80\text{W.m}^{-2}$  depending on their activities [11], it is decided to include those effects by implementing another UDF as an energy source.

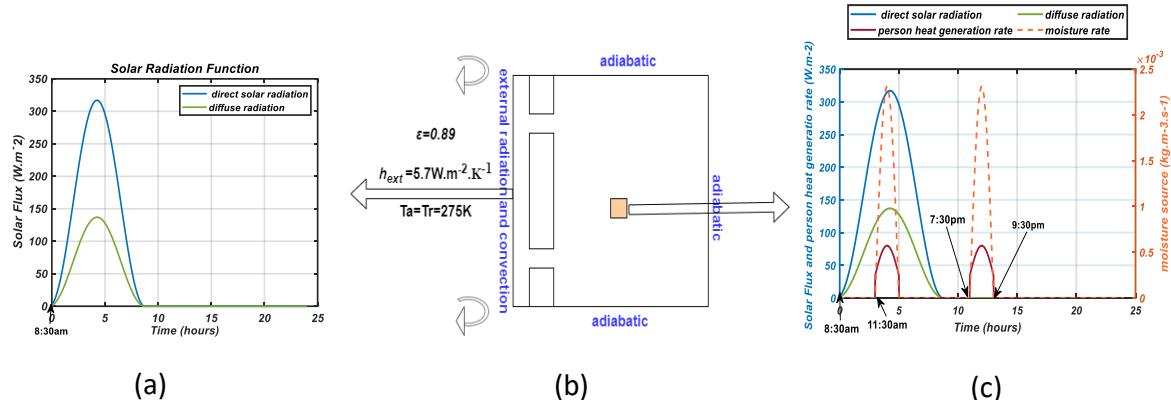


Figure 6: Humidity model boundary conditions

In addition to the thermal model consisting of the DO radiation model and  $k-\omega$  SST turbulence model, a species model is required to model the moisture transport in air, in which the moist air is considered as a mixture of dry air and water vapor. For the mixture model, the Boussineq approach is no longer compatible with the species model [7]. Therefore, the incompressible ideal gas hypothesis is assumed to express the relation between temperature and density. Mixing law is used to express the relation of the temperature on  $C_p$ . The thermophysical properties of the mixture model are summarized in Table 2.

Properties	$\rho$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$C_p$ ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$\lambda$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$\mu$ ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )	$D_m$ ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )	$D_T$ ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
Air	Ideal gas	1600	0.024	$1.789.10^{-5}$	-	-
Wv	Ideal gas	$cp(T)$	0.0261	$1.34.10^{-5}$	-	-
Mixture	ideal gas	Mixing law	Mixing law	$1.72.10^{-5}$	$2.88.10^{-5}$	Kinetic theory

Table 2: Mixture model properties

### 3. Results

To provide a comprehensive investigation of the behavior of Trombe walls, it is important to analyze the temperature, velocity, and  $\text{H}_2\text{O}$  mass fraction profiles at different times. Notably at 10 am (Figure 7 (a,b,c)) corresponding to the phase of solar sunshine without occupants' presence, it is shown the thermal buoyancy effect induced by the convection process causing the air density to decrease. As a result, the heated air rises and circulates to the adjacent area through the upper vent.

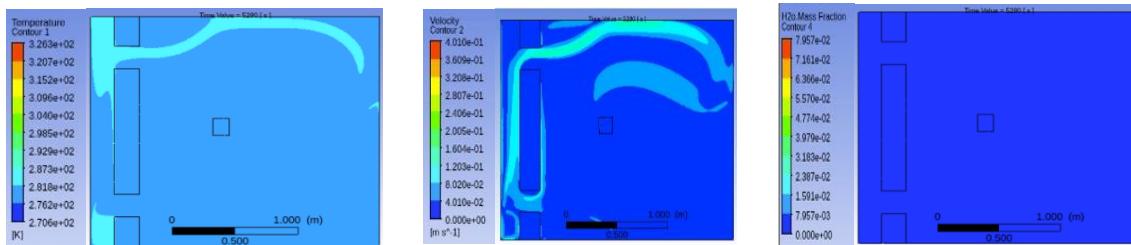


Figure 7: (a)Temperature profile (b)Velocity profile (c)Vapor mass fraction

At 12:30 pm (Figure 8(a, b,c)) corresponding to a scenario where occupants are present during sunshine hours, and their activities contribute to the thermal dynamics of the indoor environment, it is observed, the thermal plume formed by occupants in which the upward air speed reached  $0.16 \text{ ms}^{-1}$ . Furthermore, it is shown the moisture distribution inside the system is primarily impacted by the buoyancy effect. As warm air rises within the room, it carries moisture with it, leading to a distributed vapor mass fraction inside the room rather than on the cavity side.

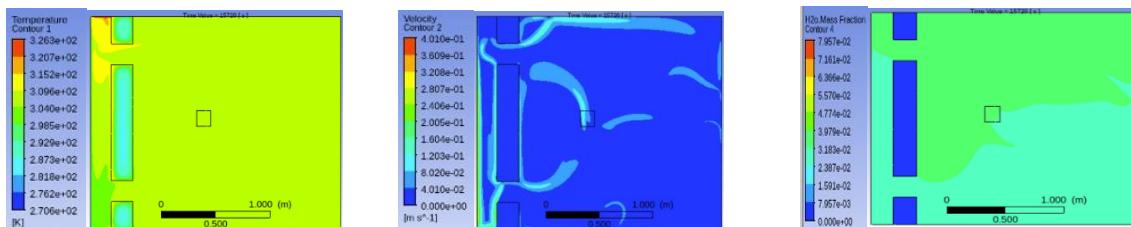


Figure 8: (a)Temperature profile (b)Velocity profile (c) Vapor mass fraction

At 8 pm (Figure 9(a, b,c,d)) corresponding to the phase of occupant presence during the night, it is shown that the reverse flow moves the warm moist air vertically leading to the distribution of moisture from the cavity side toward the room side.

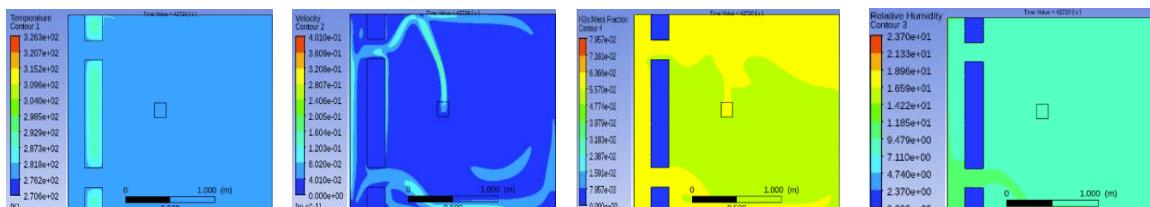


Figure 9: (a) Temperature profile(b) Velocity profile(c) Mass fraction (d)RH profile

### 3.1. Daily behavior of Trombe wall

In order to check the functionality of the implemented UDF as well as the convergence of the results, different monitoring points are considered at different locations of the geometry as illustrated in Figure 10.

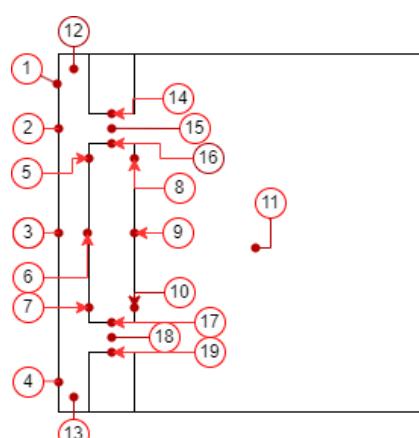


Figure 10: Monitoring points location

Position sensors	Glass	Outside wall surface	Inside wall surface	Room center	Upper Vent	Lower vent	Cavity
Sensor's name	pt 1, pt 2, pt 3, pt 4	pt 5, pt 6, pt 7	pt 8, pt 9, pt 10	pt 11	pt 14, pt 15, pt 16	pt 17, pt 18, pt 19	pt 12, pt 13

Table 3: Monitoring points legend

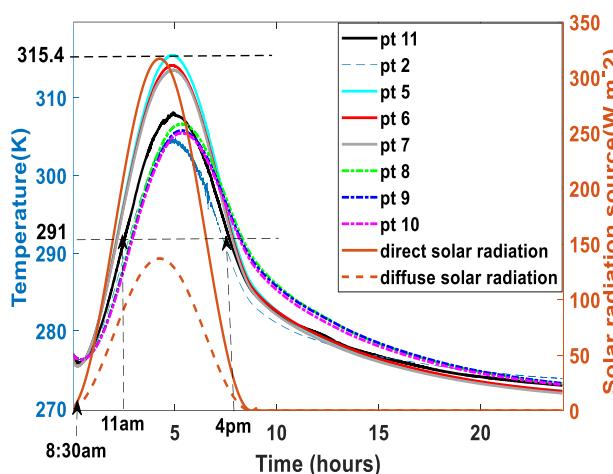


Figure 11: Temperature profile

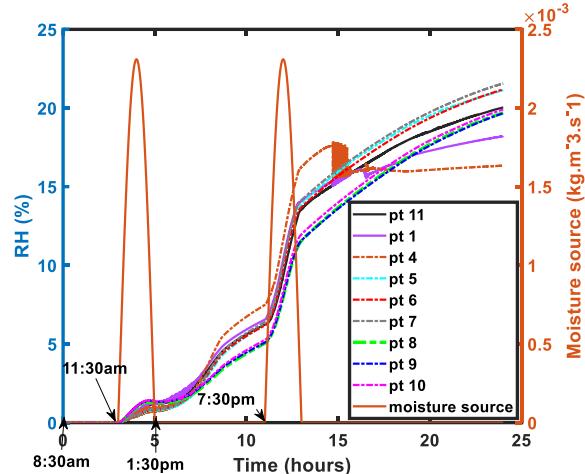


Figure 12: Relative humidity

The temperature distribution at the monitored points is first plotted in Figure 11. It shows the behavior of a typical Trombe wall during winter daytime. Notably, as the solar radiation increases, the outside wall surface experiences heating with a time lag of 50min, reaching a maximum temperature of 315K. Analysis indicates temperature homogeneity at various sections of each wall side, with the maximum difference found to be 1.5K. It was also observed that the room temperature was influenced by solar intensity, particularly as the warm air circulated and heated the interior space during daylight hours. Furthermore, it is shown that at the time of the introduction of the moisture source, the temperature profile of the room center is affected. After the end of solar radiation, the temperature at all monitored locations decreases. However, it is observed that the inside wall surface surpasses the cavity side, indicating the thermal insulation properties of AAC. Assuming an indoor comfort temperature minimum of 291K, the findings demonstrate that the Trombe wall can provide the occupant thermal comfort from 11 am to 4 pm during overcast wintertime. This necessitates the implementation of an adequate ventilation strategy and vents operation management technique to mitigate reverse airflow and consequent heat losses.

Figure 11,12 demonstrate the correlation between temperature and RH, indicating that an increase in the air temperature during the injection of the moisture source leads to an increase of the air moisture content resulting in a slightly increase in RH levels. However, the temperature decreases at night which leads to a fast increase in RH levels. Also, it is shown the correlation between the RH levels at various monitoring points and the RH at the room center, especially due to the opening of vents. The synchronized trends across all monitoring points emphasize the influence of the vents control strategy on the distribution of relative humidity and hygrothermal behavior of the system. Furthermore, the analysis reveals that the maximum RH attained in the system is 22%. Taking into account that the temperature of the outside wall and glass surface reaches 2 °C at night, this leads to the potential occurrence of condensation risks at these regions during this period.

## 4. Conclusion

This article presents a numerical analysis of the transient behavior of the Trombe wall. A methodology for modeling the humidity effect on Trombe walls is proposed. To compare the results, the temperature, velocity, and relative humidity profile in function of the implemented UDF are plotted. The results demonstrate the interactions between airflow, temperature, and moisture distribution in the Trombe wall which is crucial for designing and operating buildings that provide comfortable and healthy indoor environments, particularly during night-time occupancy. The results indicate that the Trombe wall can effectively maintain the occupant thermal comfort from 11 am to 4 pm during overcast wintertime. However, the study also highlights the potential occurrence of condensation risk at night under similar weather conditions.

## 5. References

- [1] K. Sergei, C. Shen, and Y. Jiang, ‘A review of the current work potential of a trombe wall’, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 130, p. 109947, Sep. 2020, doi: 10.1016/j.rser.2020.109947.
- [2] J. Szyszka, J. Kogut, I. Skrzypczak, and W. Kokoszka, ‘Selective Internal Heat Distribution in Modified Trombe Wall’, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.*, vol. 95, p. 042018, Dec. 2017, doi: 10.1088/1755-1315/95/4/042018.
- [3] S. Sudprasert, C. Chinsorranant, and P. Rattanadecho, ‘Numerical study of vertical solar chimneys with moist air in a hot and humid climate’, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 102, pp. 645–656, Nov. 2016, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.054.
- [4] H. Dahire, S. R. Kannan, and S. K. Saw, ‘Effect of humidity on the performance of rooftop solar chimney’, *Therm. Sci. Eng. Prog.*, vol. 27, p. 101026, Jan. 2022, doi: 10.1016/j.tsep.2021.101026.
- [5] M. A. El-Sherief, Hany. A. Mohamed, and M. Salem Ahmed, ‘Design and Performance of Trombe Wall with Humidification for Air Cooling in Hot Arid Regions’, *Sch. J. Eng. Technol.*, vol. 8, no. 8, pp. 147–154, Aug. 2020, doi: 10.36347/sjet.2020.v08i08.002.
- [6] S. Zhou, F. Bai, G. Razaqpur, and B. Wang, ‘Effect of key parameters on the transient thermal performance of a building envelope with Trombe wall containing phase change material’, *Energy Build.*, vol. 284, p. 112879, Apr. 2023, doi: 10.1016/j.enbuild.2023.112879.
- [7] T. J. Baker, ‘Fluent User’s Guide’, 2022.
- [8] ‘JRC Photovoltaic Geographical Information System (PVGIS) - European Commission’. Accessed: Jan. 11, 2024. [Online]. Available: [https://re.jrc.ec.europa.eu/pvg\\_tools/en/](https://re.jrc.ec.europa.eu/pvg_tools/en/)
- [9] P. Liu, M. Justo Alonso, H. M. Mathisen, A. Halfvardsson, and C. Simonson, ‘Understanding the role of moisture recovery in indoor humidity: An analytical study for a Norwegian single-family house during heating season’, *Build. Environ.*, vol. 229, p. 109940, Feb. 2023, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.109940.
- [10] J. Li, J. Liu, J. Pei, K. Mohanarangam, and W. Yang, ‘Experimental study of human thermal plumes in a small space via large-scale TR PIV system’, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 127, pp. 970–980, Dec. 2018, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.138.
- [11] Aggarwal, ‘Predicting Energy Requirement for Cooling the Building Using Artificial Neural Network’, *J. Technol. Innov. Renew. Energy*, 2012, doi: 10.6000/1929-6002.2012.01.02.6.

# Distributed thermoelectric model of a PV module: effect of inhomogeneous boundary conditions

Fadi BOURARACH<sup>1\*</sup>, Arttu TUOMIRANTA<sup>2</sup>, Stéphane GIBOUT<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Universite de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Pau, France

<sup>2</sup> TotalEnergies One Tech, TSA 12142, 59779 LILLE CEDEX FRANCE

\* (Corresponding author: fadi.bourarach@univ-pau.fr)

**Abstract -** A distributed thermoelectric model for photovoltaic (PV) modules is introduced, incorporating comprehensive heat transfer modes, electrical coupling, and spatially resolved convective heat transfer coefficients. Validated against the SANDIA model, this model accurately captures temperature distribution and power loss due to inhomogeneous convective boundary conditions. It serves as a precursor to a more intricate aerodynamic model, aiming to refine PV performance predictions and inform the design of new PV installations, particularly in aquatic settings or with innovative geometries.

## Nomenclature

$\lambda$	Thermal conductivity , W/m.K	$h_{coef}$ Convectif heat exchange coef , W/m <sup>2</sup> .K
$C$	Thermal capacity , J/kg.K	Subscripts & superscripts
$\rho$	Density , kg/m <sup>3</sup>	( $)_f$ front
$e$	Thickness' layer , m	( $)_b$ back
$T$	Temperature , K	( $)_{0-4}$ layer's index
$V$	Volume , m <sup>3</sup>	( $)_{conv}$ convective
$\Delta t$	Timestep , s	( $)_{cond}$ conductive
$\Phi$	Heat flux , W	( $)_{rad\ short}$ radiative, short wavelength
$\eta$	PV cell's efficiency , %	( $)_{rad\ long}$ radiative, long wavelength
$\beta$	Temperature coefficient , %/°C	( $)^i$ at timestep i

## 1. Introduction

The scarcity of available sites for classical ground-mounted solar PV, due to the low power density [1], leads to the emergence of new PV systems aimed at resolving conflicts with residential and agricultural needs [2, 3] as part of SDG 7 [4]. (From the Atlas of Sustainable Development Goals. Goal number 7: affordable & clean energy - Access to universal and sustainable electricity). Precise modeling of photovoltaic (PV) panel performance necessitates knowledge of its cell temperature. Predicting this temperature becomes progressively more challenging due to new design features of PV installations [3, 5, 6], the latter impacting their yield and therefore their return on investment.

The top two factors influencing the electrical output of a PV module are irradiation and temperature [7, 8], mainly because the diode model parameters are primarily influenced by irradiation and temperature. The evolution of thermal models for PV systems has significantly progressed over time, with each contribution aimed at addressing specific limitations and challenges. Beginning with a simplified one-layer model proposed in 1987 [9], subsequent developments have introduced increasingly complex approaches. In 2010, an electrical analogy-based six-layer model was introduced, albeit neglecting radiative heat transfer [10]. This was followed by the development of a transient one-layer model in 2014, focusing on estimating module temperature [11]. Further advancements in 2020 included the introduction of a one-layer model with forced water cooling [12] and a three-layer model addressing linearization challenges [13]. However, both of these models were noted to be time-consuming, prompting the proposal of regression models. In 2021, a three-layer model with water cooling and an electrical analogy

was introduced [14], yet still facing similar time-consuming issues. The most recent development in 2023 involved a transient electrical five-layer model, focusing on second-to-minute timescales but encountering the need to linearize radiative heat transfer equations [15]. These chronological advancements highlight a progression toward more sophisticated thermal models for PV systems, with an ongoing emphasis on capturing dynamic behavior while overcoming methodological challenges.

All the revised thermal model articles include the convective heat transfer coefficient ( $h_{\text{coef}}$ ) from correlations to estimate the average heat transfer on the entire module. Several studies show a varying distribution of  $h_{\text{coef}}$  on the PV installation depending on its geometrical configuration [6, 16–18]. One study in particular [18] shows that the inhomogeneity of the  $h_{\text{coef}}$  can vary within  $\pm 40\%$ , which leads to mitigated cell temperature estimations [5]. This implies the necessity to explore more advanced thermal approaches that use a local instead of an average  $h_{\text{coef}}$  value and ultimately an aerodynamic model for PV installations.

The proposed thermal model will, at a first step, use the same correlation to estimate the average  $h_{\text{coef}}$  on the entire module and roughly estimate its inhomogeneity on each cell. The innovation is in the possibility to include local  $h_{\text{coef}}$  on each cell to include the thermal boundary layer on the top and back surface of the module following [18] estimations on the  $h_{\text{coef}}$ . This work is a bridge towards a new generation of thermal models that include distributed thermal boundary layer on the top and back surface of the module. The electrical coupling will be taken in two folds. Firstly, the temperature of the cell influences directly its efficiency. Secondly, due to the series electrical layout of the module's substring, the cell with the lowest efficiency will hinder the entire substring. The goal of this paper is to show that inhomogeneous convective boundary conditions have a noticeable impact on the real production of the PV module.

## 2. Material and methods

A 3D coupled five-layer transient physical finite-volume model is introduced, incorporating a local distribution of  $h_{\text{coef}}$  as input. The thermo-electrical coupling is included in two folds: the classical thermal effect on the cell's efficiency and the substring effect. Indeed, the current of the lowest PV cell production will impact the entire module due to the substring's electrical layout. This electrical coupling is essential for the estimation of the impact of the inhomogeneity on the entire module. The model is developed using Python and will be validated numerically, followed by a study using field data. The validation will compare the proposed model with the validated SANDIA one-layer model [9]. The study will use field data provided by QEERI (Qatar Environment and Energy Research Institute: a collaborator of TotalEnergies). Not focusing on the calculation of the  $h_{\text{coef}}$ , the electrical power loss due to the non-homogeneous  $h_{\text{coef}}$  distribution, affecting the PV's electrical production, will be estimated as a first step.

### 2.1. Description and hypotheses

The proposed physical model includes all three modes of heat transfer mechanisms, namely conduction, convection, and radiation. As seen in Figure 1, the conduction occurs inside the module both on the Z-axis (main dissipation axis) and in the XY-axes (secondary dissipation axes). The convection occurs between the front and back surface temperatures and the ambient air temperature ( $T_{\text{air}}$ ). The infrared radiation is included between the front and back modules with the sky's temperatures ( $T_{\text{sky}}$ ) and the substrate's temperature ( $T_{\text{sub}}$ ). Each infrared radiation flux is associated with its corresponding thermal view factor. The substrate can be ground, water, or any other material below the PV modules.

The side edges of the module, are considered adiabatic as a first approximation. This assumption is justified by the fact that the main axis of dissipation is considered to be the Z-axis. Indeed, the surface exchange of the Z-axis dissipation is much larger than the surface exchange of the XY-axes.

The temperature of each layer of the 3D discretized PV module is assumed to have a homogeneous temperature profile. Each layer is defined by its thickness, thermal conductivity, and thermal capacity. The incident irradiation on the PV cells passes through the front glass and the front encapsulant before reaching the PV cell. The individual optical properties of each layer are encompassed in one coefficient: reflectivity.

## 2.2. Discretization

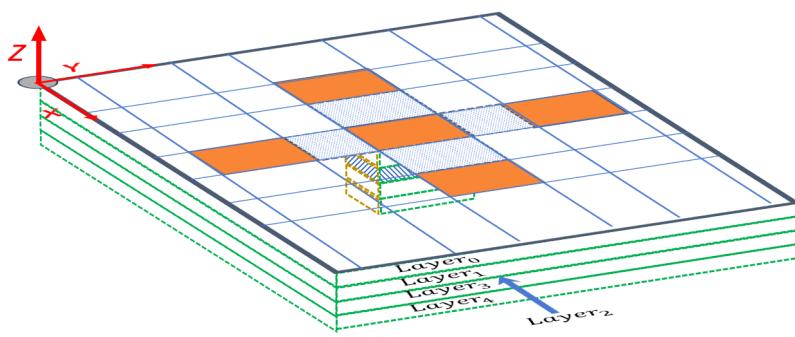


Figure 1: Spatial discretization of a PV module

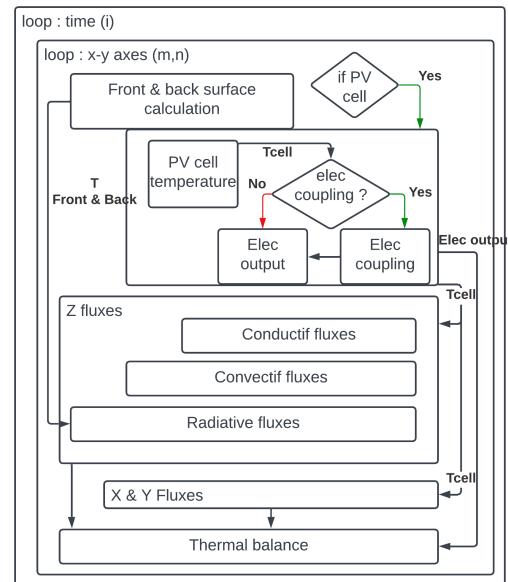


Figure 2: Resolution algorithm

As shown in Figure 1, the 3D thermal model discretizes the XY-axes into blocks named pv-cell-blocks and non-cell-blocks respectively in orange and dotted. The pv-cell-blocks contain five layers in the Z direction, in the following order: front glass, front encapsulant, PV cell, back encapsulant, back glass/backsheet. The non-cell-blocks are similar to the pv-cell-blocks except they contain four layers, omitting the PV cell layer.

An explicit time discretization (with a variable time step) is used, resulting in (1). The equation is discretized spatially in the three axes  $XYZ$  using respectively the indices  $m, n$ , and  $k$ , and temporally using the index  $i$ .  $\rho$  is the density,  $\lambda$  is the thermal conductivity,  $C$  is the thermal capacity,  $V$  is the volume,  $T_{m,n,k}^{i+1} - T_{m,n,k}^i$  is the temperature difference between the timestamps  $i$  and  $i + 1$ , and  $\Delta t$  is the timestep separating these timestamps.

$$T_{m,n,k}^{i+1} = T_{m,n,k}^i + \frac{\sum_{m,n,k} \Phi(T_{m,n,k}^i)}{\rho_{m,n,k} \cdot C_{m,n,k} \cdot V_{m,n,k}} \cdot \Delta t \quad (1)$$

$$\Phi_{x+} + \Phi_{x-} + \Phi_{y+} + \Phi_{y-} = \Phi_{lateral} \quad (2)$$

## 2.3. Thermal fluxes and balance

The XY-axes fluxes contain only conduction. A detailed dive of the classical law of heat conduction will be omitted, also known as Fourier's law equation. As shown in Equation (2), all lateral fluxes, for a node  $m, n, k$ , will be summed into a single flux for simplification,  $\phi_{lateral}$ , neglecting the refraction losse.

The Z-axis will contain most of the dissipation fluxes as well as the heating source coming from the sun's short wavelength irradiation. In Figure 3, the fluxes are categorized into

conduction, convection, electric, short, and long irradiation. For a pv-cell-block, the PV cell will receive short wavelength irradiation from the sun. Except for the interface extremities (air front-surface & air back-surface), the optical losses due to reflection (and refraction) in the layer enveloping the PV cell will be ignored for this study. Part of the sun's irradiation energy will be converted into electrical energy,  $\phi_{elec}$  (3) & (4), where,  $\eta_{std}$  is the PV cell efficiency at standard test conditions (STC),  $\beta$  is the temperature dependence of the PV cell efficiency,  $T_{ref}$ , is the reference temperature used at STC,  $T_{cell}$ , is the PV cell temperature, and  $\eta$  is the newly calculated PV cell efficiency. The leftover energy will be dissipated into heat. This heat will have to pass through the four layers as conduction to reach the front and the back surface of the pv-cell-block.

$$\eta = \eta_{std} * (1 - \beta * (T_{cell} - T_{ref})) \quad (3)$$

$$\phi_{elec} = \phi_{rad\ short} * \eta \quad (4)$$

On the surfaces of the PV module, convection and radiation take over the dissipation. The convection occurs between the front and back surfaces and the ambient air temperature. For radiative exchanges, both the front and the back are assigned thermal view factors for both the sky and substrate. The temperature of the ground is assumed to be equal to the ambient temperature, and the sky temperature is taken as a rough approximation  $T_{sky} = T_{ambient}$ . The  $T_{sky}$  has a non-negligible impact on the final  $T_{cell}$  estimation [19]. The main goal of this paper being to demonstrate the effect of an inhomogeneous  $h_{coef}$ , the sky temperature model can be overseen as long as both models (Proposed and SANDIA) use the same correlation. Both  $T_{sky}$  and  $T_{sub}$  models can be changed on demand with a more reliable one. The thermal parameters used for the simulation are described in Table 1. For a non-cell-block, all the mechanisms remain except for the existence of the PV cell, leading to no heat source and to direct contact of the front and back encapsulant:  $\phi_{cond\ 1\rightarrow 2}$  and  $\phi_{cond\ 2\rightarrow 3}$  are replaced by  $\phi_{cond\ 1\rightarrow 3}$ .

## 2.4. Resolution

The finite volume method was employed for resolving the equations. For each volume element, all the XYZ-axes fluxes are calculated. These fluxes are injected into the discretized thermal heat balance equation (1). Figure 2 explains the algorithm used for the resolution. For each timestep, the initial step involves calculating the front and back surface temperatures using flux continuity on the front and back boundaries (with nonlinear radiative heat transfer equations). The convective flux is also included as well as the conduction from the half front and back layers to their respective surfaces. Then, the iteration is performed over the different XY blocks/axes, and all the XYZ fluxes are calculated. This step contains only conduction fluxes.

## 3. Results and validation

To validate the dynamic behavior, a simulation will be introduced using a single cell (i.e.  $m_{Max} = 1$ ,  $n_{Max} = 1$ ). The results will be compared against the SANDIA model [9] as it uses similar inputs as the proposed model. It assumes one cell covering the entire PV module's surface, modeled as a single layer, thus neglecting the conduction mechanism. A constant  $h_{coef}$  is applied to each surface independently, which facilitates the validation procedure.

### 3.1. Validation of the temperature's dynamic behaviour

Let's consider the following case: a single PV cell laid flat ( $tilt = 0^\circ$ ). The thermal parameters of each layer are detailed in Table 1. The module is irradiated with  $1000 \text{ [W/m}^2]$  at  $t = 0$ . The front surface faces towards the sky, and the rear surface towards the substrate. This

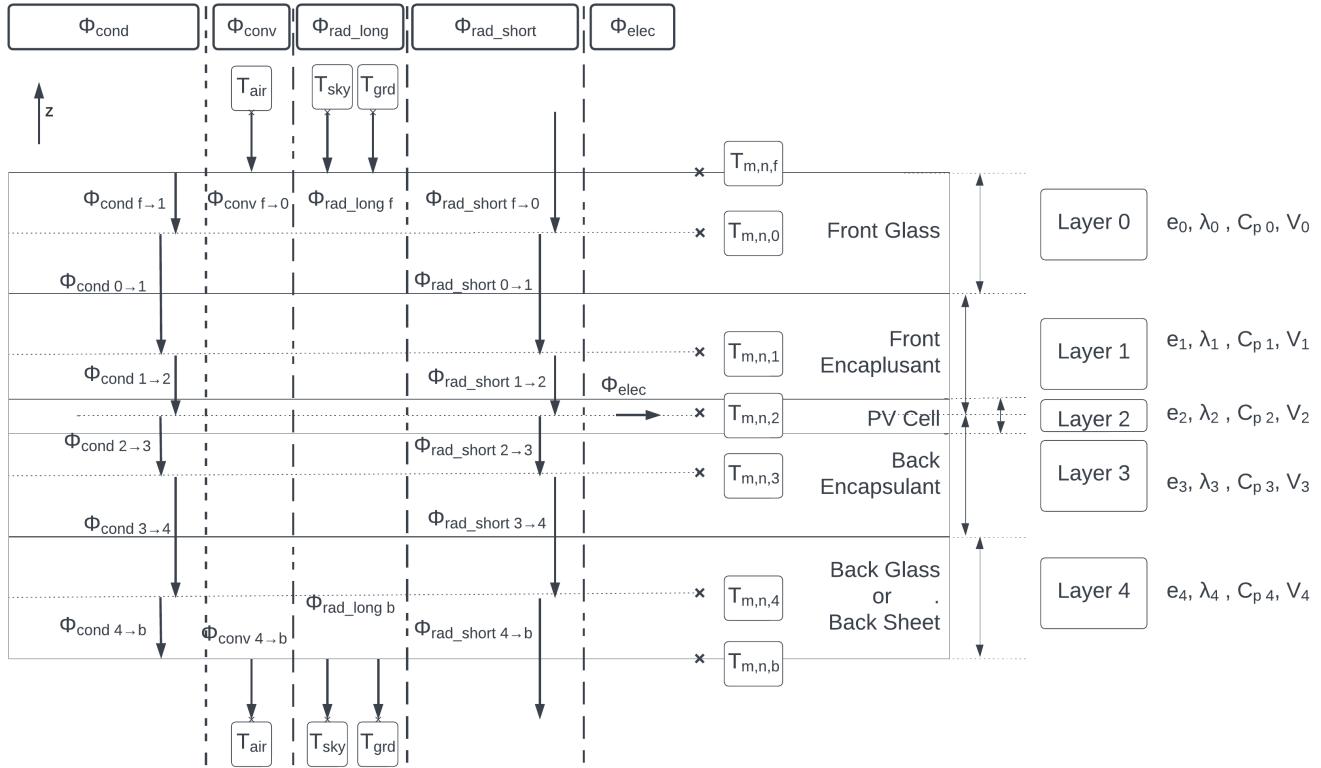


Figure 3: Flux representation of all 3 thermal tranfer modes for a pv-cell-block.

	$\lambda$ $W/K.m$	$C$ $J/kg.K$	$\rho$ $kg/m^3$	$e$ $mm$
Front glass	1.7	800	2500	2
Front encapsulant	0.24	1400	940	1
PV cell	1.26e3	700	2328	0.1
Back encapsulant	0.24	1400	940	1
Back glass	1.7	800	2500	1

Table 1: Thermal parameters used for simulations

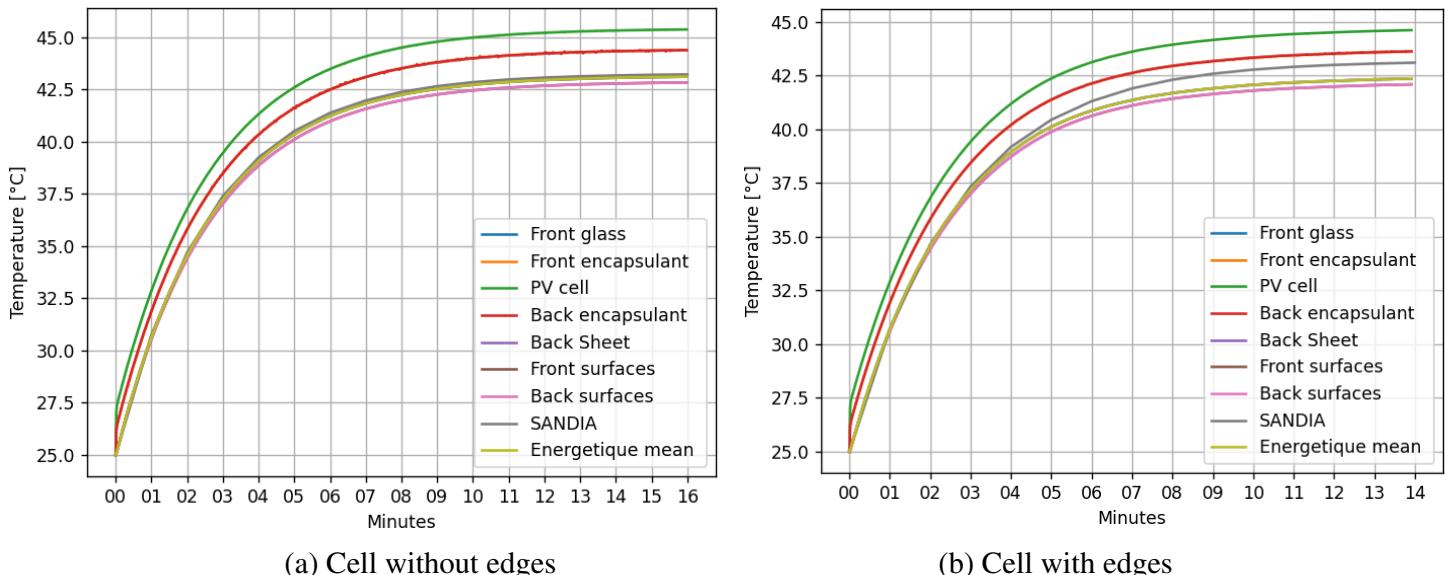


Figure 4: Dynamic thermal simulation of a pv cell: (a) with the 5-layer only, (b) with a 4-layered block (without cell) surrounding the 5-layer pv-cell-lock.

implies that the front and rear sky view factors used in the radiative surface heat exchanges are respectively 1 and 0, inversely for the front and rear substrate view factors. A constant air temperature of 25°C, and front and back  $h_{\text{coef}}$  of 20 [W/m<sup>2</sup>K] are applied.  $T_{\text{sky}} = T_{\text{ambient}}$  changes with respect to the climatic conditions [20].

$$T_{(m,n) \text{ weighted average}} = \frac{\sum_k \rho_k \cdot C_k \cdot V_k \cdot T_k}{\sum_k \rho_k \cdot C_k \cdot V_k} \quad (5)$$

In Figure 4, the results of two simulations are displayed, namely the "pv-cell-block alone" and the "pv-cell-block surrounded with non-cell-blocks". The graphs represent the evolution of temperature through time. The lines represent the temperature evolution of each layer of the proposed thermal model and the SANDIA model, where an energetic mean temperature was conducted as a post-process using (5) to compare the two models (one-layer & five-layer).

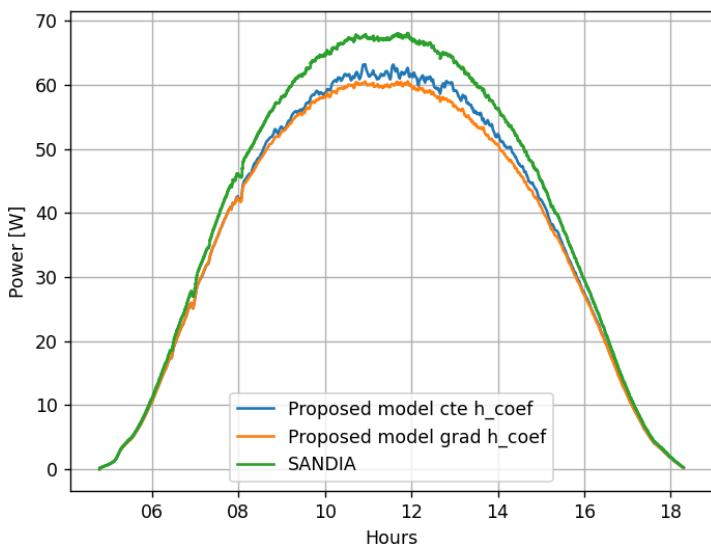
In Figure 4a, it can be observed that the dynamic behavior of the proposed model matches SANDIA's. The calculated cell temperatures for both models have a discrepancy which is caused by the internal conduction in the PV module. The energetic mean confirms this assumption. Indeed, the latter coincides with the SANDIA's model. In Figure 4b, a slight change can be observed in the behavior of the proposed model due to the non-cell-blocks. This difference is explained by the difference between the new boundary exchange surfaces of the pv-cell-block and the adiabatic ones. This change is also reflected in the energetic mean.

### 3.2. Study using field inputs

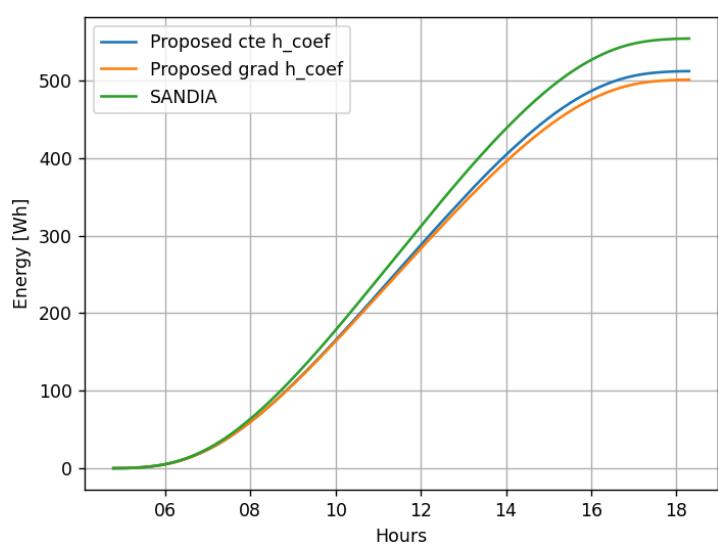
The final goal of the proposed model is to predict the cell's temperature in a utility-scale PV power plant. The  $h_{\text{coef}}$  varies globally within the PV module rows and locally on the PV module level. Three simulations were conducted to evaluate the electrical impact of the non-homogeneity of the  $h_{\text{coef}}$ . The simulations consist of 20 cells, 2 in the y-axis and 10 in the x-axis, representing a classic PV module substring. Two simulations were conducted using SANDIA's model as a reference and the proposed model using a constant front and back  $h_{\text{coef}}$ . In contrast, in the third simulation, a spatial variation of the  $h_{\text{coef}}$  is imposed in the x-direction, using the proposed model, following the [18] results: ±40%. The surface average of the spatial variation of the  $h_{\text{coef}}$  is equivalent to the constant  $h_{\text{coef}}$  imposed in the previous simulations. The leading edge of the substring will be downshifted by -20%, and the trailing edge will be increased by +20%. The intermediate values will follow a linear interpolation. Each XY element will have a constant  $h_{\text{coef}}$  value. Due to confidentiality reasons, the meteorological data used in this study will not be provided in this paper.

Both models use the same electrical coupling. The efficiency drop is calculated using Equation (3) to calculate the electric flux at time  $i$ ,  $\phi_{\text{elec}}^i$ . The electrical coupling is extended to the substring level. Indeed, since the PV cells are connected in series, their working point is hindered by the cell that generates the least current. This behavior is modeled by setting the efficiency of all cells using the highest cell temperature of the substring.

Figure 5 represents a simulation using QEERI's data for one clear sky day. It is observed in both 5a and 5b that SANDIA produces the most power and energy. As expected, the simulation with the spatial variation of the  $h_{\text{coef}}$  is producing the least. Sub-figure 5a displays the power output of the 20 cells PV module. A noticeable difference in power between the three simulations is seen. SANDIA's model produces the most, followed by the constant  $h_{\text{coef}}$  and then the spatially resolved imposed  $h_{\text{coef}}$ . In Sub-Figure 5b, the energy computation is presented for the three cases. SANDIA's model overestimates the proposed model with a constant  $h_{\text{coef}}$  by +7.58% and +9.58% for the proposed model with the spatially resolved  $h_{\text{coef}}$ . The relative difference between the two simulations using the proposed model is 2.16%.



(a) Power production



(b) Energy production

Figure 5: A simulation using meteo field data as inputs. (a) power profile, (b) energy profile.

## 4. Conclusion

The proposed model is a dynamic thermal model that includes all thermal exchange modes without any linearization of the radiative transfer between the module and its environment, electrical coupling (substring level), and takes spatially resolved  $h_{\text{coef}}$  for each cell. It was validated against the well-known dynamic SANDIA model. Both models were tested with field meteorological data and introduced using a constant and gradient  $h_{\text{coef}}$ . A temperature difference is observed between all models, hinting at the necessity of using a spatially resolved thermal model. Indeed, the proposed model underlines the importance of the inclusion of the convective boundary condition in a thermal model for PV installations. The existence of the boundary layer puts some PV cells at a lower working point, hindering the entire module's electrical production. The finality of this work will be the starting point for an upcoming aerodynamic model where its output will be  $h_{\text{coef}}$  distribution for a more accurate thermo-electric coupling. Thus, the proposed model fills this gap by creating the groundwork for the  $h_{\text{coef}}$  inhomogeneity on PV modules. The next steps are the development of an aerodynamic model to calculate the  $h_{\text{coef}}$  with more precision, where it can be extracted using CFD simulation, and upgrading the internal models, such as the electrical model.

## References

- [1] T.J. Dijkman and R.M.J. Benders. “Comparison of Renewable Fuels Based on Their Land Use Using Energy Densities”. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 14.9 (Dec. 2010), pp. 3148–3155.
- [2] Aritra Ghosh. “A Comprehensive Review of Water Based PV: Flotovoltaics, under Water, Offshore & Canal Top”. In: *Ocean Engineering* 281 (Aug. 2023), p. 115044.
- [3] Aritra Ghosh. “Nexus between Agriculture and Photovoltaics (Agrivoltaics, Agriphotovoltaics) for Sustainable Development Goal: A Review”. In: *Solar Energy* 266 (Dec. 2023), p. 112146.
- [4] IEA IRENA UNSD World Bank WHO. *Tracking SDG 7: The Energy Progress Report*. World Bank, Washington DC. © World Bank of Melbourne, 2023.

- [5] Leonardo Micheli. “The Temperature of Floating Photovoltaics: Case Studies, Models and Recent Findings”. In: *Solar Energy* 242 (Aug. 2022), pp. 234–245.
- [6] Md Atiqur Rahaman et al. “Floating Photovoltaic Module Temperature Estimation: Modeling and Comparison”. In: *Renewable Energy* 208 (May 2023), pp. 162–180.
- [7] Yujian Gong et al. “TVACPSO-assisted Analysis of the Effects of Temperature and Irradiance on the PV Module Performances”. In: *Energy* 227 (July 2021), p. 120390.
- [8] A. Senturk and R. Eke. “A New Method to Simulate Photovoltaic Performance of Crystalline Silicon Photovoltaic Modules Based on Datasheet Values”. In: *Renewable Energy* 103 (Apr. 2017), pp. 58–69.
- [9] Martin K Fuentes. “A Simplified Thermal Model for Flat-Plate Photovoltaic Arrays”. In: *United States Department of Energy* (1987).
- [10] S. Armstrong and W.G. Hurley. “A Thermal Model for Photovoltaic Panels under Varying Atmospheric Conditions”. In: *Applied Thermal Engineering* 30.11-12 (Aug. 2010), pp. 1488–1495.
- [11] Diego Torres-Lobera and Seppo Valkealahti. “Inclusive Dynamic Thermal and Electric Simulation Model of Solar PV Systems under Varying Atmospheric Conditions”. In: *Solar Energy* 105 (July 2014), pp. 632–647.
- [12] German Osma-Pinto and Gabriel Ordóñez-Plata. “Dynamic Thermal Modelling for the Prediction of the Operating Temperature of a PV Panel with an Integrated Cooling System”. In: *Renewable Energy* 152 (June 2020), pp. 1041–1054.
- [13] Giuseppe Marco Tina, Fausto Bontempo Scavo, and Antonio Gagliano. “Multilayer Thermal Model for Evaluating the Performances of Monofacial and Bifacial Photovoltaic Modules”. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 10.4 (July 2020), pp. 1035–1043.
- [14] Giuseppe Marco Tina et al. “Analysis of Water Environment on the Performances of Floating Photovoltaic Plants”. In: *Renewable Energy* 175 (Sept. 2021), pp. 281–295.
- [15] Bert Herteleer et al. “Investigating Methods to Improve Photovoltaic Thermal Models at Second-to-Minute Timescales”. In: *Solar Energy* (Dec. 2022).
- [16] Matthew Prilliman et al. “Technoeconomic Analysis of Changing PV Array Convective Cooling Through Changing Array Spacing”. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 12.6 (Nov. 2022), pp. 1586–1592.
- [17] Sarah E. Smith et al. “Increased Panel Height Enhances Cooling for Photovoltaic Solar Farms”. In: *Applied Energy* 325 (Nov. 2022), p. 119819.
- [18] Chowdhury Mohammad Jubayer, Kamran Siddiqui, and Horia Hangan. “CFD Analysis of Convective Heat Transfer from Ground Mounted Solar Panels”. In: *Solar Energy* 133 (Aug. 2016), pp. 556–566.
- [19] Anton Driesse, Joshua Stein, and Marios Theristis. *Improving Common PV Module Temperature Models by Incorporating Radiative Losses to the Sky*. Tech. rep. SAND2022-11604, 1884890, 709196. Aug. 2022, SAND2022-11604, 1884890, 709196.
- [20] A D Jones and C P Underwood. “A thermal model for photovoltaic systems”. In: *Solar Energy* 70 (2001), pp. 349–359.

# Convection de double diffusion couplée au rayonnement, dans une cavité poreuse saturée par un fluide semi-transparent

Adel TALEB<sup>1</sup>, Mohammed BOUSSAID<sup>1</sup>, Fethi DEMIM<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Dynamique des Moteurs et Vibro-acoustique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université de M'hamed Bougara Boumerdes, Algérie

<sup>2</sup> Laboratory of Guidance and Navigation, Ecole Militaire Polytechnique, Bordj El Bahri, Algiers, Algeria, (auteur correspondant : demifethi@gmail.com)

**Résumé** - Nous avons effectué une analyse numérique de la convection à double diffusion couplée au rayonnement dans une cavité poreuse carrée. Cette cavité était chauffée de manière différentielle et saturée par un fluide semi-transparent. La résolution des équations d'énergie et de masse repose sur la méthode de discréétisation par différences finies, avec l'utilisation de la méthode implicite des directions alternées (ADI). L'équation de transfert radiatif a été résolue à l'aide de la méthode des ordonnées discrètes. Nous avons examiné les effets des paramètres de contrôle pertinents sur les transferts thermiques et de masse. Les résultats obtenus mettent en évidence que le rayonnement thermique renforce le transfert de chaleur global, affaiblit le transfert convectif, tout en ayant pratiquement aucune influence sur le transfert de masse.

## Nomenclature

$C'$	Concentration, $\text{Kg m}^{-3}$	$T'$	Température, K
$D$	Diffusivité solutale, $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$	$T$	Température adimensionnelle
$Da$	Nombre de Darcy, $Da = K/L^2$	$V$	Volume, $\text{m}^3$
$H$	Hauteur du système, m	$g$	Accélération de la pesanteur, $\text{m s}^{-2}$
$K$	Perméabilité du milieu poreux, $\text{m}^2$	$h$	Constante de Planck, $6.626 \cdot 10^{-34} \text{J.s}$
$L$	Luminance	$\kappa$	Conductivité thermique, $\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$
$Le$	Nombre de Lewis	$q$	Flux de chaleur, $\text{W.m}^{-2}$
$N$	Rapport forces de flottabilité volumique	$q_R$	Flux radiatif, $\text{W.m}^{-2}$
$Nu_{x,y}$	Nombre de Nusselt local	$q_C$	Flux convectif, $\text{W.m}^{-2}$
$P$	Pression thermodynamique, $[\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}]$	$\vec{s}$	Vecteur position, m
$Ra$	Nombre de Rayleigh-Darcy thermique	$t$	Temps, s
$Re$	Nombre de Reynolds	$u$	Composante axiale de la vitesse, $\text{m.s}^{-1}$
$S$	Surface, $\text{m}^2$	$v$	Composante radiale de la vitesse, $\text{m.s}^{-1}$
$Sh$	Nombre de Sherwood	$w_m$	Poids de la quadrature
$S_N$	Quadratures d'ordre N	$\alpha$	Diffusivité thermique du fluide
$S_R$	Terme source radiatif, $\text{W.m}^{-3}$	$\beta$	Coefficient d'extinction, $\text{m}^{-1}$

## 1. Introduction

Les gradients de température et de concentration engendrent une distribution non uniforme de la densité du mélange, entraînant la formation d'un mouvement convectif sous l'influence des forces d'Archimède. Ces deux gradients peuvent interagir, se renforcer mutuellement ou agir en opposition, générant ainsi des comportements dynamiques complexes. Ce phénomène est connu sous le nom de convection naturelle de double diffusion ou thermo-solutale. Dans de nombreuses situations, l'espace confiné où se produit ce phénomène est un milieu poreux. En outre, le phénomène de convection de double diffusion dans des milieux poreux saturés a suscité une attention considérable, surtout avec l'émergence de nouveaux développements technologiques sur les matériaux poreux dans de nombreuses applications, tels que les puits de chaleur, les réacteurs catalytiques, les échangeurs de chaleur, l'isolation des bâtiments et des

installations de stockage à froid. La résolution d'un tel problème, implique la prédition des champs de température, de concentration et de vitesse, ainsi que l'évaluation des transferts thermique et de masse en fonction des paramètres du problème. Pour modéliser ce phénomène, le modèle de Darcy et les approximations de Boussinesq et de l'équilibre thermodynamique local sont couramment utilisés.

Le rayonnement thermique a vu son intérêt s'accroître dans les milieux poreux, notamment avec l'élaboration de nouveaux matériaux tels que les fibres, céramiques et les frittés, les isolants poreux semi-transparents utilisés aussi bien aux températures cryogéniques qu'à celles des fours industriels, ainsi que l'élargissement des plages des températures d'utilisation de ces matériaux.

## Problématique physique

Le problème abordé concerne l'étude des transferts de chaleur et de masse au sein d'une cavité poreuse carrée de hauteur  $H'$ , saturée par un fluide newtonien et incompressible. Le milieu se trouve en équilibre thermodynamique local, absorbant, émettant, et n'étant pas diffusant en termes de rayonnement thermique. Les parois verticales de la cavité sont chauffées de manière différentielle et soumises à une variation de concentration, tandis que les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables. En outre, les parois sont considérés comme étant noires.

## 2. Formulation mathématique

Les équations fondamentales qui gouvernent le problème de convection de double diffusion sont dérivées des principes fondamentaux de conservation de la masse, de la quantité de mouvement (selon la loi de Darcy), de l'énergie et de la concentration.

Pour un écoulement incompressible, l'équation de conservation de la masse est :

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} = 0 \quad (1)$$

### 2.1 Équation de conservation de la quantité de mouvement

De nombreuses études ont porté sur le transfert de chaleur dans un milieu poreux utilisant la formulation classique de Darcy [1]. Pour un milieu isotrope, la vitesse de filtration, avec l'approximation de Boussinesq, est donnée par l'équation suivante :

$$\vec{V}' = -\frac{K}{\mu} [\nabla P' + \rho_{ref} (\beta_T (T' - T'_{ref}) + \beta_C (C' - C'_{ref})) \vec{g}'] \quad (2)$$

### 2.2 Équation d'énergie

Si le volume élémentaire représentatif (VER), siège des transferts conductifs et convectifs, est de surcroît traversé par un rayonnement thermique, l'équation de l'énergie devient, dans les conditions et les approximations considérés [2] :

$$\sigma \frac{\partial T'}{\partial t'} + u' \frac{\partial T'}{\partial x} + v' \frac{\partial T'}{\partial y} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{(\rho C)_f} S'_R \quad (3)$$

dans l'équation (3)  $\sigma$  est le rapport de capacité thermique du fluide pour un milieu poreux.

Le terme source ( $S'_R$ ), est donné par l'équation :

$$S'_R = -\nabla \cdot (\overrightarrow{q_r'}) = \kappa \left[ \int_{4\pi} L(\vec{s}) d\Omega - 4\pi L^0(T_s) \right] \quad (4)$$

où  $\vec{q'_r} = q'_{r,x} + q'_{r,y}$  représente la densité totale de flux de rayonnement. Pour calculer le terme source radiatif, il est indispensable de connaître la densité de flux  $\vec{q'_r}$ . A son tour, la connaissance de cette grandeur passe par la détermination de la fonction  $L'_{\Omega}(\vec{s}, \vec{\Omega})$  décrivant le champ de luminance.

### 2.3 Equation de conservation de la fraction massique

Elle détermine la distribution de la concentration dans le fluide et le transport des constituants du fluide dans le milieu poreux. Cette équation, dite aussi de l'espèce, s'écrive [1] :

$$\emptyset \frac{\partial C'}{\partial t'} + (\vec{V'} \cdot \nabla) C' = D_p \nabla^2 C' \quad (5)$$

où  $\emptyset$  est la porosité du milieu poreux,  $D_p = \emptyset \cdot D$  est la diffusivité massique moyenne de la masse dans la matrice poreuse saturée et  $D$  est la diffusivité solutale.

#### - Formulation adimensionnelle du problème :

Les variables sans dimensions suivantes sont introduites :

$$\begin{cases} (x, y) = \left( \frac{x'}{H^*}, \frac{y'}{H^*} \right), (u, v) = \left( \frac{u'}{U^*}, \frac{v'}{U^*} \right), t = \frac{t'}{t^*}, P = \frac{P'}{P^*} \\ C = \frac{(C' - C'_{ref})}{\Delta C'}, T = \frac{(T' - T'_{ref})}{\Delta T'} \end{cases} \quad (6)$$

L'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (7)$$

Par une formulation utilisant la fonction de courant  $\psi$  définie, en forme adimensionnelle, par :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (8)$$

L'équation de la quantité de mouvement peut s'écrire :

$$\nabla^2 \psi = -Ra \times \frac{\partial(T + NC)}{\partial y} \quad (9)$$

$$\left\{ Ra = \frac{g \beta_T K H' \Delta T'}{\alpha \nu}, N = \frac{\beta_C \Delta C'}{\beta_T \Delta T'} \right. \quad (10)$$

Les équations gouvernantes adimensionnelles suivantes, décrivent respectivement la conservation de l'énergie et de l'espèce :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \times \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \times \frac{\partial T}{\partial y} = \nabla^2 T + \frac{T_{ref}}{Pl} \times S_R \quad (11)$$

$$\varphi \times \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \times \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \times \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{1}{Le} \times \nabla^2 C \quad (12)$$

qui fait apparaître les nombres adimensionnels suivants :

$$Pl = \frac{\lambda_p/l}{4\sigma T'^3_{ref}}; T_{ref} = \frac{T'_{ref}}{\Delta T'}; \varphi = \frac{\phi}{\sigma}; Le = \frac{\alpha}{D} \quad (13)$$

Les grandeurs radiatives suivantes : la luminance, le flux radiatif, le rayonnement incident et le terme source radiatif, sont adimensionnés comme suit :

$$L = \frac{L'}{4\sigma T'^4_{ref}}; q_R = \frac{q'_r}{4\sigma T'^4_{ref}}; S_R = \tau \left[ \left( 1 + \frac{T}{T_{ref}} \right)^4 - G \right]; G = \frac{G'}{4\sigma T'^4_{ref}} \quad (14)$$

Le nombre sans dimension  $\tau$  est désigné par l'épaisseur optique du milieu semi transparent.

Les conditions aux limites thermiques et massiques du problème sont de deux types :

- Des conditions aux limites de type Dirichlet en température et concentration sont imposées sur les parois verticales,
- Les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables au flux de masse (condition de type Neumann).

## 2.4 Transferts de chaleur et de masse

Les transferts de chaleur et de masse dans la cavité sont caractérisés par les nombres de Nusselt (convectif, radiatif et total) et de Sherwood. Les valeurs locales de ces nombres adimensionnels sur les parois actives verticales (chaude :  $x = 0$  et froide :  $x = 1$ ) sont données par les relations suivantes :

### 2.4.1 Nombre de Nusselt convectif local

Par définition le nombre de Nusselt convectif est donnée par :

$$Nu_{C,Y} = - \frac{\partial \frac{T'}{(T'_C - T'_F)}}{\partial \frac{y'}{H'}} \Bigg|_{x'=0,H'} = - \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{x=0,1} \quad (15)$$

### 2.4.2 Nombre de Nusselt radiatif local

$$Nu_{R,Y} = \frac{T_{ref}}{Pl} \times \left( \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{T_P}{T_{ref}} \right)^4 - q_{inc} \right) \Bigg|_{x=0,1} \quad (16)$$

### 2.4.3 Nombre de Nusselt total local

Le nombre de Nusselt total local sur les parois verticales est donné par :

$$Nu_{T,Y} = - \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{x=0,1} + \frac{T_{ref}}{Pl} \times \left( \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{T_P}{T_{ref}} \right)^4 - q_{inc} \right) \Bigg|_{x=0,1} \quad (17)$$

### 2.4.4 Nombre de Sherwood local

Le nombre de Sherwood local sur les parois verticales est donné par [3] comme suit :

$$Sh|_{x'=0,H'} = - \frac{H'}{(C'_{max} - C'_{min})} \frac{\partial C'}{\partial y'} \Bigg|_{x'=0,H'} = - \frac{\partial C}{\partial Y} \Bigg|_{x=0,1} \quad (18)$$

## 4 Résultats de la convection de double diffusion couplée au rayonnement

### 4.1 Effets du nombre de Rayleigh-Darcy thermique

Les Figures 2 *a* et *b* montrent les variations, au niveau de la paroi active, des valeurs moyennes des nombres de Nusselt convectif sans rayonnement  $Nu_{C,R}$  ( $Nu_{c,R}$  sur la figure 2*a*), Nusselt convectif avec rayonnement  $Nu_C$ , radiatif  $Nu_R$  ( $Nu_r$  sur la figure 2*a*), et total  $Nu_T$  en fonction des valeurs du  $Ra$  allant de 100 à 1000.

On constate sur la Figure 2*a*, que le taux de transfert de chaleur par convection augmente quasi-linéairement en fonction du nombre de Rayleigh. En présence de transfert radiatif, ces taux sont nettement plus élevés qu'en convection pure. La diminution du  $Nu_C$  est due essentiellement au fait que la présence du rayonnement thermique rend le gradient de température au niveau de la paroi active plus faible.

Le taux de transfert radiatif en termes de Nusselt radiatif  $Nu_R$ , voir Figure 2*b*, augmente aussi quasi-linéairement en fonction du  $Ra$ , ce qui explique l'augmentation du taux de transfert global

observé sur la même Figure, et ce en dépit de la diminution du taux de transfert convectif en présence de transfert radiatif, observé sur la Figure 2a., ces taux sont nettement plus élevés qu'en convection pure. La diminution du  $Nu_C$  est due essentiellement au fait que la présence du rayonnement thermique rend le gradient de température au niveau de la paroi active plus faible

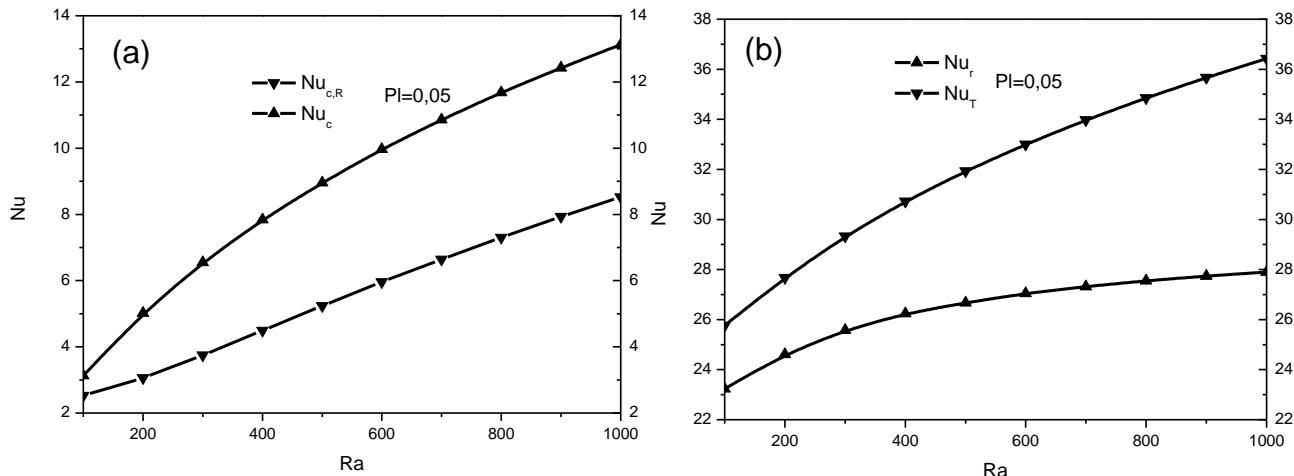


Figure 2 :Evolution des taux de transfert a) convectif et b) radiatif, en fonction de  $Ra$ .

#### 4.2 Effets de l'épaisseur optique

En vue de comprendre l'effet de l'épaisseur optique sur les échanges thermique et massique, on a réalisé une expérience qui nous a permis de tracer sur les Figures 3 a et b, décrivant les variations des taux de transfert de chaleur global et de masse en termes des nombres de Nusselt total et de nombre de Sherwood ( $Sh$ ), sur la parois active chaude en fonction du nombre de Rayleigh, et pour  $Pl=0,125$ ,  $Le=1$  et  $\tau = 0.01; 0.1; 1$  et  $5$  et pour  $N=1$ .

Sur la Figure 3a, on constate que le  $Nu_T$  augmente en fonction du nombre de Rayleigh. En fait, les valeurs élevées de  $Ra$  sont synonymes d'une augmentation des forces de flottabilité qui favorisent les transferts thermiques et de masse. Sur la même Figure on remarque que le taux de transfert thermique global diminue avec l'épaisseur optique, toutefois son amplitude reste toujours supérieure à celle de la convection de double diffusion sans rayonnement. Le nombre de Sherwood augmente lui aussi avec le nombre de Rayleigh, cependant, les variations de l'épaisseur optique n'affectent quasiment pas le transfert de masse.

Tandis que l'effet du nombre de Rayleigh sur le transfert de masse est prépondérant, l'effet du rayonnement thermique quant à lui reste très faible, comme décrit sur la Figure 3b. Le transfert thermique globale, même en présence du transfert de masse, est toujours amplifié par le rayonnement thermique et se comporte de la même manière avec l'épaisseur optique.

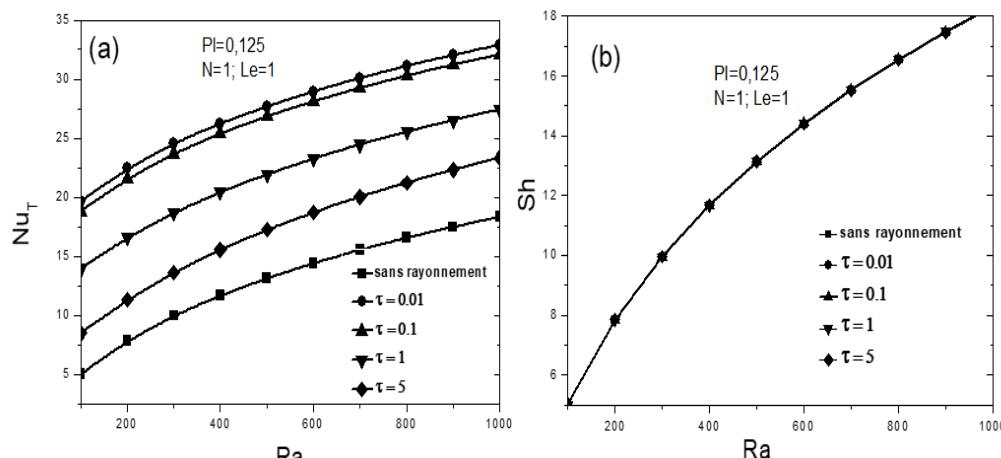


Figure 3 :Evolutions du  $Nu_T$ (a), et du  $Sh$  (b), en fonction de  $Ra$

### 4.3 Effets du rapport de forces de flottabilité $N$

#### Ecoulement aidant $N>0$

Les Figures 4 *a et b*, montrent les variations du nombre de Nusselt total et du nombre de Sherwood en fonction de l'épaisseur optique  $\tau$  pour différentes valeurs positives du rapport de forces de flottabilité. Les données de cette expérience, sont :  $N = \{0, 1, 10\}$ ,  $Ra=100$ ,  $Le=10$  et  $Pl=0.5$ .

Selon la Figure 4*a*, le  $Nu_T$  sur la paroi active chaude diminue avec  $\tau$ , particulièrement à faible valeur de l'épaisseur optique indépendamment des valeurs de  $N$ . Le  $Nu_T$  pour une épaisseur optique donnée, augmente avec les valeurs croissantes de  $N$ .

Sur la Figure 4*b*, on remarque que le transfert de masse, en termes de  $Sh$ , est quasiment insensible à la variation de l'épaisseur optique, ce qui montre que l'effet du rayonnement thermique sur le transfert de masse est très faible. Par ailleurs, le  $Sh$  s'amplifie lorsque  $N$  augmente. En fait, pour les écoulements coopérants et en présence du rayonnement thermique, le gradient de température devient faible le long de la paroi chaude, favorisant ainsi la prédominance des forces de masse.

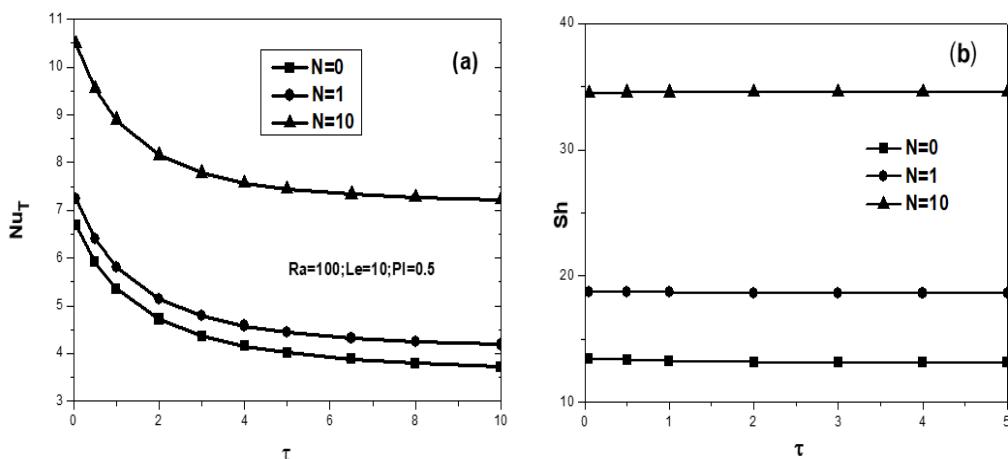


Figure 4 :Variation de : (a) Nusselt total et (b) Sherwood versus,  $\tau$  et  $N \geq 0$ .

- **Ecoulement opposant ( $N<0$ ) :** L'effet de l'écoulement opposant sur les taux de transfert thermique et massique, est investigué dans les Figures 5 *a et b*. À cet effet, nous avons testé trois valeurs du rapport de forces de flottabilité soit  $N = \{-1, -5, -10\}$ . Les résultats sont présentés en termes de  $Nu_T$  et de  $Sh$  sur la paroi active chaude, en fonction de l'épaisseur optique  $\tau$ .

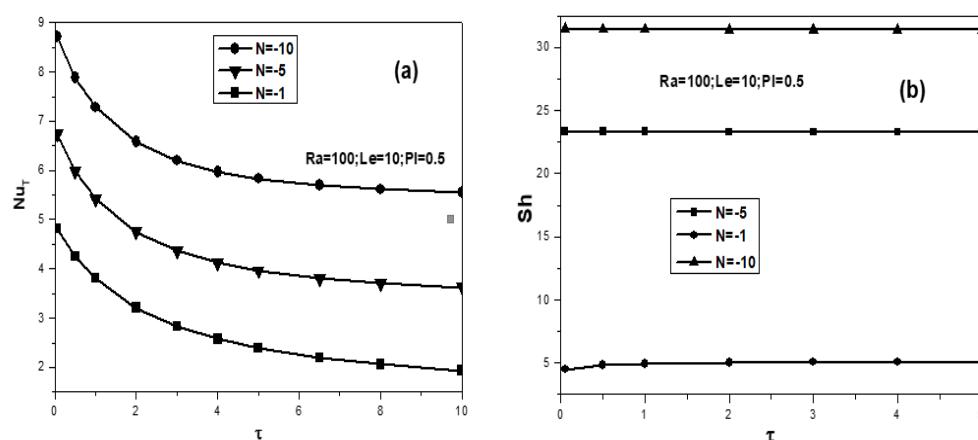


Figure 5 :Variation de : (a) Nusselt total et (b) Sherwood versus  $\tau$  et  $N$

À cet effet, l'influence du rayonnement thermique sur le transfert de masse, que ce soit en écoulement opposant ou en écoulement aidant, est négligeable. Les résultats présentés dans la Figure 5a démontrent que le  $Nu_T$  diminue progressivement à mesure que  $\tau$  augmente pour un rapport  $N$  donné. Lorsque  $\tau > 10$ , le  $Nu_T$  converge vers une valeur limite constante, dépendant également de la valeur de  $N$  et d'autres paramètres. D'autre part, pour une valeur fixe de  $\tau$ , le transfert de chaleur augmente avec des valeurs élevées en termes absolus de  $N$ .

La Figure 5b révèle que le nombre de Sherwood ( $Sh$ ) augmente significativement avec le rapport des forces de flottabilité  $N$ , tout en restant pratiquement insensible à la variation de l'épaisseur optique. Une exception est observée pour  $N=-1$ , où le  $Sh$  varie légèrement à de faibles valeurs de l'épaisseur optique ( $\tau < 1$ ).

#### 4.4 Effet du nombre de Lewis

Les courbes présentées dans la Figure 6 illustrent la variation moyenne du nombre de Nusselt total ( $Nu_T$ ) sur la paroi chaude en fonction de l'inverse du paramètre de rayonnement ( $1/Pl$ ). Dans cette expérience, nous fixons  $Ra$  à 100,  $Pl$  à 0.5 et  $N$  à 1. Deux valeurs du nombre de Lewis ( $Le$ ) sont testées :  $Le = 1$  et  $Le = 10$ . Comme le montre la Figure 6a, on observe une augmentation du  $Nu_T$  avec l'inverse du nombre de Planck. Pour un nombre de Planck donné, le taux de transfert thermique global diminue lorsque le nombre de Lewis augmente de 1 à 10. En effet, l'augmentation du nombre de Lewis est associée à une diffusivité thermique plus élevée, facilitant ainsi une propagation plus rapide de la chaleur à l'intérieur du milieu poreux. Par conséquent, le transfert par conduction augmente dans la cavité, entraînant une diminution du transfert thermique à la paroi chaude.

On constate aussi que, sur la même Figure, le transfert de masse en termes de  $Sh$ , augmente considérablement avec le nombre de Lewis, cependant, il reste presque inchangé avec le nombre de Planck. Ce qui montre, une fois de plus, que l'effet du rayonnement thermique sur le transfert de masse est négligeable.

Sur la Figure 6b, on trace l'évolution de la fonction de courant maximale ( $\Phi_{max}$ ) pour  $Le=1$  et 10. Le mouvement convectif, en termes de  $\Phi_{max}$ , est important pour  $Le=1$ , alors qu'il diminue pour  $Le=10$ , ce qui peut expliquer l'augmentation du transfert de chaleur à faibles valeurs du nombre de Lewis, observé sur la Figure 6a.

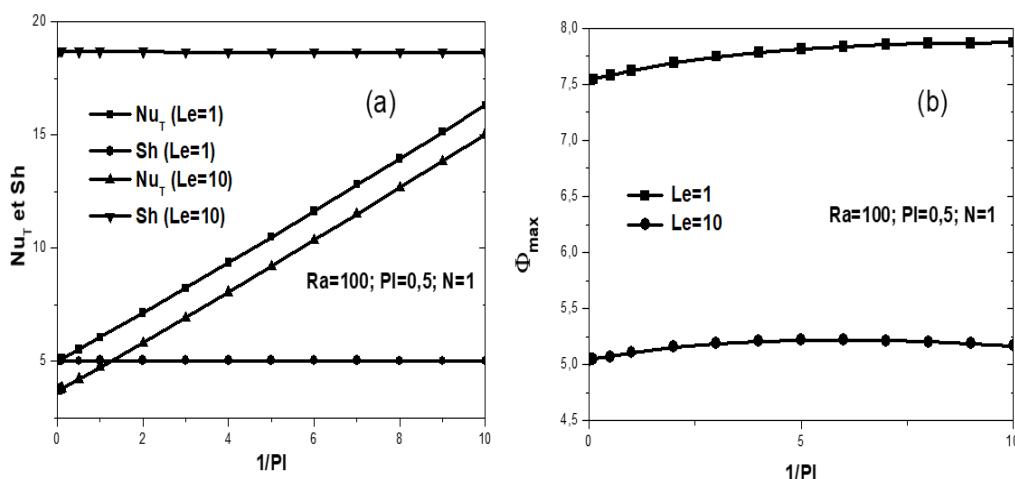


Figure 6: $Nu_T$ ,  $Sh$  (a) et  $\Phi_{max}$ (b) en fonction de  $1/Pl$  et  $Le$ .

## 5 Conclusion

Nous avons présenté une étude des transferts de chaleur et de masse par convection naturelle en milieux poreux en présence du rayonnement thermique. Le modèle numérique proposé repose sur l'utilisation de la méthode des différences finies et la méthode implicite des directions alternées a été choisie pour résoudre les équations d'énergie et de masse, tandis que la méthode de sur-relaxation successive a été utilisée pour résoudre l'équation de la quantité de mouvement. L'équation de transfert radiatif a été résolue par la méthode des ordonnées discrètes. Sur la base de ces approches, la sensibilité des transferts thermiques et de masse aux divers paramètres de contrôle tels que le nombre de Rayleigh, le nombre de Planck, l'épaisseur optique, le nombre de Lewis, et le rapport des forces de flottabilité, ont été calculés et analysés. Les principaux résultats obtenus indiquent que :

- La convection naturelle tend à atténuer l'influence du rayonnement lorsque le nombre de Rayleigh-Darcy augmente.
- Le transfert de masse est légèrement affecté par la variation de l'épaisseur optique et du nombre de Planck.
- Le transfert thermique s'amplifie avec des valeurs élevées de N, et le transfert de masse augmente davantage avec N.
- Dans les deux cas d'écoulement, l'augmentation de N diminue l'effet du rayonnement.
- Que ce soit en écoulement opposant ou aidant, le rayonnement thermique n'affecte pratiquement pas le transfert de masse.
- L'augmentation du nombre de Lewis favorise le transfert de masse et entraîne la diminution du transfert thermique global.

Parallèlement, la nécessité de comprendre convenablement la convection naturelle de double diffusion dans un milieu poreux en présence du rayonnement thermique telle que rencontrée dans la pratique, ouvre cette étude sur une série de possibilités et voies prometteuses. Tenir compte de la variation des propriétés physiques du milieu poreux par le changement du modèle de Darcy, par l'un des modèles proposé par la littérature, et ce, afin de prendre en considération les efforts inertiel et visqueux, peut être une première voie. Tenir compte des effets tridimensionnels ou déterminer les transferts couplés lorsque les écoulements sont turbulents est aussi souhaitable. D'autres voies prometteuses consisteraient à tenir compte de l'anisotropie du milieu poreux, ou de l'influence des nombres de Soret et de Dufour. Par ailleurs, on peut utiliser un des modèles de MST plus précis, à l'instar des modèles statistiques. Le modèle radiatif peut aussi comprendre l'effet de la diffusion radiative.

## Références

- [1]. D. Nield and A. Bejan, Convection in Porous Media, ed. 3rd. New York: Springer Verlag, (2006).
- [2]. MF. Modest, Radiative Heat Transfer, second Ed. New York: Academic Press; (2003).
- [3]. Thèse de doctorat par LAOUAR Meftah Siham, Modélisation de la convection naturelle de double diffusion dans un mélange de gaz absorbant et émettant le rayonnement, Thèse de doctorat, Université M'Hamed Bougara-Boumerdes, Algérie, (2010).
- [4]. F. Moufekkir, M.A. Moussaoui, A. Mezrhab, M. Bouzidi and D. Lemonnier, Combined double-diffusive convection and radiation in a square enclosure filled with semitransparent fluid. Journal of Computers & Fluids, 69 172–178, (2012).

# Experimental characterization and numerical modelling of the hygrothermal behaviour of an aerated cellular concrete

**Maram BOUAZIZI<sup>3</sup>, Muhammad Yousaf MALIK<sup>2</sup>, Yacine AIT OUMEZIANE<sup>1\*</sup>, Nizar BEN EZZINE<sup>3</sup>, Walid OUESLATI<sup>3</sup>, Philippe DESEVAUX<sup>1</sup>, Valerie LEPILLER<sup>1</sup>, Fatima EL MANKIBI<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS

Département Energie, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort, France

<sup>2</sup> UFR STGI, Univ. Bourgogne Franche-Comte

2, rue Chantereine – 90000 Belfort, France

<sup>3</sup>Université de Carthage, Faculté des Sciences de Bizerte, LR19ES20: Ressources, Matériaux, Et Ecosystèmes (RME), 7021 Bizerte, Tunisia

*\*Corresponding author: yacine.ait\_oumeziane@univ-fcomte.fr*

**Abstract** - The hygrothermal properties modelling of construction materials depending mainly at the 1<sup>st</sup> order on the moisture content evolution remains superficial in literature works especially for hygroscopic materials. Indeed, the complexity of sorption mechanisms (hysteresis and sorption thermodependency) is very often not considered. This research work is therefore dedicated, on one hand, to complete the experimental characterization data and to model the hygrothermal properties of an aerated cellular concrete. The physical, thermal and hygric properties are measured. On the other hand, the numerical hygrothermal response of the studied samples subjected to cyclic hygrothermal variations, defined according to the NORDTEST protocol and obtained from a transient moisture and heat transfer model, is discussed and compared to the experimental results.

## Nomenclature

$A_w$	liquid absorption coefficient, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-0.5}$	<i>Index and exponent</i>
$c$	specific heat, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$*$ equivalent
$D_w$	liquid transport coefficient, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$0$ dry state
$g$	moisture flow, $\text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	<i>ads:</i> adsorption
$l_v$	latent heat of evaporation, $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$	<i>des:</i> desorption
$m$	weight, kg	$l$ liquid
$n$	open porosity, %	<i>ref</i> reference
$u$	moisture content, $\text{kg} \cdot \text{kg}^{-1}$	<i>sat</i> saturation
$RH$	relative humidity, -	$v$ vapour
$T$	temperature, K	$w$ water
<i>Greek symbols</i>		
$\delta_p$	vapour permeability, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$	
$\lambda$	thermal conductivity, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	
$\rho$	bulk density, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	

## 1. Introduction

In France and Europe, the building sector represents more than 40% of energy consumption and about 25% of CO<sub>2</sub> emissions [1, 2]. Zhang et al. highlights the potential of Aerated Cellular Concrete (ACC) as a sustainable alternative to traditional building materials due to its lightweight, structural performance, highly porous structure, and thermally insulating properties [3].

For ACC, like other hygroscopic materials, moisture content depends not only on relative humidity but also on moisture and temperature variations previously lived by the material. Therefore, a special focus is given to the moisture content evaluation in this study. Indeed, moisture content is the most influent parameter which govern the hygrothermal response of a material subjected to hygrothermal variations [4]. The hysteresis phenomenon and the thermo-dependent sorption mechanism of ACC should be carefully evaluated in order to accurately predict its moisture content evolution. In this paper, the main hygrothermal properties experimentally characterized are presented. Sorption isotherms of ACC at 2 different temperatures are also experimentally presented. Different numerical models are also discussed and compared to the collected experimental data. The hysteretic effect is a phenomenon that results in the moisture content of a material being influenced not only by the current relative humidity, but also by its “moisture history”. Porous materials are particularly sensitive to this effect. In addition, the equilibrium moisture content of a material is strongly influenced by the temperature, with higher temperatures leading to lower equilibrium moisture content and lower temperatures leading to higher equilibrium moisture content. Despite the importance of these effects, they are frequently disregarded in heat and moisture transfer models, leading to significant discrepancies when predicting the hygrothermal response of a material subjected to climatic variations. Furthermore, the NORDTEST project aims to fulfill a test method for measuring the moisture buffer performance of materials and establish reference measurements on representative materials [5]. The MBV experiments (MBV: Moisture Buffer Value) involve subjecting building materials to cyclic changes in relative humidity in a controlled environment and measuring the moisture uptake and release of the material. The modelling of the ACC hygrothermal properties, especially the moisture content, are then implemented in a heat and moisture transfer model. Experimental and numerical results are compared in order to evaluate the effective response of ACC to the cyclic climatic variations suggested by the Nordtest protocol.

## 2. Materials

ACC is mainly composed of sand, cement and lime, but also of gypsum and expansion agents. The physical and hygrothermal properties of ACC are widely studied in literature. The macroscopic and microscopic views of the studied ACC are shown in Figure 1. Micro and macroscopic analysis of AAC reveals its high porosity, showcasing air voids' size, distribution, and connectivity. This insight is very useful for understanding moisture permeability and sorption mechanisms.

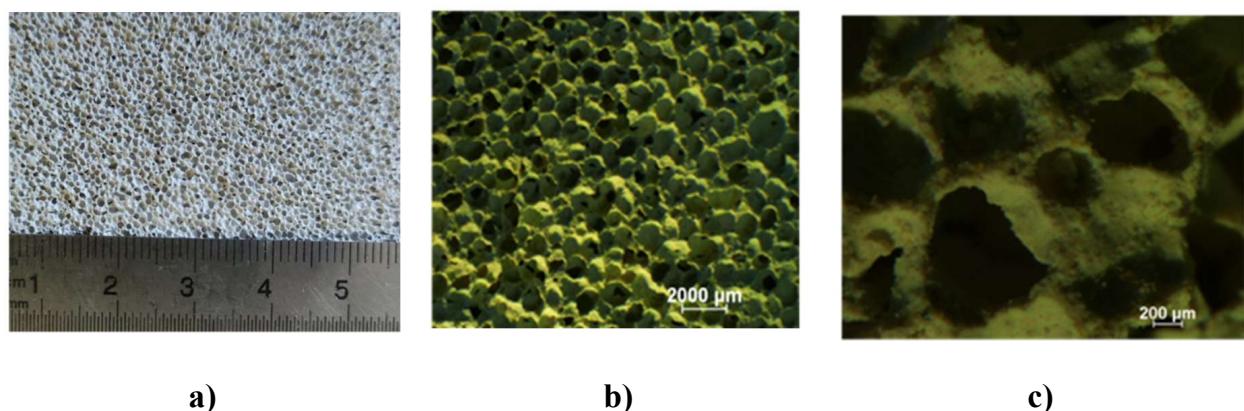


Figure 1: ACC macroscopic a) and microscopic views b) and c)

The dimensions of the samples used to determine the main hygrothermal properties are specified in the standards referenced later in this paper. 6 samples are tested for each property

characterization. The dimensions of the parallelepiped samples used to perform the MBV tests are according to the NORDTEST protocol [5]. One can note that the moisture penetration depth is theoretically evaluated to around 4.7 cm for ACC [6].

The number and sizes of the different samples ‘dimensions (length×width×depth) series are respectively:

- S1:  $0.1 \times 0.1 \times 0.1 \text{ m}^3$  tested 3 times for 6 examples
- S2:  $0.1 \times 0.1 \times 0.05 \text{ m}^3$  tested 3 times for 6 examples
- S3:  $0.12 \times 0.12 \times 0.1 \text{ m}^3$  tested 1 time for 6 examples

### 3. Methods

#### 3.1. Hygrothermal properties: Standard experimental characterization

##### 3.1.1. Physical characterization

According to the NF EN ISO 12570 [7], all the samples are first dried to a constant weight  $m_0$  in a ventilated oven at 105°C until steady state when the mass variation for 3 consecutive measurements during 24 hours is less than 0.1%. The saturated moisture content  $u_{\text{sat}}$  [ $\text{kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ ] is determined from Eq 1. where  $m_{\text{air,sat}}$ , the weight of the water saturated sample in air and  $m_0$  are experimentally measured. To obtain  $m_{\text{air,sat}}$ , the air pressure in pores is gradually reduced and maintained at a value close to vacuum. Then, the samples are fully immersed and the saturated moisture content  $u_{\text{sat}}$  may be determined:

$$u_{\text{sat}} = \frac{m_{\text{air,sat}} - m_0}{m_0} \quad (1)$$

The open porosity  $n$  [-] is defined by the relation:

$$n = \frac{u_{\text{sat}} \rho_0}{\rho_w} \quad (2)$$

The dry bulk density of the parallelepiped samples is determined with a 520-g VWR LPW-503i balance (accuracy  $10^{-3}$  g) and a calliper (accuracy  $10^{-1}$  mm).

##### 3.1.2. Hygric characterization

The adsorption and desorption isotherms are determined according to the standard NF EN ISO 12571 [8]. The adsorption and desorption isotherms are determined at two temperatures, 10°C and 23°C, from the dry state for six relative humidities: 11, 22, 53, 69, 81 and 97%RH in a climatic chamber. The samples are periodically weighed until the difference between three consecutive measurements during 24 hours is less than 0.1%. The mass moisture content  $u$  is determined from Eq. 3.

$$u = \frac{m - m_0}{m_0} \quad (3)$$

The vapour permeability  $\delta_p$  ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$ ) is measured as specified in standard NF EN ISO 12572 [9].

The liquid water absorption coefficient  $A_w$  [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-0.5}$ ] is determined according to NF EN 15148 [10] from the evolution of the water mass in the sample in function of time. The evolution of the liquid transport coefficient  $D_w$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ] is defined by Eq. (4) [11].

$$D_w = 3.8 \left( \frac{A_w}{\rho_0 u_{sat}} \right)^2 1000^{\frac{u}{u_{sat}} - 1} \quad (4)$$

### 3.1.3. Thermal characterization

The thermal properties of ACC are determined respectively from the hot wire method for the thermal conductivity, from the hot plane method for the thermal effusivity and from hot ring method for the thermal diffusivity with a Neotim device. These properties have been determined at 6 different relative humidities: 11, 22, 53, 69, 81 and 97%RH and at saturation.

## 3.2. The MBV test

This section presents the Round Robin Test proposed to establish a test method for measuring the moisture buffer performance of building materials. The NORDTEST project aims to fulfill this need and establish reference measurements on representative materials, while ensuring testing laboratories can handle the method. The principle is based on the monitoring of the moisture samples' weight, sealed on all surfaces excepted one. As proposed by the NORDTEST protocol, the specimens are subjected to RH variations cycles during one week. Here, the RH setpoints are defined at 75% during 8h and 33%RH during 16h. One limitation of the NORDTEST protocol is that the initial moisture content is undefined. In this study, the samples are dried until constant mass in order to impose a known initial moisture content close to 0%.

## 4. Theory

### 4.1. Moisture and heat transfer modelling

According to Künzel formalism [11], the driving potentials of the 1D hygrothermal model can be expressed in terms of two flow potentials: temperature T and relative humidity RH. The governing system of equations of moisture and heat transfer is given in Equations (5 and 6).

$$\rho_0 c^* \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla [\lambda^* \nabla (T)] + \nabla [ (l_v + c_v (T - T_{ref})) g_v ] + \nabla [c_l (T - T_{ref}) g_l] \quad (5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \nabla [\delta_p \nabla (RH p_{sat})] + \nabla [D_l^{RH} \nabla (RH)] \quad (6)$$

$D_l^{RH} = D_w \frac{\partial w}{\partial RH} \Big|_T$  is the liquid diffusion coefficient under relative humidity gradient [ $\text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ] and  $c^* = \frac{1}{1+u} c_0 + \frac{u}{1+u} c_l$ .

The governing system of strongly coupled unsteady differential equations implemented in Matlab with a finite differences method was validated against the international benchmark HAMSTAD WP2 [12].

### 4.2. Moisture sorption modelling

#### 4.2.1. The main sorption models

It exists many models in literature to describe the main sorption isotherms. In this paper, 2 models are used. The GAB (Guggenheim - Anderson - De Boer) model based on the physical

sorption mechanism is first selected. The GAB equation written in its modified form [13, 14] is described by Eq. 7:

$$u = \frac{u_{sat}RH}{(1 - b_jRH)[1 + (a_j - 1)b_jRH]} (1 - b_j)[1 + (a_j - 1)b_j], j = ads \text{ or } des \quad (7)$$

$a_j$  and  $b_j$  depend on molar heat of adsorption and molar latent heat of vaporization. In practice, the parameters  $a_j$  and  $b_j$  are derived to fit experimental data.

The Van Genuchten (VG) model is described by Eq. 8 [15].

$$u = u_{sat} \left( 1 + \left| \alpha_j \frac{RT}{M_l g} \ln(RH) \right|^{\eta_j} \right)^{-\left(1-\frac{1}{\eta_j}\right)}, j = ads \text{ or } des \quad (8)$$

The parameters  $\alpha_j$  and  $\eta_j$  are derived to fit experimental data.

Especially, the main desorption parameters are determined by using a hysteresis model (described hereafter) to fit the experimental primary desorption curve 97-0%RH.

#### 4.2.2. The hysteresis phenomenon modelling

An increase in ambient relative humidity during the adsorption phase leads to an increase in moisture content in the material, while in the desorption phase, less moisture is released than taken up during adsorption for the same relative humidity change. The equilibrium moisture content during adsorption and desorption is found to be different, a phenomenon known as hysteresis. This paper uses the Huang model [16], which has demonstrated effective performance for a variety of soils and construction materials, to simulate the hysteresis effect.

#### 4.2.3. The thermodependency sorption mechanisms

The effect of the temperature on moisture content is based on the exothermic process of adsorption. According to the principle of Le Chatelier and the thermodynamical law of Van't Hoff, if the conditions of a system in equilibrium are modified, it reacts so as to oppose the changes until a new equilibrium. Thus, the exothermic nature of adsorption mechanism implies that an increase of temperature leads to a decrease of the number of adsorbed molecules and therefore the moisture content. Conversely, desorption, inverse process of adsorption, is favoured by an increase of temperature. The Clausius-Clapeyron relation is used to express the heat involved during the sorption process. The latter is called isosteric heat of sorption  $q_{st}$  [ $J \cdot kg^{-1}$ ] and is expressed in Eq. 9 under its general form:

$$q_{st}(u) = -\frac{R}{M_l} \left[ \frac{\partial \ln(p_v)}{\partial \left(\frac{1}{T}\right)} \right]_u \quad (9)$$

$p_v = RH \cdot p_{sat}(T)$  [Pa] is the vapour partial pressure with  $p_{sat}$  [Pa] the saturated vapour pressure. The index  $u$  means that the isosteric heat is determined at constant moisture content. The isosteric heat  $q_{st}$  is expressed from the experimental data of sorption isotherms determined at two different temperatures  $T_1$  and  $T_2$  by integrating Eq. (9) between two equilibrium states  $(T_1, p_{v,1})$  and  $(T_2, p_{v,2})$  defined for any arbitrary constant moisture content:

$$q_{st}(u) = \frac{R}{M_l} \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \left[ \frac{p_v(T_2, u)}{p_v(T_1, u)} \right] \quad (10)$$

The sorption isotherm at any temperature  $T$  is thus determined from an experimentally characterised sorption isotherm  $RH(T_{ref}, u)$  as follows:

$$RH(T, u) = RH(T_{ref}, u) \frac{p_{sat}(T_{ref})}{p_{sat}(T)} e^{q_{st}(u) \frac{M_l(T-T_{ref})}{R T_{ref} T}} \quad (11)$$

The isosteric heat of sorption can also be determined from the fitting the experimental data. The model proposed by Powers and Brownyard (PB) is an example [17] and is used in this paper:

$$q_{st}(u) = l_v + \frac{k_1}{(k_2 - u)^{k_3}} \quad (12)$$

where  $k_1$ ,  $k_2$  and  $k_3$  are the fitting parameters.

## 5. Results and discussion

### 5.1. Hygrothermal properties

The hygrothermal properties of the material remains constant around its value in the dry state for a wide range of moisture content excepted close to the saturation (Table 1). Moreover, these results are in a good agreement with the results of literature.

Parameter	Dry bulk density $\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	Vapour permeability $\delta_p$ [kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> .Pa <sup>-1</sup> ]	Saturated moisture content $u_{sat}$ [kg.kg <sup>-1</sup> ]	Liquid absorption coefficient $A_w$ [kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-0.5</sup> ]	Open porosity n [%]	Dry thermal conductivity $\lambda_0$ [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	Dry specific heat $c_{p,0}$ [J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
Value	380±25	$3.76 \cdot 10^{-11} \pm 3.2 \cdot 10^{-12}$	1.09	$0.029 \pm 0.0058$	41	$0.076 \pm 0.0022$	$1108 \pm 63$

Table 1: Main hygrothermal properties of ACC

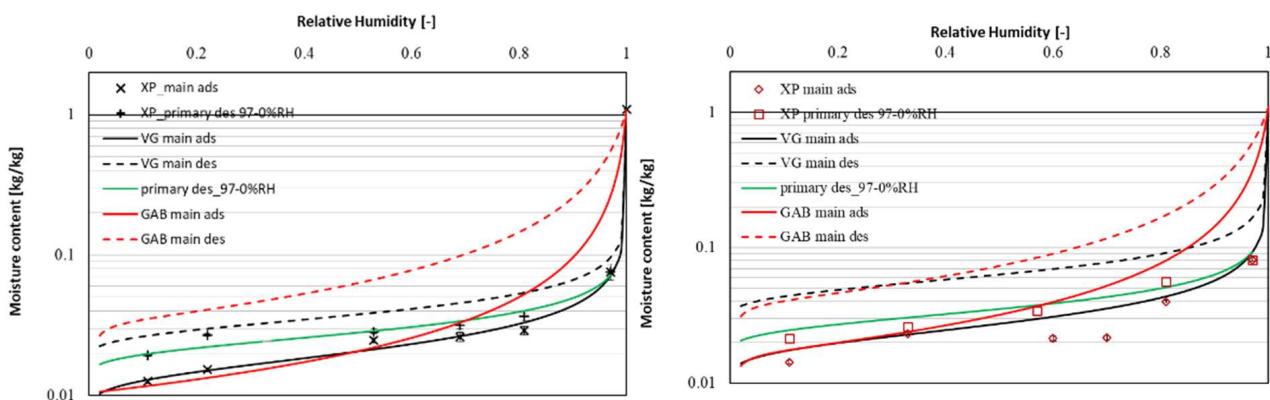


Figure 2: Experimental and modelled sorption isotherms at 23°C (left) and 10°C (right) – comparison between the VG and GAB models

Figure 2 shows the evolution of the moisture content respectively at 23°C and 10°C. A slight hysteresis may be observed at each temperature. As expected, globally, the warmer the temperature, the lower is the equilibrium moisture content at the same relative humidity. Moreover, the VG model appears here more accurate than GAB model, especially for the high RH than the GAB model to fit the experimental data in adsorption and desorption.

## 5.2. Hygrothermal response of the material subjected cyclic variations

The evolution of the moisture weight of the S1 samples serie in function of time is presented in Figure 3. As explained in [5], the experimental moisture mass seems to stabilize after the 5<sup>th</sup> cycle. Moreover, large differences could be observed between the GAB and VG model, whatever the hysteresis phenomenon is considered or not. The VG model appears more accurate to represent the evolution of moisture mass than the GAB model under cyclic relative humidity variations. Moreover, the consideration of the hysteresis phenomenon leads to an improvement of the results especially in desorption phase. The thermodependency of the sorption process have only a slight influence on the evolution of the moisture mass in this study case. Numerical results obtained with the VG model are in good agreement with experimental results during the first cycle, but after the 2<sup>nd</sup> cycle, strong discrepancies appear. If the global shape of the numerical moisture mass is similar to the one of the experimental moisture data, the numerical amplitude of the moisture mass is strongly lower than the experimental one. Although not presented in this paper, same trends are observed for the S2 and S3 samples series.

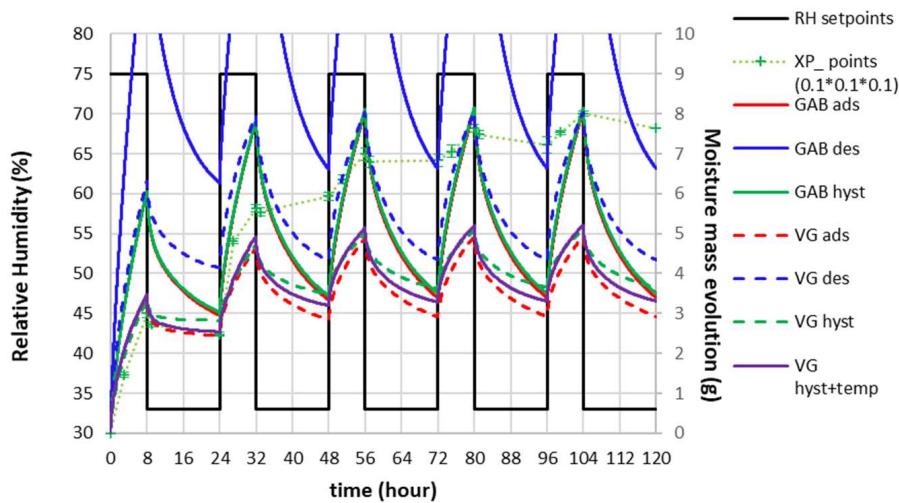


Figure 3: a) Comparison of the VG and GAB models under cyclic relative humidity variations with and without hysteresis consideration for the S1 samples serie. VG model is also presented with hysteresis and sorption thermodependency consideration

The measured experimental hygrothermal properties of the studied ACC performed in this paper are relevant with the data of the literature and bring some new information. They could be used as reference for different studies. This paper has underlined the need to accurately define the moisture evolution of the material inside the wall. Hysteresis and sorption dependency phenomena improve the results but do not fully explain the discrepancies between experimental and numerical data. Some complementary studies need to be launched to explain these results. Other sorption models should be tested and sorption kinetics mechanisms need to be further analyzed.

## 6. Conclusion and outlooks

The measured experimental hygrothermal properties of the studied ACC performed in this paper are relevant with the data of the literature and bring some new information. They could be used as reference for different studies. This paper has underlined the need to accurately define the moisture evolution of the material inside the wall. Hysteresis and sorption dependency phenomena improve the results but do not fully explain the discrepancies between experimental and numerical data. Some complementary studies need to be launched to explain these results.

Other sorption models should be tested and sorption kinetics mechanisms need to be further analyzed.

## References

- [1] Service des Données et des Etudes Statistiques (SDES) du Ministère de l’Ecologie, de l’Energie et des Territoires, « Chiffres clés du climat et de l’énergie », 2022
- [2] European Commission. Statistical Office of the European Union., *Energy balance sheets: 2017 data:* (2019).
- [3] X. Zhang, W. Zillig, H. Kuenzel, “Combined effects of sorption hysteresis and its temperature dependency on wood materials and building enclosures-Part I: Measurements for model validation,” *Build. Environ.*, vol. 106 (2016).
- [4] J. Kwiatkowski, M. Woloszyn, J.J. Roux, Modelling of hysteresis influence on mass transfer in building materials, *Build. Environ.*, vol 44 (2009), 633-642
- [5] C. Rode *et al.*, “NORDTEST - Project on moisture buffer value of materials: 26th AIVC Conference,” *Vent. Relat. Energy Perform. Build.* (2005).
- [6] A.D. Tran Le, Etude des transferts hygrothermiques dans le béton de chanvre et leur application à bâtiment , Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne Ardennes, France (2011)
- [7] NF EN 12570, Hygrothermal performance of building materials and products - Determination of moisture content by drying at elevated temperature (2000)
- [8] NF EN ISO 12571, Hygrothermal Performance of Building Materials and Products – Determination of Hygroscopic Sorption Properties (2000).
- [9] NF EN ISO 12572, Hygrothermal Performance of Building Materials and Products – Determination of Water Vapour Transmission Properties (2001).
- [10] NF EN 15148, Hygrothermal performance of building materials and products e determination of water absorption coefficient by partial immersion (2002).
- [11] H. Künzel, Simultaneous Heat and Moisture Transport in Building Components, , Fraunhofer IBP Stuttgart, Allemagne (1995)
- [12] C.E. Hagentoft, Hamstad WP2 benchmark package, *Final report : methodology of HAM modeling*, Chalmers University of Technology, Sweden, 2002.
- [13] Y. Aït Oumeziane, S. Moissette, M. Bart, F. Collet, S. Pretot, and C. Lanos, Influence of hysteresis on the transient hygrothermal response of a hemp concrete wall, *J. Build. Perform. Simul.*, vol. 10, no. 3, (2017) 256–271
- [14] E.A. Guggenheim, Application of Statistical Mechanics, *Clarendon Press*, Oxford, Chapter 11 (1966).
- [15] M.Th. Van Genuchten, A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils, *Soil Science Society American Journal*, vol 4 (1980) 892-898
- [16] H.-C. Huang and Y.-C. Tan, A Novel Hysteresis Model in Unsaturated Soil, *Hydrol. Process.*, vol. 19 (2005) 1653–1665.
- [17] T.C. Powers, T.L Brownyard, Studies of the physical properties of the hardened cement paste, *Portland Cement Association Bulletin n°22* (1948)

## Acknowledgements

This work has been supported by the EIPHI Graduate School contract ANR 17 EURE 0002 and by the French National Science Research Center (CNRS) and Region Bourgogne-Franche-Comté for its experimental part.

## Thème 3

# Modélisation et Simulation Numérique

Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires . . . . .	177
Modélisation et simulation d'un cycle OTEC et étude d'un couplage avec un système de climatisation par eau de mer profonde (SWAC) . . . . .	185
Apport des modèles réduits pour l'identification expérimentale de la diffusivité thermique des métaux liquides . . . . .	193
Implémentation de résistances de contact en 2-D dans un circuit équivalent. Thermique d'une encoche statorique d'un moteur électrique . . . . .	201
Résolution des transferts de chaleur par Monte Carlo dans une géométrie urbaine lors d'une vague de chaleur . . . . .	209
Modélisation des transferts radiatifs avec fluorescence pour la quantification de biomarqueurs en neurochirurgie . . . . .	217
Mise en place d'une méthodologie de construction de benchmarks pour la validation des modèles de microclimat urbain . . . . .	225
Etude expérimentale de l'effet de la rugosité sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide . . . . .	233
Modèle zonal d'un échangeur avec changement de phase : formulation big M pour l'optimisation . . . . .	241
Impact du cisaillement liquide-vapeur sur un écoulement diphasique à film tombant dans un échangeur de chaleur à plaques d'une machine à absorption $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$ . . . . .	249
Emissivité hémisphérique d'une cavité isotherme cylindrique ou rectangulaire . . . . .	257
Etude expérimentale et numérique des déformations pariétales sur l'intensification des transferts de chaleur et du mélange dans un écoulement interne tubulaire . . . . .	265
Démonstration de faisabilité : apprentissage faiblement supervisé pour la reconstruction a priori de SGE-T utilisant des corrélations en deux points . . . . .	273
Etude par LES avec TrioCFD des modifications des structures turbulentes thermiques induites par les variations des propriétés thermophysiques de l'eau . . . . .	281
Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro classique : Analyse des performances de combustion et impact sur les émissions polluantes . . . . .	289
Modélisation analytique des transferts thermiques en régime permanent dans les parois ventilées à double peau grâce à la méthode des quadripôles. . . . .	299
Enhancing the Thermal Performance of Electric Cable-heated Pavement by Asymmetrical Thermal Insulation Coating : A Numerical Simulation Study . . . . .	309



# Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires

Léa CHERRY<sup>1\*</sup>, Gilles FLAMANT<sup>2</sup>, Françoise BATAILLE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan Via Domitia

Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan (France)

<sup>2</sup> PROMES-CNRS (UPR 8521), 7 rue du Four solaire, 66120 Font-Romeu, France

\*(Corresponding author : lea.cherry@promes.cnrs.fr)

**Résumé** - Les écoulements au sein des récepteurs solaires sont turbulents et fortement anisothermes, car soumis à d'importants gradients de température. Ces conditions engendrent un fort couplage entre transport de chaleur et dynamique de l'écoulement, ce qui nécessite des modélisations spécifiques pour rendre compte des effets de l'anisothermie sur la dynamique de l'écoulement. Dans cet article, nous nous concentrons en particulier sur les phénomènes de transfert d'énergie entre les échelles de la turbulence et de la thermique. Une analyse spectrale est développée et présentée.

## Nomenclature

$u$	Vitesse	$\mu$	Viscosité dynamique
$\rho$	Masse volumique	$\lambda$	Conductivité thermique
$T$	Température	$r$	Constante thermodynamique de l'air
$P$	Pression mécanique	$\bar{r}$	Moyenne de Reynolds
$P_0$	Pression thermodynamique	$'$	Fluctuations de Reynolds
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes visqueuses	$\hat{\cdot}$	Transformée de Fourier
$Q_l$	Vecteur densité de flux de chaleur		
$\gamma$	Coefficient adiabatique		

## 1. Introduction

Les procédés solaires à concentration utilisent des miroirs afin de concentrer les rayons du soleil vers un récepteur solaire, au sein duquel s'écoule un fluide caloporteur. Ce récepteur est composé d'une paroi chaude, exposée au rayonnement solaire concentré, et d'une paroi froide. La différence de température entre ces deux parois peut atteindre plusieurs centaines de degrés. Le fluide caloporteur s'échauffe lors de son passage dans le récepteur solaire, avant d'être transporté vers des dispositifs de stockage de la chaleur ou de production d'électricité, comme illustré en figure 1.

Il est nécessaire de maximiser les échanges thermiques pariétaux au sein du récepteur, d'une part pour diminuer la température de paroi pour une température de fluide donnée, et d'autre part pour obtenir une température de fluide caloporteur la plus élevée possible. En effet, le rendement thermodynamique de conversion croît avec la température.

Le régime d'écoulement qui maximise les transferts thermiques au sein d'un fluide est le régime turbulent, c'est donc le régime d'écoulement choisi dans les récepteurs solaires. En plus de sa forte capacité de mélange, le régime turbulent est caractérisé par la large gamme de longueurs d'onde spatiales mises en jeu, ainsi que par son imprédictibilité. Ces caractéristiques rendent les simulations exactes de type DNS (Direct Numerical Simulation) coûteuses, et amènent à adopter une approche statistique pour développer des modèles de turbulence. L'écriture des équations de Navier-Stokes pour la partie fluctuante des grandeurs d'intérêt conduit à l'apparition de termes de corrélation non linéaires dans les équations, ce qui est connu comme

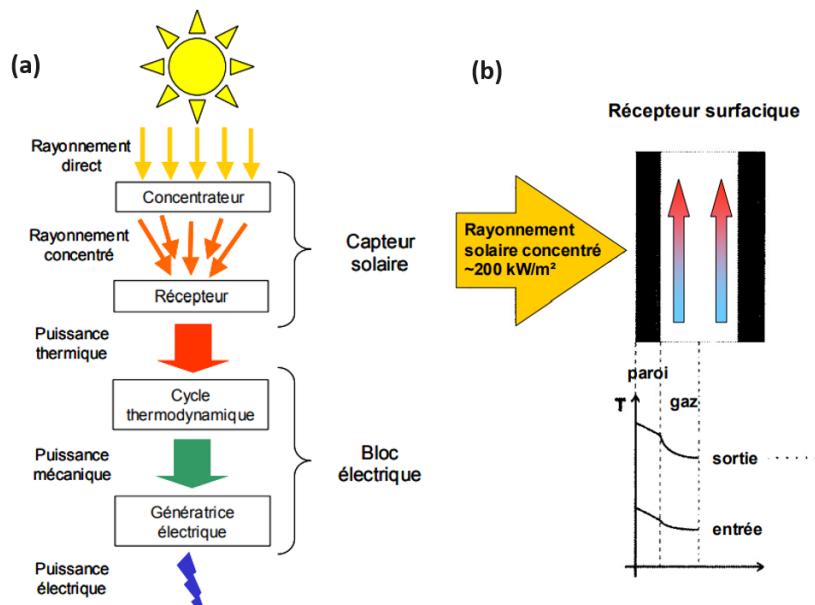


FIGURE 1: (a) Principe d'une centrale solaire (b) Principe d'un récepteur solaire surfacique

le problème de fermeture des équations turbulentes. Plusieurs familles de modèles ont été développées pour résoudre ce problème de fermeture, comme par exemple les modèles de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), qui prennent le parti de donner une expression explicite pour les corrélations doubles en un point. Ces modèles ont été largement étudiés dans la littérature, et développés pour une variété d'applications. Cependant, le récepteur solaire a la particularité originale de présenter un fort couplage entre les effets dynamiques et les effets thermiques du fait des forts gradients de température mis en jeu, qui peuvent atteindre les 500°C. Ce cas particulier du récepteur solaire, dans lequel la température est un scalaire actif, a été peu étudié dans la littérature. Des simulations DNS ont été effectuées [1], ainsi que des simulations aux grandes échelles thermiques [2]. Cependant, afin d'améliorer la performance de ces simulations, il est nécessaire de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu.

Le point de vue spectral est particulièrement adapté pour étudier les interactions entre les différentes échelles de la turbulence. En effet, le passage de l'espace physique à l'espace spectral est réalisé au moyen de la transformée de Fourier, qui permet de passer d'une variable physique  $x$  à une variable spectrale  $k$ , inversement proportionnelle à la longueur d'onde spatiale. Ce point de vue permet d'exhiber les différentes échelles des structures tourbillonnaires de l'écoulement, et de rendre compte des transferts d'énergie entre tourbillons de différentes échelles.

Nous développons donc ici un modèle spectral de turbulence fortement anisotherme, pour décrire les interactions entre les effets thermiques et dynamiques de l'écoulement. Nous commencerons par donner les équations turbulentées correspondant à notre problème, avant d'en déduire les équations d'évolutions des corrélations doubles en deux points. Nous formulerais une série d'hypothèses qui permettra de rendre compte explicitement des effets de l'anisothermie sur les caractéristiques de l'écoulement que sont la masse volumique, la viscosité, la conductivité thermique et l'indice adiabatique.

## 2. Equations turbulentes

### 2.1. Approximation de faible nombre de Mach

Par hypothèse, le fluide est un gaz parfait, et les forces volumiques sont négligées. Nous nous plaçons ensuite dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Mach, dans la continuité des travaux de modélisation effectués précédemment sur les récepteurs solaires [3], [4].

Ces équations s'obtiennent en adimensionnant les équations de Navier-Stokes, ce qui conduit à l'apparition de nombres sans dimension dans les équations, dont le nombre de Mach. En effectuant des développements limités des grandeurs mises en jeu en fonction du nombre de Mach, on obtient à l'ordre 0 :

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

où  $P_0$ , appelée pression thermodynamique, est le terme d'ordre 0 du développement limité de la pression en fonction du nombre de Mach.

A l'ordre 1 en fonction du nombre de Mach, on obtient ensuite le système d'équations suivant [5] :

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) u_i(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) u_i(\mathbf{x}, t) u_l(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} = -\frac{\partial P(\mathbf{x}, t)}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{il}(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t) u_l(\mathbf{x}, t) T(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} = -\frac{\gamma(T) - 1}{r} \frac{\partial Q_l(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} - \frac{\gamma(T) - 1}{r} P_0(t) \frac{\partial u_l(\mathbf{x}, t)}{\partial x_l} \quad (4)$$

$$T(\mathbf{x}, t) = \frac{P_0(t)}{\rho(\mathbf{x}, t) r} \quad (5)$$

$P$ , appelée pression mécanique, est ici le terme d'ordre 1 du développement limité de la pression en fonction du nombre de Mach.  $Q_l$  est le vecteur densité de flux de chaleur. Il est donné par la loi de Fourier :

$$Q_l = -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x_l} \quad (6)$$

L'approximation de faible nombre de Mach permet de simplifier considérablement l'équation de la chaleur 4 par rapport au cas général, en éliminant les termes de viscosité et la dépendance en la pression mécanique  $P$ . En conséquence, l'équation de la quantité de mouvement 3 et l'équation de la chaleur 4 sont découplées en pression.

En revanche, cette approximation n'a pas changé la forme des équations de continuité 2 ou de la quantité de mouvement 3. L'équation des gaz parfaits 5 est simplifiée, puisque la température et la masse volumique sont inversement proportionnelles en espace.

### 2.2. Décomposition de Reynolds

On utilise ensuite la décomposition de Reynolds pour décomposer les variables d'intérêt en une partie moyenne statistique et une partie fluctuante :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad ; \quad T = \bar{T} + T' \quad ; \quad \rho = \bar{\rho} + \rho' \quad ; \quad P = \bar{P} + P'$$

Afin d'obtenir les équations turbulentes, il est d'abord nécessaire de moyenner les équations 2 à 5. Ces équations moyennées sont ensuite soustraite aux équations générales, ce qui permet d'obtenir les équations d'évolution des quantités fluctuantes, aussi appelées équations turbulentes.

Une série d'hypothèses est ensuite effectuée : tout d'abord, les fluctuations de masse volumique sont supposées négligeables devant la masse volumique moyenne  $\rho' \ll \bar{\rho}$ . En conséquence, les expressions moyennées de corrélations mettant en jeu la masse volumique sont simplifiées. Par exemple,

$$\overline{\rho u_i} = \bar{\rho} \bar{u}_i \quad ; \quad \overline{\rho u_i u_j} = \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{\rho} \overline{u'_j u'_i} \quad (7)$$

Les fluctuations de masse volumique sont ensuite supposées stationnaires  $\frac{\partial \rho'}{\partial t} = 0$ , puis le gradient de pression mécanique est modélisé comme étant proportionnel à la vitesse :

$$\frac{\partial P'}{\partial x_i} = C_P u'_i \quad (8)$$

où  $C_P$  est une constante.

Par ailleurs, l'écoulement est supposé statistiquement quasi-homogène dans toutes les directions : les gradients moyens de vitesse sont constants ; le gradient moyen de température est faiblement variable en espace ; les corrélations doubles en un point sont supposées constantes en espace. Ces hypothèses reviennent à se placer en dehors des couches limites, dans lesquelles l'écoulement est fortement inhomogène.

On en déduit alors les équations turbulentes qui décrivent l'écoulement au sein du récepteur solaire :

$$\frac{\partial}{\partial x_l} (\bar{\rho}(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})) = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_l(\mathbf{x})}{\partial t} + \overline{\rho(\mathbf{x}) u_l(\mathbf{x})} \frac{\partial u'_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \overline{\rho(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \frac{\partial u'_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \overline{\rho(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \frac{\partial \bar{u}_i(\mathbf{x})}{\partial x_l} \\ = -C_P u'_l + \frac{\partial \tau'_{il}(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \overline{u'_i(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \frac{\partial \bar{\rho}(\mathbf{x})}{\partial x_l} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}(\mathbf{x}) T'(\mathbf{x})}{\partial t} + \gamma \bar{\rho}(\mathbf{x}) T'(\mathbf{x}) \frac{\partial \bar{u}_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \gamma \rho(\mathbf{x}) T(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} - \gamma \overline{u'_l(\mathbf{x}) T'(\mathbf{x})} \frac{\partial \bar{\rho}(\mathbf{x})}{\partial x_l} = -\frac{\gamma-1}{r} \frac{\partial Q'_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} \quad (11)$$

$$P_0(t) = \rho(\mathbf{x}) r T(\mathbf{x}) \quad ; \quad \bar{P}_0(t) = \bar{\rho}(\mathbf{x}) r \bar{T}(\mathbf{x}) \quad ; \quad P'_0(t) = \bar{\rho}(\mathbf{x}) r T'(\mathbf{x}) \quad (12)$$

On remarque que ces équations ont des termes homogènes isotropes (en noir), des termes anisotropes (en bleu), et des termes anisothermes (en rouge). Ces termes sont identifiés par comparaison avec des études menées pour des écoulements homogènes isotropes [6] et anisotropes [7]. L'anisotropie est ici causée par le régime de convection forcée, qui entraîne une vitesse moyenne non nulle. L'anisothermie se reflète principalement par ses effets de dilatation, c'est à dire de variation spatiale de la masse volumique, comme le montre la présence d'un terme proportionnel au gradient de masse volumique.

Ces équations ne sont pas fermées, puisqu'elles comportent des termes non linéaires inconnus. Ces termes sont par exemple  $\overline{\rho(\mathbf{x})} u'_l(\mathbf{x}) \frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial x_l}$  dans l'équation de la quantité de mouvement ou  $\gamma \overline{\rho(\mathbf{x})} T'(\mathbf{x}) \frac{\partial \overline{u_l(\mathbf{x})}}{\partial x_l}$  dans l'équation de la chaleur.

Par la suite, on supposera la conductivité thermique  $\lambda$ , l'indice adiabatique  $\gamma$  et la viscosité dynamique  $\mu$  constantes. Les expressions du tenseur fluctuant des contraintes  $\tau'_{ij}$  et du flux de chaleur fluctuant  $Q'_l$  sont alors respectivement données par :

$$\tau'_{ij}(\mathbf{x}) = \mu \left( \frac{\partial u'_i(\mathbf{x})}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j(\mathbf{x})}{\partial x_i} - \frac{\partial u_l(\mathbf{x})}{\partial x_l} \right) \quad \text{et} \quad Q'_l(\mathbf{x}) = -\lambda \frac{\partial T'(\mathbf{x})}{\partial x_l} \quad (13)$$

### 3. Equations spectrales

On introduit dans cette partie la transformée de Fourier d'une variable  $a$ , définie par

$$\widehat{a}(\mathbf{k}, t) = \left( \frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{\mathbf{R}^3} a(\mathbf{x}, t) e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{k}} d\mathbf{x} \quad (14)$$

La transformée de Fourier permet de transformer une dérivation en un produit, ce qui simplifie l'étude des équations spectrales. En revanche, la transformée de Fourier d'un produit est un terme de convolution intégral :

$$\widehat{\frac{\partial a(\mathbf{x})}{\partial x_i}} = ik_i \widehat{a}(\mathbf{k}, t) \quad ; \quad \widehat{a(\mathbf{x})b(\mathbf{x})} = \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{a}(\mathbf{p}) \widehat{b}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \quad (15)$$

Ce terme intégral met en jeu toutes les triades  $\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{k}$ , d'où la dénomination de terme d'interaction triadique (voir figure 2). L'ensemble des échelles de la turbulence contribuent à ce terme intégral.

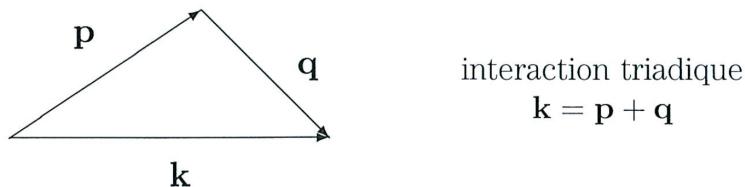


FIGURE 2: Interaction triadique

#### 3.1. Equations spectrales turbulentes

Les termes non linéaires identifiés dans l'espace physique se traduisent donc dans l'espace de Fourier par des termes d'interaction triadique de même type que le terme de convolution présent dans l'équation 15. En particulier, les termes convolutifs mettant en jeu la masse volumique et la température ou la vitesse sont inconnus et n'ont, à notre connaissance, pas été traités dans la littérature, ce qui soulève un problème de fermeture supplémentaire. Nous avons donc décidé d'expliquer la relation entre les variations de température et de masse volumique par la loi suivante :

$$\rho = \rho_0 + \xi_n \frac{\partial T}{\partial x_n} \quad (16)$$

$\rho_0$  est ici un scalaire constant, et  $\xi$  un vecteur constant. Cette loi est issue d'une simplification de la loi des gaz parfaits à faible nombre de Mach. Elle revient à supposer que les variations de masse volumique sont directement causées par les variations de température, et que les effets de dilatation sont les principaux résultats de l'anisothermie.

Par souci de simplicité, nous faisons également l'hypothèse que la vitesse moyenne  $\bar{u}$  est constante, et nous ne gardons qu'un seul terme de variation temporelle dans les équations de la quantité de mouvement et de la chaleur. En conséquence,  $\xi_n \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} i p_n \frac{\partial \widehat{T}(\mathbf{p}) \widehat{u}_i(\mathbf{q})}{\partial t} d\mathbf{p} d\mathbf{q}$  est négligé devant  $\rho_0 \frac{\partial \widehat{u}_l'(\mathbf{k})}{\partial t}$ , et  $i \xi_n r \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} q_n \frac{\partial \widehat{T}'(\mathbf{p}) \widehat{T}(\mathbf{q})}{\partial t} d\mathbf{p} d\mathbf{q}$  est négligé devant  $\rho_0 r \frac{\partial \widehat{T}'(\mathbf{k})}{\partial t}$ . Les équations suivantes sont alors obtenues :

$$i \rho_0 k_l \widehat{u}_l'(\mathbf{k}) - \xi_n k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} q_n \widehat{T}(\mathbf{q}) \widehat{u}_l'(\mathbf{p}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} = 0 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \rho_0 \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mu}{\rho_0} k^2 + \overline{u_l} \mathbf{i} \mathbf{k}_l + C_P \right) \widehat{u}_i'(\mathbf{k}) + \rho_0 i k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{u}_l'(\mathbf{p}) \widehat{u}_i'(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \\ & - \overline{u_l} \xi_n k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} q_n \widehat{u}_i'(\mathbf{p}) \widehat{T}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} - \xi_n k_l \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{r}=\mathbf{k}} p_n \widehat{T}(\mathbf{p}) \widehat{u}_l'(\mathbf{q}) \widehat{u}_i'(\mathbf{r}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} d\mathbf{r} \\ & = - \mu k_l k_i \widehat{u}_l'(\mathbf{k}) + \frac{2}{3} \mu k_i k_n \widehat{u}_n'(\mathbf{k}) - \overline{u'_i(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \xi_n k_l k_n \widehat{T}(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\lambda(\gamma-1)}{\rho_0 r} k^2 \right) \widehat{T}'(\mathbf{k}) + \frac{\gamma \rho(\mathbf{x}) T(\mathbf{x})}{\rho_0} i k_l \widehat{u}_l'(\mathbf{k}) = - \frac{\gamma}{\rho_0} \overline{T'(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \xi_n k_n k_l \widehat{T}(\mathbf{k}) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \overline{P_0}(t) \delta(\mathbf{k}) &= r \rho_0 \widehat{T}(\mathbf{x}) + \frac{r \xi_n}{2} i k_n \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{T}(\mathbf{p}) \widehat{T}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \\ P'_0(t) \delta(\mathbf{k}) &= r \rho_0 \widehat{T}'(\mathbf{k}) + r \xi_n \int_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} \widehat{T}'(\mathbf{p}) i q_n \widehat{T}(\mathbf{q}) d\mathbf{p} d\mathbf{q} \end{aligned} \quad (20)$$

L'anisothermie a tout d'abord pour effet de perturber les équations de la continuité ainsi que des gaz parfaits. La divergence de la vitesse n'est en effet plus nulle, et la loi des gaz parfaits comporte un terme intégral supplémentaire.

Tout comme dans l'espace physique, les équations de la quantité de mouvement et de la chaleur comprennent des termes homogènes isotropes, des termes anisotropes et des termes anisothermes, avec la différence que les termes anisothermes sont plus nombreux dans l'espace spectral. La transformée de Fourier, ainsi que les approximations effectuées, ont donc permis de rendre compte plus finement des effets de l'anisothermie sur l'évolution des grandeurs d'intérêt.

Les termes anisothermes sont de plusieurs types. Il y a d'abord les termes intégraux d'interactions triadiques, qui rendent compte des transferts d'énergie entre échelles de la turbulence. Dans le cas homogène isotrope, le transfert d'énergie cinétique inter-échelles n'est pas affecté

par la température, puisque le terme de transfert de l'équation de la dynamique ne fait alors intervenir que les fluctuations de vitesse. Cependant, les termes de transfert anisothermes présents dans l'équation de la quantité de mouvement mettent en jeu à la fois les fluctuations de vitesse et le gradient de température moyen, ce qui laisse penser que le fort gradient de température influence les transferts d'énergie cinétique entre échelles de la turbulence.

On retrouve également l'équivalent spectral du terme d'anisothermie que l'on avait déjà mis en évidence dans l'espace physique. Ce terme y était proportionnel à la variation de masse volumique. Avec l'approximation effectuée sur la masse volumique, ce terme est maintenant proportionnel au gradient de température, dans l'équation de la quantité de mouvement comme dans l'équation de la chaleur.

On peut également remarquer que le terme homogène isotrope de l'équation de la chaleur n'est pas un terme de transfert. Cela s'explique par l'approximation de faible nombre de Mach, qui entraîne l'invariance spatiale du produit  $\rho T$ . Cette simplification entraîne l'absence de terme de transfert dans l'équation de la chaleur, qui devient donc linéaire.

Ces équations ne sont pas fermées à cause de la présence de termes d'interaction non linéaires, qui mettent en jeu des moments d'ordre 2. Si l'on écrit l'équation d'évolution des moments d'ordre 2, celle-ci mettra en jeu les moments d'ordre 3, et de même pour les moments d'ordre trois et supérieurs [8]. Afin de fermer les équations spectrales, il est donc nécessaire de donner une équation d'évolution pour les moments d'ordre 2. Plusieurs modèles existent pour répondre à cette nécessité. L'un des plus étudiés est le modèle EDQNM (Eddy-Damped Quasi-Normal Markovianised). Il a été développé pour des écoulements incompressibles, homogènes, isotropes [9], avant d'être notamment étendu aux écoulements anisotropes [10]. En conséquence, ce modèle pourrait être un bon candidat pour fermer notre jeu d'équations.

### 3.2. Expression de la température moyenne

L'équation spectrale moyennée de la chaleur s'écrit :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\lambda(\gamma - 1)}{\rho_0 r} k^2 - \frac{\gamma}{\rho_0} \overline{T'(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \xi_n k_n k_l \right) \widehat{\bar{T}}(\mathbf{k}) = 0 \quad (21)$$

En supposant que  $\overline{T'(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})}$  est indépendant du temps, l'équation ci-dessus est donc une équation différentielle du premier ordre sans second membre. On peut donc en déduire une expression explicite pour la température moyenne spectrale :

$$\widehat{\bar{T}}(\mathbf{k}, t) = \widehat{\bar{T}}(\mathbf{k}, t = 0) e^{\omega(\mathbf{k})t} \quad \text{où} \quad \omega(\mathbf{k}) = \frac{\lambda(\gamma - 1)}{\rho_0 r} k^2 + \frac{\gamma}{\rho_0} \overline{T'(\mathbf{x}) u'_l(\mathbf{x})} \xi_n k_n k_l \quad (22)$$

La température moyenne dépend donc des caractéristiques de l'écoulement (conductivité thermique, indice adiabatique et densité  $\rho_0$ ), mais pas de la vitesse moyenne.

## 4. Conclusion

Dans cet article, nous avons décrit les caractéristiques spécifiques des écoulements au sein d'un récepteur solaire afin de dériver un modèle spectral prenant en compte ces caractéristiques. Après avoir formulé une série d'hypothèses, nous avons pu établir un système d'équations turbulentes spectrales, dans lequel nous avons identifié les termes liés à l'anisothermie.

Les hypothèses formulées dans cet article nous ont conduits à nous concentrer sur l'influence

des variations du gradient moyen de température sur la dynamique de l'écoulement. En particulier, les effets des fluctuations de masse volumique ont été négligés, de même que l'influence de l'anisothermie sur le coefficient adiabatique, la conductivité thermique et la viscosité. Nous avons également négligé les effets de couche limite en supposant l'écoulement quasi-homogène.

Le modèle montre que le gradient de température influe directement sur la dynamique de l'écoulement, en modifiant les interactions entre les échelles de la turbulence et la dissipation visqueuse. Nous avons également obtenu une expression explicite du gradient de température moyen. Ce jeu d'équations pourra dans le futur être fermé grâce à un modèle de type EDQNM.

## Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme français « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) sous le contrat ANR-10-LABX-22-01 (labex SOL-STICE).

## Références

- [1] Adrien Toutant and Françoise Bataille. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient. *International Journal of Thermal Sciences*, 74 :104–118, December 2013. doi : 10.1016/j.ijthermalsci.2013.06.003.
- [2] G. Brillant, S. Husson, F. Bataille, and F. Ducros. Study of the blowing impact on a hot turbulent boundary layer using thermal large eddy simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(6) :1670–1678, 2008. ISSN 0142-727X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.06.011>.
- [3] Dorian Dupuy, Adrien Toutant, and Françoise Bataille. Artificial compressibility method for strongly anisothermal low Mach number flows. *Physical Review E*, 103(1) :013314, January 2021. doi : 10.1103/PhysRevE.103.013314.
- [4] Dorian Dupuy, Adrien Toutant, and Françoise Bataille. Study of the large-eddy simulation subgrid terms of a low mach number anisothermal channel flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 135 :221–234, 2019. ISSN 1290-0729. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.09.001>.
- [5] Yutaka Shimomura. Turbulent transport modeling in low mach number flows. *Physics of fluids*, 11(10), 1999. doi : <https://doi.org/10.1063/1.870171>.
- [6] Marcel Lesieur. *Turbulence in Fluids*, volume 1 of *Fluid Mechanics and Its Applications*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1990. doi : 10.1007/978-94-009-0533-7.
- [7] Vincent Mons, Claude Cambon, and Pierre Sagaut. A spectral model for homogeneous shear-driven anisotropic turbulence in terms of spherically averaged descriptors. *Journal of Fluid Mechanics*, 788 :147–182, December 2015. ISSN 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2015.705. URL <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2015.705>.
- [8] Claude Cambon and Julian F. Scott. Linear and nonlinear models of anisotropic turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31(1) :1–53, January 1999. ISSN 0066-4189, 1545-4479. doi : 10.1146/annurev.fluid.31.1.1.
- [9] Steven A. Orszag. Analytical theories of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(2) : 363–386, 1970. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112070000642.
- [10] Claude Cambon, N. N. Mansour, and F. S. Godeferd. Energy transfer in rotating turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 337 :303–332, 1997. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S002211209700493X.

# Modélisation et simulation d'un cycle OTEC : Étude d'un couplage avec un système de climatisation par eau de mer profonde (SWAC).

Perceval RAYBAUD<sup>1</sup>, Kanhan SANJIVY<sup>2</sup>, Franck LUCAS<sup>3</sup>, Olivier MARC<sup>4</sup>

<sup>1,2,3</sup>Université de la Polynésie française, laboratoire de Géosciences du Pacifique Sud (GEPASUD)

<sup>2</sup>Agence de l'Environnement et de la Maitrise de l'Energies (ADEME) , 20 avenue du Grésillé- BP 90406 49004 Angers Cedex 01 France

<sup>4</sup>IUT, Saint-Pierre, La Réunion, Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l'Energie, l'environnemeNt et le bâtimenT (PIMENT)

**Résumé** – La technologie de conversion de l'énergie thermique des océans (Ocean Thermal Energy Conversion ou OTEC) utilise les eaux en surface et en profondeur des océans pour produire de l'électricité. Pour explorer le potentiel de cette technologie, un prototype à terre OTEC, de 14 kWe, a été développé au laboratoire PIMENT à l'île de la Réunion afin de tester différents types d'échangeurs de chaleur. Cet article présente dans un premier temps la modélisation d'une centrale OTEC utilisant l'ammoniac comme fluide de travail. Ensuite, ce modèle est utilisé pour évaluer la possibilité d'un couplage en série d'un OTEC et d'un système de climatisation par eau de mer profonde (SWAC).

## Nomenclature

$\dot{Q}$	Puissance thermique échangée, kW	$T$	température, K
$\dot{W}$	Puissance électrique, kW	$P$	Pression, Pa
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	Re	Nombre de Reynolds
$\Delta TLM$	Différence de température moyenne logarithmique, K	U	Coefficient d'échange global, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
$cp$	chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	g	Accélération de la pesanteur, m.s <sup>-2</sup>
$S$	surface d'échange, m <sup>2</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$\Delta h$	variation d'enthalpie, J/kg	$\rho$	masse volumique de l'eau, kg.m <sup>-3</sup>
$\Delta H$	hauteur de colonne d'eau, m	$\eta$	rendement
D	Diamètre interne de conduite, m	$\lambda$	coefficient de perte de charge linéaire
L	Longueur de conduite, m	<i>Indices et exposants</i>	
e	Rugosité absolue, m	$ft$	fluide de travail
		e / s	entrée / sortie
		evap / cond	évaporateur / condenseur

## 1. Introduction

La problématique du réchauffement climatique à l'échelle mondiale incite à l'exploration de technologies innovantes pour produire de l'électricité décarbonée. L'une d'elles est l'Énergie Thermique des Mers (ETM) ou « Ocean Thermal Energy Conversion » (OTEC). L'île de la Réunion étant un territoire insulaire, son mix énergétique est majoritairement composé de combustion à base d'énergies fossiles importées. Pour pallier cette dépendance extérieure, le Laboratoire PIMENT a participé, en collaboration avec l'entreprise NAVAL ENERGIES, à la réalisation et aux tests d'un prototype à terre d'énergie thermique des mers (PAT ETM) pouvant théoriquement fournir 14 kWe [1]. Cette technologie utilise la différence de température entre l'eau de mer en surface et celle en profondeur pour faire fonctionner un cycle thermodynamique. Le premier objectif de cette étude est de réaliser un modèle python permettant de trouver des points de fonctionnement stationnaire du cycle, puis de vérifier les valeurs obtenues avec les résultats expérimentaux du PAT ETM ainsi que d'autres

simulations OTEC présentes dans la littérature scientifique. Ensuite, on se servira de ce modèle pour étudier la possibilité d'un couplage OTEC-SWAC.

## 2. Cycle ORC pour le procédé OTEC

### 2.1. Principe d'un cycle ORC

Les températures entre les eaux en surface (Entre 25-28°C) et celles en profondeur (5°C) permettent un  $\Delta T$  de 20 à 23°C. Cela fixe un rendement de Carnot à 7% qui diminue à 3% en conditions réelles d'utilisation. Un Cycle Organique de Rankine (ORC) avec de l'ammoniac comme fluide de travail est choisi car adapté à des températures de sources chaudes basses.

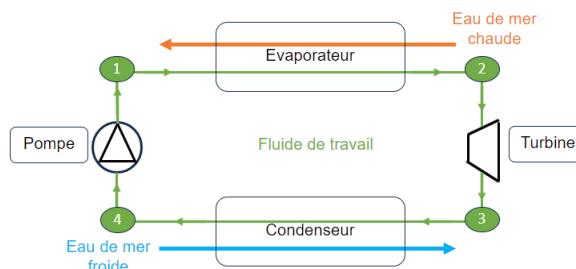


Figure 1 : Schéma des étapes d'un cycle ORC

Dans un cycle ORC, l'ammoniac liquide va entrer dans l'évaporateur où il se réchauffe puis s'évapore (Figure 1 points 1 à 2). La vapeur d'ammoniac va passer dans une turbine pour générer de l'électricité. L'ammoniac détendu est alors diphasique (97% vapeur) et entre dans le condenseur. Il se condense et sort à l'état liquide puis passe dans une pompe pour continuer le cycle.

### 2.2. Système d'équations

Les équations qui régissent les transferts thermiques dans les échangeurs (évaporateur et condenseur) ainsi que le travail fourni ou apporté dans les machines tournantes (pompe et turbine) sont les suivantes :

$$\dot{Q}_1 = \dot{m}_{ft} \cdot (h_s - h_e) \quad (1)$$

$$\dot{Q}_2 = U \cdot S \cdot \Delta TLM \quad (2)$$

$$\dot{Q}_3 = \dot{m}_{eau} \cdot cp \cdot (T_s - T_e) \quad (3)$$

$$\dot{W} = \dot{m}_{ft} \cdot \eta \cdot (h_s - h_e) \quad (4)$$

Avec  $\dot{m}_{ft}$  le débit de fluide de travail qui est ici de l'ammoniac [kg/s],  $\Delta h$  la variation d'enthalpie de l'ammoniac [J/kg],  $U$  le coefficient d'échange global de l'échangeur [W/m<sup>2</sup>.K],  $S$  la surface d'échangeur [m<sup>2</sup>],  $cp$  la chaleur spécifique de l'eau [J/kg.K]. L'équation (1) représente la puissance thermique reçue ou cédée par l'ammoniac lors de ses changements d'états. L'équation (2) représente la puissance thermique traversant les échangeurs entre l'eau et l'ammoniac. L'équation (3) représente la puissance thermique reçue ou cédée par l'eau de mer lors de son passage dans l'échangeur. Ces trois équations sont appliquées au condenseur et à l'évaporateur. L'équation (4) représente le travail apporté à la pompe ou fourni par la turbine. Le terme  $\eta$  est la multiplication de différents rendements (isentropique, mécanique et génératrice) selon que l'équation soit appliquée à la turbine ( $\eta$  isentropique, mécanique et

générateur) ou à la pompe ( $\eta$  isentropique et mécanique). Il permet de prendre en compte des irréversibilités liées à la génération d'entropie et aux frottements.

### 2.3. Modélisation du cycle ORC

L'objectif de la modélisation est de déterminer un point de fonctionnement en régime stationnaire d'un cycle ORC tel que dans les deux échangeurs on arrive à l'égalité  $\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2 = \dot{Q}_3$ . Les étapes de résolution du modèle sont présentées ci-dessous :

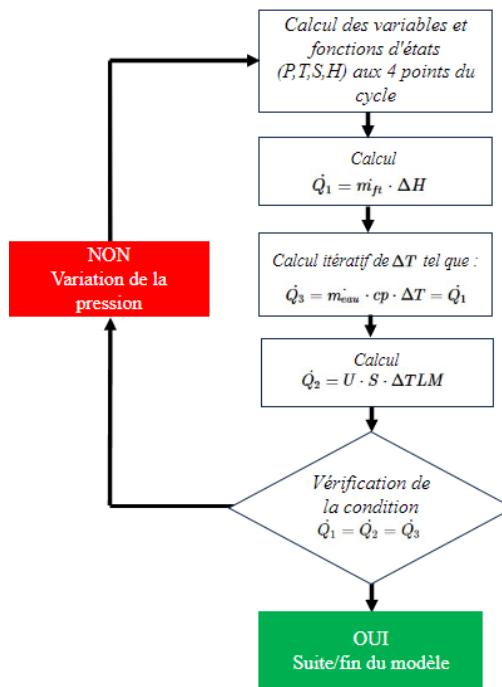


Figure 2 : Diagramme de flux du modèle

Le modèle est écrit sous python 3.7 et utilise comme librairie principale « CoolProp » qui permet de déterminer les variables et fonctions d'états de l'ammoniac dans le cycle. L'itération du modèle se fait sur la pression car elle affecte les équations (1) et (2), jusqu'à atteindre une convergence des  $\dot{Q}$ . Les entrées et sorties du modèle sont :

- Entrées : les températures d'eau de mer chaudes et froides entrantes, les débits d'eau de mer et d'ammoniac, les caractéristiques des échangeurs (surfaces et coefficients d'échange global U) ainsi que des pressions initiales pour l'ammoniac dans les échangeurs.
- Sorties : les températures d'eau de mer en sortie des échangeurs, les pressions finales d'ammoniac ainsi que la puissance électrique nette en sortie.

## 3. Résultats du modèle et comparaison à la littérature scientifique

La première étape de vérification du modèle consiste à comparer ses résultats aux données expérimentales du PAT ETM. Ces résultats se trouvent dans le tableau ci-dessous :

Variables	PAT ETM	Modèle	Intervalle d'incertitude
$\dot{Q}_{\text{evap}} (\text{kW})$	$442,0 \pm 3,1$	<b>444,6</b>	$438,9 < 444,6 < 445,1$
$\dot{Q}_{\text{cond}} (\text{kW})$	$430,2 \pm 2,5$	<b>429,8</b>	$427,6 < 429,8 < 432,7$
$\dot{W}_{\text{turbine}} (\text{kW})$	$14,23 \pm 0,3$	<b>14,6</b>	$14,5 < 14,6$
$T_{\text{eau froide sortie}} (\text{°C})$	$8,69 \pm 0,1$	<b>8,7</b>	$8,6 < 8,7 < 8,8$
$T_{\text{eau chaude sortie}} (\text{°C})$	$25,69 \pm 0,1$	<b>25,6</b>	$25,6 < 25,6 < 25,8$

*Tableau 1 : Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux du PAT ETM*

Les résultats des puissances thermiques échangées, des travaux mécaniques et des températures d'eau de mer en sortie du cycle obtenus sont satisfaisants car dans le domaine d'incertitude des expérimentations. Les températures expérimentales ont été mesurées avec une précision de 0,15 jusqu'à 0,01 °C sur les écarts de températures grâce à la comparaison entre plusieurs capteurs. La valeur du travail mécanique disponible à la turbine du modèle est légèrement supérieure à celle mesurée mais cela peut s'expliquer par le fait que l'installation du PAT ETM possédait une pseudo-turbine simulant la détente de l'ammoniac vapeur [1]. Cette comparaison expérimentale a permis une première validation du modèle comme étant une approximation correcte du fonctionnement d'un cycle ORC en régime stationnaire.

Une phase de recherche bibliographique a ensuite été réalisée afin de comparer les résultats du modèle aux résultats d'autres modèles de systèmes OTEC présents dans des articles de la littérature scientifique. Pour ce faire, les données initiales du modèle ont été ajustées pour s'adapter aux différents cas. Les résultats de cette comparaison inter-modèle se trouvent ci-dessous :

$\dot{W}_{turbine}$ (kW)	Articles	Modèle	Erreur (%)
Satoru GOTO <i>et al.</i> [2]	18,62	18,2	2,2
Hirofumi HARA <i>et al.</i> [3]	100	103,6	3,6
Hirofumi HARA <i>et al.</i> [4]	1000	962	3,8
C.Bernardoni <i>et al.</i> [5]	3936	3661	6,9
$T_{eau\ froide\ sortie}$ (°C)	Articles	Modèle	$\Delta T$ (°C)
Satoru GOTO <i>et al.</i>	9,02	9,02	<0,1
Hirofumi HARA <i>et al.</i>	6,8	6,7	-0,1
Hirofumi HARA <i>et al.</i>	8,04	7,9	-0,14
C.Bernardoni <i>et al.</i>	7,26	7,11	-0,15

*Tableau 2 : Comparaison du modèle avec les résultats de puissance de turbine et de température d'eau froide en sortie de cycle pour différentes simulations OTEC*

Le tableau 2 ci-dessus montre la comparaison des résultats du modèle avec les résultats des simulations des articles choisis, pour les valeurs de travail produit à la turbine et de la température d'eau froide en sortie d'échangeur. Malgré le changement d'échelle des centrales OTEC, les résultats concordent car les écarts de températures restent inférieurs à 0,15°C et que le travail à la turbine est estimé à 4% d'écart près sauf pour le dernier article simulant une centrale de 4MWé. Le modèle pourrait donc atteindre des limites de fiabilité pour les centrales à grandes échelles. Dans la partie qui va suivre, concernant le couplage OTEC-SWAC, nous nous intéresserons à une centrale de l'ordre de la vingtaine de kilowatts. C'est un ordre de grandeur en puissance pour lequel le modèle obtient des résultats corrects.

## 4. Etude du couplage OTEC-SWAC

Une fois que ce modèle a été créé et comparé à des résultats d'autres simulations, la prochaine étape est de réaliser un couplage avec un système SWAC.

### 4.1. Définition de la technologie SWAC (Sea Water Air Conditionning)

La climatisation par eau de mer profonde consiste à utiliser l'eau froide des profondeurs (boucle primaire) pour refroidir une boucle d'eau en surface (boucle secondaire ou « eau glacée ») qui va alimenter le bâtiment à rafraîchir (Figure 3).

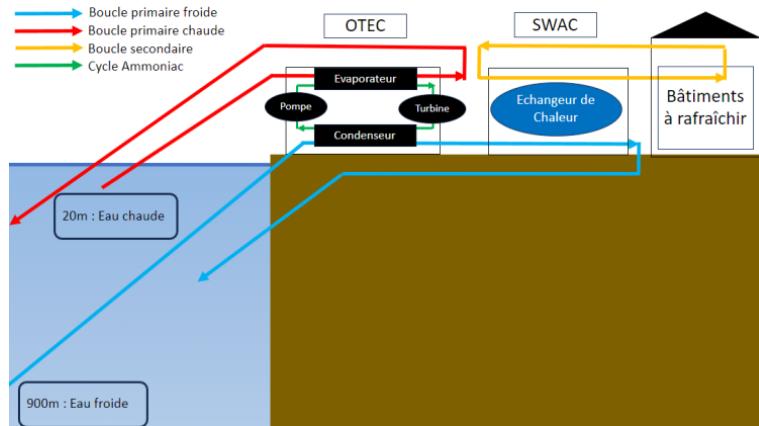


Figure 3 : Schéma de principe du couplage OTEC-SWAC

L'eau de mer est pompée à des profondeurs d'environ 800-1000m où elle se trouve à des températures proches de 5°C. Parmi les quelques SWAC existant dans le monde, 3 d'entre eux se trouvent en Polynésie Française. Celui sur lequel le couplage OTEC-SWAC est envisagé est celui de l'hôtel « The Brando » situé sur l'atoll de Tetiaroa car le laboratoire GEPASUD a travaillé sur le traitement des mesures de cette installation. Les performances de ce SWAC ont été mesurées sur plusieurs années et il a obtenu des coefficients de performances (COP) supérieurs à ceux des systèmes de climatisation par cycle à compression de vapeur classiques [6]. L'idée d'un couplage OTEC-SWAC consiste à placer en série une centrale OTEC située en amont d'un système SWAC. Cette configuration est choisie afin que le flux d'eau de mer froide pénétrant dans l'OTEC permette d'avoir un  $\Delta T$  maximum entre l'eau de mer chaude issue de la surface et celle froide pompée en profondeur. L'objectif du couplage OTEC-SWAC est de voir si le placement d'un cycle OTEC pourrait permettre de satisfaire les besoins en électricité de l'ensemble de l'installation. Ceci, en gardant une température d'eau en sortie de condenseur suffisamment froide pour servir au refroidissement des bâtiments par le SWAC. Il y aurait donc génération à la fois d'électricité et de froid.

#### 4.2. Modélisation des pertes de charges des conduites et rendement isentropique

Cet ensemble OTEC-SWAC se base sur l'architecture existante du SWAC de l'hôtel « The Brando ». Le couplage consiste à rajouter une centrale OTEC en gardant le réseau hydraulique de la boucle d'eau de mer froide. Cela implique la prise en compte d'une puissance auxiliaire, négligée jusqu'alors dans le modèle, liée aux consommations des pompes d'eau de mer chaudes et froides. La puissance de la pompe d'eau de mer froide du SWAC est déjà connue mais il faut prendre en compte l'ajout du condenseur sur la boucle, qui va générer des pertes de charges supplémentaires. La puissance de la pompe d'eau de mer chaude est à calculer entièrement car cette conduite n'existe pas dans le SWAC. Le calcul général de la puissance de pompe est :

$$\dot{W} = \frac{\dot{m} \cdot \rho \cdot \Delta H \cdot g}{\eta} \quad (5)$$

Avec  $\dot{m}$  le débit [ $m^3/s$ ],  $\rho$  la masse volumique de l'eau [ $kg/m^3$ ],  $\Delta H$  la hauteur de colonne d'eau (m),  $g$  l'accélération de pesanteur [ $m.s^{-2}$ ] et  $\eta$  le rendement de pompe. La hauteur de colonne d'eau est composée des différentes caractéristiques du réseau hydraulique :

$$\Delta H_{totale} = \Delta H_{linéaire} + \Delta H_{sin gulière} + \Delta H_{appareil} \quad (6)$$

Le terme de  $\Delta H_{linéaire}$  correspond aux pertes occasionnées par le frottement de l'eau de mer le long des parties linéaires de la conduite et il se calcule avec la formule de Colebrook :

$$\Delta H_{linéaire} = j \cdot L \quad (7)$$

$$j = \frac{\lambda}{D} \cdot \frac{v^2}{2g} \quad (8)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left( \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\lambda}} + \frac{e}{3,71 \cdot D} \right) \quad (9)$$

Avec L la longueur de conduite,  $\lambda$  le coefficient de pertes de charges linéaires, e la rugosité absolue du matériau, D le diamètre interne et Re le nombre de Reynolds. Le terme de  $\Delta H_{appareil}$  correspond aux pertes de charges due au passage de l'eau dans les échangeurs. Le SWAC possède 3 échangeurs de chaleur en parallèle et il y aura 2 échangeurs en plus pour l'évaporateur et le condenseur de l'OTEC. Ces échangeurs sont à plaque et en titane car ils permettent une meilleure compacité des installations et une résistance à la corrosion. De plus, une grande partie des études sur l'élaboration de centrales OTEC choisissent ce type d'échangeurs ce qui permet de s'appuyer sur des corrélations existantes. La référence [5] fournit des corrélations entre la puissance thermique échangée et la puissance de pompage due à la perte de charge dans l'échangeur :

$$P_{échangeur} = k_p \cdot \dot{Q} \quad (10)$$

Avec  $k_p$  le terme de proportionnalité valant 1,667 kWélec /MWthermique pour l'évaporateur et 1,601 kWélec /MWthermique pour le condenseur.  $P_{échangeur}$  représente la puissance nécessaire à la pompe pour pallier les pertes de charges des nouveaux échangeurs de l'OTEC. Le terme de  $\Delta H_{singulière}$  correspond aux pertes de charges liées aux changements brusques de la forme de l'écoulement dans le réseau hydraulique (lié à des vannes, des coudes...). Il est ici négligé car cette partie du réseau existant ne comporte pas de déformation marquée qui pourraient avoir un impact significatif sur les pertes de pressions globales. Le terme de  $\Delta h_{singulière}$  est plus important dans la partie du réseau d'eau glacée en surface mais nous prendrons une valeur moyenne de consommation de pompe pour cette partie du réseau.

La puissance auxiliaire de pompage globale est alors :

$$\dot{W}_{tot} = \frac{(P_{évaporateur} + P_{condenseur}) + \dot{m} \cdot g \cdot (\Delta H_{linéaire,chaud} + \Delta H_{linéaire,froid})}{\eta_{pompe}} \quad (11)$$

Un autre point important du dimensionnement est la valeur du rendement isentropique de la turbine lors de la détente de l'ammoniac. Ce rendement impacte directement la puissance fournie par le cycle. Dans la littérature, les modèles admettent des valeurs de rendement comprise entre 0,75 et 0,9. Il existe des modèles de rendement isentropique comme celui de Payri qui utilise le taux de compression ainsi que la variation de température du gaz en amont et aval de la turbine. Cependant, lorsque l'on applique cette méthode aux cas des articles utilisés dans la partie 3, on ne retrouve pas leurs valeurs de rendement isentropique. Il existe des modèles plus complets prenant en compte l'architecture de la turbine mais nous prendrons ici une valeur intermédiaire de ce rendement à 0,82 [7]. Les valeurs de rendement isentropique de la pompe des modèles sont comprises entre 0,8 et 0,9. La puissance de pompe d'ammoniac est en général inférieure à 3% de la puissance de turbine. Nous prendrons une estimation plutôt pessimiste de ce rendement à 0,8.

Une autre étape du dimensionnement est le calcul du coefficient d'échange global de l'échangeur U [W/m<sup>2</sup>.K]. Il est en général déterminé en fonction des coefficients d'échanges individuels de l'eau et de l'ammoniac ainsi que de l'épaisseur et de la conductivité thermique du matériau de l'échangeur. Il existe de nombreuses corrélations existantes afin de déterminer

le coefficient d'échange de l'ammoniac mais elles sont fortement dépendantes de l'architecture et des conditions expérimentales. On utilisera ici une corrélation présente dans [5] permettant de déterminer U en fonction de la vitesse de l'eau de mer dans l'échangeur. Cela permet de trouver une valeur de U entre 2 et 4 kW/m<sup>2</sup>.K, l'intervalle que l'on trouve dans les autres modèles.

#### 4.3. Résultats de simulation du couplage OTEC-SWAC

Le calcul d'un point de fonctionnement de cet ensemble OTEC-SWAC donne ce résultat :

<b>Entrée</b>		<b>Sortie</b>		
Efficacité générateur / mécanique	0,95 / 0,95 (-) [7]	<b>Température eau de mer chaude du cycle OTEC</b>		
Rendement isentropique de la turbine / pompe NH <sub>3</sub>	0,82 / 0,8 (-) [7]	entrée évaporateur	27,5 °C	Puissance nette du cycle
Efficacité des pompes eau de mer	0,6 (-)	sortie évaporateur	22,42 °C	Puissance pompe eau de mer chaude
Coefficient d'échange global évaporateur U	2300 W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> [2][5]	<b>Température eau de mer froide du cycle OTEC</b>		
Coefficient d'échange global condenseur	2200 W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> [2][5]	Entrée condenseur	6,5 °C	Puissance pompe eau glacée moyenne
Température eau de mer froide entrée condenseur	6,5 °C	sortie condenseur	11,44 °C	
Température eau de mer chaude entrée évaporateur	27,5 °C	<b>Température NH<sub>3</sub> du cycle OTEC</b>		
Surface évaporateur	150 m <sup>2</sup>	Température d'évaporation	20,89 °C	Evaporateur/Condenseur [5]
Surface condenseur	140 m <sup>2</sup>	Température de condensation	12,7 °C	Turbogénérateur [5]
Longueur de la conduite d'eau de mer froide	3483 m	<b>Débits</b>		
Diamètre conduite eau froide	0,383 m	Eau de mer chaude et froide	46 kg/s	Pompe eau de mer chaude [5]
Longueur de la conduite d'eau de mer chaude	1730 m	Fluide de travail	0,8 kg/s	Coût de la conduite du SWAC à Tahiti
Diamètre conduite eau chaude	0,368 m			

Tableau 3 : Résultats de la simulation pour le couplage OTEC-SWAC avec les caractéristiques du SWAC existant

Lors de la période étudiée (faible affluence de l'hôtel), le SWAC fonctionne avec une pompe côté eau de mer et une pompe côté eau glacée en surface. Le réseau d'eau glacée mesure environ 3 km et possède une architecture particulière car l'eau glacée doit aller dans chaque bungalow [6]. Le tableau 3 montre que la puissance nette du cycle, à savoir la puissance de turbine à laquelle est soustraite la puissance de la pompe interne d'ammoniac, vaut 19,6 kW. Le débit d'ammoniac a été évalué dans l'intervalle 0,5 à 1,2 kg/s car cela correspond aux débits dans les études expérimentales et théoriques [1] et [2] de centrales OTEC de même ordre de grandeur. Il avait été observé que la hausse du débit d'ammoniac, à débit de l'eau de mer constant, augmentait la puissance générée mais également la température d'eau de mer froide en sortie de condenseur. Le débit de 0,8 kg/s a été retenu car il permet une génération de puissance conséquente tout en limitant la hausse de température de l'eau de mer froide en sortie de condenseur. Cela permet d'auto-alimenter les pompes d'eaux chaudes et froides en conservant 7,6 kW supplémentaires. En prenant en compte la consommation de la pompe d'eau glacée en surface, le couplage pourrait satisfaire environ 52 % de la totalité de la demande en électricité du système. Ces résultats sont cohérents avec des installations OTEC fonctionnant avec des débits d'eau et d'ammoniac similaires. Le gain en électricité apporté par l'ajout d'un OTEC fonctionnant en continu journalier sur toute l'année serait, avec un prix de l'électricité fourni par l'observatoire polynésien de l'énergie en 2020 à 39,5 Fcp/kWh dans les îles, d'environ 6,78 millions de francs. Soit une économie de 56 mille euros annuellement. Cependant, la température d'eau de mer froide en sortie du condenseur de l'OTEC est dans ce cas de l'ordre de 11,5 °C. Cette hausse de température est

significative et n'est pas compatible avec le système SWAC existant qui est prévu pour être alimenté avec une température de 7°C. De plus, on peut voir avec la partie « Coûts » du tableau 3 qui regroupe des coûts liés aux différents composants qu'une telle centrale ne serait pas rentable. Il est admis que la durée de vie d'une centrale OTEC serait d'environ 30 ans. Cela équivaut à une économie de 1,68 million d'euros sur la durée de vie de l'installation. Les échangeurs, la pompe d'eau de mer chaude et la turbine coûteraient 263 k€ mais le prix le plus conséquent serait celui de la conduite, à environ 8,3 millions d'euros en se basant sur l'installation de la conduite du SWAC à Tahiti en 2022. Le cas du SWAC était différent, avec une conduite plus longue et un diamètre supérieur (0,71m). La conduite d'eau de mer chaude avec un diamètre inférieur devrait coûter moins cher, mais nous nous contenterons de cette estimation budgétaire dans cette étude préliminaire. Malgré cela, le couplage semble possible et pourrait s'avérer être intéressant si l'on arrive à dimensionner l'OTEC-SWAC avec l'idée du couplage, pour augmenter la part d'autoproduction et s'adapter à des températures d'eau froide plus élevées pour le système de climatisation.

## 5. Conclusion

En conclusion, un modèle a été réalisé sur les bases d'une installation expérimentale existante (PAT ETM) pour son élaboration et sa validation initiale. La comparaison du modèle avec différentes simulations de la littérature scientifique a permis de vérifier que le modèle permet une approximation convenable des résultats existants et ceux pour des systèmes OTEC avec des ordres de grandeurs compatibles avec les besoins d'un couplage OTEC-SWAC. L'étude du couplage s'est basée sur un cas existant et a permis de voir qu'il pourrait permettre de fournir plus de 50% de la demande en puissance du système global. Cela engendrerait cependant une hausse importante de la température de l'eau de mer froide devant alimenter le SWAC et cette centrale ne pourrait pas réaliser un retour sur investissement. En guise d'amélioration pour la question de la température, il serait envisageable d'augmenter les surfaces d'échanges des ventilo-conveuteurs de l'hôtel pour qu'ils puissent fonctionner avec des températures d'eau plus élevées que celles du système initial. Il serait également intéressant d'étudier la hausse du débit d'eau de mer dans les échangeurs. Cela pourrait entraîner une hausse de la puissance tout en diminuant le  $\Delta T$  de l'eau de mer froide dans le condenseur. Une hausse du débit entraîne cependant plus de pertes de charges, ce qui balancerait le gain en puissance. Une suite de l'étude est en cours pour rechercher un point optimal de fonctionnement avec l'étude de différents débits de fluides.

## Références

- [1] Thèse A. Dijoux, « Influence du fluide de travail, de la technologie des échangeurs et du pilotage dynamique d'un cycle ORC sur l'intérêt et les performances d'un système de conversion d'Energie Thermique des Mers », 17/12/2020
- [2] S.Goto, Y.Matsuda, T.Sugi, T.Morisaki, T.Yasunaga, T.Ikegami, N.Egashira, « Web application for OTEC Simulator using Double stage Rankine cycle », IFAC PapersOnline, 50-1(2017), 121-128.
- [3] H.Hara, N.A.Othman, S.Sarip, N.Othman, Et al..., « Simulation study on enhancing hydrogen production in an ocean thermal energy (OTEC) system utilizing solar collector », Jurnal Teknologi, October 2015.
- [4] H.Hara, N.A.Othman, S.Sarip, N.Othman, Et al..., « Design optimization of power generation and desalination application in Malaysia utilizing ocean thermal energy », Jurnal Teknologi, October 2015.
- [5] C.Bernadoni, M.Binotti, A.Gostri, « Techno-economic analysis of closed OTEC cycles for power generation », Renewable Energy 132 (2019), 1018-1033.
- [6] K.Sanjiviy, O.Marc, N.Davies, F.Lucas, « Energy performance assessment of Sea Water Air Conditioning (SWAC) as a solution toward net zero carbon emissions: A case study in French polynesia », Energy Reports 9 (2023), 437-446.
- [7] J.Langer, C.Infante Ferreira, J.Quist, « Is bigger always better ? Designing economically feasible ocean thermal energy conversion systems using spatiotemporal resource data », Applied Energy 309 (2022), 118414

# Apport des modèles réduits pour l'identification expérimentale de la diffusivité thermique des métaux liquides

Jad HOUSSEIN<sup>1</sup>, Frédéric JOLY<sup>2</sup>, Mickaël COURTOIS<sup>1</sup>, Thomas PIERRE<sup>1\*</sup>, Olivier QUÉMÉNER<sup>2</sup>, Muriel CARIN<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Bretagne Sud, UMR 6027, IRDL, F-56100, Lorient, France.

<sup>2</sup> Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Évry, Univ. Évry Paris-Saclay, 40 rue du Pelvoux, Courcouronnes, 91020 Évry, France.

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : thomas.pierre@univ-ubs.fr)

**Résumé** – Cet article concerne la contribution des modèles réduits dans le cadre global de l'estimation de la diffusivité thermique des métaux liquides. L'identification de cette propriété s'effectue à partir d'un dispositif expérimental adapté aux hautes températures, associé à un processus inverse faisant appel à un modèle numérique qui décrit les phénomènes thermiques instationnaires de conduction et d'advection au sein du métal en fusion. Une technique de réduction modale du modèle numérique est proposée ici, dans laquelle la température et la vitesse sont décomposées sur une base POD. Cette double réduction permet une réduction importante de l'ordre du modèle numérique utilisé dans la procédure inverse, et donc du temps de calcul d'identification par rapport aux modèles classiques éléments finis. Les premiers résultats montrent l'apport de la technique en termes de précision des résultats et de rapidité de calcul.

## Nomenclature

### Lettres latines

$c$	capacité thermique massique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$d$	coefficient d'étalonnage de la caméra
$g$	fonction test
$h$	coefficient d'échange, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
$I^0$	luminance, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$
$k$	coefficient étalonnage de la caméra
$\tilde{M}$	nombre de modes retenu en vitesse
$n$	vecteur normal
$\tilde{N}$	nombre de modes retenu en température
$S$	signal, niveau de gris
$t$	temps, s
$T$	température, $^{\circ}\text{C}$
$U(\underline{x}, t)$	champ de vitesse $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$V_i(\underline{x})$	modes de température
$W_k(\underline{x})$	modes de vitesse
$\underline{x}$	coordonnées cartésiennes
$x_i(t)$	états d'excitation en température
$y_i(t)$	états d'excitation en vitesse

### Lettres grecques

$\varepsilon'_\lambda$	émissivité
$\Gamma$	surface
$\kappa$	conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$\rho$	masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$\varpi$	terme source, $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$
$\Omega$	domaine

### Indices et exposants

$\text{conv}$	convectif
EF	éléments finis
$\text{ext}$	extérieur
$f$	imposée sur la frontière
$i, k$	indice des modes
MR	Modèle Réduit
$r$	réduit
rad	radiatif

## 1. Introduction

La diffusivité thermique des métaux est un paramètre d'intérêt en simulation numérique de procédés à hautes températures tels que le soudage ou la fabrication additive. Sa connaissance est nécessaire à l'état solide et à l'état liquide. Des premiers travaux en vue de son estimation à

l'état solide ont permis de valider un dispositif et un protocole expérimentaux [1]. La solution analytique purement conductive obtenue a pu être utilisée avec pour conséquence des temps de calcul inférieurs à la minute durant le processus itératif d'estimation de la diffusivité thermique.

Le passage de l'état solide à l'état liquide rend l'identification de la diffusivité plus complexe. Cette fois-ci un modèle numérique, souvent de type éléments finis, doit décrire les phénomènes thermiques instationnaires de conduction et d'advection au sein du métal en fusion. Et dans ce cas de figure, le temps de calcul augmente de plusieurs ordres de grandeur. Par conséquent, la durée du calcul devient handicapante, voire rédhibitoire, pour un processus itératif d'estimation. Les techniques de réduction modale ont prouvé leur efficacité pour réduire drastiquement le temps de calcul de modèle d'advection-diffusion [2]. Cependant, la difficulté ici réside dans le champ de vitesse qui dépend du temps et de l'espace. Comme pour les problèmes non-linéaires, cette dépendance spatio-temporelle entraîne une dégradation importante des performances du modèle réduit en termes de temps de calcul.

L'objectif de cet article est de réaliser un comparatif entre le modèle direct numérique qui décrit le plus fidèlement possible la thermique instationnaire de conduction et d'advection avec le même modèle une fois réduit. L'article est décomposé comme suit : La première partie présente le dispositif expérimental. La seconde partie décrit le modèle direct et la procédure de réduction développée spécifiquement pour ce problème. Enfin la troisième partie présente les premiers résultats qui montrent l'apport de la technique, en termes de précision des résultats, de polyvalence du modèle réduit, et de rapidité de calcul.

## 2. Dispositif expérimental et expériences

La Figure 1 présente le dispositif expérimental. L'échantillon testé ((a) sur la Figure 1) est une plaque de fer de section  $(20 \times 20)$  mm<sup>2</sup> et d'environ 200 μm d'épaisseur placé dans une enceinte cubique en acier inoxydable (b). Un jeu de quatre miroirs et un prisme (c) sont disposés de sorte qu'une caméra haute-vitesse (d) voit simultanément les deux faces de la plaque (e). Un filtre (f) disposé devant la caméra restreint le flux radiatif à la bande spectrale  $(880 \pm 35)$  nm.

Le protocole expérimental consiste faire le vide (g) dans l'enceinte dans un premier temps puis d'ajouter de l'argon (h). Un laser (i) (IPG Photonics YLR 300/3000 QCW  $\lambda = 1\,070$  nm) chauffe pendant environ 30 s à 70 W afin d'avoir une température de plaque la plus homogène possible, puis un pulse est envoyé avec le même laser de 270 W durant 10 ms. Là où la température de fusion de la plaque est dépassée, sa tension de surface permet au métal liquide de ne pas s'effondrer. Cela rend donc possible les mesures à l'état solide, mais surtout à l'état liquide.

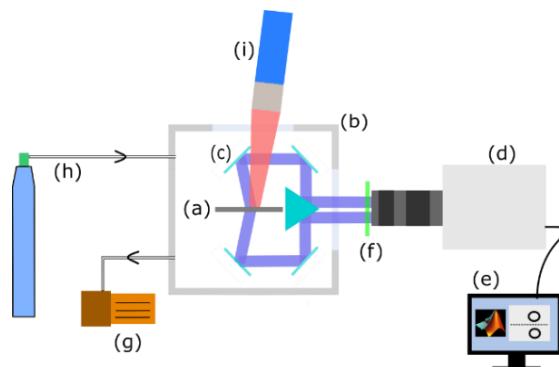


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental.

La caméra haute-vitesse enregistre la scène à une fréquence de 10 kHz, sur une image de  $640 \times 1\,008$  pixels où chaque pixel représente une surface d'environ 657 μm<sup>2</sup>. Par ailleurs, les

niveaux de gris  $S$  délivrés par la caméra sont liés par une loi linéaire avec la luminance  $I^0(T)$ , qui elle-même dépend de la température par la loi de Planck (1). Les paramètres  $k$  et  $d$  sont étalonnés à l'aide de mesures de plateaux de solidification sur des métaux purs [3]. L'incertitude principale repose sur la connaissance de l'émissivité  $\varepsilon'_\lambda$  de la surface visée.

$$S = k\varepsilon'_\lambda I^0(T) + d \quad (1)$$

La Figure 2 présente plusieurs séquences où l'on voit le déplacement du bain de fusion au cours du temps. Seule la zone chauffée de l'échantillon (zone cylindrique de 2,5 mm de rayon) fait l'objet de la mesure.

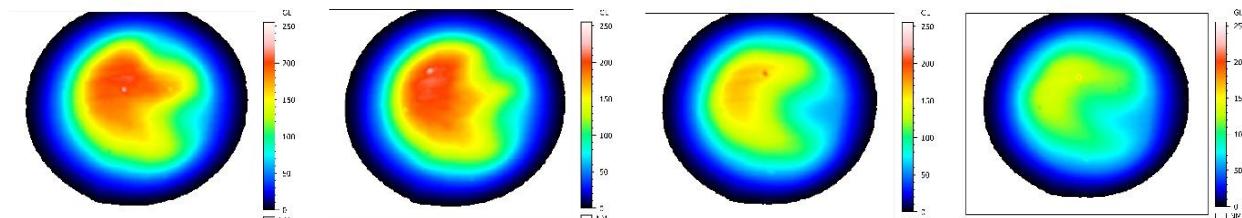


Figure 2 : Quatre séquences durant le chauffage (images 1 et 2) et le refroidissement (images 3 et 4).

### 3. Réduction du modèle

#### 3.1. Problème physique

Soit un domaine  $\Omega$  borné par une frontière  $\partial\Omega = \Gamma_1 \cup \Gamma_2 \cup \Gamma_3$  (Figure 3). La température est mesurée sur les faces supérieure et latérale  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_3$ . Sur la face inférieure  $\Gamma_2$  on considère un coefficient d'échange  $h$ . L'origine du repère est placée au centre de la face inférieure  $\Gamma_2$ .

L'équation de la chaleur s'écrit :

$$\rho c \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \underline{U}(\underline{x}, t) \cdot \nabla T \right) = \nabla(\kappa \nabla T) + \omega \text{ sur } \Omega \quad (2)$$

où  $\omega$  est le terme source (nul dans notre cas). Les conditions aux limites sont :

$$\kappa \nabla T \cdot \underline{n} = h(T_{ext} - T) \text{ sur } \Gamma_2 \quad (3)$$

$$T = T_f(\underline{x}, t) \text{ sur } \Gamma_1 \text{ et } \Gamma_3 \quad (4)$$

Dans l'équation (3), le coefficient d'échange est linéarisé. En effet, le protocole expérimental impose un échauffement de l'échantillon inférieur à 50 K. En général, il n'existe pas de solution exacte pour cette équation. Il faut alors passer par une approximation numérique.

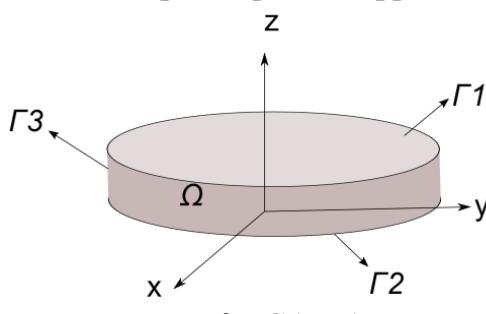


Figure 3 : Géométrie.

#### 3.2. Modèle direct original

Le modèle éléments finis est obtenu à partir de la formulation variationnelle des équations (2-4). L'équation (2) est multipliée par une fonction test  $g$  ayant les mêmes conditions aux

limites, et est intégrée sur le domaine. Ici, par souci de concision et pour ne perdre le lecteur dans des développements mathématiques fastidieux, nous donnons la méthode pour  $T_f(\underline{x}, t) = 0$ , c'est-à-dire pour une condition aux limites homogène en  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_3$  (on aura donc  $g \in H_0^1(\Omega)$ )

$$\int_{\Omega} \rho c \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla T \right) g = \int_{\Omega} \underline{\nabla}(\kappa \underline{\nabla} T) g + \int_{\Omega} \varpi g \quad (5)$$

Le théorème de Green-Ostrogradsky permet de faire apparaître la condition aux limites sur  $\Gamma_2$  et diminue la contrainte sur  $T$  qui n'a plus qu'à être dérivable une fois :

$$\int_{\Omega} \rho c \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla T \right) g = - \left( \int_{\Gamma_2} h T g + \int_{\Omega} \kappa \underline{\nabla} T \cdot \underline{\nabla} g \right) + \int_{\Omega} \varpi g + \int_{\Gamma_2} h T_{ex} g \quad (6)$$

En définissant les matrices suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \int_{\Omega} \rho c g g & \mathbf{U(t)} &= \int_{\Omega} \rho c \underline{U}(\underline{x}, t) \cdot \underline{\nabla} g g \\ \mathbf{K} &= \int_{\Omega} \kappa \underline{\nabla} g \cdot \underline{\nabla} g & \mathbf{H} &= \int_{\Gamma_2} h g g \end{aligned} \quad (7)$$

ainsi que le vecteur de sollicitations :

$$B = \int_{\Gamma_2} h T_{ex} g + \int_{\Omega} \varpi g \quad (8)$$

on obtient alors le système matriciel suivant :

$$\mathbf{C} \dot{T} + \mathbf{U(t)} T = -(\mathbf{K} + \mathbf{H})T + B \quad (9)$$

Notons que la matrice  $\mathbf{U(t)}$  est non-symétrique.

### 3.3. Modèle réduit

#### 3.3.1. Réduction de la température

L'idée des méthodes de réduction modale est de décomposer la température sous la forme :

$$T(\underline{x}, t) = \sum_{i=1}^N V_i(\underline{x}) \times x_i(t) \quad (10)$$

Les fonctions  $V_i(\underline{x})$  sont pré-calculées et sont appelées les modes. Les coefficients  $x_i(t)$  sont les inconnues du problème et sont appelés les états d'excitation. Pour obtenir l'équation d'état permettant de déterminer les coefficients  $x_i(t)$ , on reprend la formulation variationnelle dans laquelle on remplace les fonctions test  $g$  par les modes  $V$  et  $T$  par sa formulation modale :

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{\partial x_i}{\partial t} \int_{\Omega_0} \rho c V_i V_j + \sum_i x_i \int_{\Omega_0} \rho c \underline{U} \cdot \underline{\nabla} V_i V_j \\ = - \sum_i x_i \int_{\Omega_0} \kappa \underline{\nabla} V_i \cdot \underline{\nabla} V_j - \sum_i x_i \int_{\Gamma_2} h V_i V_j + \int_{\Omega_0} \varpi V_j + \int_{\Gamma_2} h T_{ext} V_j \end{aligned} \quad (11)$$

On peut écrire cette équation sous forme matricielle :

$$\mathbf{C}_r \dot{X} + \mathbf{U}_r(t) X = -[\mathbf{K}_r + \mathbf{H}_r] X + B_r \quad (12)$$

où les matrices suivantes ont été définies :

$$\mathbf{C}_r = \int_{\Omega} \rho c V_i V_j = \mathbf{V}^t \mathbf{C} \mathbf{V} \quad \mathbf{U}_r = \int_{\Omega} \rho c \underline{U}(\underline{x}, t) \cdot \underline{\nabla} V_i V_j = \mathbf{V}^t \mathbf{U(t)} \mathbf{V} \quad (13)$$

$$\mathbf{K}_r = \int_{\Omega} \kappa \nabla V_i \cdot \nabla V_j = \mathbf{V}^t \mathbf{K} \mathbf{V} \quad \mathbf{H}_r = \int_{\Gamma_2} h V_i V_j = \mathbf{V}^t \mathbf{H} \mathbf{V}$$

ainsi que le vecteur de sollicitations :

$$B_r = \int_{\Gamma_2} h T_{ex} V_j + \int_{\Omega} \varpi V_j = \mathbf{V}^t B \quad (14)$$

Le terme de transport  $\mathbf{U}_r$  augmente considérablement le temps de calcul du modèle réduit : à chaque itération, il faut non seulement recalculer la matrice  $\mathbf{U}(t)$ , mais en plus faire le produit matriciel  $\mathbf{V}^t [\mathbf{U}(t)] \mathbf{V}$ .

### 3.3.2. Réduction de la vitesse

Examinons le terme « problématique »  $\mathbf{U}_r$ . Il est dérivé de la formulation variationnelle :

$$\mathbf{U}_r = \int_{\Omega} \rho c \underline{\mathbf{U}}(\underline{x}, t) \cdot \nabla V_i V_j \quad (15)$$

L'idée est d'exprimer aussi la vitesse  $\underline{\mathbf{U}}(\underline{x}, t)$  sous forme modale :

$$\underline{\mathbf{U}}(\underline{x}, t) = \sum_{k=1}^{\tilde{M}} \underline{\mathbf{W}}_k(\underline{x}) \times y_k(t) \quad (16)$$

En remplaçant la formulation modale de la vitesse (Eq. (16)) dans l'équation (15) :

$$\mathbf{U}_r = \sum_{k=1}^{\tilde{M}} y_k(t) \int_{\Omega} \rho c \underline{\mathbf{W}}_k(\underline{x}) \cdot \nabla V_i V_j \quad (17)$$

On définit alors les matrices  $\mathbf{U}^k = \int_{\Omega} \rho c \underline{\mathbf{W}}_k(\underline{x}) \cdot \nabla V_i V_j$ . Le terme de transport peut alors s'exprimer selon une somme pondérée de matrices calculée en avance :

$$\mathbf{U}_r = \sum_k y_k(t) \mathbf{U}^k \quad (18)$$

Le système à résoudre devient alors :

$$\mathbf{C}_r \dot{\mathbf{X}}_l = - \left[ \mathbf{K}_r + \mathbf{H}_r + \sum_{k=1}^{\tilde{M}} y_k(t) \mathbf{U}^k \right] X_i + B_r \quad (19)$$

D'un point de vue dimensionnel,  $\mathbf{C}_r, \mathbf{K}_r, \mathbf{H}_r$  et  $\mathbf{U}_r^k$  sont de dimensions  $[\tilde{N} \times \tilde{N}]$  avec  $\tilde{N}$  le nombre de modes de température retenu. Bien sûr, la formulation modale de la vitesse n'a de sens que si un très faible nombre de modes est nécessaire pour reproduire correctement le champ de vitesse.

### 3.3.3. Quels modes choisir ?

Plusieurs approches existent pour obtenir une base réduite, qui peuvent être plus pertinentes selon le type de problème posé (invariance des conditions aux limites, non-linéarité, etc.).

Nous souhaitons extraire du champ de vitesse expérimental les modes spatiaux les plus significatifs, qui représentent les principaux motifs des données. La P.O.D fournit une base 'optimale' du point de vue énergétique pour représenter l'écoulement. Un nombre de modes relativement peu élevé permet donc de capturer les aspects-clés du signal [4]. De la même manière, comme la condition aux limites en température est issue de l'expérience, nous choisissons d'utiliser les fonctions de la P.O.D pour construire une approximation de type

Galerkin de l'équation de la chaleur. Cette méthode suppose l'existence d'un champ de référence. Pour la température, il s'agit d'une simulation éléments finis effectuée avec comme entrée une valeur supposée de la conductivité (ici nous prendrons  $\kappa_0 = 47 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), et la température supérieure  $T_f(\underline{x}, t)$  est issue de l'expérience.

## 4. Résultats et discussion

### 4.1. Simulations éléments finis : influence de la conductivité

La simulation éléments finis (EF) est caractérisée par un maillage comportant 8 721 degrés de libertés formant 14 752 éléments de type prisme droit dont les dimensions ne dépassent pas  $30 \mu\text{m}$  verticalement et  $160 \mu\text{m}$  horizontalement. Le temps de calcul nécessaire à une simulation EF est de l'ordre de 90 s dans l'environnement de calcul SAMBA développé au LMEE.

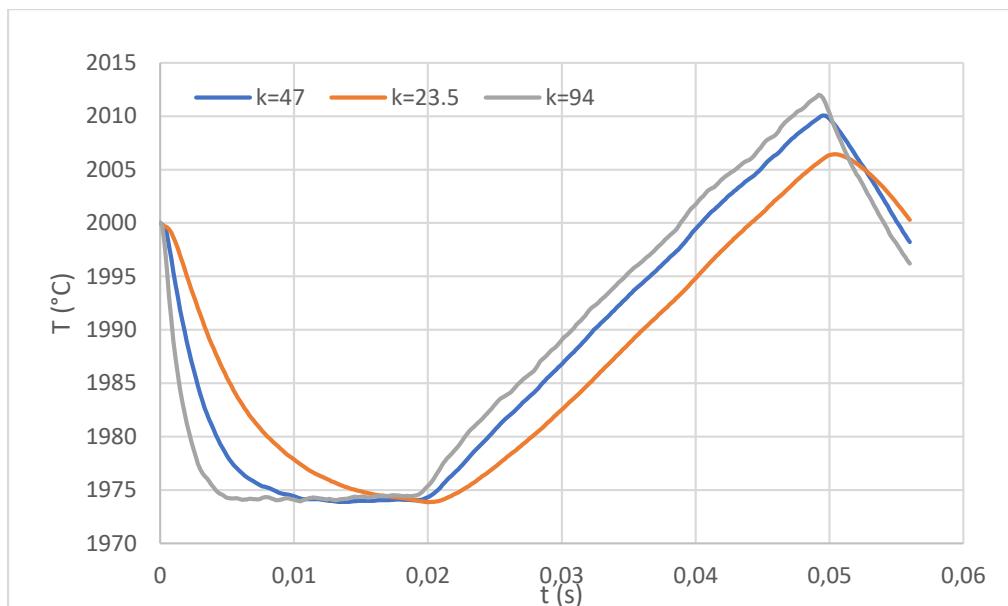


Figure 4 : Évolution de la température au centre de la face inférieure pour trois conductivités différentes  $\kappa_0/2$ ,  $\kappa_0$  et  $2\kappa_0$ .

Nous commençons par étudier la sensibilité de la conductivité (et non la diffusivité pour le moment) sur la température. La Figure 4 représente l'évolution de la température au centre de la face inférieure obtenue avec une simulation éléments finis pour trois conductivités différentes,  $\kappa = \kappa_0 = 47 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ,  $\kappa_0/2$  puis  $2\kappa_0$ . On remarque que la conductivité joue plusieurs rôles :

- temps de relaxation (au début de la simulation) ;
- temps de réponse à la sollicitation en température et à l'arrêt de cette sollicitation ;
- température maximale atteinte en ce point.

### 4.2. Modèle réduit

Une fois le modèle éléments finis calculé, l'obtention du modèle réduit, c'est-à-dire le calcul des modes de vitesse et de température ainsi que le calcul des matrices réduites est très rapide (entre 1 et 2 secondes selon le nombre de modes retenus). Ainsi, le temps d'obtention du modèle réduit est celui d'un seul calcul éléments finis. Notons que pour chaque nouveau jeu de sollicitations ( $U(\underline{x}, t)$  et  $T_f(\underline{x}, t)$ ), ce calcul devra être réeffectué. Nous représentons dans le Tableau 1 l'influence du nombre de modes de température retenus sur la précision du modèle

et son temps de calcul lorsque le nombre de modes de vitesse est égal à 5. Les températures de références pour le calcul des écarts sont celles de la simulation éléments finis utilisée pour le calcul des modes de température. Nous définissons :

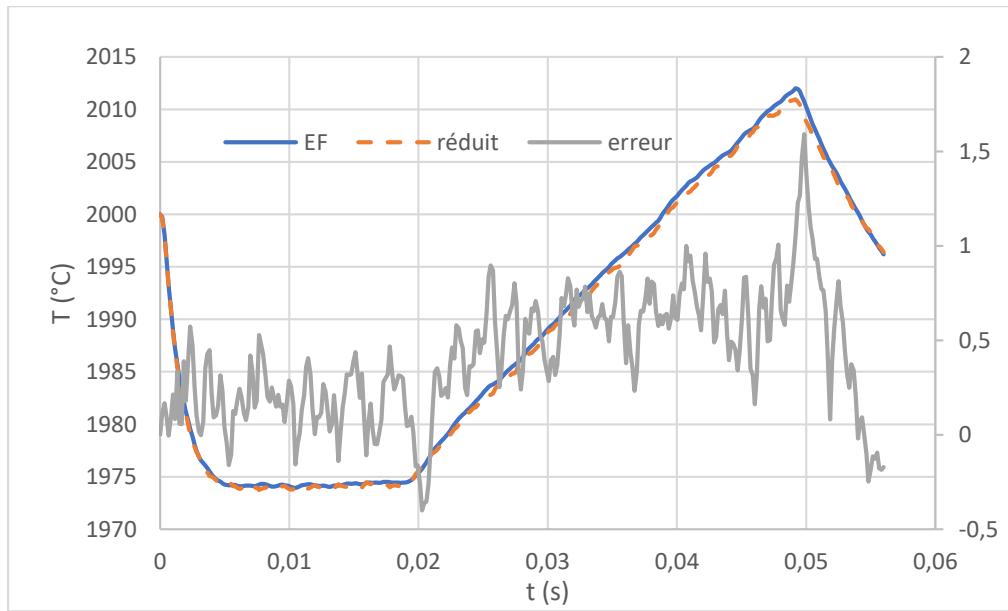
$$\varepsilon_{max} = \max_t [T_{EF}(\underline{x} = 0, t) - T_{MR}(\underline{x} = 0, t)] \quad (20)$$

$$\varepsilon_{quad}^2 = \frac{1}{\tau} \int_{t=0}^{\tau} [T_{EF}(\underline{x} = 0, t) - T_{MR}(\underline{x} = 0, t)]^2 dt \quad (21)$$

*Tableau 1 : Performances du modèle réduit en fonction du nombre de modes de température.*

	5	10	20	30	50	100
$\varepsilon_{max}$	5,57	0,77	0,60	<b>0,45</b>	0,49	0,43
$\varepsilon_{quad}$	2,29	0,29	0,21	<b>0,20</b>	0,18	0,17
temps CPU (s)	0,13	0,15	0,21	<b>0,30</b>	0,67	1,54

Les performances du modèle réduit sont excellentes, puisque même avec 5 modes en température, l'écart maximum sur l'observable choisi (la température au centre de la face inférieure) est inférieur à l'incertitude sur la mesure de température estimée à  $\Delta T = 10$  K. Le temps de calcul a quant à lui été diminué d'un facteur de 670. Notons toutefois que la comparaison des temps de calcul est faussée : le calcul éléments finis est effectué à partir d'un programme C++ avec un schéma à pas de temps variable, alors que le modèle réduit est effectué à partir de MATLAB avec un schéma temporel à pas de temps fixe. Plus l'ordre du modèle réduit augmente, et plus l'écart avec la référence se réduit. Nous avons choisi 30 modes de température et 5 modes de vitesse.



*Figure 5 : Évolution de la température au centre face inférieure pour  $\kappa = 2 \kappa_0$ . Comparaison entre le modèle réduit et le modèle EF.*

L'objectif de la réduction de modèle dans cette étude est l'identification de la conductivité d'un métal liquide à partir de la mesure de température au centre de la face inférieure. La difficulté est donc dans la capacité d'un même modèle réduit à simuler des champs de température pour différentes valeurs de la conductivité. Nous nous servons alors du modèle réduit pour réaliser deux autres simulations avec  $\kappa = \kappa_0/2$ , et  $\kappa = 2 \kappa_0$ . Les résultats sont

présentés dans le tableau 2. Les écarts croissent lorsque l'on s'éloigne de la simulation de référence, mais restent toutefois inférieurs à l'incertitude expérimentale.

Cet excellent accord est illustré par la Figure 5, dans laquelle on compare l'évolution temporelle de la température au centre de la face inférieure obtenue avec les deux modèles pour  $\kappa = 2\kappa_0$ . Le modèle réduit reproduit parfaitement la dynamique temporelle. Ainsi, le modèle réduit est capable de se substituer au modèle EF pour une large gamme de conductivité (du simple au quadruple dans l'exemple présenté ici) avec un gain en temps de calcul de l'ordre de 300. Le modèle réduit est donc un candidat crédible pour être utilisé dans un processus d'identification de la conductivité.

*Tableau 2 : Écarts entre le modèle réduit et le modèle éléments finis pour différentes conductivités.*

	$\epsilon_{max}$	$\epsilon_{quad}$
$\kappa_0/2$	2,16	1,25
$2 \kappa_0$	1,60	0,53

## Conclusion

Le travail présenté dans cet article a pour objectif de construire un modèle réduit performant pour simuler des phénomènes conductifs et advectifs d'un métal à l'état liquide. La difficulté de la réduction provient du champ de vitesse qui dépend à la fois du temps et de l'espace. Cette difficulté a été levée en effectuant une double réduction modale, en température et en vitesse. La technique de réduction propose de décomposer les champs de température et de vitesse sur une base POD.

Ce modèle réduit doit servir pour l'estimation de la diffusivité du métal à l'état liquide par techniques inverses. Il est donc nécessaire que le modèle réduit soit capable de simuler correctement le champ de température pour plusieurs valeurs de la conductivité, le tout dans un temps de calcul acceptable.

Les analyses ont montré que le gain de temps est avéré, quel que soit le nombre de modes testé. En effet, le rapport entre les temps de calcul du modèle sans et avec réduction est de plusieurs centaines, le tout en s'assurant que la différence entre les températures simulées pour les deux modèles était inférieure à l'incertitude expérimentale sur la température, et ce dans une vaste gamme de conductivité.

Les perspectives sont les suivantes. À court terme l'utilisation du modèle réduit doit servir à l'estimation de la diffusivité du métal à l'état liquide. À moyen et long terme il est envisagé de modifier le modèle afin de réaliser l'identification simultanée de la conductivité et de la capacité thermique du métal liquide.

## Références

- [1] Houssein Jad, *et al.*, *A novel apparatus dedicated to the thermal diffusivity estimation of metals at high temperature*, International Journal of Thermal Science 191 (2023) 108359.
- [2] Joly Frédéric *et al.*, *Modal Reduction of an Advection-Diffusion Model Using a Branch Basis*, Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 53 (5) (2008), p. 466-485
- [3] Muller, Maryse, *et al.*, *Temperature measurement of laser heated metals in highly oxidizing environment using 2D single-band and spectral pyrometry*, Journal of Laser Applications, vol. 24, n° 2, 2012, p. 022006.
- [4] Podvin Bérengère, *et al.*, *Proper orthogonal decomposition analysis and modelling of the wake deviation behind a squareback Ahmed body*, Phys. Rev. Fluids 5, 064612.

# Implémentation de résistances de contact en 2-D dans un circuit équivalent. Thermique d'une encoche statorique d'un moteur électrique

Philippe NGUYEN<sup>1</sup>, Philippe BAUCOUR<sup>1</sup>, Frédéric DUBAS<sup>1</sup>,  
 Philippe DESEVAUX<sup>1</sup>, Christophe CORNELOUP<sup>2</sup>, Rémi FALCAND<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Département ENERGIE, FEMTO-ST, CNRS, Univ. Bourgogne Franche-Comté, 90000 Belfort, France

<sup>2</sup>Thermodyn Baker Hughes, 480 allée Gustave Eiffel - 71200 Le Creusot

\*(auteur correspondant : philippe.baucour@univ-fcomte.fr)

**Résumé** - Cet article présente l'intégration de résistances de contact en 2-D ( $r, \theta$ ) dans un circuit équivalent d'une encoche statorique de moteur électrique. Ces résistances sont utilisées pour simuler un élément de faible épaisseur ce qui permet de réduire le maillage et donc le temps de calcul. Cette approche est appliquée ici à la simulation d'une fine couche isolante autour de la bobine. Les résultats obtenus via l'analogie des résistances de contact sont comparés à ceux issus d'une modélisation en volume fini prenant en compte cette couche isolante.

**Mots-clés** : Moteur électrique, simulation thermique, circuits équivalents, résistances de contact

## Nomenclature

### Symboles

$\theta$	angle [rad]
e	épaisseur fictive de contact [m]
k	conductivité thermique [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]
L	longueur de la pièce [m]
R	résistance thermique de contact [ $K.W^{-1}$ ]
r	rayon [m]

### Indices et exposants

$\theta$	tangential
b	bas
d	droite
g	gauche
h	haut
r	radial

## 1 Introduction

Les machines électriques jouent un rôle crucial dans les industries modernes, allant du transport à la production d'énergie. Le fonctionnement efficace et fiable de ces machines dépend notamment de la gestion thermique. La modélisation thermique est un aspect essentiel de la conception des machines électriques. Elle aide à comprendre comment la chaleur est générée et dissipée dans la machine. Une modélisation efficace permet d'identifier les points chauds potentiels au sein de la machine, qui, s'ils ne sont pas traités, peuvent entraîner une réduction des performances et une défaillance prémature. Dans un souci de conception, ces modèles sont utilisés pour sélectionner des matériaux, dimensionner les systèmes de refroidissement et l'isolation thermique, prolongeant ainsi la durée de vie opérationnelle de la machine étudiée. La résistance thermique de contact (RTC) est un phénomène qui se produit à l'interface entre deux matériaux en contact quand

il y a un gradient de température à travers celle-ci [1]. Il représente la difficulté pour le flux à traverser la frontière des matériaux, empêchant le transfert efficace de l'énergie thermique d'un matériau à l'autre. La principale cause de RTC est la présence d'espaces microscopiques, d'aspérités et d'irrégularités à l'interface des matériaux [2]. Ces imperfections créent des goulets d'étranglement thermiques, empêchant le transfert de la chaleur. La résistance peut être influencée par des facteurs tels que la rugosité de la surface, les propriétés du matériau et la nature du contact (par exemple, les matériaux métalliques, composites ou isolants) [3]. La compréhension et la gestion de ce phénomène est cruciale pour optimiser les performances et la fiabilité des appareils et des systèmes qui reposent sur un transfert de chaleur efficace. L'étude présentée dans cet article décrit un modèle de circuit équivalent thermique 2-D en coordonnées polaires ( $r, \theta$ ) d'une encoche statorique de moteur électrique. L'apport de ce modèle est l'intégration des résistances de contact afin de remplacer un élément réel très fin tel qu'une fine couche d'isolant. L'objectif est d'appliquer ces résistances dans les 2 axes ( $r, \theta$ ). Les résultats obtenus en fonction du maillage de ce modèle sont comparés à ceux d'un modèle volume fini (VF) réalisé sous Ansys Fluent.

## 2 Circuit équivalent

### 2.1 Présentation du circuit équivalent

La géométrie étudiée se concentre sur la partie statorique du moteur électrique notamment au niveau des encoches où sont positionnés les enroulements du bobinage permettant la génération d'un champ magnétique tournant. Elle est découpée en plusieurs régions dont l'ordre est défini par rapport à leurs positions. La numération s'échelonne via l'axe  $r$  (du haut vers le bas). Pour les régions se situant à un même rayon, la numération s'effectue en suivant le sens trigonométrique comme le montre la figure 1.

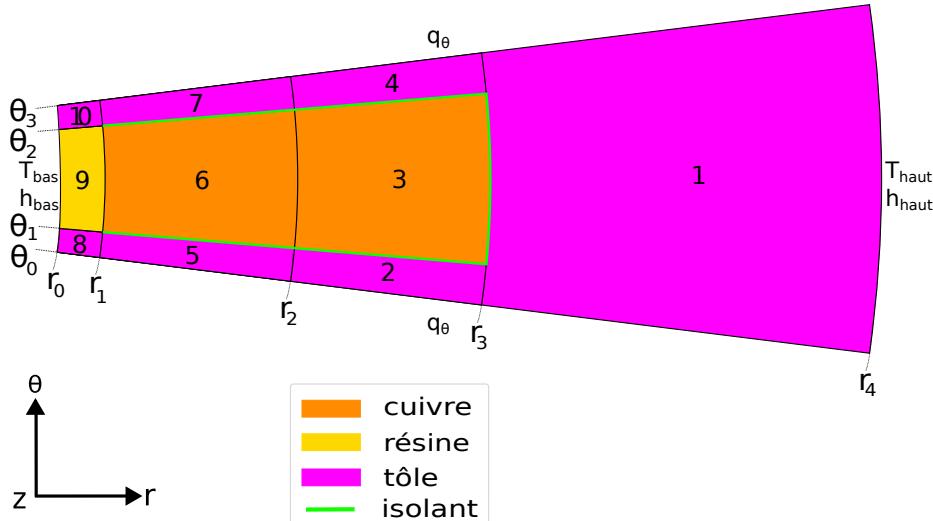


Figure 1: Géométrie de l'encoche statorique.

Chaque région est définie par quatre entrées correspondant à ses frontières géométriques (deux valeurs de  $r$  et deux valeurs de  $\theta$ ) et représente un unique matériau auquel peut être associé une source de chaleur. Chaque région est maillée automatiquement via la plus petite région. En effet le maillage des autres régions sera proportionnel à la géométrie de cette dernière.

Il est possible de paramétriser le nombre de nœuds pour chaque axe. Cependant il ne peut pas être inférieur à trois, une région contenant ainsi au minimum neuf nœuds. Ces nœuds sont associés à des volumes de contrôle.

Enfin les conditions aux limites imposées sur les frontières de la géométrie globale peuvent être de trois types:

- Température imposée
- Convection imposée avec un coefficient d'échange  $h$  et une température ambiante
- Densité de flux

Il est important d'imposer une condition de température ou de convection sur l'une des frontières de la géométrie afin de pouvoir calculer le champ de température. Les flux de chaleur qui se situent entre les nœuds sont des termes algébriques et peuvent être négatifs ou positifs car l'orientation de ces derniers est imposée arbitrairement. Les nœuds sont répertoriés en commençant par les nœuds internes, puis les nœuds de frontière. Pour trouver les températures, nous faisons un bilan énergétique sur tous les noeuds. Nous obtenons ainsi un système linéaire composé d'autant d'équations qu'il y a de nœuds.

Pour simplifier l'écriture, le système utilise une matrice issue de la théorie des graphes [4],[5] via la bibliothèque Networkx de Python [6]. Cette bibliothèque permet d'extraire la matrice d'incidence qui relie les arêtes et les nœuds avec une convention de signe, positif si le flux sort du nœud et négatif s'il entre. La bibliothèque Networkx permet d'associer des valeurs aux différentes arêtes. Dans notre cas, on décide d'y associer les conductances thermiques. On obtient donc une matrice  $[G]$  qui contient la conductance entre deux nœuds connectés.

Cette matrice  $[G]$  est séparée en deux matrices distinctes,  $G^I$  et  $G^L$  qui correspondent respectivement aux conductances entre les différents nœuds du réseau et, entre les nœuds limites (où sont imposées les températures des conditions aux limites) et les autres nœuds. On définit également  $T^L$  qui est le vecteur contenant les températures imposées,  $T^I$  le vecteur des températures inconnues de chaque nœud tandis que  $[Q]$  est le vecteur qui contient les différentes sources de chaleur pour chaque nœud. Ces différentes matrices nous permettent de poser l'éq.1 qui va permettre la résolution du champ de température [4].

$$G^I \times T^I = [Q] - G^L \times T^L \quad (1)$$

## 2.2 Analogie des résistances de contact

Il faut obligatoirement avoir deux nœuds pour créer une résistance thermique entre ces derniers dans un circuit équivalent. Comme le montre la figure 2, la particularité de la modélisation des résistances de contact est de créer des nœuds "fantômes" qui vont permettre la simulation de la résistance apportée par l'isolant. Les nœuds "fantômes" et leurs connexions présentés dans la vue "concept" sont obtenus en respectant les volumes de contrôle qui leur sont attribués dans la vue "géométrie". Si dans la vue "concept", les nœuds "résistance de contact" sont dissociés entre eux et semblent avoir des positions différentes, en réalité ils sont confondus dans le circuit équivalent.

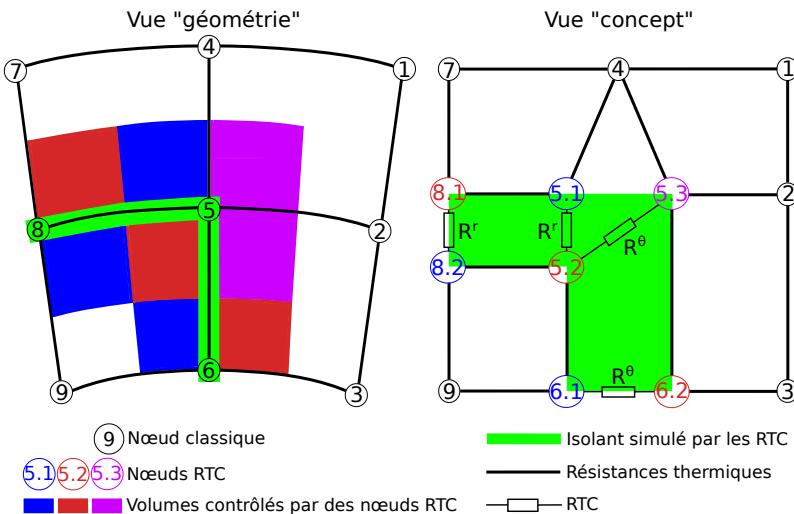


Figure 2: Représentation des résistances de contact.

Les nœuds "résistance de contact" peuvent être utilisés dans deux situations :

- simuler, dans le cas d'un contact non-parfait entre deux régions, une résistance de contact non nulle mais avec une épaisseur nulle.
- simuler un élément réel dont l'épaisseur est très faible et connue [7] et qu'aucune source de chaleur n'y est associée (un isolant par exemple).

Selon l'axe, les résistances de contact s'écrivent comme suit [8] :

$$R^r = \frac{\ln\left(\frac{r+e}{r}\right)}{k_r \cdot (\theta_g - \theta_d) \cdot L} \cong \frac{e}{r \cdot k_r \cdot (\theta_g - \theta_d) \cdot L} \quad \text{avec } e \ll r \quad (2)$$

$$R^\theta = \frac{e}{k_\theta \cdot (r_h - r_b) \cdot L} \quad (3)$$

Il est important de préciser que l'éq.(2) considère que  $e \ll l$  où  $l$  correspond à la longueur d'arc [m] de la frontière radiale sur laquelle est imposée l'emploi des RTC. Cette condition permet de supposer que le transfert thermique est purement radial dans cette situation. La même démarche est appliquée pour l'éq.(3) avec  $e \ll \Delta R$  où  $\Delta R$  est la longueur [m] de la frontière tangentielle. Dans ce cas, le transfert thermique est purement tangentiel.

Dans la figure 2, on remarque par exemple que le nœud 6 est situé au niveau de l'isolant qui doit être simulé. Afin de réaliser cette simulation, le nœud est remplacé par deux autres nœuds que sont 6.1 et 6.2 pour insérer une résistance de contact dont la valeur est calculée via l'éq.(3). Le nœud 8 suit la même démarche mais utilise l'éq.(2) afin de simuler une résistance purement radiale entre les nœuds 8.1 et 8.2. Le nœud 5 est la partie la plus sensible de la modélisation car comme le montre la figure 2, il est situé sur un "coin" de l'isolant et est donc remplacé par trois nœuds au lieu de deux comme il l'a été présenté dans les cas précédents.

Pour simuler le "coin", c'est la connexion entre les nœuds 5.1 et 5.2 qui simule la partie radiale tandis que la connexion entre 5.2 et 5.3 simule la partie tangentielle. En effet, le nœud 5.2, en plus de son volume de contrôle associé intègre également celui du "coin" de l'isolant. C'est pourquoi il n'y a pas de connexion entre 5.1 et 5.3 car il n'y a pas d'isolant à simuler entre ces nœuds et étant à la même position, il ne peut pas y avoir de résistance. La connexion des nœuds dépend des volumes de contrôle affectés à ces derniers. Prenons comme exemple, le nœud 6.2 dont le volume de contrôle est représenté par la forme rouge dans la figure 2.

Ce volume de contrôle est en contact avec ceux des noeuds 6.1, 5.3, et 3 (volume de contrôle non représenté sur la figure 2 de gauche) ce qui amène aux connexions présentées dans la vue "concept".

### 3 Résultats

#### 3.1 Comparaison entre les modèles de circuit équivalent et d'Ansys Fluent

Afin d'évaluer les performances du circuit équivalent, un modèle VF a été réalisé sous le logiciel Ansys Fluent. Le modèle simule l'encoche statorique et son maillage comporte 611399 noeuds et 534600 éléments pour offrir une grande précision dans les résultats. Le modèle de circuit équivalent quant à lui est composé de 499 noeuds quand il comprend les résistances de contact. Le but de la comparaison étant de vérifier la pertinence de l'emploi des résistances du circuit équivalent par rapport à la modélisation VF.

Pour cette simulation, la géométrie de l'encoche statorique ainsi que les conditions aux limites imposées sont celles présentées dans la figure 1 avec  $T_{haut} = 50 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $h_{haut} = 2000 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$ ,  $T_{bas} = 60 \text{ }^{\circ}\text{C}$  et  $h_{bas} = 1000 \text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$ . Ces valeurs sont issues d'une modélisation CFD en 3-D réalisée sous Ansys Fluent qui simule le refroidissement d'un moteur électrique via un circuit de refroidissement en eau autour de la machine (représenté par  $T_{haut}$  et  $h_{haut}$ ) et un circuit de refroidissement par gaz passant par l'entrefer (représenté par  $T_{bas}$  et  $h_{bas}$ ). La figure 3, présente les résultats pour le cas où l'isolant n'est pas présent autour de la bobine (cas A) et le cas où l'isolant est présent (cas B) et modélisé dans le modèle VF tandis que le modèle de circuit équivalent lui, le simule via l'emploi des résistances de contact vues dans la figure 2. Le Tableau 1 donne les caractéristiques des matériaux utilisés dans les deux modélisations (ces derniers sont tous isotropes mais il est important de préciser que la modélisation permet de prendre en compte des matériaux anisotropes).

Unité	Conductivités thermiques		Sources de chaleur [W.m <sup>-3</sup> ]
	$k_r [\text{W.m}^{-1}.K^{-1}]$	$k_{\theta}[\text{W.m}^{-1}.K^{-1}]$	
Tôle	21,9	21,9	344591
Cuivre	1,21	1,21	105968
Résine	0,9	0,9	0
Isolant	0,123	0,123	0

Table 1: Caractéristiques des matériaux utilisés et sources de chaleur

Pour le cas A, il apparaît que les deux modèles donnent des champs de température quasiment identiques (erreur relative comprise entre -2,5% et 2%). Dans le cas B, l'impact de l'isolant est mis en évidence par les deux modèles qui donnent également un champ de température similaire. Il est à noter que les erreurs relatives les plus importantes (-4% et 3%) sont logiquement situées au niveau de l'espace occupé par l'isolant. Cela s'explique par le fait que les RTC laisse passer le flux de chaleur dans un seul axe uniquement tandis que le modèle VF, en simulant réellement l'isolant, laisse passer le flux selon les deux axes. Le circuit équivalent donnera donc toujours un point chaud plus élevé que le modèle VF. Les figures 4 et 5 présentent des tracés de la température pour le cas B avec des valeurs fixes de  $r$  et  $\theta$ . Ces tracés confirment que la différence de température est négligeable, les écarts restant de l'ordre de 1°C entre les modèles par circuit équivalent et VF. L'impact des résistances de contact peut être visualisé via ces tracés pour  $r = 0.115 \text{ m}$  sur la figure 4. On remarque sur la courbe rouge

le saut de température à ce rayon qui correspond à la position où se situe l'isolant dans le modèle VF. On peut encore visualiser ces sauts de température pour  $\theta = 1.48 \text{ rad}$  et  $\theta = 1.66 \text{ rad}$  dans la figure 5. En effet, pour ces valeurs, on remarque ces sauts de température sur les courbes rouge et violette où l'isolant est présent.

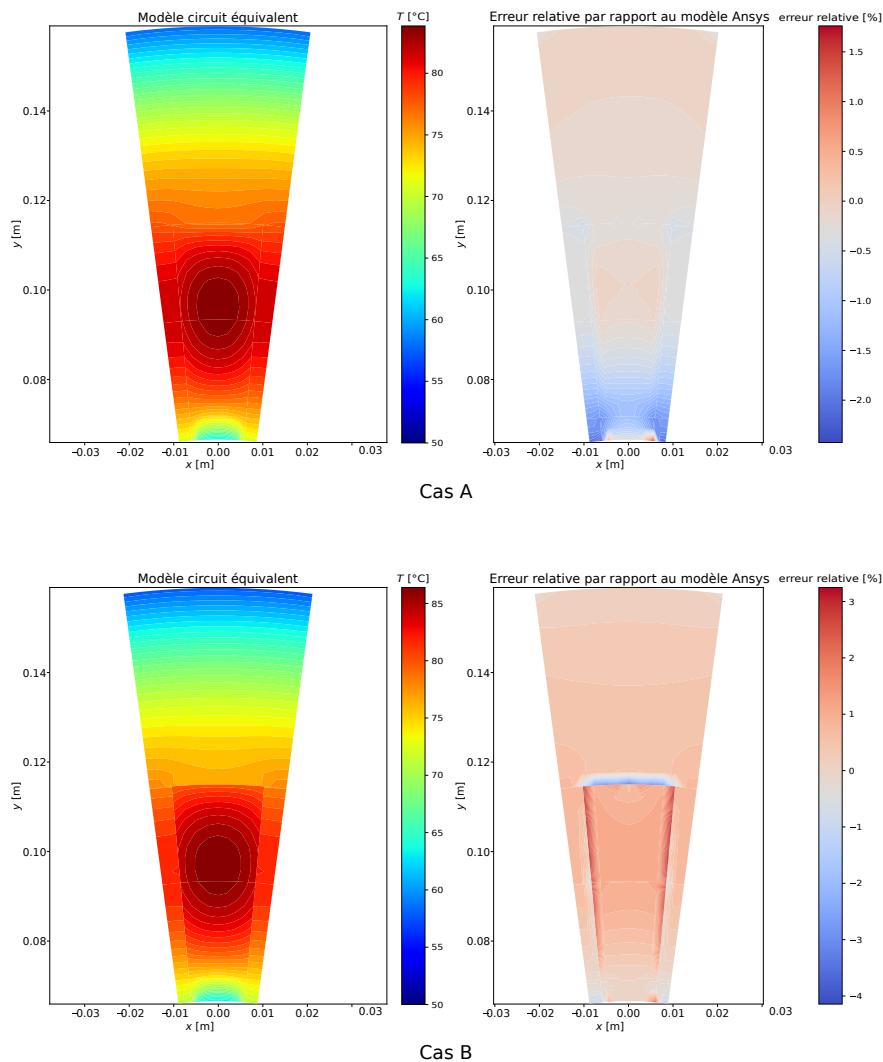


Figure 3: Comparaison entre le modèle de circuit équivalent et le modèle VF. Cas A : Sans isolant (sans RTC), Cas B : Avec isolant (avec RTC).

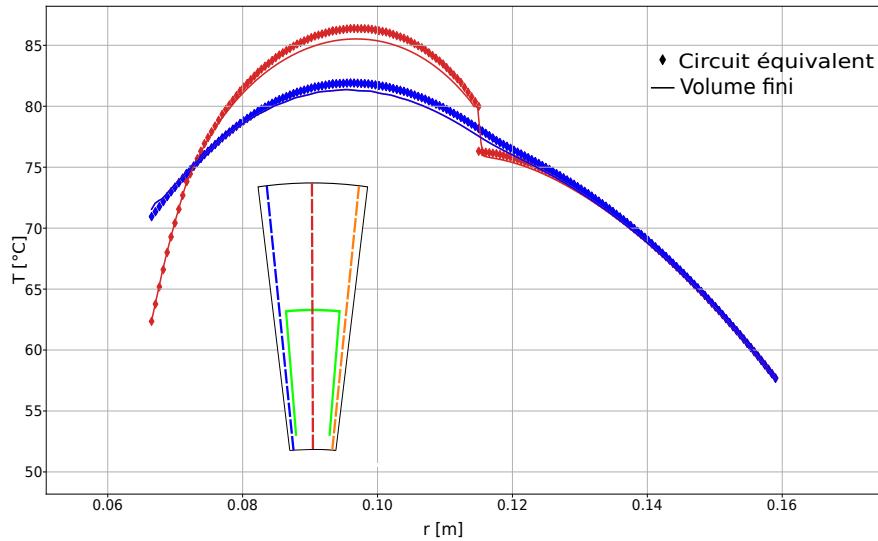


Figure 4: Comparaison des températures du cas B entre le modèle de circuit équivalent et le modèle VF pour un angle  $\theta$  fixe (les courbes bleu et orange sont confondues par symétrie).

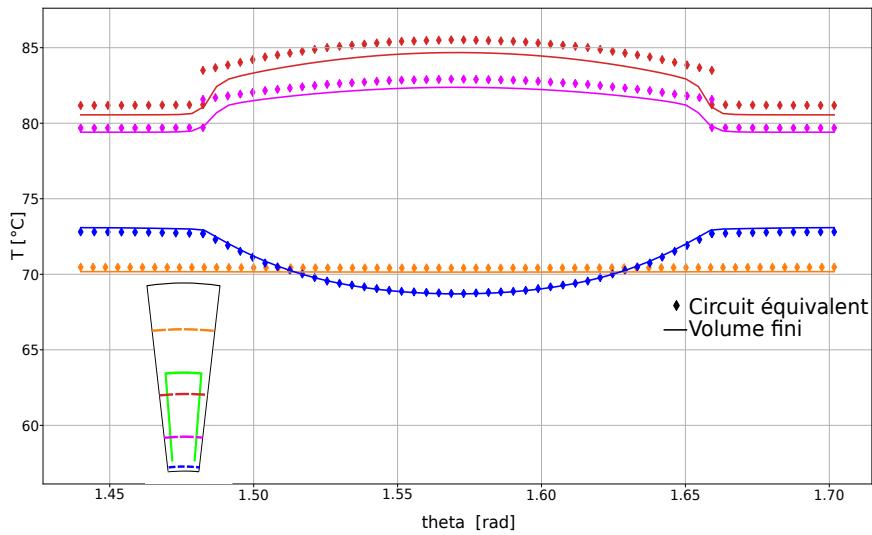


Figure 5: Comparaison des températures du cas B entre le modèle de circuit équivalent et le modèle VF pour un rayon  $r$  fixe.

### 3.2 Conclusion

Cette étude a permis de démontrer que l'emploi des résistances de contact dans un modèle de circuit équivalent permet de simuler la présence d'un élément de faible épaisseur sans pour autant en modéliser sa géométrie. L'apport de cette méthode permet un allègement du maillage pour le circuit équivalent. Il offre également une plus grande flexibilité par rapport à une modélisation VF qui requiert une puissance et un temps supplémentaires de calculs pour la prise en compte d'un élément fin tel qu'un isolant. L'ajout des résistances de contact dans le modèle de circuit équivalent est rapide et simple à mettre en place. Le temps de calcul est de l'ordre de la seconde pour le circuit équivalent alors qu'il peut s'élever à plusieurs minutes pour le modèle VF. Ce travail a pour but d'être étendu à toute la géométrie du moteur électrique.

Il doit également permettre d'ajuster le modèle par rapport à de l'expérimental. En effet, il est facilement envisageable d'utiliser cette approche afin par exemple d'ajouter des lames d'airs à certains endroits de la machine où l'hypothèse de contact parfait serait remise en question.

## Références

- [1] Yaoqi Xian, Ping Zhang, Siping Zhai, Peng Yuan, and Daoguo Yang. Experimental characterization methods for thermal contact resistance: A review. *Applied Thermal Engineering*, 130:1530–1548, February 2018.
- [2] M.M. Yovanovich. Four decades of research on thermal contact, gap, and joint resistance in microelectronics. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 28(2):182–206, June 2005.
- [3] Majid Bahrami, M. Michael Yovanovich, and J. Richard Culham. Thermal contact resistance at low contact pressure: Effect of elastic deformation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(16):3284–3293, July 2005.
- [4] Julien Petitgirard, Tony Piguet, Philippe Baucour, Didier Chamagne, Eric Fouillien, and Jean-Christophe Delmare. Steady state and 2d thermal equivalence circuit for winding heads—a new modelling approach. *Mathematical and Computational Applications*, 25(4):70, oct 2020.
- [5] Julien Petitgirard. *Modélisation du dimensionnement électrothermique d'un faisceau électrique dans son environnement véhicules*. PhD thesis, Université Bourgogne Franche-Comté, 2022.
- [6] Aric A. Hagberg, Daniel A. Schult, and Pieter J. Swart. Exploring network structure, dynamics, and function using networkx. In Gaël Varoquaux, Travis Vaught, and Jarrod Millman, editors, *Proceedings of the 7th Python in Science Conference*, pages 11 – 15, Pasadena, CA USA, 2008.
- [7] Mehmet C. Kulan ; Nick J. Baker. Development of a thermal equivalent circuit to quantify the effect of thermal paste on heat flow through a permanent magnet alternator. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 2018.
- [8] B. Vermeersch and G. De Mey. Influence of thermal contact resistance on thermal impedance of microelectronic structures. *Microelectronics Reliability*, 47(8):1233–1238, August 2007.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Thermodyn Baker Hughes, à l'École Universitaire de Recherche EIPHI (contrat "ANR-17-EURE-0002") et à la région Bourgogne Franche-Comté pour leur soutien dans le déroulement de ces travaux.

# Résolution des transferts de chaleur par Monte-Carlo dans une géométrie urbaine lors d'une vague de chaleur

**Cyril CALIOT<sup>1\*</sup>, Louis d'ALENCON<sup>2</sup>, Stéphane BLANCO<sup>3</sup>, Vincent FOREST<sup>4</sup>, Richard FOURNIER<sup>3</sup>, Frédéric HOURDIN<sup>2</sup>, Florent RETAILLEAU<sup>1</sup>, Robert SCHÖTTER<sup>5</sup>, Najda VILLEFRANQUE<sup>5</sup>**

<sup>1</sup>CNRS, UPPA, E2S, LMAP, 1 Allée du Parc Montaury, 64600, Anglet

<sup>2</sup>LMD/IPSL/SU, CNRS, Paris

<sup>3</sup>Laplace, INP/Université de Toulouse/CNRS, Toulouse

<sup>4</sup>Méso-Star, Longages

<sup>5</sup>CNRM, Université de Toulouse, Météo-France, CNRS, Toulouse

*(auteur correspondant : cyril.caliot@cnrs.fr)*

**Résumé** - La modélisation des transferts de chaleur dans une géométrie urbaine constitue une étape clé pour prévoir l'îlot de chaleur urbain, le confort extérieur des piétons et la consommation énergétique des bâtiments ainsi que pour quantifier l'effet des mesures d'atténuation et d'adaptation au changement climatique. Une difficulté réside dans le passage à l'échelle de ces simulations qui doivent intégrer la morphologie urbaine complexe constituée de divers matériaux. Pour répondre à cet enjeu, une approche probabiliste de la résolution des transferts de chaleur est présentée qui utilise la méthode de Monte-Carlo connue pour son insensibilité aux géométries et conditions aux limites complexes. La formulation intégrale est présentée avec les marches aléatoires pour la conduction et les rayonnements thermique et solaire. Une validation numérique est présentée dans une application de pont thermique en géométrie tridimensionnelle. Ensuite, le modèle probabiliste de transfert de chaleur est appliqué à un scénario de vague de chaleur où sont calculées : la température radiante moyenne extérieure montrant l'influence des arbres ; et la température moyenne intérieure des murs montrant l'influence des apports solaires à travers les ouvertures.

## Nomenclature

$k$	conductivité thermique	$\rho$	masse volumique ou réflectivité
$\vec{n}$	normale sortante	$\theta_d$	demi angle du disque solaire
$h$	coefficient de transfert de chaleur	$\Omega$	angle solide
$I$	luminance	$\delta_b$	longueur de ré-injection
$I_b$	luminance corps noir	$\epsilon_b$	épaisseur d'absorption
$W$	poids MMC	$\vec{\omega}$	vecteur direction
$H$	irradiance	$\lambda$	longueur d'onde
$N$	nombre d'échantillons	$\varepsilon$	émissivité
<i>Symboles grecs</i>		$\tau$	temps
$\alpha$	diffusivité thermique		

## 1. Introduction

Le microclimat urbain affecte la santé humaine et la consommation d'énergie particulièrement lors de vagues de chaleur. Dans le contexte du dérèglement climatique, la croissance de l'urbanisation et de la densité de population augmentent les effets des canicules. Dans ce contexte, des mesures d'adaptation doivent être trouvées pour limiter la hausse des températures en ville. L'évaluation numérique de ces mesures d'adaptation requiert des modèles d'écoulement et de thermique atmosphériques [1]. Pour relever ce défi, des modèles physiques déterministes sont développés qui peuvent être classés en trois familles, chacune couvrant différentes échelles spatio-temporelles : les modèles de canopée urbaine (échelle de la ville), les modèles de microclimat urbain associés aux modèles énergétiques des bâtiments (échelle du quartier), et les modèles de transfert de chaleur (échelle du composant). Les modèles de plus grande échelle comprennent des paramétrisations de modèles à plus petites échelles et sont validés par des mesures expérimentales dont les incertitudes augmentent avec les échelles spatio-temporelles. Une méthode numérique sans hypothèse de raccordement des échelles serait alors utile pour valider les hypothèses et paramétrisations des modèles déterministes.

Récemment, les auteurs de cette communication ont présenté un modèle de thermique probabiliste pour le calcul de températures en milieu urbain en calculant précisément les flux solaires et en profitant de l'insensibilité de la méthode de Monte-Carlo (MMC) à la taille et à la complexité des données géométriques et des conditions aux limites [2]. Cette approche repose sur la résolution des transferts couplés par MMC dont le cadre théorique des transferts de chaleur transitoires et linéaires a été décrit par Tregan et al. [3] dans des sous-domaines fluides et solides semi-transparents. De plus, la méthode de Monte-Carlo Symbolique a été proposée par Penazzi et al. [4] pour des situations de transferts couplés en utilisant le logiciel *stardis* [5] et les progrès de l'informatique graphique.

L'objectif principal de cette communication est d'exposer le potentiel de la méthode proposée à travers l'étude du rôle de l'ombrage des arbres sur le confort thermique extérieur et celui des apports solaires sur la consommation énergétique durant une vague de chaleur. L'approche probabiliste étant indépendante du choix de la géométrie, notre choix s'est tourné vers le quartier de l'INSA Strasbourg pour illustrer l'originalité de l'approche et utiliser de nouveaux outils de génération de géométrie urbaine.

## 2. Modèle probabiliste de thermique couplée

Le modèle de transfert de chaleur couplé vise à réaliser, soit un calcul sonde de la température dans un solide correspondant à une température en un point ou intégrée spatialement et temporellement, soit une image des températures de brillance (équivalente corps noir) correspondant à la luminance totale d'un pixel. La conduction thermique

transitoire est résolue dans chaque partie solide du domaine (Eq. 1a) (murs, vitres, sol, plancher, isolation, etc). Les propriétés thermiques des solides sont considérées uniformes et isotropes dans chaque volume limité par une surface. Les solides sont opaques au rayonnement dans l'infrarouge et seules les vitres sont considérées réfléchissantes et transparentes dans les longueurs d'onde du flux solaire. Le domaine solide composé de tous les volumes solides est noté  $\mathcal{D}_S$ . Au temps initial  $\tau_I$ , chaque solide est isotherme à  $T_I$  (Eq. 1b). La frontière de  $\mathcal{D}_S$  est notée  $\partial\mathcal{D}_S$  qui est divisée en trois parties : interfaces solide-solide ( $\partial\mathcal{D}_{S,S}$ ) ou solide-fluide ( $\partial\mathcal{D}_{S,F}$ ), et à températures connues ( $\partial\mathcal{D}_{S,D}$ , condition de Dirichlet) notées  $T_D$  (Eq. 1c). Pour  $\partial\mathcal{D}_{S,S}$ , la continuité du flux conductif est supposé (Eq. 1d). Sur  $\partial\mathcal{D}_{S,F}$ , une condition limite de type Robin (CLR) est définie (Eq. 1e).

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} T_s(\vec{x}, t) = \alpha \Delta T_s(\vec{x}, t), & \vec{x} \in \mathcal{D}_S, t > \tau_I, \\ T_s(\vec{x}, t) = T_I, & \vec{x} \in \mathcal{D}_S \cup \partial\mathcal{D}_S, t \leq \tau_I, \\ T_s(\vec{y}, t) = T_D(\vec{y}, t), & \vec{y} \in \partial\mathcal{D}_{S,D}, t > \tau_I, \\ k_{s,1} \nabla T_s(\vec{y}, t) \cdot \vec{n}_1 = k_{s,2} \nabla T_s(\vec{y}, t) \cdot \vec{n}_2, & \vec{y} \in \partial\mathcal{D}_{S,S}, t > \tau_I, \\ k_s \nabla T_s(\vec{y}, t) \cdot \vec{n} = \dot{q}_F(\vec{y}, t) + \dot{q}_R(\vec{y}, t) + \dot{q}_o(\vec{y}, t), & \vec{y} \in \partial\mathcal{D}_{S,F}, t > \tau_I. \end{cases} \quad \begin{array}{l} (1a) \\ (1b) \\ (1c) \\ (1d) \\ (1e) \end{array}$$

La CLR comprend les flux : d'échange par convection  $\dot{q}_F$ , d'échange par transfert thermique radiatif (linéarisé)  $\dot{q}_R$  et le flux solaire absorbé  $\dot{q}_o$  (résultant de la somme des flux absorbés direct et diffus).

$$\dot{q}_F(\vec{y}, t) = h_F(\vec{y}, t) [T_F(\vec{y}, t) - T_s(\vec{y}, t)], \quad (2)$$

$$\dot{q}_R(\vec{y}, t) = h_R(\vec{y}) [\theta_R(\vec{y}, t) - T_s(\vec{y}, t)], \quad (3)$$

$$\dot{q}_o(\vec{y}, t) = \int_0^{+\infty} d\lambda \int_{2\pi} d\Omega(\vec{\omega}) |\vec{\omega} \cdot \vec{n}| \varepsilon(\vec{y}, \lambda) I_o(\vec{y}, t, -\vec{\omega}, \lambda). \quad (4)$$

$\dot{q}_F$  (Eq. 2) est donné par la loi de Newton, avec  $h_F$  le coefficient d'échange par convection avec de l'air à température  $T_F$  ( $T_F \equiv T_{F,e}$  pour l'air extérieur et  $T_F \equiv T_{F,i}$  pour l'air intérieur). Par la suite, les températures d'air seront supposées connues bien qu'il soit envisageable d'ajouter un modèle de température intérieure.  $\dot{q}_R$  (Eq. 3) étant linéarisé, sa formulation ressemble à Eq. 2 mais fait intervenir une température radiative,  $\theta_R$ , qui est inconnue.  $\theta_R$  représente une moyenne des températures radiatives sur l'hémisphère ([3, 4, 6]). Le flux solaire absorbé est aussi une inconnue et dépend du temps, de la géométrie et des propriétés radiatives des matériaux environnants. Les calculs de  $\dot{q}_R$  et  $\dot{q}_o$  nécessitent de résoudre l'équation de transfert radiatif en milieu transparent entre

parois opaques, Eq. 5a, avec sa condition limite, Eq. 5b :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\omega}_i \cdot \nabla I(\vec{x}, \vec{\omega}_i, \lambda) = 0, \\ I(\vec{y}_i, -\vec{\omega}_i, \lambda) = \varepsilon(\vec{y}_{i+1}, -\vec{\omega}_i, \lambda) I_b(\vec{y}_{i+1}, \lambda) + \\ \int_{2\pi} d\Omega(\vec{\omega}_{i+1}) \rho''(\vec{y}_{i+1}, -\vec{\omega}_i | -\vec{\omega}_{i+1}, \lambda) \times \\ |\vec{\omega}_{i+1} \cdot \vec{n}_{i+1}| I(\vec{y}_{i+1}, -\vec{\omega}_{i+1}, \lambda), \end{array} \right. \quad \vec{x} \in \mathcal{D}_F, \quad (5a)$$

$$|\vec{\omega}_{i+1} \cdot \vec{n}_{i+1}| I(\vec{y}_{i+1}, -\vec{\omega}_{i+1}, \lambda), \quad \vec{y} \in \partial\mathcal{D}_{S,F}. \quad (5b)$$

La plupart des surfaces sont diffuses (lambertiennes) ( $\mathcal{D}_{S,F}^L$ , Fig. 1b). Seules les vitres sont spéculaires ( $\mathcal{D}_{S,F}^F$ ). La résolution du modèle de transfert de chaleur (Eqs. 1a-1e) est couplée à la résolution de l'équation de transfert radiatif (Eqs. 5a-5b). Tregan et al. [3] ont montré qu'un calcul sonde Monte-Carlo consiste à échantillonner des chemins représentant des marches aléatoires conductives et radiatives qui explorent le domaine en remontant le temps jusqu'à atteindre une source. La figure 1a représente de tels chemins connectés à une interface solide-fluide. En effet, la connexion entre les marches aléatoires ([3, 4, 6, 2]) conductives et radiatives est réalisée par la probabilisation de la CLR (Eq. 1e, Fig. 1a). Le flux solaire absorbé a été calculé par une technique de double randomisation de  $\dot{q}_o$ , proposée par Caliot et al. [2] et illustrée dans la figure 1b. Si  $T_s(\vec{y}_0, t_0)$  est la température à estimer (avec  $\vec{y}_0 \in \partial\mathcal{D}_{S,F}$  et  $t_0 > \tau_I$ ), l'algorithme de

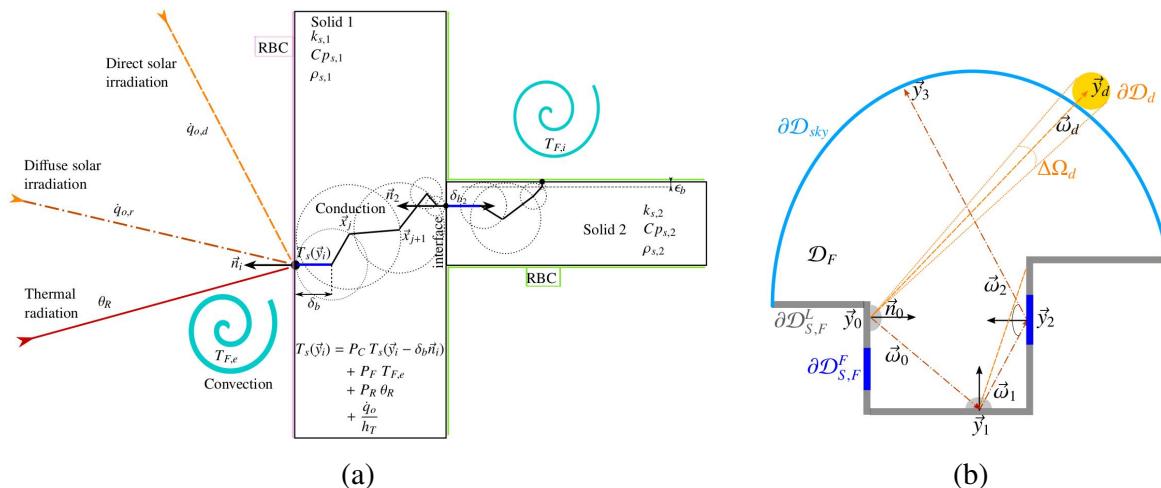


Figure 1 : Marches aléatoires conductives (a) et radiatives (b) pour estimer  $T_s(\vec{y}_i)$

MMC échantillonnera  $N$  réalisations du poids de MMC,  $W_k$ , pour construire une estimation  $\tilde{T}_s$  de  $T_s$ , ainsi que son erreur standard associée :

$$T_s(\vec{y}_0, t_0) \approx \tilde{T}_s(\vec{y}_0, t_0) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N W_k, \quad \tilde{\sigma}_{\tilde{T}_s} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N W_k^2 - \tilde{T}_s^2(\vec{y}_0, t_0)}. \quad (6)$$

Comme présenté dans [2], le poids MMC s'écrit :

$$W_k(\vec{y}_0, t_0) = H(t_n \leq \tau_I) T_I + H(t_n > \tau_I) \left\{ H(\vec{y}_n \in \partial\mathcal{D}_{S,D}) T_D(\vec{y}_n, t_n) + H(\vec{y}_n \in \partial\mathcal{D}_{S,F}) T_F(\vec{y}_n, t_n) + H(\vec{y}_n \in \partial\mathcal{D}_{sky}) T_{sky}(\vec{y}_n, \vec{\omega}_n, t_n) \right\} + W_{o,k}, \quad (7)$$

avec  $n$  l'indice de fin du chemin après  $n$  sauts de la marche aléatoire (conductive et radiative) et  $H(\cdot)$  une fonction test. Sa valeur vaut l'unité si la condition est vraie et zéro si elle n'est pas respectée. L'expression du poids MMC (Eq. 7) inclut la gestion de la condition initiale par le premier test. Si la condition initiale n'est pas atteinte, des tests supplémentaires sont réalisés pour identifier la source rencontrée à la fin des chemins : soit une frontière solide à température connue (Eq. 1c), soit une contribution du fluide ou de la température radiative du ciel. La contribution associée à l'absorption de flux solaire est donnée par  $W_{o,k}$  qui représente une réalisation des flux solaires absorbés directs et diffus (méthode de double randomisation [2]) pour chaque visite de CLR par la marche aléatoire mixte (conductive et radiative). Une validation numérique du modèle est exposée dans [2] en considérant des problèmes de conduction transitoires 1D (mur monocouche et bicouche) et 3D (pont thermique avec isolation) ainsi qu'une situation de transfert radiatif en géométrie urbaine. Les temps de calcul dépendent du nombre de réalisations, des types de chemins parcourus par les marches aléatoires et de la distance (spatio-temporelle) qui sépare la sonde des sources. Les valeurs de temps de calcul observées lors de l'exécution de l'algorithme MMC (programmé avec les bibliothèques du *star-engine* [7]) sont comprises entre 100 et 1000 microsecondes par réalisation sur un seul thread (CPU Intel® Core™ i9-9900K CPU @ 3.60GHz × 16).

### 3. Résultats en scénario de vague de chaleur

Les conditions météorologiques de la vague de chaleur ainsi que la géométrie urbaine contenant des arbres sont représentées dans la figure 2 avec les paramètres dans le tableau 2. Les grandeurs caractéristiques à calculer sont la température radiative moyenne (TRM) et la consommation énergétique. La TRM est utilisée dans de nombreux indicateurs de confort extérieur des piétons. Elle définit une température radiative équivalente de l'environnement vue par une surface (ici un mannequin,  $S_b$ ) :

$$\bar{T}_{R,b}(t) = \left[ \frac{1}{\sigma_{SB} S_b} \int_{S_b} dA(\vec{y}_0) H_b(\vec{y}_0, t) \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (8)$$

avec la surface du mannequin représentée dans la figure 2a et l'expression de l'irradiance (infrarouge et solaire) sur cette surface est donnée par :

$$H_b(\vec{y}_0, t) = \int_0^{+\infty} d\lambda \int_{2\pi} d\Omega(\vec{\omega}_0) |\vec{\omega}_0 \cdot \vec{n}_0| I(\vec{y}_0, t, -\vec{\omega}_0, \lambda).$$

Material	$\lambda_s$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\rho_s$ (kg m <sup>-3</sup> )	$C_{p,s}$ (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$d$ (m)	$\rho_o$ or $(n, k)$	$\rho_R$ or $(n, k)$
béton plein ext.	1.8	2400	1000	0.3	0.8	0.2
isolant PSE int.	0.035	20	1300	0.1	0.8	0.2
sol	1	1300	1900	10	0.5	0.2
simple vitrage	1	2500	900	0.005	(1.52, 0)	(1.7, 0.636)

Tableau 1 : Propriétés thermiques et épaisseurs des matériaux

La figure 2 illustre l'environnement thermique du mannequin par une projection de Mollweide sur un disque. Ce rendu infrarouge est obtenu en calculant  $\theta_R$  avec MMC (résolution image 300x300,  $N = 10^3$ ) à 13h le premier jour du scénario de vague de chaleur. La figure 3a montre l'évolution temporelle de la TRM moyennée sur la sur-

	$T_I$	$T_r$	$T_{F,i}$	$T_g$	$T_b$	$T_{F,e}$	$T_{sky}$
scénario	305.211	298.15	298.15	283.15	300.15	Fig. 2b	$T_{F,e} - 20$
de vague	$S_i$ (m <sup>2</sup> )	$S_b$ (m <sup>2</sup> )	$h_F$ (W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> )	$\theta_d$ (rd)	$N$	$\delta_b$ (mm)	$\epsilon_b$ (mm)
de chaleur	168645	1.77	10	$4.65 \times 10^{-3}$	$10^5$	2	0.5

Tableau 2 : Températures et paramètres pour le scénario de vague de chaleur

face du mannequin ( $\tilde{T}_{R,b}$ ). Les résultats sont exprimés avec un intervalle de confiance supérieur à 99.7 % ( $\pm 3\sigma_{\tilde{T}_{R,b}}$ ). Les arbres produisent une réduction de la TRM durant les heures les plus chaudes de la journée, mais limitent aussi le refroidissement radiatif nocturne. En effet, les arbres ombragent le sol et diminuent sa température en journée. Par contre la nuit, les échanges radiatifs entre le sol et les arbres sont plus faibles qu'entre le sol et le ciel. La présence des arbres limite donc le refroidissement radiatif du sol la nuit. Pour calculer la consommation énergétique dans ce scénario de vague de chaleur, le système de climatisation des pièces intérieures devrait être simulé. Mais, dans cette étude, seule la température de surface des murs intérieurs sera calculée ( $\bar{T}_{s,i}$ ). En effet, si on considère un système de climatisation maintenant la température de l'air intérieur constante ( $T_{F,i}$ , Tab. 2), sa consommation d'énergie sera proportionnelle (au premier ordre) à l'écart entre  $T_{F,i}$  et la température moyenne des murs intérieurs  $\bar{T}_{s,i}$  (sans compter le renouvellement d'air intérieur). Le calcul de  $\bar{T}_{s,i}$  prend en compte les apports de chaleur par le rayonnement solaire qui traverse les vitres

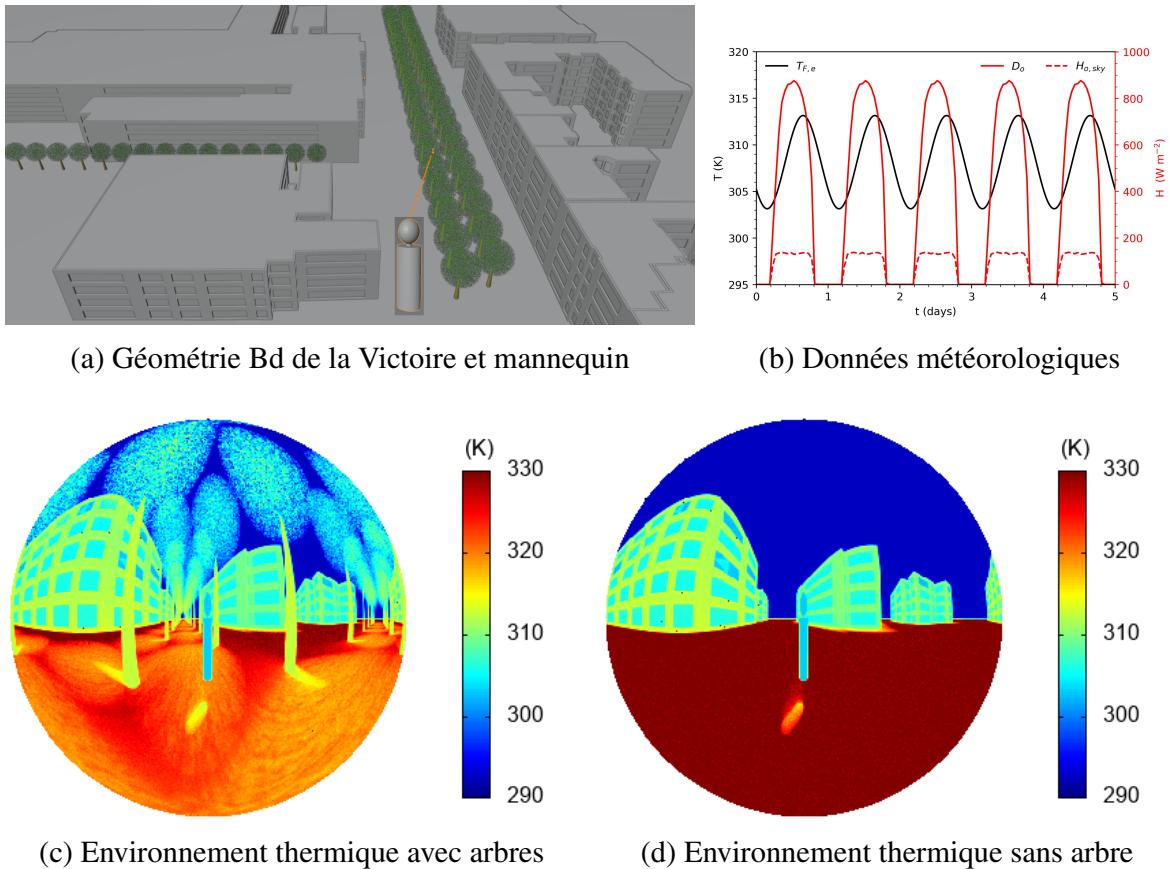


Figure 2 : Données du scénario et projection de Mollweide des  $\theta_R$  (K)

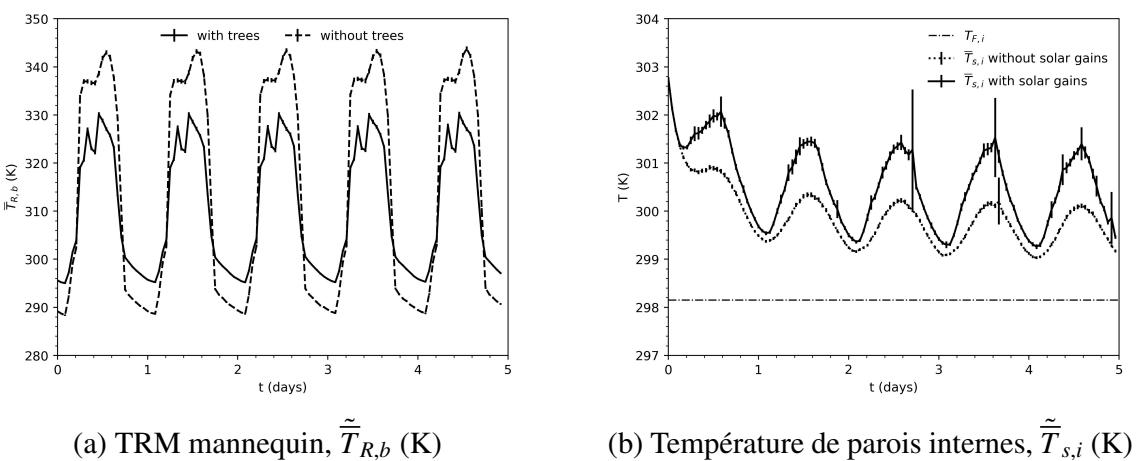


Figure 3 : Evolutions temporelles de températures moyennes et intervalles de confiance

des fenêtres. La figure 3b donne les calculs horaires par MMC de  $\tilde{T}_{s,i}$  avec et sans la prise en compte des apports solaires par les ouvertures. Durant le premier jour, les bâtiments à la température initiale refroidissent. Après cette période pilotée par l'inertie thermique des bâtiments, un comportement périodique de  $\tilde{T}_{s,i}$  est observé. Sans les apports solaires, les températures moyennes des parois sont réduites mais conservent la même périodicité temporelle. Lorsque les apports solaires entrent dans le calcul, les intervalles de confiance peuvent atteindre des valeurs importantes. Cet effet est bien connu en présence de parois spéculaires et lorsqu'on utilise une technique de séparation du flux solaire en flux directs et diffus. Lors du calcul du flux diffus il arrive rarement qu'un miroir réfléchisse le soleil et dans cet événements rare la valeur du poids MMC est plusieurs ordres de grandeurs plus importantes que les autres. Un remède est l'augmentation du nombre de réalisations ([8]).

## 4. Conclusion

Le modèle probabiliste de transferts thermiques couplés incluant la contribution du flux solaire a été présenté et mis en oeuvre dans un scénario de vague de chaleur et pour une géométrie représentant le quartier de l'INSA de Strasbourg incluant de nombreux arbres. La discussion a porté sur : (1) l'influence des arbres sur la température radiative moyenne diurne et nocturne ; (2) l'effet des apports solaires sur la température des parois intérieures ; (3) l'augmentation de variance détectée et causée par des événements rares.

## Références

- [1] N. Villefranque et al., The "teapot in a city" : A paradigm shift in urban climate modeling, *Sc. Adv.* 8 (27) (2022) eabp8934.
- [2] C. Caliot et al., Coupled heat transfers resolution by Monte Carlo in urban geometry including direct and diffuse solar irradiations, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 222 (2024) 125139.
- [3] J.-M. Tregan et al., Coupling radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm : a general theoretical framework for linear situations, *Plos One*, 18 (4) (2023) e0283681.
- [4] L. Penazzi, et al., Path integrals formulations leading to propagator evaluation for coupled linear physics in large geometric models, *Comput. Phys. Commun.*, 294 (2024) 108911.
- [5] Meso-Star, The Monte-Carlo framework for coupled thermal problems, <https://www.meso-star.com/projects/stardis/stardis.html>
- [6] M. Bati et al., Coupling conduction, convection and radiative transfer in a single path-space : Application to infrared rendering, *ACM Trans. Graph. (Proc. SIGGRAPH)*, 42 (2023) 1–20.
- [7] Meso-Star, Star-engine library for Monte Carlo numerical simulations, <https://gitlab.com/meso-star/star-engine>
- [8] C. Caliot, R. Schoetter, et al., Model of Spectral and Directional Radiative Transfer in Complex Urban Canopies with Participating Atmospheres, *Boundary-Layer Meteorol.*, (2022).

## Remerciements

L'étude a été réalisée dans le cadre du projet MC2 (ANR-21-CE46-0013).

# Modélisation des transferts radiatifs avec fluorescence pour la quantification de biomarqueurs en neurochirurgie

**Elias Gabory<sup>1,2</sup>, Arthur Gautheron<sup>2,3</sup>, Mathieu Galtier<sup>1</sup>, Bruno Montcel<sup>2</sup>, Maxime Roger<sup>1\*</sup>**

<sup>1</sup> INSA Lyon, CNRS, CETHIL UMR5008, F-69621 Villeurbanne, France

<sup>2</sup> Univ Lyon, INSA Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, UJM-Saint Etienne, CNRS, Inserm, CRE-ATIS UMR 5220, U1294, F-69100, Lyon, France

<sup>3</sup> Université Jean Monnet Saint-Etienne, CNRS, Institut d Optique Graduate School, Laboratoire Hubert Curien UMR 5516, F-42023, SAINT-ETIENNE, France

(auteur correspondant : maxime.roger@insa-lyon.fr)

**Résumé -** Un modèle de propagation du rayonnement avec fluorescence pour la quantification de biomarqueurs en neurochirurgie est proposé dans cette étude et simulé avec la méthode de Monte-Carlo. Ce modèle s'appuie sur l'équation de transfert radiatif dans laquelle est ajouté un terme source tenant compte de l'émission par fluorescence, et qui va impliquer un couplage entre les équations définies à la longueur d'onde d'absorption par le fluorophore, et aux longueurs d'onde d'émission fluorescente. Des mesures de spectroscopie de fluorescence sur fantômes optiques ont permis de valider expérimentalement l'approche proposée.

## 1 Introduction

L'utilisation de l'imagerie médicale dans le diagnostic et la prise en charge des patients prend une place de plus en plus importante en neurochirurgie. En particulier, l'imagerie per-opératoire (dans le bloc opératoire chirurgical) se développe fortement et pose de nombreux problèmes scientifiques, techniques et expérimentaux dans un champ de recherche pluridisciplinaire aux frontières de la physique et de la médecine.

Le gliobastome multiforme est une tumeur cérébrale grave qui représente la large majorité des tumeurs malignes du cerveau [1]. Ce sont des tumeurs cérébrales généralement très agressives. Le traitement standard pour les patients est une chirurgie d'exérèse tumorale complète, suivie par des traitements de radiothérapie et chimiothérapie. Cependant ces traitements ne permettent pas une guérison définitive car une récidive est presque toujours inévitable, la plupart du temps (85% des cas) sur le site de la précédente opération [2].

L'enjeu de la chirurgie est de maximiser la résection de la tumeur, afin de laisser le moins possible de cellules cancéreuses et retarder ainsi le développement du gliome et la récidive. Dans la pratique cet enjeu se traduit par la capacité à discerner les cellules tumorales, y compris les infiltrations et la marge tumorale, des tissus cérébraux sains. Le problème est double car il faut d'une part retirer le plus possible de cellules tumorales et d'autre part limiter le plus possible les éventuels dégâts causés aux tissus sains. En effet, ces tumeurs peuvent être situées à proximité ou à l'intérieur d'aires fonctionnelles importantes du cerveau dont la résection peut causer des déficits sévères, faisant de l'exérèse chirurgicale une opération lourde.

En plus d'être situées au contact direct des tissus sains, les tissus tumoraux ont un aspect semblable et la marge tumorale en particulier peut être indiscernable à l'œil nu. Cet obstacle motive l'utilisation de techniques per-opératoires pour guider la différentiation des tissus pendant la résection. La technique la plus utilisée est celle du guidage par fluorescence. Il s'agit

en principe d'utiliser un biomarqueur fluorescent s'accumulant dans les cellules tumorales et non dans les cellules saines. Cela permet au chirurgien de repérer plus facilement à l'œil nu les tissus cancéreux car ils fluorescent. Le biomarqueur couramment utilisé est la molécule de protoporphyrine IX (PpIX). Il s'agit d'une molécule naturellement présente dans le corps en tant que molécule précurseure de l'hémoglobine. Elle ne s'accumule pas dans le cerveau, sauf dans les cellules tumorales. Cette molécule est fluorescente et émet une lumière rouge lorsqu'excitée par un rayonnement bleu [3]. Pendant l'opération, le chirurgien a la possibilité d'éclairer le cerveau du patient à l'aide d'une lumière bleue, provoquant la fluorescence de la PpIX et lui permettant de voir les tissus dans lesquels elle s'accumule, émettant une lumière rose ou rouge.

Bien que l'efficacité du guidage par fluorescence soit reconnue et que ces méthodes fassent partie du protocole standard au niveau clinique [4], elles ne constituent pas une solution pleinement satisfaisante. En effet les glioblastomes sont des tumeurs infiltrantes. Les zones infiltrées sont un mélange de tissus tumoraux et sains, or l'émission fluorescente de la PpIX est uniquement due aux cellules tumorales et subit des phénomènes délétères pour sa détection lors du passage dans des zones saines (absorption, diffusion). Par conséquent seules les cellules tumorales directement exposées sont visibles par fluorescence et il y a un risque de laisser une infiltration indétectée. De plus, l'émission fluorescente est corrélée à la concentration en cellules tumorales. Cela signifie que si le centre de la tumeur émet un signal fluorescent visible à l'œil nu, les marges tumorales émettent un signal bien plus faible car elles contiennent moins de cellules tumorales. Ainsi le problème de la délimitation du gliome demeure. A cause de ces limitations la problématique initiale, à savoir la capacité à discerner la marge tumorale des tissus sains, reste en grande partie irrésolue. Il s'agit d'un obstacle principal au traitement neurochirurgical des gliomes et il concentre donc une grande partie de la recherche dans ce type de traitements.

En ce qui concerne la neurochirurgie guidée par fluorescence, une piste des plus explorées est la spectroscopie de fluorescence. L'objectif est de compléter la méthode qualitative que constitue l'observation visuelle du chirurgien par des méthodes quantitatives, en visant notamment la quantification des biomarqueurs comme la PpIX. Une telle quantification pourrait permettre de caractériser un tissu tumoral par sa concentration en PpIX même quand la fluorescence est invisible à l'œil nu [5, 6]. Cette problématique se partage entre le développement de nouveaux outils pour mesurer la fluorescence dans les tissus biologiques et la mise au point de modèles théoriques afin de pouvoir interpréter ces données et produire des estimations quantitatives des biomarqueurs à partir de mesures de spectroscopie de fluorescence, ainsi que de modèles permettant de produire une estimation sur la nature du tissu (par exemple la concentration en cellules tumorales) à partir de cette quantification des biomarqueurs.

Toutefois, pour quantifier ces biomarqueurs, il est nécessaire de modéliser et de simuler la propagation de la lumière et le phénomène de fluorescence dans le cerveau. Celui-ci est composé de matière grise et de fluorophores agglomérés dans les cellules tumorales uniquement et constitue donc un milieu hétérogène complexe. L'objectif de cette étude est de modéliser les transferts radiatifs avec fluorescence dans ce contexte de quantification de biomarqueurs de la marge tumorale du gliome. Des acquisitions expérimentales sur des fantômes optiques simulant les propriétés du cerveau sont effectuées pour valider les résultats des simulations.

## 2 Modélisation des transferts radiatifs avec fluorescence dans le cerveau

### 2.1 Fluorescence de la protoporphyrine IX

Une espèce chimique fluorescente peut sous certaines conditions changer d'état électronique en absorbant un rayonnement électromagnétique (dit d'excitation). Par exemple, une molécule fluorescente peut absorber des photons et se trouver ensuite dans un état électroniquement excité. Cet état n'est pas stable et la molécule retourne après un certain temps à son état d'équilibre, de plus basse énergie. C'est en retournant à cet état de plus basse énergie qu'un nouveau photon est émis (rayonnement de fluorescence) et c'est cette désexcitation électronique associée à cette émission qui est appelée fluorescence. Une molécule présentant cette propriété est appelée fluorophore. Il s'agit d'un phénomène très rapide, les molécules fluorescentes restant toujours très peu de temps dans leur état excité.

Les propriétés d'un fluorophore sont décrites par son spectre d'absorption, son spectre d'émission et son rendement quantique. Parmi les photons absorbés par un fluorophore, tous ne provoquent pas d'émission fluorescente. En moyenne, il faut qu'un fluorophore absorbe un certain nombre de photons (à la longueur d'onde  $\lambda_x$  pour émettre un seul photon de fluorescence (à une longueur d'onde  $\lambda_F$  supérieure à  $\lambda_x$ ). Le rendement quantique photonique  $\eta_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F}$  est défini comme l'inverse de ce nombre, soit le nombre moyen de photons émis par fluorescence par rapport au nombre de photons absorbés.

La molécule de PpIX peut se trouver sous deux formes dans les tissus cérébraux, dans des proportions dépendantes du microenvironnement dont le pH. La forme PpIX634 domine à des pH plus acides que la forme PpIX620. Ces deux formes de PpIX ont un spectre d'émission différent, mais également un spectre d'absorption et des rendements quantiques différents (voir figure 1).

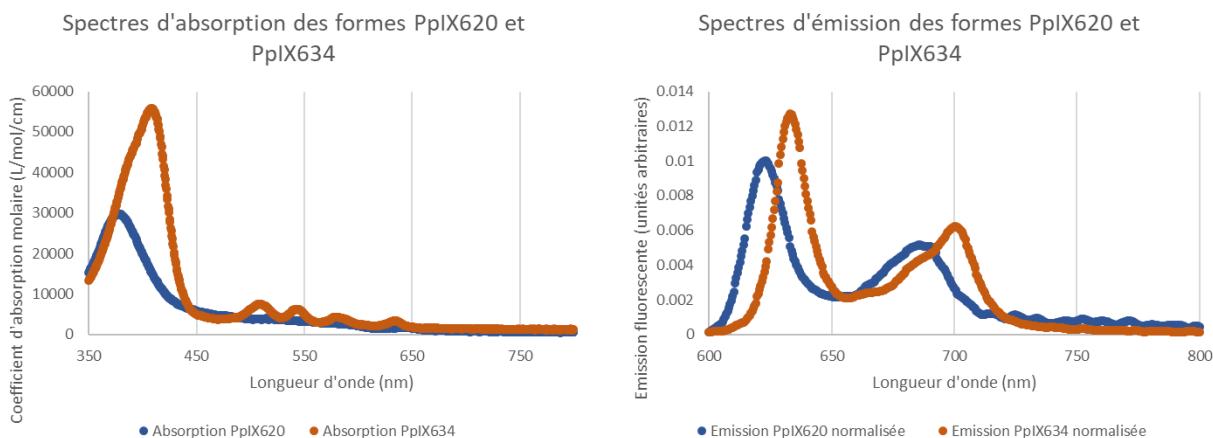


Figure 1: Spectres d'absorption et d'émission fluorescente de la PpIX620 (en bleu) et de la PpIX634 (en orange). Les spectres d'absorption sont donnés entre 350 nm et 800 nm pour couvrir la plage d'excitation et celle de réémission. Les spectres d'émission ne sont donnés qu'entre 600 nm et 800 nm car la réémission peut être considérée nulle pour des longueurs d'onde en-dehors de cette plage spectrale. L'absorption est donnée en  $L.\text{mol}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ . L'émission est normalisée et exprimée en unités arbitraires pour comparer la forme des spectres.

Au niveau théorique, cela imposera de considérer deux fluorophores et non un seul, chacun

avec un ensemble de propriétés. Au niveau expérimental, la difficulté vient de la réalisation de fantômes optiques en maîtrisant la concentration de chacune des deux formes, car si l'on peut facilement contrôler la concentration totale le rapport de prédominance entre les deux formes ne peut être contrôlé que de façon indirecte par l'acidité de la solution.

## 2.2 Modélisation des transferts radiatifs avec fluorescence

La modélisation des transferts radiatifs avec fluorescence dans le cerveau s'appuie sur l'équation de transfert radiatif dans laquelle un terme source modélisant la fluorescence est ajoutée. Ce terme source implique un couplage entre les équations définies aux longueurs d'onde d'absorption des photons  $\lambda_x$  (aussi appelée longueurs d'onde d'excitation) et de longueur d'onde de fluorescence  $\lambda_F$ .

$$\mathbf{u} \cdot \nabla I_{\lambda_x}(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = -\beta_{\lambda_x}(\mathbf{x})I_{\lambda_x}(\mathbf{x}, \mathbf{u}) + \sigma_{\lambda_x}(\mathbf{x}) \int_{4\pi} p_{\lambda_x}(\mathbf{x}, \mathbf{u}|\mathbf{u}') I_{\lambda_x}(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla I_{\lambda_F}(\mathbf{x}, \mathbf{u}) &= -\beta_{\lambda_F}(\mathbf{x})I_{\lambda_F}(\mathbf{x}, \mathbf{u}) + \sigma_{\lambda_F}(\mathbf{x}) \int_{4\pi} p_{\lambda_F}(\mathbf{x}, \mathbf{u}|\mathbf{u}') I_{\lambda_F}(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \\ &\quad + \eta_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F} \kappa_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F} \int_{4\pi} \frac{1}{4\pi} I_{\lambda_x}(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \end{aligned} \quad (2)$$

La première équation régit la propagation du rayonnement à la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_x$ , donc du rayonnement issu de la source. Ce n'est autre qu'une ETR classique pour un milieu absorbant, diffusant et non-émettant (de coefficient d'extinction  $\beta_{\lambda_x} = \kappa_{\lambda_x} + \sigma_{\lambda_x}$  où  $\kappa_{\lambda_x}$  et  $\sigma_{\lambda_x}$  sont respectivement les coefficients d'absorption et de diffusion à la longueur d'onde  $\lambda_x$ ) et de fonction de phase  $p_{\lambda_x}(\mathbf{x}, \mathbf{u}|\mathbf{u}')$ . Seul le rayonnement absorbé par des fluorophores peut donner lieu à une réémission, or il y a des absorbeurs non fluorescents dans le milieu. On définit donc un coefficient d'absorption avec réémission  $\kappa_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F}$  et un coefficient d'absorption sans réémission  $\kappa_{\lambda_x}^0$ , tels que leur somme soit égale au coefficient d'absorption total  $\kappa_{\lambda_x} = \kappa_{\lambda_x}^0 + \kappa_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F}$ .

La seconde équation régit les transferts radiatifs pour la longueur d'onde de réémission ou de fluorescence  $\lambda_F$ . Outre les termes d'atténuation et de diffusion entrante (deux premiers termes de droite, similaires à ceux de la première équation), on a un terme source de plus, qui représente la fluorescence et qui dépend du rendement quantique  $\eta_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F}$  et du coefficient d'absorption  $\kappa_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F}$  des fluorophores à la longueur d'onde d'excitation. Le terme de fluorescence fait apparaître une moyenne sur  $4\pi$  sr car l'émission fluorescente est isotrope.

Ce système n'a que deux équations, une ETR pour la longueur d'onde d'excitation et une pour la longueur d'onde de réémission. Or si la source d'excitation (un laser dans notre étude) est bien considéré monochromatique, la fluorescence ne l'est pas. Toutefois, la deuxième équation est identique pour n'importe quel  $\lambda_F$  du spectre de réémission.

## 2.3 Résolution par la méthode de Monte-Carlo

La méthode de Monte-Carlo est utilisée pour résoudre le système d'équations 1 et 2. L'algorithme est un algorithme classique de résolution de l'ETR dans lequel on ajoute les évènements de fluorescence. Ainsi, dans la simulation d'un trajet optique, à chaque position de collision, il peut s'agir d'une absorption définitive, d'une diffusion ou d'un évènement de fluorescence. Les probabilités d'occurrence de chaque collision sont définies par :

$$P_{abs} = \frac{\kappa_{\lambda_x}^0}{\beta_{\lambda_x}} ; \quad P_{diff} = \frac{\sigma_{\lambda_x}}{\beta_{\lambda_x}} ; \quad P_{fluo} = \frac{\kappa_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F}}{\beta_{\lambda_x}} \quad (3)$$

Ces termes représentent respectivement les probabilités d'absorption, de diffusion et de fluorescence. Dans un tel algorithme, un évènement de fluorescence a pour conséquence un changement de la longueur d'onde du rayon suivi (voir figure 2). On échantillonne alors la nouvelle longueur d'onde selon le spectre d'émission de la PpIX. Si l'algorithme compte deux fluorophores comme les formes PpIX620 et PpIX634, on échantillonne alors une forme selon leurs proportions respectives.

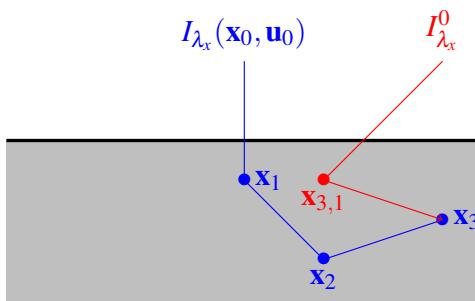


Figure 2: Schéma d'un trajet optique simulé par l'algorithme Monte-Carlo. Ici, une fluorescence a lieu au point  $x_3$ , où l'on change de longueur d'onde. Ensuite le chemin (en rouge sur le schéma) est poursuivi jusqu'à sortir du milieu. Toutefois, l'algorithme peut stopper en amont si une absorption a lieu auparavant.

### 3 Mesures de spectroscopie de fluorescence sur fantômes

Des manipulations sur fantômes optiques ont été effectuées afin d'obtenir des données in vitro pour une configuration expérimentale reproductible par simulation. Ces fantômes optiques ont les mêmes propriétés d'absorption et de diffusion que le cerveau humain dans la plage fréquentielle d'intérêt (visible et proche IR). Les fantômes optiques considérées sont des solutions dont la composition met en jeu les éléments suivants :

- Un solvant, le PBS (phosphate-buffered saline). Il s'agit d'une solution aqueuse, considérée transparente dans notre cas d'étude.
- Un fluorophore, la protoporphyrine IX. On utilise une solution de concentration connue de PpIX ( $1,2 \cdot 10^{-3}$  mol/L) qui est a priori uniquement sous la forme PpIX634. Cependant, une fois dans la solution, la PpIX s'équilibre en fonction du pH entre ses deux formes PpIX620 et PpIX634. Ses propriétés de fluorescence et d'absorption sont connues. Sa diffusion est considérée négligeable.
- Un absorbeur, de l'encre de Chine : elle est noire et présente une forte absorption. Dans notre étude, l'intérêt est de simuler un phénomène d'absorption car les tissus cérébraux sont assez absorbants et la PpIX n'est qu'un absorbeur minoritaire. Les propriétés de diffusion de l'encre de chine sont également négligées.
- Un diffuseur, des intralipides. Il s'agit d'émulsions de lipides reproduisant les propriétés de diffusion des tissus biologiques.
- Une base, l'hydroxyde de sodium ou soude (NaOH) en solution aqueuse. La soude permet de modifier l'acidité du mélange et favorise la prédominance de la forme PpIX620 de la protoporphyrine. La solution mère de soude utilisée était à une concentration valant 1,0 mol/L. Les propriétés optiques de cette solution sont également négligeables, elle est considérée transparente comme le solvant PBS.

Le protocole de mesure de spectroscopie de fluorescence est assez simple. Une sonde à tête métallique à la surface de laquelle se trouvent les ouvertures des fibres optiques d'excitation et de collection est plongée dans le fantôme liquide, placé dans un bêcher sur un agitateur. La fibre d'excitation est reliée à une source laser. L'autre fibre de collection est reliée à un spectrophotomètre. Au moment de réaliser la mesure, le laser émet un signal d'intensité contrôlée qui provoque la fluorescence de la PpIX contenue dans l'échantillon, une partie de ce signal de fluorescence est capté par la fibre de collection et est transmis au spectrophotomètre qui enregistre le spectre mesuré entre 400nm et 800nm. Le signal mesuré est donc un signal rétrodiffusé. L'émission du laser et l'acquisition par le spectromètre durent 200ms et sont synchronisées car les phénomènes de propagation de la lumière et de fluorescence ont lieu à des échelles de temps négligeables. Chaque mesure est un enregistrement de deux séries de cinq acquisitions de 200ms chacune (soit 10 spectres par mesure), une série avec le laser émettant autour d'une longueur d'onde centrale de 385nm et l'autre série à 405nm. Les mesures sont réalisées dans l'obscurité afin de n'avoir aucune autre source de lumière que le laser.

## 4 Résultats

### 4.1 Validation du modèle de transfert radiatif avec fluorescence

La validation de l'incorporation du phénomène de fluorescence au modèle radiatif est faite à l'aide du problème présenté par Farrell et Patterson dans [7] dans lequel on considère un milieu semi-transparent, semi-infini, homogène et fluorescent à une excitation par une source cohérente monochromatique et d'étendue infinie. L'émission fluorescente est également monochromatique. Les auteurs présentent une solution analytique s'appuyant sur une approximation de la diffusion. La figure 3 présente une comparaison des résultats obtenus à partir de la solution

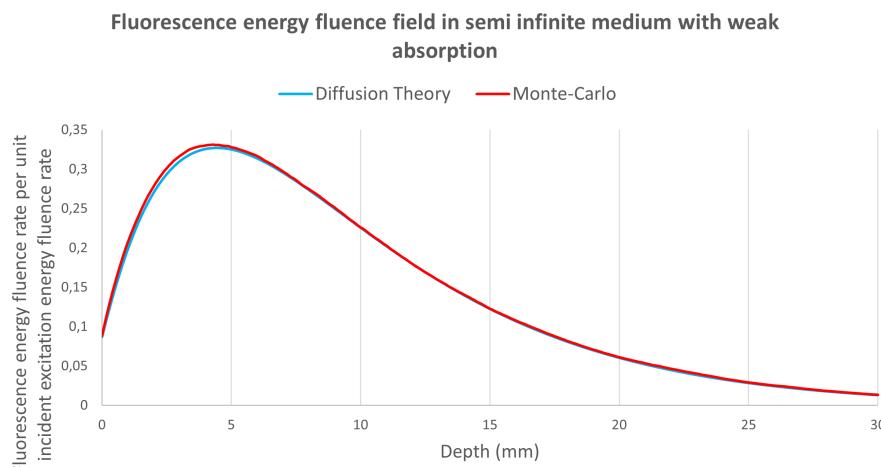


Figure 3: Comparaison des solutions obtenues par simulation Monte-Carlo avec le modèle analytique de [7]. Les propriétés optiques du milieu sont :  $\sigma_{\lambda_x} = 1,4$ ,  $\kappa_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F} = 0,005$ ,  $\kappa_{\lambda_x}^0 = 0,015$ ,  $\sigma_{\lambda_F} = 1$ ,  $\kappa_{\lambda_F} = 0,009$  et  $\eta_{\lambda_x \rightarrow \lambda_F} = 1$ . Les coefficients d'absorption et de diffusion sont en  $\text{mm}^{-1}$ .

analytique du problème simplifié et les résultats de simulation avec fluorescence. Les résultats de simulation reproduisent de façon satisfaisante la solution analytique dans ce cas d'étude.

## 4.2 Problème à une forme de protoporphyrine

La modélisation de la fluorescence dans un fantôme optique aux propriétés connues en supposant qu'il ne contient qu'une seule forme de fluorescence est le cas d'étude le plus simple pour une validation expérimentale. De plus, ce problème est intéressant car il n'est pas impossible d'observer une seule forme de protoporphyrine expérimentalement. Dans certaines régions des glioblastomes la forme PpIX634 domine très largement et la forme PpIX620 peut être indiscernable.

Une mesure de spectre sur le fantôme optique C05 semble traduire la présence dans la solution de la forme PpIX634 seule. Le spectre de ce fantôme sert donc de référence ici pour la validation des résultats de simulations (voir figure 4). Le spectre produit par la simulation conserve une forme très proche du spectre mesuré. La différence d'amplitude entre l'expérience et la simulation traduit le facteur de calibration regroupant les inconnues (erreur sur la puissance du laser en sortie de fibre, mauvaise connaissance de la valeur du rendement quantique de la PpIX634 dans ce mélange).

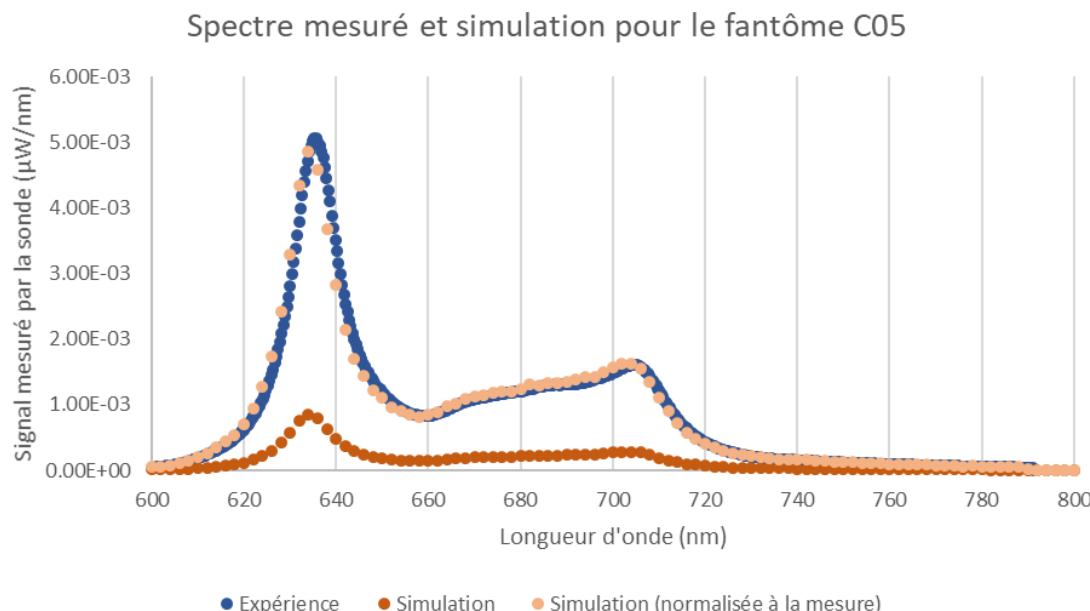


Figure 4: Comparaison du résultat de la simulation (algorithme de Monte-Carlo analogue classique) avec la mesure expérimentale (convertie en  $\mu\text{W}/\text{nm}$ ). Le troisième spectre correspond au signal de la simulation multiplié par le rapport des intégrales, dans le seul but de comparer la forme des spectres. La composition en volume du fantome C05 considéré est 50mL de PBS, 0.5mL de solution de PpIX, 0,005mL d'encre de Chine et 0,2mL d'intralipides (il n'y a pas de base).

## 5 Conclusion

Un modèle de transfert radiatif avec fluorescence est présenté dans cette étude. Des simulations avec la méthode de Monte-Carlo ont notamment été validé avec des spectres de fluorescence expérimentaux mesurés sur des fantômes optiques avec une seule forme de protoporphyrine.

Nos prochains travaux porteront sur l'étude expérimentale et numérique de fantômes avec les deux formes de protoporphyrine PpIX620 et PpIX634. Un des objectifs sera d'identifier à partir des spectres mesurés les rendements quantiques et/ou les concentrations en PpIX620 et PpIX635. Des méthodes de Monte-Carlo symbolique [8, 9] pourront en particulier aider à l'identification des concentrations des biomarqueurs fluorescents.

## References

- [1] Quinn T. Ostrom, Luc Bauchet, Faith G. Davis, Isabelle Deltour, James L. Fisher, Chelsea Eastman Langer, Melike Pekmezci, Judith A. Schwartzbaum, Michelle C. Turner, Kyle M. Walsh, Margaret R. Wrensch, and Jill S. Barnholtz-Sloan. The epidemiology of glioma in adults: a “state of the science” review. *Neuro-Oncology*, 16(7):896–913, 05 2014.
- [2] K. Petrecca, M-C Guiot, V. Panet-Raymond, and L. Souhami. Failure pattern following complete resection plus radiotherapy and temozolomide is at the resection margin in patients with glioblastoma. *Journal of Neuro-Oncology*, 111:19–23, 2013.
- [3] W. Stummer, S. Stocker, S. Wagner, H. Stepp, C. Fritsch, C. Goetz, A. Goetz, R. Kefmann, and H. Reulen. Intraoperative detection of malignant gliomas by 5-aminolevulinic acid-induced porphyrin fluorescence. *Neurosurgery*, 42(3):518–526, 1998.
- [4] McCracken DJ, Schupper AJ, Lakomkin N, Malcolm J, Painton Bray D, and Hadjipanayis CG. Turning on the light for brain tumor surgery: A 5-aminolevulinic acid story. *Neuro Oncology*, 24(6):52–61, 2022.
- [5] P.A. Valdés, F. Leblond, V.L. Jacobs, B.C Wilson, K.D. Paulsen, and D.W. Roberts. Quantitative, spectrally-resolved intraoperative fluorescence imaging. *Scientific Reports*, 2(1):2045–2322, 2012.
- [6] Bruno Montcel, Laurent Mahieu-Willame, Xavier Armoiry, David Meyronet, and Jacques Guyotat. Two-peaked 5-ala-induced ppix fluorescence emission spectrum distinguishes glioblastomas from low grade gliomas and infiltrative component of glioblastomas. *Biomed. Opt. Express*, 4(4):548–558, Apr 2013.
- [7] Mycek M.-A. and Pogue B.W., editors. *Handbook of Biomedical Fluorescence (1st ed.)*. CRC Press., 2003.
- [8] Y. Maanane, M. Roger, A. Delmas, M. Galtier, and F. André. Symbolic Monte Carlo method applied to the identification of radiative properties of a heterogeneous material. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 249(107019), 2020.
- [9] O. Said, M. Galtier, L. Mahieu-Willame, B. Montcel, and M. Roger. A Monte Carlo approach for brain functional mapping. In *Proceedings of the 10th International Symposium on Radiative Transfer, RAD-23*, 2023.

**Remerciements** Ce travail a été financé en partie par une subvention publique de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du plan d'investissement " France 2030 ", dont la référence est EUR MANUTECH SLEIGHT - ANR-17-EURE-0026 et en partie par l'Université de Lyon à travers le programme LABEX PRIMES sous la subvention ANR-11-LABX-0063 dans le cadre du programme Investissements d'Avenir sous la subvention ANR-11-IDEX-0007, opéré par l'Agence Nationale de la Recherche.

# Mise en place d'une méthodologie de construction de benchmarks pour l'évaluation des modèles de microclimat urbain

**Teddy GRESSE<sup>1</sup>, Julie SORIANO<sup>1</sup>, Lucie MERLIER<sup>1\*</sup>, Auline RODLER<sup>3</sup>, Félix Schmitt<sup>2</sup>, Mathieu GALTIER<sup>2</sup>, Frédéric KUZNIK<sup>2</sup>, Frédéric ANDRE<sup>4</sup>, Jérôme JACOB<sup>5</sup>, Lionel SOULHAC<sup>6</sup>, Jean-Claude KRAPEZ<sup>7</sup>, Jean PIERRO<sup>7</sup>, Laure ROUPIEZ<sup>8</sup>, Xavier BRIOTTET<sup>8</sup>, Françoise NERRY<sup>9</sup>, Marjorie MUSY<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Univ Lyon, UCBL, INSA Lyon, CNRS, CETHIL, UMR5008, Villeurbanne F-69621, France

<sup>2</sup> Univ Lyon, INSA Lyon, CNRS, CETHIL, UMR5008, Villeurbanne F-69621, France

<sup>3</sup> CEREMA BPE/IRSTV, Nantes F-44262, France

<sup>4</sup> Univ Lyon, CNRS, UCBL, INSA Lyon, CETHIL, UMR5008, Villeurbanne F-69621, France

<sup>5</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, M2P2 UMR 7340, 13451 Marseille, France

<sup>6</sup> Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, University of Lyon, CNRS UMR 5509 Ecole Centrale de Lyon, INSA Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, 69134, Ecully, France

<sup>7</sup> ONERA, The French Aerospace Lab, DOTA, F-13661 Salon cedex Air, France

<sup>8</sup> ONERA, The French Aerospace Lab, DOTA, Université de Toulouse, 3100, Toulouse

<sup>9</sup> ICube, Strasbourg, France

\* lucie.merlier@insa-lyon.fr

**Résumé -** Plusieurs modèles de microclimat urbain ont été développés ces dernières décennies, leur intercomparaison et leur validation restent cependant un enjeu de recherche. Cette contribution propose une méthodologie en deux étapes pour répondre à cet enjeu, basée sur deux cas d'étude : un cas d'étude académique idéal, puis un cas réel disposant des mesures effectuées dans le cadre de la campagne CAMCATT. Cette méthodologie a été appliquée pour quatre modèles de microclimat urbain : MATHIS, SOLENE-Microclimat, SOLENE-SUSHI et TRABOULE-ProLB, et permet d'identifier les capacités des modèles, leur similarités et leurs différences. Elle apporte donc un premier élément de réponse à l'enjeu décrit et sera amenée à être enrichie et appliquée plus largement à l'avenir.

## 1. Introduction

Dans le contexte actuel où les conséquences du réchauffement climatique et du développement urbain, telles que les surchauffes urbaines, doivent être maîtrisées, la compréhension et la connaissance des phénomènes impactant la thermique urbaine est un prérequis. Par ailleurs, la modélisation et la simulation numériques peuvent fournir une aide à la décision dans l'établissement de stratégies d'adaptation aux surchauffes urbaines et d'atténuation de leurs impacts négatifs. Différents modèles de microclimat urbain sont actuellement développés et améliorés. Cependant, leur qualification ou leur validation reste une tâche très difficile en raison du manque de méthodologie et de données disponibles. La communauté des chercheurs en modélisation énergétique des bâtiments a proposé un cadre de validation complet, le BESTEST [1], mais aucune proposition de ce type n'a été faite pour la modélisation du microclimat urbain. Dans le cadre du projet ANR DIAMS, nous proposons une méthodologie pour engager une telle approche et une première mise à l'épreuve de la démarche suggérée, en nous concentrant sur les modèles dédiés à l'échelle du quartier.

## 2. Méthodologie

La méthodologie développée a pour but de permettre la comparaison de modèles de microclimat urbain très différents par leurs objectifs d'utilisation et leurs résolutions temporelle et

spatiale. Pour cela, une démarche de complexification progressive des cas étudiés est adoptée. La première étape considère un cas académique dans des configurations entièrement définies afin de mettre en évidence les différences induites par les approches de modélisation employées, et donc leurs avantages et inconvénients respectifs. La seconde étape consiste à confronter les résultats des simulations microclimatiques avec des mesures et observations faites sur une scène urbaine réelle. Cette comparaison est effectuée sur la base d'un ensemble de données acquis lors de la campagne de mesures CAMCATT-AI4GEO [2] menée dans la ville de Toulouse en juin 2021.

## 2.1. Cas d'étude académique

La géométrie de la rue canyon idéale présentée Figure 1 se compose de deux bâtiments parallélépipèdes rectangles de 70 m de longueur et de 10 m de hauteur, positionnés sur un sol dégagé et espacés de 10 m afin d'obtenir un rapport d'aspect de 1.

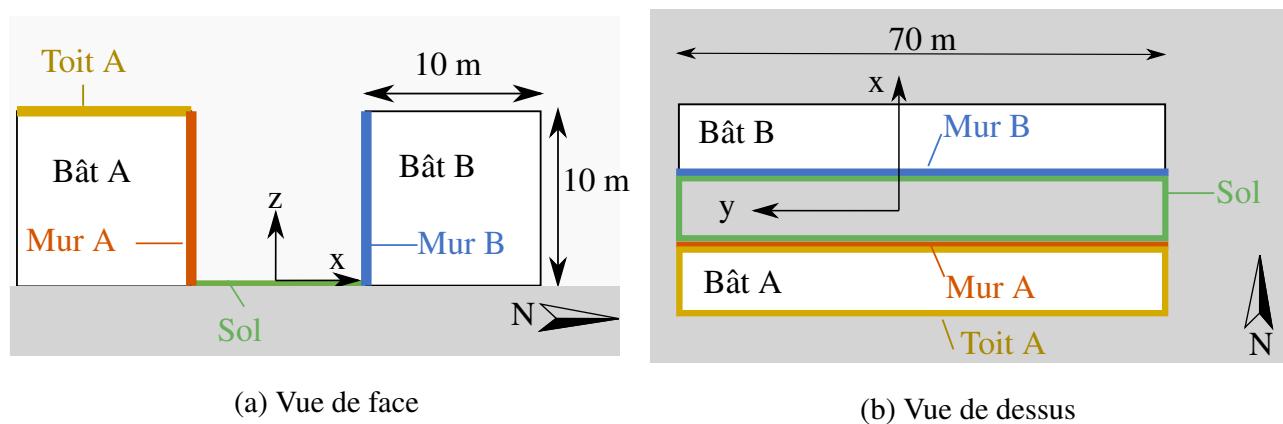


Figure 1 : Géométrie et dimensions de la rue canyon idéale.

Une procédure permettant d'étudier les différents phénomènes physiques mis en jeu, à savoir le rayonnement solaire et infrarouge thermique, l'aéraulique, et la conduction et le stockage thermique dans les parois/sol, a été élaborée à travers la définition de huit configurations d'étude représentées sur la Figure 2. Pour toutes les configurations, les propriétés optiques et thermiques des parois sont définies selon des valeurs réalistes. Les données météorologiques utilisées proviennent de la station météorologique de Dijon sur la période du 13/07/22 au 18/07/22. Dans les cas où la conduction dans les parois est prise en compte, la température de surface intérieure dans les bâtiments est fixée à 25 °C et la température du sol à 2 m de profondeur est fixée à 25 °C.

Les trois premières étapes de la procédure consistent à étudier indépendamment le rayonnement solaire, le rayonnement infrarouge et l'aéraulique. Pour le rayonnement solaire, trois instants sont choisis correspondant à des moments types de l'ensoleillement sur la journée du 18/07/22 : le matin à 6h30 (UTC), à la mi-journée à 12h30 (UTC), et en fin de journée à 17h30 (UTC). Pour l'étude du rayonnement infrarouge, les températures de surface sont fixées et un instant d'étude est choisi : le 18/07/22 à 12h30 (UTC). Enfin, l'aéraulique est considérée isotherme et en régime permanent. Pour chacune de ces trois étapes, deux configurations sont définies, permettant de faire varier un paramètre :

- Pour le rayonnement solaire ( $A_2$ ) : l'albédo des surfaces
- Pour le rayonnement infrarouge ( $B_2$ ) : la température de surface
- Pour l'aéraulique ( $C_2$ ) : l'orientation et l'intensité du vent en entrée du domaine.

Enfin, la dernière étape tient compte de l'ensemble des phénomènes en considérant dans la configuration  $D_1$  une approche simplifiée pour l'aéraulique avec l'utilisation d'un coefficient d'échange convectif fixé, et dans la configuration  $D_2$  l'utilisation des modèles complets, faisant notamment intervenir de la CFD (Computational Fluid Dynamics). Une période de sept jours est étudiée (du 13/07/2022 au 19/07/2022), sur laquelle des données météorologiques au pas de temps horaire sont considérées.

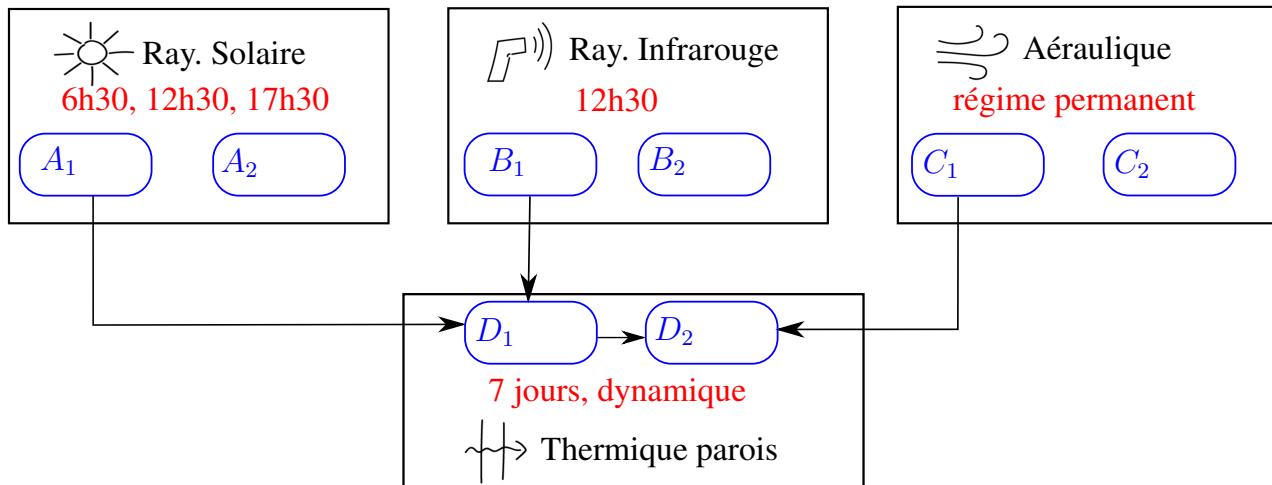


Figure 2 : Huit configurations étudiées ( $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2, D_1, D_2$ ) pour l'analyse du rayonnement solaire et infrarouge, de l'aéraulique et de la thermique du solide. Les heures sont données en UTC et correspondent au 18/07/2022.

## 2.2. Cas d'étude réel instrumenté : CAMCATT

Dans le cadre de la campagne de mesure CAMCATT-AI4GEO [2], les conditions microclimatiques d'une zone résidentielle située sur le site de l'ONERA à Toulouse ont été mesurées grâce à l'instrumentation de trois bâtiments représentatifs d'une rue canyon (voir Figure 3). 50 iButtons ont été disposés sur les différentes façades et toitures et permettent de mesurer les températures de surface sur la période du 08/06/2021 au 16/06/2021 à une fréquence de 5 min. Egalement, des mesures de LST par caméra infrarouge aéroportée ont été réalisées le 15/06/2021 à 11h30. Par ailleurs, la plupart des propriétés des matériaux ont pu être mesurées lors de cette campagne. Enfin, les données météorologiques de la station météorologique Paul Sabatier, très proche des bâtiments étudiés, sont utilisées pour le rayonnement infrarouge et les températures et vitesses d'air. Les données concernant le rayonnement solaire sont issues de la station météopole, située sur le site de MétéoFrance à Toulouse. Dans les bâtiments, une température d'air fixé à 27 °C est considérée avec un coefficient d'échange convectif de 4 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>, en accord avec les températures intérieures moyennes issues de la campagne de mesure. Dans le sol, la température à 2 m de profondeur est fixée à 15 °C, correspondant à la moyenne de la température du sol mesurée à cette profondeur sur la période d'étude.

Toujours dans une démarche de complexification progressive et à l'image de la dernière étape du cas académique, la procédure d'étude du cas réel consiste à tenir compte de l'ensemble des phénomènes de transfert thermique en considérant dans un premier temps une approche simplifiée pour l'aéraulique avec l'utilisation de coefficients d'échange convectifs fixés, à savoir 5 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>, 15 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup> et 25 W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>, représentatifs de différents régimes de vent. Dans un second temps, les modèles complets, faisant notamment intervenir de la CFD, sont employés.



(a) Vue du ciel



(b) Vue entre les bâtiments 5 et 6

Figure 3 : Bâtiments instrumentés lors de la campagne CAMCATT-AI4GEO [2]. La position du iButton sélectionné pour l'étude est indiquée par une étoile rouge.

### 3. Présentation des modèles

Quatre modèles de microclimat urbain ont été sélectionnés pour une intercomparaison dans le cadre du projet DIAMS. Il s'agit des outils développés ou en cours de développement par les partenaires du projet, rassemblés dans le Tableau 1 : MATHIS [3], SOLENE-Microclimat [4], SOLENE-SUSHI [5] et TRABOULE-ProLB [6].

MATHIS [3] représente la surface urbaine comme un réseau de rues canyon idéales connectées entre elles. Il utilise pour cela une description peu détaillée des phénomènes, et dispose d'un modèle radiatif de surface à surface utilisant la méthode des radiosités, d'un modèle de conduction dans les parois et le sol par discréttisation de l'équation de la chaleur et d'un modèle aéraulique paramétrique. Ces caractéristiques lui permettent de se positionner sur des échelles spatiales et temporelles supérieures aux trois autres modèles.

SOLENE-Microclimat [4] est un modèle issu d'un couplage entre le modèle radiatif de surface à surface SOLENE, utilisant la méthode des radiosités, et le modèle thermo-aéraulique Code-Saturne de type CFD-RANS, incluant une modélisation de la conduction dans les parois et le sol par discréttisation de l'équation de la chaleur. Il intègre également une modélisation des bâtiments, de plusieurs types de végétation ainsi que des phénomènes hydrauliques. Ayant bénéficié de travaux de développement plus nombreux, SOLENE-Microclimat est le plus abouti des quatre modèles étudiés.

SOLENE-SUSHI correspond à un couplage entre SOLENE [7] et SUSHI [5]. Ce dernier modélise le rayonnement infrarouge de surface à surface par la méthode des radiosités et la conduction dans les parois et le sol de manière semi-analytique à l'aide de fonctions de transfert dans l'espace de Fourier. En revanche, aucune modélisation des phénomènes aérauliques n'est incluse à SOLENE-SUSHI.

Enfin, TRABOULE est un modèle radiatif détaillé résolvant l'équation du transfert radiatif dans le volume d'air pouvant tenir compte d'un milieu participant, et incluant une modélisation de la conduction dans les parois et le sol par discréttisation de l'équation de la chaleur. Il peut-être couplé à ProLB [8], un modèle thermo-aéraulique détaillé utilisant une approche CFD-LES avec la méthode de Boltzmann sur réseau.

Modèle	Laboratoires	Niveau de détail		
		Radiatif	Aéraulique	Conduction
MATHIS [3]	CETHIL, LMFA	•	•	•
SOLENE-Microclimat [4]	CEREMA	••	••	••
SOLENE-SUSHI [7, 5]	ONERA, CEREMA	••	/	•••
TRABOULE-ProLB [6]	CETHIL, M2P2	•••	•••	••

Tableau 1 : Caractéristiques des quatre modèles de microclimat urbain choisis

## 4. Résultats

Afin d'illustrer l'utilisation de la méthodologie mise en place pour qualifier les quatre modèles sélectionnés dans l'étude, un résultat caractéristique de chacune des étapes méthodologiques est présenté dans les deux sous-sections suivantes.

### 4.1. Cas d'étude académique

Les intercomparaisons des modélisations solaire (configurations  $A_1, A_2$ ) et infrarouge (configurations  $B_1, B_2$ ) ont mis en évidence une bonne concordance des résultats, avec de faibles écarts expliqués par les différentes hypothèses de modélisation (modèle de ciel, méthode de calcul des facteurs de forme). Lors de l'étude des phénomènes aérauliques (configurations  $C_1, C_2$ ), des écarts notables ont en revanche été observés, qui ne seront pas approfondis dans cet article. Les résultats obtenus dans la configuration  $D_1$  (modèles radiatif et conductif activés, coefficient convectif fixé à  $30 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ) vont être présentés plus en détail.

Les températures de surface moyennes sur chacune des faces sont présentées sur la Figure 4 sur la journée du 18/07/2022. Pour s'assurer que l'initialisation n'influence plus les résultats, cinq jours de simulation ont été ajoutés en amont de la journée étudiée. Afin de mettre en perspective ces résultats, les flux de chaleur solaire, infrarouge, convectif et conductif ont été tracés dans le cas du sol et du mur B sur la Figure 5.

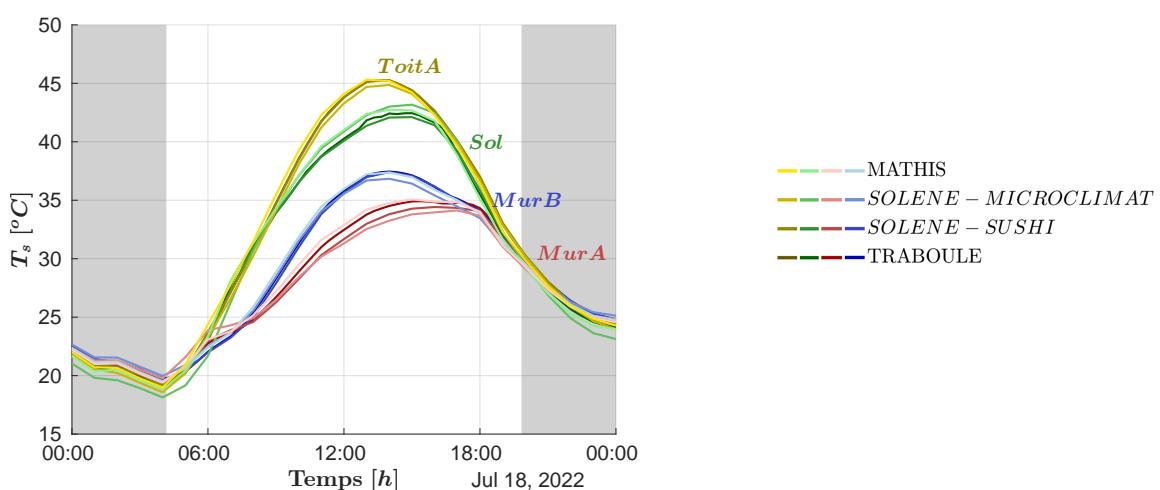


Figure 4 : Température moyenne de chacune des faces.

Les quatre modèles simulent des températures de surface aux ordres de grandeurs et dynamiques cohérents pour les quatre faces étudiées, avec des valeurs comprises dans une plage de variations inférieure à  $2^\circ\text{C}$ . Ainsi, si SOLENE-Microclimat est considéré comme le modèle

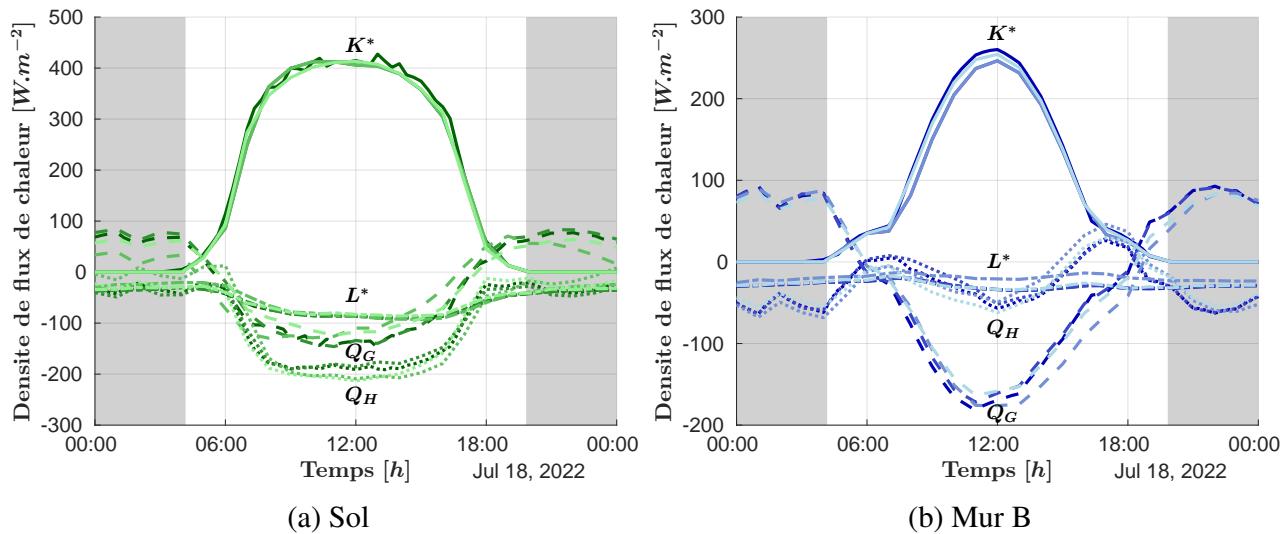


Figure 5 : Flux solaire net  $K^*$ , infrarouge net  $L^*$ , conductif  $Q_G$  et convectif  $Q_H$  sur le sol et le mur B. La légende couleur pour les différents modèles est identique à celle de la Figure 4.

de référence, les erreurs quadratiques moyennes pour les modèles TRABOULE, MATHIS et SOLENE-SUSHI ne dépassent pas 1 °C. L’analyse des flux (Figure 5) permet toutefois d’observer certaines différences. Notamment, des écarts allant jusqu’à 40 W m<sup>-2</sup> sont obtenus sur les flux de conduction, découlant des différentes méthodes utilisées par les modèles (voir section 3) et de leur niveau de détail, notamment dans la discréétisation des parois.

#### 4.2. Cas d’étude réel instrumenté : CAMCATT

Les résultats sur le cas d’étude réel sont présentés pour les modèles MATHIS, SOLENE-Microclimat et TRABOULE, au niveau du iButton indiqué sur la Figure 3 par une étoile rouge, et dans le cas où le coefficient convectif est fixé à  $h_c = 15 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Cette valeur du coefficient convectif a été choisie car elle est cohérente avec la vitesse moyenne du vent sur la période étudiée, d’environ 2 m s<sup>-1</sup>. Il est à noter que les résultats obtenus au niveau des autres iButtons positionnés sur cette même façade sont similaires et que les conclusions tirées de l’analyse qui suit restent ainsi également valables pour les autres iButtons.

La température de surface simulée par les trois modèles est comparée sur la Figure 6 à celle mesurée par iButton sur la journée du 15/06/2021. Pour s’assurer que l’initialisation n’influence plus les résultats, deux jours de simulation ont été ajoutés en amont de la journée étudiée. MATHIS ne disposant pas de maillage surfacique, la température représentée pour ce modèle correspond à la température moyenne de la façade. Les trois modèles reproduisent correctement la dynamique journalière mesurée, notamment la position du maximum de température autour de 17h et la décroissance nocturne. Concernant les écarts, les erreurs quadratiques moyennes pour les modèles TRABOULE, MATHIS et SOLENE-Microclimat sont respectivement de 2.1 °C, 1.2 °C et 2.1 °C et l’écart sur le maximum de température en journée à environ 17h varie entre 2.8 °C pour MATHIS et TRABOULE et 3.5 °C pour SOLENE-Microclimat. Cette sous-estimation de la température d’air est en partie due à l’approche simplifiée pour l’aéraulique par l’utilisation d’un coefficient convectif fixé.

Ensuite, les flux solaire et infrarouge sont comparés à la même localisation (étoile rouge sur la Figure 3) pour les trois modèles sur la Figure 7. Sur ces courbes, des différences notables apparaissent entre les modèles SOLENE-Microclimat et TRABOULE d’une part, et MATHIS

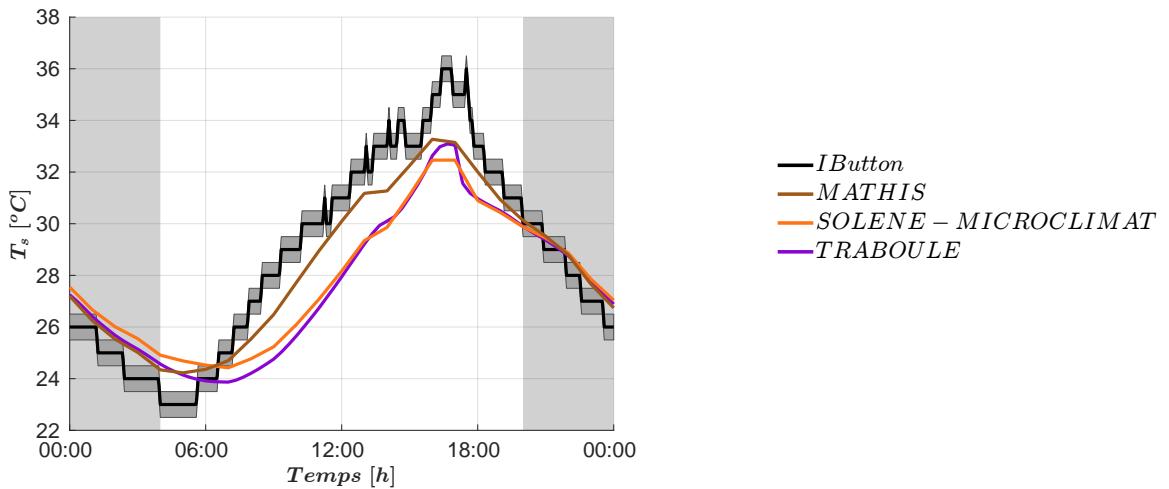


Figure 6 : Température moyenne au niveau du iButton sélectionné.

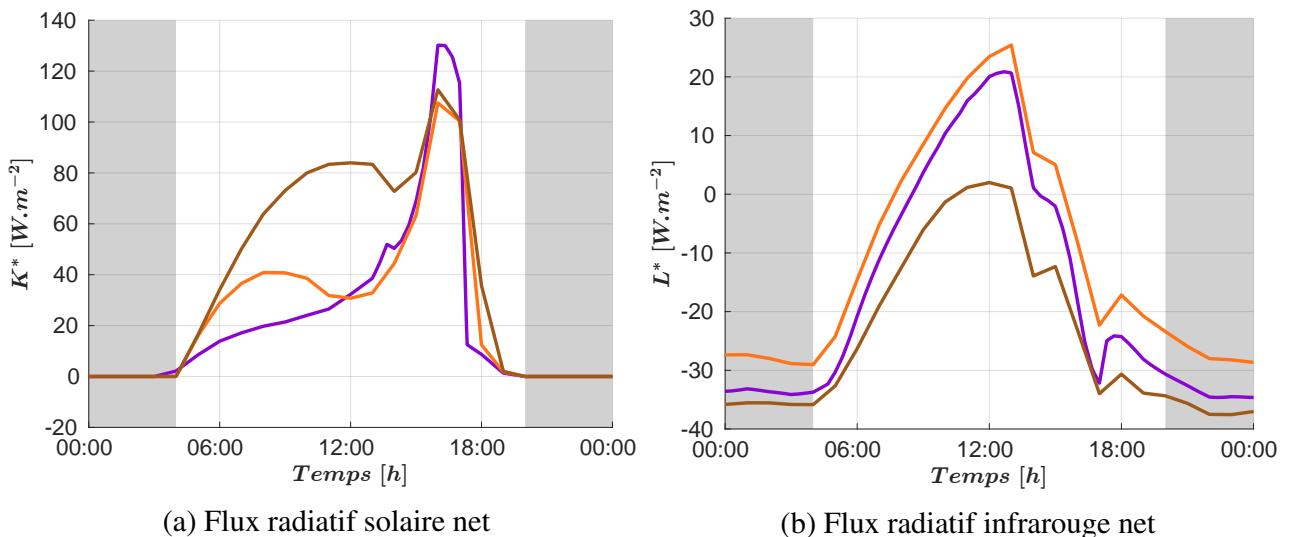


Figure 7 : Flux radiatifs au niveau du iButton sélectionné. La légende couleur pour les différents modèles est identique à celle présentée Figure 6.

d'autre part. Concernant le flux solaire (Figure 6a), MATHIS simule une valeur plus importante que SOLENE-Microclimat et TRABOULE entre 6 h et 15 h. Il s'agit de la période pendant laquelle le point considéré est ombragé, et seul le rayonnement diffus intervient donc. L'hypothèse de rue infinie effectuée dans le modèle radiatif de MATHIS peut expliquer cette surestimation du flux simulé, dû à une surestimation des multiréflexions sur la façade en vis-à-vis. De même, MATHIS simule en journée un flux infrarouge inférieur aux deux autres modèles (Figure 6b). Cela s'explique en partie par le fait que la température de surface simulée par MATHIS est plus élevée que celle de SOLENE-Microclimat et TRABOULE, ce qui engendre des émissions infrarouges plus importantes. L'impact de l'environnement ou le fait que MATHIS simule une moyenne sur la façade peuvent également expliquer en partie cet écart. Pour le calcul des flux radiatifs en ce point, les limites des hypothèses de MATHIS apparaissent donc, ce cas d'étude s'éloignant d'une rue canyon idéale.

## 5. Conclusion

Une méthodologie d'intercomparaison et de validation de modèles de microclimat urbain a été présentée, et appliquée sur quatre modèles. L'analyse des résultats a montré une bonne concordance sur le premier cas étudié, correspondant à une rue canyon idéale. En revanche, des écarts significatifs ont été obtenus sur le deuxième cas étudié, correspondant à un cas réel dans une zone résidentielle. En effet, les flux radiatifs simulés avec MATHIS s'éloignent de ceux calculés par les autres modèles, mettant en évidence l'impact des hypothèses de MATHIS, qui bénéficie néanmoins d'un coût de calcul très inférieur aux autres modèles étudiés.

Ces résultats mettent donc en évidence la capacité de la méthodologie développée à comparer des modèles de microclimat urbain très différents, et d'en faire ressortir les capacités et les limites. Celle-ci correspond à un premier pas vers la mise en place d'une démarche progressive, complète et structurée d'intercomparaison et de validation des modèles de microclimat urbain. Elle a pour vocation d'être enrichie et appliquée à d'autres modèles. Notamment, l'ajout d'un cas d'étude disposant de mesures plus complètes (différents flux, écoulement) permettrait une validation plus globale.

## Références

- [1] R. Judkoff and J. Neymark., International Energy Agency building energy simulation test(BESTEST) and diagnostic method, *Technical report* (United States, 1995).
- [2] L. Roupioz, X. Briottet, K. Adeline, A. Al Bitar, D. Barbon-Dubosc, and al., Multi-sourcedatasets acquired over Toulouse (France) in 2021 for urban microclimate studies during theCAM-CATT/AI4GEO field campaign, *Data in Brief* (2023).
- [3] J. Soriano, L. Merlier, D. David, and L. Soulhac., Development of an urban microclimate model to assess the air temperature field during the summer period, *International Building Performance Simulation Association* (Bruges, 2021).
- [4] M. Musy, M.-H. Azam, S. Guernouti, B. Morille, and A. Rodler., The SOLENE-MicroclimatModel : Potentially for Comfort and Energy Studies, *Urban Microclimate Modelling for Comfort and Energy Studies*, pages 265–291 (2021).
- [5] N. Lalanne, J.-C. Krapez, C. Le Niliot, X. Briottet, J. Pierro, and L. Labarre., Developmentand validation of a numerical tool for simulating the surface temperature field and the infrared radiance rendering in an urban scene, *Quantitative InfraRed Thermography Journal* (2015).
- [6] F. Schmitt, F. André, M. Galtier, and E. Vergnault., A CFD solver based on the lattice Boltzmann method to solve three-dimensional thermally driven flows and coupled molecular gas radiation : comparison and validation against a benchmark solution, *7th Thermal and Fluids Engineering Conference(TFEC)* (Las Vegas, 2022).
- [7] F. Miguet and D. Groleau., A daylight simulation tool for urban and architectural spaces-application to transmitted direct and diffuse light through glazing. *Building and Environment* (2002).
- [8] J. Jacob, L. Merlier, F. Marlow, and P. Sagaut., Lattice Boltzmann Method-Based Simulations of Pollutant Dispersion and Urban Physics. *Atmosphere* (2021).

## Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet ANR DIAMS soutenu par l'Agence Nationale de Recherche ANR-21-CE22-0010.

# Etude expérimentale de l'effet de la rugosité sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide

**Antoine AVRIT<sup>1,2</sup>, Asma DJERMOUNE<sup>1,2,\*</sup>, Alexandre LECOANET<sup>1</sup>, Nathalie SEILER<sup>1</sup>, Michel GRADECK<sup>2</sup>, Nicolas RIMBERT<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>CEA, DES, IRESNE, DTN, SMTA, Cadarache, F-13108, Saint-Paul-lez-Durance, France

<sup>2</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000, Nancy, France

*(\*auteur correspondant : asma.DJERMOUNE@cea.fr)*

## Résumé -

Dans le cadre de l'amélioration de la sûreté nucléaires, la présente étude se concentre sur l'ablation thermique du récupérateur de corium d'un RNR-Na par le biais de l'étude expérimentale de l'impact d'un jet chaud sur une surface solide rugueuse. Dans ce contexte, des expériences ont été réalisées avec un système simulant (glace transparente / eau). La rugosité des blocs de glace transparente était contrôlée. Les conditions expérimentales ont été déterminées pour être les plus représentatives possibles d'un réacteur nucléaire. Il a été observé que la rugosité de la surface exerce une influence notable, augmentant considérablement la vitesse d'ablation du solide.

## Nomenclature

$B$	Nombre de fonte, $B = \frac{c_{p,j}(T_j - T_f)}{L + c_{p,s}(T_f - T_{s,ini})}$	$Pr$	Nombre de Prandtl, $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$
$c_p$	Chaleur spécifique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$Re$	Nombre de Reynolds, $Re = \frac{D_j V_j}{\nu}$
$D_{bu}$	Diamètre de la buse, m	$r$	Rayon de la cavité, m
$d_{c-c}$	Distance centre à centre, m	$t$	Temps, s
$D_{cyl}$	Diamètre du cylindre, m	$T_j$	Température de jet, °C
$D_j$	Diamètre du jet, m	$V_j$	Vitesse du jet à la sortie de la buse, m/s
$H$	Distance entre la buse et le solide impacté, m	$V_{f,0}$	Vitesse d'ablation, m/s
$h_{cyl}$	Hauteur du cylindre, m	$y_0$	Profondeur ablatée, m
$k_r$	Taille caractéristique de rugosité, m	$\delta$	Epaisseur de la couche limite hydrodynamique, m
$L$	Chaleur latente de fusion, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$		
$L$	Largeur de la pièce d'aluminium, m		
$Nu_0$	Nombre de Nusselt de jet au point de stagnation, $Nu_0 = \frac{h D_j}{\lambda}$		

## 1. Introduction

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la mitigation des accidents nucléaires graves avec fusion du cœur dans les réacteurs nucléaires à neutrons rapides refroidis au sodium (RNR-Na), appartenant à la quatrième génération. Lors d'un tel accident, la fusion du cœur conduit à la formation d'un mélange radioactif de combustible nucléaire et d'éléments fondus issus du cœur, appelé "corium", susceptible d'engendrer une éventuelle excursion de puissance. Afin de limiter les conséquences d'un accident grave et prévenir l'excursion de puissance, deux dispositifs peuvent être implantés au sein des nouveaux RNR-Na [1]. Ces dispositifs sont d'une part, "des tubes de déchargement", installés à l'intérieur du cœur du réacteur, conçus pour transférer le corium vers la partie inférieure de la cuve du réacteur. Et d'autre part, un "récupérateur de corium", destiné à recevoir ce corium et améliorer son refroidissement sur le long terme.

Cependant, ce nouveau design soulève une nouvelle problématique de sûreté liée à la résistance thermique du récupérateur de corium. En effet, le corium pourrait atteindre le récupérateur sous

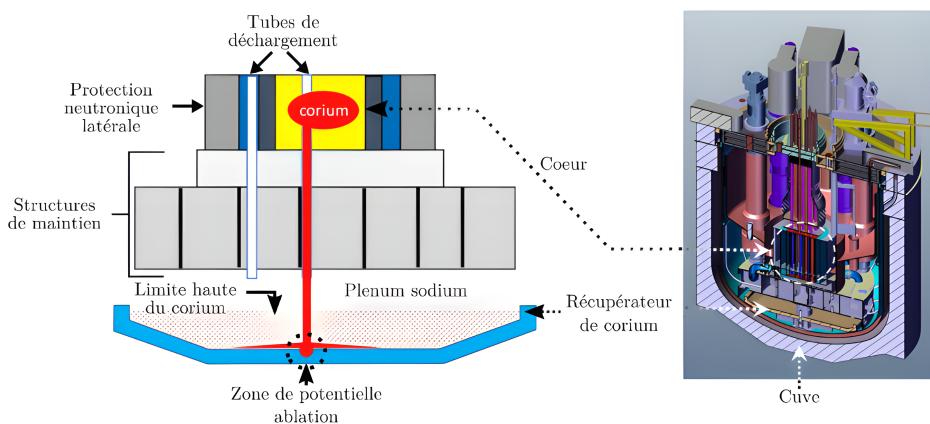


Figure 1 : Coupe d'un RNR-Na illustrant la formation et le transfert du Corium .

forme de jet chaud ( $\sim 3000$  K) ce qui peut induire un risque d'ablation locale et de percement du récupérateur, comme illustré dans la Figure 1. Ceci est dû à la forte différence entre la température initiale du jet de corium et la température de fusion du matériau du récupérateur. Il est nécessaire de prendre ce risque en compte pour pouvoir assurer l'intégrité du récupérateur de corium durant cette phase de relocalisation. Il convient de noter également que l'ablation dépendra également de la température et de la composition du corium (phase métallique ou phase oxyde). À cet égard, Lecoanet et al. [2] ont étudié les différentes interactions possibles lors de l'impact du corium sur le récupérateur et ont conclu que l'impact d'un jet d'acier cohérent à surface libre sur un récupérateur en acier est le cas le plus pénalisant pour la sûreté.

De plus, on ne peut pas écarter la possibilité que la surface du récupérateur soit rugueuse, notamment du fait que le récupérateur reste plusieurs années en fond de cuve. Aussi, des aspérités peuvent être créées à la surface du récupérateur lors de la relocalisation du corium. Dans la littérature, Lienhard et Gabour [3] ont étudié de façon expérimentale l'impact d'un jet avec transferts thermiques sur une paroi rugueuse. Ils constatent que la rugosité peut augmenter les transferts. Ce travail présente les travaux expérimentaux menés pour étudier l'ablation d'un bloc de glace par un jet d'eau en surface libre sur une surface rugueuse.

Dans le passé, des études sur l'ablation thermique d'un solide par un jet liquide de même nature que ce solide (il s'agit d'eau) ont été réalisées afin de comprendre les mécanismes physiques et les transferts thermiques. Saito et al., [4] ont réalisé des expériences pour étudier l'ablation d'un solide (étain ou acier) par un jet liquide ( $NaCl$  ou  $Al_2O_3$ ), et sont les premiers à avoir fait la distinction entre le régime de film et le régime de piscine. Le régime de piscine succède au régime de film lorsque la cavité se remplit de liquide. Ces régimes ont été observés lors des autres études [2], [4] et de même Tani et Sato [5] ont réalisé des expériences en acier / acier, plus proches de ce qui est investigué ici. Ces expériences sont très précieuses à une échelle macroscopique mais ne nous permettent pas de comprendre les phénomènes physiques locaux gouvernant le transfert de chaleur et la fonte du métal. C'est pourquoi, une méthodologie de recherche et développement considérant une situation simplifiée et utilisant des matériaux simulants, permettant la visualisations, a été mise en place. Des expériences instrumentées ont été réalisées en laboratoire à petite échelle [6] [7] et [8] sur le dispositif HAnSoLO, qui permettent d'étudier l'ablation d'un bloc de glace par un jet d'eau en surface libre.

## 2. Dispositif expérimental HAnSoLO

Le dispositif expérimental utilisé pour effectuer les expériences d’ablation d’une surface solide par un jet de liquide chaud est désigné sous le nom de “Hot Ablation of a Solid by a Liquid - Observation” (HAnSoLO). Ce système a été élaboré et détaillé par Lecoanet et al.[6]. Il a pour but de reproduire la phénoménologie qui est représentative de l’ablation d’un récupérateur métallique par un jet constitué de la phase métallique du corium, et d’examiner le processus d’ablation d’un bloc de glace sous l’impact d’un jet d’eau à surface libre. Par ailleurs, il n’est pas complètement sans lien avec le cas réel du réacteur (comme cela a été démontré par Lecoanet et al. [2]). Les valeurs des nombres adimensionnels caractéristiques de ce problème sont fournies dans le Tableau 1.

Le nombre adimensionnel	HAnSoLO	Cas réacteur [9]
Nombre de Reynolds $Re$	$1.2 \times 10^4 - 1.5 \times 10^5$	$\sim 10^6$
Nombre de Prandtl $Pr$	2.5 - 5.5	$\sim 0.1 - 0.6$
Nombre de fonte $B$	0.3 - 0.9	$\sim 0.25 - 0.95$

Tableau 1 : *Les nombres adimensionnels et caractéristiques du dispositif expérimental HAnSoLO et d’un jet de corium en cas accidentel d’un réacteur nucléaire.*

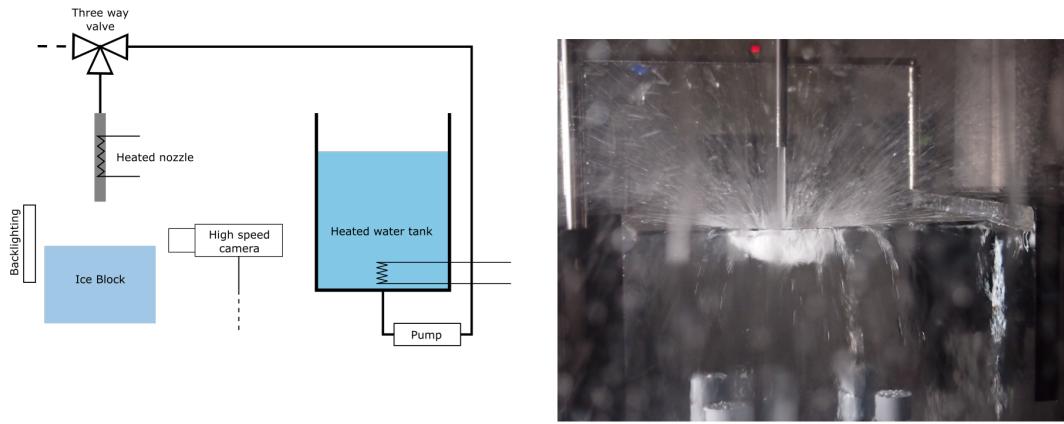
On constate que la gamme de nombre de Reynolds est inférieure d’un ordre de grandeur à celui potentiellement attendu pour un accident grave, mais l’écoulement du fluide reste turbulent dans les deux cas, Lienhard [10] donne une limite à  $Re = 4000$ . La gamme de nombre de fonte est bien adaptée. Quant à la gamme de Prandtl, elle est supérieure à l’unité pour l’eau et inférieure pour le corium. Cette différence peut avoir un impact sur le transfert de chaleur entre le jet et le solide. Cependant, l’eau a été choisi pour les expériences dans le but de mieux comprendre la phénoménologie de l’ablation. Le principal avantage des expériences eau/glace est qu’elles permettent de visualiser l’évolution de la surface ablatée, car le système est entièrement transparent.

Le système HanSoLO est le suivant : dans un réservoir on chauffe de l’eau jusqu’à la température de jet voulue  $T_j$ , qui passe ensuite, dans une pompe à débit contrôlé pour obtenir la vitesse du jet voulue  $V_j$ . Le fluide sort ensuite par une buse, de diamètre  $D_j$ . Le jet sortant de la buse impacte ainsi un bloc de glace transparent parallélépipédique qui est placé dessous (à une distance initiale contrôlée  $H$ ). Une caméra rapide est placée face au bloc impacté, afin d’enregistrer l’évolution de la cavité créée lors de l’ablation.

Un schéma simplifié du système HAnSoLO ainsi qu’une image du jet impactant la surface d’un glaçon dans ce dispositif sont représentés sur la Figure 2.

## 3. Expériences considérées

Des expériences de jet d’eau à surface libre (Figure 2) impactant un bloc de glace présentant une surface initialement rugueuse ont été réalisées avec HAnSoLO. Ceci a pour but d’étudier l’effet de la rugosité sur la dynamique d’ablation et comparer les résultats avec ceux des expériences de jet à surface libre sur une surface lisse réalisées par Lecoanet [6] (à  $H/D_j = 10$ ). Les températures et les vitesses initiales utilisées dans ces expériences ainsi que celles considérées



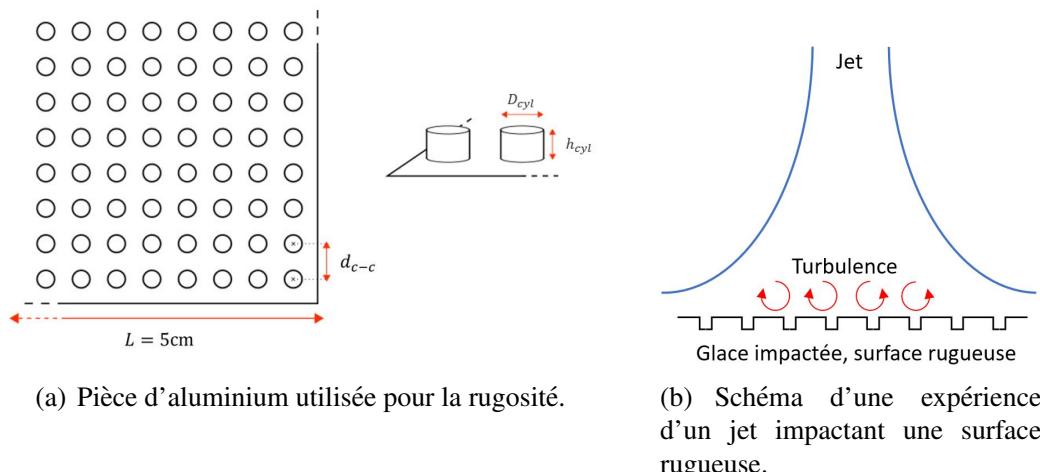
(a) Schéma de HAnSoLO pour un jet à surface libre

(b) Surface d'un bloc de glace impactée par un jet d'eau dans le dispositif HAnSoLO

Figure 2 : Représentation du dispositif HAnSoLO

pour les expériences avec une surface lisse sont les suivantes :

$$V_j \in \{1.1, 2.5, 5.0, 7.5, 10\} \text{ m/s}, \quad T_j \in \{30, 50, 70\}^\circ\text{C}.$$



(a) Pièce d'aluminium utilisée pour la rugosité.

(b) Schéma d'une expérience d'un jet impactant une surface rugueuse.

Figure 3 : Schéma des expériences réalisées avec un jet à surface libre impactant une surface rugueuse.

Afin d'obtenir une surface initialement rugueuse autour du point de stagnation, la méthode appliquée ici consiste à utiliser une pièce carrée d'aluminium munie de cylindres régulièrement espacés, disposés à la surface de façon régulière dans les directions horizontale et verticale. Un schéma de la pièce d'aluminium est donné en Figure 3(a). Cette pièce est apposée sur la surface de la glace, puis retirée. Le jet impacte alors la surface de la glace présentant une rugosité régulière, pour faciliter le contrôle de la taille caractéristique de la rugosité  $k_r$ . Un schéma de la rugosité de la surface de la glace obtenue lors des expériences est illustré dans la Figure 3(b). On désigne par  $D_{cyl}$  le diamètre et  $h_{cyl}$  la hauteur des cylindres, ce qui est un choix arbitraire. On considère dans les expériences que la taille caractéristique de rugosité  $k_r$  est  $k_r = D_{cyl} = h_{cyl}$ . Plusieurs valeurs de  $k_r$  ont été testées afin d'analyser l'influence de  $k_r$  sur la vitesse :

$$k_r \in \{0.2, 0.5, 1\} \text{ mm.}$$

## 4. Résultats expérimentaux et analyse

### 4.1. Comparaison entre les résultats d’ablation pour une surface initialement rugueuse et une surface lisse

Afin de comprendre la phénoménologie de l’ablation, un algorithme de traitement d’images est utilisé sur les images capturées par la caméra pour localiser automatiquement la position de l’interface solide-liquide [6].

On désigne par  $y_0$  la profondeur ablatée au point de stagnation ( $r = 0$ ). La Figure 4 présente les courbes de profondeur obtenues à  $Re \simeq 5.4 \times 10^4$  et  $Pr \simeq 3.6$  pour une vitesse de jet  $V_j \simeq 5.1 \text{ m/s}$  et une température du jet  $T_j \simeq 50^\circ\text{C}$  pour une expérience de jet impactant une surface lisse, et une expérience de jet impactant une surface initialement rugueuse de taille caractéristique de rugosité  $k_r = 1 \text{ mm}$ . Dans le cas de la surface rugueuse, une forte augmentation de la vitesse d’ablation est observée par rapport au cas avec une surface lisse. Une explication pourrait être que la rugosité provoque une augmentation de la production d’énergie cinétique turbulente, ce qui induit ainsi une augmentation des transferts par rapport à un cas sans rugosité.

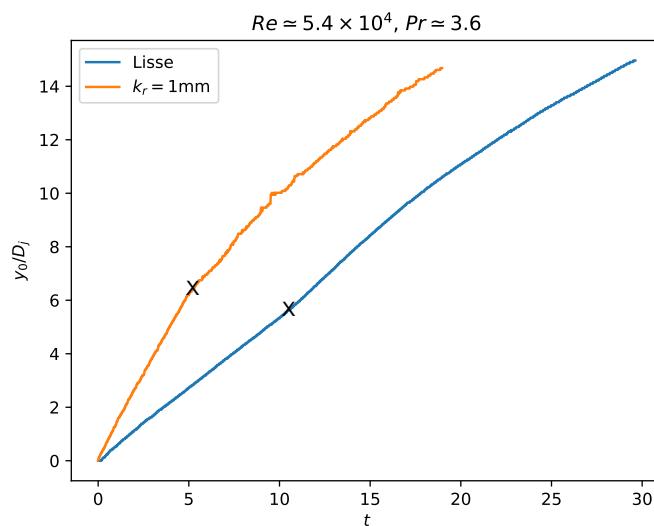


Figure 4 : Courbe de  $y_0/D_j$  pour deux expériences de jet impactant une surface lisse et une surface rugueuse dont la taille caractéristique des rugosités est  $k_r = 1 \text{ mm}$ . Les croix noires désignent le moment du passage en régime de piscine.

On représente ainsi en Figure 5 les cavités capturées par la caméra pour les expériences précédentes, cf. Figure 4. On observe deux cavités qui présentent des formes très différentes, selon la présence ou non de rugosité à la surface. La forme de cavité obtenue dans le cas d’une surface rugueuse semble être approximativement cylindrique, et semble être moins étendue dans la largeur que la forme de cavité obtenue pour le cas d’une surface lisse.

### 4.2. Résultats d’ablation au point de stagnation

Selon la Figure 4, peu importe l’état de surface de la surface impactée, la vitesse de l’ablation  $V_{f,0} = \frac{dy_0}{dt}$  reste approximativement constante au début de l’ablation, tant qu’on est en régime de film [6]. Cette vitesse d’ablation peut être calculée en déterminant la pente de la courbe de

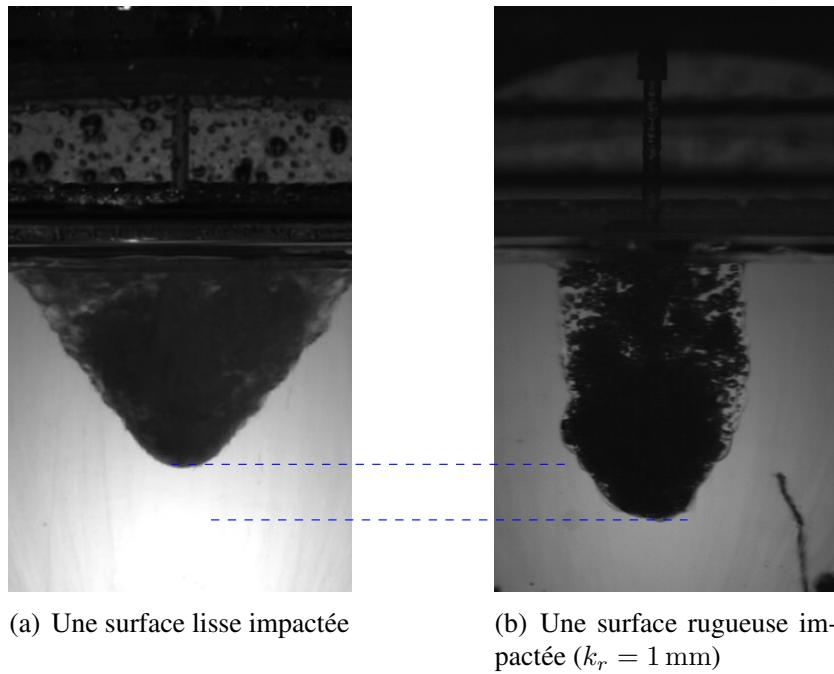


Figure 5 : Images issues de l'enregistrement par la caméra rapide, présentant la forme des cavités obtenues à  $t = 10 \text{ s}$  et  $V_j = 5.1 \text{ m/s}$  pour  $Re \simeq 5.4 \times 10^4$  et  $Pr \simeq 3.6$ .

$y_0$  en fonction de  $t$  avant le régime de piscine. Pour les expériences illustrées à la Figure 4, par exemple :

$$V_{f,0} = \begin{cases} 3.2 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1} & \text{pour le cas lisse} \\ 6.4 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1} & \text{pour le cas rugueux} \end{cases}$$

On constate que la vitesse d'ablation double lorsque la surface est rugueuse par rapport au cas d'une surface lisse.

On définit ensuite le nombre de Nusselt au centre du jet, noté  $Nu_0$ , comme un nombre adimensionnel utilisé pour caractériser les transferts thermiques. Ce dernier peut être corrélé à la vitesse de l'ablation  $Nu_0 \propto V_{f,0}$ .

Toujours dans le régime de film, les valeurs de  $Nu_0$  obtenues dans ces deux expériences sont comparées en Figure 6 en fonction de la rugosité utilisée et la valeur de  $Re$ .

Selon la littérature, l'impact de la rugosité sur un écoulement le long de la paroi dépend de la taille caractéristique  $k_r$  de la rugosité. Lorsque la valeur de  $k_r$  est relativement petite, l'interaction des éléments rugueux avec l'écoulement est négligeable. En revanche, une taille  $k_r$  suffisamment grande peut entraîner une déstabilisation des couches limites près de la paroi, ce qui peut modifier considérablement l'écoulement localement et même globalement si la déstabilisation se propage au-delà de la couche limite.

Les Figures 6 montrent qu'il existe deux régimes d'ablation en fonction de la taille caractéristique de la rugosité  $k_r$ . Lorsque la taille de rugosité  $k_r$  est suffisamment importante, on obtient l'expression reliant  $Nu_0$  et  $Re$  suivante :

$$Nu_0 \simeq 0.0068 Re$$

On remarque que l'exposant obtenu dans cette étude lorsque la rugosité est importante est proche de ce qui a été obtenu par Gilpin [11] pour des surfaces rugueuses (exposant à 0.8 pour

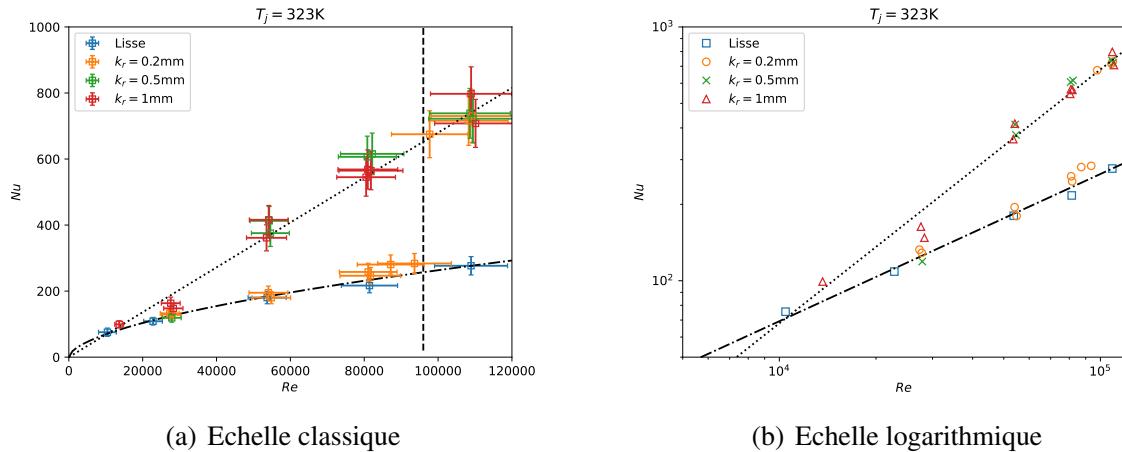


Figure 6 : Profils de  $Nu_0$ , en régime de film. Les lignes en pointillées représentent la relation  $Nu_0 \propto Re$ , les lignes pointillées avec des tirets représentent la relation  $Nu_0 \propto Re^{0.57}$  et la ligne verticale pointillée représente la valeur critique  $Re_c(k_r = 0.2 \text{ mm}) = (9.5 \pm 1.1) \times 10^4$ .

une rugosité non-contrôlée). Les points expérimentaux pour  $k_r = 0.2$  mm à faible nombre de Reynolds suivent la relation établie par Lecoanet [6] pour un jet d'eau impactant un bloc de glace lisse :

$$Nu_0 \propto Re^{0.57}.$$

Ce qui indique que l'écoulement se comporte comme si la surface était lisse tant que  $k_r = 0.2$  mm et  $Re < Re_c$ .

Selon la Figure 6, la valeur de  $Nu_0$  obtenue pour les expériences à  $k_r = 0.2$  mm augmente considérablement à partir d'une valeur critique  $Re_c$  de  $Re$ . Les points expérimentaux semblent rejoindre les points obtenus pour des valeurs de  $k_r$  plus élevées lorsque  $Re > Re_c$ , ce qui entraîne une nouvelle dynamique vérifiant  $Nu_0 \simeq 0.0068 Re$ , c'est le "régime rugueux".

La valeur obtenue pour  $Re_c$  est :

$$Re_c(k_r = 0.2 \text{ mm}) = (9.5 \pm 1.1) \times 10^4.$$

Elle est définie comme la moyenne entre la valeur expérimentale maximale de  $Re$  pour observer le régime lisse  $Re_{max,lisse}(k_r = 0.2 \text{ mm}) = 93.6 \times 10^3$  et la valeur expérimentale minimale de  $Re$  pour observer le régime rugueux  $Re_{max,rugueux}(k_r = 0.2 \text{ mm}) = 97.7 \times 10^3$ .

Il semble que la transition entre le régime lisse et le régime rugueux dépende à la fois de  $Re$  et de  $k_r$ . L'hypothèse formulée est que la rugosité déstabilise la couche limite en proche de paroi, ce qui provoque une augmentation de la turbulence et donc une augmentation des transferts thermiques. La validité de cette hypothèse est en cours de vérification.

## 5. Conclusion

Dans cette étude l'effet de la rugosité de la surface impactée lors de son ablation par un jet à surface libre a été clarifié. Un régime d'ablation différent a été mis en évidence lorsque la taille caractéristique de la rugosité et le nombre de Reynolds sont suffisamment importants.

Le régime d'ablation rugueux observé présente des vitesses d'ablation plus élevées que le régime lisse décrit par Lecoanet [6]. Il a notamment été montré que  $Nu_0 \propto Re$  pour le régime rugueux, ce qui signifie que les transferts dépendent donc plus fortement de  $Re$  en régime

rugueux. La forme de cavité obtenue dans le régime rugueux est moins large et plus profonde que celle du régime lisse ce qui a aussi été observé par Gilpin [11].

Pour  $k_r = 0.2$  mm, lorsque la valeur de  $Re$  dépasse la valeur critique  $Re_c \sim 9,5 \times 10^4$ , Une transition du régime lisse vers le régime rugueux est observée.

## Références

- [1] François GAUCHÉ. “Generation IV reactors and the ASTRID prototype : Lessons from the Fukushima accident”. In : *Comptes Rendus Physique* 13.4 (2012), p. 365-371.
- [2] Alexandre LECOANET et al. “Ablation of a Solid Material by High Temperature Liquid Jet Impingement : An Application to Corium Jet Impingement on a Sfr Core-Catcher”. In : *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science* (juin 2021). ISSN : 2332-8975. DOI : 10.1115/1.4051448. URL : <http://dx.doi.org/10.1115/1.4051448>.
- [3] LA GABOUR et JH LIENHARD. “Wall roughness effects on stagnation-point heat transfer beneath an impinging liquid jet”. In : (1994).
- [4] M SAITO et al. “Melting attack of solid plates by a high temperature liquid jet—effect of crust formation”. In : *Nuclear engineering and design* 121.1 (1990), p. 11-23.
- [5] Itiro TANI et Hiroshi SATO. “Boundary-layer transition by roughness element”. In : *Journal of the Physical Society of Japan* 11.12 (1956), p. 1284-1291.
- [6] A. LECOANET et al. “Study of the ablation consecutive to jet impingement on a melt-table solid – Application to SFR core-catcher”. In : *Nuclear Engineering and Design* 377 (2021), p. 111147. ISSN : 0029-5493. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2021.111147>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029549321000996>.
- [7] Alexandre LECOANET et al. “Ablation D'un Bloc de Glace Transparente Par un Jet D'eau Chaude—Application à la Sûreté Des RNR-Na”. In : *Entropie* 20.4 (2020), p. 1-8.
- [8] Avrit ANTOINE et al. “Ablation of a Solid by an Immersed Jet”. In : (2023). DOI : 10.2139/ssrn.4515185. URL : <http://dx.doi.org/10.2139/ssrn.4515185>.
- [9] F. BERTRAND et al. “Status of severe accident studies at the end of the conceptual design of ASTRID : Feedback on mitigation features”. In : *Nuclear Engineering and Design* 326 (jan. 2018), p. 55-64. ISSN : 0029-5493. DOI : 10.1016/j.nucengdes.2017.10.019. URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.10.019>.
- [10] John H LIENHARD. “Heat transfer by impingement of circular free-surface liquid jets”. In : *18th National and 7th ISHMT-ASME, Heat and Mass Transfer Conference, Guwahati, India*. 2006.
- [11] R. R. GILPIN. “The Ablation of Ice by a Water Jet”. In : *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering* 2.2 (juin 1973), p. 91-96. ISSN : 0315-8977. DOI : 10.1139/tcsme-1973-0014. URL : <http://dx.doi.org/10.1139/tcsme-1973-0014>.

## Remerciements

Le projet ESFR-SIMPLE est financé par l’Union européenne dans le cadre de la convention de subvention 101059543. Les points de vue et opinions exprimés sont toutefois ceux des auteurs uniquement et ne reflètent pas nécessairement ceux de l’Union européenne. L’Union européenne ne peut en être tenue pour responsable.

# Modèle zonal d'un échangeur avec changement de phase : formulation big M pour l'optimisation

Alix UNTRAU<sup>1\*</sup>, Sabine SOCHARD<sup>1</sup>, Sylvain SERRA<sup>1</sup>, Jean-Michel RENEAUME<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (LaTEP), Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, Pau

\*(auteur correspondant : [alix.untrau@univ-pau.fr](mailto:alix.untrau@univ-pau.fr))

**Résumé** – Un modèle zonal est utilisé pour simuler le comportement d'un échangeur de chaleur en régime permanent avec potentiel changement de phase des deux fluides selon l'énergie échangée, sur le logiciel d'optimisation GAMS. Le modèle est formulé comme un problème d'optimisation non linéaire en variable mixtes (MINLP), dont les variables binaires qualifient l'existence d'une zone d'échange entre fluides à différents états (liquide, liquide/vapeur ou vapeur). Des corrélations empiriques sont utilisées pour le calcul des coefficients de transfert pour chaque phase. Le modèle est testé sur plusieurs cas d'étude considérant uniquement des corps purs, et validé avec des données de la littérature. La formulation permettra de l'utiliser pour des études d'optimisation par la suite.

## Nomenclature

A	aire d'échange, m <sup>2</sup>	w	taux de vaporisation
Bo	nombre d'ébullition	y	variable binaire
Cp	capacité thermique, J. kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
D	diamètre, m	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
G	flux massique, kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>	$\mu$	viscosité, Pa.s
h	coefficient d'échange thermique, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
k	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> . K <sup>-1</sup>	c	courant chaud
L	chaleur latente, J.kg <sup>-1</sup>	e	entrée
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	eq	équivalent
M	grand scalaire	f	courant froid
Nu	nombre de Nusselt	hyd	hydraulique
Pr	nombre de Prandtl	l	liquide
$\dot{Q}$	puissance thermique échangée, W	s	sortie
Re	nombre de Reynolds	v	vapeur
T	température, K	z	zone
U	coefficent de transfert global, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>		

## 1. Introduction

Les échangeurs de chaleur co-axiaux à contre-courant sont fréquemment utilisés dans les systèmes thermiques. L'échange de chaleur est amélioré lorsqu'un changement de phase se produit, les évaporateurs et condenseurs font donc l'objet d'un intérêt accru. Cependant, la modélisation précise et rapide de tels échangeurs, permettant de déterminer les températures de sortie de chaque courant ainsi que l'énergie échangée, reste un défi, en particulier lorsque les deux courants peuvent changer de phase.

En régime permanent, le modèle à un seul nœud est couramment utilisé pour des échangeurs de chaleur sensible. Lorsqu'un changement de phase a lieu, le modèle zonal est privilégié afin de considérer différents coefficients de transfert selon l'état du fluide. L'échangeur est alors divisé en plusieurs zones selon l'état de chaque fluide (liquide, vapeur ou diphasique). Le transfert de chaleur est ensuite modélisé dans chaque zone avec le modèle à un seul nœud [1]. Ce modèle a également été adapté pour des études en régime dynamique (Moving Boundary Model). Une autre approche consiste à diviser l'échangeur en nombreux segments (modèles

multinode ou volumes finis) pour améliorer la précision des résultats. Cependant cette approche requiert des temps de calcul beaucoup plus longs que le modèle zonal [2].

Ces modèles traditionnellement utilisés requièrent des structures conditionnelles pour évaluer l'existence des différentes zones d'échange, entre les deux courants présents sous différentes phases, ce qui limite leur intégration à des problèmes d'optimisation plus larges. De rares travaux ont tenté de répondre à cette problématique. Un réseau d'échangeurs avec potentiel changement de phase a été optimisé dans [3] mais chaque échangeur ne comporte qu'un seul nœud et emploie un coefficient d'échange moyen pour représenter les différentes phases. Un échangeur multi-courant avec potentiel changement de phase a été optimisé dans [4] mais le coefficient de transfert global entre les fluides n'est pas étudié.

Il semble qu'il n'existe actuellement dans la littérature aucun modèle d'échangeur avec potentiel changement de phase des deux côtés, adapté à l'optimisation numérique et utilisant des corrélations pour modéliser précisément les transferts convectifs dans chaque phase. Le modèle proposé dans cette étude vient compléter ce manque.

## 2. Modèle zonal

Le modèle développé représente un échangeur de chaleur co-axial à contre-courant, avec potentiel changement de phase des deux fluides. Un modèle zonal est implémenté pour calculer les températures de sortie des deux courants et l'énergie échangée, pour un design d'échangeur fixé avec une aire d'échange connue. La longueur de l'échangeur est divisée en segments selon les phases en présence. Plusieurs configurations sont possibles, la Figure 1 en présente un exemple, en 2D axisymétrique. Dans cet exemple, le courant chaud entre à l'intérieur de l'échangeur co-axial à l'état de vapeur surchauffée, se condense et sort à l'état liquide sous-refroidi, tandis que le courant froid entre à l'état liquide sous-refroidi, s'évapore et sort à l'état de vapeur surchauffée. Selon les températures et états des deux fluides, la configuration peut changer. En particulier, une zone peut ne pas exister. Par exemple, si le courant froid sur la Figure 1 sort à l'état diphasique, alors la zone 5 n'existe pas. Les zones n'ont donc pas d'états associés prédéfinis et leur nombre est compris entre 1 et 5. Les paragraphes suivants présentent l'élaboration du modèle adapté à l'optimisation.

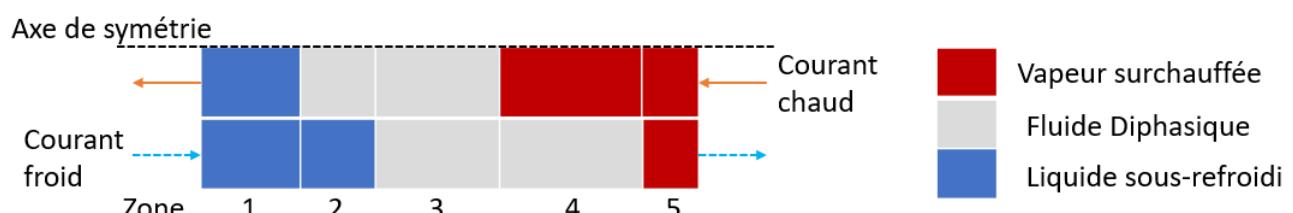


Figure 1 : Exemple de configuration possible pour l'échangeur de chaleur

### 2.1. Hypothèses

Plusieurs hypothèses simplificatrices ont été adoptées pour développer le modèle zonal :

- Ecoulement piston
- Echangeur à contre-courant
- Régime permanent
- Orientation horizontale (force gravitationnelle négligeable)
- Géométrie cylindrique co-axiale avec une section de passage constante
- Pertes de charge négligeables
- Pas de pertes thermiques vers l'environnement

- Conduction thermique et transfert radiatif dans le fluide négligeables
- Résistance thermique de la paroi entre les deux fluides négligeable
- Propriétés thermophysiques constantes

## 2.2. Propriétés thermophysiques

Les propriétés thermiques des corps purs ont été déterminées avec le logiciel ProSim®. Dans cette étude, les propriétés sont supposées constantes et calculées à la température moyenne entre la température d'entrée du courant chaud et celle du courant froid.

## 2.3. Equations

En appliquant les hypothèses simplificatrices énoncées ci-dessus, les équations de conservation pour une zone donnée, nommée  $z$ , et pour chaque fluide, peuvent être simplifiées. Les symboles, indices et exposants utilisés dans les équations qui suivent sont listés dans la nomenclature. Le bilan d'énergie entre l'entrée et la sortie de chaque zone peut être écrit de la façon suivante, lorsque le fluide se trouve dans un état monophasique :

Courant chaud, resp. froid :

$$\dot{Q}_z = \dot{m}_c Cp_{c,z} (T_{c,z}^e - T_{c,z}^s), \quad \text{resp. } \dot{Q}_z = \dot{m}_f Cp_{f,z} (T_{f,z}^s - T_{f,z}^e) \quad (1)$$

Les capacités calorifiques à pression constantes  $Cp$  sont calculées en fonction de l'état du fluide dans chaque zone. Pour une zone avec un écoulement diphasique, le bilan d'énergie s'écrit comme suit :

Courant chaud, resp. froid :

$$\dot{Q}_z = \dot{m}_c L_c (w_{c,z}^e - w_{c,z}^s), \quad \text{resp. } \dot{Q}_z = \dot{m}_f L_f (w_{f,z}^s - w_{f,z}^e) \quad (2)$$

Pour un échangeur à contre-courant, l'équation suivante permet de relier la puissance échangée à l'aire de la surface d'échange :

$$\dot{Q}_z = A_z U_z \Delta T_{LM,z} \quad (3)$$

La différence de température logarithmique moyenne  $\Delta T_{LM,z}$  est calculée avec l'approximation de Chen [5] pour faciliter la convergence et éviter une singularité lorsque les deux fluides changent de phase dans la zone et ont donc une température constante (corps purs) :

$$\Delta T_{LM,z} = \left( \Delta T_{gauche,z} \cdot \Delta T_{droite,z} \cdot \frac{\Delta T_{gauche,z} + \Delta T_{droite,z}}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4)$$

Avec  $\Delta T_{gauche,z}$  et  $\Delta T_{droite,z}$  les différences de température à gauche et à droite de la zone d'échange respectivement. Cette approximation est valide lorsque les différences de températures à droite et à gauche sont du même ordre de grandeur, avec une erreur inférieure à 0,1%. En revanche, lorsque ces différences ne sont pas du même ordre de grandeur, l'erreur augmente à quelques pourcents.

Le coefficient de transfert global  $U_z$  dans la zone est calculé à partir des coefficients de transfert convectifs pour chaque fluide, les autres modes de transferts au sein du fluide et de la paroi étant négligés. Les aires des surfaces d'échange intérieure et extérieure, chacune en contact avec un des fluides, sont supposées suffisamment proches.

$$\frac{1}{A_z U_z} = \frac{1}{A_{c,z} h_{c,z}} + \frac{1}{A_{f,z} h_{f,z}}, \quad \frac{1}{U_z} \approx \frac{1}{h_{c,z}} + \frac{1}{h_{f,z}} \quad (5)$$

## 2.4. Corrélations pour les coefficients de transfert de chaleur

Les coefficients d'échange convectifs ont été calculés à partir de corrélations en fonction de l'état dans lequel se trouve le fluide dans chaque zone : monophasique, vapeur se condensant ou bien liquide s'évaporant.

### 2.4.1. Fluide monophasique

Pour les deux courants, qu'ils soient à l'état liquide ou vapeur, les coefficients de transferts sont calculés en fonction du régime d'écoulement, déterminés grâce au nombre de Reynolds. Dans les exemples traités dans cette étude, les nombres de Reynolds obtenus sont supérieurs à  $10^4$ , indiquant un régime d'écoulement turbulent.

La corrélation choisie est celle de Dittus-Boelter [6], qui est adaptée aux différences de températures faibles, ce qui est le cas dans les exemples traités. Cette corrélation nous fournit le nombre de Nusselt, qui est relié au coefficient de transfert convectif.

$$Nu_{D_{hyd}} = 0,023 Re^{0,8} Pr^n = \frac{hD_{hyd}}{k}, \quad Re > 10^4 \quad (6)$$

Les propriétés du fluide sont calculées pour l'état dans lequel il se trouve (liquide ou vapeur). L'exposant n dans l'Équation (6) dépend du profil de température dans l'échangeur : il vaut 0,3 pour un fluide se refroidissant (courant chaud c) et 0,4 pour un fluide se réchauffant (courant froid f).

### 2.4.2. Condensation

Pour évaluer le coefficient de transfert convectif du fluide chaud lorsqu'il se condense, la corrélation de Cavallini et Zecchin [7] a été employée :

$$Nu_{D_{hyd}} = 0,05 Re_{eq}^{0,8} Pr_l^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

Le nombre de Prandtl est calculé en utilisant les propriétés de la phase liquide. Un nombre de Reynolds équivalent est utilisé pour représenter l'écoulement diphasique, en utilisant le taux de vaporisation moyen du fluide dans la zone considérée  $w_z$ .

$$Re_{eq} = \frac{G_{eq} D_{hyd}}{\mu_l} \quad (8)$$

$$G_{eq} = G \left[ (1 - w_z) + w_z \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v} \cdot \frac{\mu_v}{\mu_l}} \right] \quad (9)$$

### 2.4.3. Ebullition

Le courant froid peut s'évaporer, la corrélation utilisée pour calculer le coefficient de transfert convectif dans cette situation est celle de Lazarek et Black [8], utilisant le nombre d'ébullition  $Bo$ . Cette corrélation fournit une bonne approximation du coefficient de transfert pour le fluide R290 utilisé dans les cas d'études présentés en partie 3, avec une déviation moyenne relative de -9,13% [9].

$$Nu_{D_{hyd}} = 30 Re^{0.857} Bo^{0.714} = \frac{hD_{hyd}}{k_l} \quad (10)$$

$$Bo = \frac{\dot{Q}_z}{GLA_z} \quad (11)$$

## 2.5. Résolution adaptée à l'optimisation

Le modèle est implémenté dans le langage GAMS qui est un langage de modélisation pour l'optimisation mathématique, en particulier pour les modèles linéaires, non linéaires et en variables mixtes de grande taille et complexité. Le défi dans le modèle d'échangeur avec changement de phase est le basculement d'un système d'équations algébriques à un autre en fonction des phases présentes dans chaque zone. Dans notre modèle, des variables binaires sont introduites et des inégalités écrites avec la méthode Big M [10] permettent le basculement, sans utiliser de structures conditionnelles que l'optimiseur ne pourrait pas gérer.

### 2.5.1. Données d'entrée

Les données d'entrée du problème sont les températures et taux de vaporisation en entrée, les débits massiques et les températures de changement de phase de chaque courant. La géométrie de l'échangeur (surface d'échange et diamètres hydrauliques) est connue. Les propriétés thermophysiques de chaque courant et pour chaque phase peuvent être calculées en amont et intégrées aux données d'entrée du problème.

### 2.5.2. Variables binaires et formulations Big M

Afin de basculer d'un système d'équation à un autre, la méthode Big M a été employée [10]. 6 variables binaires ont été introduites dans chaque zone : 3 par courant pour représenter les 3 états physiques possibles (liquide, diphasique, vapeur). La variable binaire peut prendre les valeurs de 1 (lorsque le courant est dans l'état indiqué par cette variable binaire) ou 0 (lorsque le courant est dans un autre état). Par exemple, si le courant chaud est à l'état de vapeur surchauffée dans la zone z de l'échangeur, la variable binaire associée à l'état vapeur du courant chaud,  $y_{c,v,z}$ , vaudra 1 tandis que celles associées à l'état diphasique ou liquide vaudra 0. Un courant ne peut se trouver que dans un unique état par zone.

Ces variables binaires sont ensuite utilisées pour activer le système d'équations adapté. La méthode Big M fait intervenir un grand scalaire M (grand par rapport aux autres termes dans l'équation). A titre d'exemple, voici les inégalités permettant de calculer la puissance échangée pour le courant chaud dans la zone z s'il se trouve à l'état vapeur :

$$-M(1 - y_{c,v,z}) + \dot{m}_c C p_{c,v,z} (T_{c,z}^e - T_{c,z}^s) \leq \dot{Q}_z \leq \dot{m}_c C p_{c,v,z} (T_{c,z}^e - T_{c,z}^s) + M(1 - y_{c,v,z}) \quad (12)$$

Lorsque  $y_{c,v,z}$  vaut 1, les termes faisant intervenir M s'annulent et la valeur de  $\dot{Q}_z$  est alors égale à  $\dot{m}_c C p_{c,v,z} (T_{c,z}^e - T_{c,z}^s)$ . En revanche, lorsque  $y_{c,v,z}$  vaut 0, la valeur de  $\dot{Q}_z$  est comprise entre une très petite valeur et une très grande valeur. Cela revient à désactiver cette contrainte. Cette méthode est utilisée pour les contraintes suivantes :

- Lier l'état physique aux températures : la phase liquide (resp. vapeur) existe si la température est inférieure (resp. supérieure) à la température de changement de phase. L'écoulement est diphasique dans une zone si les températures d'entrée et de sortie du courant sont égales à la température de changement de phase.
- Les bilans d'énergie comme pour l'Equation (12).
- L'attribution du coefficient d'échange convectif calculé avec la corrélation adaptée à l'état du fluide dans la zone.
- Le calcul des différences de températures à droite et à gauche de chaque zone.

Une variable binaire supplémentaire caractérise l'existence d'une zone d'échange. Si les deux courants ne passent pas par tous les états possibles dans l'échangeur, alors le modèle zonal comportera moins de 5 zones. Les zones non existantes seront toutes reportées du côté droit de l'échangeur. Des contraintes, écrites avec la méthode Big M elles-aussi, s'assurent qu'elles n'interviennent pas dans l'échange thermique : puissance échangée et aire nulles, températures et taux de vaporisation égaux en entrée et en sortie.

### 2.5.3. *Contraintes*

Des contraintes sont ajoutées pour assurer des résultats cohérents :

- Le sens de l'échange est garanti : le courant froid ne peut que se réchauffer tandis que le courant chaud ne peut que refroidir.
- La continuité des températures et taux de vaporisation à la frontière entre deux zones est imposée.
- Les transitions entre états se font toujours dans les ordres suivants : L-LV-V pour le courant froid ou V-LV-L pour le courant chaud, tout autre transition est interdite.
- Il n'est pas possible d'avoir un courant qui se trouve dans le même état physique dans plus de trois zones consécutives.
- L'aire totale de l'échangeur est égale à la somme des aires de chaque zone.

### 2.5.4. *Résolution*

Ce modèle a été développé pour s'intégrer à un modèle d'optimisation plus large, utilisant une fonction objectif adapté au problème (économique par exemple). Cependant, dans cette étude, le modèle est testé seul. Une fonction objectif fictive a donc été utilisée, visant à maximiser la puissance échangée dans l'échangeur de chaleur :

$$\max \dot{Q} \text{ avec } \dot{Q} = \sum_{z=1}^{z=5} \dot{Q}_z \quad (13)$$

Afin de faciliter la convergence du problème, toutes les variables sont initialisées à partir de valeurs moyennes pour les températures, coefficients d'échange, puissance échangée, aire d'échange et toute autre variable intervenant dans les corrélations présentées dans le paragraphe 2.4.

## 3. Résultats et discussions

Afin de valider le modèle ci-dessus, deux cas d'étude ont été traités, en considérant le même échangeur que celui étudié par [1], où la simulation est faite avec un modèle zonal et des coefficients de transfert constants. L'aire d'échange est de 3 m<sup>2</sup> et les deux fluides sont du n-Propane (R290). Les conditions opératoires sont détaillées dans le Tableau 1. Le système à résoudre compte 168 variables dont 35 variables binaires, et 441 contraintes.

	Débit massique $\dot{m}$ kg.s <sup>-1</sup>	Température d'entrée K	Pression bar	Température d'ébullition K
Courant chaud	0,01	340	20	330
Courant froid	0,01	285	10	300

Tableau 1 : Conditions opératoires des cas d'étude

### 3.1. Validation : coefficients de transfert thermique constants

Dans un premier temps, les mêmes coefficients de transferts constants que ceux choisis par [1] sont utilisés ( $100 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour le liquide et la vapeur et  $2000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour l'écoulement diphasique). Les résultats obtenus avec le code GAMS sont présentés sur la Figure 2. Un bon accord entre ces résultats et ceux obtenus par [1] (figure 6 (b) dans la référence [1]) est constaté : 5 zones sont obtenues et les profils de température des deux courants ont des allures similaires.

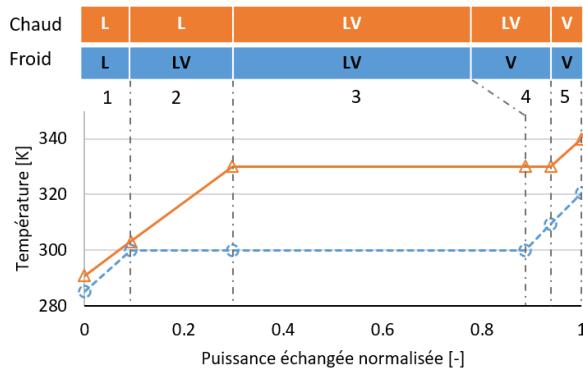


Figure 2 : Résultats avec  $h$  constants

secondes sur un ordinateur portable avec les caractéristiques suivantes : Intel Core i7-1065G7 1.3GHz. Les légères différences obtenues dans les températures de sortie et les tailles de chaque zone entre les deux études peuvent s'expliquer par des différences dans les valeurs des capacités thermiques et chaleurs latentes utilisées, ces valeurs n'étant pas précisées dans [1].

### 3.2. Coefficients de transfert thermique variables

Dans cette seconde étude, les coefficients de transfert thermiques sont calculés à l'aide des corrélations présentées dans la partie 2.4., ce qui nécessite les valeurs des diamètres hydrauliques. N'étant pas communiqués dans [1], une valeur de 0,01m est choisie pour les deux passages d'écoulement. Des valeurs de  $h$  différentes de celles utilisées dans la partie 3.1 sont obtenues dans chaque zone, présentées dans le Tableau 2 pour les courants chaud et froid.

Zone	1	2	3	4	5
$h_c (\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1})$	662	244	384	624	624
$h_f (\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1})$	635	635	2648	504	642

Tableau 2 : Coefficients d'échange obtenus avec les corrélations

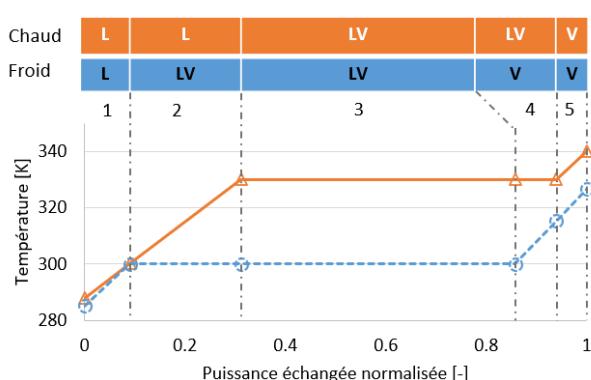


Figure 3 : Résultats avec  $h$  variables

Une comparaison des valeurs numériques a été conduite. Les valeurs de [1] sont récupérées directement sur le graphique avec une précision de 0,01 pour la puissance échangée normalisée et de 1K pour les températures. Les écarts maximaux constatés entre les deux études concernent le courant froid dans les zones 4 et 5 et s'élèvent à 3,5K environ, soit un écart relatif de 1%. Les positions des zones sur l'axe de la puissance échangée normalisée présentent des écarts inférieurs à 0,02. Le modèle développé dans cette étude est donc validé. Le temps de résolution est de 2

Cela conduit à des résultats de simulation légèrement différents, présentés sur la Figure 3. Les mêmes zones sont observées mais les profils de température sont légèrement différents. En particulier, le courant froid dans les zones 4 et 5 est environ 10K plus chaud que dans les résultats de [1], soit un écart d'environ 3%. De plus, la zone 4 est plus grande d'environ 5%. Enfin, les températures des deux courants entre les zones 1 et 2 sont très proches, avec moins de 1K d'écart. Ces différences peuvent être dues aux corrélations utilisées et aux valeurs des paramètres choisis.

Le temps de résolution est allongé à 3 secondes sur le même ordinateur. Cette étude confirme l'impact que les valeurs de  $h$  ont sur les résultats de modélisation de l'échangeur.

## 4. Conclusion

Dans cet article, un modèle zonal pour un échangeur coaxial à contre-courant avec changement de phase potentiel des deux fluides a été développé. Ce modèle a la particularité d'être adapté à l'optimisation numérique en remplaçant les tests conditionnels par des variables binaires et inégalités Big M. Des corrélations sont utilisées pour calculer le coefficient d'échange d'un fluide en fonction de son état. Le modèle a tout d'abord été validé avec des données de la littérature en considérant des coefficients d'échange constants. Puis, les corrélations ont été utilisées pour améliorer la modélisation du transfert thermique. De futurs travaux porteront sur l'utilisation de ce modèle pour optimiser le dimensionnement et le fonctionnement de l'échangeur. En perspective, le modèle pourrait être adapté à des fluides multi-constituants.

## Références

- [1] I. H. Bell, S. Quoilin, E. Georges, J. E. Braun, E. A. Groll, W. T. Horton, V. Lemort, A generalized moving-boundary algorithm to predict the heat transfer rate of counterflow heat exchangers for any phase configuration, *Applied Thermal Engineering*, 79 (2015), 192-201.
- [2] S. Bendapudi, J. E. Braun, E. A. Groll, A comparison of moving-boundary and finite-volume formulations for transients in centrifugal chillers, *International Journal of Refrigeration*, 31-8 (2008), 1437-1452.
- [3] J. M. Ponce-Ortega, A. Jiménez-Gutiérrez, I. E. Grossmann, Optimal synthesis of heat exchanger networks involving isothermal process streams, *Computers & Chemical Engineering*, 32-8 (2008), 1918-1942.
- [4] R. S. Kamath, L. T. Biegler, and I. E. Grossmann, Modeling Multistream Heat Exchangers with and without Phase Changes for Simultaneous Optimization and Heat Integration, *AICHE Journal*, 58-1 (2012), 190-204.
- [5] Chen, J.J.J, Comments on improvements on a replacement for the logarithmic mean. *Chemical Engineering Science*, 42 (1987), 2488–2489.
- [6] F. W. Dittus et L. M. K. Boelter, Heat transfer in automobile radiators of the tubular type, *University of California Publications In Engineering*, 2 (1930), 443-461.
- [7] A. Cavallini et R. Zecchin, A dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation, *Proceedings of the 6<sup>th</sup> international heat transfer conference* (Tokyo 1974), Vol 3 309-313.
- [8] G. M. Lazarek et S. H. Black, Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25 (1982), 945-960.
- [9] M. ElFaham, C.C Tang, A Comparative Analysis of Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Coefficient and Correlations for Hydrocarbons and Ethanol. *Energies*, 16 (2023), 5931.
- [10] F. Glover, Improved linear integer programming formulations of nonlinear integer problems, *Management Science*, 22-4 (1975), 455-460.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude aux stagiaires qui ont participé à ce travail : Mohd Sabri, Vitor Farias da Silva, Paulo Renato Capato Santos et Fernanda Santana Bulhões.

# Impact du cisaillement liquide-vapeur sur un écoulement diphasique à film tombant dans un échangeur de chaleur à plaques d'une machine à absorption NH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O

Jana SLEIMAN<sup>1,2</sup>, Romain COLLIGNON<sup>1</sup>, Benoit STUTZ<sup>2</sup>, Hai Trieu PHAN<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Université Grenoble Alpes, CEA, LITEN, Campus INES  
73375 Le Bourget du Lac, France

<sup>2</sup>Université Savoie Mont Blanc, CNRS, LOCIE  
73376 Le Bourget du Lac, France  
\*(auteur correspondant : Haitrieu.PHAN@cea.fr)

**Résumé -** Cette étude s'inscrit dans le cadre du développement des machines à absorption NH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O compactes intégrant des échangeurs de chaleur à plaques et à films tombants. Elle contribue à améliorer un modèle numérique existant décrivant les transferts de masse et de chaleur dans ces échangeurs, en y intégrant les effets de cisaillement entre les écoulements liquide-vapeur. Ce nouveau modèle est appliqué à deux composants de la machine : le générateur et l'absorbeur. L'impact des hauteurs de confinement sur les épaisseurs de films tombants ainsi que sur les transferts de masse et de chaleur est analysé. L'apparition de l'engorgement est estimée et comparée à des corrélations existantes dans la littérature.

## Nomenclature

$\dot{m}'$	débit massique par unité de largeur, kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$g$	accélération gravitationnelle, m.s <sup>-2</sup>
$P$	pression, Pa
$u$	vitesse moyenne, m.s <sup>-1</sup>
$j$	vitesse superficielle, m.s <sup>-1</sup>
$j^*$	vitesse superficielle adimensionnelle
$W$	largeur du canal rectangulaire, m
$e$	hauteur du canal rectangulaire, m
$L_c$	longueur caractéristique, m
Bo	nombre de Bond
Bo*	nombre de Bond modifié

<i>Symboles grecs</i>	
$\mu$	viscosité dynamique, kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$\lambda$	coefficient de perte de charge
$\delta$	épaisseur de film, m
$\tau$	contrainte de cisaillement, N.m <sup>-2</sup>
$\sigma$	tension de surface, N.m <sup>-1</sup>

<i>Indices et exposants</i>	
$L$	liquide
$V$	vapeur
$i$	interface

## 1. Introduction

Face à l'élévation des températures mondiales, la demande en climatisation a connu une croissance exponentielle à l'échelle globale [1]. Les climatiseurs traditionnels, fonctionnant par compression mécanique, ont répondu à cette demande, induisant une augmentation significative de la consommation d'électricité. Selon l'Agence internationale de l'énergie (IEA) [1], environ 20% de la consommation mondiale d'électricité dans les bâtiments est attribuée aux climatiseurs et aux ventilateurs, générant des émissions substantielles de gaz à effet de serre et de CO<sub>2</sub>. Une alternative prometteuse réside dans l'adoption des machines à

absorption, qui opèrent avec des sources de chaleur abondantes et durables, telles que le rayonnement solaire ou la chaleur fatale industrielle. Les machines à absorption utilisant le couple ammoniac/eau ( $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$ ) présentent l'avantage de pouvoir fonctionner sur une très large gamme de température et de ne pas avoir de problème de cristallisation [2]. Néanmoins, un inconvénient notable dans l'utilisation de ce couple réside dans la forte volatilité de l'eau. Cette volatilité se traduit par la présence de traces résiduelles d'eau dans le réfrigérant vapeur issu du générateur, réduisant l'efficacité du système. Pour remédier à ce problème, un rectifieur est généralement utilisé, engendrant une augmentation des coûts de fabrication et une diminution de la compacité du système.

En vue de développer des machines à absorption plus compactes et plus économiques, Wirtz et al. [3] ont proposé de combiner le générateur et le rectifieur au sein d'un même composant, un générateur combiné, permettant à la fois la génération et la purification de la vapeur. Afin de comprendre les transferts de masse et de chaleur au sein de ce nouveau composant, un modèle numérique 1D a été développé et validé par des mesures expérimentales [3,4]. Le modèle ne tient pas compte des interactions hydrodynamiques entre les écoulements liquide et vapeur, et n'est de fait applicable que pour des régimes d'écoulements laminaires dans un canal à faible confinement. Cependant, dans des configurations de géométries confinées, cette hypothèse n'est plus valide. L'effet du cisaillement de la vapeur impacte la distribution du film liquide dans le canal, le profil de vitesse, l'épaisseur du film, l'amplitude des ondes interfaciales, ainsi que les conditions d'engorgement. Il influence également les transferts de masse et de chaleur [5].

En configuration co-courant, le film liquide et la vapeur s'écoulent dans la même direction. Le cisaillement de la vapeur entraîne une réduction de l'épaisseur moyenne du film [6]. À l'inverse, en écoulement contre-courant, il provoque une augmentation de l'épaisseur moyenne du film [7]. Concernant les ondes interfaciales, les écoulements où le nombre de Reynolds de la vapeur est élevé (i.e. pour les forts cisaillements) ont tendance à diminuer leur amplitude en écoulement co-courant [8], tandis qu'en écoulement contre-courant, ils conduisent à une augmentation de leur amplitude [9], contribuant aux phénomènes d'engorgement [10].

La présente étude contribue au développement des machines à absorption compactes intégrant des échangeurs de chaleur à plaques et à films tombants, en s'appuyant sur les travaux antérieurs de Wirtz et al. [4]. Les effets du cisaillement sont introduits dans le modèle pour étudier les transferts de masse et de chaleur dans des configurations confinées. Le modèle est ensuite utilisé pour étudier les performances de deux composants de la machine à absorption : le générateur combiné (configuration contre-courant) et l'absorbeur (configuration co-courant). Une nouvelle approche pour estimer l'apparition des conditions d'engorgement dans des espaces confinés est suggérée, et les résultats sont comparés avec les corrélations existantes dans la littérature [10-13].

## 2. Modèle numérique

Considérons un canal vertical sur les parois duquel ruisselle un film liquide d'épaisseur ( $\delta$ ), subissant à son interface les effets de cisaillement d'un écoulement de vapeur. Par la suite, nous appellerons  $x$  la direction de l'écoulement (verticale), et  $y$  la direction transverse à l'écoulement. L'épaisseur du film liquide sans perturbation interfaciale ( $\delta$ ) peut être aisément calculée en résolvant l'équation de Navier-Stokes en présence d'un gradient de pression axial et d'un cisaillement ( $\tau_i$ ) à son interface (1)

$$\frac{\delta^2}{\mu_L} \left( \frac{((\rho_L - \rho_V) \cdot g - \frac{\partial P}{\partial x}) \cdot \delta}{3} + \frac{\tau_i}{2} \right) = \frac{\dot{m}'}{\rho_L} \quad (1)$$

Avec ( $\frac{\partial P}{\partial x}$ ) le gradient de pression le long de l'écoulement, ( $\dot{m}'$ ) le débit de film par unité de largeur.

L'impact du film liquide sur l'écoulement vapeur est estimé à l'aide des corrélations de la littérature décrivant les pertes de charges dans les conduites et de la vitesse du liquide à l'interface. La contrainte de cisaillement interfaciale ( $\tau_i$ ) est reliée au gradient de pression ( $\frac{\partial P}{\partial x}$ ) le long du canal via l'équation (2)

$$\tau_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{4} \cdot \rho_v \cdot (u_v - u_i) \cdot |u_v - u_i| \quad (2)$$

Avec ( $u_i$ ) la vitesse du liquide à l'interface liquide-vapeur, ( $u_v$ ) la vitesse débitante de la vapeur, et ( $\lambda$ ) le coefficient de perte de charge dans l'écoulement de vapeur. Le calcul du coefficient de perte de charge régulière et de la vitesse débitante du gaz tiennent compte de la réduction de la section de passage induite par la présence du film liquide.

Pour résoudre ce système d'équations non linéaires, une procédure itérative est mise en œuvre. Une première épaisseur de film est calculée sans cisaillement ni gradient de pression (solution de Nusselt). Elle permet de calculer une première vitesse interfaciale à l'aide du profil de vitesse dans le film liquide puis une première estimation de la contrainte interfaciale via l'équation (2). Une nouvelle épaisseur de film peut être estimée via l'équation (1). Ce processus itératif est répété jusqu'à la convergence des calculs ( $\left| \frac{\tau_{inouveau} - \tau_{iancien}}{\tau_{iancien}} \right| < 10^{-7}$ ).

L'épaisseur de film tombant obtenu permet d'estimer l'impact du cisaillement sur l'épaisseur de film moyen. Ce modèle analytique a été intégré au modèle décrivant les transferts de masse et de chaleur au sein des échangeurs à films tombants des machines à absorption [4] avant d'être appliqué à un générateur combiné et à un absorbeur. Les conditions opérationnelles à l'entrée des deux échangeurs de chaleur sont choisies en fonction des conditions de fonctionnement d'un prototype de machine à absorption de 5 kW de production de froid précédemment étudié [14].

Outre la modification de l'épaisseur de film moyen ( $\delta$ ), le cisaillement impacte également l'amplitude des ondes de surface à l'interface liquide-vapeur [9] et modifie les conditions d'apparition de l'engorgement. L'engorgement survient lorsque ces ondes obstruent suffisamment l'écoulement de vapeur pour provoquer l'entraînement de liquide dans l'écoulement de vapeur, empêchant une partie du débit de solution de s'écouler dans le composant. L'estimation de l'apparition de l'engorgement revêt une importance particulière car elle impose des restrictions opérationnelles.

Le début de l'engorgement dans des canaux rectangulaires confinés est estimé grâce à un processus itératif. La hauteur maximale des ondes inertielles correspondant à l'épaisseur maximale locale du film ( $\delta_{max}$ ) est estimée comme étant égale à 2,5 fois l'épaisseur moyenne du film en configuration contre-courant [8]. ( $\delta_{max}$ ) est ensuite comparé à la hauteur du canal (e). Si la hauteur de la crête des ondes dépasse  $e/2$ , le débit de vapeur correspondant est identifié comme étant celui correspondant au début de l'engorgement. Dans les hypothèses du modèle, on s'attend à ce que l'engorgement se produit, à l'entrée du canal où les débits de liquide et de vapeur sont à leur maximum. L'épaisseur moyenne du film est calculée en utilisant le modèle décrit ci-dessus, en fonction des débits impliqués. Le débit de liquide est gouverné par les conditions de fonctionnement. Le débit de vapeur conduisant à l'engorgement est déterminé à partir de ce processus itératif, en fonction du débit de liquide et de la hauteur du canal. Le début de l'engorgement prédit par cette approche est comparé aux prédictions des corrélations de la littérature.

Pour prédire le début de l'engorgement, les corrélations élaborées dans la littérature [10-13], applicables à des canaux rectangulaires, s'appuient sur l'équation de type-Wallis suivante :

$$j_V^{*0.5} + m j_L^{*0.5} = C \quad (3)$$

Où ( $C$ ) et ( $m$ ) sont des constantes déterminées à partir de résultats expérimentaux. ( $j_V^*$ ) et ( $j_L^*$ ) représentent respectivement les vitesses superficielles adimensionnelles de la phase vapeur et de la phase liquide. Pour une phase donnée (k), cela est exprimé par :

$$j_k^* = j_k \left[ \frac{\rho_k}{g L_c (\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5}; k = L \text{ ou } V \quad (4)$$

Avec  $j_k$  la vitesse superficielle de la phase k (correspondant au produit de la vitesse moyenne de la vapeur ( $u_V$ ) et de la section de passage relative de la vapeur dans un canal), et  $L_c$  la longueur caractéristique. La différence entre les différentes corrélations réside dans leur évaluation de ( $C$ ) et ( $m$ ), ainsi que dans leur sélection de la longueur caractéristique  $L_c$ . Le tableau 1 récapitule les expressions empiriques de ( $C$ ) et ( $m$ ) ainsi que l'expression de la longueur caractéristique ( $L_c$ ) utilisés dans les différentes corrélations.

Ref.	$C$	$m$	$L_c$
Biton et al. [10]	$C = 0.98 Bo^{-0.07}$ , $Bo = \frac{L_c^2(\rho_L - \rho_V)g}{\sigma}$	$m = 0.3 + 0.019 Bo^{*0.69}$ , $Bo^* = \frac{We(\rho_L - \rho_V)g}{\sigma}$	largeur du canal rectangulaire W
Drosos et al. [13]	1.136	0.708	hauteur du canal rectangulaire e
Sudo et al. [12]	$C = 0.66 \left( \frac{e}{W} \right)^{-0.25}$	$m = 0.5 + 0.0015 Bo^{*1.3}$	hauteur du canal rectangulaire e
Oskabe & Kawasaki [11]	0.58	0.8	largeur du canal rectangulaire W

Tableau 1 : Estimation de  $C$ ,  $m$  et  $L_c$  de la littérature

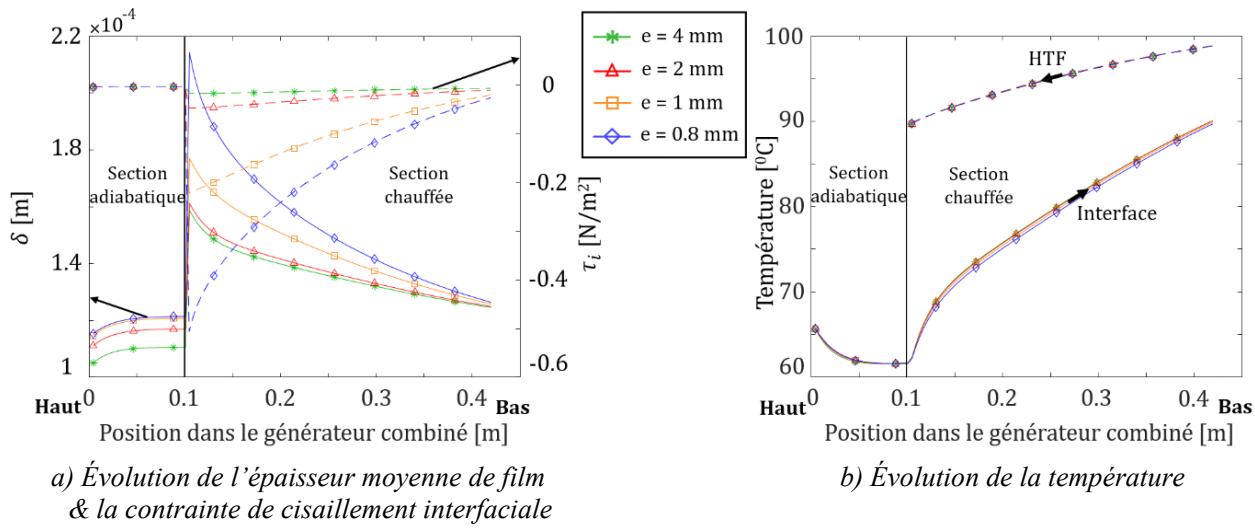
### 3. Résultats

#### 3.1. Configurations d'écoulement à co et contre-courant

##### 3.1.1. Générateur combiné

Le générateur combiné, décrit dans l'article de Wirtz et al. [3], est constitué de deux parties distinctes: une section adiabatique comprenant 28 plaques espacées de 4 mm, suivie d'une section chauffée avec 15 plaques où le fluide caloporteur (HTF) et la solution alternent entre ces plaques. Les plaques adiabatiques sont placées perpendiculairement aux plaques chauffées dans l'échangeur. L'introduction de la solution NH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O se fait au sommet de l'échangeur où elle se répand sur les plaques adiabatiques, initiant le processus de rectification. À la sortie des plaques adiabatiques, la solution ruisselle sur les plaques chauffées, déclenchant le processus de désorption. La vapeur générée dans la section chauffée s'écoule vers le haut, en direction opposée au film liquide. Les 7 plaques dédiées à la solution NH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O intègrent des canaux verticaux carrés de côté fixé à 4 mm pour assurer des interactions hydrodynamiques négligeables à l'interface liquide-vapeur, avec 30 canaux sur chaque plaque. Dans le cadre de cette étude, visant le développement d'échangeurs de chaleur compacts, diverses hauteurs de canal (e) (i.e. espacement entre les plaques) sont testées : 4, 2, 1 et 0.8 mm. Ces tests

permettent d'explorer l'influence de la contrainte de cisaillement de la vapeur sur l'écoulement. Les figures 1a et 1b illustrent les variations de l'épaisseur moyenne de film, de la contrainte de cisaillement interfaciale et des températures le long du générateur combiné pour ces différentes hauteurs.



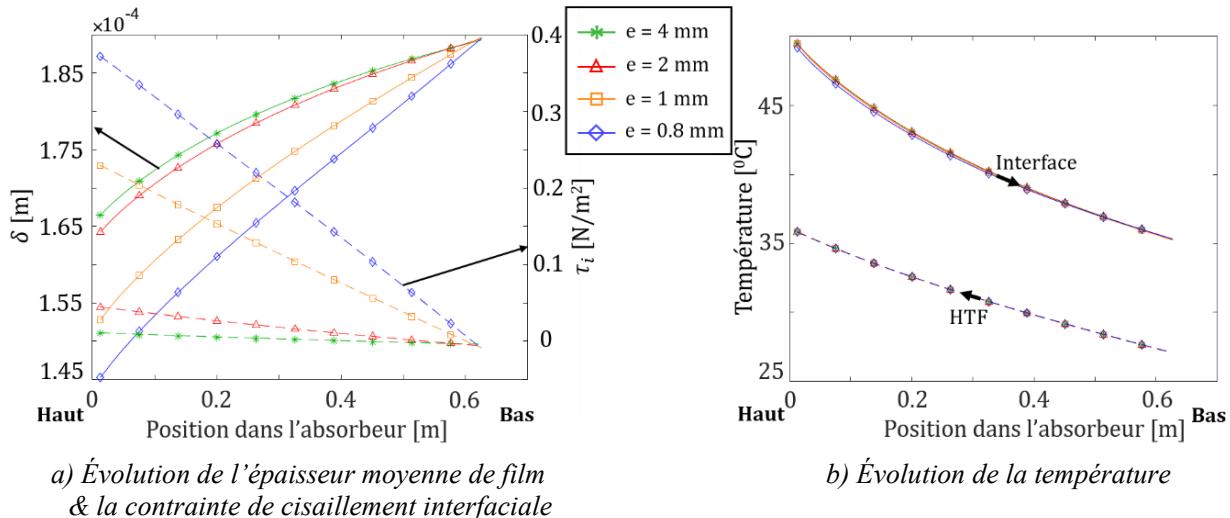
**Figure 1-** Évolution de l'épaisseur moyenne de film, de la contrainte de cisaillement interfaciale et des températures le long du générateur combiné pour différentes hauteurs allant de 4 à 0.8 mm. Les flèches dans la figure 1b indiquent les directions de circulation des flux.

Dans la section adiabatique, un espacement constant de 4 mm a été maintenu entre les plaques. La largeur des plaques adiabatiques est adaptée pour s'aligner avec le rétrécissement des hauteurs des canaux de la section chauffée. Comme illustré sur la figure 1a, pour tous les cas, l'épaisseur moyenne du film augmente le long de la section adiabatique en raison de l'absorption de vapeur, avec une contrainte de cisaillement interfaciale négligeable. En revanche, dans la section chauffée, l'épaisseur moyenne du film diminue le long de la plaque en raison de la désorption de la vapeur, accompagné d'une diminution de la contrainte de cisaillement interfaciale (le débit de vapeur augmentant dans la direction de l'écoulement de la vapeur, contraire à l'écoulement de liquide). La contrainte de cisaillement interfaciale presque négligeable observée dans la section adiabatique confirme l'hypothèse de Wirtz et al. [4]. L'augmentation de l'épaisseur moyenne du film dans cette partie lors de la transition de 4 à 0.8 mm peut être attribuée à la réduction de la section de passage avec la diminution de la taille de l'échangeur. La section chauffée, quant à elle, présente une augmentation significative de ( $\tau_i$ ) lorsque la hauteur du canal passe de 4 à 0.8 mm. Le signe négatif de ( $\tau_i$ ) indique la configuration à contre-courant, où la contrainte de cisaillement s'oppose à l'écoulement du film liquide. Dans cette configuration, l'augmentation de la norme du taux de cisaillement ( $\tau_i$ ) entraîne une augmentation de l'épaisseur moyenne du film, comme le montre la figure 1a (~25% à l'entrée de la section chauffée). La figure 1b montre que l'augmentation de l'épaisseur du film due à la réduction de la hauteur du canal n'a pas d'effet significatif sur la distribution de la température de la solution à l'interface et du fluide caloporteur le long de la plaque. En conclusion, il est possible d'atteindre une compacité accrue du générateur (~25%) sans impacter les transferts de masse et de chaleur, car la puissance totale échangée avec le fluide caloporteur reste constante dans tous les cas.

### 3.1.2. Absorbeur

La géométrie proposée pour l'absorbeur reproduit celle de la section chauffée du générateur combiné, avec de plaques plus longues. Cette modification a pour objectif d'assurer une

absorption complète de la vapeur à la sortie de l'absorbeur. L'agencement de l'absorbeur suit un schéma d'écoulement co-courant [15], où à la fois le liquide et la vapeur s'écoulent vers le bas. Tout comme dans le générateur combiné, différentes hauteurs de canal sont testées : 4, 2, 1 et 0.8 mm. Les figures 2a et 2b illustrent les variations de l'épaisseur moyenne du film, de la contrainte de cisaillement interfaciale et des températures le long de l'absorbeur pour ces différentes hauteurs.



**Figure 2-** Évolution de l'épaisseur moyenne de film, de la contrainte de cisaillement interfaciale et des températures le long de l'absorbeur pour différentes hauteurs allant de 4 à 0.8 mm. Les flèches dans la figure 2b indiquent les directions de circulation des flux.

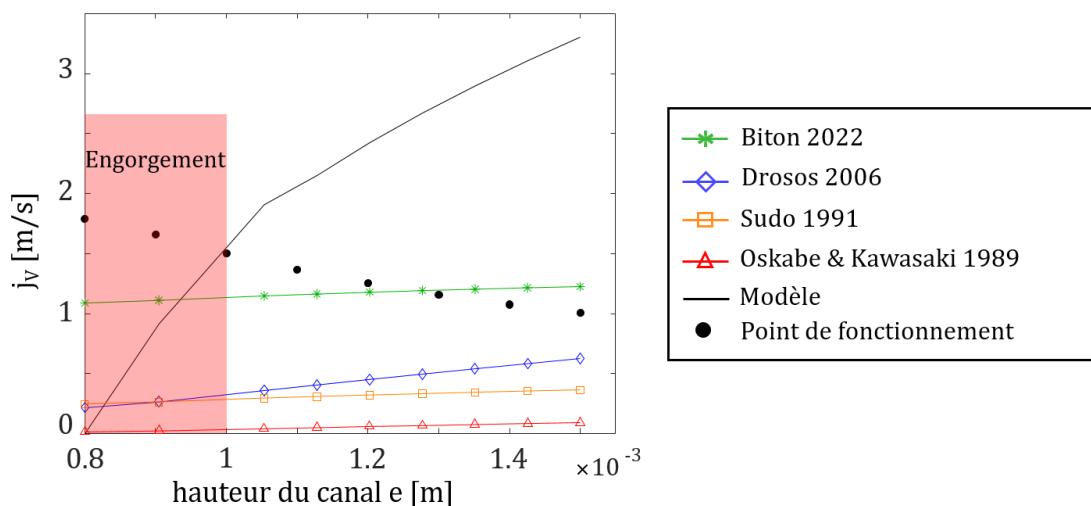
Comme illustré sur la figure 2a, pour tous les cas, on observe une augmentation de l'épaisseur moyenne du film le long de la plaque, attribuable en partie à l'absorption de vapeur, avec une diminution de la contrainte de cisaillement interfaciale. De plus, la transition de 4 à 0.8 mm s'accompagne d'une augmentation de la contrainte de cisaillement interfaciale entraînant une diminution de l'épaisseur moyenne du film, du fait de la configuration d'écoulement co-courant. De manière similaire au générateur combiné, la transition de 4 à 0.8 mm montre des changements de température presque négligeables pour le fluide caloporteur (HTF) et la solution à l'interface (figure 2b). La même conclusion peut être tirée pour l'absorbeur en termes de gain de compacité sans sacrifier les transferts dans l'échangeur de chaleur à plaques et à films tombants.

### 3.2. Prédiction de l'engorgement dans le générateur combiné

Comme mentionné précédemment, l'engorgement dans le générateur combiné devrait se produire à l'entrée des plaques chauffées. Étant donné que les transferts de masse et de chaleur ne sont pas affectés par la hauteur de canal, il est possible de déterminer l'apparition de l'engorgement en comparant la vitesse superficielle de la vapeur à celle correspondant au début de l'engorgement pour chaque hauteur de canal. La vitesse superficielle de la vapeur ( $j_V$ ) correspondant au début de l'engorgement est estimée à l'aide des corrélations de la littérature [10-13] et du modèle analytique d'engorgement proposé dans cette étude. Les résultats sont présentés dans la figure 3.

En première observation, la vitesse superficielle de la vapeur ( $j_V$ ) nécessaire pour atteindre le début de l'engorgement augmente avec l'augmentation de la hauteur de canal ( $e$ ), correspondant à une diminution du taux de confinement. La disparité entre les corrélations observées dans ce graphique a été soulignée dans une étude antérieure [10]. Les points noirs

sur la figure représentent la vitesse superficielle de vapeur ( $j_V$ ) prédictive à l'entrée de la section chauffée du générateur combiné pour chaque hauteur dans les conditions de fonctionnement du générateur combiné (section 3.1.1). L'engorgement devrait se produire lorsque la vitesse superficielle prédictive est supérieure à celle estimée par les corrélations. Les corrélations de Drosos [13], Sudo [12] et Oskabe & Kawasaki [11] prédisent l'engorgement dans toutes les configurations, alors qu'aucun engorgement n'a été observé dans les conditions nominales ( $e = 4 \text{ mm}$ ) [4]. La corrélation de Biton [10] prédit le début de l'engorgement pour une hauteur de canal de  $1,24 \text{ mm}$ , tandis que celle prédictive par le modèle développé dans cette étude est proche de  $1 \text{ mm}$ . Les prévisions d'engorgement seront comparées aux expériences dans un futur proche.



**Figure 3-** Comparaison entre les corrélations empiriques et le modèle développé pour le début de l'engorgement.

## 4. Conclusion

Dans cette étude, centrée sur l'exploration du confinement dans des échangeurs de chaleur à plaques et à films tombants dans les machines à absorption, le domaine d'application d'un modèle numérique précédemment développé décrivant les transferts de masse et de chaleur dans ces échangeurs a été étendu en intégrant les interactions hydrodynamiques entre les écoulements de liquide et de vapeur, rendant ainsi le modèle applicable aux géométries confinées. Le nouveau modèle numérique a été appliqué à deux composants de la machine à absorption : le générateur combiné et l'absorbeur. L'étude démontre le potentiel d'accroissement de la compacité des composants sans impact sur leurs performances. De plus, une approche a été proposée pour prédire le début de l'engorgement dans les configurations à contre-courant et a été comparée aux corrélations existantes de la littérature. Les résultats ont révélé que l'engorgement apparaîtra lorsque l'espacement entre les plaques de l'échangeur de chaleur est inférieur à un seuil d'environ  $1 \text{ mm}$ .

## Références

- [1] ‘The Future of Cooling: Opportunities for energy-efficient air conditioning’, IEA, 2018.
- [2] P. Srikririn, S. Aphornratana, and S. Chungpaibulpatana, ‘A review of absorption refrigeration technologies’, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 5, no. 4, pp. 343–372, Dec. 2001, doi: 10.1016/S1364-0321(01)00003-X.

- [3] M. Wirtz, B. Stutz, H. T. Phan, and F. Boudehenn, ‘Combined generator for an NH<sub>3</sub>–H<sub>2</sub>O absorption chiller’, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 196, p. 123311, Nov. 2022, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123311.
- [4] M. Wirtz, B. Stutz, H. T. Phan, and F. Boudehenn, ‘Numerical modeling of falling-film plate generator and rectifier designed for NH<sub>3</sub>—H<sub>2</sub>O absorption machines’, *Heat Mass Transf.*, vol. 58, no. 3, pp. 431–446, Mar. 2022, doi: 10.1007/s00231-021-03111-z.
- [5] C.-Y. Zhao, L.-W. Liang, D. Qi, W.-T. Ji, and W.-Q. Tao, ‘The effect of gas streams on the hydrodynamics, heat and mass transfer in falling film evaporation, absorption, cooling and dehumidification: A comprehensive review’, *Build. Environ.*, vol. 219, p. 109183, Jul. 2022, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.109183.
- [6] F. Tahir, A. Mabrouk, and M. Koç, ‘Influence of co-current vapor flow on falling film over horizontal tube’, *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 159, p. 106614, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2020.106614.
- [7] M. Li, Y. Lu, S. Zhang, and Y. Xiao, ‘A numerical study of effects of counter-current gas flow rate on local hydrodynamic characteristics of falling films over horizontal tubes’, *Desalination*, vol. 383, pp. 68–80, Apr. 2016, doi: 10.1016/j.desal.2016.01.016.
- [8] Y. Rivera, C. Berna, J. L. Muñoz-Cobo, A. Escrivá, and Y. Córdova, ‘Experiments in free falling and downward cocurrent annular flows – Characterization of liquid films and interfacial waves’, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 392, p. 111769, Jun. 2022, doi: 10.1016/j.nucengdes.2022.111769.
- [9] N. Kofman, S. Mergui, and C. Ruyer-Quil, ‘Expériences sur des films liquides tombants cisaillés par un contre-écoulement de gaz.’, *23ème Congrès Fr. Mécanique*, 2017.
- [10] A. Biton, E. Rabinovich, and E. Gilad, ‘Generalized correlation for onset flooding velocity in vertical channels’, *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 138, p. 106366, Nov. 2022, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2022.106366.
- [11] M. Osakabe and Y. Kawasaki, ‘Top flooding in thin rectangular and annular passages’, *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 15, no. 5, pp. 747–754, Sep. 1989, doi: 10.1016/0301-9322(89)90038-4.
- [12] Y. Sudo, T. Usui, and M. Kaminaga, ‘Experimental Study of Falling Water Limitation under a Counter-Current Flow in a Vertical Rectangular Channel : 1st Report, Effect of Flow Channel Configuration and Introduction of CCFL Correlation’, *JSME Int. J. Ser 2 Fluids Eng. Heat Transf. Power Combust. Thermophys. Prop.*, vol. 34, no. 2, pp. 169–174, 1991, doi: 10.1299/jsmeb1988.34.2\_169.
- [13] E. I. P. Drosos, S. V. Paras, and A. J. Karabelas, ‘Counter-current gas–liquid flow in a vertical narrow channel—Liquid film characteristics and flooding phenomena’, *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 32, no. 1, pp. 51–81, Jan. 2006, doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2005.07.005.
- [14] S. Braccio, H. T. Phan, M. Wirtz, N. Tauveron, and N. Le Pierrès, ‘Simulation of an ammonia–water absorption cycle using exchanger effectiveness’, *Appl. Therm. Eng.*, vol. 213, p. 118712, Aug. 2022, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.118712.
- [15] D. Triché, S. Bonnot, M. Perier-Muzet, F. Boudéhenn, H. Demasles, and N. Caney, ‘Experimental and numerical study of a falling film absorber in an ammonia-water absorption chiller’, *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 111, pp. 374–385, Aug. 2017, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.04.008.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) qui a financé les travaux de cette étude.

# Émissivité hémisphérique d'une cavité isotherme cylindrique ou rectangulaire

**Adrien BARTHÉLÉMY<sup>1,\*</sup>, Thomas VILLEMIN<sup>1,2</sup>, Vincent SCHICK<sup>1</sup>, Benjamin RÉMY<sup>1</sup>, Laura DEFLANDRE<sup>2</sup>, Élodie MOEBEL<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France.

<sup>2</sup> École des Mines de Nancy, Campus ARTEM, 92 rue Sergent Blandan, 54042 Nancy, France.

(\*auteur correspondant : adrien.barthelemy@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - L'étude porte sur la modélisation de l'émissivité hémisphérique apparente d'une cavité isotherme, de géométrie cylindrique ou rectangulaire. Le matériau de la cavité est supposé opaque à émission diffuse ; sa réflexion est diffuse ou spéculaire. Deux modélisations numériques de l'émissivité par MODRAY® et par Monte Carlo sont développées et donnent les mêmes résultats que les modèles analytiques de la littérature. Des modèles réduits en sont déduits, adaptés pour du calcul rapide d'ingénierie. Des mesures expérimentales corroborent la modélisation proposée.

**Mots-clés** : Émissivité ; Cavités cylindrique et rectangulaire ; Monte Carlo ; Identification de modèle ; Modèle réduit.

## Nomenclature

### Lettres latines

$d$	Profondeur de cavité, m
$\partial\mathcal{D}_h$	Surface de l'hémisphère
$f_r$	BRDF (fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle), sr <sup>-1</sup>
$F$	Facteur de forme
$\mathcal{F}$	Facteur de forme gris (multi-réflexions)
$h$	Hauteur de cavité rectangulaire, m
$k$	Paramètre de modèle réduit
$\hat{m}$	Espérance d'une variable aléatoire
$\vec{n}$	Vecteur normal à la surface
$N$	Nombre de rayons / simulations
$r$	Rayon de cavité cylindrique, m
$R$	Rayon d'hémisphère, m
$s$	Écart-type d'une variable aléatoire
$u$	Nombre aléatoire entre 0 et 1
$w$	Largeur de cavité rectangulaire, m
$X$	Variable aléatoire
$x$	Profondeur d'un point de la paroi latérale de la cavité, m

### Symboles grecs

$\alpha$	Absorptivité
$\delta$	Profondeur relative de cavité
$\tilde{\delta}$	Distribution de Dirac
$\Delta$	Profondeur relative caractéristique
$\varepsilon$	Émissivité
$\eta$	Puissance de modèle réduit (spéculaire)
$\rho$	Réflectivité
$\kappa$	Puissance de modèle réduit (spéculaire)
$\mu$	Coefficient de modèle réduit (spéculaire)
$\nu$	Coefficient de modèle réduit (spéculaire)
$\vec{\omega}$	Direction du rayon

### Indices et exposants

$\infty$	Cavité de profondeur infinie
cyl	Cavité cylindrique
di	Réflexion diffuse
e	Effective
$m$	Matériau de la cavité
$r$	Direction de réflexion
sp	Réflexion spéculaire

## 1. Introduction

L'étude est motivée par une problématique industrielle. Lors d'un procédé de fabrication, une charge en aluminium est chauffée par rayonnement dans un four sous vide à l'aide de dizaines de panneaux radiants. La charge présente deux types de surface : principalement de l'aluminium plein, dont l'émissivité hémisphérique totale est estimée à 0.15, et des cavités rectangulaires de dimensions variables également en aluminium. Les propriétés optiques de ces cavités sont mal

connues de l'industriel. Celui-ci souhaite améliorer la précision de son jumeau numérique {four + charge}, ce qui nécessite une compréhension fine du comportement radiatif des cavités.

L'objectif de l'étude est donc de modéliser l'émissivité apparente hémisphérique d'une cavité rectangulaire, l'*émissivité apparente* (hémisphérique ou directionnelle) d'une cavité étant l'émissivité de la surface fictive occupant l'ouverture de la cavité et ayant le même comportement radiatif. Le résultat utile pour l'industriel est un modèle réduit permettant le calcul rapide de l'émissivité apparente de la cavité en fonction de ses dimensions et de l'émissivité du matériau (constante sur l'intervalle spectral d'intérêt). Les hypothèses de travail sont :

- Atmosphère non participante dans et en dehors de la cavité
- Matériau opaque
- Matériau à émission diffuse
- Cavité isotherme

Si les deux premières hypothèses sont raisonnables pour l'application industrielle considérée, les deux suivantes sont plus discutables (émission peu diffuse de l'aluminium et écart de température jusqu'à 50 °C entre l'ouverture et le fond de la cavité). Elles permettent cependant de simplifier la modélisation. Par ailleurs, des mesures expérimentales indiquent que la réflexion de l'aluminium utilisé est 1/4 diffuse 3/4 spéculaire. Par conséquent, les deux cas extrêmes – réflexion purement diffuse ou purement spéculaire – seront abordés conjointement.

La figure 1a schématise la cavité rectangulaire, de profondeur  $d$ , avec une ouverture de hauteur  $h$  et de largeur  $w$ . Elle est composée d'un matériau d'émissivité  $\varepsilon_m$ . A la connaissance des auteurs, la littérature ne propose pas de modèle de l'émissivité apparente d'une telle cavité. Elle s'avère en revanche abondante pour la cavité cylindrique, très utilisée en tant que corps noir. Afin de confronter les résultats de l'étude à ceux de la littérature, le cas de la cavité cylindrique est donc également traité. De profondeur  $d$  et de rayon  $r$ , elle est schématisée par la figure 1b.

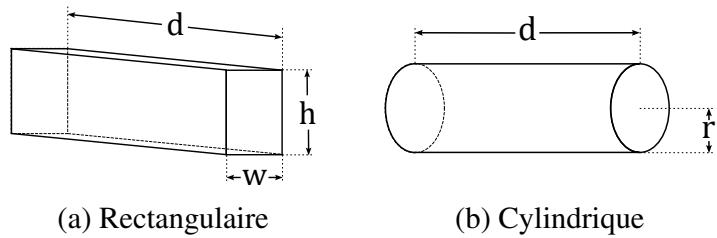


Figure 1 : Typologies de cavité

## 2. Modélisation analytique dans la littérature

### 2.1. Cavité cylindrique avec matériau à réflexion diffuse

Dès 1927, Buckley pose les bases de la modélisation physique de l'émissivité apparente d'une cavité cylindrique avec réflexion diffuse du matériau. Via des radiosités, il obtient deux équations intégrales couplées donnant l'émissivité effective d'un point de la paroi de la cavité [1]. La résolution analytique n'étant pas possible, des approximations sont nécessaires pour aboutir à un résultat. Initialement appliquée aux puits de lumière, la modélisation proposée sert rapidement au dimensionnement de corps noirs. En 1962, l'arrivée des ordinateurs permet une résolution numérique exacte par Sparrow, Albers et Eckert [2]. Ces derniers en déduisent alors l'émissivité hémisphérique apparente de la cavité via les équations (1) à (3).

$$\begin{aligned} \varepsilon_e(x) = & \varepsilon_m + (1 - \varepsilon_m) \int_{x'=0}^d \varepsilon_e(x') \frac{1}{2r} \left[ 1 - |x - x'| \frac{(x - x')^2 + 6r^2}{[(x - x')^2 + 4r^2]^{3/2}} \right] dx' \\ & + (1 - \varepsilon_m) \int_{r'=0}^r \varepsilon_e(r') \frac{2rr'(d - x)(r^2 + (d - x)^2 - r'^2)}{\left[ (r^2 + (d - x)^2 + r'^2)^2 - 4r^2r'^2 \right]^{3/2}} dr' \end{aligned} \quad (1)$$

$$\varepsilon_e(r') = \varepsilon_m + (1 - \varepsilon_m) \int_{x'=0}^d \varepsilon_e(x') \frac{2r^2(d-x') \left( r^2 + (d-x')^2 - r'^2 \right)}{\left[ (r^2 + (d-x')^2 + r'^2)^2 - 4r^2r'^2 \right]^{3/2}} dx' \quad (2)$$

$$\varepsilon_{cyl} = \frac{\varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m} \left[ 4 \int_{x'=0}^d (1 - \varepsilon_e(x')) dx' + 2 \int_{r'=0}^r r' (1 - \varepsilon_e(r')) dr' \right] \quad (3)$$

Une modélisation alternative aux équations intégrales couplées, portée successivement par Gouffé [3], Treuenfels [4] et Kholopov [5], passe par la somme infinie des multi-réflexions successives d'un rayonnement incident extérieur dans la cavité. Toutefois, cette seconde méthode utilise des approximations. Le tableau 1 regroupe quelques valeurs d'émissivité apparente calculées avec des modèles analytiques de la littérature. Un écart important existe entre les modèles à faible  $\varepsilon_m$ , qui correspond au cas d'intérêt pour l'industriel. Par la suite, le modèle proposé par [2] servira de référence pour la cavité cylindrique avec matériau à réflexion diffuse.

$\varepsilon_m = 0.15$				$\varepsilon_m = 0.50$				$\varepsilon_m = 0.85$				
$\delta = \frac{d}{r}$	[2]	[4]	[5]	Écart	[2]	[4]	[5]	Écart	[2]	[4]	[5]	Écart
0.1	0.173	0.167	0.173	3.5 %	0.538	0.532	0.537	1.1 %	0.867	0.866	0.866	0.1 %
0.5	0.258	0.245	0.257	5.0 %	0.657	0.648	0.654	1.4 %	0.914	0.913	0.913	0.1 %
1.0	0.343	0.329	0.340	4.1 %	0.743	0.736	0.739	0.9 %	0.942	0.940	0.941	0.2 %
5.0	0.558	0.425	0.494	23.8 %	0.836	0.807	0.819	3.5 %	0.962	0.960	0.960	0.2 %
10.0	0.576	0.426	0.500	26.0 %	0.838	0.808	0.820	3.6 %	0.963	0.960	0.960	0.3 %
25.0	0.577	0.426	0.500	26.2 %	0.838	0.808	0.821	3.6 %	0.963	0.960	0.960	0.3 %

Tableau 1 : Émissivité hémisphérique apparente de cavité cylindrique avec matériau à réflexion diffuse (modèles analytiques de [2], [4] et [5])

## 2.2. Cavité cylindrique avec matériau à réflexion spéculaire

La modélisation physique de l'émissivité apparente d'une cavité cylindrique avec réflexion spéculaire du matériau est considérée pour la première fois en 1954 par de Vos [6]. Dans son article, il va jusqu'à modéliser une réflexion intermédiaire entre diffus et spéculaire, et ce pour une cavité anisotherme. Néanmoins, son modèle est complexe et inadapté pour de l'ingénierie. En 1965, Lin et Sparrow proposent une autre approche qui donne l'équation (4) relativement simple pour la cavité cylindrique [7], avec  $\delta = d/r$ .

$$\varepsilon_{cyl} = \varepsilon_m + 2\delta\varepsilon_m^2 \sum_{n=1}^{\infty} \rho_m^n \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\delta}{n} \right)^2} - \frac{\delta}{n} \right] \quad (4)$$

Le tableau 2 donne des valeurs d'émissivité apparente issues du modèle analytique de [7]. Ce modèle servira de référence pour la cavité cylindrique avec matériau à réflexion spéculaire.

$\delta = \frac{d}{r}$	$\varepsilon_m = 0.15$	$\varepsilon_m = 0.50$	$\varepsilon_m = 0.85$
0.1	0.175	0.547	0.873
0.5	0.259	0.681	0.932
1.0	0.343	0.777	0.964
5.0	0.672	0.958	0.997
10.0	0.821	0.986	0.999
25.0	0.945	0.997	1.000

Tableau 2 : Émissivité hémisphérique apparente de cavité cylindrique avec matériau à réflexion spéculaire (modèle analytique de [7])

### 3. Modélisation numérique

#### 3.1. MODRAY®

Le logiciel MODRAY® est développé par l’École des Mines de Paris. Il permet le calcul de facteurs de transfert radiatifs entre des surfaces opaques grises en prenant en compte les multi-réflexions diffuses ou spéculaires. Les facteurs de forme entre surfaces sont calculés par l’approximation des flux plans, puis les facteurs de forme gris en découlent via la méthode des revêtements. Davantage de détails sont disponibles dans la thèse de Ferrand [8].

Dans MODRAY®, le système de la figure 2 est construit, composé de la cavité (ici cylindrique) et d’un corps noir hémisphérique de rayon  $R$ , dont la base (non comptée dans l’hémisphère) est dans le même plan que l’ouverture de la cavité. A l’aide du logiciel, le facteur de forme gris  $\mathcal{F}$  de l’hémisphère vers la cavité est calculé (prise en compte des multi-réflexions à l’intérieur de la cavité). L’émissivité apparente  $\varepsilon_{cyl}$  est obtenue en divisant  $\mathcal{F}$  par le facteur de forme  $F = r^2/(2R^2)$  de l’hémisphère vers l’ouverture de la cavité. La même démarche est ensuite adaptée pour la cavité rectangulaire. Des résultats sont présentés aux sections 3.3. et 3.4.

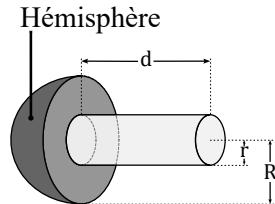


Figure 2 : Cavité cylindrique et hémisphère

#### 3.2. Monte Carlo

Le principe fondamental de cette méthode est d’évaluer une grandeur physique ( $m = \mathbb{E}[X]$ ) en réalisant un grand nombre  $N$  de simulations d’une variable aléatoire  $X$ . Pour chacune de ces simulations, la valeur  $x_i$  est retenue et l’estimation de l’espérance est obtenue en utilisant la moyenne empirique  $\hat{m}$  convergeant fortement vers  $m$ .

$$m = \mathbb{E}[X] \approx \hat{m} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (5)$$

La méthode de Monte Carlo est largement plébiscitée dans le domaine des transferts radiatifs [9]. En particulier, elle a été appliquée aux calculs de facteurs de forme dans des géométries plus ou moins complexes mais aussi pour des problèmes d’émissivités apparentes [10, 11]. Elle est ici appliquée à l’estimation de l’émissivité hémisphérique d’une cavité en adoptant un point de vue *reverse*. Ainsi, la grandeur évaluée est l’absorptivité effective ( $\alpha_e$ ) de la cavité, elle-même égale à l’émissivité d’après la loi de Kirchoff. Les événements possibles aux interfaces solides de la cavité sont une absorption ou une réflexion (spéculaire ou diffuse). Dans ce travail, les surfaces sont considérées purement diffuses ou spéculaires mais la prise en compte d’un matériau intermédiaire ne poserait aucun problème dans le cadre de cette méthode. Dans l’équation (6), la formulation intégrale de l’absorptivité apparente de la cavité est donnée directement.

$$\alpha_e = \int_{\partial\mathcal{D}_h} dS p_{\vec{X}}(\vec{x}) \int_{2\pi} d\vec{\omega} p_{\vec{\Omega}}(\vec{\omega}) \times \begin{cases} \mathcal{H}(\vec{\omega} \cap \partial\mathcal{D}_h) \times 0 + \\ \mathcal{H}(\vec{\omega} \not\cap \partial\mathcal{D}_h) \times \mathcal{J}(\vec{x}, \vec{\omega}) \end{cases} \quad (6)$$

avec  $\alpha_m = \varepsilon_m$  l’émissivité du matériau fixée et où le terme  $\mathcal{J}(\vec{x}, \vec{\omega})$  s’obtient par appels récursifs selon l’équation (7).  $f_r(\vec{\omega}, \vec{\omega}_r)$  est donnée par l’équation (8).

$$\mathcal{J}(\vec{x}, \vec{\omega}) = \frac{\mathcal{H}(u \leq \alpha_m)}{F} + \mathcal{H}(u > \alpha_m) \int_{2\pi} d\vec{\omega}_r f_r(\vec{\omega}, \vec{\omega}_r) |\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}| \times \begin{cases} \mathcal{H}(\vec{\omega}_r \cap \partial\mathcal{D}_h) \times 0 + \\ \mathcal{H}(\vec{\omega}_r \not\cap \partial\mathcal{D}_h) \mathcal{J}(\vec{x}_r, \vec{\omega}_r) \end{cases} \quad (7)$$

$$f_r(\vec{\omega}, \vec{\omega}_r) = \begin{cases} 1/\pi & \text{si réflexion diffuse} \\ \frac{\delta(\vec{\omega}-\vec{\omega}_r)}{|\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}|} & \text{si réflexion spéculaire} \end{cases} \quad (8)$$

L'algorithme correspondant à cette formulation intégrale est fourni par alg. 1. Le code de calcul présenté ici s'appuie sur la bibliothèque libre *Star-Engine* développée par la start-up **Méso-Star**.

---

**Algorithme 1 :** Évaluation de l'émissivité apparente par Monte Carlo
 

---

```

1 Initialiser  $\hat{m} = 0$  et  $s = 0$ 
2 for  $i = 1 : N$  do
3   Échantillonnage d'une position  $\vec{x} \in \partial\mathcal{D}_h$  et d'une direction  $\vec{\omega}$ 
4   test = True
5   while test do
6     if  $\vec{\omega} \cap \partial\mathcal{D}_h$  then
7        $x_i = 0$ 
8       test = False
9     else
10      Échantillonnage de  $u \in [0, 1]$ 
11      if  $u \leq \alpha_m$  then
12         $x_i = 1$ 
13        test=False
14      else
15        Échantillonnage d'une direction de réflexion  $\vec{\omega}_r$  (spéculaire ou diffuse) selon
16         $f_r(\vec{\omega}, \vec{\omega}_r)$ 
17         $\vec{\omega} = \vec{\omega}_r$  et on calcule la nouvelle position
    
```

---

17  $\hat{m} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i / F$  et  $s = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i / F)^2 - \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i / F) \right)^2}$

---

### 3.3. Cavité cylindrique

En appliquant les deux modélisations numériques présentées à la section 3.1. et à la section 3.2. à la cavité cylindrique, l'émissivité hémisphérique apparente est calculée pour  $\varepsilon_m$ ,  $r$  et  $d$  fixés. Le tableau 3 donne des valeurs pour une réflexion diffuse ou spéculaire, avec  $\delta = d/r$ .

$\delta \backslash \varepsilon_m$	MODRAY®						Monte Carlo ( $N = 10^6$ )					
	Diffus			Spéculaire			Diffus			Spéculaire		
	0.15	0.50	0.85	0.15	0.50	0.85	0.15	0.50	0.85	0.15	0.50	0.85
0.1	0.173	0.536	0.863	0.174	0.544	0.869	0.173	0.539	0.868	0.175	0.547	0.875
0.5	0.258	0.656	0.912	0.260	0.680	0.931	0.259	0.659	0.916	0.261	0.683	0.935
1.0	0.343	0.743	0.942	0.345	0.779	0.965	0.344	0.745	0.944	0.345	0.779	0.967
5.0	0.558	0.837	0.962	0.688	0.970	1.001	0.559	0.837	0.965	0.674	0.960	1.000
10.0	0.575	0.837	0.962	0.842	1.000	1.005	0.577	0.839	0.965	0.825	0.989	1.002
25.0	0.576	0.838	0.963	0.966	1.012	1.006	0.578	0.839	0.965	0.948	1.000	1.003

Tableau 3 : Émissivité hémisphérique apparente de cavité cylindrique (modèles numériques)

L'augmentation importante de l'émissivité apparente avec  $\delta$  est appelée "effet cavité" dans la littérature. Pour  $\varepsilon_m = 0.15$  et  $\delta = 5$ , la cavité dépasse déjà 0.50 d'émissivité apparente. Deux points importants sont à souligner : l'émissivité apparente pour une réflexion diffuse est inférieure à 1 même pour  $\delta = \infty$  (valeur asymptotique dépendant de  $\varepsilon_m$ ) et l'effet cavité est plus prononcé pour une réflexion spéculaire que pour une réflexion diffuse à partir de  $\delta = 5$ . Des valeurs excèdent 1 du fait de la précision numérique.

La figure 3 montre les résultats par MODRAY® et par Monte Carlo pour  $\varepsilon_m = 0.15$ . L'incertitude à 99 % vaut 0.002 pour Monte Carlo. Les valeurs obtenues sont en accord avec les références [2] (cf. tableau 1) et [7] (cf. tableau 2), avec un écart chez MODRAY® en spéculaire pour  $\varepsilon_m$  faible et  $\delta$  élevée : Monte Carlo sera donc préféré pour identifier les modèles réduits.

### 3.4. Cavité rectangulaire

En appliquant les deux modélisations numériques de la section 3.1. et de la section 3.2. à la cavité carrée, l'émissivité hémisphérique apparente est calculée pour  $\varepsilon_m$ ,  $w (= h)$  et  $d$  fixés. Le tableau 4 donne quelques valeurs pour une réflexion diffuse ou spéculaire, avec  $\delta = d/w$ . Les commentaires de la section 3.3. s'appliquent à nouveau ici. La figure 3 montre les résultats par Monte Carlo pour  $\varepsilon_m = 0.15$ . Des valeurs excèdent 1 du fait de la précision numérique.

$\delta \backslash \varepsilon_m$	MODRAY®						Monte Carlo ( $N = 10^6$ )					
	Diffus			Spéculaire			Diffus			Spéculaire		
	0.15	0.50	0.85	0.15	0.50	0.85	0.15	0.50	0.85	0.15	0.50	0.85
0.1	0.196	0.572	0.882	0.198	0.586	0.892	0.196	0.570	0.879	0.197	0.586	0.891
0.5	0.343	0.742	0.944	0.347	0.781	0.966	0.341	0.739	0.939	0.345	0.777	0.962
1.0	0.456	0.815	0.963	0.477	0.883	0.992	0.454	0.811	0.958	0.473	0.875	0.985
5.0	0.594	0.846	0.959	0.852	1.000	1.000	0.591	0.846	0.964	0.832	0.987	0.999
10.0	0.595	0.846	0.960	0.953	1.011	1.001	0.592	0.846	0.964	0.932	0.997	1.000
25.0	—	—	—	—	—	—	0.592	0.847	0.964	0.985	0.999	1.000

Tableau 4 : Émissivité hémisphérique apparente de cavité carrée (modèles numériques)

## 4. Modèles réduits

Cette section résume l'identification de modèles réduits pour les cavités cylindrique et carrée, en diffus et en spéculaire. La connaissance de  $\varepsilon_m$  et  $\delta$  permet de remonter simplement à l'émissivité hémisphérique apparente de la cavité voulue : les modèles réduits s'adressent donc à des calculs rapides d'ingénierie. L'identification est effectuée à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquardt en se basant sur les valeurs issues de Monte Carlo. Le modèle réduit pour une réflexion diffuse est décrit par les équations (9) à (11), construites de manière empirique ; l'équation (10) s'inspire de la formule établie dans la thèse de Pierre [12]. Les paramètres du modèle réduit sont donnés dans le tableau 5.

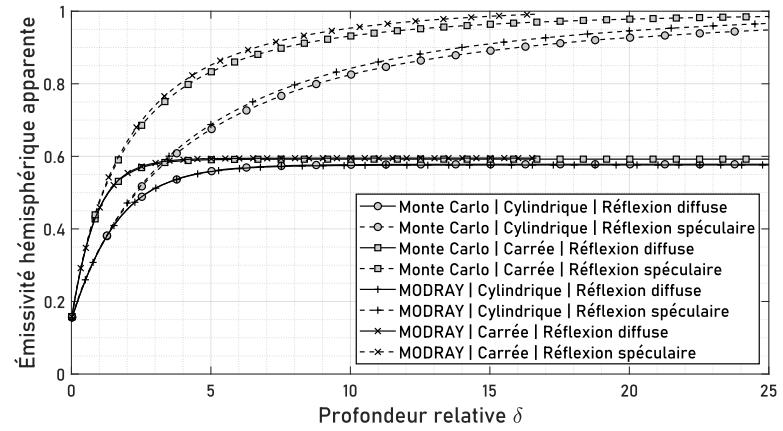


Figure 3 : Émissivité apparente de cavité pour  $\varepsilon_m = 0.15$  par MODRAY® et par Monte Carlo

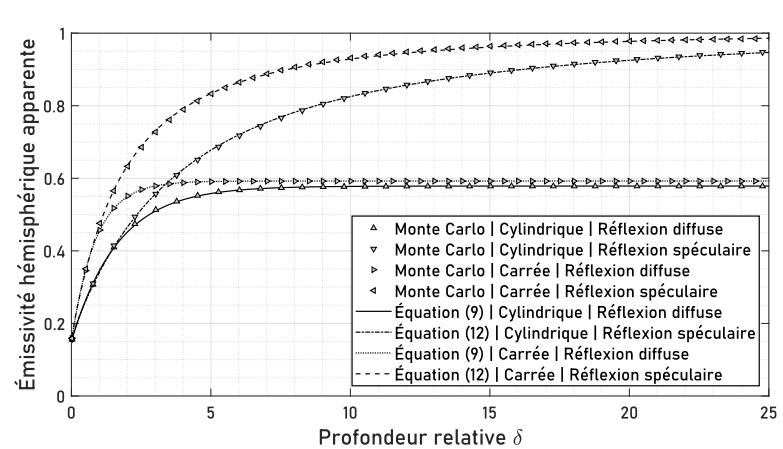


Figure 4 : Résultats des modèles réduits pour  $\varepsilon_m = 0.15$

$$\varepsilon_{\text{di}} = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon - \varepsilon_{\infty}) \exp^{-\delta/\Delta} \quad (9)$$

$$\varepsilon_{\infty} = \frac{(1 + k_1)\sqrt{\varepsilon_m}}{k_1 + \sqrt{\varepsilon_m}} \quad (10)$$

$$\Delta = k_2 \varepsilon_m^{k_3} + k_4 \quad (11)$$

Le modèle réduit pour une réflexion spéculaire est décrit par les équations (12) à (16), construites aussi de manière empirique (paramètres fournis tableau 6).

$$\varepsilon_{\text{sp}} = \frac{\delta^{\kappa} + \mu \varepsilon_m + \nu \delta^{\eta}}{\delta^{\kappa} + \mu} \quad (12)$$

$$\kappa = k_1 + \varepsilon_m^{k_2} \quad (13)$$

$$\mu = k_3 \varepsilon_m^{k_4} + k_5 \quad (14)$$

$$\nu = k_6 \varepsilon_m^4 + k_7 \varepsilon_m^3 + k_8 \varepsilon_m^2 + k_9 \varepsilon_m + k_{10} \quad (15)$$

$$\eta = k_{11} \varepsilon_m^4 + k_{12} \varepsilon_m^3 + k_{13} \varepsilon_m^2 + k_{14} \varepsilon_m + k_{15} \quad (16)$$

$i$	Cavité cylindrique $\delta = d/r$	Cavité carrée $\delta = d/w$
1	0.853	0.769
2	0.663	0.290
3	-0.531	-0.572
4	-0.164	0.006

Tableau 5 :  $k_i$  en réflexion diffuse

$i$	Cavité cylindrique $\delta = d/r$	Cavité carrée $\delta = d/w$
1	1.273	1.361
2	0.073	0.090
3	1.318	0.511
4	-0.854	-0.908
5	-1.150	-0.457
6	-4.378	-4.187
7	5.320	4.523
8	-2.186	-1.631
9	-0.531	-0.384
10	0.502	0.319
11	8.576	9.505
12	-13.665	-17.192
13	8.533	11.617
14	-2.480	-3.508
15	0.801	0.880

Tableau 6 :  $k_i$  en réflexion spéculaire

Les valeurs calculées via les modèles réduits sont tracées et comparées aux données originales de Monte Carlo sur la figure 4 pour  $\varepsilon_m = 0.15$  : l'ajustement est jugé satisfaisant.

## 5. Mesures expérimentales

Pour vérifier les résultats numériques, des mesures d'émissivité apparente sont réalisées. Une maquette de cavité carrée en aluminium de 4.3 cm de côté et de profondeur réglable est chauffée via de l'eau provenant d'un bain thermostaté à 50 °C. Un suivi de la température de la maquette est réalisé à partir de thermocouples. Une caméra infrarouge préalablement étalonnée avec un corps noir permet de réaliser des mesures sur la cavité pour des angles allant de 0° à 50°. Un angle incident de 0° correspond à un alignement de la cavité face à la caméra (figure 5).

Des tests préalables ont permis d'évaluer l'impact de certains facteurs sur la prise de mesure afin d'obtenir les résultats les plus précis possibles. L'influence du rayonnement parasite environnant a ainsi été mise en évidence, faussant les résultats avec l'addition des reflets de l'environnement et de la caméra. Ces reflets ont une influence élevée pour une cavité avec une température proche de l'ambiente, mais sont atténusés avec une température de 50 °C.

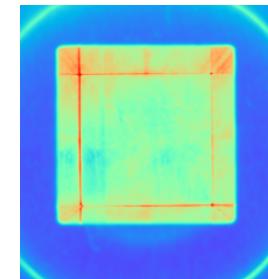


Figure 5 : Maquette de la cavité profonde de 14 cm à 50 °C vue à 0°

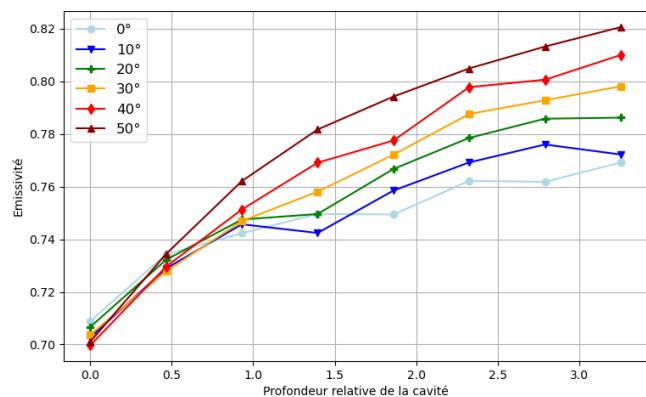


Figure 6 : Émissivité apparente de la cavité à 50 °C en fonction de  $\delta$  et de l'angle de vue

La figure 6 présente l'émissivité apparente de la cavité avec une profondeur allant de 0 à 14 cm, pour des angles entre  $0^\circ$  et  $50^\circ$  par rapport à la normale de la cavité chauffée à  $50^\circ\text{C}$ . Plus les angles sont importants, plus l'émissivité apparente augmente. Cette tendance se poursuit certainement au-delà de  $50^\circ$  (les mesures devenant imprécises pour ces angles-là). De même, plus la cavité est profonde, plus l'émissivité apparente augmente : l'effet cavité est donc retrouvé.

Les simulations réalisées avec le modèle Monte Carlo aboutissent à une émissivité hémisphérique apparente de 0.92 en diffus et de 0.99 en spéculaire pour  $\varepsilon_m = 0.7$  et  $\delta = 3.25$ . Les valeurs d'émissivité correspondantes mesurées dans cette expérience sont de 0.77 pour  $0^\circ$  à 0.82 pour  $50^\circ$ . Cette différence peut s'expliquer par l'augmentation supposée de l'émissivité directionnelle de  $50^\circ$  à  $90^\circ$ . Ainsi, le résultat de l'intégration des valeurs mesurées de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  doit probablement converger vers les résultats théoriques obtenus par les modèles numériques.

## 6. Conclusion

L'étude a abouti à la création de modèles réduits pour les cavités cylindrique et carrée : une loi à 4 paramètres pour une réflexion diffuse et une loi à 15 paramètres pour une réflexion spéculaire. Les lois ont été identifiées à partir de données issues d'une méthode de Monte Carlo, méthode en accord avec le logiciel MODRAY® ainsi qu'avec les modèles analytiques de la littérature. La tendance de l'effet cavité a par ailleurs été confirmée par des mesures expérimentales.

Ces premiers modèles réduits répondent partiellement à la problématique industrielle. Un modèle réduit plus général que celui de la cavité carrée devra être élaboré avec  $w \neq h$ . Pour la réflexion spéculaire, une réduction du nombre de paramètres du modèle réduit sera également bienvenue. Enfin, une modélisation intermédiaire entre une réflexion purement spéculaire et purement diffuse permettra d'affiner les valeurs utilisables dans le jumeau numérique industriel.

## Références

- [1] H. Buckley, *On the radiation from the inside of a circular cylinder* (parties 1 à 3) (1927, 1928, 1934), The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science (series 7), 4(23), pp. 753-762 (DOI : 10.1080/14786441008564378), 6(36), pp. 447-457 (DOI : 10.1080/14786440908564623), 17(113), pp. 576-581 (DOI : 10.1080/14786443409462416).
- [2] E. M. Sparrow, L. U. Albers, E. R. G. Eckert, *Thermal Radiation Characteristics of Cylindrical Enclosures* (1962), Journal of Heat Transfer, 84(1), pp. 73-79 (DOI : 10.1115/1.3684295).
- [3] A. Gouffé, *Corrections d'ouverture des corps-noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes* (1945), Revue d'Optique Théorique et Instrumentale, 24.
- [4] E. W. Treuenfels, *Emissivity of Isothermal Cavities* (1963), Journal of the Optical Society of America, 53(10), pp. 1162-1171 (DOI : 10.1364/JOSA.53.001162).
- [5] G. K. Khlopov, *Radiation of diffuse isothermal cavities* (1973), Journal of Engineering Physics, 25, pp. 1583-1589 (DOI : 10.1007/BF00826802).
- [6] J. C. de Vos, *Evaluation of the quality of a blackbody* (1954), Physica, 20(7-12), pp. 669-689 (DOI : 10.1016/S0031-8914(54)80181-9).
- [7] S. H. Lin, E. M. Sparrow, *Radiant Interchange Among Curved Specularly Reflecting Surfaces - Application to Cylindrical and Conical Cavities* (1965), Journal of Heat Transfer, 87(2), pp. 299-307 (DOI : 10.1115/1.3689093).
- [8] L. Ferrand, *Modélisation et expérimentation des fours de réchauffage sidérurgiques équipés de brûleurs régénératifs à Oxydation sans Flamme* (2003), thèse à l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris (NNT : 2003ENMP1253) (IdHAL : tel-00005744).
- [9] J. R. Howell, K. J. Daun, *The past and future of the Monte Carlo method in thermal radiation transfer* (2021), Journal of Heat Transfer, 143(10), pp. 100801.
- [10] A. Ono, *Calculation of the directional emissivities of cavities by the Monte Carlo method* (1980), Journal of the Optical Society of America 70(5), pp. 547-554 (DOI : 10.1364/JOSA.70.000547).
- [11] J. De Lucas, *A Simple Geometrical Model for Calculation of the Effective Emissivity in Blackbody Cylindrical Cavities* (2015), International Journal of Thermophysics 36, pp. 267-282 (DOI : 10.1007/s00765-014-1757-3).
- [12] T. Pierre, *Mesure de la température à l'échelle microscopique par voie optique dans la gamme ultraviolet-visible* (2007), thèse à l'Institut National Polytechnique de Lorraine (NNT : 2007INPL096N) (IdHAL : tel-01752908).

# Étude expérimentale et numérique des déformations pariétales sur l'intensification des transferts de chaleur et du mélange dans un écoulement interne tubulaire

**Pascale Bouvier<sup>1,2,\*</sup>, Feriel Yahiat<sup>1,2</sup>, Serge Russeil<sup>1</sup>, Christophe André<sup>3</sup>, Daniel Bougeard<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>IMT Nord Europe, Institut Mines-Telecom, Univ. Lille, Centre Énergie Environnement, F-59000 Lille, France

<sup>2</sup>Junia, Smart Systems and Energies, F-59000, Lille, France

<sup>3</sup>Junia, Health Environment Department, F-59000, Lille, France

\*(auteur correspondant : pascale.bouvier@junia.com)

**Résumé** - Deux configurations géométriques sont considérées : la géométrie *DT* (Deformed Tube) où la paroi du tube est sinusoïdalement déformée et la géométrie *DETSC* (Deformed External Tube and Swirled Core) où un noyau central générant un mouvement hélicoïdal est inséré. L'étude, menée par voies numérique et expérimentale, pour un régime d'écoulement laminaire, consiste à évaluer l'influence du pas du noyau interne sur la qualité du mélange et les transferts thermiques. Les résultats montrent l'apparition de phénomènes d'advection chaotiques dans les deux configurations étudiées mais pour des nombres de Reynolds plus bas dans la configuration *DETSC*. Le facteur de performance thermo-hydraulique (PEC) atteint une valeur maximale égale à 2,2 pour un pas de 0,005 m.

## Nomenclature

$A_e$	amplitude des déformations, -	$T$	température, K
$c_p$	capacité thermique massique, $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$	$u_m$	vitesse débitante, m/s
$D_h = 4S/P$	diamètre hydraulique, m	<i>Symboles grecs</i>	
$f$	coefficient de frottement, -	$\lambda$	conductivité thermique, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
$h_{glo}$	coefficients global d'échange, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	$\mu$	viscosité dynamique, Pa.s
$Nu = \frac{h_{glo}D_h}{\lambda}$	nombre de Nusselt, -	$\rho$	masse volumique, $\text{kg.m}^{-3}$
$P$	périmètre mouillé, m	Indices et exposants	
$P_i = p_i D_h$	pas de l'hélice, m	<i>DT</i> Deformed Tube	
$Re = \frac{u_m D_h \rho}{\mu}$	= nombre de Reynolds, -	<i>DETSC</i> Deformed External Tube and Swirled Core	
$S$	section de passage, $\text{m}^2$	0	géométrie de référence

## 1. Introduction

La gestion efficace des ressources en matières premières et en énergie est une question cruciale dans l'industrie moderne. Dans le domaine scientifique des composants thermofluidiques tels que les échangeurs de chaleur ou les échangeurs de chaleur multifonctionnels, qui jouent un rôle clé dans diverses applications industrielles, améliorer l'efficacité thermo-hydraulique représente un défi de taille. Des recherches menées par Thakur et al. [1] ainsi que Liu et al. [2] ont passé en revue diverses techniques pouvant optimiser ces transferts. Ces méthodes peuvent être classées en deux catégories : les méthodes actives, qui utilisent de l'énergie supplémentaire pour influencer l'écoulement (comme les écoulements acoustiques[3] ou les écoulements oscillants [4]), et les méthodes passives, qui impliquent des modifications géométriques pour

améliorer l'efficacité sans augmenter la consommation d'énergie. Bien que ces modifications géométriques [1], [2] aient montré une amélioration des transferts thermiques, elles entraînent également une augmentation des pertes de charge, notamment dans les zones à section réduite. Néanmoins, il est possible de créer des formes qui maintiennent une section de passage de fluide constante ou quasi constante, évitant ainsi des problèmes de recirculation du fluide. C'est l'objet de notre communication. Nous appliquons le concept de déformations successives alternées à la paroi externe d'une géométrie coaxiale, tandis qu'un tube de forme hélicoïdale ovale est utilisé comme surface interne. Ceci a fait l'objet de plusieurs études [5], [6], [7]. Dans cette communication, nous nous intéressons à la géométrie *DT* (Deformed Tube) où la paroi du tube est sinusoïdalement déformée et à la géométrie *DETSC* (Deformed External Tube and Swirled Core) où un noyau central générant un mouvement hélicoïdal (*swirl*) est inséré. Nous comparons la qualité du mélange des deux géométries à la fois expérimentalement et numériquement et étudions l'influence du pas sur les performances thermo-hydrauliques.

## 2. La géométrie, modélisation et banc d'essai

### 2.1. Géométrie des tubes

La première géométrie, *DT* (Deformed Tube), est constituée d'un tube caractérisé par des déformations successives alternées. Le principe de cette déformation est de garder la section de passage quasiment constante et de générer des zones d'étirements et de contractions dans l'écoulement en déformant la paroi. Avec ces deux contraintes, la forme obtenue est une ellipse dont l'ellipticité varie graduellement comme le montre la figure 1. Deux paramètres la caractérisent : l'amplitude de la déformation sinusoïdale  $A_e$  et la longueur d'onde des déformations  $\lambda_e$  (voir tableau 1). Lorsque la section droite est circulaire, le diamètre de ce tube est  $D_e = 20 \text{ mm}$  et sa longueur est de 1080 mm. La deuxième géométrie, *DETSC* (Deformed External Tube and Swirled Core), consiste à insérer un noyau torsadé au sein de la géométrie *DT*. Ce noyau possède une section elliptique constante tout en ayant le grand axe dont l'orientation varie hélicoïdalement dans la direction de l'écoulement. Le pas de l'hélice est  $P_i = p_i D_h$  est variable (voir tableau 2) tandis que le grand et le petit axe de la section de passage sont  $a_i D_h = 11,2 \text{ mm}$  et  $b_i D_h = 8,9 \text{ mm}$  comme le montre le tableau 1. En ce qui concerne les dimensions, les diamètres extérieur et intérieur moyens sont respectivement égaux à  $D_e = 10 \text{ mm}$  et  $D_i = 5 \text{ mm}$ . Ce qui, pour cet espace annulaire, correspond à un diamètre hydraulique de  $D_h = 5 \text{ mm}$ . La paroi extérieure possède une longueur d'onde de déformation qui correspond à  $\lambda_e D_h = 30 \text{ mm}$  pour une amplitude de  $A_e D_h = 1,9 \text{ mm}$ , c'est à dire 18 périodes de déformation.

Configurations	Paroi externe		Paroi interne		
	$A_e$	$\lambda_e$	$a_i$	$b_i$	$p_i$
DT	0,38	6	/	/	/
DETSC	0,38	6	1,12	0,89	$5 < P_i < \infty$

Tableau 1 : Paramètres de déformation

Cas	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$P_i(\text{mm})$	5	7,5	10	15	30	60	120	240	480	$\infty$

Tableau 2 : Pas de l'hélice

## 2.2. Modèle numérique

### 2.2.1. Modèle, conditions aux limites et propriétés du fluide

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues pour un écoulement laminaire, stationnaire et incompressible dans les géométries tubulaires telles que la configuration *DT* et la configuration *DETSC*. Le couplage entre la pression et la vitesse est effectué en utilisant l'algorithme SIMPLE. Des schémas de discrétisation au second ordre amont sont utilisés pour les termes de divergence et centrés pour les gradients. Pour assurer une convergence satisfaisante, les seuils des résidus sont fixés à  $10^{-8}$  pour l'énergie et  $10^{-5}$  pour les autres équations. Afin de s'assurer davantage de la bonne convergence, le bilan de masse et d'énergie entre l'entrée et la sortie ont été également vérifiés pour chaque simulation. Les simulations par volumes finis ont été réalisées avec le logiciel *StarCCM+*. Ces calculs ont été réalisés par un *cluster* de calcul (9XEONE5 – 2695v4(36coeurs-128GoRAM)) et durent environ 24h en stationnaire à plusieurs semaines en instationnaire. Les conditions aux limites sont les suivantes :

- Une vitesse uniforme imposée à l'entrée du domaine de calcul en régime laminaire. Elle correspond à des nombres de Reynolds allant de 600 à 2000 suivant les configurations.
- Pour le calcul thermique, *DETSC*, la température d'entrée uniforme est égale à 300 K.
- Les parois intérieure et extérieure dans le cas de la *DETSC* sont maintenues à 299 K.
- A la sortie du tube, tous les gradients longitudinaux sont nuls, excepté pour la pression.

Le fluide circulant dans l'espace annulaire est de l'eau aux propriétés physiques supposées constantes sur l'intervalle de température considéré ( $\rho = 997,56 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\mu = 8,88 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.s}$ ,  $\lambda = 0,62 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ ,  $c_p = 4181 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$ ).

### 2.2.2. Maillage

La géométrie du tube et le maillage sont réalisés sous *StarCCM+*. Le maillage considéré est hexaèdrique. Afin de juger du raffinement, le maillage de la section de la *DETSC* est présenté sur la figure 2. A l'issue d'une étude de sensibilité au maillage, non présentée ici (voir [7]), l'ensemble du domaine compte 7 millions de mailles dans le cas de la configuration *DETSC* et 8 millions de mailles dans le cas de la configuration *DT*.

### 2.2.3. Banc d'essai

Le banc d'essai (figure 4) comporte plusieurs instruments de mesure connectés à un ordinateur et affichés via une interface LabVIEW. Il est constitué d'une pompe centrifuge, reliée à un variateur de fréquence permettant des débits de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent. Et pour stabiliser les débits faibles, une boucle de dérivation a été utilisée. Les mesures réalisées comportent le débit (à  $+/-0,15\%$  près), la température (à  $+/-0,1\%$  près), la variation de la pression (amont/aval) (à  $+/-0,1\%$  près) et la conductivité électrique (à  $+/-0,5\%$  près) destinée à mesurer la distribution des temps de séjour (voir [7]). Le débit est mesuré par un débitmètre électromagnétique et la différence de pression par un capteur de pression différentielle qui permet de mesurer les pertes de charge de la section d'essai. Les volumes injectés et les quantités de traceur (NaCL) sont contrôlés à chaque injection. La section d'essai *DETSC* est présentée dans la figure 3.

### 3. Résultats et discussion

#### 3.1. Validation du modèle numérique

Une comparaison avec les résultats expérimentaux a été effectuée pour valider la fiabilité et la précision des simulations CFD. Une comparaison a été faite en utilisant les pertes de charge pour des nombres de Reynolds de 800 à 2000. Un très bon accord peut être observé entre les résultats expérimentaux et numériques. La différence maximale mesurée entre eux ne dépasse pas 7,4% pour la configuration *DT* et 7,7 % pour la configuration *DETSC*. Nous avons retrouvé aussi un bon accord entre la distribution des temps de séjour (DTS) numérique, expérimental et théorique, non présenté ici, dans le cas d'un tube simple. Par conséquent, il peut être conclu que le modèle numérique choisi est validé et a bien reproduit l'écoulement hydrodynamique des deux systèmes étudiés *DT* et *DETSC*.

#### 3.2. Hydrodynamique de l'écoulement pour les configurations *DT* et *DETSC*

A partir de ces comparaisons globales (pertes de charge et DTS), afin de mieux comprendre l'influence des déformations sinusoïdales externes et l'ajout d'un noyau torsadé sur la topologie de l'écoulement radial, une visualisation, par voie numérique, des profils de vecteur vitesse sur des coupes transversales a été réalisée à  $Re = 1250$ . Ces dernières ont été prises à chaque quart de la 17<sup>ème</sup> période en écoulement établi. Il peut être observé dans la figure 5, qui représente les structures d'écoulement des configurations *DT* et *DETSC*, que les macro déformations pariétales sinusoïdales génèrent des écoulements secondaires radiaux dans les directions centripète et centrifuge, en plus d'un mouvement tangentiel pour chaque quart de la section circulaire, comme le montrent les figures 5(a), 5(c) et 5(e). De plus, il peut également être remarqué dans les figures 5(b) et 5(d) que ces déformations pariétales donnent naissance à des macrostructures qui apparaissent dans les sections elliptiques. Les mécanismes successifs d'étirement et de contraction causés par l'alternance entre la section elliptique et circulaire sur une période de déformation génèrent ces écoulements secondaires [6]. L'ajout du noyau torsadé crée un mouvement tangentiel important près de la paroi interne(noyau) et dévie tangentiellement les écoulements secondaires centripètes et centrifuges ainsi que les macrostructures initialement créées par les déformations pariétales sinusoïdales externes comme le montrent les figures 5(f) à 5(j). La combinaison de ces deux types de déformations pariétales crée des écoulements secondaires dans des directions orthogonales.

#### 3.3. Section de Poincaré pour les configurations *DT* et *DETSC*

Afin de mettre en évidence l'effet des déformations des parois sur les mécanismes de mélange dans les deux configurations, des sections de Poincaré sont tracées à la sortie pour 3 nombres de Reynolds (800, 1250 et 2000). À partir du champ de vitesse stationnaire calculé, 15000 particules sans masse et non diffusives sont injectées dans une petite zone de la section d'entrée des configurations *DT* et *DETSC*, correspondant à un diamètre de  $D_h/10$ , comme illustré respectivement dans les figures 6(a) et 6(e). Les particules sont suivies en utilisant les algorithmes de suivi de particules. La distribution de ces particules transportées par l'écoulement a été représentée à la section de sortie. Les figures 6(b), 6(c) et 6(d) montrent la distribution des particules à la section de sortie de la configuration *DT* pour des nombres de Reynolds qui augmentent. Cette distribution révèle clairement que le chemin des particules est affecté par les déformations successives des parois externes. Un plus grand nombre de particules se sont déplacées radialement par rapport à leur position initiale. Cependant, elles restent piégées dans

un secteur angulaire de  $90^\circ$  pour  $Re < 2000$ . Une distribution uniforme des particules sur toute la section de passage est obtenue seulement à partir d'un nombre de Reynolds de 2000. Les figures 6(f), 6(g) et 6(h), correspondant à des nombres de Reynolds croissants, représentent la distribution des particules à la section de sortie de la configuration *DETSC*, montrent qu'ajouter un noyau torsadé induit une distribution plus uniforme sur toute la section de passage pour les trois nombres de Reynolds étudiés : les particules initialement très proches ont suivi des trajectoires divergentes à travers la veine *DETSC*. Ainsi, la combinaison de ces deux types de déformations pariétales a généré des écoulements secondaires qui ont transporté les particules à la fois radialement et tangentiellement, permettant un bon mélange même à de faibles nombres de Reynolds. De plus, ce type de section de Poincaré uniforme indique que l'advection chaotique est générée à partir d'un nombre de Reynolds de 2000 pour le cas de la configuration *DT* et à partir d'un nombre de Reynolds plus bas, égal à 800, pour le cas de la configuration *DETSC*.

### 3.4. Performances thermo-hydrauliques globales dans le cas de la *DETSC*

Pour évaluer les performances thermo-hydrauliques de la configuration *DETSC*, un facteur de performances est utilisé : le PEC (Performance Evaluation Criterion) qui est calculé par la relation suivante (Eq. (1))

$$PEC = \left( \frac{Nu}{Nu_0} \right) \left( \frac{f}{f_0} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (1)$$

Cette formulation est largement répandue dans les milieux académique et industriel, car elle permet d'évaluer à la fois l'amélioration du transfert thermique et l'impact sur la puissance de pompage nécessaire caractérisé par le coefficient de frottement  $f$ . Cette approche est particulièrement utilisée pour l'optimisation et le dimensionnement des installations, où l'équilibre entre l'efficacité du transfert thermique et la consommation énergétique est un facteur clé. Nous utilisons ce facteur pour évaluer l'effet global du pas de l'hélice sur l'amélioration du transfert de chaleur. Il est représenté sur la figure 7. La géométrie de référence, qui représente un tube annulaire à parois lisses, a un PEC de 1 par définition. Les résultats montrent que le PEC passe d'une valeur de 1 à 1,6, ce qui correspond à une augmentation de 60 %, en passant de la géométrie de référence à la géométrie caractérisée par la déformation pariétale externe sinusoïdale et un noyau droit (*DETSC*). La raison de cette amélioration est la présence des macro-déformations de la paroi externe qui génèrent des écoulements secondaires dans les directions centripète et centrifuge et des macro-structures qui intensifient l'échange de chaleur. Les résultats montrent également que l'ajout d'un noyau hélicoïdal à la déformation pariétale externe sinusoïdale n'améliore pas de manière significative les performances thermo-hydrauliques dans tous les cas. Le choix du pas hélicoïdal du noyau est essentiel. Une augmentation non significative du facteur de performance est observée pour des valeurs élevées de  $Pi$ . Le PEC est passé d'une valeur de 1,6 à 1,7 pour des géométries avec un pas supérieur à 0,06 m. De plus, l'influence de la réduction du pas sur les performances thermo-hydrauliques devient significative pour des valeurs de pas inférieures à 0,03 m. Le PEC passe d'une valeur de 1,6 à 1,8 dans le cas d'un  $Pi = 0,03$  m, puis atteint une valeur de 2,2 dans le cas d'une géométrie caractérisée par le plus petit pas de 0,005 m.

## 4. Conclusion

L'approche adoptée dans cette étude a permis d'une part de comparer deux configurations. La première, *DT* (Deformed Tube), est constituée d'un tube caractérisé par des déformations sinusoïdales successives alternées. La deuxième *DETSC* (Deformed External Tube and Swirled Core) consiste à insérer un noyau hélicoïdal au sein de la configuration *DT*. L'objectif étant d'une part, d'observer la qualité du mélange dans ces deux géométries, et d'autre part, pour la configuration *DETSC*, de voir l'influence du pas hélicoïdal du noyau  $P_i = 0,005\text{ m}$  à  $0,48\text{ m}$  sur les transferts thermiques. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux concernant les pertes de charge pour les deux configurations (*DT* et *DETSC*), pour plusieurs valeurs du nombre de Reynolds, a donné des résultats tout à fait acceptables, inférieur à 7,7 % dans le pire des cas. L'observation numérique des profils des vecteurs vitesse sur des coupes transversales a été réalisée à  $Re = 1250$  pour les deux configurations (*DT* et *DETSC*). Nous avons constaté que l'ajout du noyau hélicoïdal crée un mouvement tangentiel important près de la paroi interne (noyau) et dévie tangentiellement les écoulements secondaires centripètes et centrifuges ainsi que les macrostructures initialement créées par les déformations pariétales sinusoïdales externes. La combinaison de ces deux types de déformations pariétales crée des écoulements secondaires dans des directions orthogonales. Les sections de Poincaré tracées pour 3 nombres de Reynolds (800, 1250 et 2000) ont permis de voir que le comportement du chaos apparaissait plus tôt avec l'ajout d'un tube à section hélicoïdale dans la configuration *DETSC*, caractérisé par un nombre de Reynolds de 800, par rapport à la configuration *DT* où le débit est plus élevé, caractérisé par un nombre de Reynolds égal à 2000. L'influence du pas hélicoïdal dans la configuration *DETSC* sur les transferts thermiques a aussi été étudié. À  $Re = 600$ , les performances thermo-hydrauliques sont améliorées. En effet, dans le cas d'un pas  $P_i = 0,12\text{ m}$ , le PEC est 1,7 et dans le cas d'un pas  $P_i = 0,005\text{ m}$  le PEC est égale à 2,2. La géométrie la plus performante, caractérisée par le plus petit pas égal à 0,005 m, a une performance thermo-hydraulique très intéressante pour l'intensification des procédés impliquant des échangeurs de chaleur/réacteurs.

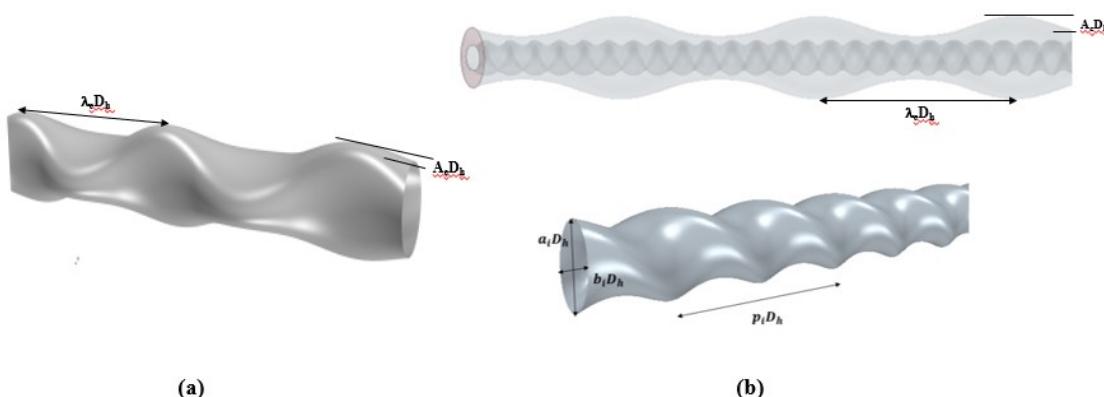


Figure 1 : Deux géométries (a) DT (b) DETSC

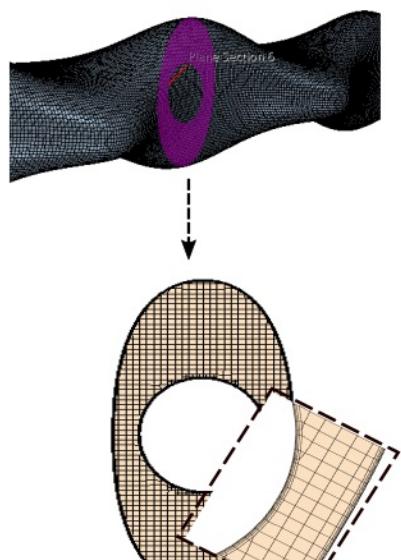


Figure 2 : Le maillage DETSC



Figure 3 : La veine d'essai DETSC

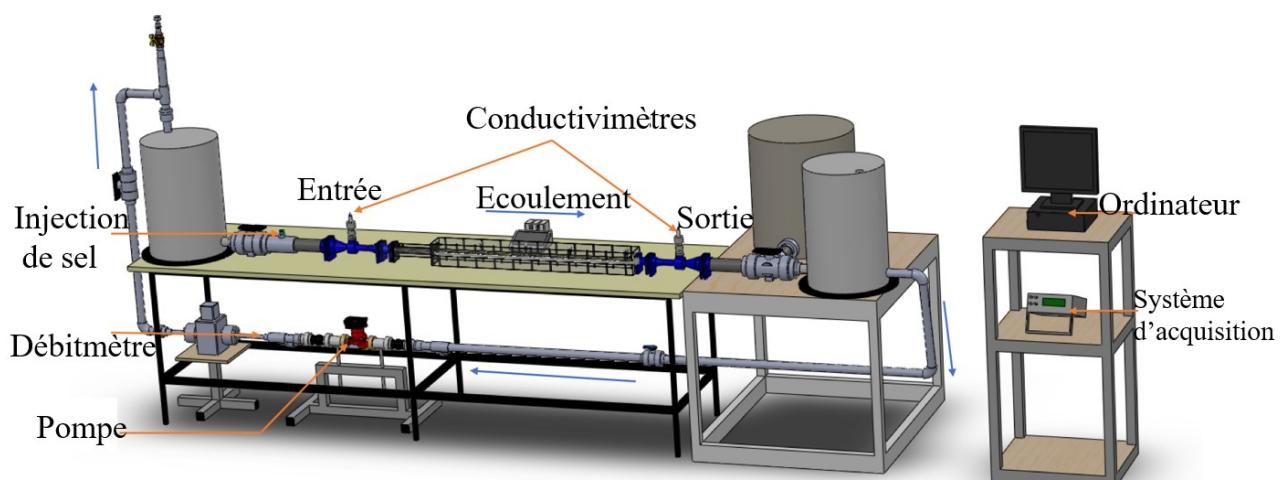


Figure 4 : Le banc d'essai

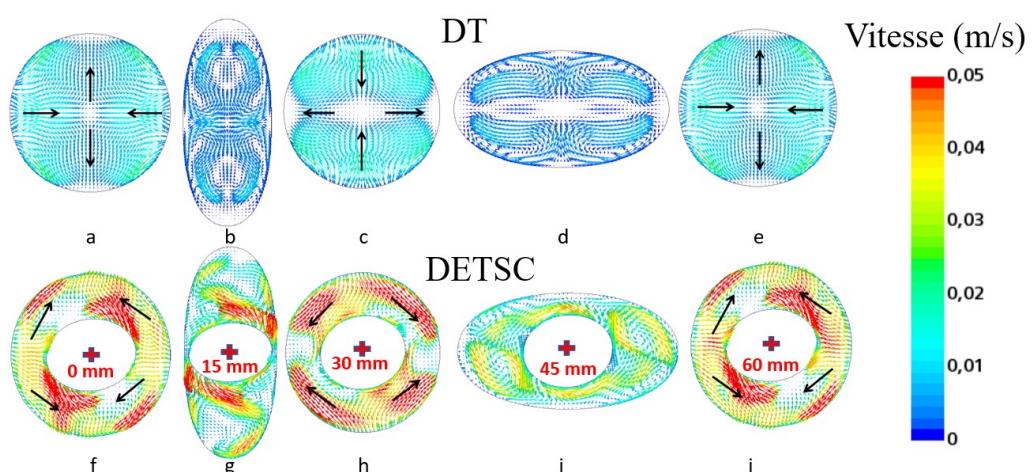


Figure 5 : Profils de vitesse radiaux pour  $Re=1250$  cas DT et DETSC

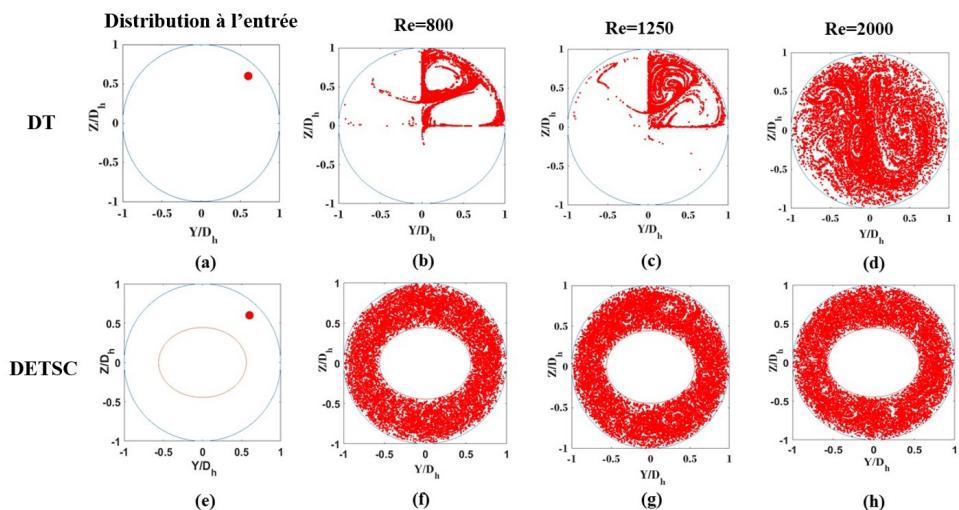


Figure 6 : Section de Poincaré à l'entrée (a), (e) et (b), (f), (c), (g), (d), (h) à la sortie

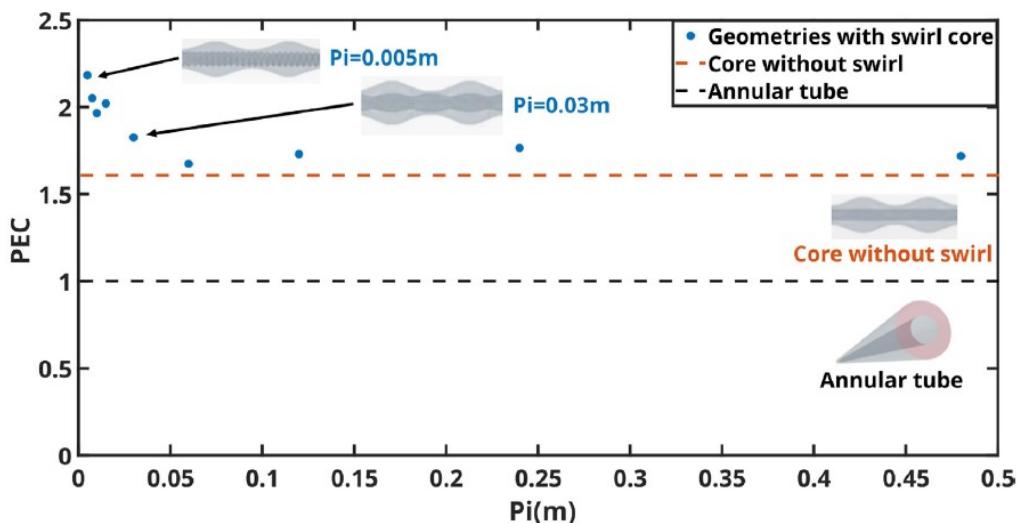


Figure 7 : PEC en fonction du pas dans le cas de la DETSC

## Références

- [1] R.K. Thakur, Ch Vial, K.D.P. Nigam, E.B. Nauman, G. Djelveh, Static mixers in the process industries - a review, *Chem. Eng. Res. Des.* 81 (7) (2003) 787–826
- [2] S. Liu, M. Sakr, A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 19 (2013) 64-81
- [3] O. Bulliard-Sauret, J. Berindei, S. Ferrouillat, L. Vignal, A. Mempontiel, C. Poncet, J.M. Leveque, N. Gondrexon, Heat transfer intensification by low or high frequency ultrasound : Thermal and hydrodynamic phenomenological analysis, *Exp. Therm Fluid Sci.* 104 (2019) 258–271
- [4] P. Bouvier, P. Stouffs, J.-P. Bardon, Experimental study of heat transfer in oscillating flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48 (2005) 2473-2482
- [5] P. Bouvier, C. André, S. Russeil, Effect of Reynolds number on laminar mixing in an annular tube combining two crossed secondary flows, *Chem. Eng. Technol.* 42 (1) (2019) 100–108
- [6] F. Yahiat, P. Bouvier, S. Russeil, D. Bougeard, C. André, Swirl influence on thermohydraulic performances within a heat exchanger/reactor with macro deformed walls in laminar flow regime, *Chem. Eng. Process., Process Intensif.* 189 (2023) 109373
- [7] F. Yahiat, P. Bouvier, A. Beauvillier, S. Russeil, C. André, D. Bougeard, Experimental and numerical investigation on the influence of wall deformations on mixing quality of a Multifunctional Heat Exchanger/Reactor (MHER), *Int. J. Heat Mass Transf.*, 220 (2024) 124862

# Weakly supervised learning for a priori reconstruction of Thermal Large Eddy Simulations (T-LES) using two-point correlations

Yanis ZATOUT<sup>1,2\*</sup>, Adrien TOUTANT<sup>1</sup>, Onofrio SEMERARO<sup>2</sup>, Lionel MATHELIN<sup>2</sup>, Françoise BATAILLE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan Via Domitia  
Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan (France)

<sup>2</sup> LISN (UMR 9015), CNRS, Université Paris-Saclay  
91405 Orsay (France)

(\*Corresponding author: yanis.zatout@cnrs.fr)

**Abstract -** In this work, we develop a deep learning-based method aimed at reconstructing Thermal Large Eddy Simulations (T-LES) data in flows with high temperature gradients, in a weakly supervised manner. We compare our method with an already existing super-resolution method. We train our neural network from filtered Direct Numerical Simulation (DNS) fields, and we make our network learn to reconstruct the statistics of the flow, using two point correlations. The neural network is demonstrated to reconstruct the statistics of the flow, including the two point correlation.

## Nomenclature

$T$	temperature, K	$\theta$	neural network weights
$\tilde{\cdot}$	large eddy simulation filter	<i>Index and exponent</i>	
$C_2$	two point correlation	$f$	fine mesh
$h$	half height of the canal, m	$c$	coarse mesh
<i>Greek symbols</i>		$r$	reconstructed field
$\Delta_i$	mesh length in the $i$ direction, m		

## 1. Introduction

Gas-pressurized solar receivers used in concentrated solar power plants are characterized by extremely high temperatures and heat fluxes, as well as intense turbulence and asymmetrical heating. Modeling techniques for such flows include Direct Numerical Simulation (DNS), but because of the difference in size between the receiver and the smallest scales of turbulence, this modeling technique is prohibitively expensive. On the other hand, Thermal Large Eddy Simulation (T-LES) is a good alternative. T-LES only simulates the large structures, and models the effects of the small structures. Nevertheless, turbulence in solar receivers may be impacted by the high heat fluxes, making the sub-grid models designed for isothermal or weakly anisothermal flows inaccurate for these conditions [1]. The proposed deep learning architecture is fully convolutional. Some types of T-LES closure models use convolutions to filter local quantities like the scale similarity Bardina *et al.* model [2]. Because T-LES does not simulate all turbulent scales, it does not contain information to have a precise assessment of simulation quantities, and is thus imprecise. It is crucial to enhance the accuracy of the filtered data by inverting the T-LES filter and enabling the recovery of RMS temperature values, which are important for understanding the thermal behavior of the system. Some Deep Learning (DL) approaches exist, most notably Bode *et al.* [3], Fukami *et al.* [4], Kim *et al.* [5], all with different types

of convolutional neural networks (CNN) architectures to reconstruct the small scales from LES simulations, all with supervised algorithms. These techniques aim to be included in Computational Fluid Dynamics solvers to better estimate simulation quantities like velocity fields, or passive scalar quantities in reactive flows. In this work, we adopt a convolutional neural network-based approach and extent the architecture proposed by Lapeyre *et al.* [6], adapting it and learning to reconstruct unfiltered data, more specifically second order statistics, using a two point correlation cost function. We will then compare the results of the neural network-based reconstruction against the scale similarity method developed by Stolz and Adams [7].

## 2. Supporting data

This work uses a DNS database at a constant Prandtl number of  $Pr = 0.76$ . The flow defined by its friction Reynolds number given as

$$Re_{\tau,\omega} = \frac{U_\tau h}{\nu_\omega}, \quad (1)$$

with  $h$ , the channel half-height,  $\nu_\omega$  the wall kinematic viscosity in  $m^2/s$  and  $U_\tau = \sqrt{\nu_\omega \partial U_x / \partial y}$  the friction velocity in  $m/s$ . In our anisothermal channel flow, the two walls have different friction Reynolds numbers. We define the mean friction Reynolds number at the hot and cold sides as

$$Re_\tau = \frac{1}{2} (Re_{\tau,\omega,\text{cold}} + Re_{\tau,\omega,\text{hot}}). \quad (2)$$

DNS data was produced by Dupuy *et al.* [8] for a channel flow at  $Re_\tau = 180$ , with two periodic directions ( $x$ ) and ( $z$ ) and boundary temperatures fixed at  $T_{\text{cold}} = 293 K$  and  $T_{\text{hot}} = 586 K$ ; a representation of the geometry of the problem can be found in Figure 1. We filter the data using a top-hat filter. The mesh is regular both in the streamwise ( $x$ ) and spanwise ( $z$ ) directions, and grows in size according to a hyperbolic tangent law along the wall-normal direction. We interpolate the data using a second order interpolation scheme, from the DNS mesh to the LES one, so that the mesh size is reduced from  $384 \times 384 \times 266$  cells to  $48 \times 52 \times 48$  cells. The number of mesh points is reduced to match the finest mesh used for T-LES in Dupuy *et al.* [9]. A top-hat filter spreading over 3 cells in each direction is used. We summarize our data generating algorithm by

$$T^f \xrightarrow{\text{Coarsening}} T^c \xrightarrow{\text{Filtering}} \bar{T}^c. \quad (3)$$

For any quantity  $\phi$ , we define the top-hat filter as

$$\bar{\phi}(x_i, y_k, z_j, t) = \frac{1}{9(y_{k+\frac{3}{2}} - y_{k-\frac{3}{2}})} \sum_{i', j', k' = i-1, j-1, k-1}^{i+1, j+1, k+1} \phi(x_{i'}, y_{k'}, z_{j'}, t) (y_{k'+\frac{1}{2}} - y_{k'-\frac{1}{2}}). \quad (4)$$

with  $y_k + \frac{1}{2}$  being the coordinate of the cell face.

## 3. Reconstruction

To benchmark our algorithm, we use the already existing deconvolution method proposed and developed by Adams *et al.* [7, 10, 11]. This method is based on the Van Cittert deconvolution. This method assumes that for any given LES filter  $G$ , if  $G$  is invertible, then there exists a

converging Neumann series such that the inverse  $G^{-1}$  can be written as

$$G^{-1} = (\mathcal{I} - (\mathcal{I} - G))^{-1}, \quad (5)$$

$$= \lim_{p \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^p (\mathcal{I} - G)^i. \quad (6)$$

We take a  $p = 6$  approximation to this converging Neumann series (Stoltz and Adams [7] recommend  $p = 5$ ).

The way of reconstructing using the Van Cittert deconvolution follows

$$T^f \xrightarrow{\text{Coarsening}} T^c \xrightarrow{\text{Filtering}} \bar{T}^c \xrightarrow{\text{Reconstruction method}} T_r^c. \quad (7)$$

## 4. Deep Learning method

Because it is easier to learn a residu than the reconstruction itself, we propose learning the reconstruction residual  $f_{NN}(\cdot, \theta)$  from

$$T_r = \bar{T} + f_{NN}(\bar{T}; \theta), \quad (8)$$

with  $\theta$  the network weights. The architecture is similar to that of Lapeyre *et al.* [6], with a different number of filters. In the first level of the U-Net architecture, we have 2 filters, the second level has 4 filters, and the 3rd level has 8 filters. This reduces the number of overall parameters to 5737 from an original 1.5 million.

### 4.1. Data acquisition

As detailed in Section 2, we have a DNS database at our disposal, with approximately 5000 time steps, regularly spaced by  $\Delta_t^+ = \Delta_t U_\tau / h = 1.2 \times 10^{-3}$ . To minimize the correlation between each time step, we sample our database with  $\Delta_t^+ = 7.4 \times 10^{-2}$ . We are thus left with 820 time steps, which we split into an 80%, 20% proportion for training and validation. All results shown are for the validation dataset. These time steps are all sampled after full statistical convergence of the flow.

### 4.2. Learning procedure

The learning procedure is only applied to 16 mesh points closest to the center of the canal to simplify the learning procedure.

On this fixed height, at each step of the mini-batch training, we run an inference on 150 time steps at the same time. This number of time steps was imposed by GPU memory limitations. We then compute the two point correlation at each height in the chosen subdomain. This procedure is done on the coarse mesh to have a similar structure as in process 7. The loss function is defined as

$$\mathcal{L}(T, T_r, \bar{T}) = \frac{MSE(C_2(T^{(1,\dots,N)}), C_2(T_r^b))}{\|\langle T^2 \rangle_{x,z,t} - \langle T \rangle_{x,z,t}^2\|_2} + C \|\langle f_{NN}(\bar{T}) \rangle_{x,z,t}\|_2,$$

The term  $\|\langle T^2 \rangle_{x,z,t} - \langle T \rangle_{x,z,t}^2\|_2$  corresponds to the Mean Squared value (MS), under the Euclidean norm.  $C_2$  corresponds to the two point correlation, which expresses as

$$C_2(T)(X, y, Z) = \langle T(x, y, z, t)T(x + X, y, z + Z, t) \rangle_{x,z,t} - \langle T(x, y, z, t) \rangle_{x,z,t}^2. \quad (9)$$

$C_2$  is thus a 3D field, function of the shift in  $x$ , written  $X$ ,  $y$ , and the shift in  $z$ ,  $Z$ . The operator  $\langle \cdot \rangle_{x,z,t}$  corresponds to an averaging over  $x$ ,  $z$ , and  $t$ , our periodic directions. The component corresponding to  $\|\langle f_{NN}(\bar{T}) \rangle_{x,z,t}\|_2$  of the loss function is a known constraint, as when writing a reconstruction of  $T$ , we can write  $T = \bar{T} + T''$ , with  $T''$  corresponding to random fluctuations, with constraint  $\langle T'' \rangle = 0$ , we add a weighting  $C = 10^{-4}$  to this constraint, as not weighting it results in neural network outputs that are of worse quality. This constant was picked through trial and error, for 11 values ranging from  $10^{-6}$  to  $10^{-1}$ , with a multiplicative step of  $\sqrt{10}$ . The superscript  $^{(1,\dots,N)}$  corresponds to the whole training data set, while the superscript  $^b$  corresponds to the given batch of time steps.

The convolutional neural network learns using a stochastic gradient optimization technique (ADAM, Kingma and Ba [12]) over 150 optimization cycles, called epochs with a learning rate fixed at  $10^{-3}$  at the beginning and decreasing by 2% each epoch. These values are chosen by taking values used in Lapeyre *et al.* [6], and adapting it through trial and error. This training procedure requires a high volume of memory, thus requiring to change the size of the input in the wall normal direction. We thus take no more than 16 mesh points in this direction, leaving us with a  $48 \times 48 \times 16$  subdomain to reconstruct. We are not able to accommodate more than 150 time steps per epoch. The training takes approximately 30 minutes on an NVIDIA RTX A6000.

## 5. Results

In the following section, we will compare temperature profiles, RMS profiles

$$\langle T'^2 \rangle = \langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2,$$

where  $\langle \cdot \rangle$  is the spatial averaging over periodic directions ( $x$ ) and ( $z$ ), and time ( $t$ ), and two point correlations  $C_2$  obtained by running the DNS, LES and reconstruction methods for our validation dataset, giving us a better appreciation of the generalisation capabilities of the network.

### 5.1. Scale similarity method

We now consider the literature reconstruction method as described in process 7. In Figure 6, we can see the RMS quantities are very close to the DNS ones. Figure 4, the right most column shows the two point correlation  $C_2$  against the DNS and LES. It is clear that the Van Cittert reconstruction method changes and improves upon the two point correlation of the LES. Finally, in Figures 2 and 3, we observe the two point correlation  $C_2$  at a fixed height, corresponding to the center of the canal. We see this method lines up with the DNS very closely for the streamwise, and spanwise directions, with a degradation in the streamwise direction.

### 5.2. Machine learning method

The result of the learning procedure described in Section 4.2 shows the neural network's loss converges around 150 epochs as seen in Figure 5. At the end of this learning process, the network produces RMS values close to DNS ones, as can be seen in Figure 6. The network also manages to reconstruct the two point correlation  $C_2$  as shown in Figure 4. Finally,

in Figures 2 and 3, we observe the network staying consistently close to the DNS two point correlation, indicating its capacity to generalize at the task of reconstructing statistics. While the neural network manages to correct the statistics of the reconstructed flow, it is important to note that the network lacks the capacity to spatially reconstruct.

## 6. Conclusion

The present work demonstrates the ability of a deep learning based reconstruction method to learn to correct the statistics of *a priori* LES. This method was also compared to the well established Van Cittert method. The latter method showed excellent results when it comes to reconstructing the RMS, with results close to the DNS, as well as the reconstruction of the two point correlation, with slight degradations in the streamwise direction. On the other hand, the CNN shows results close to the DNS when it comes to the reconstructing of the RMS, and very close two point correlations, indicating this machine learning procedure is well suited to correct flow statistics. Future work will consist in reconstructing *a posteriori* LES, using the Van Cittert reconstruction as a baseline method.

### Acknowledgements

The authors acknowledge the funding received from the Agence nationale de la recherche (ANR) under the SOLAIRE ANR project (ANR-21-CE50-0031). This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocations 2017-A0022A05099 2018-A0042A05099 and 2022-A0112A05099 made by GENCI.

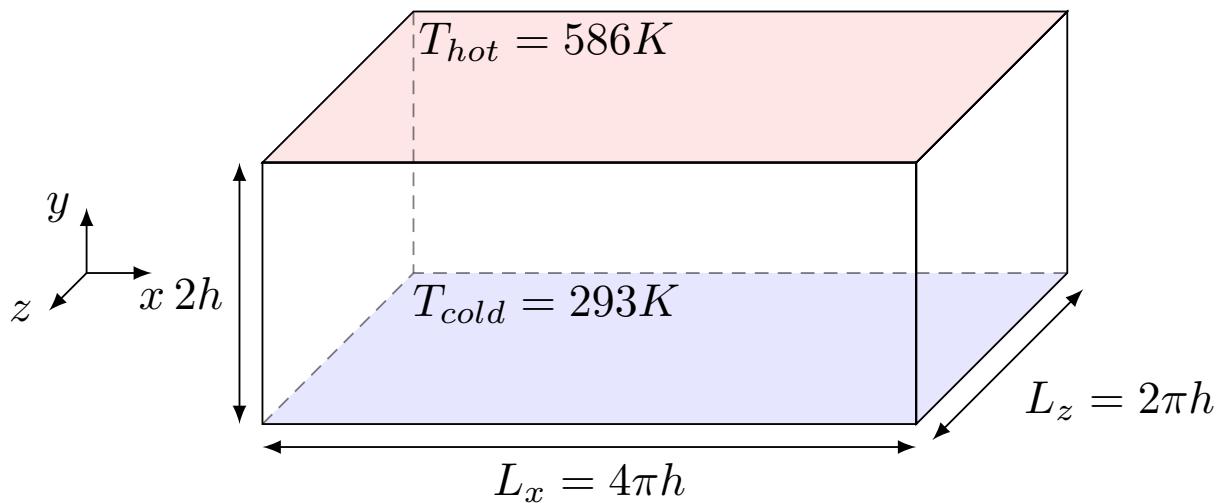


Figure 1: Configuration geometry

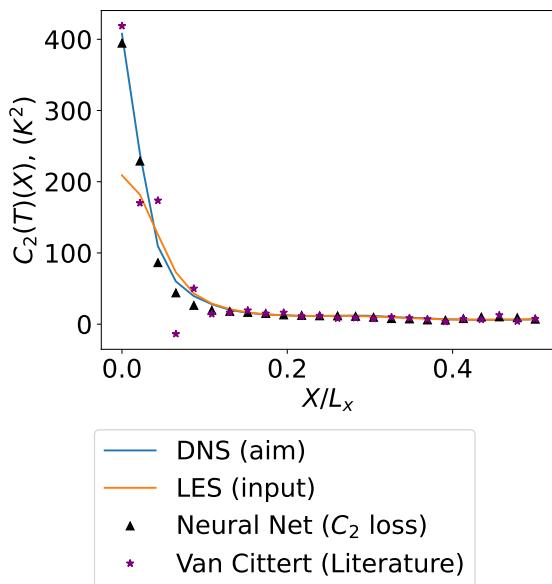


Figure 2: Two point correlation at channel center  $C_2(T)(X, y = h, Z = 0)$  as a function of the streamwise shift for the DNS, LES, the neural network, and the Van Cittert reconstruction method

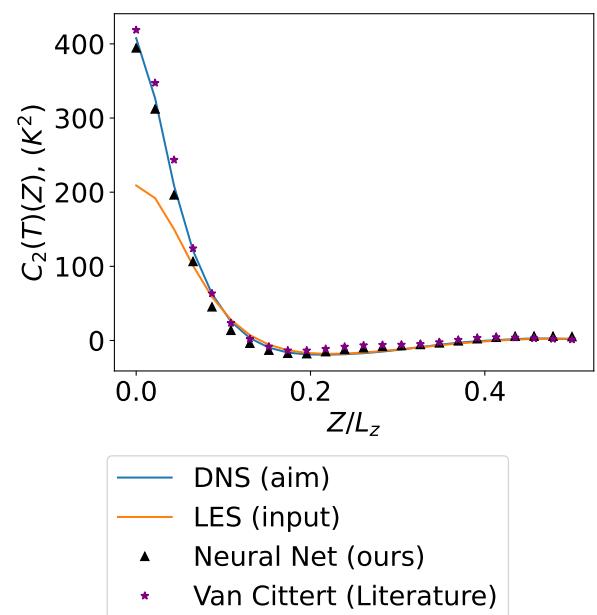


Figure 3: Two point correlation at channel center  $C_2(T)(X = 0, y = h, Z)$  as a function of the spanwise shift for the DNS, LES, the neural network, and the Van Cittert reconstruction method

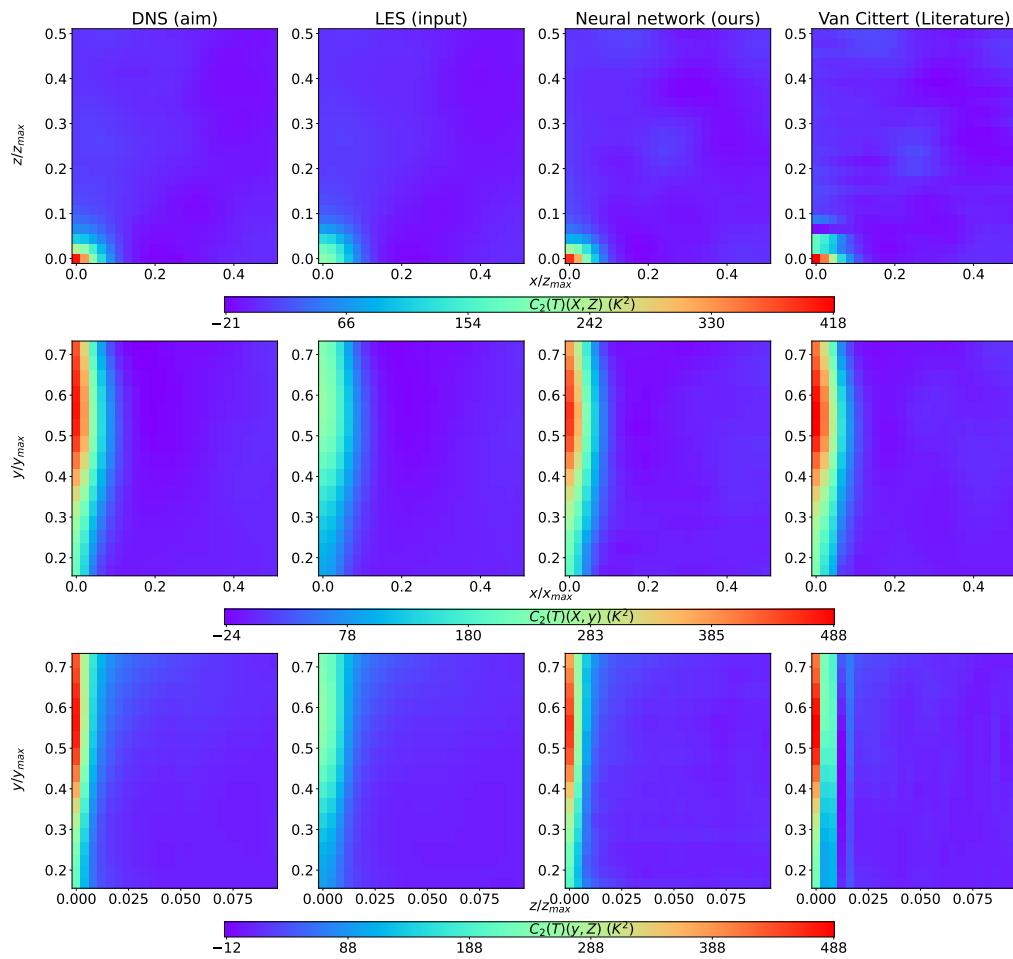


Figure 4: Qualitative assessment of reconstruction two point correlation for different planes of the close to the channel center. First line corresponds to  $(X, y=h, Z)$  plane, second one corresponds to the  $(X, y, Z=0)$  plane, and last line is  $(X=0, y, Z)$  plane

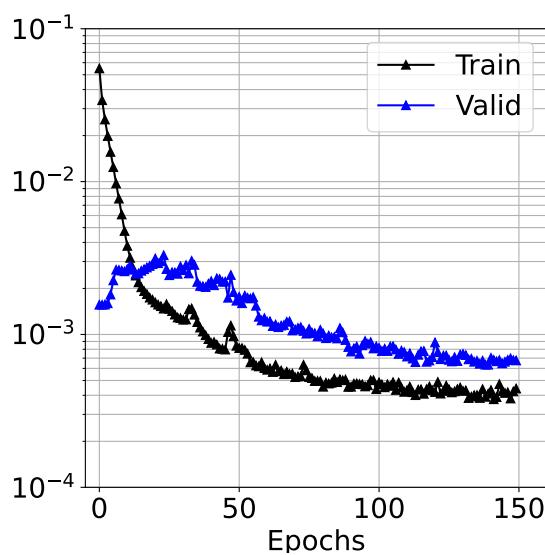


Figure 5: Training loss

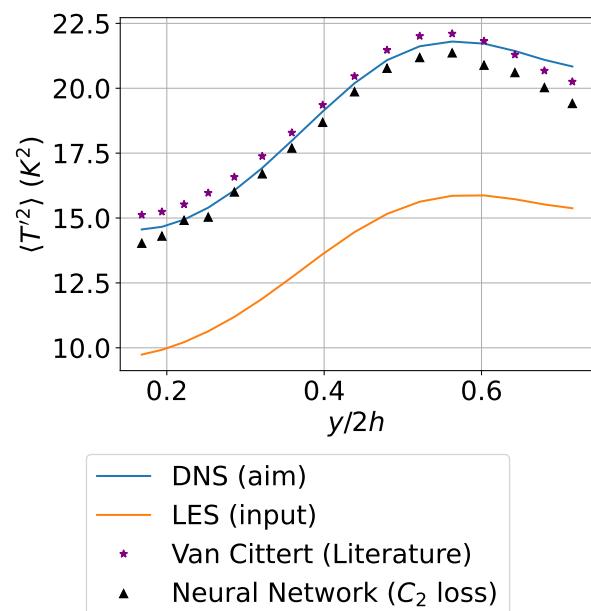


Figure 6: RMS profile with DNS, LES, Neural Network and Van Cittert method

## References

- [1] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille. A priori tests of subgrid-scale models in an anisothermal turbulent channel flow at low mach number. *International Journal of Thermal Sciences*, 145:105999, 2019. ISSN 1290-0729. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.105999>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1290072918306719>.
- [2] J. Bardina, J. Ferziger, and W. Reynolds. Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation. In *13th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, Fluid Dynamics and Co-Located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1980.
- [3] M. Bode, M. Gauding, K. Kleinheinz, and H. Pitsch. Deep learning at scale for subgrid modeling in turbulent flows, 2019. URL <https://arxiv.org/abs/1910.00928>.
- [4] K. Fukami, K. Fukagata, and K. Taira. Machine-learning-based spatio-temporal super resolution reconstruction of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 909:A9, 2021. doi: 10.1017/jfm.2020.948.
- [5] H. Kim, J. Kim, S. Won, and C. Lee. Unsupervised deep learning for super-resolution reconstruction of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 910:A29, 2021. doi: 10.1017/jfm.2020.1028.
- [6] C. J. Lapeyre, A. Misdariis, N. Cazard, D. Veynante, and T. Poinsot. Training convolutional neural networks to estimate turbulent sub-grid scale reaction rates. *Combustion and Flame*, 203:255–264, May 2019. doi: 10.1016/j.combustflame.2019.02.019. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02072920>.
- [7] S. Stolz and N.A. Adams. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation. *Phys. Fluids*, 11(7):1699–1701, 1999.
- [8] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille. Study of the large-eddy simulation subgrid terms of a low Mach number anisothermal channel flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 135:221–234, 2019. ISSN 1290-0729.
- [9] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille. A posteriori tests of subgrid-scale models in strongly anisothermal turbulent flows. *Physics of Fluids*, 31(6):065113, 2019. ISSN 1070-6631.
- [10] R von Kaenel, N.A Adams, L Kleiser, and J.B Vos. The approximate deconvolution model for large-eddy simulation of compressible flows with finite volume schemes. *J. Fluids Engng*, 125:375–381, 2003.
- [11] R. von Kaenel, N.A. Adams, L. Kleiser, and J.B. Vos. Effect of artificial dissipation on large-eddy simulation with deconvolution modeling. *AIAA J*, 41(8):1606–1609, 2003.
- [12] D. P. Kingma and J. Ba. Adam: A method for stochastic optimization. *arXiv preprint arXiv:1412.6980*, 2014.

# Étude par LES avec TrioCFD des modifications des structures turbulentes thermiques induites par les variations des propriétés thermophysiques de l'eau

**Elie ROUMET<sup>1,2,\*</sup>, Raksmy NOP<sup>1</sup>, Nicolas DORVILLE<sup>1</sup>, Marie-Christine DULUC<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Université Paris-Saclay, CEA, Service de Thermo-hydraulique et de Mécanique des Fluides  
91191, Gif-sur-Yvette, France.

<sup>2</sup> Conservatoire National des Arts et Métiers, Lafset  
75003, Paris, France  
\*(auteur correspondant : elie.roumet@cea.fr)

**Résumé** - L'étude de l'accident de type BORAX est cruciale pour la sûreté des réacteurs nucléaires expérimentaux de type piscine. Ce scénario accidentel est caractérisé par un emballage des réactions nucléaires dans le cœur du réacteur qui engendre une augmentation exponentielle de la puissance thermique produite par le combustible avec un temps caractéristique de l'ordre de la dizaine de millisecondes. Cette communication présente l'étude des échanges thermiques turbulents durant la phase monophasique d'un tel transitoire par simulation numérique avec une approche LES utilisant le code TRUST/TrioCFD développé au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA). Nous examinerons spécifiquement l'influence de la variation des propriétés thermophysiques avec la température sur les mécanismes de transfert thermique.

## Nomenclature

$c_p$	Capacité thermique isobare massique	$[J.K^{-1}.kg^{-1}]$	$z$	Coordonnée orthotransverse [m]
$e$	Demi entrefer du canal	[m]		
$q_w''$	densité de flux thermique	$[W.m^{-2}]$		
$P$	Pression	[Pa]		
$Pr$	Nombre de Prandtl	[-]		
$r$	Constante universelle des gaz parfaits	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$		
$Re$	Nombre de Reynolds	[-]		
$t$	Temps	[s]		
$T$	Température	[K]		
$v$	vitesse	$[m.s^{-1}]$		
$x$	Coordonnée axiale	[m]		
$y$	Coordonnée transverse	[m]		
				<i>Symboles grecs</i>
				$a$ Diffusivité thermique $[m^2.s^{-1}]$
				$k$ Conductivité thermique $[W.m^{-1}.K^{-1}]$
				$\mu$ Viscosité dynamique $[Pa.s^{-1}]$
				$\nu$ Viscosité cinétique $[m^2.s^{-1}]$
				$\rho$ Masse volumique $[kg.m^{-3}]$
				$\tau$ Période d'excursion exponentielle [s]
				<i>Indices et exposants</i>
			$t$	Turbulent
			+	Adimensionnement turbulent

## 1. Introduction

L'étude du scénario accidentel de type BORAX est déterminante pour la sûreté des réacteurs nucléaires expérimentaux de type piscine. Ce scénario est initié par une insertion de réactivité, correspondant typiquement à l'éjection accidentelle d'une barre de contrôle dans le cœur. L'emballage des réactions nucléaires engendre une augmentation exponentielle de la puissance thermique produite par le combustible qui doit être évacuée par l'eau circulant dans le cœur du réacteur. Ce transitoire accidentel a un temps caractéristique  $\tau$  de l'ordre de la dizaine de millisecondes et peut mener à une possible perte du réacteur.

En régime nominal de fonctionnement, l'eau circulant dans le cœur des réacteurs expérimentaux est fortement sous-refroidie (75 K et au-delà). En conséquence, durant la majeure partie du scénario BORAX, les échanges thermiques sont réalisés alors que l'eau reste sous forme liquide. Pour les transitoires les plus rapides, le déclenchement de l'ébullition coïncide quasiment avec l'apparition de la crise d'ébullition, caractérisée par l'apparition de poches de vapeur irréversibles à la paroi.

La crise d'ébullition marque la transition de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film ; elle est caractérisée d'un point de vue thermique par une forte chute du transfert à l'interface paroi-fluide et d'un point de vue nucléaire par une diminution brusque des contres-réactions neutroniques. Ce phénomène physique tend à diminuer la puissance du réacteur lors de l'ébullition et son intensité est proportionnelle au volume de vapeur généré dans le cœur. Ainsi, une meilleure prédition et une meilleure compréhension de la crise d'ébullition lors d'un transitoire rapide de puissance sont fondamentales pour la sûreté des réacteurs nucléaires de recherche.

Des expériences ont été réalisées pour étudier les régimes de transfert thermique lors d'un transitoire exponentiel de puissance (Chavagnat et al. [1]). Des observations ont alors été réalisées par ombroscopie et semblent indiquer une relation entre sillages turbulents proches de paroi chauffante et l'activation des sites de nucléations.

La figure 1 illustre les différents régimes d'échange thermique durant un transitoire. Les sillages turbulents y apparaissent en blanc et les bulles en noir. Nous pouvons alors clairement observer que la nucléation apparaît le long des sillages turbulents et au moment de la crise d'ébullition, les poches de vapeur prennent des formes similaires à ces sillages.

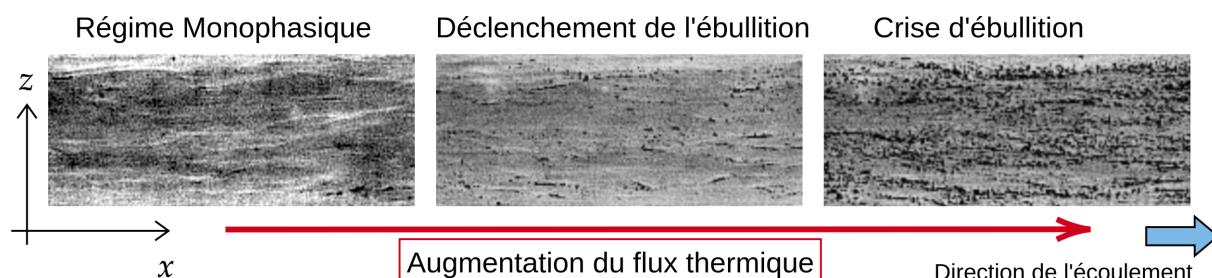


Figure 1. Ombroscopie d'un élément chauffant soumis à une excursion exponentielle de puissance avec  $\tau = 5 \text{ ms}$ . Les conditions thermohydrauliques sont : pression de 12 bars, sous-saturation d'entrée de 163 K et  $Re = 3.10^4$  (Adapté de Chavagnat et al. [1]).

Récemment, Nop et al. [2] ont proposé un modèle permettant de prédire l'apparition de la crise d'ébullition - le flux critique - en régime transitoire rapide pour les écoulements sous-saturés reposant sur une approche énergétique. Le modèle introduit le concept physique de "manteau" avec son épaisseur  $\delta$ , qui est un paramètre représentant une couche de fluide caractéristique atteignant la température de saturation durant le transitoire. Dans le cadre de ce modèle, il semble nécessaire de s'intéresser au comportement de la couche limite thermique se développant durant un transitoire de puissance.

Dans cette optique, cette communication présente l'utilisation du code TRUST/TrioCFD, code open-source de CFD développé au CEA, pour étudier le transfert thermique monophasique sous haut flux ( $2\text{MW}/\text{m}^2$ ) en régime permanent de chauffage. L'objectif, ici, est de valider la modélisation physique réalisée par comparaison à la littérature, avant de simuler des transitoires rapides. Notre étude se concentrera en particulier sur les structures thermiques proches de la

paroi, où se manifestent d'intenses gradients de température. Ces gradients sont susceptibles d'apparaître lors d'une augmentation exponentielle de la puissance.

## 2. Méthodologie

Nous avons réalisé différentes simulations LES (Large Eddy Simulation) d'un écoulement turbulent en canal plan chauffé en paroi en l'absence de gravité. Celles-ci explorent différentes modélisations de l'interaction entre les dynamiques thermiques et fluides présentées ci dessous :

- Écoulement incompressible avec un fluide à propriétés thermophysiques constantes. Cette configuration considère la température comme un scalaire passif n'influencant pas la dynamique de l'écoulement.
- Écoulement incompressible avec viscosité variable ( $\mu$ ). Cette modélisation introduit un couplage entre le champ de température et celui de la vitesse par une viscosité variant en fonction de la température. Seule l'équation de Navier-Stokes est modifiée.
- Écoulement quasi-compressible avec viscosité ( $\mu$ ) et masse volumique ( $\rho$ ) variables. Dans ce modèle, l'interaction vitesse-température est prise dans les équations de continuité et de Navier-Stokes. Cette modélisation vise à capturer l'effet d'un champ de vitesse à divergence non nulle dû à la variation de masse volumique.

Le passage d'une configuration à la suivante conduit à une complexification graduelle du couplage température-vitesse, permettant de mettre en évidence l'impact de chaque propriété du fluide sur la thermo-hydraulique.

### 2.1. Définition numérique du problème

La présentation schématique de la configuration des simulations numériques est illustrée dans la figure 2, où l'axe  $x$  s'aligne avec la direction de l'écoulement et une boîte de recirculation est disposée en amont pour l'injection d'un profil de vitesse fluctuant et établi. L'équation de la chaleur est résolue uniquement dans la section d'essai, en supposant que l'écoulement provenant de la boîte de recirculation est isotherme. Les deux domaines sont périodiques selon la direction  $z$ . Les dimensions physiques correspondent à celles du dispositif expérimental décrit par Chavagnat et al. [1] et Nop et al. [3]. Elles assurent une modélisation de la turbulence précise et le développement adéquat de la couche limite thermique. Sur le plan numérique, les tailles des domaines ont été optimisées pour réduire l'impact du maillage sur les résultats, s'appuyant sur une analyse d'indépendance de maillage spécifique aux calculs thermo-hydrauliques menée par Lluesma-Rodriguez et al.[4].

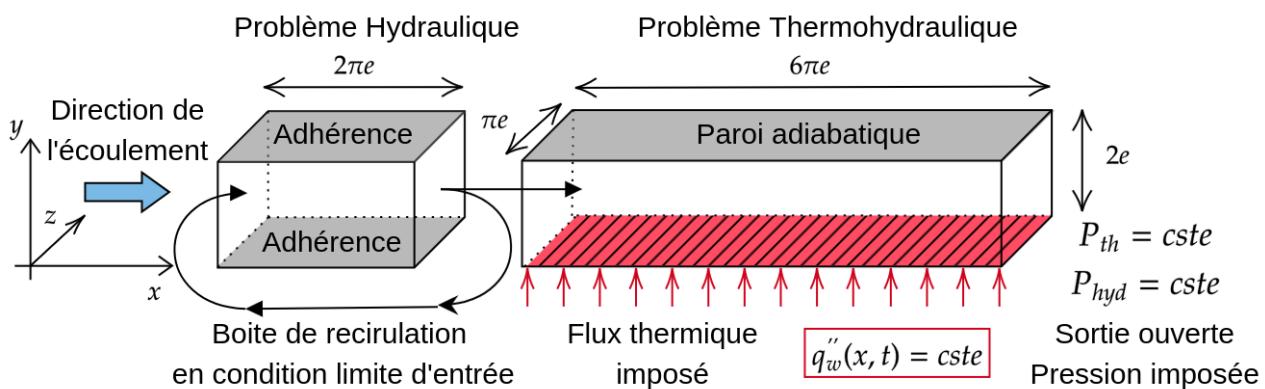


Figure 2. Schéma du problème numérique,  $e = 1 \text{ mm}$  est le demi-entrefer du canal

Pour les équations de Navier-Stokes, la condition en amont de la section d'essai numérique est l'injection du champ de vitesse instantané obtenu dans la boîte de recirculation. La section aval est ouverte avec une condition de pression arbitraire. Enfin, une condition d'adhérence est imposée aux parois haute et basse.

Concernant l'équation de la chaleur, la température à l'entrée de la section d'essai numérique est imposée et correspond à la valeur de sous-saturation dans les expériences. La sortie est considérée libre pour la température, en imposant un flux thermique diffusif nul. La paroi supérieure est considérée comme adiabatique. Sur la paroi inférieure, est imposé une densité de flux thermique  $q''_w$  uniforme dans l'espace et constante dans le temps.

Ainsi, le système d'équations résolu est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla (P_1^*) + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}) \quad \text{avec } P_1^* = P_1 + \frac{2}{3} \mu \text{div}(\mathbf{v}) \\ \rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \frac{dP_0}{dt} \quad \text{avec } P_0 = \rho(T) r T \\ \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{(pression hydrodynamique)} \\ \text{(pression thermodynamique)} \end{array}$$

Le code TRUST/TrioCFD utilise un schéma décalé de calcul pour les grandeurs vitesse et pression afin d'éviter les oscillations artificielles de pression (modes en échiquiers). La pression et la vitesse sont découplées grâce à une méthode de projection afin de garantir que le champ de vitesse résolu satisfasse à la fois les équations de continuité et de quantité de mouvement. Plus de détails concernant les spécificités et capacités du code TRUST/TrioCFD sont présentés dans Angeli et al.[5]. Le tableau 1 synthétise les méthodes et schémas numériques utilisés dans cette communication.

Tableau 1. Récapitulatif des méthodes et schémas numériques

Discrétisation	Volume Différences Finies
Solveur de pression	General Conjugate Gradient
Diffusion	Implicite (2 <sup>nd</sup> ordre)
Convection de quantité de mouvement	Centrée (2 <sup>nd</sup> ordre)
Convection scalaire	QUICK (3 <sup>eme</sup> ordre)
Schéma en temps	Runge Kutta (3 <sup>eme</sup> ordre)

## 2.2. Caractéristiques physiques et modèle de turbulence

Sous l'effet de la forte densité de flux thermique de  $2 \text{ MW/m}^2$  imposée en paroi, d'importants gradients de température apparaissent. Dans ces conditions la viscosité  $\mu$  peut diminuer d'un facteur 2 au voisinage de la paroi chauffante. Concernant les autres propriétés physiques en jeu que sont la masse volumique  $\rho$ , la conductivité thermique  $k$  et la capacité thermique à pression constante  $c_p$ , elles varient de l'ordre de 10% en fonction de la température. Cela montre le besoin d'une modélisation qui prenne effectivement en compte ces variations pour capturer les interactions entre les champs de vitesse et de température.

Les effets gravitaires sont considérés négligeables car le nombre de Richardson ( $Ri = g\Delta\rho L / \rho U^2$ ) est très petit devant  $10^{-2}$ . L'équation d'état utilisée est celle d'un gaz parfait raidi, corrélée sur la base de donnée IWAPS97 pour l'eau liquide. Nous faisons l'hypothèse que les

propriétés de l'eau métastable au delà de la température de saturation à la pression considérée sont constantes et égales à leurs valeurs à la température de saturation.

Dans la conception du maillage à éléments hexaédriques, nous raffinons dans la direction normale à la paroi jusqu'à la taille de Batchelor ( $\eta_\theta = \eta/\sqrt{Pr}$  avec  $\eta$  la longueur de Kolmogorov) en vue de convenablement capturer les fluctuations thermiques ainsi que la dynamique de couche limite au voisinage de la paroi. Au cœur de l'écoulement, les hexaèdres sont étirés d'un facteur 4 dans la direction de l'écoulement  $x$  et d'un facteur 2 dans la direction transverse  $z$ . Les tailles locales des mailles retenues sont présentées dans le tableau 2. A l'échelle globale, les dimensions de la section d'essai numérique sont : 1.89 cm de long selon  $x$ , 3.15 mm de large selon  $z$  et un entrefer de 2 mm. Le maillage de la section d'essai comporte 30 millions d'éléments.

Tableau 2. Caractéristiques du maillage

	Dimension des éléments hexaédriques du maillage en unité $y^+ = y u_\tau / \nu$ [-]	
		[ $\mu\text{m}$ ]
$\Delta y_w$ en proche paroi	0.5	2.13
$\Delta y_{fs}$ au centre du canal	1.86	7.95
$\Delta z$	4	16
$\Delta x$	8	32

Concernant la modélisation de la turbulence, le modèle sous-maille utilisé pour notre approche par LES est le modèle WALE (pour Wall-Adapting Local Eddy-viscosity). Pour la thermique, nous choisissons classiquement un modèle sous-maille de longueur de mélange avec un nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t = \nu_t / \alpha_t = 0.9$  permettant de lier les dissipations cinétique et thermique à l'échelle sous-maille. Ce modèle a été retenu pour sa capacité à gérer la complexité des écoulements fortement cisaillés [6].

### 3. Résultats de simulation

Sur la figure 3, nous présentons une coupe dans le plan  $(y, z)$ , des champs instantanés de température et de masse volumique pour la simulation quasi-compressible. Seule la région proche de la paroi chauffante ( $y^+ < 200$ ) est représentée. La coupe est prise loin de l'entrée de la section d'essai numérique, lorsque la couche limite thermique est pleinement développée en  $x = 1.8$  cm. On observe l'interaction entre la turbulence et le chauffage à la paroi. Les structures turbulentes apportent par alternance selon  $z$  de l'eau froide du cœur de l'écoulement vers la paroi chauffante et transportent la chaleur des régions chaudes vers le cœur de l'écoulement. Ce processus de transfert d'énergie est similaire au mécanisme proposé par Nop et al. [2] dans le cadre de la modélisation de la crise d'ébullition en régime transitoire. Ces zones chaudes forment des panaches thermiques caractéristiques où la masse volumique du fluide est localement plus faible.

#### 3.1. Comparaison et validation des profils moyens

Les simulations ont été réalisées avec un flux thermique imposé à la paroi de  $2\text{MW}/\text{m}^2$ . A cause du fort sous refroidissement de l'écoulement, le fluide est toujours à l'état liquide, bien que localement surchauffé à la paroi. Dans ces conditions, les forts gradients thermiques modifient significativement les propriétés thermophysiques du fluide.

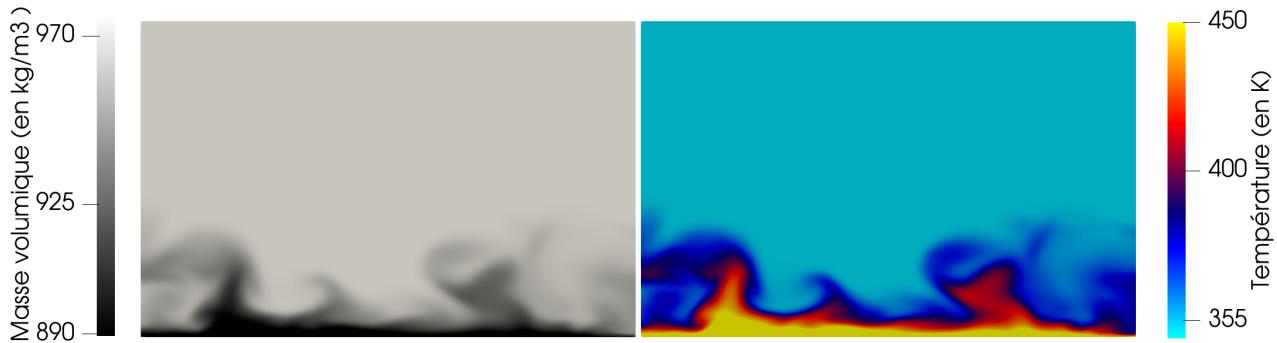


Figure 3. Coupe dans le plan  $(y, z)$  à  $x = 1.8\text{cm}$  de l'entrée de la section d'essai du champ instantané de masse volumique et de température durant une chauffe à  $2\text{MW}/\text{m}^2$  (simulation quasicompressible). Les régions saturées sont représentées en jaune.

Les données ont été recueillies loin de l'entrée de la section d'essai numérique,  $x > 1\text{cm}$  ( $3\pi e$ ), pour exclure l'effet du développement spatial de la couche limite thermique. Afin d'assurer la convergence des statistiques, les champs ont été moyennés sur 30 temps de passage du fluide, après stabilisation des résidus de calcul.

La figure 4 présente le profil de vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  selon  $x$ , le profil de température moyen et la variation des propriétés thermophysiques en fonction de la distance à la paroi adimensionnée  $y^+$ . On observe que l'on retrouve le profil de vitesse universel ainsi que la loi de paroi de Kader [7] dans le cas de la simulation incompressible à propriétés constantes.

En revanche, les profils moyens de vitesse et de température sont modifiés par la chauffe dans les simulations où les propriétés thermophysiques du fluide dépendent de la température. Si la simulation incompressible à viscosité variable montre une augmentation de la vitesse  $\langle U \rangle$  dans la globalité de la couche limite, la simulation quasi-compressible prédit en revanche une légère diminution de la vitesse dans la sous-couche tampon.

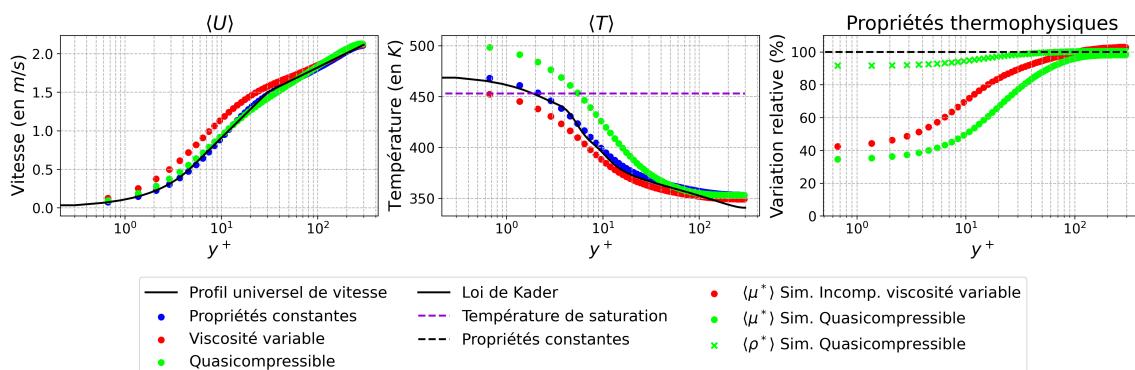


Figure 4. Profils moyen de vitesse longitudinale, température et des propriétés thermophysiques dans un écoulement à  $Re_\tau = 300$  chauffé par un flux uniforme à la paroi de  $2\text{MW}/\text{m}^2$

Les propriétés thermophysiques varient significativement jusqu'à  $y^+ = 100$ . Au delà, la température du fluide est égale à la température d'entrée dans la section d'essai à cause du cisaillement de l'écoulement. Il est intéressant de remarquer que, si la simulation incompressible à viscosité variable prédit une diminution de la température en proche paroi, la simulation quasicompressible prédit au contraire une augmentation de la température en proche paroi.

### 3.2. Mesures statistiques de la turbulence thermique

Afin de mieux comprendre l’interaction entre les champs de vitesse et de température au voisinage de la paroi, on s’intéresse à la modification des profils de fluctuations turbulentes dans l’écoulement. La figure 5 présente les corrélations de turbulence  $\langle T'T' \rangle$ ,  $\langle u'T' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$  en fonction de la distance à la paroi adimensionnée  $y^+$ .

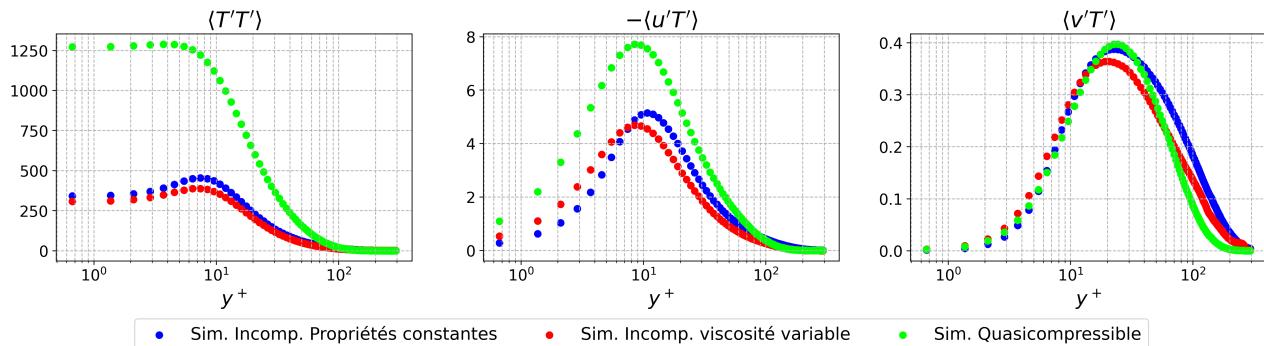


Figure 5. Profils de fluctuations turbulentes dans un écoulement à  $Re_\tau = 300$  chauffé par un flux uniforme à la paroi de  $2MW/m^2$

Pour l’ensemble des simulations, les fluctuations de température  $\langle T'T' \rangle$  sont non nulles à la paroi, en raison de la condition limite de flux imposé sur la paroi chauffante. Pour les simulations incompressibles, ces fluctuations atteignent un maximum à la limite des sous-couches visqueuse et tampon tandis que la simulation quasi-compressible prédit une valeur inchangée de fluctuations dans la sous couche visqueuse. De plus on remarque que la simulation quasi-compressible prédit une augmentation de 250% de l’intensité des fluctuations thermiques.

Par ailleurs, les fluctuations  $\langle u'T' \rangle$  dans la direction de l’écoulement sont décalées vers la paroi chauffante pour les simulations prenant en compte un couplage des champs de vitesse et de température. Cet effet semble donc lié à la diminution de la viscosité au voisinage de la paroi. Cependant, l’intensité de ces fluctuations augmente de 50% dans le cas quasi-compressible alors que celle-ci diminue de 10% dans le cas de la simulation incompressible à viscosité variable. Ainsi il apparaît que la prise en compte de la variation de masse volumique dans la modélisation physique est responsable de l’augmentation de l’intensité des fluctuations turbulentes  $\langle u'T' \rangle$ .

Enfin les fluctuations transverses  $\langle v'T' \rangle$  paraissent faiblement modifiées par l’introduction du couplage vitesse-température, tant dans le cas incompressible à viscosité variable que dans le cas quasi-compressible.

On observe une nette différence de comportement des fluctuations turbulentes entre les simulations incompressible à viscosité variable et quasi-compressible pour l’ensemble des statistiques présentées. Cela souligne l’intérêt de prendre en compte dans la modélisation les effets de compressibilité.

## 4. Conclusion

Dans cette communication, nous avons présenté différentes simulations d’un écoulement turbulent dans un canal plan chauffé uniformément sur l’une de ses parois par un flux de  $2MW/m^2$ . Une étude comparative des différentes hypothèses de couplage vitesse-température a été réalisée dans le but d’évaluer l’impact des choix de modélisation.

La simulation incompressible à propriétés constantes a permis de retrouver les lois universelles de vitesse et de température afin de valider notre approche. Si les profils moyens semblent

faiblement dévier des lois universelles, l'analyse des statistiques de la turbulence a permis de mettre en évidence des différences notables de comportement selon l'approche de modélisation choisie. Les écarts observés entre les simulations ont été partiellement explicités mais certaines variations demeurent mal comprises. Plusieurs pistes de développement sont envisagées.

Des travaux futurs introduiront un raffinement de maillage tétraédrique isotrope jusqu'à la longueur de Batchelor dans les sous-couches visqueuse et tampon afin de désactiver les modélisations LES sous mailles dans les régions d'intérêt. De plus, nous envisageons d'utiliser une équation d'état valable pour l'eau métastable surchauffée dans un calcul quasi-compressible avec l'ensemble des propriétés physiques dépendantes de la température. Cela permettrait de déterminer l'existence d'éventuels phénomènes de compensation d'erreur dans l'approche présentée ici.

Dans le cadre de l'étude des transitoires d'insertion de réactivité BORAX, la modélisation des fluctuations thermiques turbulentes revêt un intérêt capital afin de prédire l'état de la couche limite thermique à l'instant du déclenchement de l'ébullition nucléaire et, dans le cas des transitoires les plus rapides, de la crise d'ébullition. C'est pourquoi, nous réaliserons une étude paramétrique en régime transitoire afin de mieux comprendre la formation et la déstabilisation des structures turbulentes en faisant varier différents paramètres thermohydrauliques : débit, pression, sous-saturation, temps caractéristique d'excursion exponentielle ainsi que la géométrie du canal.

## Références

- [1] F. Chavagnat, R. Nop, B. Phillips, N. Dorville, M.-C. Duluc, M. Bucci, *Investigation of transient subcooled flow boiling and critical heat flux in a narrow rectangular channel*. 19th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-19), Brussels, Belgium, March 6-11, 2022.
- [2] R. Nop, M.-C. Duluc, N. Dorville, A. Kossolapov, F. Chavagnat, M. Bucci, *An energy model for the transient flow boiling crisis under highly subcooled conditions at atmospheric pressure*. International Journal of Thermal Sciences, 168, 107042, 2021.
- [3] R. Nop, F. Chavagnat, M.-C. Duluc, N. Dorville, A. Kossolapov, M. Bucci, *Physical quantities relevant to characterize the flow in transient subcooled flow boiling crisis investigations*. 19th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-19), Brussels, Belgium, March 6-11, 2022.
- [4] F. Lluesma-Rodriguez, S. Hoyas, M. J. Perez-Quiles. *Influence of the computational domain on DNS of turbulent heat transfer up to  $Re_\tau = 2000$  for  $Pr = 0.71$* . International Journal of Heat and Mass Transfer, 122 :983–992, 2018.
- [5] P.-E. Angeli, U. Bieder, G. Fauchet. *Overview of the TrioCFD code : Main features, V & V procedures and typical applications to nuclear engineering*., 16th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-16), Chicago, USA, August 30 September 4, 2015
- [6] F. Nicoud, F. Ducros, *Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor*, Flow, Turbulence and Combustion, 62 :183–200, 1999.
- [7] B.A. Kader *Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 24 :1541-1544, 1981.
- [8] A. Richenderfer, A. Kossolapov, J. H. Seong, G. Saccone, E. Demarly, R. Kommajosyla, E. Baglietto, J. Buongiorno, M. Bucci, *Investigation of subcooled flow boiling and CHF using high-resolution diagnostics*, Experimental Thermal and Fluid Science, 99, 35-58, 2018.

## Remerciements

Nous remercions Christophe Bourcier et Elie Saikali pour les échanges informels et leurs conseils avisés.

Les calculs ont été rendus possibles grâce à l'accès aux ressources HPC du TGCC sous l'allocation A0152A13031 du GENCI.

# Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Analyse des performances de combustion et impact sur les émissions polluantes

**Jeremy BOMPAS<sup>1\*</sup>, Ward DE PAEPE<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Université de Mons (UMONS)

Service de Thermique et Combustion, Département Mécanique, Faculté Polytechnique de Mons  
Place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : jeremy.bompas@umons.ac.be)

**Résumé** - L'utilisation de combustibles à faible pouvoir calorifique requiert habituellement une transformation de géométrie de chambres de combustion conçues spécifiquement pour le gaz naturel. Dans un objectif de remplacement progressif des technologies fossiles vers des solutions durables, les solutions de micro-turbine à gaz existantes, alimentées de multiples combustibles aux caractéristiques variables, présentent un avantage indéniable dans le fonctionnement flexible des systèmes énergétiques futurs. Des recherches précédentes [1, 2] ont montré l'intérêt de l'emploi de syngaz en chambre de combustion non-modifiée, en abaissant la température globale des fumées et en réduisant les émissions de NO<sub>x</sub> tout en maintenant la stabilité de flamme. L'objectif de ce travail est d'identifier le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant la distribution de puissance entre la flamme pilote et la flamme principale. Les résultats montrent que l'utilisation de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau est particulièrement sensible à la distribution de combustible entre les zones pilote et principale. Une richesse plus importante du syngaz en zone pilote améliore la stabilité de la flamme en engendrant une production de NO<sub>x</sub> supérieure.

## Nomenclature

*PCI* Pouvoir Calorifique Inférieur

*m̄* Débit massique, g/s

*ODE* Ordinary Differential Equations

*RANS* Reynolds Averaged Navier-Stokes

*TDAC* Tabulation of Dynamic Adaptive Chemistry

## 1. Introduction

Les crises énergétiques successives mettent en lumière notre dépendance aux ressources fossiles qui représentent 80% de l'énergie mondialement consommée [3]. Pour autant, la demande en électricité et en chaleur ne cesse de croître tandis que les ressources fossiles s'épuisent par définition. Leurs perspectives de disponibilité à long terme, aggravée par les conflits majeurs internationaux engendrent de l'incertitude et des tensions sur le seul marché énergétique. Parallèlement, nous avons l'ambition de respecter l'Accord de Paris et réduire drastiquement nos émissions de gaz à effet de serre afin d'atteindre la neutralité carbone à l'horizon 2050. De plus, au-delà des engagements climatiques liés aux gaz à effet de serre, les normes en matière d'émissions polluantes se renforcent dans les politiques sanitaires globales. Les ressources renouvelables produites à base de déchets organiques que sont les syngaz sont de bons candidats à la poursuite des objectifs de diversification et de flexibilité énergétique, particulièrement dans un contexte de production décentralisée telle que l'utilisation de micro turbines à gaz dans une application de cogénération de faible puissance.

Des études précédentes ont identifié le comportement à la combustion de différents gaz de synthèse caractéristiques dans une chambre de combustion industrielle classique, l'AE-T100 [4], développée originellement pour fonctionner au gaz naturel, dans le but d'étudier l'impact de syngaz sur les émissions et la stabilité de la combustion. Il a été montré que l'utilisation de gaz de synthèse abaisse la température globale dans la zone de combustion ([1] et, par conséquent, réduit les NO<sub>x</sub> tout en augmentant modérément les émissions de CO [5]. Certains aspects pénalisants tels que l'énergie nécessaire à la compression des syngaz aux caractéristiques diluées [6] ou la présence d'eau dans leur composition [7] trouvent des réponses régulières à l'échelle industrielle. Outre la robustesse matérielle des microturbines à la vapeur d'eau, nous savons qu'une injection de vapeur dans la zone principale permet d'atteindre des températures qui favorisent l'oxydation du CO [5]. Il a également été constaté qu'une fraction limitée de vapeur d'eau dans le combustible de synthèse n'affecte pas la stabilité de la flamme [8, 9].

En outre, il a été constaté que, bien que les émissions de NO<sub>x</sub> soient globalement réduites grâce à l'utilisation du syngaz, les résultats varient sensiblement en fonction de la distribution de combustible dans la chambre de combustion [10, 11]. Malgré la disponibilité de plusieurs recherches, des aspects fondamentaux de la combustion de gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau en chambre de microturbines à gaz, telle l'influence de la distribution de combustible entre flamme pilote et flamme principale et l'influence de la fraction en vapeur d'eau contenue dans le gaz de synthèse, sur la stabilité de la flamme et le contrôle des émissions, restent indéterminés et requièrent des investigations supplémentaires.

L'objectif de ce travail est donc d'identifier le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant la distribution de syngaz entre la flamme pilote et la flamme principale.

Dans les sections suivantes, la méthodologie de modélisation tridimensionnelle de la chambre de combustion sera présentée, ainsi que la description complète des conditions de fonctionnement des simulations numériques considérées. De plus, les résultats des simulations seront présentés en analysant la stabilité de la combustion et les émissions de polluants pour les différentes plages de fonctionnement en contrôlant la distribution de combustibles flamme pilote/principale. Enfin, les conclusions et les perspectives de travaux futurs seront présentées.

## 2. Chambre de combustion AE-T100

Dans cette section, la géométrie et le cycle de fonctionnement de la chambre de combustion (microturbine AE-T100) seront présentés. Ensuite, le maillage et les hypothèses de modélisation utilisées (chimiques et thermophysiques) seront décrites. En outre, la stratégie de validation des simulations numériques de référence sera détaillée. Enfin, les configurations de simulations spécifiques à la détermination de l'impact de la répartition pilote/principale et de la teneur en vapeur d'eau du syngaz sur les émissions polluantes seront explicitées.

### 2.1. Géométrie

L'AE-T100 [4] considérée dans cette étude est un système de microturbine à gaz classique développé par Ansaldo Energia et utilisé dans des applications de cogénération de faible puissance. La puissance électrique nominale est de 100 kW<sub>e</sub> alors que sa puissance thermique nominale est de 165 kW<sub>th</sub>, respectivement avec un rendement électrique de 30% et une rendement thermique de 50% (rendement global de 80% [4]).

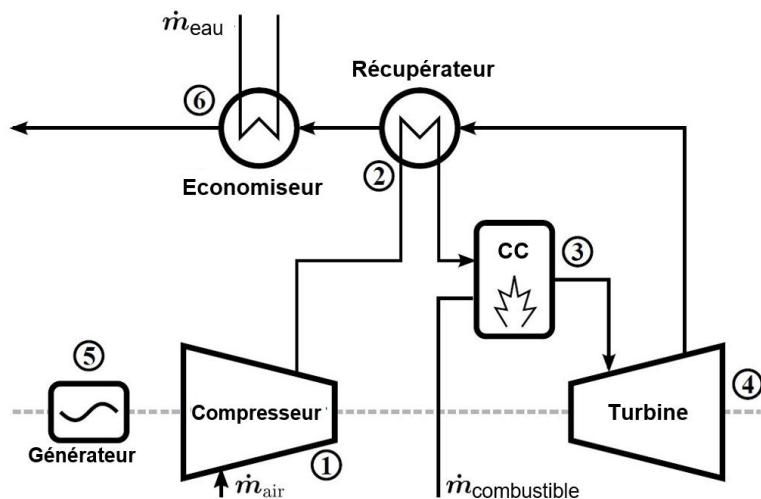


Figure 1 : Les principaux composants du système de microturbine à gaz AE-T100 sont : un compresseur (1) et une turbine (4) radiaux à vitesse variable, une chambre de combustion (3), un récupérateur (2), un générateur à haute vitesse (5) et un économiseur (6).

La T100 exploite le cycle de Brayton à récupération (voir Figure 1). L'air est comprimé en développant un système de compresseur radial à vitesse variable (1). L'air est ensuite préchauffé par les fumées au niveau du récupérateur (2), avant d'entrer dans la chambre de combustion (3), entraînant des performances électriques supérieures. Dans cette chambre de combustion, du gaz naturel est classiquement brûlé afin d'amener les fumées à une température maximale contrôlée de 950 [°C] à l'entrée de la turbine. Les fumées chaudes seront ensuite détendues afin de fournir la puissance mécanique transmise à la turbine (4) et au générateur électrique (5). Enfin, en sortie de récupérateur, la chaleur résiduelle des fumées est convertie en puissance thermique en réchauffant de l'eau dans l'économiseur (6).

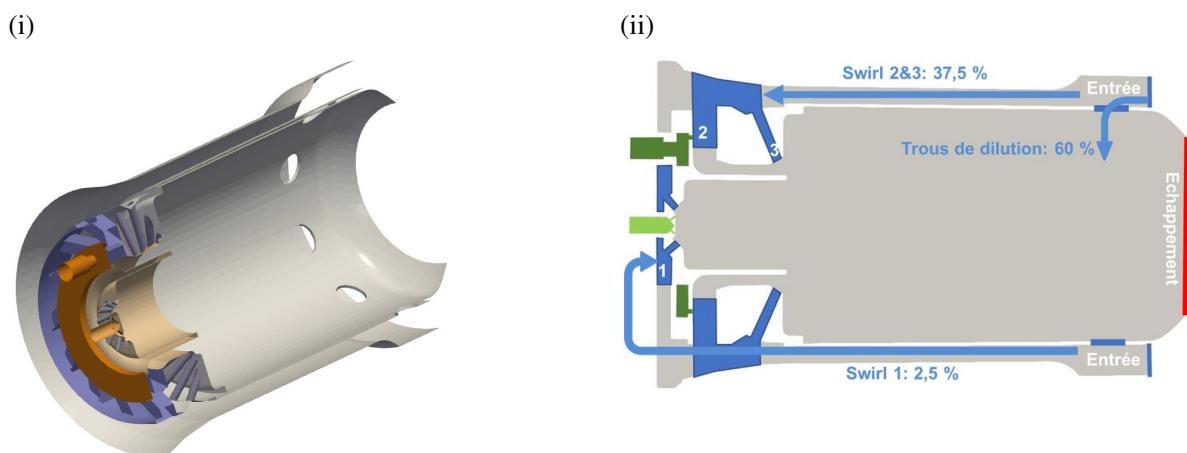


Figure 2 : Vue 3D (i) et coupe schématique de la chambre de combustion AE-T100 (ii), mettant en évidence l'arrivée d'air à contrecourant à l'extérieur de la chambre ainsi que les injecteurs de la flamme pilote (1) et de la flamme principale (2 et 3), et les trous de dilution.

L'air préchauffé ( $\approx 865$  [K]) dans le récupérateur (Figure 1) entrant dans la chambre de combustion à contrecourant de la flamme est divisé en différentes sections : Les "swirl 1" (12 conduits) fournissent l'air à la flamme pilote (approximativement 2,5% du débit d'air) tandis

que les "swirl 2" (15 ailettes radiales) et "swirlers 3" (30 conduits) fournissent l'air à la flamme principale (respectivement 25% et 12,5% du débit d'air). Enfin, la fraction d'air restante (60,1%) pénètre les neuf trous de dilution afin de parvenir à une température de gaz d'échappement limitée à 950 [°C].

Le combustible est lui injecté à l'intérieur de la chambre de combustion (Figure 2) par l'intermédiaire de deux circuits différents : La conduite pilote constituée de 6 buses d'injection (flamme de diffusion) et la conduite principale composée d'une chambre toroïdale aboutissant à 15 buses d'injection (flamme de pré-mélange).

## 2.2. Maillage

Le maillage est généré sur l'entiereté du domaine fluide de la chambre de combustion, sans simplifications géométriques et en intégrant le conduit d'air à contrecourant (Figure 2(ii)). Dû à la géométrie complexe de l'AE-T100, un maillage 3D complet à mailles hexaédriques a été adopté. Un raffinement spécifique a été réalisé sur les formes complexes des "swirlers" et la zone de combustion pilote. Une discréétisation plus fine a également été effectuée sur les petits éléments des injecteurs pilotes et principaux. Une étude de sensibilité de maillage préliminaire a été conduite afin de déterminer la taille de maillage optimum [8]. Cette étude indique qu'un maillage raffiné constitué de 4,3 millions de cellules (de volume compris entre  $2,2 \cdot 10^{-3}$  mm<sup>3</sup> et 8,3 mm<sup>3</sup>) est suffisamment raffiné pour donner des résultats précis sur les champs de vitesse et de température ainsi que sur les espèces chimiques des fumées, et un raffinement supplémentaire n'améliore plus sensiblement la précision des résultats en augmentant le coût calcul. De plus, des maillages de taille similaire ont été utilisés par d'autres chercheurs, dans le cadre de simulations de type RANS sur cette même chambre de combustion [2].

## 2.3. Configuration des modèles numériques

Dans ce travail, des simulations tridimensionnelles instationnaires ont été réalisées, combinant une méthode des volumes finis et un algorithme "PIMPLE" (Pressure Implicit Splitting Operators + Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations [12]). Les écoulements fluides avec réactions chimiques ont été simulées sur le solveur reactingFoam de OpenFOAM [13], pour lesquels les équations de transport d'espèces chimiques et les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, sont résolues [14].

Le modèle de turbulence est basé sur l'approche de moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes (RANS). Un facteur primordial affectant le choix du modèle de turbulence d'écoulements complexes est le coût-calculation. Le modèle doit décrire le plus fidèlement possible la physique de l'écoulement tout en étant abordable numériquement. Pour cela, l'utilisation du modèle k- $\epsilon$  est considérée dans ce papier pour sa robustesse sur la physique de la combustion étudiée à un coût calcul raisonnable.

Dans cette étude, la convergence est assurée par la méthode "Preconditional Bi-conjugate Gradient Stabilized" (PBi-CGStab) [15]. Pour toutes les simulations, le critère de convergence est fixé à  $10^{-8}$  pour les espèces chimiques dans les équations de transport ( $Y_i$ ) et à  $10^{-7}$  pour les variables de vitesse  $U$ , enthalpie  $h$ , énergie cinétique turbulent  $k$  et la dissipation d'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$ .

Le T100 exploite une technologie à pré-mélange pauvre pour contrôler la température de flamme et assurer la réduction des émissions de NO<sub>x</sub> dans la gamme de 6 à 15 ppmv rapportée par le constructeur [4]. Comme le point de fonctionnement est proche de la limite d'inflammation,

Tableau 1 : Composition des syngaz étudiés. Les fractions  $Y_i$  (%) sont exprimées en base mäsique.

	$Y_{CO}$	$Y_{CO_2}$	$Y_{H_2O}$	$Y_{H_2}$	$Y_{CH_4}$	PCI [kJ/g]
Syngaz W0 (biomasse sèche)	55,1	31,8	7,8	3,8	1,4	10,8
Sxxxy W20 [0,2kg H <sub>2</sub> O/ kg biomasse]	38	42,9	12,6	3,9	2,5	9,8
Sxxxy W50 [0,5kg H <sub>2</sub> O/ kg biomasse]	19,8	51,7	20,3	3,7	4,5	8,6

mabilité, une flamme de diffusion pilote assure la stabilité de la combustion et prévient du phénomène de soufflage. Le régime de combustion présente à la fois des caractéristiques de flammes de diffusion (pilote) et de prémélange (principale). Par conséquent, le modèle “Eddy Dissipation Concept” (EDC) apporte la plus grande fiabilité étant donné la présence des 2 régimes de combustion (diffusion et prémélange) dans la chambre de combustion de l’AE-T100 [16].

Dans le présent travail, toutes les simulations ont été effectuées en utilisant le mecanisme chimique GRI3.0 MECH [17] qui modélise la cinétique de combustion d'hydrocarbures en examinant la sensibilité de 325 réactions chimiques afin de mieux prédire l'occurrence de 53 espèces chimiques. Ce mécanisme détaillé est particulièrement intéressant dans la détection des NO<sub>x</sub> et du CO, permettant une analyse avancée sur le processus de combustion. Cependant, la résolution de systèmes d'équations différentielles ordinaires (ODE) pour les équations de cinétique chimique dépassent habituellement les ressources informatiques. Des techniques de réduction doivent être employées afin d'éviter ce coût calcul. Le nombre d'espèces chimiques peut être dynamiquement réduit en sélectionnant les espèces actives dominantes. Parallèlement, le résultat de solutions précédentes sont tabulées et interpolées pour les cellules présentants des conditions similaires. L'algorithme de tabulation adaptative de la dynamique chimique (TDAC) utilisé dans notre travail, combine ces deux techniques de réduction [18].

## 2.4. Configuration des simulations

Dans les conditions nominales d'opération de la micro-turbine employant du gaz naturel, la répartition de combustible pilote/principal est classiquement de 15% - 85%. Nous utiliserons cette première configuration "référence" pour la simulation nominale de syngaz (Voir cas B, Tableau 2).

Afin d'évaluer l'incidence de distributions différentes de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau (voir syngaz 0,2kg H<sub>2</sub>O, Tableau 1) entre pilote et principal, 4 simulations supplémentaires ont été réalisées sur la base des modèles numériques décrits précédemment, sous les mêmes conditions nominales d'entrée, à savoir puissance thermique totale (330 kW), température de combustibles (288 [K]), débit (690 [g/s]) et température (865 [K]) d'air préchauffé : Le cas A représente une limite basse d'alimentation au pilote de 10% pour 90% au principal. Les cas B au cas E (voir Tableau 2) représentent une augmentation progressive du pourcentage d'alimentation en syngaz au pilote jusqu'à 40% traitant les conditions nominales d'utilisation de l’AE-T100 (Cas B, 15% - 85%) jusqu'à des conditions de mélanges très riches dans la zone pilote afin de traiter une gamme étendue de fonctionnement de la chambre de combustion en y vérifiant les impacts sur la stabilité de flamme ainsi que les émissions polluantes.

Tableau 2 : Conditions aux limites et conditions initiales des cas simulés (Syngaz à 0,2kg H<sub>2</sub>O/kg biomasse) à charge nominale  $P_{th} = 330$  [kW]; Entrée d'Air :  $\dot{m} = 690$  [g/s] — T = 865 [K]; Combustible (Sxxxy W20) :  $\dot{m}_{total} = 34,1$  [g/s] — T = 288 [K]

		Cas A S1090	Cas B S1585	Cas C S2080	Cas D S3070	Cas E S4060
Flamme Pilote	$\dot{m}$	3,4 [g/s]	5,1 [g/s]	6,8 [g/s]	10,4 [g/s]	13,7 [g/s]
	% $P_{th,total}$	10%	15%	20%	30%	40%
	$\Phi_{local}$	0,33	0,5	0,66	1	1,33
Flamme Principale	$\dot{m}$	30,7 [g/s]	29 [g/s]	27,3 [g/s]	23,7 [g/s]	20,4 [g/s]
	% $P_{th,total}$	90%	85%	80%	70%	60%

Tableau 3 : Composition des gaz d'échappement et Températures pour les cas considérés

Répartition % Pilote / Principal	Cas A	Cas B	Cas C	Cas D	Cas E
	10 - 90	15 - 85	20 - 80	30 - 70	40 - 60
$T_{max}$	2190 [K]	2205 [K]	2360 [K]	2350 [K]	2327 [K]
$T_{sortie}$	1230 [K]	1234 [K]	1235 [K]	1234 [K]	1226 [K]
$\Phi_{l,pilote}$	0,33	0,5	0,66	1	1,3
NO <sub>x</sub> [ppmv@15%O <sub>2</sub> ]	2	4,4	8,5	7	6,5
CO [ppmv@15%O <sub>2</sub> ]	2,9	2,7	3	3	3,6

### 3. Résultats

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux champs de températures et à la composition des gaz d'échappement, plus particulièrement au CO et au NO<sub>x</sub>, dans le but d'étudier l'impact sur les émissions et sur la stabilité de flamme d'une large répartition de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau entre la zone pilote et la zone principale.

Le cas A (10% pilote - 90% principal, Tableau 3) correspond à la limite basse de stabilité de flamme de la zone pilote. En effet, pour cette répartition pilote/principal de syngaz, la richesse locale correspondante pour la flamme pilote est faible ( $\Phi_{l,pilote} = 0,33$  pour le syngaz Versus 0,7 pour la même répartition pilote/principal en gaz naturel). En augmentant progressivement le pourcentage de syngaz en zone pilote, nous constatons que le champ de température est lui clairement influencé par la distribution du combustible au niveau du front de flamme (voir Figure 3). Les températures maximales augmentent fortement dans la zone pilote, particulièrement à partir du niveau de richesse locale ( $\Phi_{l,pilote}$ ) correspondant à la répartition nominale de combustible (Cas B, voir Tableau 3) où l'on constate des températures maximales absolues de respectivement 2360 [K] (cas C, 20% pilote - 80% principal) et 2350 [K] (cas D, 30% pilote - 70% principal) alors que la température moyenne des gaz en sortie est conservée pour une puissance thermique totale identique. Les températures plus élevées en zone pilote engendrent une production croissante de NO<sub>x</sub> (Cas A à C, Tableau 3) qui entraînent des émissions globales plus importantes dans les gaz d'échappement, tout en restant en dessous des valeurs normées (< 15 ppmv@15%O<sub>2</sub>).

La progression à la hausse des températures maximales et des NO<sub>x</sub> se stabilise autour d'une

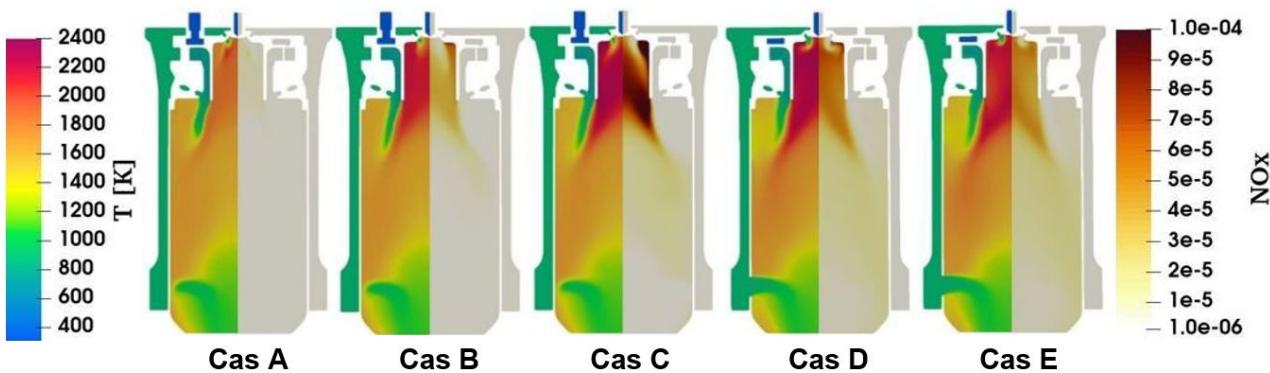


Figure 3 : Evolution du champ de température et du champ de production de NO<sub>x</sub> où l'on voit une augmentation du niveau de températures et de NO<sub>x</sub> jusqu'à un  $\Phi_{l,pilote}$  de 0,66 (Cas C), pour ensuite décroître légèrement.

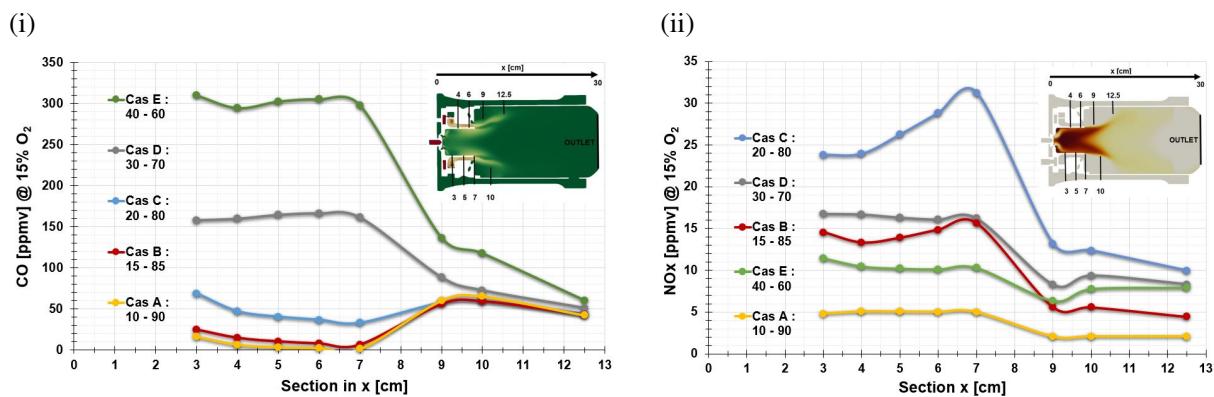


Figure 4 : Concentration croissante en CO (i) dans la chambre de combustion pilote en fonction de la distribution pilote/principal et évolution à la hausse d'émission de NO<sub>x</sub> (ii) jusqu'à saturation (Cas C) sous l'effet d'un mélange plus riche au pilote.

répartition 20% pilote - 80% principal (Cas C) pour ensuite décroître (Cas D et E); le taux de réaction chimique de la combustion du syngaz dans la zone pilote diminuant sous l'effet conjugué de la dilution importante du syngaz en espèces réactives et d'un excès d'air localement très faible ( $\Phi_{l,pilote} > 1$ ).

Plus particulièrement, l'analyse de l'évolution des espèces chimiques dans la chambre pilote (voir Figure 4(ii)) montre que les NO<sub>x</sub> sont produits essentiellement dans cette zone de haute température et ces émissions entraînent de facto les tendances des fumées à l'échappement. Les NO<sub>x</sub> thermiques augmentent avec la richesse du mélange local en zone pilote jusqu'à une répartition pilote/principal de 20% - 80 % (Cas C) pour ensuite diminuer, le défaut en oxygène local bloquant l'oxydation de l'azote.

En augmentant progressivement la richesse locale au pilote (Du cas A vers le cas E), ce même défaut en oxygène entraîne des concentrations en CO croissant fortement en zone pilote (voir Figure 4(i)). La concentration de CO dans les gaz d'échappement (voir Tableau 3) tend, quant à elle, à n'augmenter que sensiblement à mesure que la richesse locale de la zone pilote est augmentée, l'apport massif d'air secondaire et les températures plus importantes favorisant l'oxydation du CO en CO<sub>2</sub> et ainsi la stabilisation des émissions de CO à l'échappement (< 6 [ppmv@15%O<sub>2</sub>]).

## 4. Conclusion

L'objectif de notre travail était d'identifier le comportement à la combustion d'un gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle.

Les résultats principaux sont qu'une augmentation de la richesse en syngaz dans la zone pilote, pour une même puissance thermique totale, favorise la stabilité de la flamme. Une richesse plus importante du syngaz en zone pilote augmente significativement la température de flamme et provoque une production de NO<sub>x</sub> croissante jusqu'à une saturation due à un défaut d'oxygène à la flamme pilote. Les valeurs d'émissions polluantes telles que les NO<sub>x</sub> et le CO sont maintenues toutefois dans les valeurs d'émissions limites normées pour une large plage d'utilisation du syngaz. En outre, il a été montré que la présence de vapeur d'eau dans la composition du syngaz possède un effet favorable quant à la limitation des températures globales et aux émissions de NO<sub>x</sub> au sein de la chambre de combustion.

## References

- [1] M. Cadorin, *et al.*, Analysis of a micro gas turbine fed by natural gas and synthesis gas : Test bench and combustor cfd analysis, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011 (2011).
- [2] R. Calabria, *et al.*, Numerical of a micro gas turbine fed by liquid fuels : potentialities and critical issues., Energy Procedia [Internet] 81 (2015) 1131–42.
- [3] International Energy Agency Bioenergy, Contributions of sustainable biomass and bioenergy in industry transitions towards a circular economy, [www.ieabioenergy.com](http://www.ieabioenergy.com) (2020).
- [4] Ansaldo Energia SpA, Ae-t100 microturbine system natural gas : Technical description, <https://www.ansaldoenergia.com/offering/equipment/turbomachinery/microturbines/ae-t-100>.
- [5] M. Renzi, C. Riolfi, M. Baratieri, Influence of the syngas feed on the combustion process and performance of a micro gas turbine with steam injection., Energy Procedia 105 (2017) 1665–70.
- [6] K. Al-attab, Z. Zainal, Micro gas turbine running on naturally aspirated syngas : An experimental investigation, Renewable Energy 119 (2018) 210–216.
- [7] W. De Paepe, M. Montero Carrero, S. Giorgetti, A. Parente, S. Bram, F. Contino, Exhaust gas recirculation on humidified flexible micro gas turbines for carbon capture applications., ASME Conference Proceedings : ASME Turbo Expo 2016. (2016).
- [8] J. Bompas, A. Pappa, W. De Paepe, Analysis of combustion performance of non-conventional syngas in mgt combustor : Assessment of the impact of the quality of synthesis gas towards flame stability and emissions, Proceedings of the ASME Turbo Expo (2022) Paper GT2022-82888.
- [9] B. Ge, Y. Tian, S. Zang, The effects of humidity on combustion characteristics of a non-premixed syngas flame, International Journal of Hydrogen Energy 41 (2016) 9219–26.
- [10] L. Casarsa, D. Micheli, V. Pediroda, R. Radu, Investigations of pyrolysis syngas swirl flames in a combustor model, ASME Paper GT2009-59610 (2009).
- [11] S. Colantoni, S. Della Gatta, R. De Prosperis, A. Russo, F. Fantozzi, U. Desideri, Gas turbines fired with biomass pyrolysis syngas : Analysis of the overheating of hot gas path components, ASME J. of Eng. for Gas Turbines and Power (2010).
- [12] O. Ltd, Cfd direct ltd, <https://doc.cfd.direct/notes/cfd-general-principles/the-pimple-algorithm>.

- [13] ESI group, Openfoam ltd, <https://www.openfoam.com/>.
- [14] Q. Yang, P. Zhao, H. Ge, reactingfoam-sci : An open source cfd platform for reacting flow simulation, *Computers and Fluids* 190 (2019) 114–127.
- [15] H. A. Van der Vorst, Bi-cgstab : A fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear systems, *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 13 (1992) 631–44.
- [16] E. Ghasemi, *et al.*, Rans simulation of methane-air burner using local extinction approach within eddy dissipation concept by openfoam., *International Communications in Heat and Mass Transfer* 54 (2014) 96–102.
- [17] M. Frenklach, H. Wang, M. Goldenberg, G. P. Smith, D. M. Golden, Gri-mech : An optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion., *Topical Report* (1995) 156.
- [18] F. Contino, H. Jeanmart, B. Lucchini, G. D'Errico, Coupling of in situ adaptive tabulation and dynamic adaptive chemistry : An effective method for solving combustion in engine simulations, *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011) 3057–3064.

### **Remerciements**

Les auteurs tiennent à remercier l'aide financière reçue du Fond Européen de Développement Régional (Projet FEDER).

Les moyens de calcul ont été fournis par le Consortium des Équipements de Calcul Intensif (CÉCI), financé par le Fonds de la Recherche Scientifique de Belgique (F.R.S.-FNRS) sous la convention n° 2.5020.11 et par la Région Wallonne. Ces calculs représentent en moyenne pour une simulation complète : 10 jours de simulation parallèle sur 169 CPUs.



# Modélisation analytique des transferts thermiques en régime permanent dans les parois ventilées à double peau grâce à la méthode des quadripôles.

Safaa LAHAYRECH<sup>1,2\*</sup>, Anas EL MAAKOUL<sup>1</sup>, Alain DEGIOVANNI<sup>1,3</sup>, Ismail KHAY<sup>1</sup>, Monica SIROUX<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Université Internationale de Rabat, Collège Ingénierie et Architecture, Lab. LERMA, Parc Technopolis, Rocade de Rabat-Salé 11100 Sala Al Jadida, Morocco

<sup>2</sup>INSA Strasbourg ICUBE, Université de Strasbourg, France

<sup>3</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54500 Vandœuvre-lès-Nancy, France

\*(auteur correspondant : safaa.lahayrech@uir.ac.ma)

**Résumé -** Bien que la méthode des quadripôles ait été utilisée dans la littérature pour modéliser les transferts de chaleur dans les bâtiments, son application aux enveloppes de bâtiments avancées telles que les façades ventilées à double peau reste inexplorée. La méthode proposée consiste à obtenir une fonction de transfert capable de prédire la température de l'air à la sortie de la lame d'air ventilée et d'y déduire la capacité d'économie d'énergie des parois à double peau dans des climats différents. Le modèle mathématique développé est efficace sur le plan informatique avec des temps de calculs très brefs (3s) et sans faire d'approximations temporelles.

## Nomenclature

$c_p$	capacité thermique spécifique, J/kg.K	$T$	température, K
$\mathcal{L}$	transformée de Laplace	<i>Symboles grecs</i>	
$p$	variable complexe de Laplace, s <sup>-1</sup>	$\lambda$	conductivité thermique, W/m.K
$f$	facteur de ventilation	$\mu$	viscosité dynamique, Pa.s
$e_a$	épaisseur du canal d'air, m	<i>Indices et exposants</i>	
$l$	largeur, m	$m$	valeur moyenne
$L$	longueur du mur suivant y, m	$w$	par rapport au mur

## 1. Introduction

Le secteur du bâtiment, y compris les structures résidentielles et tertiaires, continue d'être l'un des secteurs les plus énergivores au monde malgré les efforts déployés par de nombreux pays pour mettre en œuvre des mesures et des réglementations en matière d'économie d'énergie. Selon le Rapport sur la situation mondiale des bâtiments et de la construction 2021 du Programme des Nations Unies pour l'environnement (PNUE), le secteur du bâtiment représentait 36 % de la demande mondiale d'énergie finale en 2020 [1], avec les deux tiers de cette énergie (des 36%) consommés pour le chauffage des locaux, la ventilation et la construction. climatisation [2]. En conséquence, l'amélioration de l'efficacité énergétique est devenue une priorité absolue dans la conception des bâtiments, en mettant l'accent sur la réduction des pertes d'énergie résultant de systèmes de chauffage et de ventilation inefficaces ou obsolètes, de problèmes d'isolation, de ponts thermiques et de méthodes de construction obsolètes [3]. L'une des nombreuses conceptions architecturales innovantes visant à améliorer l'efficacité du bâtiment en améliorant les performances thermiques de son enveloppe sont les façades ventilées à double peau. Ces parois sont constitués de deux murs opaques ou transparents, séparés par une lame d'air qui sert à collecter ou à évacuer le rayonnement solaire absorbé par la façade [4]. Plusieurs méthodes mathématiques sont disponibles dans la littérature pour la modélisation des parois ventilées à double peau. Le modèle utilisé par

Panao et al. [5] est dit « lumpé », Il s'agit d'une méthode analytique unidimensionnelle dans laquelle une température constante est supposée le long des surfaces des parois de la façade et de la lame d'air [5]. L'analyse non dimensionnelle est une autre méthodologie proposée dans la littérature par Balocco [6]. Elle applique le théorème de Buckingham pour créer des corrélations à l'aide de nombres non dimensionnels. Pour une façade à double peau où la ventilation est naturelle, 14 nombres non dimensionnels ont été proposés pour trouver une corrélation basée sur des données expérimentales afin de déterminer le flux de chaleur transmis à l'espace intérieur à travers la paroi intérieure de la façade. Dans l'approche « zonale », la lame d'air de la façade ventilée est divisée en plusieurs volumes de contrôle où les principes de conservation de masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement doivent être respectés. Pour chaque volume de contrôle, le bilan thermique est formulé et une discrétisation unidimensionnelle est effectuée [7]. En ce qui concerne la méthode des quadripôles, elle est généralement utilisée pour la résolution du transfert de chaleur transitoire monodirectionnels dans des géométries simples, telles que des murs, des cylindres et des sphères en tant que structures indépendantes. Elle a cependant été adaptée à la simulation de bâtiments, indépendamment de la présence ou de l'absence de sources internes [8,9]. L'adaptation de la méthode à des parois complexes comme les parois ventilées à double peau demeure néanmoins inexplorée.

## 2. Présentation du problème

Nous modélisons le transfert de chaleur en régime transitoire au sein d'une façade ventilée d'un bâtiment à double peau. La façade est composée de deux parois opaques séparées d'une cavité ou lame d'air ventilée. La ventilation est effectuée par apport d'air extérieur via un événement d'entrée situé en bas de la paroi extérieure de la façade. L'air est ensuite préchauffé ou refroidi au niveau de la cavité grâce aux effets combinés de la conduction, de la convection et du rayonnement. Enfin, l'air est redirigé vers l'espace intérieur du bâtiment grâce à un système de ventilation relié à une ouverture de sortie située en haut de la paroi intérieure de la façade (Figure 1).

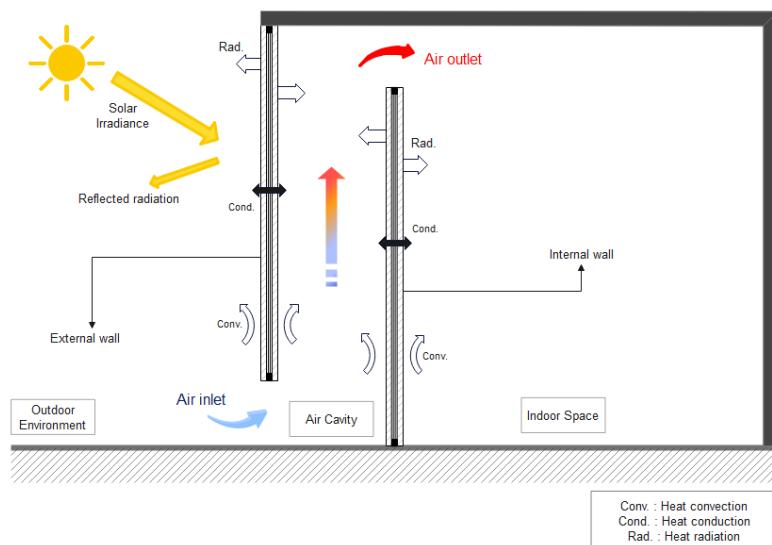


Figure 1 : Façade ventilée étudiée (ventilateur non représenté)

## 2.1. Formulation du problème thermique

Le transfert thermique au sein de la paroi ventilée étudiée est bidimensionnel (Figure 2) et est résolu différemment suivant l'axe x et y :

- i. Le transfert de chaleur suivant l'axe des abscisses a été modélisé grâce à la méthode des quadripôles, sur la base des hypothèses suivantes :
  - Le transfert de chaleur est unidimensionnel et transitoire à travers les parois solides de la façade ventilée. Dans la lame d'air, le rayonnement et la conduction thermique sont pris en compte (cas limite d'un fluide au repos).
  - La température de l'espace intérieur (indoor space) est supposée uniforme. El Maakoul et al. ont démontré que cette hypothèse est équivalente au calcul de la température moyenne de l'air dans l'espace intérieur [38].
- ii. Suivant l'axe des ordonnées, le transfert de chaleur par convection à travers l'air est unidirectionnel et en régime permanent.

Il est démontrable que même si ces approximations peuvent paraître significatives, elles permettent d'obtenir des résultats compatibles à des résultats de calculs numériques 2D n'intégrant pas ces approximations. En effet, même en attribuant une température uniforme qui varie en fonction du temps à la paroi nous pouvons déterminer avec une précision exceptionnelle la température de sortie de l'air et le flux de chaleur pour toutes les surfaces de la géométrie étudiée.

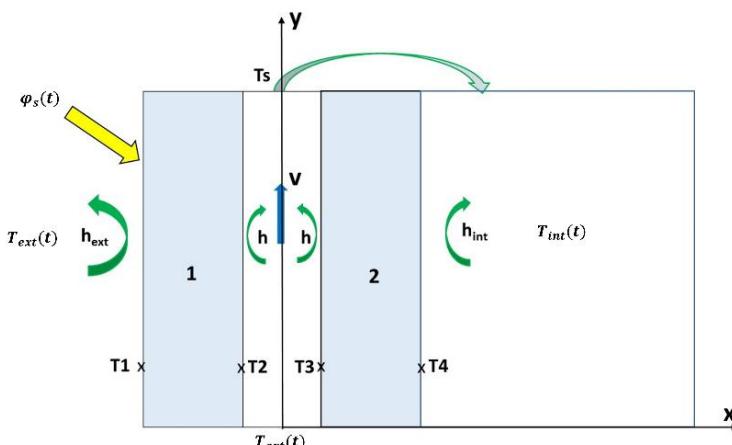


Figure 2 : Transfert de chaleur bidimensionnel au sein de la paroi ventilée

## 2.2. Résolution par la méthode des quadripôles

En appliquant la méthode des quadripôles au transfert de chaleur à travers les parois de la façade ventilée (suivant l'axe x), les murs extérieur et intérieur peuvent être représentés grâce à deux quadripôles (Figure 3) définis par deux matrices linéaires ayant respectivement les paramètres  $(A_1, B_1, C_1, D_1)$  et  $(A_2, B_2, C_2, D_2)$ .

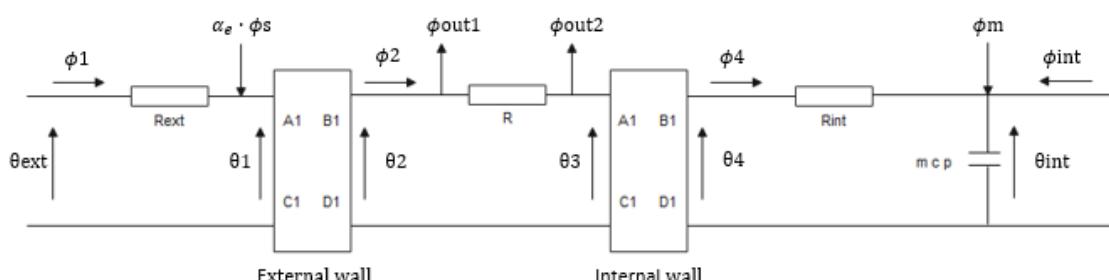


Figure 3 : Représentation quadripolaire de la paroi ventilée

Cette représentation quadripolaire est composée de 3 zones thermiques , l'environnement extérieur en amont du premier quadripôle, la lame d'air ventilée entre les deux quadripôles et le milieu intérieur du bâtiment en aval du second quadripôle. Les équations régissant chacune de ces zones sont ensuite déterminées. L'environnement extérieur est représenté dans le formalisme quadripolaire par  $\theta_{ext}$  , qui est la transformée de Laplace de  $T_{ext}$  la température de l'air extérieur,  $R_{ext}$  la résistance thermique de l'air extérieur et enfin  $\phi_1$  le flux de chaleur extérieur:

$$\theta_{ext} - \theta_1 = R_{ext} \cdot \phi_1 \quad (1)$$

Le mur extérieur est représenté par les équations du premier quadripôle :

$$\theta_1 = A_1 \cdot \theta_2 + B_1 \cdot \phi_2 \quad (2)$$

$$\phi_1 + \alpha_e \cdot \phi_s = C_1 \cdot \theta_2 + D_1 \cdot \phi_2 \quad (3)$$

Où  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont respectivement les transformées de Laplace de  $T_1$  la température à la surface externe du mur extérieur, et de  $T_2$  la température à sa surface interne.  $\alpha_e \cdot \phi_s$  est l'irradiation solaire absorbée par le mur extérieur et  $\alpha_e$  est son coefficient d'absorption.

La lame d'air ventilée séparant les deux murs est représentée par l'équation suivante :

$$\theta_2 - \theta_3 = R(\phi_2 - \phi_{out_1}) \quad (4)$$

Où  $\theta_3$  est la transformée de Laplace de  $T_3$ , la température à la surface externe de la paroi intérieure, et  $R$  est la résistance thermique globale de l'air qui prend en compte le transfert de chaleur conductif et radiatif au sein de la lame d'air.  $\phi_{out_1}$  est la transformée de Laplace du flux de chaleur échangé par convection au niveau du mur 1 (Figure 2).

Le mur intérieur est également représenté par les équations du deuxième quadripôle:

$$\theta_3 = A_2 \cdot \theta_4 + B_2 \cdot \phi_4 \quad (5)$$

$$\phi_2 - \phi_{out_1} - \phi_{out_2} = C_2 \cdot \theta_4 + D_2 \cdot \phi_4 \quad (6)$$

Où  $\theta_4$  est la transformée de Laplace de  $T_4$ , la température à la surface interne de la paroi intérieure, et  $\phi_{out_2}$  est la transformée de Laplace du flux de chaleur échangé par convection au niveau de la paroi 2 (Figure2).

Enfin, le milieu intérieur est représenté dans le formalisme quadripolaire par  $\theta_{int}$  la transformée de Laplace de la température intérieure  $T_{int}$ , et  $R_{int}$  la résistance thermique de l'air intérieur comme suit :

$$\theta_4 - \theta_{int} = R_{int} \cdot \phi_4 \quad (7)$$

Comme mentionné précédemment, l'hypothèse d'un milieu isotherme est retenue pour la troisième zone représentant l'espace intérieur. Le bilan thermique s'exprime ainsi comme suit:

$$\phi_4 + \dot{m} \cdot c_{air}(\theta_s - \theta_{int}) + \phi_{int} = mc \cdot p \cdot \theta_{int} \quad (8)$$

Où  $\theta_s$  est la transformée de Laplace de  $T_s$  la température de sortie du flux d'air (air sortant de la cavité avant d'intégrer le milieu intérieur), et  $\phi_{int}$  est la transformée de Laplace des puissances internes à la zone.

Il reste à évaluer  $\phi_{out_1}, \phi_{out_2}$  et  $\theta_s$ . Pour ce faire nous allons résoudre le problème de l'écoulement selon l'axe y (Figure 4).

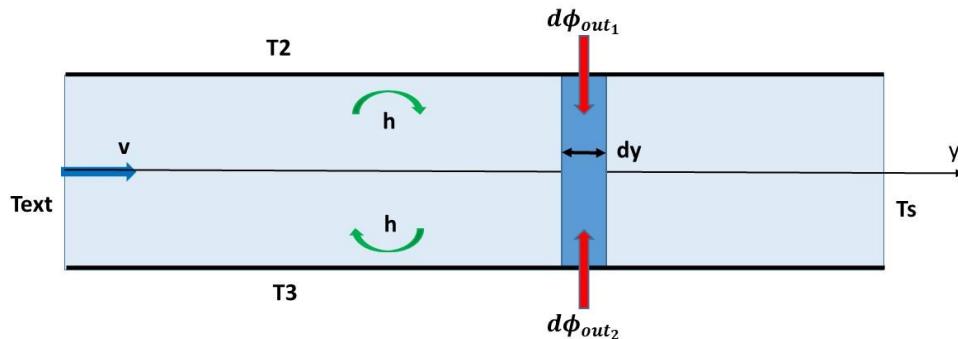


Figure 4 : Transfert de chaleur en régime permanent entre deux plaques parallèles

$$\frac{\partial^2 T_y}{\partial y^2} + \frac{d\varphi_{out_1}}{\lambda V} + \frac{d\varphi_{out_2}}{\lambda V} - \frac{v}{\alpha} \frac{\partial T_y}{\partial y} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T_y}{\partial t} \quad (9)$$

Avec  $V = e_a \cdot l \cdot dy$  le volume de la tranche élémentaire,  $v$  la vitesse et  $\alpha$  la diffusivité thermique de l'air. On peut montrer que pour un temps supérieur à  $L/v$ , on atteint le régime stationnaire, ce qui, pour un mur de 2m et une vitesse de 0.1 m/s, donne un temps de 20s. On peut donc considérer des conditions stationnaires. De plus, le transfert de chaleur convectif est bien supérieur au transfert conductif, d'où l'approximation :

$$d\varphi_{out_1} + d\varphi_{out_2} = \rho c_p e_a l v dy \frac{\partial T_y}{\partial y} \quad (10)$$

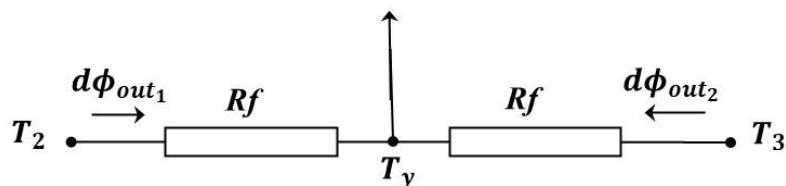


Figure 5 : Calcul des flux entrants

A partir de la figure 5, on peut écrire :

$$d\varphi_{out_1} = \frac{T_2 - T_y}{R_f} = (T_2 - T_y)hl dy \quad (11) \quad d\varphi_{out_2} = \frac{T_3 - T_y}{R_f} = (T_3 - T_y)hl dy \quad (12)$$

En utilisant les deux équations précédentes on obtient :

$$(T_2 - T_y) + (T_3 - T_y) = \frac{\rho c e_a v}{h} \frac{\partial T_y}{\partial y} \quad (13)$$

Dont la solution est :

$$T_y = \left( \frac{T_2 + T_3}{2} \right) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2 h}{\rho c_p e_a v} y \right) \right] + T_{ext} \exp \left( -\frac{2 h}{\rho c_p e_a v} y \right) \quad (14)$$

Ainsi, après avoir effectué la transformée de Laplace à l'équation (14),  $\theta_s$  (température de sortie transformée en  $y=L$ ) est donnée par :

$$\theta_s = \left( \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} \right) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2 h}{\rho c_p e_a v} L \right) \right] + \theta_{ext} \exp \left( -\frac{2 h}{\rho c_p e_a v} L \right) \quad (15)$$

Enfin pour calculer  $\phi_{out_1}$  et  $\phi_{out_2}$ , on intégrer l'équation (12) de 0 à L et de prendre la transformée de Laplace :

$$\begin{aligned} \phi_{out_1} &= h l L \left[ \frac{\theta_2 - \theta_3}{2} - K \left( \theta_{ext} - \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} \right) \right] \\ \phi_{out_2} &= -h l L \left[ \frac{\theta_2 - \theta_3}{2} + K \left( \theta_{ext} - \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

Où:

$$K = \frac{\rho c_p v e_a}{2 h L} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2 h L}{\rho c_p v e_a} \right) \right] \quad (17)$$

Un système linéaire de 11 équations et de 14 inconnues a été obtenu. Tous les paramètres du système sont présentés dans le Tableau1, Annexe 1. Les 2 grandeurs externes  $\theta_{ext}$  et  $\phi_s$ , et une grandeur interne,  $\theta_{int}$  ou  $\phi_{int}$  doivent être fixées. Afin de valider nos approximations, nous avons fixé  $\theta_{ext}$ ,  $\phi_{int}$  et  $\theta_{int}$ , et calculé la température de sortie  $\theta_s$ . En résolvant le système d'équations ci-dessus, nous obtenons une relation entre  $\theta_{ext}$ ,  $\phi_s$ ,  $\theta_{int}$  et  $\theta_s$  composée de 3 fonctions de transfert :

$$\theta_s = \theta_{ext} F_1(p) + \theta_{int} F_2(p) + \phi_s F_3(p) \quad (18)$$

Dans le cas où les transformées de Laplace de  $T_{ext}$ ,  $\phi_s$  et  $T_{int}$  existent,  $T_s$  est calculée à l'aide de la transformée de Laplace inverse numérique en utilisant l'algorithme "DenISeger" implémenté dans MATLAB :

$$T_s - T_i = \mathcal{L}^{-1}(\theta_s(p)) \quad (19)$$

Dans le cas où les grandeurs sont données point par point (ce qui est souvent le cas), les transformées inverses des fonctions de transfert sont calculées, et des produits de convolution sont effectués :

$$T_s - T_i = (T_{ext} - T_i) \otimes \mathcal{L}^{-1}(F_1) + (T_{int} - T_i) \otimes \mathcal{L}^{-1}(F_2) + \varphi_s \otimes \mathcal{L}^{-1}(F_3) \quad (20)$$

### 3. Adaptation du modèle à d'autres configurations

Il est intéressant de noter que la méthode analytique que nous proposons peut également être adaptée à des façades à double peau vitrées (Figure 23.), ou à des parois avec un support transparente (e.g. fenêtres). Le modèle peut facilement prendre en compte de tels cas en séparant le flux solaire absorbé à l'aide des coefficients d'absorption/transmission.

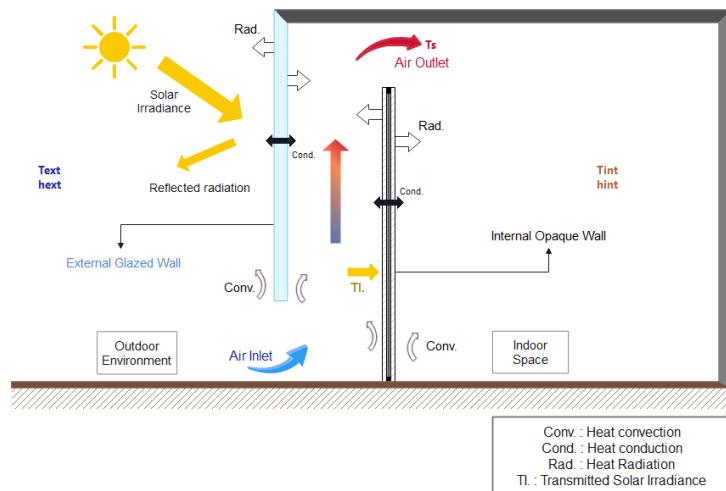


Figure 6 : Façade ventilée double peau avec mur extérieur vitré

Dans le cas d'une façade ventilée avec paroi extérieure vitrée, la représentation analytique utilisant la méthode quadripolaire devient :

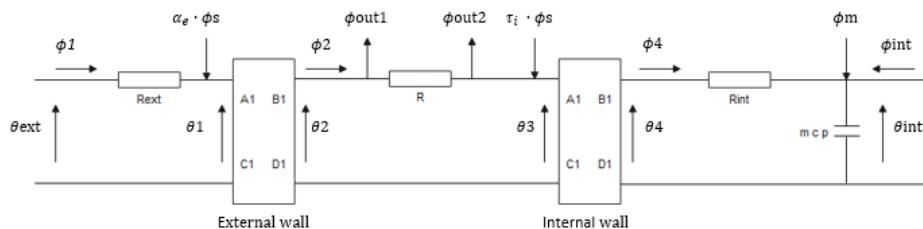


Figure 7 : Représentation analytique d'une paroi ventilée vitrée

Avec  $\tau_i \cdot \phi_s$  l'irradiation solaire transmise à la paroi interne de la façade ventilée et  $\tau_i$  son facteur de transmission. Les équations régissant ce système ressemblent à celles d'une façade ventilée aux parois opaques à l'exception de l'équation (6) qui devient :

$$\phi_2 - \phi_{out_1} - \phi_{out_2} + \tau_i \cdot \phi_s = C_2 \cdot \theta_4 + D_2 \cdot \phi_4 \quad (21)$$

### 4. Conclusion

Un modèle analytique basé sur la méthode des quadripôles a été proposé pour modéliser les transferts thermiques transitoires dans des parois ventilées à double peau. La méthode proposée résout le problème considéré dans l'espace de Laplace et prend pleinement en compte les variations temporelles sans approximations, contrairement à la majorité des méthodes analytiques disponibles dans la littérature, les seules approximations adoptées sont

dans l'espace. Le modèle mathématique développé est efficace en terme de calculs, il donne des résultats précis avec des temps de calculs très brefs (3s) et est également adaptable à des configurations complexes de murs à double paroi (avec des parois transparentes/vitrées)

### Références (par ordre d'apparition dans le texte, 11 pts)

- [1] UNEP, Global status report for buildings and construction 2021. <https://globalabc.org/resources/publications/2021-global-status-report-buildings-and-construction>.
- [2] IEA, Perspectives for the clean energy transition 2019. <https://www.iea.org/reports/the-critical-role-of-buildings>
- [3] Aslani, A. Bakhtiar, M. Akbarzadeh, Energy-Efficiency Technologies in the Building Envelope: Life Cycle and Adaptation Assessment, J. Build. Eng. 21 (2019) 55–63. <https://doi.org/10.1016/j.jobe.2018.09.014>.
- [4] D. Faggembauu, M. Costa, M. Soria, A. Oliva, Numerical analysis of the thermal behavior of ventilated glazed facades in Mediterranean climates. Part I: development and validation of a numerical model, Sol. Energy. 75 (2003) 217–228. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2003.07.013>.
- [5] M. Panao, C. Santos, N. Mateus, G. Graça, Validation of a lumped RC model for thermal simulation of a double skin natural and mechanical ventilated test cell, Energy Build. 121 (2016) 92–103. <https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2016.03.054>.
- [6] C. Balocco, A non-dimensional analysis of a ventilated double façade energy performance, Energy Build. 36 (2004) 35–40. [https://doi.org/10.1016/S0378-7788\(03\)00086-0](https://doi.org/10.1016/S0378-7788(03)00086-0).
- [7] T.E. Jiru, F. Haghigat, Modeling ventilated double skin façade—A zonal approach, Energy Build. 40 (2008) 1567–1576. <https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2008.02.017>.
- [8] A.E. Maakoul, A. Degiovanni, Z. Bouhssine, Transient linear analytical heat transfer model for a building, validation with a non-linear coupled finite volume code, Thermal Sci. Eng. Progress 100756 (2020), <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2020.100756>.
- [9] S. Berrabah, Z. Bouhssine, A. El Maakoul, A., Degiovanni, M. Bakhouya, (2021). Towards a quadrupole-based method for buildings simulation: Validation with ASHRAE 140 standard. Thermal Science and Engineering Progress (2021), 101069. doi:[10.1016/j.tsep.2021.101069](https://doi.org/10.1016/j.tsep.2021.101069)

## Annexe 1

Tableau 1. Les grandeurs définissant le système d'équations.

$R_{ext}$	$R_{ext} = \frac{1}{h_{ext} l L}$
$R$	$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_r} \quad R_c = \frac{e_a}{\lambda_a l L} \quad R_r = \left(\frac{2}{\varepsilon} - 1\right) \frac{1}{4 \sigma l L \bar{T}^3}$
$R_{int}$	$R_{int} = \frac{1}{h_{int} l L}$
$mc$	$mc = \sum m_i \cdot c_{p_i}$ (Capacité thermique totale de la zone)
A1	$A_1 = \cosh(k_1 e_1) \quad k_1 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_1}}$
B1	$B_1 = \frac{1}{\lambda_1 k_1 l_1 L} \sinh(k_1 e_1) \quad k_1 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_1}}$
C1	$C_1 = \lambda_1 k_1 l_1 L \sinh(k_1 e_1) \quad k_1 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_1}}$
D1	$\cosh(k_1 e_1) \quad k_1 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_1}}$
A2	$\cosh(k_2 e_2) \quad k_2 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_2}}$
B2	$B_2 = \frac{1}{\lambda_2 k_2 l L} \sinh(k_2 e_2) \quad k_2 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_2}}$
C2	$C_2 = \lambda_2 k_2 l L \sinh(k_2 e_2) \quad k_2 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_2}}$
D2	$\cosh(k_2 e_2) \quad k_2 = \sqrt{\frac{p}{\alpha_2}}$
$R_f$	$R_f = \frac{1}{h l dy}$



# Enhancing the Thermal Performance of Electric Cable-heated Pavement by Asymmetrical Thermal Insulation Coating: A Numerical Simulation Study

**Renzhi WANG<sup>1</sup>, Fujiao TANG<sup>2</sup>, Hossein NOWAMOOZ<sup>1\*</sup>**

<sup>1</sup> INSA Strasbourg, ICUBE Laboratory, University of Strasbourg, Strasbourg, France

<sup>2</sup> School of Transportation Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, China

(\*Corresponding author: hossein.nowamooz@insa-strasbourg.fr)

**Abstract -** Recently, there has been a growing emphasis on incorporating energy systems into infrastructures. Among these systems, electrically cable-heated pavements stand out for their ability to melt snow and ice in cold regions during winter. Thermal Insulation Coating (TIC) is a technology employing thermally insulating materials as a spray to coat surfaces. These materials include suspension plasma spraying, silica aerogel, and nanostructured materials. Given that the heat from electrically cable-heated pavements is primarily directed upwards, employing an asymmetrical configuration of TIC in these systems could be advantageous. In this investigation, TIC would function effectively as a thermal barrier, blocking the thermal flux toward deeper and optimizing the whole system's thermal performance. Initially, a numerical model of an uncoated cable-heated pavement system was developed. This model was extended to include an asymmetrical TIC and subsequently its thermal interaction with the pavement structure. The incorporation of asymmetrical TIC has the potential to significantly enhance the energy performance of cable-heated systems. In a comparative analysis of uncoated cable-heated pavements, it was observed that cable-heated pavements had a higher surface temperature under identical conditions. Furthermore, the asymmetrically applying TIC could lead the heat transfer asymmetrically around heated-cable, which enriches the scientific understanding of asymmetrically applying TIC in cable-heated systems embedded in pavements.

## 1. Introduction

In recent decades, the integration of energy systems within modern civil engineering infrastructures has become increasingly prominent. This integration consists of several unique energy technologies which are implemented in specialized civil applications, including roads, bridges, runways, and buildings. Taking the thermal systems as an example, various energy sources have been utilized to maintain the pavement surface temperature for enhancing the performance of asphalt and cement concrete. Among them, the electric-heated pavement is one of the most convenient ways. Conductive cement concrete, current wire, and induction coils can be installed in the pavement surface layer while contracting. During winter, the ice and snow on pavements can be melted by the systems in cold regions. In addition to the effect of enhancing the road performance, these systems can also significantly reduce transportation hazards.

Regardless of the limited working temperature of the phase change material, the potential polluting possibility of hydronic-heated pavement systems, and high sensitivity to the spray time and the amount of polytetrafluoroethylene coating, the electric-heated systems are more sustainable and reliable. From the view of energy conversion, these systems could be classified into four diverse methods, including Electric Cable-Heated Pavements (ECHP) (which are also called as electric heat tracing systems), conductive concrete heated pavement technology, microwave heating, and the electromagnetic (EM) technique. Due to the simplicity of engineering practice and mechanical sustainability of cables, ECHP is one of the most commonly used methods among these electrical systems.

Asymmetric energy demands leads to a thermal insulation configuration, especially in some specialized systems for particular functions. In the cable-heated pavement scenario, thermal energy needs to be released/transferred to the pavement surface instead of diffusing it in all directions. Some low thermal conductivity materials have been thus adopted as an insulation layer, such as with foamed concrete [1], heat-insulated foam [2], and thermal insulation paint [3]. Nevertheless, these materials have mostly been used to construct an independent base layer of pavement for heat insulation. The layer can affect the mechanical properties of pavement, decreasing the load capacity and long term sustainability of structure. Furthermore, the asymmetric insulating configuration also serves the purpose of enhancing the energy performance of cable-heated pavements.

Thermal insulation coating (TIC) refers to several specialized materials which are applied to a surface for reducing heat transfer. In some particular areas like in engines, it is also termed as a thermal barrier coating, such as in crystalline oxide materials (e.g. yttria-stabilized zirconia) which have a low thermal conductive (about  $2 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ) [4] in high temperature (up to 1200 °C). Conversely, due to the working temperature of the winter atmosphere and concrete thermal conductive (mostly less than  $2 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ) [5], silica aerogel and hollow spheres have grown in favor [7, 6, 8] as lower thermal conductivity materials.

Aerogel is one of the porous materials that is made of different compounds with ultra-high porosity. Making use of the low conduction of air, silica aerogel can be adding to polymers or binders to decrease the whole spray's thermal conduction. The use of hollow sphere is another dominant technology for insulating heat. Some commercial TIC materials are based on hollow glass spheres and their thermal conductivity can be even less than  $0.04 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ .

This study aims to explore the enhancement of thermal performance in cable-heated pavements through an asymmetrical application of TIC, which fills a notable gap in current studies. Employing a numerical simulation approach, this paper develops models of cable-heated pavement with and without asymmetrical TIC. Our investigation not only promises significant improvements in energy performance for cable-heated systems but also contributes to a broader scientific understanding of the field.

## 2. Methods of numerical simulation

### 2.1. Background information

Thermal conduction, convection, and radiation are three primary methods of heating transfer. For thermal conduction, the governing equation used is based on Fourier's law, shown in equation 1.

$$\mathbf{q} = -k\nabla T \quad (1)$$

whereas  $\mathbf{q}$  is the local heat flux density,  $\text{W}/\text{m}^2$ , and  $k$  is the material's conductivity,  $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ,  $\nabla T$  is the temperature gradient,  $\text{K}/\text{m}$ .

The thermal conductivity is defined as the ratio of the heat flux density to the temperature gradient. As has been demonstrated above, the thermal conductivity of cement concrete can be assumed to be  $1.8 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ . Whereas, the thermal conductivity of silica aerogel coating and hollow spheres painting is  $0.058 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$  [8], which is approximately 1/30 of the thermal conductivity of cement concrete. This is the reasons why silica aerogel & hollow spheres coating can function as thermal insulation materials. Nevertheless, the complete coating will only

insulate the heat transfer instead of redirecting energy to surface, as the asymmetrical insulation configuration does in Figure 1.

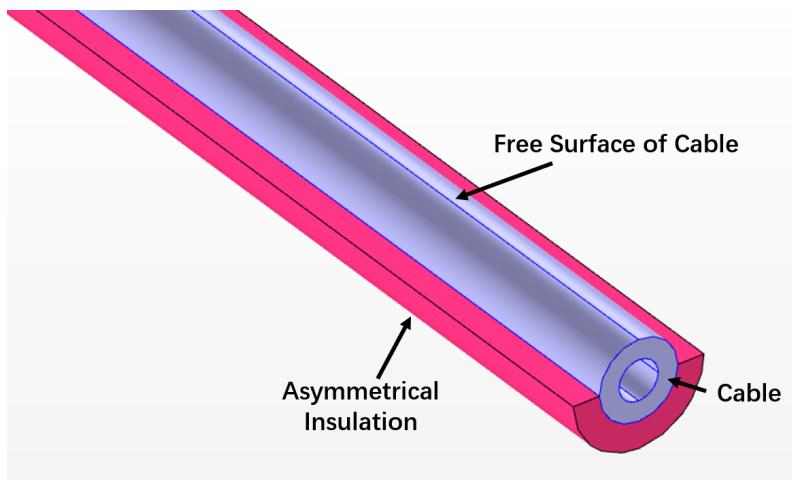


Figure 1 : Asymmetrical Insulation Configuration of cables

The main idea of asymmetrical TIC in electric cable-heated pavements is insulating by an asymmetrical configuration. In Figure 1, the thermal insulation paint is sprayed into the "hemisphere" of the heating cables. Instead of 360°, the upper surfaces of the cables is maintained free to keep better thermal conductivity with the surface of the pavement layer.

## 2.2. Establishment of numerical simulation

### 2.2.1. Basic scenario

To simulate the thermal interaction between the pavements and the coated cable-heating systems, a reliable heat transfer model of the pavement is necessary. In this communication paper, COMSOL Multiphysics was used for constructing and simulating the heat transfer model. One of the most typical compositions of the pavement structure in France consists of a surface and a base. Underneath the pavement, there are also formations and supporting soil. As an example of standard newly constructing pavement [9] in France, its structure can be 4 cm of BBSG ("Béton Bitumineux Semi-Grenu", Semi-coarse Asphalt Concrete), 12 cm of EME ("Enrobé à Module Élevé", High Modulus Asphalt) and 25 cm of MTHL ("materiau traité aux liants hydrauliques", Hydraulically Bound Materials). According to the *NF P 98-086 Road pavement structural design*, the materials' parameters are shown in Table 1.

	$\rho$ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$K_{ng}$ $\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	thickness m	$C_{mar}$ $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{kg}^{-1}$
BBSG	2350	1.9	0.04	836
EME	2390	2.35	0.12	836
MTHL	2300	1.7	0.25	836
TIC	80	0.058	0.002	835

Table 1 : Material parameters of different pavement layers

Normally, a cable-heated system is designed for melting snow and ice over the pavement.

As a result of a variety of climates in different locations, the output power of cable-heated systems is based on the local snowfall, Snow Water Equivalent (SWE), and other relative factors. Typically, the input power is postulated as 350 W per square meter of pavement.

In the numerical simulation model, the scale of representative elementary area for pavement structure can be assumed as 75 cm x 60 cm with an input power of 157.5 W. Frequently, the spacing between two parallel runs of heating cables is 0.1 m, distributed in *S* shapes. The system is generally placed below the BBSG layer and above the EME layer. In this communication paper, the initial and environment temperature are assumed to be at 0°C. Due to the sample is assumed to be placed in laboratory, the boundaries of the representative elementary area are conjectured to be that of as natural convection flow heat-exchange. The heat transfer coefficients of external natural convection between solid and air are utilized in COMSOL Multiphysics. Taking all the information above, the model of electric cable-heated pavement was built as shown in Figure 2.

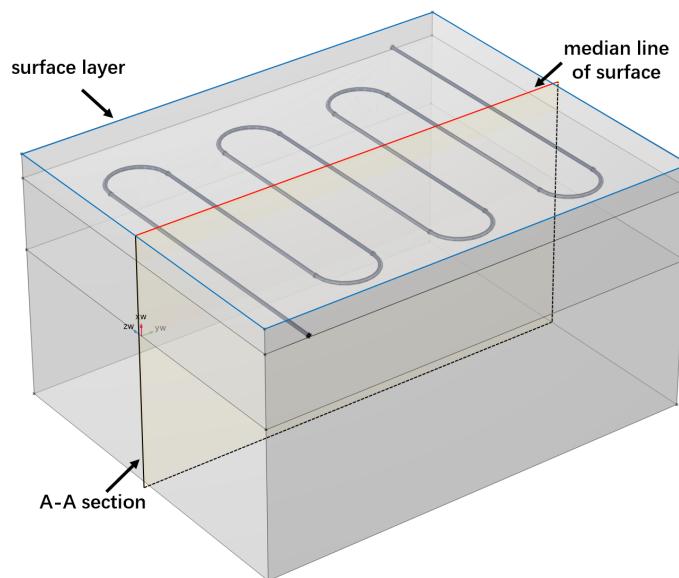


Figure 2 : Electric cable-heated pavement model (A-A section as the median cut indicated with red line denoted surface median and surface layer in blue)

In this computational domain, the section labeled A-A represents the median cut, which is highlighted by a red line indicating the surface median, while the surface layer is depicted in blue, as Figure 2 shown. The governing equation of heat transfer in solids is established based on the principle of conservation of energy, as shown in equation 2. Furthermore, the whole domain is divided using the free tetrahedral mesh method, with the mesh refinement next to the cable. The maximum and minimum scales of the mesh blocks are 0.0184m and 0.001m, which has the finest as shown in Figure 3 .

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) + \nabla q = Q \quad (2)$$

whereas  $\rho$  is the density,  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ,  $C_p$  is the specific heat capacity at constant stress,  $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{kg}^{-1}$ ,  $T$  is the absolute temperature, K,  $t$  is time, s, and  $q$  is the heat flux,  $\text{W}/\text{m}^2$ .

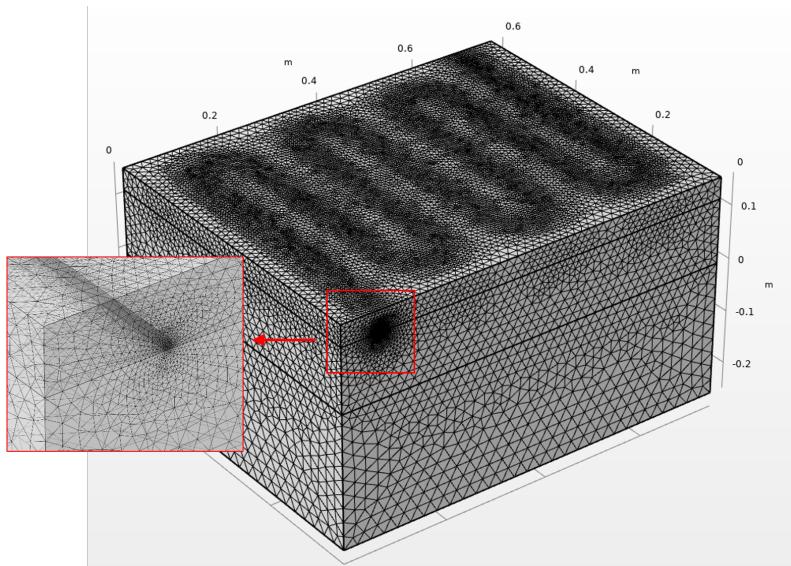


Figure 3 : Mesh block of Electric cable-heated pavement model

### 2.2.2. Cables and asymmetrical TIC

Normally, a carbon fiber heating cable is composed of conductive fibers, electrical insulated polytetrafluoroethylene (PTFE), and a protective sheath with polyvinyl-chloride (PVC). The diameter of the cable is 6mm. As shown in Figure 1, the TIC can be painted as a spray to the half surface of the cables, making the TIC in an "asymmetrical" coating condition. According to Xingni [10], the TIC materials thickness has been assumed as 2 mm. The painted cables are laid aside after the EME layer has been constructed, occupying the spacing of BBSG. In Figure 1, the TIC material is shown in red and the cable in blue.

## 3. Results

For cable-heated systems in pavement, the basic object is to heat the surface and melt the snow/ice above. Additionally, a fundamental usage strategy of this system is: turning off in most of the time and switching on the systems according to the weather prediction. As a result, the temperature of surface need to be focus and the whole heating process should be concerned. Furthermore, the asymmetrical thermal insulation could directionally lead the heating upward, which means that the temperature around cables also worth to be considered.

### 3.1. Comparative analysis of surface median line temperatures

The thermal performance of electrical heated-cable can be represented by different variables. Attributable to the scale of cables configuration, it makes sense to consider the temperature of median line as primary one. As depicted in Figure 4, the temperature along median lines' central parts exceeds 21°C after heated, which proved the thermal performance of heating system. Notably, surface with asymmetrically insulated coating on the cables exhibit significantly higher temperature compared to those without. This pronounced disparity highlight the need for further analysis to comprehend the temperature distribution during heating and the effects of asymmetrical insulation coating.

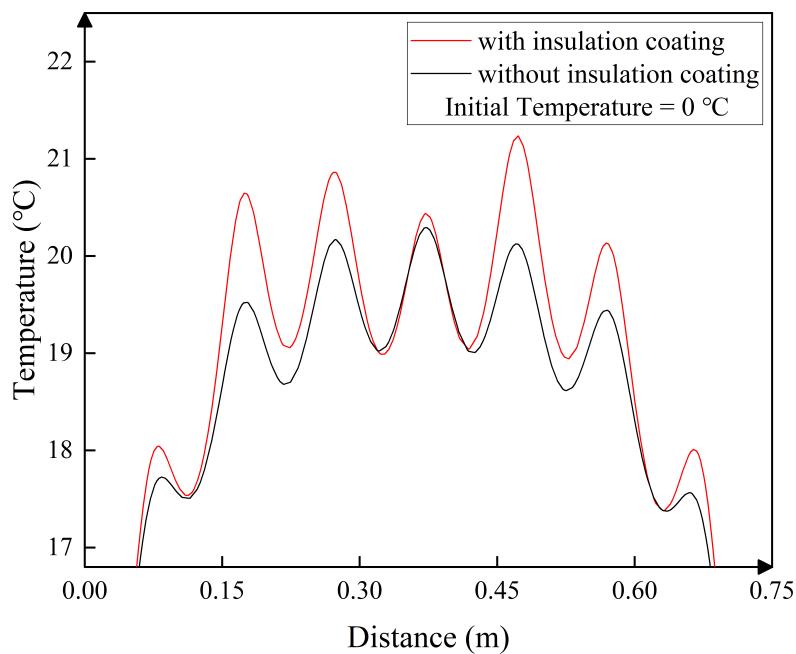


Figure 4 : Comparative analysis of surface median line temperatures

### 3.2. Temperature of surface layer of pavement

For both scenarios (with or without insulation coating), transient state simulation has been performed from 0 to 360 minutes. For the initial condition, the whole structure are set as 0°C. After 360 minutes heating, the temperature of top-surface rose and distributed as shown in Figure 5.

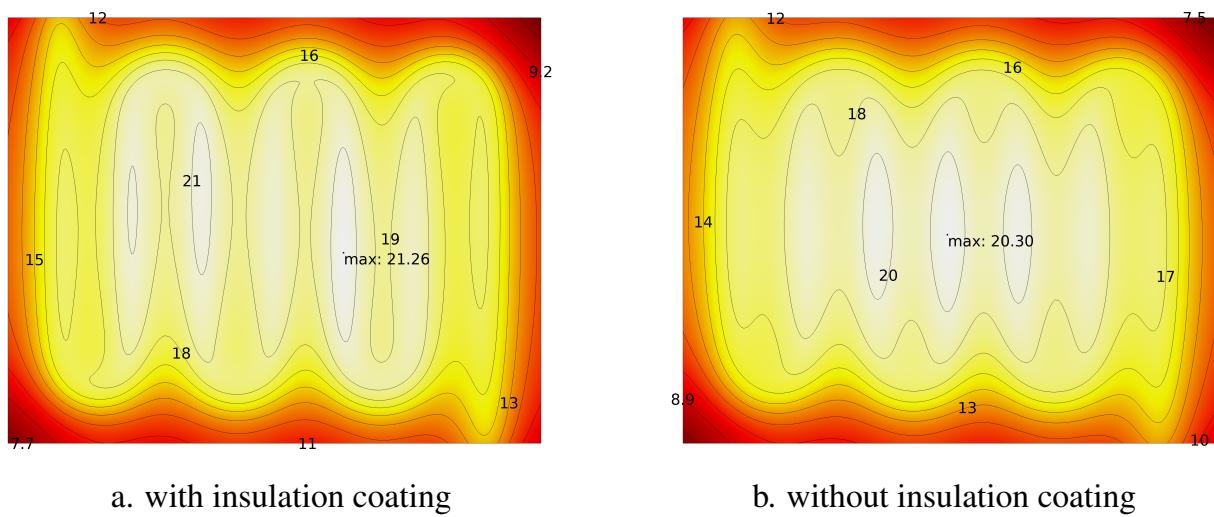


Figure 5 : Isothermal lines of surface layer after 360 minutes heating with maximum value

As depicted in Figure 5 a and b, relatively high and stable temperatures can be seen at the central of surface, which means that the computational area has already enough representative and stability for the systems. Furthermore, the maximum surface temperature of the one with the insulation coating is higher than that without the coating, at 21.26°C. Comparison of the time-varying maximum surface temperature with and without the asymmetrical insulation coating is

shown in Figure 6.

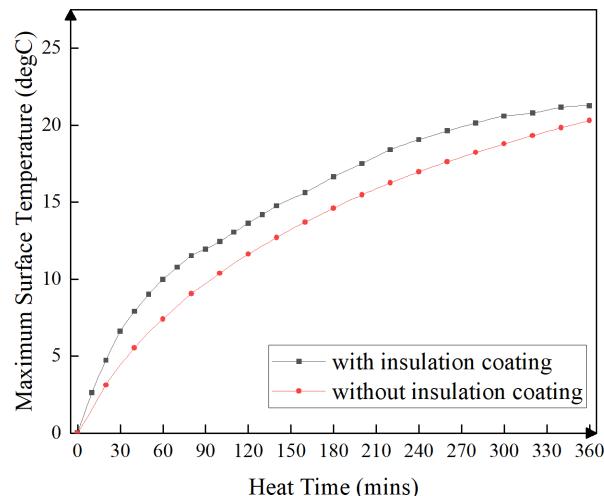


Figure 6 : The comparison of time-varying maximum surface temperature

Referring to the figure 6, the maximum surface temperature increases with time. Moreover, it is obvious that the temperature of the pavement with the insulation coating keeps higher than that without, from 0 to 360 minutes.

### 3.3. The asymmetrical thermal insulation around cable

In principle, an asymmetrical configuration leads to dis-symmetric performance. The TIC under the cable can serve as the barrier for heat, as figure 7 illustrates.

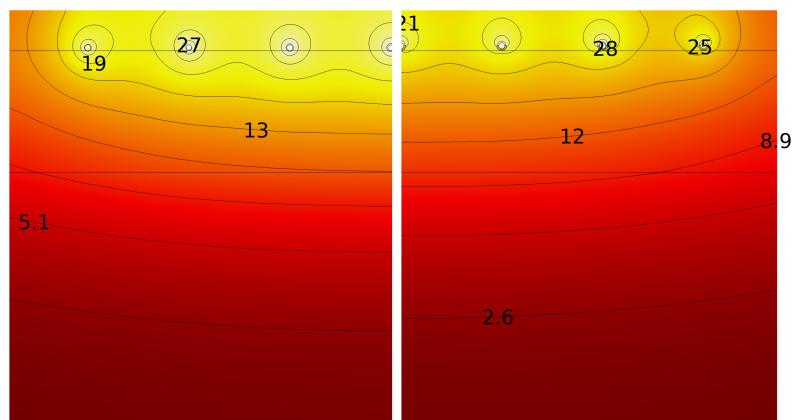


Figure 7 : Cross-section A-A of two models (right is with insulation coating, left is without)

In figure 7, the result on the right (with an asymmetrical coating) shows that the isothermal lines near to the cables are near to elliptical in shape and obviously expand upwards. However, the right figure, consisting of the bare cables, makes the isothermal lines more circular in shape. This phenomenon indicates that the asymmetrical thermal insulation around the cable is effective in directly conducting the heat energy up to the surface.

## 4. Conclusion

This paper concentrates on the asymmetrical TIC of cable-heated systems in pavements. A numerical method is utilized for simulating heat transfer between heating systems and the pavement. Two representative elementary models of real materials and structure are built and analyzed. Compared with the model without insulation coating, the maximum surface temperature is and keeps higher in the model with the coating. Furthermore, the contour and its isothermal lines around the cables indicate an asymmetrical thermal performance. This proves that the insulation coating can transfer the heat directionally, which in turn paves the way for innovative TIC applications. The outcomes of this paper highlight the role of an asymmetrical configured TIC and the enhancing of thermal performance for this coating method. Our research underlines the importance of an asymmetrical configuration in directing conduct heat up towards the surface layer of the pavement.

## References

- [1] X. Zhu, Q. Zhang, Z. Du, H. Wu, and Y. Sun, Snow-melting pavement design strategy with electric cable heating system balancing snow melting, energy conservation, and mechanical performance, *RESOURCES CONSERVATION AND RECYCLING*, 177 (2022).
- [2] K. Liu, P. Xu, F. Wang, C. Jin, Q. Liu, H. Pang, and H. Xie, The accumulated stress damage and residual life prediction of unreinforced concrete pavement with electric heating pipes, *CONSTRUCTION AND BUILDING MATERIALS*, 278 (2021).
- [3] Y. Liang, Application Research on Intelligent Snowmelt Road Surface with Carbon Fiber Heating Cable, *Hebei University of Engineering*, thesis
- [4] E.S. Toberer, L.L. Baranowski, and C. Dames, *Advances in Thermal Conductivity*, Annu. Rev. Mater. Res. 42(1), 179–209 (2012).
- [5] W.H. Khushafati, R. Demirboğa, and K.Z. Farhan, Assessment of factors impacting thermal conductivity of cementitious composites—A review, *Cleaner Materials*, 5, 100127 (2022).
- [6] C. Wu, W. Wang, and H. Ji, Preparation and Properties of TiO<sub>2</sub>-Coated Hollow Glass Microspheres as Thermal Insulation Materials for Energy-Saving Buildings, *Transactions of Tianjin University*, 26(4), 283–291 (2020).
- [7] S. Kiil, Quantitative analysis of silica aerogel-based thermal insulation coatings, *Progress in Organic Coatings*, 89, 26–34 (2015).
- [8] S. He, X. Wu, X. Zhang, J. Sun, F. Tian, S. Guo, H. Du, P. Li, and Y. Huang, Preparation and properties of thermal insulation coating based on silica aerogel, *Energy and Buildings*, 298, 113556 (2023).
- [9] J. M. Balay, P. Berga, F. Bonvalot, G. Bonnet, J. P. Christory, J. C. Deleurence, A. Gavalda, J. F. Griselin, J. Maribas, M. Massip, and N. Priole, Dimensionnement des structures des chaussées urbaines, *Ministère de l'Équipement, des Transports et du Logement*
- [10] X. Chen, B. Xu, Y. Fei, and G. Pei, Combination optimization, importance order of parameters and aging consequence prediction for thermal insulation coating with radiation characteristics, *Energy*, 129981 (2023).

## Acknowledgements

I would like to express my deepest gratitude to my supervisor, Professor Hossein Nowamooz, for his invaluable guidance and inspiration. I also want to thank Associate Professor Fujiao Tang, for his insightful feedback and support. The investigation is supported by the China Scholarship Council and National Natural Science Foundation of China (No. 52208433).

## Thème 4

# Métrie et Techniques Inverses

---

Modèle convolutif pour l'estimation des températures de jonctions au sein d'un onduleur triphasé . . . . .	319
Identification de la conductivité thermique des polymères semi-cristallins en cours de transformation . . . . .	327
Caractérisation de matériaux de stockage thermique par bilan entropique : analyse des irréversibilités et mesure des propriétés. . . . .	335
Vers une méthodologie expérimentale pour l'évaluation du confort thermique extérieur, application au campus de l'ESTP à Cachan . . . . .	343
Caractérisation de matériaux nanostructurés par microscopie thermique à sonde locale associée à une méthode inverse . . . . .	351
Estimation du flux de chaleur sur les composants face au plasma du Tokamak WEST par réseau de neurones . . . . .	359
Défis et Innovations en Thermique des Semi- Conducteurs WBG : Modélisation Dynamique et Validations Expérimentales . . . . .	367
Imagerie en thermotransmittance : premières tentatives vers une super résolution . . . . .	377

---



# Modèle convolutif pour l'estimation des températures de jonctions au sein d'un onduleur triphasé

Ali EL ARABI<sup>1</sup>, Denis MAILLET<sup>1</sup>, Benjamin REMY<sup>1</sup>, Nicolas BLET<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, Nancy F-54000, France

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : [ali.el-arabi@univ-lorraine.fr](mailto:ali.el-arabi@univ-lorraine.fr))

**Résumé** - Dans le cadre du présent travail, un modèle convolutif a été développé permettant l'estimation de six températures de jonctions de composants d'électronique de puissance, à partir des températures mesurées par six capteurs placés judicieusement dans la semelle . Ce modèle se base sur une étape d'identification, une étape de vérification et finalement une étape de validation. Dans un premier temps, les transmittances propres (entre chaque capteur et la jonction la plus proche) et les transmittances de couplage sont identifiées à partir d'un modèle numérique tridimensionnel sous COMSOL Multiphysics. On vérifie ensuite que les températures de jonctions calculées par le modèle convolutif à partir des températures des capteurs correspondent bien aux températures du modèle numérique du même jeu de données. Enfin, le modèle est validé (ou non) sur un nouveau jeu de données. Les résultats obtenus par ce modèle convolutif sont prometteurs car l'estimation des six températures de jonction est non biaisée.

## Nomenclature

$t$	temps, s	<i>Symboles grecs</i>
$\Delta t$	pas de temps, s	$\theta$ élévation de température, K
$h$	réponse impulsionale, K.J or $s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>
$M$	matrice de convolution	$c$ capteur
$N$	Matrice de Toeplitz	$J$ jonction
$u$	entrée, W or K	$JD$ jeu de données
$y$	sortie, K	$\sim$ moyenne par intervalle
$w$	transmittance, $s^{-1}$	
$x$	entrée ou réponse impulsionale	

## 1. Introduction

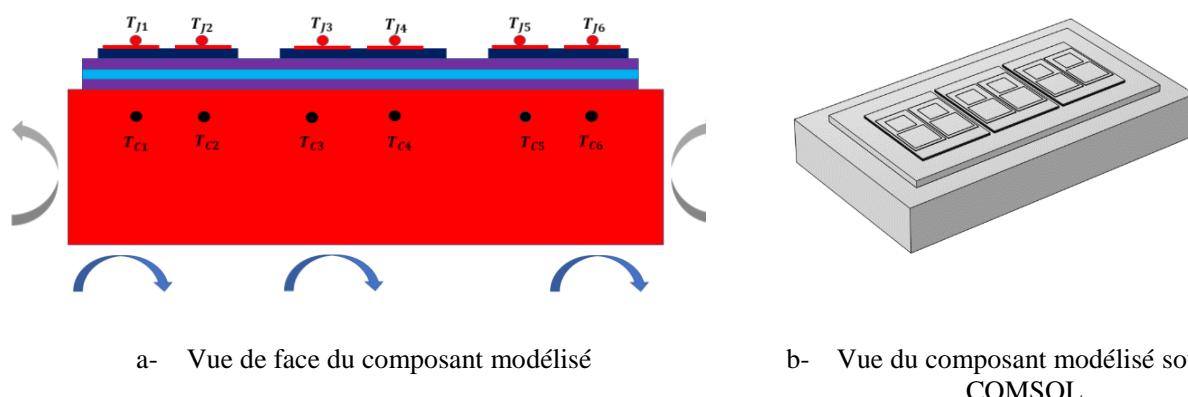
La température de jonction est un paramètre très important lors de la mise en place des stratégies de contrôle commande des composants électroniques de puissance. Dans les faits, les transistors MOSFET offrent une fréquence de commutation assez élevée et permettent un transit de puissances électriques relativement importantes. La commutation à haute fréquence et l'important courant qui traverse ces transistors engendrent un échauffement conséquent, surtout au niveau de la jonction. La température de jonction doit rester constamment au-dessous d'une température seuil de l'ordre de 150°C sous peine de destruction de la jonction [1]. De plus, les variations rapides des puissances électriques traversant les transistors créent des variations assez rapides des températures des jonctions ce qui peut créer des contraintes thermomécaniques qui dégradent le composant [2]. Le problème est que ces températures ne sont pas accessibles par mesure directe. Dans les faits, la mesure des températures de jonctions par thermographie infrarouge est impossible en raison de la présence d'un gel thermiquement isolant et diélectriquement rigide recouvrant les puces. La mesure par une sonde, thermocouples ou paramétrage électrique thermosensible n'est pas possible soit à cause des perturbations électromagnétiques soit à cause de la constante du temps d'un tel éventuel capteur implanté en face avant [3]. D'autres techniques de mesure de la température de sont présentées dans la littérature [1] (pages 111-112) et [2, 4] . Cependant, selon nos connaissances, aucune technique

n'a été adoptée massivement à ce jour, dans l'industrie d'électronique de puissance. Dans un précédent travail, à partir d'un modèle quadripolaire, nous avons investigué la possibilité d'estimer la température de jonction à partir de la valeur d'une température délocalisée accessible et de la valeur de la puissance dissipée au niveau de la jonction [5, 6]. Toutefois, la méconnaissance des paramètres géométriques et des propriétés thermophysiques des matériaux constituant le composant rend le modèle détaillé (COMSOL Multiphysics) complexe et imprécis. Face à cela et pour se passer de cette incertitude de quelques grandeurs, nous avons décidé de développer un modèle réduit, ici convolutif, permettant d'identifier la fonction de transfert du système thermique (réponse impulsionale en domaine temporel) puis de l'utiliser pour estimer les températures de jonction. Il s'agit d'un modèle convolutif à plusieurs entrées et plusieurs sorties dénommé MIMO (Multiple Inputs and Multiple Outputs).

## 2. Développement du modèle convolutif

### 2.1. Présentation du cas d'étude

Dans le cadre de ce travail, un composant triphasé contenant six transistors a été modélisé. Nous avons négligé la présence des diodes, car nous avons émis l'hypothèse que la dissipation thermique des transistors est largement supérieure à celle des diodes. Toutefois, le présent modèle peut être amélioré pour pouvoir estimer également la température des diodes. La figure 1-a schématise une vue en coupe du composant modélisé. La figure 1-b présente une vue du dessus du composant. La modélisation numérique tridimensionnelle, servant de base pour la calibration et la validation du modèle convolutif a été réalisée sous COMSOL Multiphysics en 3D (méthode des éléments finis). Les points ( $T_{ci}$ ,  $i = 1, \dots, 6$ ) sont placés au-dessous du centre de chaque transistor à une profondeur de 18 mm dans la semelle (la semelle mesure 20 mm de hauteur). Ce choix a été fait pour être le plus proche des sources de chaleurs pour se palier du problème de l'inertie thermique. Les détails concernant les dimensions et les matériaux constituant le composant peuvent être trouvés dans [7]. Les puces, représentées par des petits disques sur la figure 1-a, ont une section d'environ 1 mm x 1 mm, pour une épaisseur de 0,5 mm, qui sera négligée. Les conditions aux limites correspondent à de la convection forcée sur la face inférieure ( $h = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ), de la convection naturelle sur les parois latérales ( $h = 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ) et de pertes négligées sur la face supérieure.



*Figure 1: Schéma du composant modélisé*

## 2.2. Présentation du modèle convolutif

### 2.2.1. Cas d'une seule entrée et une seule sortie SISO (Single Input Single Output)

Pour un système reliant une entrée (source ou pseudo-source : flux de chaleur ou température  $u(t)$ ) à une sortie (conséquence : flux de chaleur ou température en un autre point  $y(t)$ ), la relation de causalité est définie par le produit de convolution [8, 9] :

$$y(t) = (h * u)(t) \quad (1)$$

avec  $h(t)$  la réponse impulsionnelle (fonction de transfert dans le domaine fréquentiel) du système.

L'équation (1) peut également être écrite sous sa forme intégrale :

$$y(t) = \int_0^{+\infty} u(t - \tau)h(\tau) d\tau \quad (2)$$

Soit sous la forme discrète :

$$y(t_i) = \Delta t \sum_{j=1}^m \tilde{u}_{i-j+1} \tilde{h}_j , \text{ Pour } i = 1, 2, \dots, n \quad (3)$$

avec  $\tilde{x}$  la valeur moyenne de  $x$  sur un intervalle de durée  $\Delta t$ . La relation (3) peut également être écrite sous formes matricielles [8, 9] :

$$\mathbf{y} = \mathbf{M}(\mathbf{u}) \mathbf{h} \text{ et } \mathbf{y} = \mathbf{M}(\mathbf{h}) \mathbf{u} \quad (4-a,b)$$

avec:

$$M(\mathbf{x}) = \Delta t N^2(\mathbf{f})N(\mathbf{x}) \quad \text{et} \quad \mathbf{f} = \frac{1}{2}[1 \ 1 \ 0 \ \dots \ 0]^T \text{ pour } \mathbf{x} = \mathbf{h} \text{ ou } \mathbf{u}$$

$$N(\mathbf{q}) \equiv \begin{bmatrix} q_1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ q_2 & q_1 & \ddots & \ddots & \vdots \\ q_3 & q_2 & q_1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ q_n & q_{n-1} & q_{n-2} & \cdots & q_1 \end{bmatrix} \text{ avec } \mathbf{q} = \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ \vdots \\ q_n \end{bmatrix} \quad (4-c)$$

Ici, l'équation (4-a) est utilisée pour estimer les valeurs instantanées de la fonction de transfert à partir des valeurs d'entrée et de sortie supposées connues à l'étape de calibration. L'équation (4-b) est ensuite utilisée pour estimer la sortie connaissant la fonction de transfert et l'entrée, ou pour estimer l'entrée à partir de la sortie connaissant la fonction de transfert.

### 2.2.2. Cas de plusieurs entrées et plusieurs sorties MIMO (Multiple Inputs Multiple Outputs)

Le cas présenté en Figure 1 correspond à un cas avec plusieurs sources de chaleur (les six transistors) et plusieurs capteurs de températures (les thermocouples). Il s'agit alors d'un système avec plusieurs entrées et plusieurs sorties, où la température de chaque capteur dépend de la puissance dissipée dans chaque transistor. Dans le cadre du présent travail, nous nous intéressons à une relation entre les températures de jonctions (les « pseudo » sources) et les températures mesurées par les thermocouples. L'idée est de pouvoir remonter aux températures de jonctions à partir des températures des six thermocouples. Le théorème de Duhamel (avec le principe de superposition) nous permet d'écrire la relation suivante qui permet de relier l'élévation de température de chaque capteur avec les six élévations de températures de jonctions via des transmittances  $w_i$ .

$$\theta_{ci}(t) = (w_{i1} * \theta_{J1})(t) + (w_{i2} * \theta_{J2})(t) + (w_{i3} * \theta_{J3})(t) + (w_{i4} * \theta_{J4})(t) + (w_{i5} * \theta_{J5})(t) + (w_{i6} * \theta_{J6})(t) \quad (5)$$

Pour  $i = 1, 2 \dots 6$  et  $\theta(t) = T(t) - T_{initial}$

En s'inspirant du modèle SISO, la relation peut être écrite sous la forme du système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \theta_{c1} \\ \theta_{c2} \\ \theta_{c3} \\ \theta_{c4} \\ \theta_{c5} \\ \theta_{c6} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M(\mathbf{w}_{11}) & M(\mathbf{w}_{12}) & M(\mathbf{w}_{13}) & M(\mathbf{w}_{14}) & M(\mathbf{w}_{15}) & M(\mathbf{w}_{16}) \\ M(\mathbf{w}_{21}) & M(\mathbf{w}_{22}) & M(\mathbf{w}_{23}) & M(\mathbf{w}_{24}) & M(\mathbf{w}_{25}) & M(\mathbf{w}_{26}) \\ M(\mathbf{w}_{31}) & M(\mathbf{w}_{32}) & M(\mathbf{w}_{33}) & M(\mathbf{w}_{34}) & M(\mathbf{w}_{35}) & M(\mathbf{w}_{36}) \\ M(\mathbf{w}_{41}) & M(\mathbf{w}_{42}) & M(\mathbf{w}_{43}) & M(\mathbf{w}_{44}) & M(\mathbf{w}_{45}) & M(\mathbf{w}_{46}) \\ M(\mathbf{w}_{51}) & M(\mathbf{w}_{52}) & M(\mathbf{w}_{53}) & M(\mathbf{w}_{54}) & M(\mathbf{w}_{55}) & M(\mathbf{w}_{56}) \\ M(\mathbf{w}_{61}) & M(\mathbf{w}_{62}) & M(\mathbf{w}_{63}) & M(\mathbf{w}_{64}) & M(\mathbf{w}_{65}) & M(\mathbf{w}_{66}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_{J1} \\ \theta_{J2} \\ \theta_{J3} \\ \theta_{J4} \\ \theta_{J5} \\ \theta_{J6} \end{bmatrix} \quad (6)$$

L'équation (6) peut être utilisée pour estimer les températures de jonction à partir des températures des thermocouples par inversion de la matrice des transmittances. Cependant, cette matrice est très mal conditionnée avec un déterminant nul. Pour pallier ce problème, la méthode de décomposition en valeur singulière avec troncature **TSVD** a été utilisée pour inverser la matrice des transmittances. Dans cette configuration sans bruit, la troncature a été faite de manière manuelle. Lors des configurations avec bruit, la troncature est faite de manière automatique par comparaison de la moyenne quadratique des résidus au niveau de bruit. Il est à noter que les  $w_{ii}$  ( $i = 1, \dots, 6$ ) sont des transmittances propres reliant chaque température de jonction au thermocouple le plus proche. Les autres transmittances sont des transmittances de couplage. Ces transmittances, un total de 36, doivent être identifiées. Pour ce faire, nous avons besoin de six jeux de données, donc six simulations numériques. Pour chaque simulation numérique, un seul transistor est alimenté à la fois avec un échelon de puissance d'amplitude 10 W. Nous avons veillé à ce que la valeur de la puissance soit la même dans chaque cas. Les transmittances sont identifiées six à six par utilisation de l'équation ci-dessous, où les entrées et les sorties sont issues du modèle COMSOL 3D :

$$\begin{bmatrix} \theta_{ci}^{JD1} \\ \theta_{ci}^{JD2} \\ \theta_{ci}^{JD3} \\ \theta_{ci}^{JD4} \\ \theta_{ci}^{JD5} \\ \theta_{ci}^{JD6} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M(\theta_{J1}^{JD1}) & M(\theta_{J2}^{JD1}) & M(\theta_{J3}^{JD1}) & M(\theta_{J4}^{JD1}) & M(\theta_{J5}^{JD1}) & M(\theta_{J6}^{JD1}) \\ M(\theta_{J1}^{JD2}) & M(\theta_{J2}^{JD2}) & M(\theta_{J3}^{JD2}) & M(\theta_{J4}^{JD2}) & M(\theta_{J5}^{JD2}) & M(\theta_{J6}^{JD2}) \\ M(\theta_{J1}^{JD3}) & M(\theta_{J2}^{JD3}) & M(\theta_{J3}^{JD3}) & M(\theta_{J4}^{JD3}) & M(\theta_{J5}^{JD3}) & M(\theta_{J6}^{JD3}) \\ M(\theta_{J1}^{JD4}) & M(\theta_{J2}^{JD4}) & M(\theta_{J3}^{JD4}) & M(\theta_{J4}^{JD4}) & M(\theta_{J5}^{JD4}) & M(\theta_{J6}^{JD4}) \\ M(\theta_{J1}^{JD5}) & M(\theta_{J2}^{JD5}) & M(\theta_{J3}^{JD5}) & M(\theta_{J4}^{JD5}) & M(\theta_{J5}^{JD5}) & M(\theta_{J6}^{JD5}) \\ M(\theta_{J1}^{JD6}) & M(\theta_{J2}^{JD6}) & M(\theta_{J3}^{JD6}) & M(\theta_{J4}^{JD6}) & M(\theta_{J5}^{JD6}) & M(\theta_{J6}^{JD6}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} w_{i1} \\ w_{i2} \\ w_{i3} \\ w_{i4} \\ w_{i5} \\ w_{i6} \end{bmatrix} \quad (7)$$

Pour  $i = 1, \dots, 6$

### 3. Analyse des résultats

#### 3.1. Etude sans bruit de mesure

A partir de six simulations numériques sous COMSOL Multiphysics d'un composant avec six transistors (Figure 1), les 36 transmittances de l'équation (7) ont été identifiées. Les six transmittances reliant le premier capteur de température aux différentes jonctions sont présentées la figure 2 ci-dessous, pour six jeux de données correspondants à des puissances  $P_i = 10 W$  pour  $i = 1, \dots, 6$  (Inversion complète MIMO). Ils correspondent à un pas de temps d'échantillonnage  $\Delta t$  de 0,1 seconde et d'un horizon d'estimation de 10 secondes pour entrées et sorties.

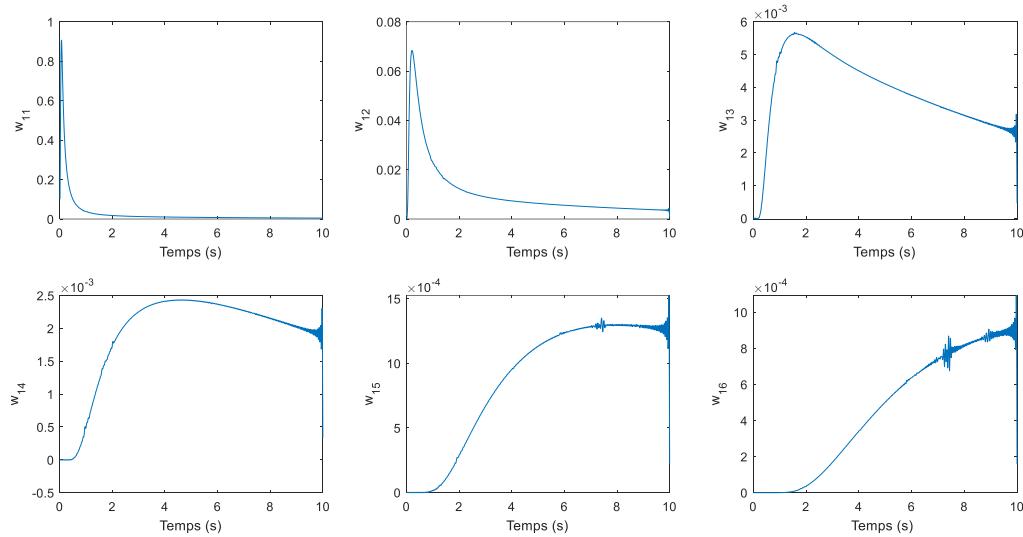
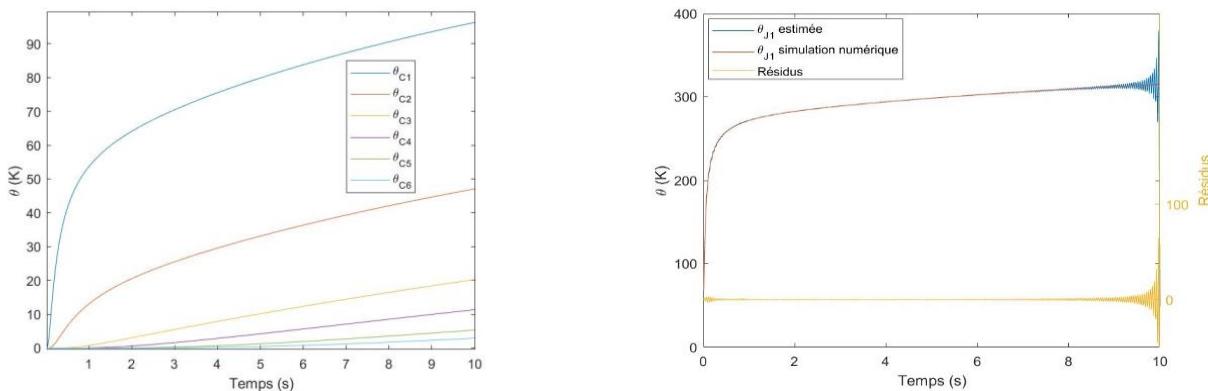


Figure 2 : Transmittances  $w_{1i} (s^{-1})$  estimées à partir de l'inversion par TSVD de l'équation 7

La figure ci-dessous montre qu'à mesure que le capteur est loin de la jonction, l'amplitude de la transmittance diminue (ce qui montre un effet de plus en plus faible de la jonction sur la température du capteur) et des oscillations apparaissent aux temps longs, du fait de la troncature des valeurs singulières qui bruite la transmittance estimée, du fait d'un faible rapport signal/bruit lorsque la distance entre jonction et capteur augmente. Il est à noter que la transmittance propre  $w_{11}$  reliant le premier capteur à la première jonction est essentiellement concentrée dans les temps courts.



a- Elevation de température au niveau des capteurs      b- Elevation de température au niveau de la première jonction

Figure 3 : Etape de vérification pour la première jonction

L'étape de vérification, consiste à estimer les  $\theta_{Ji}$  pour  $i = 1, \dots, 6$  en activant uniquement une seule puce avec un échelon de puissance  $P_i = 10 W$  (les autres transistors sont traversés par un courant nul) en utilisant les 36 transmittances estimées plus haut ainsi que les élévations des températures des capteurs  $\theta_{Ci}$  pour  $i = 1, \dots, 6$  calculées en direct par le modèle détaillé, par inversion de l'équation 6 par TSVD, et à les comparer avec les  $\theta_{Ji}$  calculées en direct par le même modèle. La figure 3-a correspond au cas  $i = 1$ , où seule la première puce est activée. La figure 3-b présente le résultat de cette étape de vérification pour la première jonction. Elle montre que le modèle convolutif est capable de retrouver les températures de jonctions avec des oscillations classiques aux temps longs dues à la TSVD.

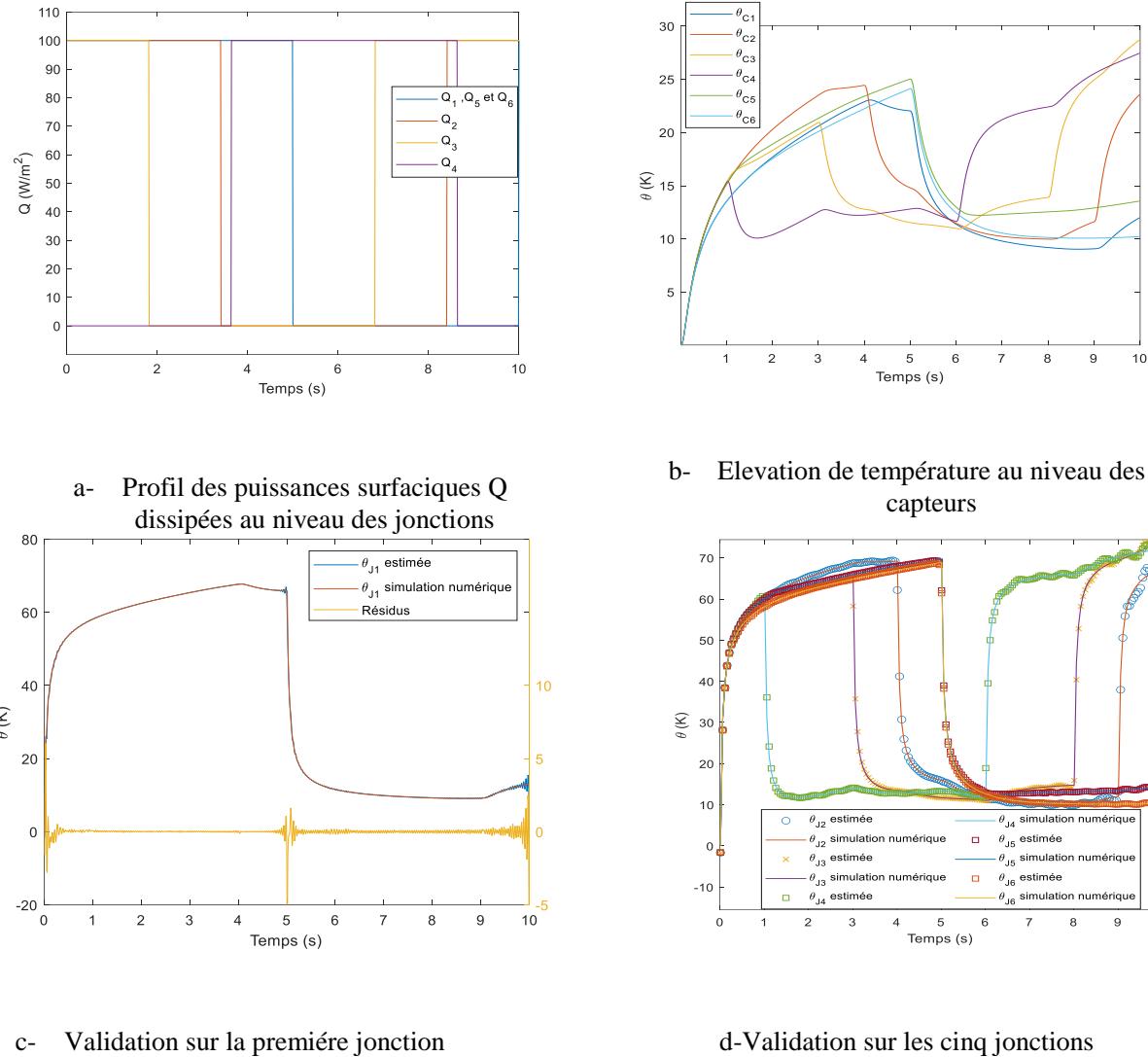


Figure 4 : Etapes de vérification et de validation au niveau de la première jonction sans de bruit

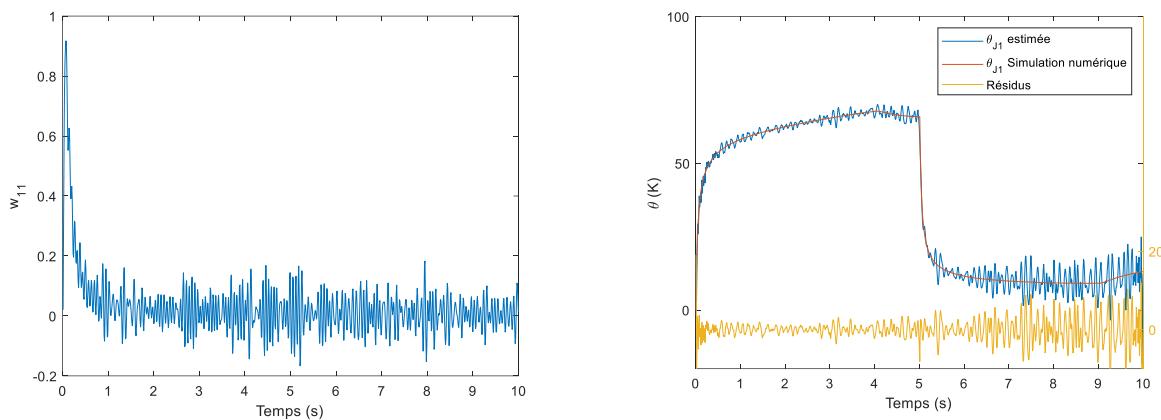
L'étape de validation est identique à l'étape de vérification, si ce n'est que non pas un seul transistor mais l'ensemble de ceux-ci sont activés avec des puissances  $P_i(t)$  qui sont des signaux carrés déphasés mais de même amplitude 5W (Cf. Figure 4-a). La Figure 4-b représente les sorties correspondantes des six capteurs pour le modèle détaillé. Les résultats, lors de l'étape de la validation, au niveau de la première jonction sont représentés dans la figure 4-c. La figure 4-d présente le cas de validation pour les cinq jonctions restantes. Il est à noter que les fluctuations proviennent essentiellement de la troncature lors de l'utilisation de la TSVD et que malgré la présence des fluctuations la surface sous la courbe (image de la valeur moyenne de l'élévation de température) est la même entre la simulation numérique et l'estimation donnée par le modèle convolutif, et ce pour les cas de calibration et de validation.

### 3.2. Etude avec bruit de mesure

Pour tester la robustesse du modèle et pour s'approcher de la configuration expérimentale, nous avons mis en place une étude où un bruit Blanc Gaussien, différent à chaque signal, d'écart type égal à  $0,1^{\circ}\text{C}$  correspondant à de futures mesures par thermographie infrarouge selon la relation :

$$\theta_{ci} = \theta_{ci\text{exact}} + 0,1 \times \varepsilon_{TC_i}; \quad \theta_{Ji} = \theta_{Ji\text{exact}} + 0,1 \times \varepsilon_{TJ_i} \\ \varepsilon_{TC_i} \sim \mathcal{N}(0,1); \quad \varepsilon_{TJ_i} \sim \mathcal{N}(0,1); \quad i = 1, \dots, 6 \quad (8)$$

Le résultat de la calibration de la première transmittance est présenté en figure 5-a qui correspond à celle de la figure 2 (sous figure en haut à gauche), si ce n'est qu'entrées et sorties sont maintenant bruitées. La figure 5-b montre les résultats de la validation pour un jeu de données correspondants non plus à des échelons mais à des créneaux. Cette figure montre que le modèle arrive à retrouver la température de jonction même en présence du bruit. Les transmittances identifiées (Figure 5-a) ont été testées sur un nouveau jeu de données et les résultats montrent que le modèle arrive à retrouver la température de jonction (Figure 5-b) même en présence du bruit.



a- Transmittance  $w_{11}(s^{-1})$  estimée en présence du bruit (calibration)

b- « Validation » en présence du bruit

Figure 5: Etapes de vérification et de validation au niveau de la première jonction avec bruit

Pour voir si l'estimation est biaisée ou non, une étude stochastique avec 1000 valeurs de bruits différents a été menée. Pour un nombre de simulations donné, la moyenne des différences de températures estimées par le modèle convolutif est calculée et comparée aux résultats de la simulation 3D.

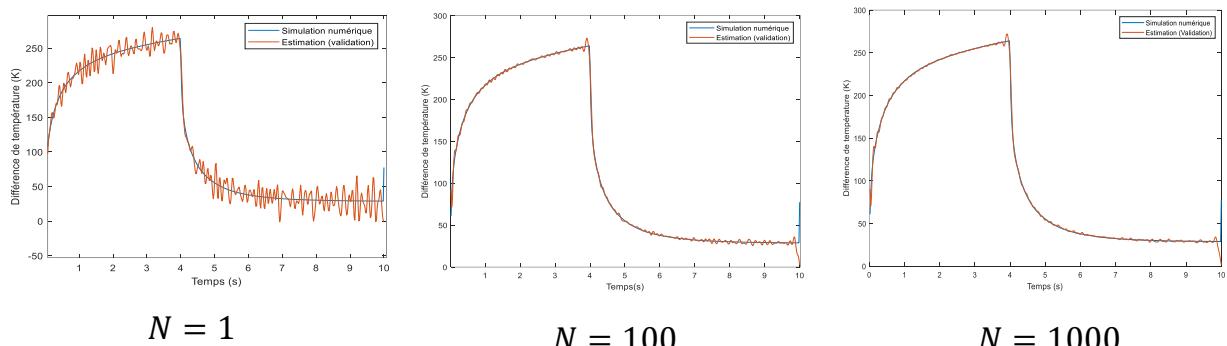


Figure 6: Etude stochastique de l'élévation estimée de la température de la première jonction

Les différents résultats, pour un créneau de puissance de 6 W et un rapport cyclique  $\alpha = 0,4$  sont présentés sur la figure 6. Les résultats obtenus illustrent qu'à mesure que le nombre de réalisations augmente, l'espérance mathématique approche de la valeur obtenue par la simulation numérique, ce qui nous permet de conclure que l'estimation est non biaisée sous l'hypothèse du modèle linéaire.

## 4. Conclusion

Les résultats obtenus par le modèle convolutif présenté sont prometteurs car l'estimation des six températures de jonction est non biaisée et permet de retrouver les mêmes résultats qu'un modèle complet. Certes, le modèle convolutif est encore onéreux en termes de ressources de calcul (temps de calcul de l'ordre de la minute pour dix secondes de temps simulé) mais reste largement meilleur qu'un modèle numérique complet (temps de calcul de quelques heures). La mise en place d'un modèle autorégressif à variable exogène (ARX) peut être une solution moins onéreuse du fait d'un moindre nombre de paramètres à identifier. Par ailleurs, un banc expérimental a été mis en place où la température des jonctions est mesurée par thermographie infrarouge. L'objectif de cette étude expérimentale est de valider la qualité des modèles développés numériquement.

## 5. Bibliographie

- [1] A.intrich, U. Nicolai, W. Trsky et T. Reinmann, «Application Manual Power Semiconductors,» 2010.
- [2] Bower, G. Rogan et J. K. a. M. Zugger, «SiC power electronics packaging pronostics,» *IEEE Aerospaceconference*, 2008.
- [3] W. Brekel, T. Duetemeyer, G. Puk et O. Schilling, «Time Resolved In Situ Tvj Measurements of 6.5kV IGBTs during inverter operation,» *Infineon Technologies AG*.
- [4] R. Isa, J. Mirza, S. Ghafoor, M. Z. M. Khan et K. K. Qureshi, «Junction Temperature Optical Sensing Techniques for Power Switching Semiconductors: A Review,» *Micromachines*, 2023.
- [5] A. El Arabi, N. Blet, B. Rémy et D. Maillet, «A SEMI-ANALYTICAL MODEL OF THERMAL CONDUCTION OF A MOSFET TRANSISTOR USING THE THERMAL QUADRUPOLES METHOD,» *Proceedings of the 17th International Heat Transfer Conference, IHTC-17*, n° 1429, 2023.
- [6] A. El Arabi, N. BLET et B. REMY, «Modélisation semi-analytique et numérique de la conduction thermique au sein d'un transistor MOSFET,» *Congrès SFT*, 2023.
- [7] S. Carubelli et Z. Khatir, «Experimental validation of a thermal modelling method dedicated to multichip power modules in operating conditions,» *Microelectronics Journal*, pp. 1143-1151, 2023.
- [8] W. A. Hadad, V. Schick et D. Maillet, «Fouling detection in a shell and tube heat exchanger using variation of its thermal impulse responses: Methodological approach and numerical verification,» *Applied Thermal Engineering*, 2013.
- [9] W. A. Hadad, D. Maillet et Y. Jannot, «Modeling unsteady diffusive and advective heat transfer for linear dynamical systems: A transfer function approach,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp. 304-313, 2017.

# Identification de la conductivité thermique des polymères semi-cristallins en cours de transformation

Rita MOUSSALLEM<sup>1\*</sup>, Elissa EL RASSY<sup>1</sup>, Jalal FARAJ<sup>2</sup>, Nicolas LEFEVRE<sup>1</sup>, Jean-Luc BAILLEUL<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Nantes Université – UMR CNRS 6607 - Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes – Rue Christian Pauc – 44300 Nantes Cedex 3

<sup>2</sup> Energy and Thermofluid Group, The International University of Beirut BIU, Beirut P.O. Box 146404  
\*(auteur correspondant : rita.moussallem@univ-nantes.fr)

**Résumé** - Ce travail de recherche a pour objectif d'élaborer une méthode inverse dédiée à l'identification de la conductivité thermique d'un polymère en cours de transformation. L'estimation repose principalement sur un modèle numérique développé en différences finies et d'un algorithme d'optimisation hybride combinant une méthode stochastique avec une méthode déterministe. Les mesures expérimentales sont réalisées à l'aide d'un moule instrumenté apte à mesurer l'évolution de la température d'un polymère durant son changement de phase. Les résultats de la méthode inverse permettent de décrire la variation de la conductivité thermique en fonction de deux champs couplés qui sont la température et le degré de transformation.

## Nomenclature

$T$	Température, K	<i>Symboles grecs</i>
$K$	Coefficient de Nakamura, s <sup>-n</sup>	$\alpha$ Cristallinité Relative
$x$	Épaisseur, m	$\lambda$ Conductivité thermique, W/(m.K)
$a$	Diffusivité thermique, m <sup>2</sup> /s	$\rho$ Masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$C_p$	Chaleur spécifique, J/(kg.K)	
$\Delta H$	Enthalpie de cristallisation, J/kg	
PVT	Pression Volume Température	<i>Indices et exposants</i>
PP	Polypropylène	$n$ Exposant d'Avrami
		<i>Nak</i> Nakamura

## 1. Introduction

Les matériaux polymères sont largement utilisés dans la production industrielle et le nombre impressionnant de leurs usages est aussi vaste que leur diversité. Ils constituent l'essence d'une multitude de production grâce à leur polyvalence ainsi qu'à leurs amples gammes de caractéristiques. Les procédés principaux de fabrication sont l'injection et l'extrusion durant lesquels les thermoplastiques subissent plusieurs changements de phase [1]. Une estimation exacte des transferts thermiques ayant lieu durant les transformations est cruciale pour contrôler la qualité des produits. En effet, une prédiction correcte du comportement thermique des matériaux permet d'éviter la génération de défauts au niveau des produits fabriqués comme les porosités, la délamination et les contraintes résiduelles [2]. Par ailleurs, une simulation précise des transferts thermiques nécessite la connaissance de la cinétique de transformation de ces matériaux ainsi que leurs propriétés thermophysiques qui sont la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la masse volumique. En réalité, ces propriétés sont facilement identifiables à l'état solide mais leurs mesures sont moins maîtrisées à l'état liquide (pour les polymères semi-cristallins) et elles ne sont pas du tout maîtrisées en cours de transformation.

Dans ce contexte, la caractérisation thermique des polymères est essentiellement concentrée sur la dépendance en température des propriétés thermophysiques. Les techniques de mesure et d'identification actuelles sont restreintes à un état d'un polymère semi-cristallin et non pas durant sa transition d'un état à l'autre [3]. L'évolution complexe des propriétés thermophysiques en fonction des deux champs couplés que sont la température et le degré de transformation n'a pas, à ce jour, été questionnée. Les méthodes inverses en conduction thermique ont visé à estimer les propriétés thermophysiques inconnues de plusieurs types de matériaux. La résolution du problème inverse conduit à la minimisation de l'écart entre les mesures expérimentales et les signaux synthétiques issus d'un modèle numérique ou analytique. De cette façon, les propriétés thermophysiques de matériaux anisotropes ont été déterminées par l'intermédiaire d'une méthode inverse [4] [5]. Quelques études ont identifié l'évolution linéaire des propriétés en résolvant le problème en régime permanent [6] alors que d'autres ont examiné la variation de la conductivité thermique en fonction de la température en régime transitoire [7] [8]. La conductivité thermique d'un thermoplastique a ainsi été identifiée à l'état amorphe et solide donc en dehors des phases de fusion et de cristallisation.

En outre, beaucoup d'auteurs ont recours à une loi de mélange pour modéliser l'évolution des propriétés thermophysiques en fonction de la température et de la cristallinité relative [9]. D'un point de vue théorique, il est correct de modéliser la capacité thermique et la masse volumique par une loi de mélange (grandeur extensives). Cependant, cette loi est inappropriée pour la conductivité thermique qui n'est pas une grandeur extensive.

L'objectif principal de cette étude est d'établir une méthode inverse dédiée à l'estimation de la conductivité thermique en fonction de la température et de la cristallinité relative sans imposer au préalable un profil d'évolution. Pour cette raison, un modèle numérique apte à simuler le comportement thermique d'un polymère durant sa transformation est développé. Un algorithme d'optimisation hybride combinant une méthode stochastique avec une méthode déterministe est adopté pour résoudre le problème inverse. Les mesures expérimentales de la température sont réalisées à l'aide d'un moule instrumenté monté sur une presse pneumatique équipée d'un système de chauffage et de refroidissement. La méthode inverse est appliquée sur une matrice polypropylène dont la cinétique de cristallisation et la dépendance thermique de sa capacité thermique et de sa masse volumique ont été préalablement caractérisées. Les conductivités thermiques identifiées pour une multitude de combinaisons de la température et de la cristallinité relative sont comparées avec la loi de mélange pour évaluer le biais qu'elle induit.

## 2. Méthode inverse

### 2.1. Modèle numérique

La méthode inverse établie consiste à estimer les paramètres inconnus qui minimisent l'écart entre le profil de température expérimentalement mesuré et celui numériquement calculé. L'évolution de la température d'un polymère durant sa transformation est simulée à l'aide d'un modèle en différences finies. Le problème de conduction unidirectionnel est discrétisé en adoptant le schéma de Crank-Nicholson [10]. L'équation de chaleur unidimensionnelle, qui modélise le comportement thermique du polymère, est couplée avec le flux exothermique libéré en cours de cristallisation. Le problème est alors décrit par les équations suivantes :

$$\rho(\alpha, T)C_p(\alpha, T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(\alpha, t)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \rho(\alpha, T)\Delta H\frac{\partial \alpha}{\partial t} \quad \forall x \in ]0; e[ \quad \forall t > 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = n \times K_{Nak}(T) \times (1 - \alpha)[-ln(1 - \alpha)]^{1 - \frac{1}{n}} \quad \forall x \in [0; e] \quad \forall t > 0 \quad (2)$$

avec  $\Delta H$  l'enthalpie de cristallisation,  $K_{Nak}(T)$  le coefficient de Nakamura dépendant de la température et  $n$  l'exposant d'Avrami.

Les conditions aux limites considérant les refroidissements imposés sur les deux surfaces inférieure et supérieure sont écrites sous les formes suivantes :

$$T(x = 0, t) = T_1(t) \quad \forall t > 0 \quad (3)$$

$$T(x = e, t) = T_2(t) \quad \forall t > 0 \quad (4)$$

Les conditions initiales du problème thermique sont les suivantes :

$$T(x, t = 0) = T_{Initial} \quad \forall x \in [0; e] \quad (5)$$

$$\alpha(x, t = 0) = 0 \quad \forall x \in [0; e] \quad (6)$$

## 2.2. Les inconnus du problème thermique

La résolution du problème inverse a pour but d'identifier la conductivité thermique en fonction de la température et de la cristallinité relative. Ainsi, les conductivités thermiques correspondantes aux combinaisons possibles de température et de cristallinité relative sont regroupées dans la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} T_1 & T_2 & T_3 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & T_l \\ \lambda_{11} & \lambda_{12} & \dots & \lambda_{1l} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{2l-1} & \lambda_{2l} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \lambda_{m1} & \lambda_{m2} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{ml-1} & \lambda_{ml} \end{pmatrix} \quad (7)$$

La matrice est définie par  $l$  niveaux de température et  $m$  niveaux de cristallinité relative. Pour chaque pas de temps et d'espace, la conductivité thermique est calculée par double interpolation linéaire en fonction de  $T$  et  $\alpha$ .

D'autre part, le polymère à l'état amorphe et à l'état solide possède une cristallinité relative fixe :  $\alpha = 0$  et  $\alpha = 1$  respectivement. La conductivité thermique du polymère liquide et solide est alors uniquement dépendante de la température. Elle est ainsi calculée par interpolation linéaire en fonction de la température.

On note que le problème thermique risque d'être sur-dimensionné étant donné que la matrice de conductivité ne peut être entièrement identifiée par une seule mesure expérimentale menée à une vitesse de refroidissement donnée. La cristallinité relative  $\alpha$ , comprise entre 0 et 1, est associée à des niveaux de température selon la cinétique de cristallisation [11] [12]. Les conductivités identifiables sont alors uniquement celles qui interviennent dans le calcul numérique. Une étude de sensibilité est ainsi effectuée pour déterminer l'ensemble des paramètres auxquels la température est sensible et évaluer les corrélations existantes entre eux.

## 2.3. Fonction objectif

La résolution du problème inverse est basée sur la minimisation d'une fonction objectif représentative de l'écart entre les mesures expérimentales et les résultats numériques. La fonction objectif est décrite par l'équation suivante :

$$J = \frac{1}{t} \sqrt{\sum_{i=1}^t (T_{i,Experimental}(\lambda) - T_{i,Numerical}(\lambda))^2} \quad (8)$$

avec  $t$  le nombre de pas de temps et  $\lambda$  l'ensemble des conductivités thermiques à identifier.

## 2.4. Algorithme d'optimisation

L'algorithme d'optimisation permet d'ajuster l'ensemble des paramètres inconnus jusqu'à ce que la fonction objectif satisfasse un critère prédéfini. L'identification de la conductivité thermique est réalisée à l'aide d'un algorithme hybride couplant une méthode stochastique avec une méthode déterministe. L'algorithme génétique, inspirée de la théorie d'évolution de Darwin [13], est capable de traiter le problème complexe et non-linéaire. Il contribue à la convergence vers un minimum global et son aspect stochastique évite d'être piégé dans un minimum local. Les valeurs identifiées par l'algorithme génétique sont à la suite implémentées en tant que valeurs initiales dans la méthode du point intérieur [14]. La robustesse et la fiabilité de l'algorithme d'identification ont été vérifiées dans une étude précédente, à l'aide de signaux numériques auxquels un bruit synthétique a été ajouté [10].

## 3. Mesures expérimentales

### 3.1. Matériaux

Le matériau considéré pour cette étude est un polypropylène copolymère, Sabic PP 48M10. Une estimation précise de la conductivité thermique nécessite une connaissance exacte des autres paramètres du problème thermique. Ainsi, la dépendance thermique du volume spécifique  $\nu$  a été mesurée par un dispositif PVT [8], la chaleur spécifique  $C_p$  et la cinétique de cristallisation  $K_{Nak}(T)$  ont été déterminées par calorimétrie différentielle à balayage.

### 3.2. Description du moule instrumenté

La méthode d'identification est basée sur des mesures expérimentales reflétant le comportement thermique du polymère en cours de transformation. Un dispositif expérimental composé d'un moule instrumenté, monté sur une presse pneumatique, a alors été développé. Le moule, représenté sur la Figure 1, est constitué de deux parties principales : une partie fixe comportant la cavité moulante et une partie mobile. La cavité moulante a une forme globalement carrée de 70 mm de côté dans laquelle 3 micro-thermocouples de type  $K$  et de diamètre 80  $\mu\text{m}$  peuvent être tendus à différentes hauteurs. Les thermocouples sont séparés d'une distance de 1,5 mm avec une incertitude sur leurs positions de 5,5  $\mu\text{m}$ . La partie mobile comporte un système de refroidissement réalisé par circulation d'eau ou d'air au dessus de la cavité moulante. L'ensemble permet le moulage d'une pièce de 5 à 6 mm d'épaisseur sous pression constante. Le moule est disposé entre les deux plateaux d'une presse pneumatique qui assure la mise en pression et est elle-même équipée d'un système de chauffage et de refroidissement (Figure 2). Afin de s'approcher des conditions industrielles, le système de chauffage et l'instrumentation ont été conçus pour atteindre une température de 400 °C. Le refroidissement est assuré par une circulation d'eau à 15 °C ou d'air à l'intérieur des plateaux de la presse.

### 3.3. Protocole expérimental et mesures

Après avoir tendu les thermocouples et monté le moule sur la presse, 25 g de granulés de polypropylène sont placés dans la cavité moulante. Dans un premier temps, les granulés sont fondu à une température de 190 °C et sous pression atmosphérique. Après la fusion complète du matériel, le moule est fermé et l'acquisition de température est démarrée. Une pression constante de 0,8 MPa est appliquée afin d'assurer le contact entre la partie supérieure et la matière durant les cycles de chauffage et de refroidissement. Les réponses des thermocouples sont enregistrées à l'aide d'un système d'acquisition permettant d'acquérir simultanément les températures des

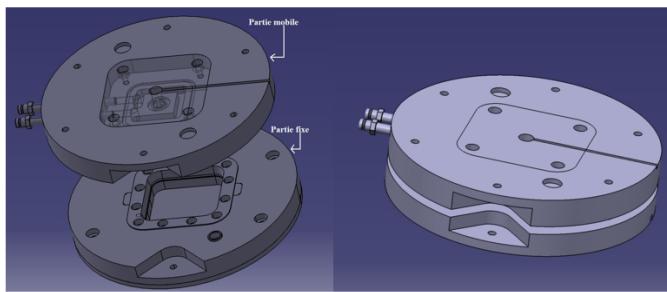


Figure 1 : Vue tridimensionnelle du moule ouvert et fermé

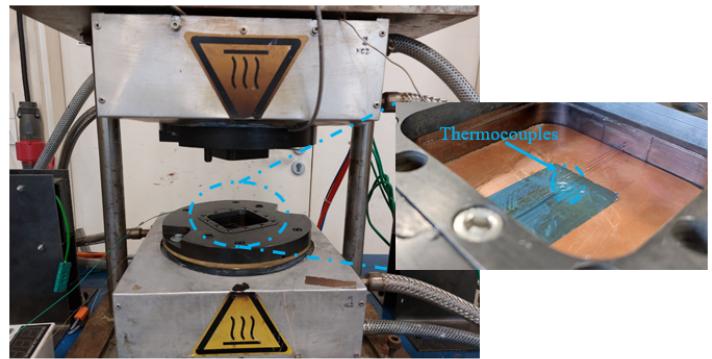


Figure 2 : Moule monté sur la presse pneumatique

thermocouples à une fréquence de 10 Hz.

La précision du système d’acquisition et du montage expérimental est vérifiée par évaluation de la répétabilité et de la reproductibilité des mesures. La répétabilité a été examinée par répétition des mesures sur la même pièce moulée, en utilisant les mêmes instruments de mesure et sans changer aucune condition expérimentale. En outre, la reproductibilité est testée en répétant le même protocole expérimental sur une pièce différente de polypropylène. Les mesures acquises sont alors comparées et les profils de température enregistrés sont répétables et reproductibles.

Par ailleurs, l’étape fondamentale du développement du moule est de garantir un transfert de chaleur unidirectionnel dans l’épaisseur de la matière. Deux configurations du moule ont été alors comparées à l’aide du logiciel d’éléments finis Comsol Multiphysics. Les modèles tridimensionnels sont identiques et diffèrent uniquement au niveau des conditions aux limites. La première configuration est unidirectionnelle car une condition de Dirichlet est appliquée sur ses faces supérieure et inférieure alors que les surfaces latérales sont adiabatiques. La deuxième configuration est tridirectionnelle étant donné qu’une condition de Dirichlet est appliquée sur toutes ses surfaces. Les profils de température aux niveaux de différents points de l’épaisseur sont simulés et la différence maximale de température est de 3,5 K dans les angles, et n’excède pas 0,03 K sur l’axe de la pièce où sont disposés les thermocouples. Par conséquence, le transfert thermique est considéré unidirectionnel conformément au modèle numérique.

Une fois les mesures achevées, la pièce moulée est retirée du moule et coupée selon la direction perpendiculaire aux thermocouples. Les positions des thermocouples dans l’épaisseur sont ainsi localisées par microscopie optique.

#### 4. Résultats et discussion

L’ensemble des mesures de température ainsi que les propriétés thermophysiques et la cinétique de cristallisation sont implémentées dans la méthode inverse afin d’identifier les paramètres inconnus. Le polymère fondu a été refroidi par circulation d’eau dans les plateaux de la presse. Aucun cycle de refroidissement n’a été imposé dans la partie mobile du moule dans le but de réaliser la cristallisation à faible vitesse. Les évolutions de température mesurées par les thermocouples du haut et du bas sont considérées comme conditions aux limites alors que le thermocouple du centre est utilisé pour calculer la fonction objectif. Les résultats issus de la méthode inverse décrivent l’évolution de la conductivité thermique en phase amorphe, solide et en cours de cristallisation comme représenté sur la Figure 3. Les valeurs estimées en phases

solide et liquide sont comparées avec les conductivités déterminées à l'aide de la méthode flash [15]. Il est rappelé que cette technique non intrusive permet de caractériser la diffusivité thermique qui est liée aux autres propriétés thermophysiques par la relation suivante :  $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ . Les conductivités thermiques identifiées en phase amorphe (fondu) sont en bon accord avec celles de la méthode flash. Cependant, les conductivités thermiques du polymère solide sont surestimées, dues au faible gradient thermique indiquant la faible sensibilité de la température par rapport aux paramètres inconnus. On note que la valeur moyenne du gradient de température est autour de  $2 \text{ K/mm}$  à l'état solide alors qu'elle atteint  $6 \text{ K/mm}$  à l'état amorphe.

L'évolution de la conductivité obtenue en cours de cristallisation est comparée avec la loi de mélange (Figure 4). On remarque que les conductivités identifiées n'évoluent pas linéairement en fonction de la température et de la cristallinité relative. Les résultats obtenus sont évalués par l'intermédiaire des résidus de température calculés pour trois cas différents comment montré sur la Figure 5. Les conductivités thermiques estimées par la méthode inverse reproduisent avec une précision remarquable le profil de température expérimentalement enregistré. En effet, l'écart de température est bien centré et possède un écart-type de  $0,05 \text{ }^{\circ}\text{C}$ , sachant que l'écart-type du bruit expérimental est de  $0,025 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Les conductivités thermiques du second et du troisième cas sont calculées à l'aide de la loi de mélange en ayant recours aux valeurs identifiées en phases solide et liquide et les valeurs mesurées par la méthode flash, respectivement. Les profils de température ainsi générés ne sont pas aussi adéquats que dans le premier cas, compte tenu des résidus qui ont radicalement augmenté. L'intérêt d'appliquer la loi de mélange avec des valeurs différentes est d'évaluer sa fiabilité en s'affranchissant des possibles estimations inexactes de la méthode inverse. Comme observé, les résultats de la phase solide ne sont pas en accord avec les valeurs issues de la méthode flash. Néanmoins, il est conclu que l'évolution de la conductivité thermique durant la cristallisation d'un polymère ne peut être représentée par la loi de mélange classique. Cette constatation souligne le fait que la conductivité thermique n'est pas une propriété extensive et n'est pas linéairement dépendante du degré de transformation.

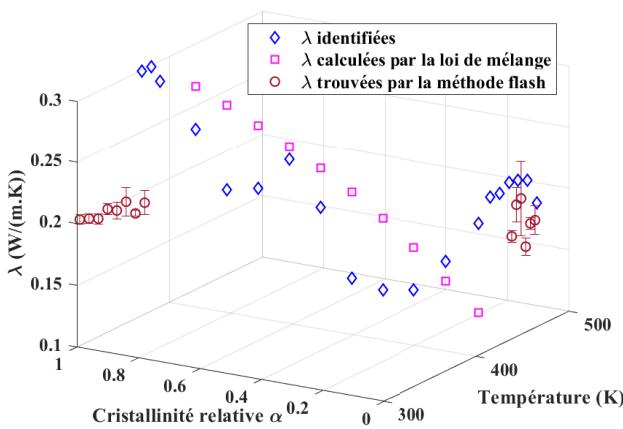


Figure 3 : Comparaison entre les valeurs de conductivité thermique identifiées, les valeurs calculées par la loi de mélange et les valeurs trouvées par la méthode flash

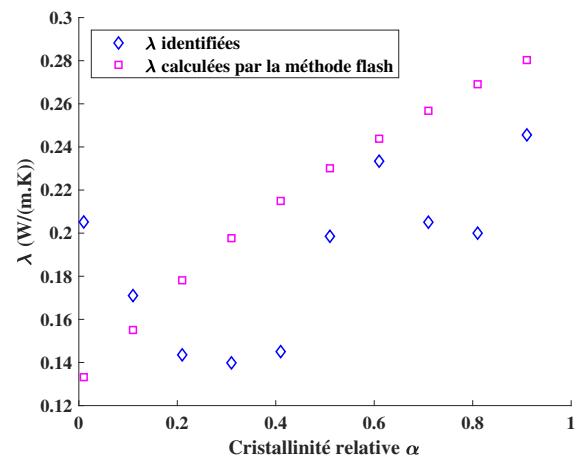


Figure 4 : Comparaison entre les valeurs de conductivité thermique identifiées et les valeurs calculées par la loi de mélange en fonction de la cristallinité relative

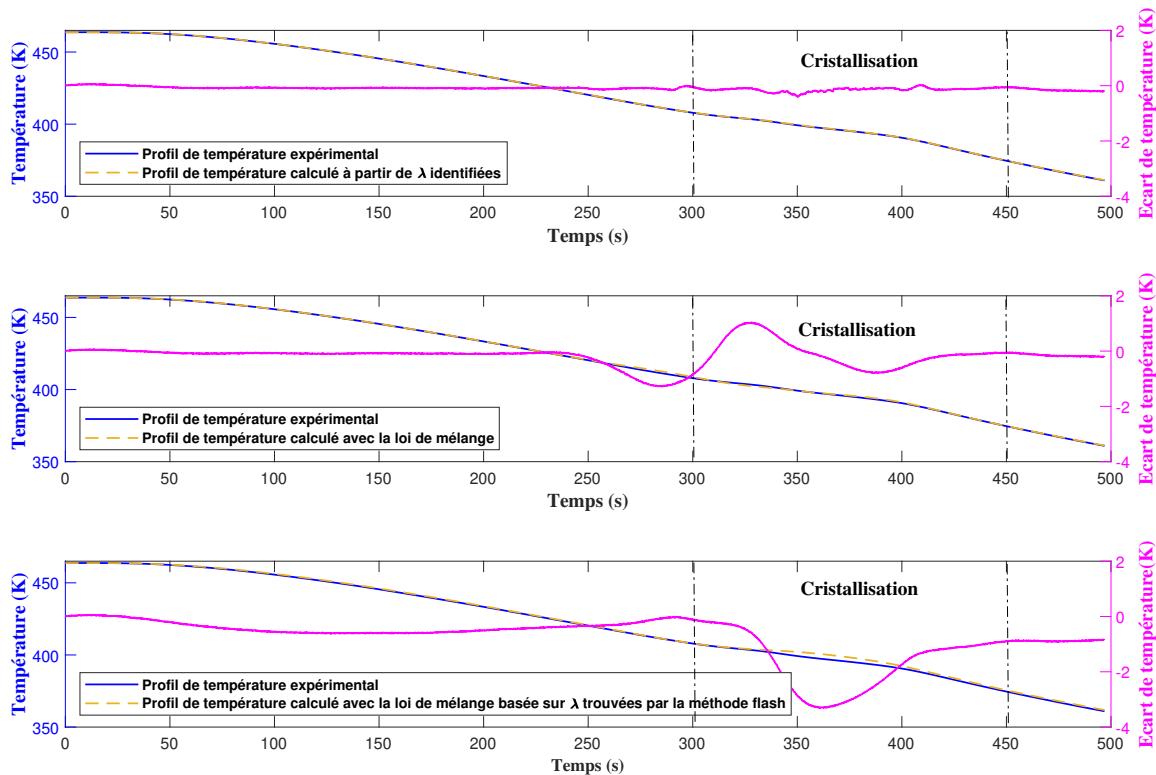


Figure 5 : Comparaison du profil de température mesuré avec chacun des profils calculé à l'aide des conductivités thermiques identifiées, la loi de mélange basée sur les valeurs identifiées en phase solide et liquide et la loi de mélange basée sur les valeurs issues de la méthode flash

## 5. Conclusion

Une méthode d'estimation de l'évolution de la conductivité thermique d'un polymère durant sa transformation est présentée et validée expérimentalement. Les paramètres inconnus du problème thermique sont identifiés par minimisation de la différence entre les mesures expérimentales et les résultats numériques. L'évolution de la température d'un polymère qui subit une transformation est enregistrée à l'aide d'un moule instrumenté. Le moule est monté sur une presse pneumatique équipée d'un système de chauffage et de refroidissement. La méthode inverse est appliquée sur un polypropylène dont les propriétés thermophysiques et la cinétique de cristallisation ont été caractérisées au préalable. Les résultats issus de la méthode inverse correspondent aux conductivités thermiques du polymère en phase solide, liquide et en cours de cristallisation. Les valeurs identifiées en phases solide et liquide sont comparées avec les valeurs expérimentales trouvées par la méthode flash. On retrouve que les conductivités thermiques du polymère amorphe sont estimées avec précision contrairement aux conductivités du polymère solide. Le profil d'évolution identifié en fonction de la température et de la cristallinité relative est comparé avec la loi de mélange. Il est observé que les conductivités thermiques identifiées n'évoluent pas linéairement et reproduisent les évolutions de la température mesurée plus précisément que la loi de mélange. L'étape suivante consistera à appliquer la méthode inverse pour plusieurs vitesses de refroidissement afin d'élargir le domaine de cristallisation. En

effet, varier la vitesse de refroidissement contribue à identifier des conductivités thermiques correspondantes à plusieurs combinaisons de température et de cristallinité relative. L'analyse physique des évolutions de conductivité identifiées constituera une réelle plus-value scientifique.

## Références

- [1] J. Vlachopoulos and D. Strutt. Polymer processing. *Materials science and technology*, 19(9) :1161–1169, 2003.
- [2] D. G. Baird and D. I. Collias. *Polymer processing : principles and design*. John Wiley & Sons, 2014.
- [3] Y. K. Godovsky. *Thermophysical properties of polymers*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [4] E. El Rassy, Y. Billaud, and D. Saury. Simultaneous and direct identification of thermo-physical properties for orthotropic materials. *Measurement*, 135 :199–212, 2019.
- [5] S. Tarasovs and A. Aniskevich. Identification of the anisotropic thermal conductivity by an inverse solution using the transient plane source method. *Measurement*, 206 :112252, 2023.
- [6] F. Mohebbi, M. Sellier, and T. Rabczuk. Estimation of linearly temperature-dependent thermal conductivity using an inverse analysis. *International Journal of Thermal Sciences*, 117 :68–76, 2017.
- [7] R. Le Goff, D. Delaunay, N. Boyard, Y. Jarny, T. Jurkowski, and R. Deterre. On-line temperature measurements for polymer thermal conductivity estimation under injection molding conditions. *International Journal of heat and mass transfer*, 52(5-6) :1443–1450, 2009.
- [8] X. Tardif, A. Agazzi, V. Sobotka, N. Boyard, Y. Jarny, and D. Delaunay. A multifunctional device to determine specific volume, thermal conductivity and crystallization kinetics of semi-crystalline polymers. *Polymer testing*, 31(6) :819–827, 2012.
- [9] R. Le Goff, G. Poutot, D. Delaunay, R. Fulchiron, and E. Koscher. Study and modeling of heat transfer during the solidification of semi-crystalline polymers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(25-26) :5417–5430, 2005.
- [10] R. Moussallem, E. El Rassy, J. Faraj, and J.-L. Bailleul. Identification of the thermo-physical properties of polymer and composite materials during their transformation. In *International Heat Transfer Conference Digital Library*. Begel House Inc., 2023.
- [11] K. Nakamura, T. Watanabe, K. Katayama, and T. Amano. Some aspects of nonisothermal crystallization of polymers. i. relationship between crystallization temperature, crystallinity, and cooling conditions. *Journal of Applied Polymer Science*, 16(5) :1077–1091, 1972.
- [12] K. Nakamura, K. Katayama, and T. Amano. Some aspects of nonisothermal crystallization of polymers. ii. consideration of the isokinetic condition. *Journal of Applied Polymer Science*, 17(4) :1031–1041, 1973.
- [13] J. H. Holland. Genetic algorithms. *Scientific american*, 267(1) :66–73, 1992.
- [14] R. H. Byrd, J. C. Gilbert, and J. Nocedal. A trust region method based on interior point techniques for nonlinear programming. *Mathematical programming*, 89 :149–185, 2000.
- [15] J. Cape and G.W. Lehman. Temperature and finite pulse-time effects in the flash method for measuring thermal diffusivity. *Journal of applied physics*, 34(7) :1909–1913, 1963.

# Caractérisation de matériaux de stockage thermique par bilan entropique : analyse des irréversibilités et mesure des propriétés.

Régis OLIVÈS<sup>1\*</sup>, Jean-Marie MANCAUX<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PROMES-CNRS - Université de Perpignan Via Domitia

Rambla de la thermodynamique - 66860 Perpignan

\*(auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

**Résumé** - Le stockage thermique repose sur la sollicitation dynamique de matériaux, c'est-à-dire une succession de phases de charge et de décharge. Afin d'évaluer les performances du module de stockage, il est donc nécessaire de déterminer les propriétés des matériaux en régime dynamique. Or, le bilan énergétique n'apporte d'information que sur l'isolation thermique du module et non sur les performances du matériau de stockage. Ce qui semble plus intéressant est l'étude du bilan entropique qui renseigne sur les irréversibilités et se traduit par un rendement exergétique du stockage. Partant de ce constat, nous basons la caractérisation du matériau sur l'analyse entropique. La résolution de l'équation de bilan entropique peut conduire à l'identification de propriétés thermophysiques. L'étude des irréversibilités et de la production d'entropie lors du transfert par conduction permet de déterminer par exemple l'effusivité d'un matériau. La méthode expérimentale consiste en la mesure et le traitement des températures superficielles et des flux de chaleur. Ainsi, le banc expérimental est constitué d'une résistance chauffante qui impose un flux de chaleur à un échantillon. Un capteur planaire, placé entre la résistance et l'échantillon mesure à la fois le flux et la température. On obtient ainsi le flux entropique à la surface de l'échantillon. La résolution de l'équation de bilan entropique conduit à une expression analytique reliant l'effusivité à l'intégrale sur le temps du flux entropique. À partir des solutions analytiques et des simulations numériques, les premiers résultats expérimentaux sont analysés.

## Nomenclature

$b$	effusivité, $\text{J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$
$c$	capacité thermique massique, $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$E$	énergie, J
$Ex$	exergie, J
$j$	densité de flux entropique, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$J$	entropie surfacique, $\text{J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$J_0$	entropie surfacique $x = 0$ , $\text{J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$q$	densité de flux de chaleur, $\text{W.m}^{-2}$
$Q$	quantité de chaleur, J
$S$	entropie par unité de surface, $\text{J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$s_g$	production d'entropie volumique, $\text{W.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$
$T$	température, K
$t$	temps, s
$t_0$	temps en fin de créneau, s

$u$  énergie interne massique,  $\text{J.kg}^{-1}$

### Symboles grecs

$\alpha$	diffusivité thermique, $\text{m.s}^{-2}$
$\eta$	rendement, -
$\lambda$	conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\rho$	masse volumique, $\text{kg.m}^{-3}$
$\tau_f$	temps caractéristique du dispositif, s

### Indices et exposants

$c$	cycle
$i$	initial
$in$	entrée
$out$	sortie
$p$	pertes

## 1. Introduction

La caractérisation des systèmes de stockage thermique repose en partie sur l'analyse en régime dynamique des matériaux utilisés du fait de leur capacité de stockage mais aussi de

leurs propriétés de transfert. Dans le cas du stockage en chaleur sensible sur matériau solide, interviennent ainsi la capacité thermique et la conductivité. Afin de déterminer les performances, il s'agit donc de caractériser les matériaux sous régime dynamique. Dans de précédents travaux, des caractérisations basées sur l'analyse entropique ont déjà été proposées [1, 2]. Des analyses entropiques et exergétiques du transfert de chaleur par conduction ont aussi été développées [3, 4]. Sur la base de ces travaux, nous développons l'analyse entropique afin d'évaluer les performances du stockage mais aussi de proposer une méthode de mesure originale de l'effusivité, l'effusivité étant la propriété essentielle d'un stockage thermique. Une étude théorique est donc proposée afin de déterminer une relation simple qui conduit à l'estimation de cette effusivité. Appuyé par une modélisation numérique, un premier travail expérimental est mené pour définir un dispositif relativement simple permettant la sollicitation thermique, la mesure non-intrusive de température de surface et de flux à la paroi et le traitement des données mesurées adapté.

## 2. Étude théorique

Afin de qualifier un module de stockage thermique, le bilan énergétique est insuffisant. En effet, le rendement énergétique peut être défini par le rapport de l'énergie récupérée lors de décharge  $E_{out}$  et de l'énergie entrante lors de la charge  $E_{in}$ . Ce rapport fait alors apparaître les pertes thermiques durant le cycle  $Q_p$  :

$$\eta_{en} = \frac{E_{out}}{E_{in}} = 1 - \frac{Q_p}{E_{in}} \quad (1)$$

Ce rendement ne caractérise que l'isolation du système. Le bilan exergétique, quant à lui, s'avère plus riche en information. Il fait apparaître non seulement l'exergie liée aux pertes par l'isolation  $Ex_p$  mais aussi l'exergie détruite  $Ex_d$  dues aux irréversibilités :

$$\eta_{ex} = \frac{Ex_{out}}{Ex_{in}} = 1 - \frac{Ex_p + Ex_d}{E_{in}} \quad (2)$$

Les performances du système de stockage sont donc déterminées par la production d'entropie qui est proportionnelle à l'exergie détruite.

Dans le cas d'un stockage en chaleur sensible, le matériau de stockage est soumis à des cycles de montée et descente en température qui dépendent de sa capacité thermique et de sa conductivité. Les irréversibilités sont données par l'entropie générée et donc dues au transfert et au stockage de la chaleur dans le matériau.

Nous établissons les bilans d'énergie et d'entropie au matériau de stockage soumis à une sollicitation thermique [5]. L'équation du bilan d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} \quad (3)$$

avec la densité de flux de chaleur :

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

Le bilan d'entropie s'écrit par ailleurs :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} + s_g \quad (5)$$

avec  $s_g$  la production d'entropie et  $j$  la densité de flux entropique :

$$j = \frac{q}{T} \quad (6)$$

Ces équations peuvent se réécrire de la façon suivante :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (7)$$

et

$$\frac{\rho c}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q}{T} \right) + q \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{T} \right) \quad (8)$$

ou encore

$$\frac{\rho c}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\lambda}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\lambda}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \quad (9)$$

Appliquons un échelon de température qui se traduit par les conditions initiale et limite suivantes :

$$T(x, 0) = T_i \quad \text{pour } x \geq 0 \quad (10)$$

$$T(0, t) = T_i + \Delta T \quad \text{pour } t > 0 \quad (11)$$

La résolution de l'équation 7 dans un milieu semi-infini conduit alors à :

$$T = T_i + \Delta T \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \quad (12)$$

Le flux de chaleur et le flux entropique sont donnés par :

$$q = \frac{\lambda \Delta T}{\sqrt{\pi \alpha t}} \exp \left( -\frac{x^2}{4\alpha t} \right) \quad (13)$$

$$j = \frac{\lambda \Delta T \exp \left( -\frac{x^2}{4\alpha t} \right)}{\sqrt{\pi \alpha t} \left[ T_i + \Delta T \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right]} \quad (14)$$

Or l'entropie qui a traversé la surface en  $x = 0$  au bout du temps  $t$  est obtenue par intégration de  $j$  :

$$J_0(t) = \int_0^t j(0, t') dt' \quad (15)$$

Ainsi,

$$J_0(t) = 2\lambda \sqrt{\frac{t}{\pi \alpha}} \frac{\Delta T}{T_i + \Delta T} \quad (16)$$

Si l'on applique désormais un crénau de température sur un intervalle de temps  $t_0$ , les conditions deviennent :

$$T(x, 0) = T_i \quad \text{pour } x \geq 0 \quad (17)$$

$$T(0, t) = T_i + \Delta T \quad \text{pour } 0 < t < t_0 \quad (18)$$

$$T(0, t) = T_i \quad \text{pour } t \geq t_0 \quad (19)$$

La sollicitation est constituée de la superposition de la sollicitation définie précédemment de  $t = 0$  à  $t = t_0$  et d'une seconde sollicitation de signe opposé appliquée à  $t = t_0$ . Ainsi,

$$T = T_i + \Delta T \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \quad \text{pour } t < t_0 \quad (20)$$

$$T = T_i + \Delta T \left[ \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) - \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha(t-t_0)}} \right) \right] \quad \text{pour } t \geq t_0 \quad (21)$$

On obtient ensuite le flux de chaleur :

$$q = \frac{\lambda \Delta T}{\sqrt{\pi \alpha}} \left[ \frac{1}{\sqrt{t}} \exp \left( -\frac{x^2}{4\alpha t} \right) - \frac{1}{\sqrt{t-t_0}} \exp \left( -\frac{x^2}{4\alpha(t-t_0)} \right) \right] \quad (22)$$

Pour  $t < t_0$ , l'entropie entrante dans le matériau est donnée par l'équation 16. Pour  $t \geq t_0$ , elle devient :

$$J_0(t) = \frac{2\lambda \Delta T}{\sqrt{\pi \alpha}} \left[ \frac{\sqrt{t_0}}{T_i + \Delta T} - \frac{\sqrt{t-t_0} - \sqrt{t} + \sqrt{t_0}}{T_i} \right] \quad (23)$$

Notons que l'entropie entrante atteint un maximum en  $t = t_0$

$$J_0(t_0) = 2b \sqrt{\frac{t_0}{\pi}} \frac{\Delta T}{T_i + \Delta T} \quad (24)$$

avec  $b$  l'effusivité du matériau. On a ainsi établi les relations qui modélisent le cycle constitué des phases de stockage et de déstockage. On peut considérer ce cycle comme un cycle de référence.

### 3. Dispositif expérimental

Il s'agit de mettre au point un dispositif expérimental simple permettant d'exploiter le cas théorique précédemment présenté et ainsi réaliser ce type de cycle. Pour cela, un échantillon est placé en contact avec un fluxmètre (de la société Captec) qui mesure aussi la température en son centre. L'échantillon est isolé par ailleurs par du polystyrène extrudé de 2 cm d'épaisseur. La sollicitation thermique est assurée par une résistance chauffante que l'on peut soumettre à un créneau par application d'une tension et d'un courant sur une durée définie. L'ensemble est accolé à une plaque échangeuse qui va avoir pour rôle d'imposer une température initiale et, après le créneau, de permettre à l'échantillon de revenir à sa température initiale. De la pâte thermique est appliquée à chaque interface pour améliorer le contact thermique. La figure 1 représente le schéma expérimental.

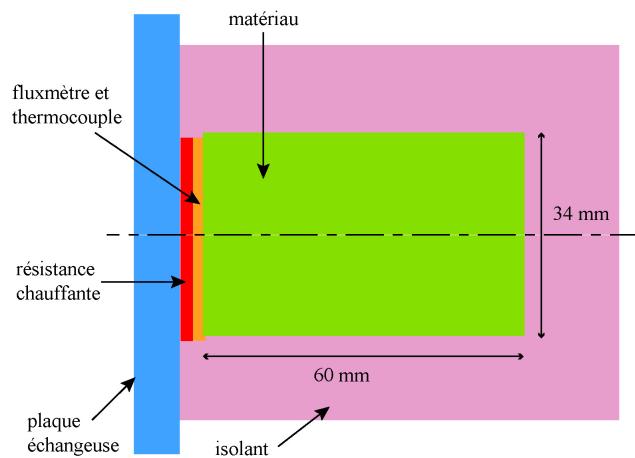


Figure 1 : Dispositif expérimental

Ainsi, une mesure consiste à imposer une température initiale à un échantillon à l'aide d'une plaque échangeuse. À l'instant  $t = 0$  et jusqu'au temps  $t = t_0$ , la résistance chauffante est alimentée. La densité de flux  $q$  et la température  $T$  sont mesurées par le fluxmètre avec un pas de temps de 0,1 s. Le traitement des valeurs consiste à calculer le flux entropique  $j = q/T$  à partir des données fournies par le fluxmètre et qu'il s'agit ensuite d'intégrer au cours du temps.

## 4. Résultats et discussion

### 4.1. Validation numérique de la méthode

Cette étude nous conduit donc à considérer la relation 24 comme un moyen d'estimer l'effusivité du matériau soumis à une sollicitation de type créneau. En mesurant la température et le flux en face avant, on obtient le flux entropique entrant dans le matériau. En effet, l'intégration de la densité de flux entropique sur le temps pour  $t < t_0$  permet de déterminer  $J_0(t_0)$  et ainsi estimer  $b$ , connaissant la température initiale  $T_i$  et  $\Delta T$ . Des simulations numériques ont été réalisées en se basant sur la résolution de l'équation 9 du bilan d'entropie par différences finies et à l'aide de Matlab. Ces simulations ont été effectuées sur un échantillon de macor qui est une céramique avec une conductivité de  $1,46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , une masse volumique de  $2520 \text{ kg.m}^{-3}$  et une capacité thermique de  $790 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à la température considérée. On obtient, pour un échantillon de macor soumis à un créneau en température, l'évolution de  $J$  au cours du temps (figure 2).

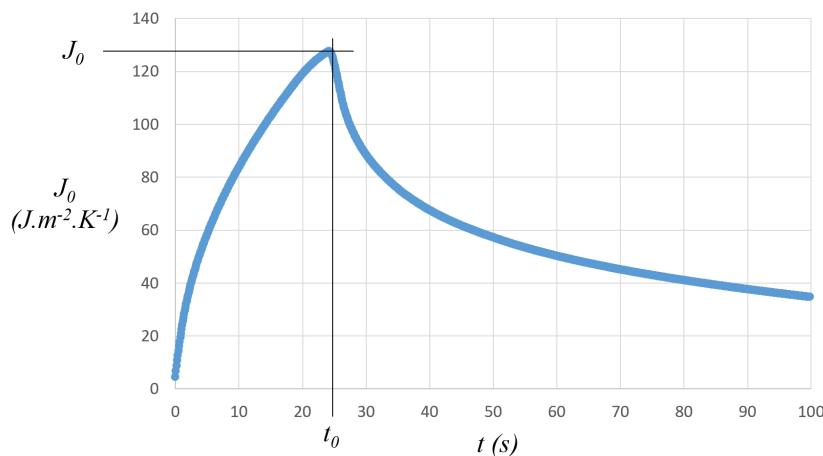


Figure 2 : Évolution au cours du temps de l'entropie qui traverse l'interface entre le fluxmètre et l'échantillon ( $x = 0$ ).

La comparaison des simulations numériques avec la solution analytique nécessite de satisfaire la condition de milieu semi-infini. Cette condition est satisfaite pour une épaisseur d'échantillon supérieure à  $4\sqrt{\alpha \cdot t_0}$ , soit dans notre cas 17 mm.

On remarque bien le point maximum de  $J_0(t)$  atteint à la fin du créneau ( $t = t_0$ ). L'effusivité est alors donnée directement par la relation :

$$b = J_0(t_0) \frac{T_i + \Delta T}{2\Delta T} \sqrt{\frac{\pi}{t_0}} \quad (25)$$

Les simulations conduisent à une valeur de 1698 au lieu de  $1705 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$ . Cette erreur de 0,4 % semble uniquement liée à l'intégration numérique de la densité de flux entropique. D'autre part, comme le montre la figure 3, la production d'entropie est très localisée alors que la variation de température se fait sentir plus loin dans le matériau. Ainsi, la mesure de l'effusivité à partir du bilan entropique semble moins contrainte par la taille de l'échantillon.

La sollicitation simulée a été réalisée en tenant compte de l'inertie de la résistance chauffante, du fluxmètre et des résistances de contact qui se traduit par un temps caractéristique  $\tau_f$ . Pour cela, la montée en température a été modélisée à l'aide de la fonction erreur et par l'expression :

$$T(t) = T_i - \Delta T \cdot \text{erf}(-t/\tau_f) \quad (26)$$

Dans le cas présent,  $\tau_f = 0.8$  s. Une étude plus systématique a montré l'influence de ce temps caractéristique sur le résultat de la mesure. Ainsi, pour  $t < 0,5$  s, l'erreur est due à l'intégration numérique, alors que pour  $t > 1,5$  s, l'erreur est liée à l'écart entre un pulse carré et la fonction *erf*. Pour des temps supérieurs à 3 s, cette erreur atteint 10 %. Notons que le calcul de la production d'entropie dans le cas d'une sollicitation extrêmement rapide peut poser problème. L'inertie introduite par le dispositif de sollicitation et de mesure conduit à un calcul plus fiable.

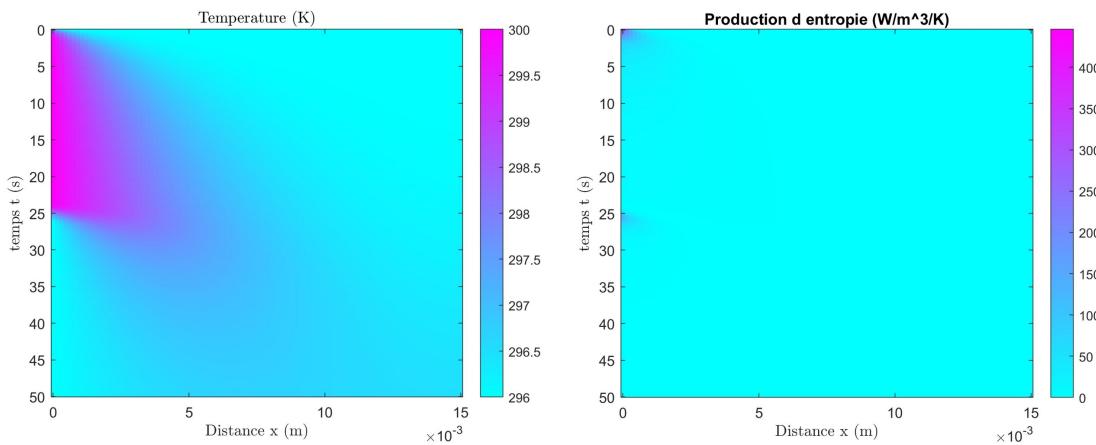


Figure 3 : Distributions spatio-temporelles de la température (à gauche) et de la production d'entropie (à droite) obtenues par simulation numérique de la sollicitation du macor pour un créneau de 25 s.

## 4.2. Résultats expérimentaux

Un travail expérimental a alors été mené à partir du dispositif présenté dans la section précédente afin de mesurer l'effusivité d'un matériau soumis à un créneau en température. Un exemple est montré dans la figure 4 et accompagné de l'évolution du flux de chaleur associé. La figure 5 présente des exemples de résultats obtenus sur un échantillon de macor de forme cylindrique, de diamètre 34 mm et de longueur 60 mm. La résistance chauffante et le fluxmètre ont un diamètre de 32 mm.

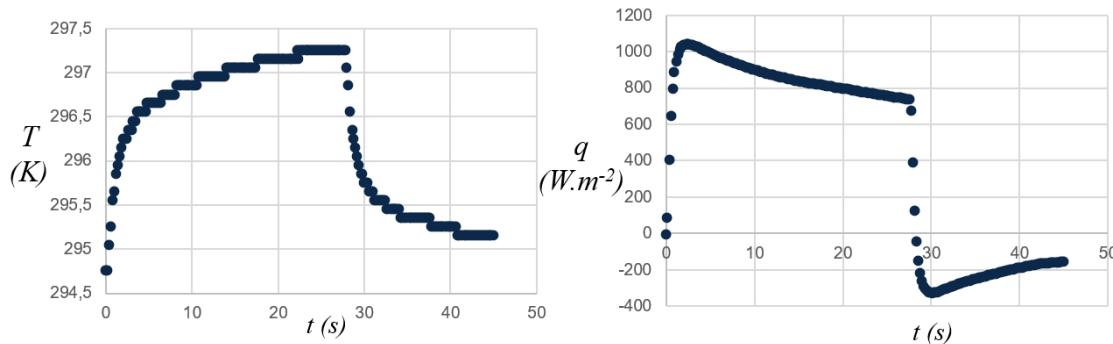


Figure 4 : Évolution de la température et du flux mesurés lors d'une expérimentation sur un échantillon de macor.

À partir des points maximums  $J_0(t_0)$  et des valeurs respectives de température initiale et de température maximale, on obtient des valeurs d'effusivité comprises entre 1535 et 1858  $\text{J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1/2}$  avec donc moins de 10% d'écart avec la valeur de référence.

Nous avons testé cette méthode à d'autres matériaux tels que le PVC, le bois et le polystyrène extrudé ; nous avons obtenu des valeurs d'effusivité à moins de, respectivement, 7 %, 8 % et

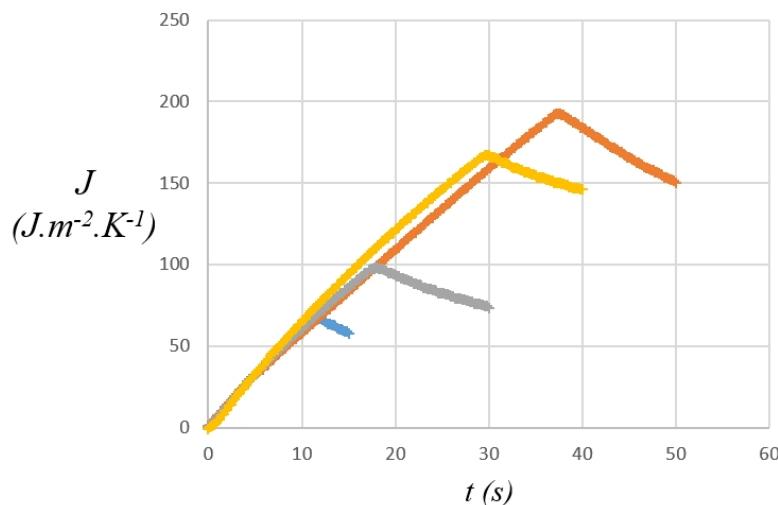


Figure 5 : Évolution de l'entropie à la surface de l'échantillon de macor pour différentes durées de créneau.

10 %. Il s'agit désormais de tester d'autres matériaux tels que des métaux ainsi que d'autres configurations géométriques afin de connaître les limitations de la méthode. On peut noter que les métaux, du fait de leur forte effusivité, vont vraisemblablement nécessiter une résistance chauffante de plus forte puissance et des résistances de contact les plus réduites possibles.

Notons que cette méthode de mesure présente plusieurs intérêts. Elle est non-intrusive et ne nécessite pas de précaution contraignante quant à la procédure. Le calcul de l'effusivité repose sur la connaissance de la température initiale, de la température maximale atteinte durant le créneau à la surface du matériau et de la durée de ce créneau. Ces valeurs peuvent être connues avec une bonne précision. L'erreur de mesure est donc essentiellement donnée par celle du fluxmètre et de la forme de la sollicitation imposée. Il reste la valeur du point maximum de l'entropie échangée qui est obtenue par intégration. Or l'intégration du signal de mesure conduit à annihiler le bruit de mesure. Néanmoins, il peut y avoir un biais induit par l'intégration numérique des données issues du fluxmètre.

#### 4.3. Vers la détermination du rendement exergétique du stockage

La valeur de ce point maximum de l'entropie échangée est aussi utile pour l'estimation de l'entropie générée au cours d'un cycle de stockage et déstockage. En effet, les performances sont reliées à la production d'entropie  $S_g$ .

$$S_g(t) = \Delta S - J_0 \quad (27)$$

Sur un cycle de stockage et déstockage pour lequel on revient à la fin à l'état initial, la variation d'entropie est nulle. Ainsi, la production d'entropie est donnée par :

$$S_g(t) = -J_0 \quad (28)$$

Dans le cas d'un matériau auquel est apportée puis extraite la quantité de chaleur  $Q_0(t_0)$  et isolé parfaitement, l'entropie échangée à la fin du cycle est donné par :

$$J_{0,c} = -Q_0(t_0) \left( \frac{1}{T_i + \Delta T} - \frac{1}{T_i} \right) \quad (29)$$

Si l'on considère le cas d'un matériau suffisamment épais par rapport à la sollicitation et d'après Bartoli [3], on aboutit à l'expression de la production d'entropie par unité de surface à la fin du cycle :

$$S_{g,c} = \frac{2b\Delta T^2}{T_i(T_i + \Delta T)} \sqrt{\frac{t_0}{\pi}} \quad (30)$$

Autrement dit,

$$S_{g,c} = J_0(t_0) \frac{\Delta T}{T_i} \quad (31)$$

On perçoit bien que la valeur maximale de l'entropie échangée obtenue en fin de créneau  $J_0(t_0)$  joue un rôle central aussi bien pour l'obtention de l'effusivité que pour l'estimation de la production d'entropie sur un cycle de stockage et déstockage et donc des performances du stockage. La relation 31 peut servir enfin de valeur de référence pour le calcul de l'exergie détruite et donc du rendement exergétique d'un stockage.

## 5. Conclusion

Cette étude montre l'intérêt de l'analyse entropique non seulement pour caractériser les performances d'un système de stockage thermique mais aussi pour estimer les propriétés du matériau de stockage. L'évaluation de l'effusivité est réalisée par une mesure du flux et de la température à la surface d'un matériau auquel a été appliqué un créneau de température. Cela nécessite l'intégration sur la durée du créneau de la densité de flux entropique traversant la surface du matériau. Les très bons résultats de la simulation numérique nous ont amenés à développer un dispositif expérimental qui permet par une mesure non-intrusive d'obtenir sans précaution particulière l'effusivité à moins de 10%. Numériquement, nous avons pu constater qu'une sollicitation non rigoureusement identique au modèle théorique en termes de conditions limites (en l'occurrence un créneau) n'entache pas les résultats tant que l'inertie de la résistance chauffante, du fluxmètre et des résistances de contact reste de l'ordre de la seconde. Il est ainsi possible d'obtenir aisément des valeurs d'effusivité de matériaux avec un dispositif expérimental relativement simple. Le seul traitement consiste à intégrer dans le temps les valeurs du flux entropique. L'intégration numérique peut générer une biais. Après ces premiers résultats expérimentaux, il s'agira désormais d'affiner les aspects relatifs aux erreurs de mesure, d'étendre ces mesures de façon systématique à des matériaux de propriétés différentes et de poursuivre l'évaluation des performances du stockage en s'appuyant sur l'analyse entropique de cycles représentatifs de stockage et déstockage.

## Références

- [1] B. Duthoit, A. Farza, P. Thiery, Mesure de la résistance thermique effective d'une paroi homogène par traitement d'un bilan d'entropie en régime variable, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 25-8 (1982).
- [2] R. Olivès, J.-M. Mancaux, Détermination et analyse des irréversibilités dans des matériaux hétérogènes soumis à des sollicitations thermiques dynamiques, *Congrès Français de Thermique SFT*, Nantes, 3 - 6 juin 2019.
- [3] C. Bartoli, Analysis of thermal irreversibilities in a homogeneous and isotropic solid, *International Journal of Thermal Sciences* 44 (2005).
- [4] W. Choi, R. Ooka, M. Shukuya, Exergy analysis for unsteady-state heat conduction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 116 (2018).
- [5] G. Lebon, D. Jou, J. Casas-Vàzquez, *Understanding non-equilibrium thermodynamics*, Springer (2008).

# Vers une méthodologie expérimentale pour l'évaluation du confort thermique extérieur, application au campus de l'ESTP à Cachan.

**A. Lapertot<sup>1\*</sup>, V. Basecq<sup>1</sup>, A. Dony<sup>1</sup>, L. Durivault-Reymond<sup>2</sup>, A Hajjar<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Institut de Recherche, ESTP, 94230 Cachan, France

<sup>2</sup> CORE Center by COLAS, 78771 Magny les Hameaux, France

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : [alapertot@estp.fr](mailto:alapertot@estp.fr))

**Résumé** – Cette étude s'intéresse à la surchauffe urbaine et à son impact sur le confort thermique des usagers dans des espaces urbains ouverts. Dans le cadre du projet de réaménagement du campus de l'ESTP, une méthodologie expérimentale, basée sur des sondages d'une part et sur des mesures microclimatiques expérimentales d'autre part, a été développée pour évaluer le confort thermique des usagers dans les espaces extérieurs. Le dispositif expérimental comprend une station météorologique et une station microclimatique extérieure, déployées dans la zone d'étude. Cette évaluation repose sur des données expérimentales collectées au sein du campus ESTP Cachan et elle vise à quantifier le confort thermique extérieur en comparant deux indices de confort thermique, l'*UTCI* et le *PET*. Les premiers résultats ont montré que les enquêtes réalisées en avril 2023 ont permis de mettre en avant les profils et les ressentis des participants. De plus, les mesures expérimentales recueillies en juillet 2022 ont révélé que les valeurs de l'*UTCI* et du *PET* ont dépassé les 41 °C pendant la journée la plus chaude, ce qui constitue un inconfort thermique élevé pour les individus. Une discussion a permis de mettre en avant l'influence du rayonnement solaire et de la vitesse du vent sur ces indicateurs du confort thermique.

## Nomenclature

*HR* humidité relative, %

mr moyenne radiante

*CLO* isolation thermique des vêtements, *clo*

g globe

*MET* activité métabolique, *met*

*Abréviations*

*T* température, °C

*PET* Physiologically Equivalent Temperature(°C)

v vitesse, *m/s*

*UTCI* Universal Thermal Climate Index (°C)

*Indices et exposants*

## 1. Introduction

Les phénomènes d'îlots de chaleur urbains et de surchauffe urbaine sont des problèmes croissants dans les environnements urbains [1]. Les îlots de chaleur surviennent lorsque les zones urbaines accumulent et retiennent davantage la chaleur par des surfaces telles que les éléments de voiries en béton, ou matériaux bitumineux et les bâtiments. La surchauffe urbaine, problème complexe souvent induit par les îlots de chaleur, se traduit par des conditions thermiques inconfortables pour les résidents urbains [2]. Étant donné ces effets néfastes, il est essentiel d'évaluer l'inconfort thermique des usagers afin de développer des solutions visant à atténuer ces impacts thermiques.

Le confort peut être défini comme un état de bien-être physique, psychologique et social, durant lequel une personne se sent à l'aise et en harmonie avec son environnement. Il englobe différents aspects, notamment le confort thermique, acoustique, visuel, qualité de l'air [3]. Certaines études se concentrent spécifiquement sur l'évaluation du confort thermique extérieur [4], qui correspond à la sensation de confort associée aux variations climatiques perçues dans

un espace donné dues à la température, à l'humidité, au mouvement de l'air et à l'irradiation solaire.

L'objectif de cette étude, réalisée sur le campus ESTP de Cachan, consiste d'abord à mettre en place une méthodologie pour évaluer le confort thermique à partir de deux sources de données : - données expérimentales mesurées *in situ* et - données collectées de l'avis subjectif des usagers sur le confort thermique extérieur. Les mesures permettent la détermination des indices *UTCI* et *PET* [5] et l'usage de leurs échelles respectives en termes de stress thermique. Ainsi la comparaison de l'information de ces deux indices sera mise en évidence. Enfin un travail de comparaison des deux indices est proposé, afin de mettre en évidence leur sensibilité aux conditions physiques mesurées.

Cette étude présente tout d'abord le contexte et la méthodologie expérimentale pour quantifier le confort thermique extérieur. Le cas d'étude, les enquêtes et le dispositif expérimental sont présentés dans la partie 3. Ensuite, les résultats et une discussion seront également apportées pour observer l'influence de l'irradiation solaire et de la vitesse du vent, dans la partie 4. Cette étude constitue le démarrage d'un projet de caractérisation des îlots de chaleur par expérimentation, sondage, sur le campus de l'ESTP de Cachan.

## 2. Contexte

Dans le cadre du projet de réaménagement de l'ESTP, le campus de Cachan se positionne comme un exemple de quartier urbain engagé dans la transformation en un vaste laboratoire naturel, avec pour objectif de lutter contre les impacts des surchauffes urbaines. Le but du projet est de développer un démonstrateur en proposant des solutions innovantes pour améliorer le confort thermique des usagers. Identifier l'état de l'existant avant modification est une étape préalable indispensable.



*Figure 1 : Emprise du démonstrateur à l'ESTP, campus de Cachan.*

La figure 1 illustre la zone d'intérêt d'une superficie de 3500 mètres carrés, présentant une problématique de surchauffe urbaine locale bien identifiée. Cette zone se caractérise par une grande surface ensoleillée, avec au centre un mobilier urbain d'ombrage mal adapté (béton et toit métallique). Elle servira à étudier et à tester des infrastructures végétales et hydrauliques, dans le but d'explorer, de concevoir et de tester des solutions pour la gestion des eaux pluviales et l'optimisation de l'évapotranspiration. De plus, elle visera à renforcer la continuité des cadres écologiques au bénéfice des écosystèmes végétaux et animaux, tout en développant de nouveaux usages pour les utilisateurs du campus, notamment les étudiants et le personnel.

### 3. Description de la méthodologie

La méthodologie est basée sur plusieurs méthodes complémentaires déployées en amont du projet (caractérisations de l'existant) et sera poursuivie tout le long du projet (caractérisations des différents aménagements). Dans cet article nous nous concentrerons sur les points suivants, étape initiale de l'exploitation expérimental du site en tant que cas d'étude :

- Observations du site pour identifier des considérations microclimatiques
- Choix de l'emplacement du portique microclimatique C1 à partir des caractérisations radiatives des matériaux existants des différentes surfaces (murs, sols) ;
- Réalisations de campagnes de mesures des différentes paramètres météorologiques permettant de calculer les indices du confort thermique, idéalement pendant des vagues de chaleur en période estivale ;
- Mise en œuvre d'enquêtes et d'observations auprès des usagers sur les mêmes périodes de réalisations de campagne de mesures microclimatiques.



Figure 2 : Image du cas d'étude sur Google Earth. Les points bleu, jaune et vert correspondent à la position de la station microclimatique C1 pour les semaines S1, S2, S3. Le point rouge est corrélaté à la position de la station météorologiques (SM).

La figure 2 présente le cas d'étude localisé dans le campus de l'ESTP (Cachan, France). La zone est constituée de trois bâtiments (Galilée, Vauban, Recherche) et un espace de repos avec une protection solaire métallique entouré en partie de buissons. Concernant le type de sol, la zone est composée de revêtements bitumineux de couleur rouge pour les accès aux bâtiments, des dalles claires au centre, et de la pelouse devant le bâtiment Vauban.

#### 3.1. Enquêtes des usagers

Les enquêtes des usagers nécessitent un questionnaire exhaustif pour d'évaluer le confort thermique extérieur [5]. Le questionnaire réalisé tient compte de divers aspects, tels que les sensations thermiques perçues, les activités extérieures habituelles, les préférences en matière de vêtements, les comportements d'adaptation au climat, et les évaluations subjectives des sensations thermiques perçues en tenant compte de l'histoire thermique des usagers. Des échelles de notation ont été utilisées pour évaluer le niveau de confort thermique, tandis que des questions ouvertes ont permis aux participants d'exprimer leurs opinions.

### 3.2. Présentation des dispositifs et du protocole expérimental

La figure 3 présente une image de la zone d'étude pendant l'évaluation microclimatique expérimentale réalisée. Le dispositif expérimental comprend une station météorologique située en toiture ainsi qu'une station microclimatique extérieure mobile, cette dernière a été déplacée à différents emplacements dans la zone d'expérimentation. Le choix de ces emplacements a été basé sur des considérations microclimatiques (surfaces ensoleillées), les flux de passage et les activités des usagers, ainsi que sur les variations de revêtements de voiries et d'expositions par rapport aux bâtiments et mobilier environnants.



Figure 3 : Image de la zone d'étude (à gauche) et de la station microclimatique de Colas (à droite).

Le tableau 1 montre que la station microclimatique permet de mesurer la température de l'air, l'humidité relative, la température du globe noir, le rayonnement et la vitesse du vent. Toutes ces grandeurs présentent des plages d'utilisation et une incertitude de mesure. Les données sont recueillies avec un pas de temps d'acquisition d'une minute.

Tableau 1 : Caractéristiques des capteurs du fabricant Campbell Scientific qui équipent la station microclimatique de Colas. Les capteurs sont fixés à une hauteur de 1m10.

Paramètre	Température et humidité relative de l'air	Rayonnement	Vitesse du vent	Température globe noir
Capteurs	Thermohygromètre (HYGROVUE5) sous abri à ventilation naturelle (RAD 06)	Pyranomètre à thermopile numérique (CS320) – gamme 385 nm à 2105 nm	Anémomètre (03002) à 3 coupelles et girouette	Sonde thermistance dans un globe noir (fabricant Sytec)
Range	-40 ; 70 °C 0 ; 100 %	0 ; 2000 W/m2	0.5 ; 60 m/s	-5 ; 95 °C
Incertitude	±0.3 °C ±3.8 %	±5 %	±0.5 m/s	±0.7 °C

Les mesures à l'aide de la station microclimatique ont été réalisées sur une période de trois semaines, du 4 au 22 juillet 2022, pendant une période de fortes chaleurs. Chaque jour, la station était déployée vers 8h et retirée vers 19h pour des raisons logistiques du matériel. L'ESTP dispose également d'une station météorologique qui mesure toute l'année la température, l'humidité relative de l'air, le rayonnement, ainsi que la vitesse et la direction du vent. L'ensemble des données recueillies ont un pas de temps des mesures de 15 minutes.

### 3.3. Paramètres d'entrée pour l'évaluation du confort thermique

Autre que la température de l'air, l'humidité relative et la vitesse du vent, il est essentiel de prendre en compte la température moyenne radiante, l'activité métabolique ainsi que l'isolation

thermique des vêtements pour évaluer le confort thermique. La température moyenne radiante est liée aux températures des surfaces environnantes qui émettent et absorbent des rayonnements thermiques. La norme ISO 7726 fournit des lignes directrices pour l'évaluation de la température moyenne radiante  $T_{mr}$  à partir de la température du globe noir  $T_g$  et la température de l'air  $T_{air}$

$$T_{mr} = \left[ (T_g + 273.15)^4 + 0.4 * 10^8 * |T_g - T_{air}|^{\frac{1}{4}} * (T_g - T_{air}) \right]^{\frac{1}{4}} - 273.15 \quad (1)$$

L'activité métabolique, qui se réfère à la production de chaleur par le corps humain pendant diverses activités, est un facteur physiologique important pour évaluer le confort thermique. La norme ISO 7730 fournit des directives pour mesurer et prendre en compte cette activité, en considérant les taux métaboliques standard associés à différentes tâches.

L'isolation des vêtements, qui représente leur capacité à retenir la chaleur corporelle et à protéger contre les conditions extérieures, est un autre facteur physiologique important pour évaluer le confort thermique. Schiavon et Lee [6] ont établi une relation pour évaluer différentes isolations vestimentaires en fonction de la température extérieure.

### 3.4. Evaluation du confort thermique extérieur

Cette étude se focalise sur l'évaluation du confort thermique en extérieur en utilisant deux indicateurs : l'indice universel du climat thermique et la température physiologiquement équivalente. Ces grandeurs sont des paramètres couramment utilisés pour évaluer le ressenti thermique des individus dans des environnements extérieurs.

L'*UTCI* (Universal Thermal Climate Index) [7] est un indicateur qui évalue la sensation thermique d'une personne dans des milieux extérieurs en prenant en compte divers paramètres environnementaux tels que la température de l'air, la vitesse du vent, l'humidité, et le rayonnement solaire. Jendritzky et al. [8] ont montré que ce critère peut être utilisé dans tout type de climat, pour toute saison de l'année. Il permet d'évaluer une température ressentie :

$$UTCI = T_{air} + f_1(T_{air}, T_{mr}, v_{air}, HR_{air}) \quad (2)$$

Le *PET* (Physiologically Equivalent Temperature) [9] est un indice qui évalue la sensation thermique dans des environnements extérieurs. Elle présente l'avantage de fournir une évaluation plus détaillée et précise du ressenti thermique, car elle est basée sur le modèle MEMI (Munich Energy-Balance Model for Individuals) qui définit le principe d'équilibre thermique du corps humain en combinant des paramètres climatiques et thermo-physiologiques (habillement  $I_{cl}$  et activités humaines  $M$ ). Le modèle MEMI, détaillé dans [5], permet de quantifier la température perçue par le corps humain, la température de surface des vêtements et surtout la température physiologique équivalente :

$$PET = f_2(T_{air}, T_{mr}, v_{air}, HR_{air}, M, I_{cl}) \quad (3)$$

Ces deux indices présentent une grande différence dans la prise en compte de l'habillement et de l'activité physique. En effet, pour le calcul du *PET*, ces valeurs sont des variables au modèle numérique alors que pour le calcul de l'*UTCI*, ces données sont fixées à l'aide d'un modèle vestimentaire propre [10]. Les auteurs le justifient par l'incertitude comportementale associée et de valeur d'activité moyenne, il est normalement nécessaire de déporter l'indice si l'activité change, ou les vêtements ne sont pas adaptés. En outre, les travaux de Grosdemouge [4] ont présenté les différentes gammes de valeurs et les interprétations physiques des deux

indicateurs. Enfin, ces indicateurs sont calculés à partir d'une moyenne glissante de 30 minutes pour tenir compte de l'adaptation thermique entre le corps et son environnement.

## 4. Premiers résultats et discussions

Une première campagne expérimentale a été réalisée pour établir l'état de référence avant le réaménagement du campus. Dans ce contexte, un projet d'étudiants mené à l'ESTP s'est concentré sur l'évaluation de l'inconfort thermique en exploitant les données expérimentales collectées en juillet 2022 et en réalisant des enquêtes auprès des usagers en avril 2023.

### 4.1. Résultats des mesures expérimentales in-situ

L'analyse des données collectées pendant l'été 2022 se concentre sur la journée la plus chaude enregistrée, à savoir celle du 13 juillet 2022 avec l'emplacement du portique microclimatique S2C1 (voir figure 2).

La figure 4 expose les variations des grandeurs mesurées par le portique microclimatique et la station météorologique. Les données expérimentales montrent que la température de l'air (courbe violette) augmente légèrement entre 25 et 35°C pendant la durée d'acquisition, ce qui est en accord avec la mesure de la station météo. De plus, la température du globe noir (courbe verte) est plus élevée que la température de l'air puisqu'elle tient compte du rayonnement solaire, mais aussi des rayonnements diffus et réfléchis provenant des parois des bâtiments environnants. De même, le portique microclimatique enregistre une légère augmentation de 26 à 30 °C de la  $T_{mr}$  (courbe bleue) jusqu'à 9h puisque le bâtiment Galilée couvre le rayonnement solaire. Ensuite, cette grandeur subit des fluctuations très importantes, provoquées par des couvertures nuageuses partielles entre 9h et 12h, ce qui est également en accord avec l'irradiation solaire mesurée par la station météorologique variant entre 300 et 600 W/m<sup>2</sup>.  $T_{mr}$  augmente légèrement entre 12h et 14h, lorsque le soleil est à son zénith, pour atteindre une valeur d'environ 57 °C à partir de 16h, alors que la station météorologique indique que le rayonnement solaire subit une diminution bien marquée à 16h en passant de 800 à 400 W/m<sup>2</sup>. Une explication possible est la réflexion du flux solaire et la réémission de chaleur provenant des surfaces environnantes.

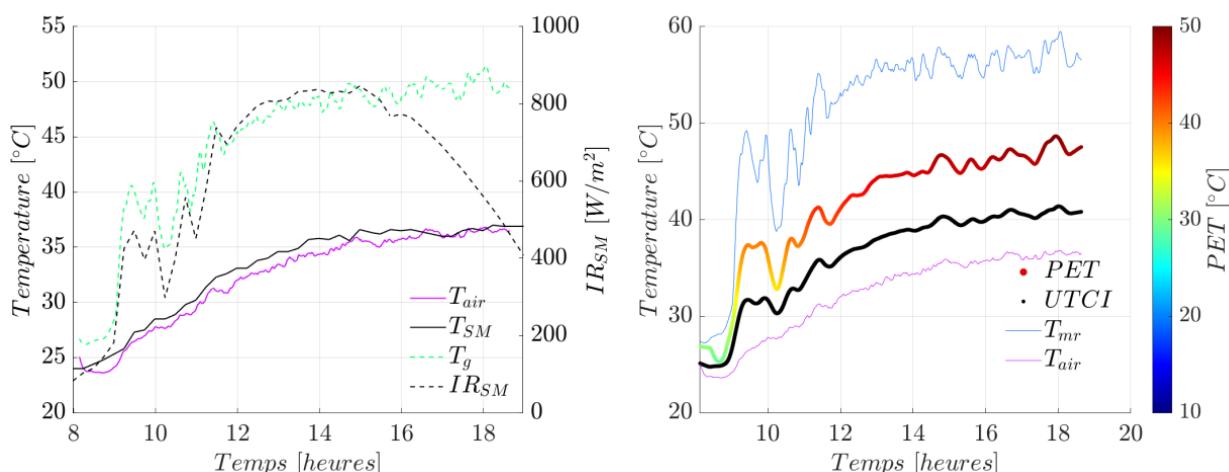


Figure 4 : Evolution des grandeurs mesurées par le portique microclimatique et la station météorologique SM (à gauche). Représentation des indicateurs UTCI et PET (à droite).

La figure 4 à droite montre que les valeurs de l'UTCI commencent à 25 °C le matin, indiquant un stress thermique modéré, puis atteignent plus de 41 °C en pleine journée, signalant un stress thermique très élevé, ce qui peut entraîner un inconfort thermique. Par ailleurs, l'indicateur PET présente une tendance très similaire à l'indicateur UTCI. Ses valeurs se situent entre 25 et 30 °C le matin, gamme de températures considérée comme la plage où les individus

peuvent percevoir une sensation légèrement chaude. Le *PET* dépasse les 48 °C l'après-midi, ce qui indique des conditions environnementales très chaudes, exposant les individus à un inconfort thermique élevé. En outre, les indicateurs de confort thermique affichent des valeurs plus élevées lorsque le portique microclimatique est directement exposé aux rayonnements solaires, ce qui est le cas à 9h et 10h15, tandis qu'ils sont légèrement plus faibles lorsque la vitesse du vent est plus élevée, ce qui est le cas à 15h et 17h. En effet, les indicateurs de confort thermique connaissent une augmentation de l'ordre de 7°C lorsque la  $T_{mr}$  croît de 20 °C et subissent une baisse d'environ 2°C en raison d'une augmentation de la  $v_{air}$  de 0,5 m/s.

#### 4.2. Résultats des enquêtes des usagers

Les étudiants du projet ont réalisé une enquête sur la zone d'expérimentation à l'ESTP. Le portique microclimatique extérieur n'était pas disponible pendant cette période, mais nous avons à disposition les données de la station météo. Le sondage a été effectué le 13 et le 18 avril 2023, et a généré un panel de 97 réponses. Les questionnaires ont été réalisés via l'application Google Form pour faciliter l'extraction des données vers Excel.

Les données ont permis de déterminer le niveau moyen d'activité et d'habillement des participants. Les résultats révèlent que 70 % des usagers étaient debout au moment du sondage et 57 % portaient des vêtements considérés comme moyennement chauds (manches longues, sweat-shirt), tandis que le reste optait pour des vêtements jugés chauds (pull d'hiver, manteau). Les vêtements portés par les usagers sont adaptés à la saison. Ceci corrobore le cadre de détermination de l'*UTCI*, justifié par Hovenith [10] qui soulève la capacité des individus à s'adapter vestimentairement. Toutefois ce point doit faire l'objet d'investigation plus détaillée, dans le cadre de nouveau sondage

Par ailleurs, les résultats de l'enquête ont permis d'évaluer le ressenti des usagers. 56 % des participants ont estimé que leur sensation thermique était neutre et 31 % ont indiqué avoir légèrement chaud. Parallèlement, la station météo a enregistré des températures moyennes de 13,2 °C avec une vitesse de vent de 1 m/s pendant les sondages. Finalement, 80 % des participants ont estimé se sentir confortables ou assez confortables, ce qui est en accord avec les conditions météorologiques enregistrées par la station météo. En effet, l'irradiation solaire moyenne est de 615 W/m<sup>2</sup> pendant les enquêtes, témoignant ainsi de conditions favorables en termes de température ressentie.

Enfin le site d'étude met en évidence des temps de présence des usagers en extérieur en partie supérieur à 15 minutes. Le site permet exploiter durant la pause de midi, permet de sonder des usagers dont la thermophysiolgie s'est adapté aux conditions extérieures. Cela permet d'approcher le cadre d'étude expérimental en intérieur, tel qu'évoqué par Zhang [11].

### 5. Conclusion

Le dispositif expérimental, composé d'une station météorologique et d'un portique microclimatique déplacé dans la zone d'étude, a permis d'évaluer le confort thermique à l'aide de deux indices de confort, l'*UTCI* et le *PET*, relié au ressenti des occupants exposés aux conditions physiques mesurées. Les enquêtes avec les usagers ont permis de définir le profil et le ressenti des usagers en accord avec les données de la station météorologique. Par ailleurs, les résultats montrent que les indicateurs de confort peuvent dépasser 40 °C dans notre zone expérimentale, créant ainsi des conditions environnementales très chaudes et un inconfort thermique élevé. Ces indicateurs sont plus élevés lorsque les portiques sont directement exposés aux rayons solaires et peuvent être légèrement plus faibles en cas de vitesse du vent plus élevée.

Notre méthodologie d'évaluation expérimentale du confort thermique extérieur a été testée et nécessite un renforcement, notamment dans les mesures de rayonnement, afin d'estimer précisément l'impact des flux réfléchis et émis par les surfaces environnantes. De plus, il serait nécessaire de poursuivre cette étude comparative entre les sondages qualitatifs et les mesures quantitatives sur le site de Cachan avec des mesures simultanées lors d'épisodes de surchauffe urbaine en réalisant un traitement statistique rigoureux des données de sondage. Une autre perspective est de réaliser une étude de modélisation numérique et des outils d'aide à la décision pour évaluer les conditions thermiques dans les espaces urbains. Enfin, cette approche permettra d'explorer différentes stratégies pour atténuer les surchauffes urbaines.

## Remerciement

Les auteurs expriment leur gratitude envers les étudiants de l'ESTP ayant suivi le parcours recherche, M. ALKEMA, S. BEN ALI, C. BOURZEIX, N. BOURDEAU, M. BOUTES, A. BRANGER, S. COLINOT, pour leur engagement lors de cette étude. Les auteurs tiennent également à remercier A. KINDINIS et L. ZIYANI pour leur contribution en tant que co-superviseurs du projet d'étudiants.

## Références

- [1] CEREMA, 2019. Ilots de chaleur : Agir dans les territoires pour adapter les villes au changement climatique. <https://www.cerema.fr/fr/actualites/ilots-chaleur-agir-territoires-adapter-villes-au-changement>
- [2] ADEME, 2017. Diagnostic surchauffe urbaine : méthodes et applications territoriales. [https://www.adaptation-changement-climatique.gouv.fr/sites/cracc/files/fichiers/2018/11/400\\_Diagnostic%20de%20la%20surchauffe%20urbaine%20-%20M%C3%A9thodes%20et%20applications%20territoriales.pdf](https://www.adaptation-changement-climatique.gouv.fr/sites/cracc/files/fichiers/2018/11/400_Diagnostic%20de%20la%20surchauffe%20urbaine%20-%20M%C3%A9thodes%20et%20applications%20territoriales.pdf)
- [3] Yousef Al horr, Mohammed Arif, Martha Katafygiotou, Ahmed Mazroei, Amit Kaushik, Esam Elsarrag, Impact of indoor environmental quality on occupant well-being and comfort: A review of the literature, International Journal of Sustainable Built Environment, 5, 1-11 (2016), <https://doi.org/10.1016/j.ijsbe.2016.03.006>.
- [4] Wang Y, de Groot R, Bakker F, Wörtche H, Leemans R. Thermal comfort in urban green spaces: a survey on a Dutch university campus. Int J Biometeorol. 2018;62(6):945-954. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00484-016-1193-0>
- [5] Grosdemouge, Virginie, Proposition d'indicateurs de confort thermique et estimation de la température radiante moyenne en milieu urbain tropical. Contribution à la méthode nationale d'évaluation des ÉcoQuartiers, Thèse de doctorat Physique du bâtiment et génie urbain La Réunion 2020, supervisé par Garde, François et David, Mathieu.
- [6] Stefano Schiavon, Kwang Ho Lee, Dynamic predictive clothing insulation models based on outdoor air and indoor operative temperatures, Building and Environment, 59, 250-260 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2012.08.024>.
- [7] Bröde, Peter & Krüger, Eduardo & Rossi, Francine. (2011). Assessment of urban outdoor thermal comfort by the universal thermal climate index UTCI.
- [8] Jendritzky, G., de Dear, R. & Havenith, G. UTCI—Why another thermal index? Int J Biometeorol 56, 421–428 (2012). DOI: <https://doi.org/10.1007/s00484-011-0513-7>
- [9] Höpe P.,The physiological equivalent temperature – a universal index for the biometeorological assessment of the thermal environment, Int J Biometeorol (1999) 43:71–75
- [10] Havenith G, Fiala D, Błazejczyk K, Richards M, Bröde P, Holmér I, Rintamaki H, Benshabat Y, Jendritzky G. The UTCI-clothing model. Int J Biometeorol. 2012;56(3):461-70. doi: 10.1007/s00484-011-0451-4.
- [11] Zhang Human thermal sensation and confort in transient and non-uniform thermal environnement. Thèse de doctorat. University of California, Berley, 2003.

# Exploring Nanoscale Thermal Properties by integrating Scanning thermal microscopy with Inverse Methods.

Nathaly CHAARAoui\*, Nathalie TRANNOY\*, Thierry DUVAUT

<sup>1</sup>University of Reims Champagne-Ardenne, IThEMM, Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims Cedex 2, France

\*([nathaly.chaaraoui@univ-reims.fr](mailto:nathaly.chaaraoui@univ-reims.fr), [nathalie.trannoy@univ-reims.fr](mailto:nathalie.trannoy@univ-reims.fr))

## Abstract

The article aims to determine thermal conductivities for SiO<sub>2</sub> at the nanoscale, using a Wollaston microprobe in Scanning Thermal Microscopy. Through experimental measurements and Finite Element Method modeling, the research strives to determine precise thermal conductivity values across varying SiO<sub>2</sub> thicknesses. The Levenberg-Marquardt algorithm enhances accuracy in thermal conductivity determination, providing significant perspectives into nanoscale heat conduction properties and advancing our understanding of material behavior.

## Nomenclature

$h_{equivalent}$ : Equivalent heat transfer through the probe holder (W/m<sup>2</sup>. K)

$h_{convectif}$ : Convective heat transfer with the surrounding (W/m<sup>2</sup>. K)

$k$ : Thermal conductivity, (W/m.K)

$I_{Pc}$ : Probe current in contact mode, (mA)

$I_{P_{wc}}$ : Probe Current out of contact mode, (mA)

$P_c$ : Dissipated power in contact mode, (W)

$P_{wc}$ : Dissipated power out of contact mode, (W)

$R_{Pt/Rh}$ : Resistance of Platine-Rhodium filament, (Ω)

$T_a$  : Ambient temperature (K)

$V_{out_c}$ : Probe voltage in contact mode, (V)

$V_{out_{wc}}$ : Probe voltage out of contact mode, (V)

$\Delta P$ : Electrical power difference, (W)

$\varnothing_n$ : Numerical Heat flux, (W)

$\chi^2$ : Squared Error

## 1. Introduction

The rise of micro/nanotechnology has promoted investigations into nanoscale heat transfer and the thermal properties of materials in semiconductors and electronics [1]. Scanning Thermal Microscopy (SThM) emerges as a vital tool for exploring nanoscale thermal characteristics. Key materials, like Silicon Dioxide (SiO<sub>2</sub>), play a crucial role in materials science due to their diverse applications. SiO<sub>2</sub>, widely used in microelectronics, optics, and insulation, relies on its thermal conductivity for usability [2]. SThM proves effective in examining polymers with lower thermal conductivity, offering a versatile approach compared to metals. The thermal probe, especially the Wollaston probe, is integral, functioning as both heat source and sensor, allowing simultaneous thermal and topographical imaging. Incorporated into a Wheatstone bridge circuit, it facilitates precise thermal measurements with sub-micrometer resolution.

Understanding SiO<sub>2</sub>'s thermal behavior is critical for managing heat in microelectronics and optimizing thermal barrier coatings. Fabrication methods influence SiO<sub>2</sub> film thermal conductivities, with this study focusing on low-pressure chemical vapor deposition. For this type of deposition, there exists limited research that evaluates thermal conductivities. Various

techniques, including plasma-enhanced chemical vapor deposition, are employed to determine SiO<sub>2</sub> thermal conductivity. Researchers, like Callard et al [3], utilize scanning thermal microscopy for examining silicon dioxide films, revealing intrinsic thermal conductivity. Other studies, such as Huang et al [4], utilize the micro-Raman method for noncontact measurements of thermal conductivity in thin films, providing valuable observations. The article is divided into three sections introducing scanning thermal microscopy, detailing the methodology for evaluating silicone dioxide's thermal conductivity, and presenting the obtained results with corresponding thermal analyses and numerical models.

## 2. Scanning Thermal Microscopy

SThM is a powerful technique used to measure and map thermal properties at the nanoscale and microscale. It involves scanning a thermal probe, which has its own resistive element depending on the type of probe used, over a sample surface to detect variations in temperature. These variations are highly dependent on the material's thermal conductivity, whether it is high or low.

### 2.1 Experimental Setup

To explore the Scanning Thermal Microscopy, which is based on the AFM (Atomic Force Microscopy) principle, the aim is to measure the local thermal conductivity or temperature variations of a sample's surface at the nanoscale. The AFM is a technique used in nanotechnology and surface science to visualize and manipulate matter at the atomic and molecular levels by scanning a probe over a surface. It provides high-resolution topographical information. In the SThM, the classical probe is replaced by a thermal-resistive probe in our case. This probe is inserted in a Wheatstone bridge and a feedback loop mechanism of the thermal control unit contributes to maintaining a constant temperature of the probe during the scanning process. As the probe encounters variations in thermal properties across the sample, changes in electrical resistance occur, providing insights into the local thermal characteristics. This technic allows for simultaneous topographical and thermal imaging.

Experimental measurements were conducted under ambient conditions. In this imaging technique, the thermal probe functions as a resistive heater, operating in conductivity contrast mode to enable the simultaneous acquisition of topographical and thermal images at the micro/nanoscale level. By applying a direct current of 50 mA through the resistive element via the Joule effect, the probe serves a dual purpose as both a heat source and a sensing component. Upon contact with the sample, the probe provides implicit information about the dissipated heat flux from the probe to the sample. This information is manifested as the required voltage to maintain a constant temperature of the probe while scanning the surface of the sample. The transmitted heat flux toward the sample is influenced by parameters such as the sample's thermal properties as its thermal conductivity. To mitigate the influence of water meniscus, the tip temperature was maintained at 100°C throughout this study [5].

### 2.2 Thermal resistive probe

In this study, we utilized a Wollaston microprobe [6] manufactured by the Czech Metrology Institute (CMI), in constant temperature mode to extract heat information from the studied sample. The probe's thermal resistive element is created through electrochemical etching and bent into a V shape at its tip (figure 1). Composed of 90% platinum and 10% rhodium, the wire has a diameter of 5 µm, a length of 125 µm, and a curvature radius of 15 µm.

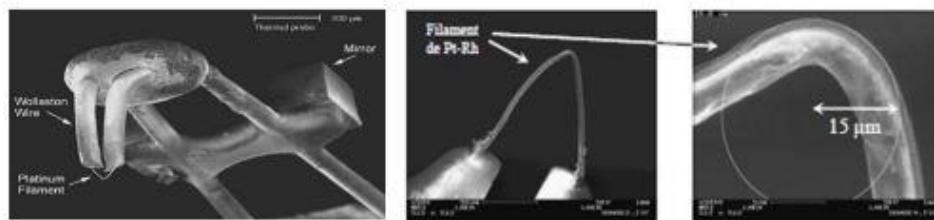


Figure 1: Wollaston thermal probe [7]

### 2.3 Silicone dioxide sample representation

The nanoscale thermal conductivity of silicon dioxide, our laboratory proposed a sample geometry that was fabricated by VTT/Finland as part of the QuantiHeat Project [8]. This sample features a triangular-shaped silicon dioxide step deposited on a silicon substrate and covered with polished CVD SiO<sub>2</sub> (refer to the figure 1). The sample is covered with a thin layer of silicon dioxide, we assume that the contact remains the same as we scan along its surface. The purpose behind this sample geometry is to achieve varying thicknesses of silicon dioxide within a single sample structure, allowing for the evaluation of local thermal information for this material. Since the sample is covered with a thin layer of silicon dioxide, we assume that the contact remains the same as we scan along its surface. The SiO<sub>2</sub>/Si layer interface is linear, with an adjustable thickness ranging from 400 to 2150 nm. Initial experimental measurements were conducted to compare with a model describing heat transfer in the probe-sample system. This comparison enables the assessment of local thermal conductivity for SiO<sub>2</sub> thin films at different thicknesses varying between 500 and 1810 nm, specific to this sample geometry, through the application of inverse techniques.

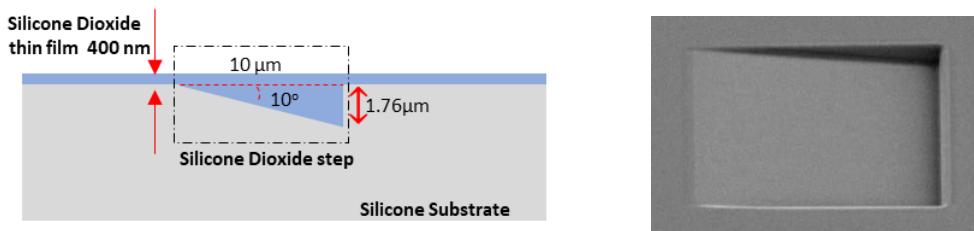


Figure 2: a) Sample structure b) Top view of Si by SEM

## 3. Methodology

### 3.1 Probe measurement illustration

As mentioned earlier, the first stage involved scanning the surface of the sample under normal ambient temperature conditions. The resulting thermal image (refer to Figure 3) is complemented by an electrical profile that offers detailed thermal information about the sample. It should be noted that this electrical profile is the key element in determining the heat transfer across this sample, complemented by a numerical model that considers the heat transfer modes.

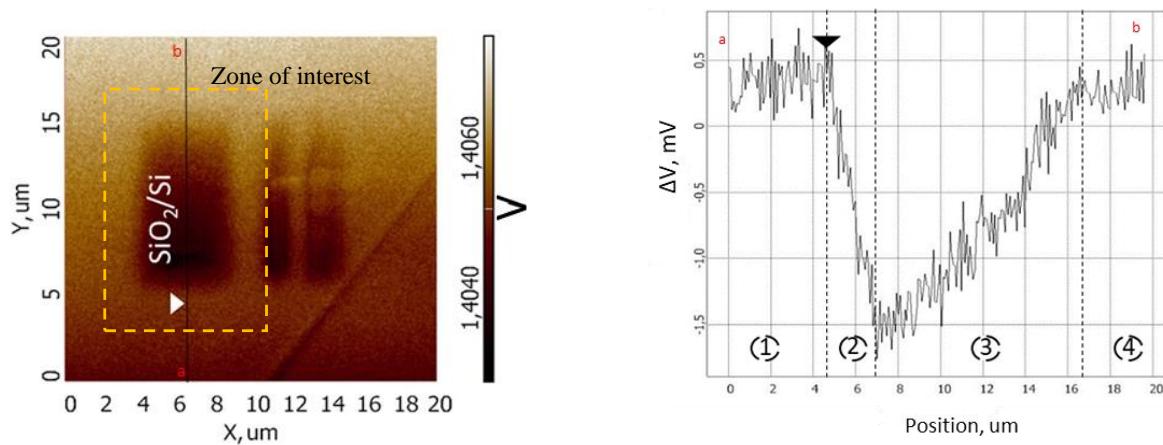


Figure 3: a) Thermal image and b) Experimental thermal profile along line ab

The transfer of heat from the probe to the sample reveals four distinct zones. Initially (zone 1), as the probe scans a constant SiO<sub>2</sub> thickness, the electrical signal remains constant. As the probe nears the edge of the triangle (zone 2), a noticeable decline in the output voltage is observed, attributed to a decrease in heat flux from the probe to the sample, indicating an increase in the SiO<sub>2</sub> layer thickness. In zone 3, the electrical signal rises due to a reduction in the SiO<sub>2</sub> layer thickness. Subsequently, as the probe traverses a uniform SiO<sub>2</sub> layer thickness (zone 4), the electrical signal stabilizes, indicating a sustained dissipated heat flux. The value of thermal conductivity for the silicone substrate is about 130 W/m·K.

The variation in the electrical signal is attributed to power dissipated through the Joule effect and the establishment of thermal equilibrium of the probe. This understanding is crucial as it provides the experimental transmitted heat flux to the sample, enabling a comparative analysis with numerical heat fluxes to determine the corresponding thermal conductivity. The transition from the non-contact to the contact state corresponds to the total heat flux dissipated in the sample, which can be determined through the measurement of probe voltage. It should be noted that when working with low currents in the order of mA, the electrical signal tends to be noisy without affecting the reflected thermal/electrical information. Simultaneously, the calculation of the dissipated power through the platinum rhodium filament, both in contact and without contact configuration, is expressed through the following equations

$$P_c = V_{outc} \times I_{pc} - V_{outwc} \times I_{pw} \quad (1)$$

$$P_{wc} = R_{pt} \times (I_p^2 - I_{pw}^2) \quad (2)$$

The discrepancy in electrical power dissipation within the probe during the transition from a non-contact to a contact state is equal to the numerical heat flux dissipated in the sample, represented by the difference between the power in contact and out-of-contact configurations.

### 3.2 Model Approach

Three dimensions Finite Element Method (FEM) models were developed within COMSOL Multiphysics to enhance the precision of material thermal property characterization via scanning thermal microscopy [9]. This necessitated a dual-model approach, each focusing on distinct aspects of heat transfer. The first approach considers the probe in its entirety to

evaluate an equivalent heat transfer coefficient that accounts for losses through the probe holder. This coefficient will be implemented in the second model, which considers the probe-sample system. Both models account for numerous factors detailed in Al Alam's thesis [9].

The numerical representation of the probe's response in contact with the sample employs a thermo-electrical coupling approach. This involves the application of heat transfer and electric current equations in the finite element method. The heat transfer equation is solved for the resistive element, heated by the Joule effect, allowing the evaluation of the exchanged heat flux from the probe to the sample upon contact. The support structure of the probe, comprising two cylindrical disks, and the V-shaped wire composed of Platinum-Rhodium, are modeled based on their realistic dimensions and material composition. In the numerical model, all thermal properties for the Wollaston probe, silicon dioxide, and silicone materials are defined. Figure 4(a) represents the probe/sample model, including all imposed boundary conditions. After solving the heat transfer equations in steady state mode and evaluating the heat flux flowing from the probe to the sample at each probe position with respect to the sample the following numerical profile is obtained.

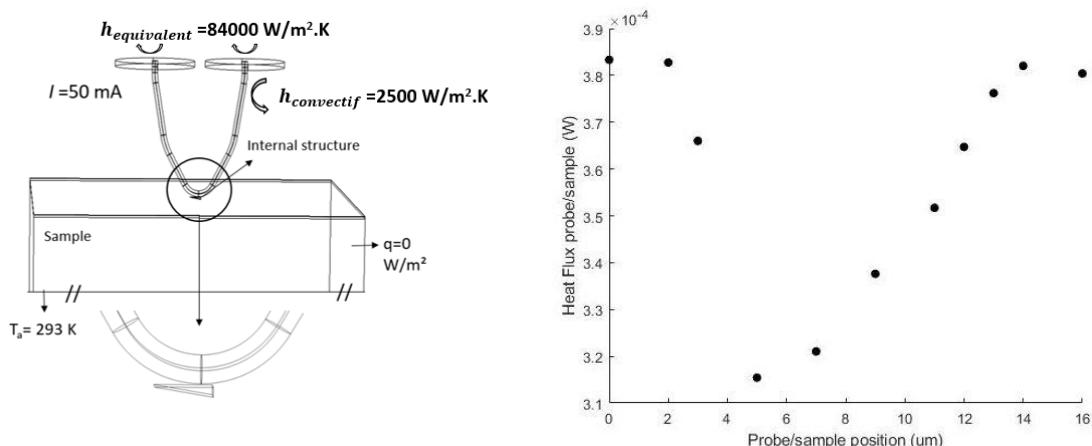


Figure 4(a): Probe/sample developed model Via FEM [9], (b)Thermal profile obtained by FEM.

Through a comparative analysis between the experimental thermal profile, as illustrated in Figure 3b, and the heat transfer profile derived from our computational model, we have successfully replicated the observed experimental behavior. In Figure 3b, the thermal profile obtained from experimental measurements using the Wollaston probe is presented. Meanwhile, Figure 4(b) showcases the corresponding thermal signal generated through Finite Element Method simulations. The finite element model plays a crucial role in understanding the experimental thermal profile regarding heat transfer modes within the surrounding air, the probe holder, and the sample. The FEM simulation involved a sequential computation of each point along the curve, in which the probe's positions above the sample surface were systematically varied. The thermal signal captured by the Wollaston probe demonstrated sensitivity to variations in thermal properties within the scanned volume. As the probe scanned the sample surface line by line, the thermal signal exhibited changes in heat transfer dynamics based on the specific area being scanned. This behavior signifies that the resulting thermal signal reflects information based on the scanned volume. Remarkably, this finding remains consistent for both numerical simulations and experimental observations, validating the accuracy of our modeling approach in capturing the complexities of nanoscale heat transfer. Building upon this accomplishment, our next initiative will involve the development

of an inverse method, enabling the determination of SiO<sub>2</sub> thermal conductivity. By contrasting the provided data with our constructed model, this method will enable us serving from those thermal information's to determine thermal conductivity for SiO<sub>2</sub> at different thicknesses.

### 3.3 Levenberg Marquardt

The assessment of thermal conductivity in thin film materials holds an importance in the domain of scanning thermal microscopy. In this study, we incorporate the inverse technique to determine the thermal conductivity of such materials. The dissipated heat flow is identified as the primary concern and is connected to an independently formulated inverse method, revolving a single variable—the thermal conductivity of SiO<sub>2</sub> material. This linkage aims to deduce the requisite thermal conductivity of the material by comparing the experimental and numerical heat transfer data. Various methodologies, including the Levenberg-Marquardt approach, the sequential estimation method, and the conjugated gradient method, are accessible to handle the complications of the inverse problem [10].

In this specific work, the Levenberg-Marquardt algorithm is employed for evaluating the thermal conductivity of nanostructured samples and thin film materials. This algorithm employs the sensitivity vector to guide updates, ensuring more efficient convergence in estimating the thermal conductivity parameter. By combining the strengths of the gradient descent and Gauss-Newton methods, the Levenberg-Marquardt approach addresses nonlinear least squares problems encountered in fitting mathematical models to observable data points. The aim is to reduce the error between the actual data points and the predicted values generated by our model. This is a standard objective when working with nonlinear parameters in mathematical models.

The Levenberg-Marquardt algorithm initiates with an initial parameter guess and iteratively refines these values to minimize the objective function. Its pivotal feature lies in dynamically adjusting the step size during each iteration based on the local behavior of the objective function. The algorithm adapts the damping factor throughout the iterations, behaving more like the gradient descent method when parameters are far from their optimal values, and transitioning to the Gauss-Newton method as parameters approach their optimal values [14-16]. This dynamic adjustment ensures rapid convergence in early iterations and precise local updates as the optimization progresses.

The weighting matrix is defined as an identity matrix under the assumption that there is no noise in the measurement data. In this case, the Squared error is calculated by:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=m} [\Delta P - \phi_i]^2 \quad (4)$$

A thorough breakdown of the Levenberg-Marquardt algorithm, aimed at evaluating the thermal conductivity of Silicone Dioxide, is outlined in the figure 6.

## 4. Results

The assessed thermal conductivities for SiO<sub>2</sub> offer distinguished perspectives into the material's heat-conducting properties, presenting distinct values for varying SiO<sub>2</sub> layer thicknesses as displayed in figure 7.

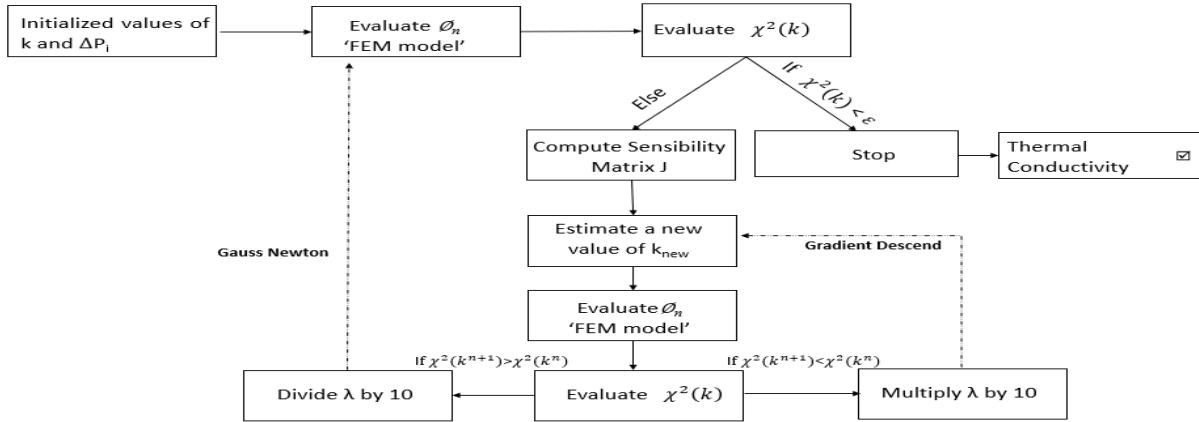


Figure 6: Levenberg-Marquardt algorithm

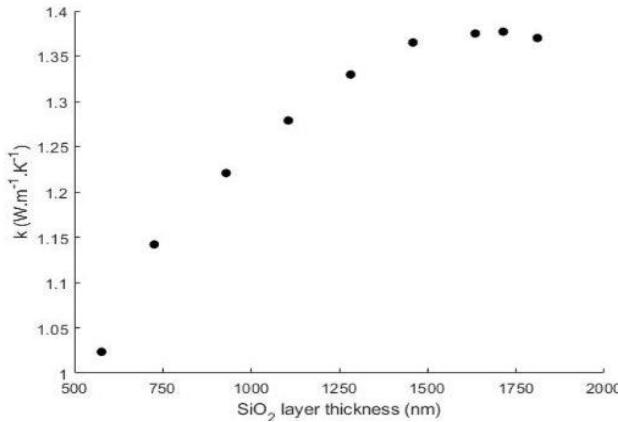


Figure 7: Evaluated thermal conductivity using inverse methods

As the SiO<sub>2</sub> layer gets thinner, its thermal conductivity decreases. This matches our expectations, as thinner layers usually have more heat conductivity due to increased scattering at their boundaries and less efficient phonon transport. The thickest SiO<sub>2</sub> layer, measuring 1810 μm, demonstrates the highest thermal conductivity at 1.38 W/m.K, while the thinnest layer, at 576 μm, records the lowest thermal conductivity at 1.02 W/m.K.

In addition to thermal conductivity values, the squared error from the Levenberg-Marquardt algorithm is pivotal for model validation. This error assesses the alignment between observed heat transfer quantities ( $\Delta P$ ) and numerically computed values  $\phi_n$ , demonstrating the effectiveness of the proposed methodology.

Our analysis yields squared error values ranging from 6.46E-09 to 2.04E-07, indicating a high level of accuracy in our model's predictions. Smaller squared errors signify a better match between observed and predicted heat transfer quantities. Notably, the SiO<sub>2</sub> layer with a thickness of 576.3 μm stands out with the smallest squared error of 6.46E-09, showcasing agreement between observed and predicted heat transfer quantities. Other SiO<sub>2</sub> layer thicknesses also exhibit relatively low squared errors. Furthermore, this value aligns with that of the few studies targeting the evaluation of the thermal conductivity of silicon dioxide in LPCVD. Yamane et al. [11] evaluated it at 475 nm to be approximately 0.95 W/m·K. The successful fit between the model and experimental data, demonstrated by minimal squared errors, highlights the efficacy of the employed Levenberg-Marquardt algorithm. It accurately

captures data trends, validates our model, and provides accurate estimates of SiO<sub>2</sub> thermal conductivity for LPCVD deposition across different thicknesses.

## 5. Conclusion

This investigation shows the effectiveness of a Wollaston microprobe in SThM and demonstrates its importance in understanding heat transfer at the nanoscale. The FEM models, based on a dual-model strategy, successfully capture the complexities of heat transfer within the probe-sample system, validated by experimental observations. The utilization of the Levenberg-Marquardt algorithm emerges as a robust method for determining thermal conductivity, yielding coherent results. The resulting trend of thermal conductivity, which varies with the variation of SiO<sub>2</sub> layer thickness, contributes to a better understanding of heat transfer in nanostructured materials. The minimal squared error values highlight the precision of the model, demonstrating the potential of the developed inverse technique for thermal conductivity determination. This thorough approach shows potential for using similar methods to study thin film materials by scanning thermal microscopy.

## References

- [1] A. Hammiche, H. M. Pollock, M. Song, D. J. Hourston, Sub-surface imaging by scanning thermal microscopy, *Meas. Sci. Technol.* 7, 142-150 (1996).
- [2] A. Majumdar, M. Chandrachood, J. Lai, O. Nakabeppu, Y. Wu, Z. Shu, Thermal imaging by atomic force microscopy using thermocouple cantilever probes, *Rev. Sci. Instr.* 66-6, 3584-3592 (1995).
- [3] S. Callard, G. Tallarida a, A. Borghesi, L. Zanotti, thermal conductivity of SiO<sub>2</sub> by scanning thermal microscopy, *Journal of Non-Crystalline Solids* 245, 203-209, (1999).
- [4] Z. Huang, Z. Tang, J. Yu, S. Bai, thermal conductivity of amorphous and crystalline thin films by molecular dynamics simulation, *Physica B* 404, 1790–1793, (2009).
- [5] A. Assy, S. Gomès Temperature-dependent capillary forces at nano-contacts for estimating the heat conduction through a water meniscus, *Nanotechnology*, 26, (2015).
- [6] A. Majumdar, J. P. Carrejo, and J. Lai, Thermal imaging using the atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.*, vol 62, (1993).
- [7] O. Raphael, Contribution à la microscopie thermique à sonde locale en mode alternatif : Caractérisation de la réponse et de l'interaction sonde échantillon, (2008).
- [8] <https://cordis.europa.eu/project/id/604668/fr>.
- [9] P. Al Alam, Microscopie thermique à sonde locale : vers une analyse thermique des nanomatériaux, PhD thesis, University of Reims Champagne Ardenne, (2018).
- [10] K. Madsen, N.B. Nielsen, and O. Tingleff. Methods for nonlinear least squares problems. Technical Report. Informatics and Mathematical Modeling, Technical University of Denmark, (2004).
- [11] T. Yamane, N. Nagai, and S. Katayama, Measurement of thermal conductivity of silicon dioxide thin films using a 3ω method, *J. Appl. Phys.* 91, 9772, (2002).

## Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the financial support provided by the European Union for the funding of the samples through the European Union Seventh Framework Programme FP7-NMP-2013-LARGE-7 under grant agreement no. 604668 (QuantiHeat project).

# Estimation du flux de chaleur sur les composants face au plasma du Tokamak WEST par réseau de neurones.

**Yann ANQUETIN<sup>1\*</sup>, Jonathan GASPAR<sup>1</sup>, Fabrice RIGOLLET<sup>1</sup>, Yann CORRE<sup>2</sup>, Quentin TICHIT<sup>2</sup>, Jean-Laurent GARDAREIN<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France,

<sup>2</sup>CEA, Institute for Research on Fusion by Magnetic confinement, 13108 St-Paul-Lez-Durance, France

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : yann.anquetin@univ-amu.fr)

**Résumé** - Cet article présente le développement d'un réseau de neurones pour la résolution d'un problème inverse d'estimation de flux. La forme et l'intensité d'un flux de chaleur surfacique sont estimées à partir de mesures de températures enfouies. Le développement de cet outil se fait en deux étapes avec une première partie centrée sur l'analyse de sensibilité du problème inverse et une seconde partie centrée sur le développement du réseau de neurones utilisé pour la résolution. Les performances du réseau de neurones sont validées sur des données numériques puis expérimentales.

## Nomenclature

$x_0$	position du maximum de flux	$\phi$	flux de chaleur
$S$	facteur d'étalement	$\phi_m$	flux de chaleur maximum
$Z^*$	sensibilité réduite	$\lambda_q^t$	longueur de décroissance du flux
		$\phi_{BG}$	flux environnement

## 1. Introduction

Des recherches sur la fusion par confinement magnétique sont menées dans des machines appelées tokamak. Afin d'assurer l'intégrité de la machine il est nécessaire de contrôler les échauffements des composants face au plasma (CFP) soumis à des flux de chaleur jusqu'à 10 MW/m<sup>2</sup> en régime permanent. Dans le tokamak WEST [1] des fibres à Réseaux De Bragg (RDBs) sont enfouies 5 mm sous la surface des CFP pour les protéger des flux de chaleur en surface. Ces fibres permettent de mesurer 11 points de températures le long du CFP, celui-ci étant constitué de 35 blocs (MB) de tungstène de 12 mm de large chacun (1 point de mesure par MB pour 11 des 35 MB). Il est possible, par méthode inverse, de caractériser le flux de chaleur en surface à partir des mesures d'échauffements enfouies dans la matière. On distingue les problèmes inverses, des problèmes directs, par le fait de remonter des conséquences (ici l'échauffement) vers les causes (ici le flux de chaleur). La résolution de tels problèmes peut être couteuse en temps de calcul dans le cas de systèmes complexes ou quand le nombre de paramètres à estimer est grand. De précédents travaux [2] ont montré la fiabilité des estimations obtenues en couplant un modèle 3D non-linéaire et instationnaire du composant et un algorithme de minimisation itérative par gradient conjugués. Cependant, cette méthode nécessite des temps de calculs importants (plusieurs jours) pour quelques dizaines de secondes d'expérience et quelques heures si on considère un problème stationnaire. Lors des sessions expérimentales sur WEST il est important d'avoir une première estimation du flux entre deux décharges du plasma, soit dans un intervalle d'environ 10 minutes. On présente dans cet article le développement d'un nouvel outil basé sur l'intelligence artificielle (IA) permettant l'estimation quasi-instantanée du flux de chaleur dans le cas stationnaire.

Le problème inverse est présenté dans la section 2, la distribution spatiale du flux de chaleur caractérisée par 5 paramètres ainsi que les sensibilités des températures à chacun de ces paramètres sont présentées. Le développement du réseau de neurones, sa validation numérique et son utilisation sur des données expérimentales sont présentés dans la section 3.

## 2. Le problème inverse d'estimation de flux

### 2.1. Distribution spatiale du flux surfacique

On dispose avec notre fibre à réseaux de Bragg enfouie de 11 mesures de températures avec une résolution spatiale de 12,5 mm. Afin d'estimer une répartition continue du flux de chaleur en surface un a priori sur sa forme est nécessaire. Les travaux de Eich et al. [3] ont permis de définir la forme du flux de chaleur déposé sur les CFP en fonction de plusieurs paramètres comme présenté dans (1).

$$\phi(x) = \frac{\phi_m}{2} * \exp\left(\left(\frac{S}{2\lambda_q^t}\right)^2 - \frac{x-x_0}{\lambda_q^t}\right) * \text{erfc}\left(\frac{S}{2\lambda_q^t} - \frac{x-x_0}{S}\right) + \phi_{BG} \quad (1)$$

On cherche pour caractériser le flux de chaleur à estimer les paramètres en gras :

- $\phi(x)$  : Le flux de chaleur déposé dans la direction poloïdale et fonction du temps ( $\text{W/m}^2$ )
- $\phi_m$  : Le flux de chaleur maximum ( $\text{W/m}^2$ )
- $\phi_{BG}$  : Le flux de chaleur résultant du rayonnement du plasma dans la machine ( $\text{W/m}^2$ )
- $\lambda_q^t$  : La longueur caractéristique de décroissance du flux sur les composants (m)
- $S$  : Le facteur d'étalement dans la région privée (m)
- $x_0$  : La position de la dernière surface magnétique fermée (m)

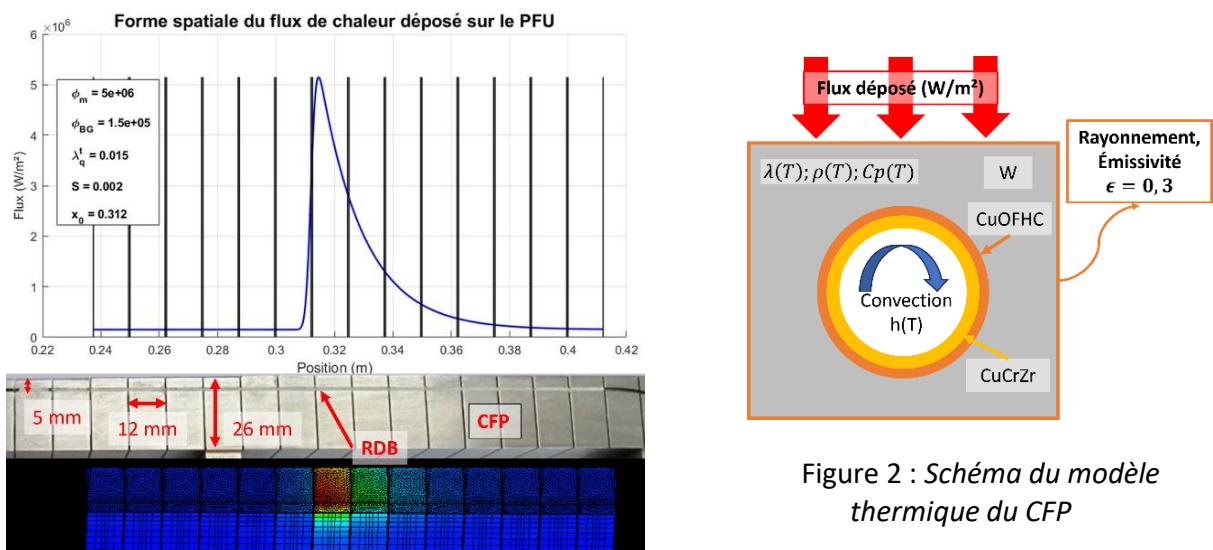


Figure 1 : Forme du flux déposé sur la surface d'un CFP, vue d'un CFP équipé d'un RDB et son modèle 3D

Cette forme de flux a été identifiée à partir de mesures par thermographie infrarouge sur plusieurs machines avec des matériaux en carbone (forte émissivité) et fait office de référence dans le domaine de la fusion et représente fidèlement les observations faites dans WEST [4].

Figure 2 : Schéma du modèle thermique du CFP

## 2.2. Analyse de sensibilité

Afin de quantifier la capacité théorique à estimer correctement les paramètres du flux de chaleur à partir de nos mesures de température, on étudie la sensibilité des températures à chacun de ces paramètres. Le modèle thermique utilisé pour calculer les températures est un modèle 3D non-linéaire (propriété thermique fonction de la température), avec de la convection fonction de la température dans le tube de refroidissement intérieur et du rayonnement sur les surfaces extérieures et stationnaires (valide pour des décharges plasmas stables supérieures à 5s, Figure 2). Afin de pouvoir comparer entre eux les résultats obtenus pour chaque paramètre entre eux on s'intéressera aux sensibilités réduites (équation 2) afin de comparer des grandeurs similaires ( $^{\circ}\text{C}$ ).

$$Z_{X_i}^* = \frac{T_{X_i+\delta X_i} - T_{cas\ ref}}{\delta X_i} * X_i \quad (2)$$

$Z_{X_i}^*$  est la sensibilité réduite des températures au paramètre  $X_i$ ,  $i=1$  à 4 ou 5, les températures à la position des capteurs pour chaque cas sont notées  $T_{cas\ ref}$ , les températures après variation d'un paramètre de 1% sont notées  $T_{X_i+\delta X_i}$  et  $\delta X_i$  est la variation du paramètre  $X_i$ . La sensibilité des températures aux différents paramètres est fonction de la valeur de ces derniers rendant le problème inverse non-linéaire. On définit donc une centaine (104) de cas représentatif des flux de chaleur attendus dans WEST (Tableau 1).

$\phi_m$	$\phi_{BG}$	$\lambda_q^t$	$S$	$x_0$
MW/m <sup>2</sup>	kW.m <sup>2</sup>	mm	mm	mm
5	150	5 ; 10 ; 15 ; 20	2 ; 5	306 – 318 (tous les mm)

Tableau 1 : Valeurs des différents paramètres de forme du flux de chaleur

La Figure 3 présente les sensibilités réduites calculées pour chaque capteur et pour un jeu de paramètres du flux (indiqués sur la figure) avec en abscisses le numéro du réseau de Bragg.

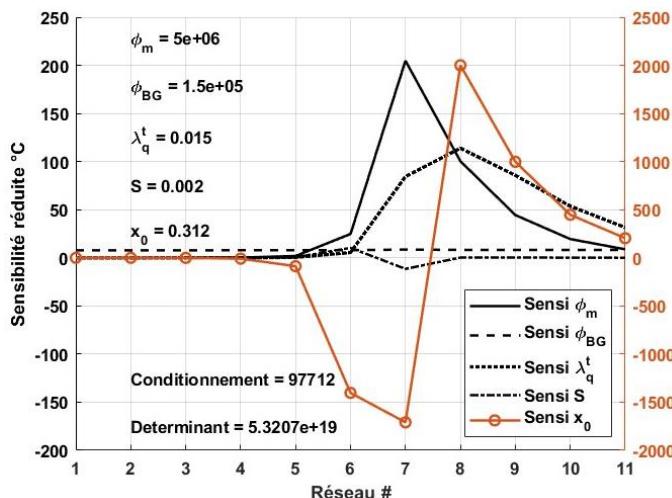


Figure 3 : Sensibilité réduite pour chaque paramètre (échelle à gauche) (-) :  $Z_{\phi_m}^*$ , (-.-) :  $Z_{\phi_{BG}}^*$ , (...) :  $Z_{\lambda_q^t}^*$ , (----) :  $Z_S^*$ , (-o-) :  $Z_{x_0}^*$  (échelle à droite)

Dans la suite deux cas sont considérés, le premier où 5 paramètres ( $\phi_m, \phi_{BG}, \lambda_q^t, S$  et  $x_0$ ) sont estimés et le second où  $S$  est supposé connu et  $\phi_m, \phi_{BG}, \lambda_q^t$  et  $x_0$  sont les paramètres estimés. Ce choix est motivé par la possibilité d'estimer autrement ce paramètre (par mesure infrarouge) et de simplifier l'estimation des autres paramètres.

En bas à gauche de la figure est indiquée la valeur du conditionnement et du déterminant qui seront discutés dans la partie 2.3. On note que la sensibilité réduite du paramètre  $x_0$  est d'un ordre de grandeur supérieur par rapport aux autres paramètres. La Figure 3 montre ainsi que la variation de 1% de chaque paramètre produit bien un effet mesurable sur les échauffements. Il n'y a pas de corrélation flagrante (2 à 2) entre les sensibilités aux différents paramètres. De plus le déterminant de  $Z^{*t} Z^*$  est grand ce qui nous indique que la matrice est bien non-singulière. Plusieurs autres indicateurs quantitatifs sont présentés à la section suivante.

### 2.3. Optimisation du problème inverse à résoudre

On a confirmé dans la partie 2.2 la faisabilité de l'inversion en s'assurant que la matrice de sensibilité était non singulière. On souhaite désormais quantifier la confiance relative que l'on peut attendre de nos estimations. Pour cela il existe dans la littérature plusieurs indicateurs permettant de quantifier cette information [5]. Ces indicateurs sont basés sur la matrice « d'amplification des erreurs »  $P^*$  calculée à partir des sensibilités réduites et que l'on multiplie par la variance du bruit de mesure supposé gaussien  $\sigma_\epsilon^2$  (ici 0,1 °C bruit de mesure de la chaîne d'acquisition des données dans WEST) pour obtenir la matrice de covariance relative  $C^*$  dont les éléments diagonaux contiennent les carrés des écart types relatifs associées à chacun des paramètres estimés.

$$C^* = \sigma_\epsilon^2 * P^* \text{ avec } P^* = [Z^{*t} Z^*]^{-1} \quad (3)$$

Pour un bruit  $\sigma_\epsilon^2$  et un niveau de confiance  $1 - \alpha = 95,4\%$  ( $\alpha$  : niveau de signification statistique) fixé, la taille caractéristique  $r_{caract}$  de la région de confiance (hyper-ellipsoïde de dimension  $n=4$  ou  $n=5$ ) est donnée par l'équation (4) [5] avec  $\sqrt{\chi^2_{1-\alpha}(4)} = 3,113$  et  $\sqrt{\chi^2_{1-\alpha}(5)} = 3,359$  (donné par exemple par `chi2inv(1-alpha, n)` dans Matlab®). Il s'agira de minimiser cet indicateur :

$$r_{caract} = \frac{\sqrt{\chi^2_{1-\alpha}(n)} * \sigma_\epsilon}{[\det(Z^{*t} Z^*)]^{\frac{1}{2n}}} \quad (4)$$

Le conditionnement de  $[Z^{*t} Z^*]$  (équation 5), avec  $\lambda_{max}$  et  $\lambda_{min}$  respectivement la plus grande et la plus petite valeur propre de  $[Z^{*t} Z^*]$ , représente l'étirement de l'ellipsoïde formé par la région de confiance (carré du ratio grand axe/petit axe).

$$cond(Z^{*t} Z^*) = \frac{\lambda_{max}(Z^{*t} Z^*)}{\lambda_{min}(Z^{*t} Z^*)} \quad (5)$$

Il traduit le déséquilibre de la qualité d'estimation des différents paramètres, dû à des déséquilibres d'amplitude de leur sensibilité réduite. Dans le cas idéal cet indicateur devrait tendre vers 1 (région de confiance sphérique), on cherche à minimiser sa valeur. Finalement l'indicateur de A-optimalité est la moyenne des écarts type en % que l'on peut espérer lors de l'estimation de chaque paramètre, cet indicateur est calculé à l'aide de la diagonale de  $C^*$ . On cherche à minimiser cet indicateur. Ces trois indicateurs (taille caractéristique de la région de confiance, conditionnement et A-optimalité) vont nous permettre de quantifier la qualité d'estimation attendue pour les 104 jeux de paramètres.

Les Figure 4 et Figure 5 résument les résultats de l'étude pour les deux cas (avec et sans estimation de  $S$  respectivement en bleu et orange) et tous les jeux de paramètres. La Figure 4 présente en échelle logarithmique la taille caractéristique de l'hyper-ellipsoïde  $r_{caract}$  (en ordonnée) en fonction du conditionnement  $cond(Z^{*t} Z^*)$  (en abscisses) pour chaque jeu de paramètres. La population « Sans estimation S » (**x oranges**) a des valeurs de  $r_{caract}$  légèrement inférieures à la population « Avec estimation du S » (**+ bleus**). Pour le conditionnement les valeurs de la population « Avec » vont de  $\sim 10^5$  à  $\sim 10^{10}$ , tandis que la valeur maximale du conditionnement pour la population « Sans » est de  $\sim 10^6$ . La Figure 4 montre donc l'intérêt de ne pas estimer le paramètre  $S$  s'il est possible de le déterminer autrement. La Figure 5 confirme également cette observation en illustrant que le critère d'A-optimalité est bien inférieur lorsque l'on n'estime pas le paramètre  $S$  et ce de plusieurs ordres de grandeurs suivant les cas. On rappelle que le critère A-optimalité représente la moyenne des écart type en % que l'on peut attendre lors de l'estimation de chaque paramètre. On observe notamment que, sans

estimer  $S$ , cet écart type moyen dépasse rarement 1% et est souvent proche de 0.2%. Les résultats de cette étude démontrent l'intérêt de n'estimer que 4 paramètres et de fixer le paramètre  $S$ . Pour la suite nous fixons la valeur du paramètre  $S$  à 2 mm qui est une valeur provenant d'analyse infrarouge réalisée sur WEST [6].

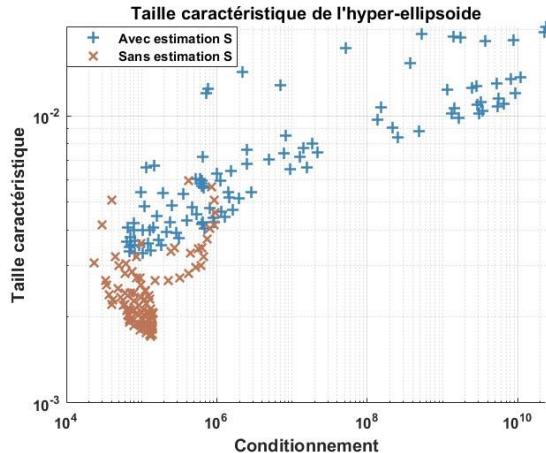


Figure 4 : Taille caractéristique de la région de confiance en fonction du conditionnement pour les deux cas (avec estimation  $S$  : « + » bleus, sans estimation du  $S$  : « x » oranges) et chaque jeu de paramètres

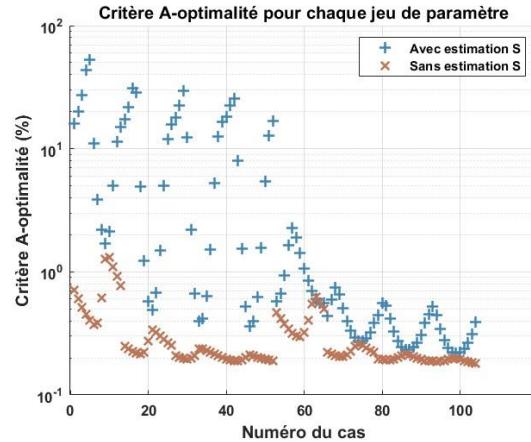


Figure 5 : Comparaison du critère A-optimalité pour les deux cas (avec estimation  $S$  : « + » bleus, sans estimation du  $S$  : « x » oranges) et chaque jeu de paramètres

### 3. Utilisation de l'IA pour la résolution de problèmes inverse

#### 3.1. Développement du réseau de neurones

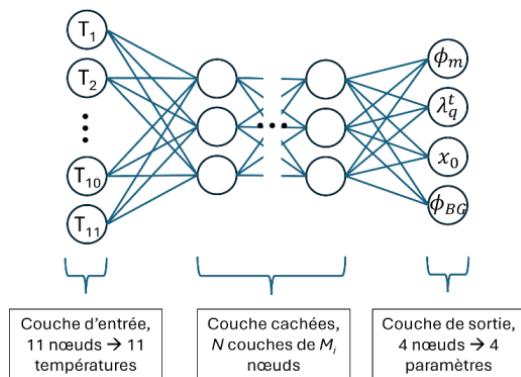


Figure 6 : Schéma d'un perceptron multicouche complètement connecté

On a vu dans la partie 2.3 l'intérêt de fixer la valeur du paramètre  $S$  et de concentrer l'estimation sur les 4 paramètres restants, caractérisant la distribution spatiale du flux de chaleur. L'estimation devant avoir lieu entre décharges plasma lors de sessions expérimentales l'estimation doit être rapide (temps inférieur à 10 min) tout en tenant compte des différentes non-linéarités de nos problèmes direct et inverse. Pour cela nous avons fait le choix de développer un réseau de neurones afin de créer un « modèle inverse » ayant pour entrées les 11 valeurs de température et pour sortie la valeur des 4 paramètres définissant le flux de chaleur.

Ce genre de problèmes est appelé problème de régression et est généralement résolu en utilisant un réseau de neurones de type « perceptron multicouches » [7] dont le schéma de fonctionnement est illustré par la Figure 6. Le réseau possède donc 11 noeuds en entrée pour les 11 mesures de température, 4 noeuds en sortie pour les 4 paramètres, le nombre de couches cachées et de noeuds sont ajustés afin d'obtenir les meilleures performances lors de l'estimation. Le réseau présentant les meilleures performances comporte  $N=8$  couches cachées et un nombre  $M_i$  de noeuds pour chacune allant de  $M_1=1024$  à  $M_8=128$  (première couche,  $M_1=1024$ , couches 2 à 6  $M_2-6=512$ ,  $M_7=256$  et  $M_8=128$ ). Les données utilisées pour l'entraînement du réseau sont générées à partir du modèle 3D non-linéaire et stationnaire du composant [2]. Un ensemble de

flux de chaleur représentatifs de WEST est défini puis les températures à la position des capteurs sont calculées en régime permanent. Les valeurs des paramètres sont résumées dans le Tableau 2.

	$\phi_m$ (MW/m <sup>2</sup> )	$\phi_{BG}$ (MW/m <sup>2</sup> )	$\lambda_q^t$ (mm)	$S$ (mm)	$x_0$ (mm)
Valeurs des paramètres	0,1 puis 0,5 → 10 tous les 0,5	0 → 0,125 tous les 0,25	5 → 50 tous les 2,5 mm	2	275 → 362 tous les ~4 mm

Tableau 2 : Valeurs des paramètres du flux pour la base de données d'entraînement de l'IA

La base de données complète comporte plus de 55 000 cas qui sont répartis aléatoirement dans les données d'entraînement, de validation et de test [7] avec 70% des cas pour l'entraînement (39 100 cas), 15% pour la validation (9 879 cas) et 15% pour les tests (9 879 cas). Le développement et l'entraînement du réseau a lieu avec l'architecture Keras/TensorFlow [8]. Une fois l'entraînement réalisé (plusieurs jours de calculs) on peut prédire la valeur des paramètres en fonction des mesures de températures en l'espace de quelques ms. Afin de valider les performances de l'IA les valeurs des paramètres prédites par l'IA sont utilisées pour recalculer la température à la position des capteurs. Les températures recalculées en 1 à 2 minutes par le modèle thermique sont comparées aux températures de référence et l'écart quadratique moyen normalisé par la température maximale est calculé comme indicateur de performances pour chaque cas.

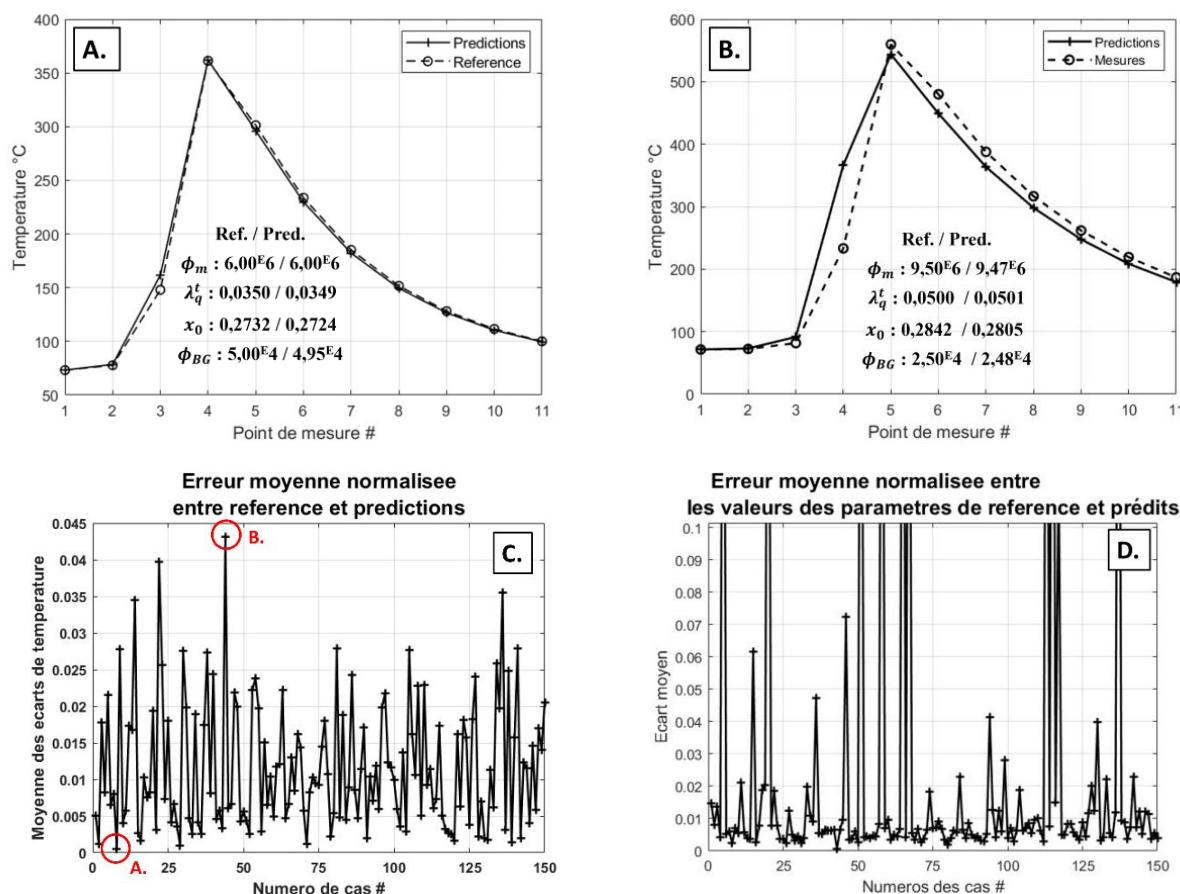


Figure 7 : Validation numérique des performances de l'IA. **A.** : comparaison entre estimation et référence pour le meilleur résultat de l'estimation, **B.** comparaison entre estimation et référence pour le pire résultat de l'estimation, **C.** écart moyen entre référence et estimation normalisé par la température maximum, **D.** moyenne des écarts moyens entre les paramètres prédicts et de référence

Les résultats de la validation numérique sont présentés dans les Figure 7 A., B., C. et D.. La Figure 7 A. présente la comparaison entre températures recalculées et températures de références pour un cas correctement estimé. On voit que la forme de l'échauffement est bien retrouvée par le réseau de neurones (1% d'erreur au maximum pour le  $\phi_{BG}$ ). La Figure 7 B. présente le pire résultat obtenu pour la prédiction. L'écart de valeur entre les paramètres reste faible cependant l'impact sur les températures mesurées est plus clairement visible. La Figure 7 C. présente pour 150 cas recalculés de la population de test, l'erreur moyenne entre estimation et référence normalisées par la température max afin de s'affranchir des écarts de puissance entre les différents cas et avoir ainsi un indicateur de comparaison. Les cas A. et B. discuté précédemment sont entourés en rouge. On voit que l'erreur moyenne sur les estimations est inférieure à 5% de l'échauffement max et avec l'essentiel des cas pour lesquels l'écart est inférieur à 2% (moyenne 1.25%) validant l'entraînement du réseau. On remarque également sur la figure D. des écarts plus importants (jusqu'à 25%) dans la valeur des paramètres prédit par le réseau. Ces écarts sont dû à l'estimation du flux ambiant dont la sensibilité et l'intensité est moindre mais qui affecte peu les températures calculées.

### 3.2. Résultats du réseau de neurones sur des cas expérimentaux

On dispose des mesures de températures pour une 40<sup>aîne</sup> de décharges réalisées lors de la campagne expérimentale de janvier à avril 2023. Le réseau développé dans la partie 3.1 est utilisé pour prédire en une centaine de ms la valeur des 4 paramètres  $\phi_m$ ,  $\phi_{BG}$ ,  $\lambda_q^t$  et  $x_0$  à partir de ces mesures. Pour évaluer la pertinence des prédictions, on calcule à l'aide du modèle thermique (1 à 2 minutes de calculs) les températures obtenues avec les paramètres prédits par notre réseau de neurones, les résultats sont présentés dans les Figure 8 A., B. et C.. Avec cette méthode on estime donc le flux de chaleur en 1 à 2 minutes ce qui rend son utilisation compatible avec le délai entre deux plasmas (10<sup>aîne</sup> de minute).

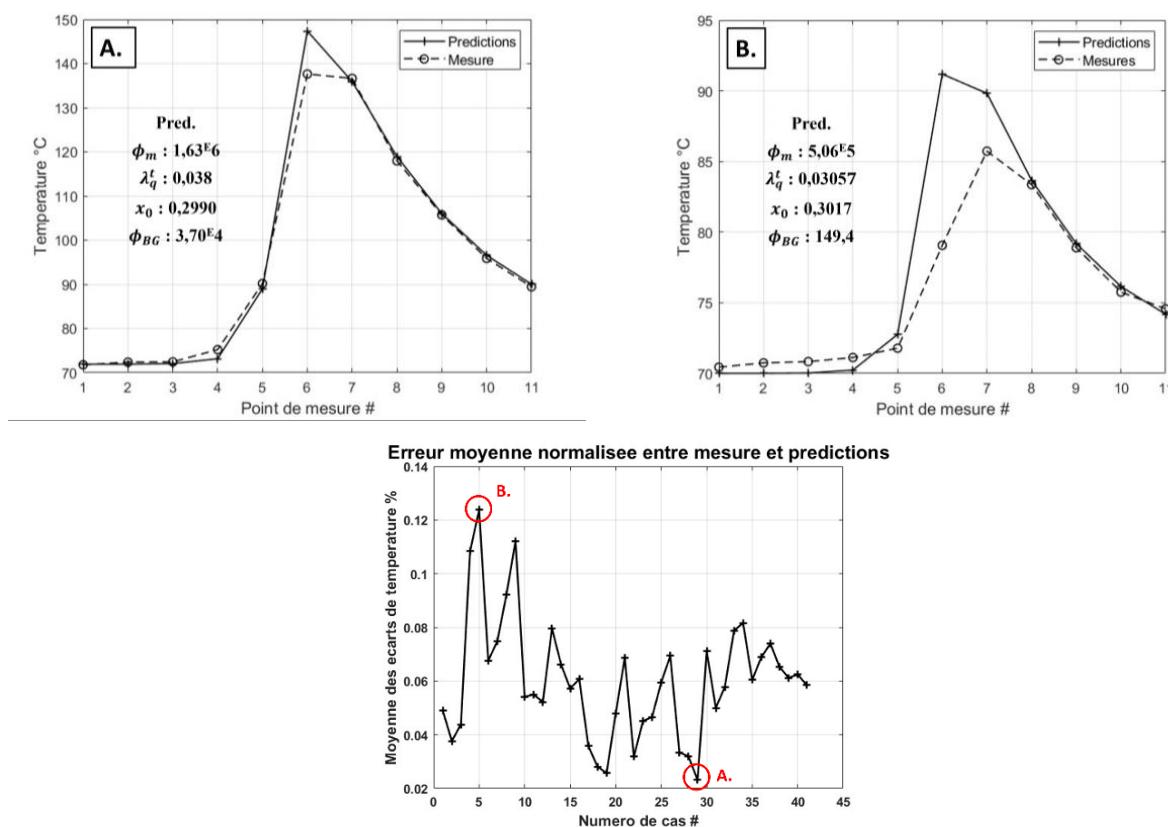


Figure 8 : Evaluation des performances de l'IA sur des données expérimentales : comparaison entre prédictions et mesures A. pour le meilleur résultat, B. pour le pire résultat, C. écart moyen entre mesures et prédictions normalisé par la température maximum

Comme pour les figures de la partie 3.1, les Figure 8 **A.** et **B.** présentent respectivement, la meilleure et moins bonne prédition. Contrairement à la validation numérique, on remarque ici qu'on ne parvient jamais à retrouver parfaitement la bonne forme de flux, comme le montre les écarts de températures issus de ce dernier sur la Figure 8 **A.**. Ce résultat n'a rien de surprenant compte tenu des hypothèses simplificatrices, notamment sur l'état stationnaire (petits mouvements du plasma ou variation d'intensité dans le cas expérimental) mais également sur la distribution du flux surfacique qui reste une forme empirique. Néanmoins la Figure 8 **C.** présente des écarts moyens normalisés entre mesures et prédictions légèrement supérieurs aux écarts obtenus sur les cas numériques. On a pour les 40 cas étudiés une erreur quadratique moyenne proche de 10 % de la température maximale pour des décharges provoquant des échauffements de 15 °C à presque 200 °C ce qui montre la robustesse de cette méthode d'estimation sur une grande variété de plasma. Ces résultats encourageants permettent l'utilisation de ce réseau de neurones lors de la prochaine campagne expérimentale de WEST.

## 4. Conclusion

Dans cet article le développement et l'utilisation de l'IA pour la résolution de problème inverse en thermique sont présentés après avoir validé la faisabilité de cette estimation avec une analyse de sensibilité. Cette dernière a permis de démontrer la faisabilité de l'inversion et l'intérêt de n'estimer que 4 des 5 paramètres du problème afin de maximiser la confiance dans les résultats. Un réseau de neurone de type perceptron multicouche a ensuite été développé pour répondre à notre problématique et estimer la valeur de 4 paramètres nécessaires à définir la forme d'un flux de chaleur en surface à partir de mesures de températures enfouies dans les composants face au plasma du tokamak WEST. Cette IA permet de retrouver les températures mesurées par les RDBs lors de sessions expérimentales avec une précision moyenne inférieure à 10 % et avec un faible temps de calcul. Ce résultat démontre l'intérêt de l'IA dans la résolution de problèmes inverse en thermique. Cependant l'usage de ces nouveaux outils impose une certaine vigilance à avoir vis-à-vis des résultats. Tout d'abord le fonctionnement en « boite noire » des réseaux de neurones demande de développer une méthode de validation des estimations. Dans cet article un calcul direct utilisant les valeurs estimées des 4 paramètres est réalisé puis en regardant les écarts entre température mesurées et calculées sont étudiés pour valider l'estimation. Il est aussi important de souligner que l'IA est complètement dépendante des données utilisées pour son entraînement et que l'on introduit donc un biais avec celles-ci. Il est donc nécessaire de s'assurer que ces données sont cohérentes et représentatives du problème à résoudre puisque l'IA ne fera ensuite qu'interpoler entre celles-ci.

## Références

1. [Bucalossi, J. et al \(2014\). \*Fusion Engineering and Design\*, 89\(7–8\), 907–912.](#)
2. [Anquetin, Y. et al \(2023\). \*Fusion Engineering and Design\*, 190, 113480.](#)
3. [Eich, T. et al \(2011\). \*Physical Review Letters\*, 107\(21\), 215001.](#)
4. [Gaspar, J. et al \(2021\). \*Nuclear Fusion\*, 61\(9\), 096027.](#)
5. Beck, J. V., & Arnold, K. J. (1977). *Parameter estimation in engineering and science*. New York: Wiley.
6. [Tichit, Q. et al \(2023\). \*Nuclear Materials and Energy\*, 37, 101537.](#)
7. Chollet, F. (2018). *Deep learning with Python*. Shelter Island, New York: Manning Publications Co.
8. TensorFlow, Keras. (n.d.). *TensorFlow*. from <https://www.tensorflow.org/guide/keras?hl=fr>

# Défis et Innovations en Thermique des Semi-Conducteurs WBG : Modélisation Dynamique et Validations Expérimentales

**Mohammed Riadh BERRAMDANE<sup>1-2\*</sup>, Alexandre BATTISTON<sup>1</sup>, Michele BARDI<sup>1</sup>, Nicolas BLET<sup>2</sup>, Benjamin REMY<sup>2</sup>, Matthieu URBAIN<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> IFP Energies nouvelles, 1 et 4 avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil Malmaison, France  
Institut Carnot IFPEN Transports Energie

<sup>2</sup>Laboratoire Energies et Mécanique Théorique et Appliquée – Université de Lorraine, Centre National de la Recherche Scientifique  
2 Av. de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy

\*(auteur correspondant : [mohammed-riadh.berramdane@ifpen.fr](mailto:mohammed-riadh.berramdane@ifpen.fr))

**Résumé** - Face aux défis de la gestion thermique dans les semi-conducteurs à large bande interdite (WBG), notre étude a d'abord consisté en une simulation FEM en régime permanent pour extraire un modèle thermique permettant d'évaluer le comportement du composant en régime dynamique. Pour améliorer cette prévision, nous avons ensuite estimé la température en utilisant la même simulation FEM, mais avec l'approche ARX. Cette méthode innovante a finalement été validée par des résultats expérimentaux, démontrant son efficacité dans la prédiction précise de la température.

## Nomenclature

$A_{\text{eff}}$	surface effective, m <sup>2</sup>	$T$	température, K
$a$	longueur, m	$R_{th}$	résistance thermique, K.W <sup>-1</sup>
$b$	largeur, m	$C_{th}$	capacité thermique spécifique, J. kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$d$	épaisseur, m	$\rho$	densité, kg. m <sup>-3</sup>
$\lambda$	conductivité thermique, W. m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$e$	erreur

## 1. Introduction

Dans le secteur de l'électronique de puissance, l'avènement des semi-conducteurs à large bande interdite (WBG) a introduit des défis inédits, principalement en termes de gestion thermique. Ces composants, fonctionnant à des fréquences de commutation élevées et sous des courants intenses, génèrent des densités de pertes significatives (la quantité de puissance perdue par unité de volume), entraînant une augmentation critique de la température de jonction [1],[2]. Un aspect particulier de ces semi-conducteurs est leur épaisseur, mesurée en micromètres ( $\mu\text{m}$ ), qui, combinée à l'épaisseur des cartes électroniques de puissance sur lesquelles ils sont montés, pose un défi considérable pour les simulations thermiques. De plus, l'accès aux données précises sur les propriétés physiques des matériaux est souvent difficile, ajoutant un niveau supplémentaire de complexité.

Pour relever ces défis, notre étude propose une méthode innovante basée sur la simulation en éléments finis (FEM) en régime permanent. Cette approche vise à élaborer un modèle nodal RC détaillé, capable de reproduire le comportement dynamique des semi-conducteurs WBG et de leur environnement sur la carte électronique. En outre, nous explorons l'utilisation de modèles autorégressifs à variables exogènes (ARX) pour une estimation encore plus précise, sans tenir compte des disparités d'épaisseur des composants et des propriétés physiques des matériaux.

## 2. Modèle Thermique Dynamique Basé sur une Simulation FEM en Régime Stationnaire

### 2.1. Problématique

Dans le domaine de l'électronique de puissance, une modélisation précise du comportement thermique des semi-conducteurs est essentielle pour optimiser leur performance et leur fiabilité. Parmi les modèles de réseau thermique RC utilisés, le modèle de Cauer est particulièrement pertinent (figure 1) [3]. Ce modèle se distingue par l'utilisation d'éléments R-C individuels pour représenter chaque couche de matériau. Un aspect clé de ce modèle est la possibilité de formuler mathématiquement la résistance thermique  $R_{th}$  (Eq. (1)) et la capacité thermique  $C_{th}$  (Eq. (2)) [3]. Cependant, la détermination de l'angle de diffusion  $\theta$ , un paramètre crucial qui influence directement  $R_{th}$  et  $C_{th}$ , est complexe. L'hypothèse standard d'un angle de diffusion (un angle qui quantifie la manière dont la chaleur se répand à partir d'une source de chaleur dans un matériau (figure 2)) de 45 degrés largement utilisée dans l'état de l'art pour calculer la surface effective  $A_{eff}$  (Eq. (3)) qui réfère à la taille de la zone à travers laquelle la chaleur est dissipée dans le semi-conducteur [4], bien que pratique, n'est pas toujours adaptée, en particulier dans des configurations multicouches où les propriétés comme la conductivité thermique et l'épaisseur des couches varient. Une méthode plus précise est donc nécessaire pour capturer les variations réelles et assurer une modélisation fidèle de la dissipation thermique dans ces structures multicouches complexes.

$$R_{th} = \int_0^d \frac{1}{\lambda \cdot A_{eff}(\theta)} dz \quad (1)$$

$$C_{th} = \int_0^d c_t \cdot \rho \cdot A_{eff}(\theta) dz \quad (2)$$

$$A_{eff} = (a + 2 \cdot d \cdot \tan(\theta)) \cdot (b + 2 \cdot d \cdot \tan(\theta)) \quad (3)$$

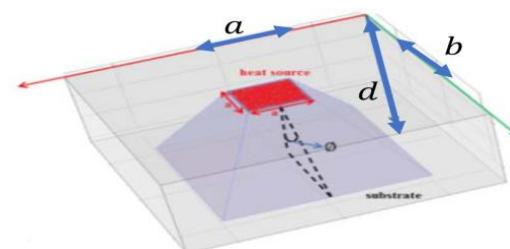
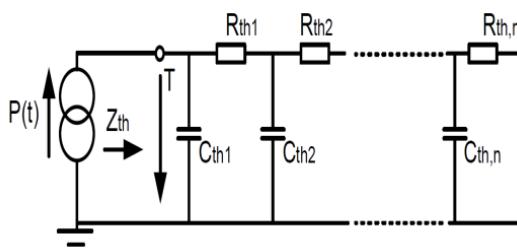


Figure 1 : Exemple de modèle de Cauer [5].

Figure 2 : Diffusion de la chaleur dans une couche [4].

### 2.2. Principe de la Méthode Proposée

L'objectif principal de notre méthode dans le cas présenté ici avec une seule puce (figure 3) est de déterminer précisément l'angle de diffusion, en se basant sur les valeurs de résistance thermique  $R_{th,FEM}$  (Eq. (4)) obtenues de la simulation FEM pour ensuite calculer la capacité thermique  $C_{th,FEM}$  (Eq. (2)). Cette approche est essentielle pour analyser le comportement thermique intrinsèque de la puce dans un contexte isolé. Nous commençons par extraire les variations de température à partir des simulations FEM de chaque couche, formant ainsi un vecteur de température en fonction de la distance (figure 3).

Le programme fonctionne par itérations, segmentant chaque couche en plusieurs surfaces pour calculer la température moyenne  $T_{Moyenne\_calculée}$  pour chacune. À partir de ces données, il calcule la résistance thermique  $R_{th,FEM}$  pour chaque surface, formant un vecteur de résistances thermiques. L'étape suivante consiste à calculer l'angle de diffusion géométrique

$\theta_{FEM}$  (Eq. (5)) associé à chaque résistance. La variation de  $\theta_{FEM}$  en fonction de  $R_{th,FEM}$  est illustrée par la courbe rouge de la figure 4.

Nous identifions ensuite l'ensemble des angles analytiques  $\theta$  (Eq. (1)), qui permet de retrouver les valeurs de résistance thermique calculées à partir de la simulation FEM ( $R_{th,FEM}$ ) afin de tracer la courbe en bleu (figure 4). La valeur de l'angle sélectionné est calculée par minimisation de l'erreur entre les courbes FEM et analytiques et optimisée par augmentation du nombre d'itérations, pour une précision maximale.

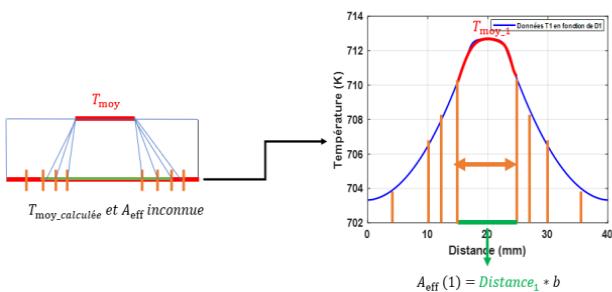


Figure 3 : schéma représentatif de la variation de la température en fonction de la distance

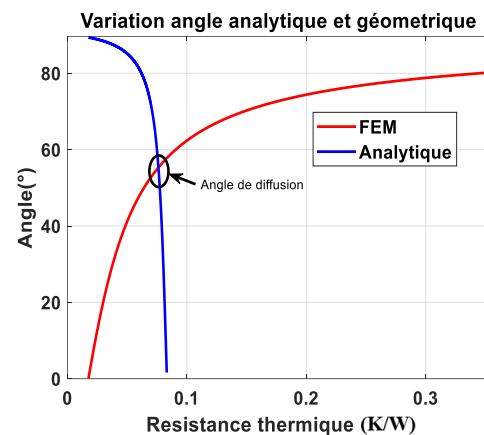


Figure 4 : Détection de l'angle de Diffusion

$$R_{th,FEM} = \frac{T_{moy} - T_{moy\_calculée}}{P} \quad (4)$$

$$\theta_{FEM} = \tan^{-1} \left( \frac{\text{Distance}_{\text{calculer}} - a}{2.d} \right) \quad (5)$$

En présence de couplage thermique, où une puce adjacente affecte thermiquement la puce cible, l'approche de modélisation doit être ajustée. On suppose que l'angle de diffusion du côté non affecté par le couplage reste identique à celui obtenu sans couplage. L'angle du côté affecté par le couplage thermique est quant à lui modifié en raison de l'influence thermique mutuelle qui réduit cet angle de diffusion [6]. Les mêmes principes de la méthode établie précédemment sont appliqués, mais avec un seul angle variable ( $\theta_{coupl}$ ) et un angle fixe déterminé lors d'une simulation antérieure ( $\theta_{self}$ ), nous obtenons ainsi une nouvelle expression pour la surface effective en situation de couplage thermique ( $A_{eff\_coupl}$ ) (Eq. (6)).

$$A_{eff\_coupl} = (a + z \cdot \tan(\theta_{self}) + z \cdot \tan(\theta_{coupl})) (b + z \cdot \tan(\theta_{self}) + z \cdot \tan(\theta_{coupl})) \quad (6)$$

### 2.3. Résultats de Simulation

Dans une simulation COMSOL 3D configurée pour émuler un environnement 2D, nous avons attribué une profondeur uniforme aux différentes couches et modélisé deux puces adjacentes espacées de 4 mm sur une carte électronique de puissance (figure 6), en utilisant les propriétés matérielles définies dans le tableau 1. Un système de refroidissement fixe la température de la semelle à 25 °C, et chaque puce dissipe une puissance de 50W dans un environnement à température ambiante de 25 °C. En appliquant notre méthode de modélisation, nous visons à tracer le modèle nodal RC de Cauer afin de déterminer l'évolution de la température de la couche supérieure des puces (Tj). Cette approche est comparée à une simulation COMSOL similaire, mais cette fois avec une analyse transitoire pour étudier les variations de température au cours du temps, et à un cas utilisant un angle de diffusion prédéfini de 45 degrés, pour évaluer la précision de notre méthode dans la prédiction de la température.

Couches	Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Conductivité thermique ( $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ )	Capacité thermique volumique ( $\frac{\text{MJ}}{\text{m}^3\cdot\text{K}}$ )
Sic	60	160	1.725789
Cuivre	35	380	3.4265
TIM	100	1.3	2
Aluminium	1600	210	2.45

Tableau 1 : Paramètres Pour Chaque Couche

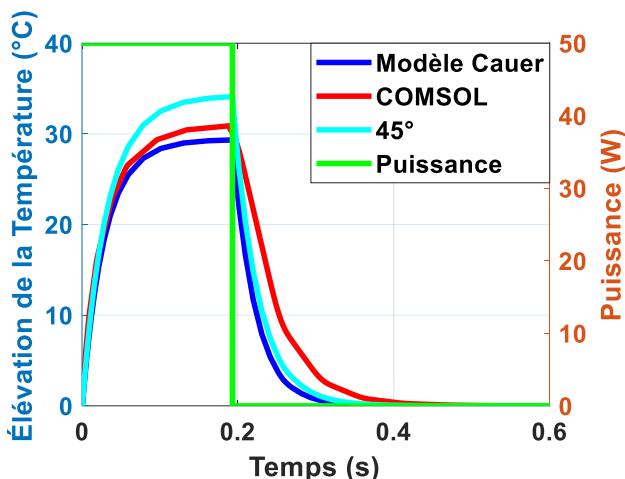


Figure 5 : Comparaison des profils de Température : Modèle thermique, COMSOL et 45°

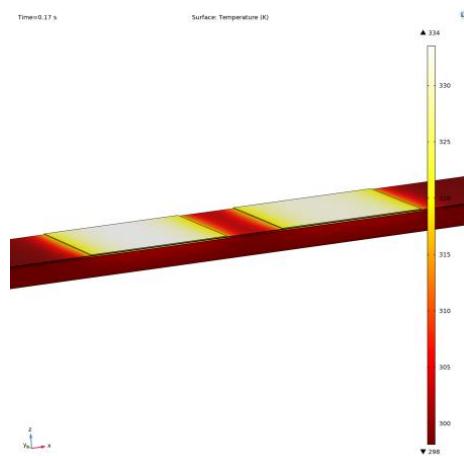


Figure 6 : Simulation Comsol

L'analyse des résultats de la figure 5 montre que la courbe générée par le modèle Cauer diffère légèrement de celle produite par COMSOL, particulièrement durant le régime transitoire, où nous observons une erreur acceptable lors de la montée de température mais qui s'accentue lors de la descente. Cette différence provient certainement d'une trop grande approximation des capacités thermiques du modèle Cauer. En termes de température maximale, notre modèle présente une erreur d'environ 5%. En comparaison, le modèle utilisant un angle de diffusion fixe à 45 degrés affiche une performance inférieure, avec une erreur estimée à 10% par rapport aux résultats COMSOL, soulignant l'importance d'une estimation précise de l'angle de diffusion. Bien que notre modèle de Cauer soit généralement fiable, ces divergences indiquent une marge pour des améliorations futures, surtout pour des applications exigeant une haute précision thermique. Il est à noter également que le modèle Cauer proposé devient complexe à construire dans un cas 3D. Il est nécessaire d'effectuer une simulation 2D dans chaque section pour extraire les angles de diffusion permettant de calculer la résistance thermique en 3D.

### 3. L'Approche ARX (AutoRegressive with eXogenous inputs model)

L'approche ARX est issue de la théorie du contrôle et de l'analyse des systèmes. Elle est conçue pour modéliser la relation dynamique entre les entrées  $u$  (variables exogènes) et les sorties  $y$  d'un système en rajoutant une perturbation extérieure souvent supposée être un bruit blanc  $e$ , en tenant compte des influences passées de la sortie et des entrées actuelles et passées. La formule générale d'un modèle ARX (Eq. (7)) peut être exprimée comme suit [7] :

$$y[k] = -\sum_{i=1}^{n_a} a_i y[k-i] + \sum_{i=1}^{n_b} b_i u[k-i-n_k+1] + e[k] \quad (7)$$

La variable  $y[k]$  représente la valeur de la variable  $y$  à l'instant  $k$ .  $\Delta t$ , où  $\Delta t$  est un pas de temps constant. Les termes  $n_a$ ,  $n_b$ , et  $n_k$  sont des entiers qui définissent respectivement l'ordre autorégressif, l'ordre exogène, et le délai d'entrée-sortie dans un modèle de système dynamique. Les paramètres  $a_i$  et  $b_i$  sont les coefficients autorégressifs et exogènes du modèle.

Dans le contexte de l'électronique de puissance, et plus précisément pour la modélisation thermique d'une puce électronique, nous pouvons conceptualiser le problème en termes de modélisation ARX, où l'excitation ou l'entrée  $u$  est représentée par la puissance  $P$  dissipée par la puce et la sortie  $y$  est la température  $T$  que nous cherchons à prédire.

$$T[k] = -\sum_{i=1}^{n_a} a_i T[k-i] + \sum_{i=1}^{n_b} b_i P[k-i-n_k+1] + e[k] \quad (8)$$

Pour déterminer les paramètres inconnus  $a_i$  et  $b_i$  du modèle ARX, nous pouvons reformuler l'équation du système sous une forme matricielle qui lie les vecteurs de température et de puissance en watts à travers une série de coefficients qui doivent être estimés.

$$\begin{matrix} T \\ \Phi \\ \Omega \\ e \end{matrix} \begin{bmatrix} T[1] \\ T[2] \\ \vdots \\ T[N] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T[0] & \cdots & T[-n_a+1] \\ T[1] & \cdots & T[-n_a+2] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ T[N-1] & \cdots & T[N-n_a] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P[0-n_k] & \cdots & P[-n_k-n_b+1] \\ P[1-n_k] & \cdots & P[1-n_k-n_b+1] \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ P[N-1-n_b] & \cdots & P[N-n_k-n_b] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} -a_1 \\ \vdots \\ -a_{n_a} \\ b_1 \\ \vdots \\ -b_{n_b} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} e[1] \\ e[2] \\ \vdots \\ e[N] \end{bmatrix} \quad (9)$$

Dans notre contexte, la matrice de données, qui incorpore les variations de température et de puissance, peut être condensée dans une forme simplifiée  $\Phi$  et  $\Omega$  représente le vecteur des paramètres inconnus du système. Pour résoudre et trouver les valeurs optimales de  $\Omega$ , nous employons la méthode des moindres carrés (Eq. (11)). Cette technique d'optimisation est bien établie pour minimiser l'erreur quadratique entre les données observées et celles prédictes par notre modèle.

$$T = \Phi \cdot \Omega + e \quad (10)$$

$$\hat{\Omega} = (\Phi(T, P)^T \Phi(T, P))^{-1} \Phi(T, P)^T T \quad (11)$$

### 3.1. Implémentation du Modèle ARX pour la Prédiction Thermique des Semi-Conducteurs

Pour calibrer notre modèle ARX, nous soumettons le semi-conducteur à un profil de puissance menant à sa température maximale puis à son retour à l'équilibre thermique. Cette séquence sert d'entrée pour notre modèle  $P_e[k]$ , avec la réponse en température comme sortie  $T_e[k]$ . Une étape de validation suit, utilisant un nouveau profil de puissance  $P_v[k]$ , différent du premier, qui sollicite la puce sur plusieurs points de fonctionnement. Les prédictions de température de notre modèle  $T_v[k]$  sont alors comparées aux températures attendues, permettant d'évaluer sa capacité à généraliser et à prédire précisément les températures. Il est à noter que d'autres variables, telle que la température de la semelle, peuvent également être intégrées si besoin en tant qu'entrées supplémentaires, offrant ainsi une modélisation plus précise.

Le processus de développement de notre modèle ARX commence par le traitement des données d'entraînement, où nous ajustons les données de température et de puissance en soustrayant la température ambiante pour nous concentrer sur la variation de température de la puce.

Nous définissons ensuite les intervalles des paramètres autorégressifs  $n_a$  et exogènes  $n_b$ , allant de 1 jusqu'aux valeurs maximales prédéfinies  $N_a$  et  $N_b$ , et le délai  $n_k$  variant de 0 à  $N_k$ . Pour chaque triplet possible de ces paramètres, nous calculons une solution  $\Omega$  et sélectionnons le triplet qui offre le meilleur ajustement (fit) (Eq. (12)) entre la température prédictive  $T_{ARX,e}$  et la température réelle observée  $T_e[k]$ . En tenant compte des bruits de mesure on utilise une méthode de régularisation via la décomposition en valeurs singulières SVD.

Après avoir choisi le modèle initial, nous entamons la phase de validation. Durant cette étape, nous appliquons le modèle sélectionné pour prédire la température  $T_{ARX,v}$  en fonction d'une nouvelle série de données d'entrée. Cela nous permet de vérifier si le modèle est capable de généraliser au-delà des données d'entraînement et d'éviter le surajustement en se basant uniquement sur le fit, qui pourrait amener à un bon ajustement sur les données d'entraînement mais une performance médiocre sur les données de validation. Si nous identifions un surajustement ou un mauvais ajustement durant la validation, nous revenons à l'étape de définition des paramètres, ajustant le nombre de ces derniers pour améliorer la généralisation du modèle (figure 7). Cette boucle itérative est guidée à la fois par la qualité de l'ajustement ou par le critère d'information d'Akaike (AIC), nous aidant à équilibrer la complexité du modèle et la précision de la prédiction.

$$\hat{f}_t = 100 \left( 1 - \frac{|y - \hat{y}|}{|y - \text{mean}(y)|} \right) \quad (12)$$

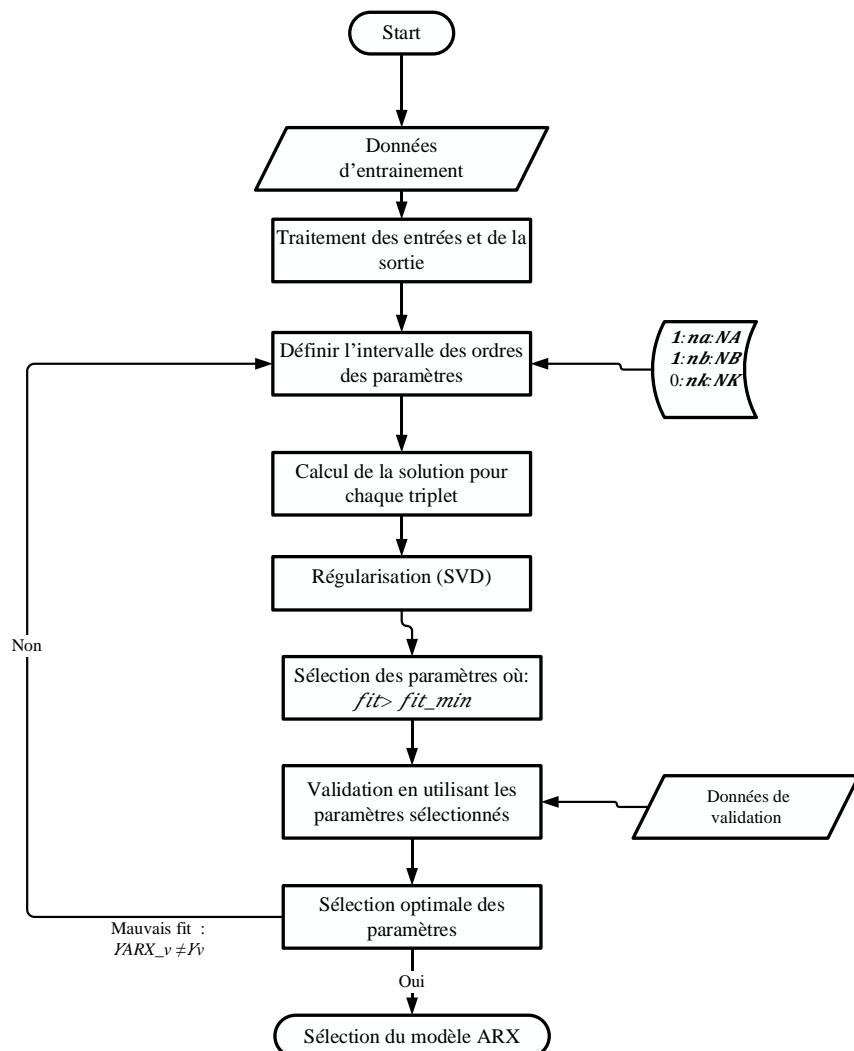


Figure 7 : Processus Itératif de Développement et de Validation du Modèle ARX

### 3.2. Intégration du Modèle ARX : Analyse Combinée des Simulations FEM et Validation Expérimentale

#### 3.2.1. Simulation FEM pour la Validation du Modèle ARX

Pour la première phase d'application du modèle ARX, nous nous appuyons sur des simulations COMSOL préalablement réalisées. L'objectif est de mettre au point un modèle ARX qui prédit la température en fonction de la puissance de la puce. La puissance dissipée par la puce est utilisée en tant qu'entrée du modèle, et la sortie est définie par la température moyenne de la couche superficielle, simulant ainsi la température de jonction.

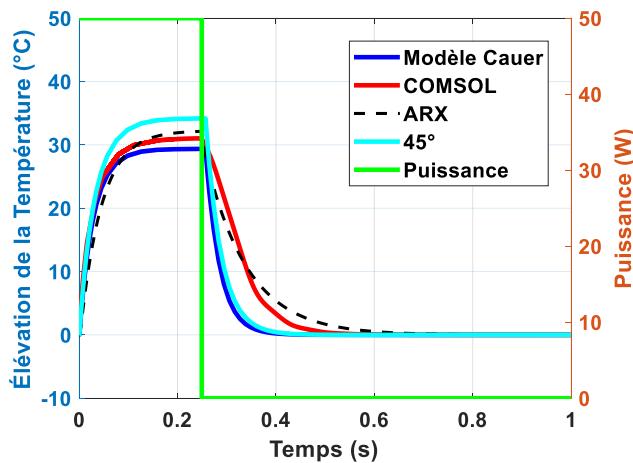


Figure 8 : Comparaison des profils de température : Modèle thermique, COMSOL et 45° et ARX

La comparaison avec les résultats précédents (figure 8) démontre l'efficacité supérieure de l'ARX à simuler les dynamiques thermiques par rapport aux modèles RC traditionnels (Ici on utilise l'identification aussi pour la validation), assurant des prédictions précises des températures pour les semi-conducteurs.

#### 3.2.2. Phase Expérimentale : Validation du Modèle ARX en Conditions Réelles

Dans notre configuration expérimentale, nous utilisons deux cartes électroniques, chacune contenant quatre puces SiC UJ4SC075011B7S disposées en deux paires parallèles, formant ainsi un bras d'onduleur. Ces cartes sont connectées pour créer un pont en H, où la distance variable entre les puces sur les deux cartes nous permet d'explorer l'effet du couplage thermique. On s'attend à observer des variations de température en fonction de cette distance (figures 9/10).

L'élément clé de notre expérimentation est l'utilisation de capteurs de température à coefficient de température négatif (CTN) placés sur chaque carte proche de la puce SiC. Ces capteurs fournissent des données de température, essentielles pour l'utilisation du modèle ARX dans l'identification des caractéristiques thermiques des puces.

Pour simuler des conditions opérationnelles réalistes, nos composants SiC sont soumis à un courant maximal de 60A et commandés en PWM, avec une charge inductive dans une configuration de pont en H permettant l'inversion de la polarité (figure 11). Cette configuration utilise une source de tension continue de 20V et une fréquence de commutation de 15 kHz.

En plus de la configuration expérimentale décrite, nous appliquons deux profils distincts pour l'entraînement et la validation du modèle ARX. Ces profils, basés sur les mêmes principes expliqués précédemment, sont employés pour estimer la température mesurée par les capteurs CTN à partir des données de puissance appliquée aux puces.

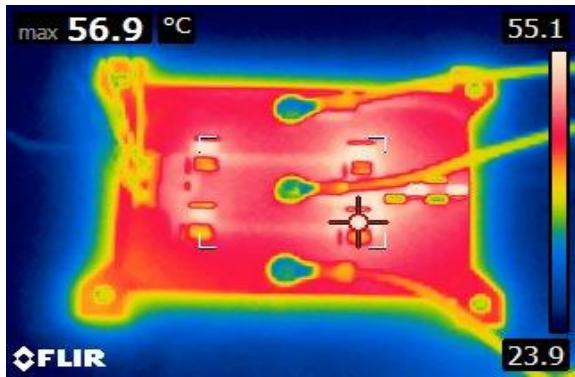


Figure 9 : Carte 1 avec puces éloignées.

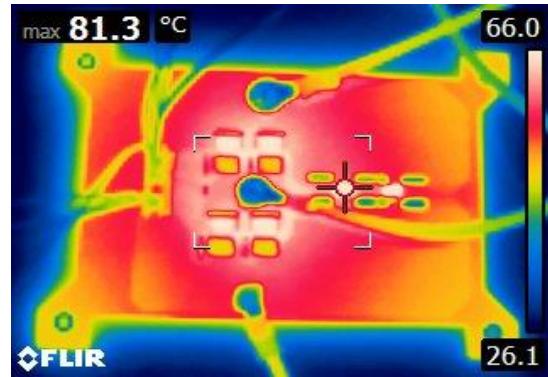


Figure 10 : Carte 2 avec puces proches

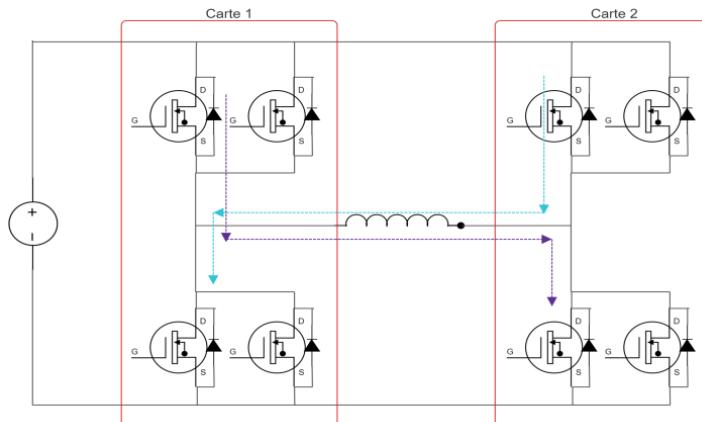


Figure 11 : Schéma électrique du pont en H.

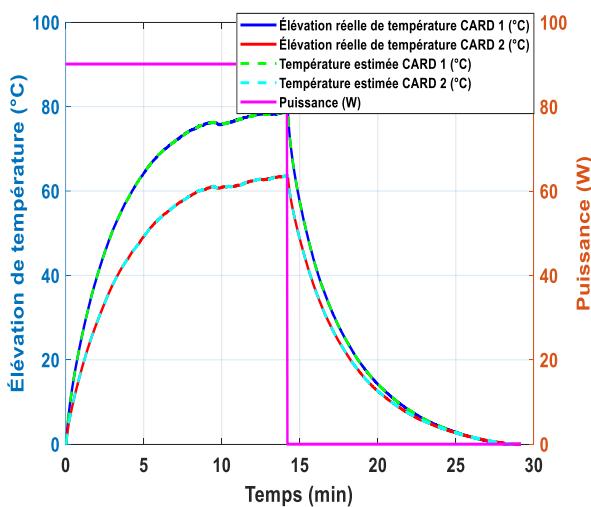


Figure 12 : Identification du modèle ARX.

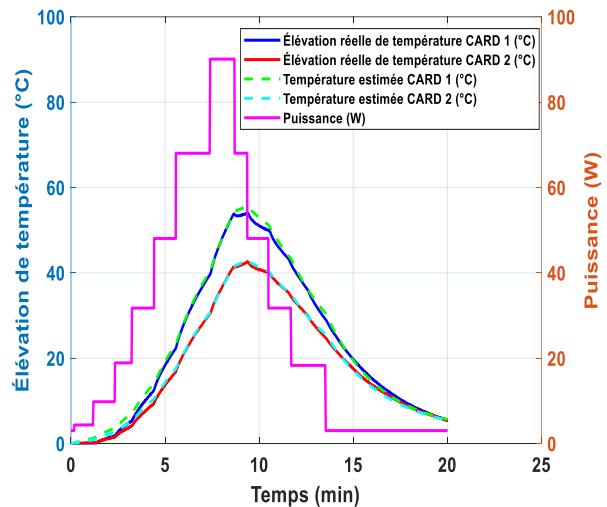


Figure 13 : Validation du modèle ARX.

D'après l'analyse des figures 9 et 10, il est clair que la carte avec des puces plus rapprochées présente un point chaud significativement plus élevé par rapport à l'autre carte, avec une différence de température d'environ 20°C. Les figures 12 et 13, qui illustrent la variation de la température en fonction du temps pour les deux capteurs CTN selon les profils de puissance utilisés durant les phases d'entraînement et de validation, confirment également cette augmentation de température.

L'application de l'identification du modèle ARX, en tenant compte des bruits de mesure et en recourant à une méthode de régularisation via la décomposition en valeurs singulières (SVD) pour la régularisation de la matrice  $\Phi$  amène à des résultats prometteurs. Après la décomposition SVD,  $\Phi$  est exprimée comme le produit de trois matrices :  $U$ ,  $\Sigma$  et  $V^T$ , où  $U$  et  $V$  sont des matrices orthogonales contenant les vecteurs propres, et  $\Sigma$  est une matrice diagonale composée des valeurs singulières de  $\Phi$ . Les valeurs singulières dans la matrice  $\Phi$  sont classées par ordre décroissant, les valeurs singulières plus faibles tendent à correspondre au bruit. En ajustant ces dernières à zéro, on peut filtrer le bruit et affiner la matrice  $\Phi$ .

Nous avons obtenu un ajustement presque parfait, proche de 100 %, pour la phase d' entraînement et d'environ 96 % pour la phase de validation. Ces résultats démontrent l'efficacité du modèle ARX pour estimer avec précision la température de jonction, sans avoir une connaissance approfondie des propriétés physiques et thermiques des matériaux, simplement à partir de mesures. Cette précision élevée souligne la pertinence du modèle ARX dans le contexte de l'électronique de puissance.

## 4. Conclusion

Cette étude a bien illustré l'efficacité du modèle ARX dans la modélisation de la température des semi-conducteurs WBG, en s'appuyant sur des simulations FEM et des expérimentations pratiques. L'utilisation de profils de puissance spécifiques pour l' entraînement et la validation renforce la précision du modèle, surtout dans le contexte expérimental. Les résultats démontrent que le modèle ARX, complété par une méthode de régularisation, offre des prédictions précises et fiables, surpassant dans notre cas les modèles thermiques RC traditionnels. Cette recherche contribue à la modélisation thermique en électronique de puissance, offrant une méthode viable pour estimer la température sans connaissance détaillée des propriétés matérielles.

## Références

- [1] C. Qian et al., « Thermal Management on IGBT Power Electronic Devices and Modules », IEEE Access, vol. 6, p. 12868-12884, 2018, doi: 10.1109/ACCESS.2018.2793300.
- [2] P. Birbarah et al., « Water immersion cooling of high power density electronics », International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 147, p. 118918, févr. 2020, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118918.
- [3] X. Yang, K. Heng, X. Dai, X. Wu, et G. Liu, « A Temperature- Dependent Cauer Model Simulation of IGBT Module With Analytical Thermal Impedance Characterization », IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics, vol. 10, no 3, p. 3055-3065, juin 2022, doi: 10.1109/JESTPE.2021.3128017.
- [4] Y. Xu et D. C. Hopkins, « Misconception of thermal spreading angle and misapplication to IGBT power modules », in 2014 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition - APEC 2014, mars 2014, p. 545-551. doi: 10.1109/APEC.2014.6803362.
- [5] Wu, Rui & Wang, Huai & Pedersen, Kristian & Ma, Ke & Ghimire, Pramod & Iannuzzo, Francesco & Blaabjerg, F.. (2016). A Temperature-Dependent Thermal Model of IGBT Modules Suitable for Circuit-Level Simulations. IEEE Transactions on Industry Applications. 52. 10.1109/TIA.2016.2540614.
- [6] Yuan, W., He, Y., Li, B., Zhou, J., Ma, Z. and Li, C. (2020), Improved Cauer thermal network considering thermal coupling effects of multi-chip modules. IET Power Electronics.
- [7] T. Loussouarn, D. Maillet, B. Schick, B. Rémy, D. Dan, Indirect measurement of temperature inside a furnace, ARX model identification, Journal of Physics: Conf. Series 1047 (2018).



# Imagerie en thermotransmittance : premières approches vers une super résolution

F. Crouau<sup>1,2@</sup>, J. Maire<sup>1,2</sup>, S. Chevalier<sup>1,2</sup>, JL Battaglia<sup>1,2</sup>

Affiliations :

<sup>1</sup> Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

<sup>2</sup> ENSAM, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

@ Correspondances : [florian.crouau@u-bordeaux.fr](mailto:florian.crouau@u-bordeaux.fr)

Mots clés : Imagerie, Infrarouge, Super résolution, thermo transmittance, méthodes inverses

Résumé - En imagerie, la résolution spatiale est limitée par le montage instrumental (échantillonage ou diffraction). Plusieurs méthodes ont été développées pour dépasser ces limites, en particulier en microscopie à fluorescence. Ici, l'objectif est de mettre en place dans le cadre de l'imagerie thermique des techniques du traitement de l'image indispensables à toute implémentation de méthodes de super résolution. En particulier sont développées dans cet articles des considérations sur la déconvolution dans le cadre de mesures en thermotransmittance.

Nomenclature

<i>PSF</i>	Point Spread Function	$\Gamma$	Transmittance
<i>MTF</i>	Modulation Transfer Function	$\nu$	fréquence spatiale
<i>bSIM</i>	blind Structured Illumination Microscopy	$f$	fréquence temporelle
$\lambda$	Longueur d'onde	$\kappa$	Coefficient de thermotransmittance
		$\nu_e$	fréquence spatiale d'échantillonage

## 1. Introduction

La mesure de thermotransmittance sur des objets semitransparents a récemment été développée dans notre équipe. Cette technique en étant encore à ses débuts, de nombreuses méthodes de traitement des données peuvent être appliquées sur les images résultantes pour en extraire un maximum d'informations. Une piste explorée dans d'autres travaux de l'équipe [1] est la mesure 3D, une autre est l'amélioration de la résolution 2D.

En effet, notre système de mesure est nécessairement limité en termes de résolution, que ce soit par des considérations de numérisation ou par des considérations optiques. Dans le premier cas, il s'agit d'un problème d'échantillonage tel que décrit par Shannon [2] avec un échantillonage sur 2 dimensions. Dans le second cas, il s'agit d'un problème de limite de diffraction, tel que décrit par Abbe [3] et Rayleigh [4]. Nous allons ici aborder des concepts centraux pour une grande partie des méthodes de restauration d'image que sont la transformée de Fourier et la déconvolution.

Dans ce travail, nous avons effectué des mesures de thermotransmittance au travers d'un verre borosilicaté sur lequel a été photolithographié un fil d'or de dimensions connues afin de chauffer localement le matériau. Après caractérisation du système instrumental, ces mesures ont été traitées via des méthodes de déploiement spectral et de déconvolutions afin d'obtenir des images mieux résolues et retrouver la largeur de la résistance.

## 2. Méthode

### 2.1. Principe de mesure en thermotransmittance

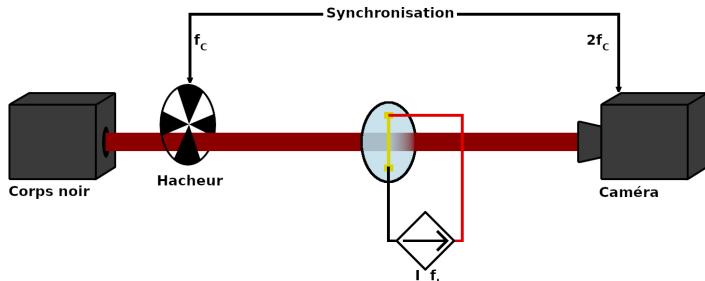


Figure 1 : Schéma de principe

La mesure de thermotransmittance est telle que décrite dans des travaux précédents [5] avec pour principale différence que la source de chaleur est un fil d'or de  $30\text{ }\mu\text{m}$  agissant comme une résistance. Le montage est représenté en Figure 1. Une partie de l'illumination incidente créée par un corps noir, est transmise par l'échantillon. Elle est détectée par une caméra (InSb FLIR modèle SC7500) équipée d'un objectif de grandissement  $\times 2$ , un pixel image représentant  $15\text{ }\mu\text{m}$ . Le fil est alimenté en courant par un signal de fréquence  $f_I$ .

Le signal ainsi mesuré est la somme du signal transmis et de l'émission propre du matériau. Afin d'extraire uniquement le signal transmis, la caméra est synchronisée avec un hacheur optique de telle sorte que la fréquence de la caméra soit 2 fois plus grande que celle du hacheur  $f_C$ . Cette méthode permet de mesurer l'émission propre seule, puis l'ensemble et donc de pouvoir en déduire la différence à condition que le temps entre ces deux acquisitions soit beaucoup plus faible que le temps caractéristique associé aux variations thermiques du matériau. Cette paire de mesures est répétée 20 fois pour chaque « instant » ce qui donne une image moyenne associée. Le tout est ensuite répété un grand nombre de fois avec un temps entre deux séries de mesure donné afin d'obtenir un échantillonnage satisfaisant de la variation temporelle du signal. Enfin, la transformée de Fourier temporelle est calculée pour chaque pixel de la série d'images, pour extraire la composante à la fréquence  $f_T$ .  $f_T$  étant la fréquence du signal thermique imposé par  $f_I$  la fréquence du courant dans le fil, telle que  $f_T = 2f_I$ . Nous mesurons ainsi une variation de transmittance  $\Delta\Gamma$ , qui est reliée à la variation de température  $\Delta T$  via l'équation :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_0} = \kappa\Delta T \quad (1)$$

Les paramètres  $\Gamma_0$  correspondant à la transmittance de référence à température ambiante, et  $\kappa$  le coefficient de thermotransmittance spécifique au matériau à la longueur d'onde de mesure ( $\lambda = 3.3\text{ }\mu\text{m}$ ,  $\kappa(\lambda) = 5.2 \times 10^{-4}\text{ K}^{-1}$ ).

Pixel pitch	$30\text{ }\mu\text{m}$	Fréquence courant	$10\text{ mHz}$
Distance réelle inter-pixels	$15\text{ }\mu\text{m}$	Amplitude de modulation $I$	$90\text{ mA}$
Temps d'intégration	$200\text{ }\mu\text{s}$	Temps entre 2 séries d'acquisition	$2.5\text{ s}$
Fréquence caméra	$175\text{ Hz}$	Nombre d'images par acquisition	40
Fréquence hacheur	$85\text{ Hz}$	Nombre de séries d'acquisitions	800

Tableau 1 : Paramètres associés à la mesure

## 2.2. Principe de déconvolution et mesure de la PSF

Une méthode classique afin de reconstruire la source d'une mesure en traitement d'image et du signal est la déconvolution. Le système est modélisé par une boîte noire linéaire avec pour entrée l'échantillon d'intérêt et en sortie l'image effective. Il peut être décrit par l'équation  $y(\mathbf{r}) = PSF(\mathbf{r}) \otimes x(\mathbf{r}) + \epsilon(\mathbf{r})$  avec  $\mathbf{r}$  les coordonnées spatiales,  $y(\mathbf{r})$  la mesure,  $x(\mathbf{r})$  l'objet réel et  $\epsilon(\mathbf{r})$  un bruit de mesure. L'opérateur  $\otimes$  correspond au produit de convolution 2D.  $PSF(\mathbf{r})$  est la fonction d'étalement du point (PSF en Anglais) modélisant le système de mesure, il s'agit de la réponse impulsionnelle spatiale (2D voire 3D) ( $h(t)$  sur des signaux 1D temporels).

Pour déconvoluer l'image, il est donc nécessaire de mesurer la PSF. Plusieurs méthodes existent selon le contexte, par exemple via la mesure de la réponse du système à une impulsion spatiale (i.e. un point) ou à un échelon. La méthode ici utilisée est différente de ces exemples car elle ne se base pas sur une unique mesure d'un échelon ou dérivée mais plutôt d'une série de mesures. Elle consiste à tracer la réponse en fréquence spatiale d'une série de signaux périodiques connus, ce qui a pour avantage de ne pas avoir à mesurer une impulsion de Dirac difficile à mettre en œuvre. Pour ce faire, une mire de calibration type USAF 1951 (Figure 2a) a été utilisée. Il est à noter que ces mesures de PSF sont différentes du système dans le sens où les motifs de la mire ne sont pas chauffés contrairement à l'objet étudié, mais les autres paramètres sont suffisamment proches (même focale, même montage optique, etc.) pour que la PSF reste valable.

Pour chaque fréquence spatiale  $\nu$  de la mire selon une direction, nous avons mesuré la visibilité du signal définie comme un rapport d'intensités pour obtenir la fonction de réponse à des signaux carrés parfois nommée CTF (Contrast Transfer Function)  $CTF(\nu) = \frac{I_{max}(\nu) - I_{min}(\nu)}{I_{max}(\nu) + I_{min}(\nu)}$ . Après ajustement via la formule de Coltman [6], on obtient la MTF (Modulation Transfer Function) selon la direction des mesures, similaire à un diagramme de Bode en amplitude.

$$\mathcal{F}\{PSF\}(\nu) = MTF(\nu) = \frac{\pi}{4} \left( CTF(\nu) + \frac{CTF(3\nu)}{3} - \frac{CTF(5\nu)}{5} + \dots \right) \quad (2)$$

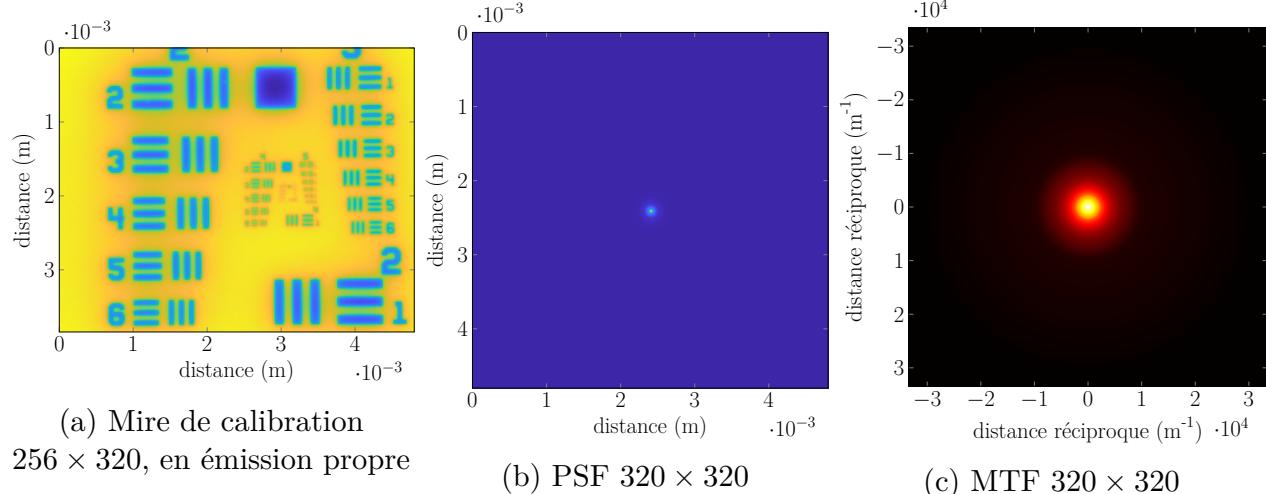


Figure 2 : Mire de calibration utilisée, réponse impulsionnelle et fonction de transfert obtenues, pour une résolution de 15 µm/pixel

Pour obtenir la MTF 2D, on suppose la réponse du système symétrique par rotation. Cette dernière correspond au module de la transformée de Fourier 2D spatiale de la PSF, modélisant le système optique comme un filtre en fréquences spatiales pour chaque direction. Les images ainsi obtenues sont représentées en Figure 2b et 2c. Ce filtre est passe-bas

pour tout montage optique, avec une fréquence de coupure correspondant à la limite de diffraction si le critère de Shannon est respecté. Mais il peut aussi contenir d'autres informations associées au montage, en particulier les éventuelles aberrations auquel cas l'hypothèse de symétrie n'est souvent plus valable. Il est tout de même notable que cette hypothèse de symétrie n'est pas strictement nécessaire et est faite à la fois par simplicité et pour rester généraliste. Alternativement, il est aussi possible soit de répéter les mesures selon plusieurs angles différents soit de ne garder que la MTF 1D selon l'axe de la ligne, la réponse n'étant plus impulsionale mais linéique.

### 3. Résultats

#### 3.1. Mesure d'origine

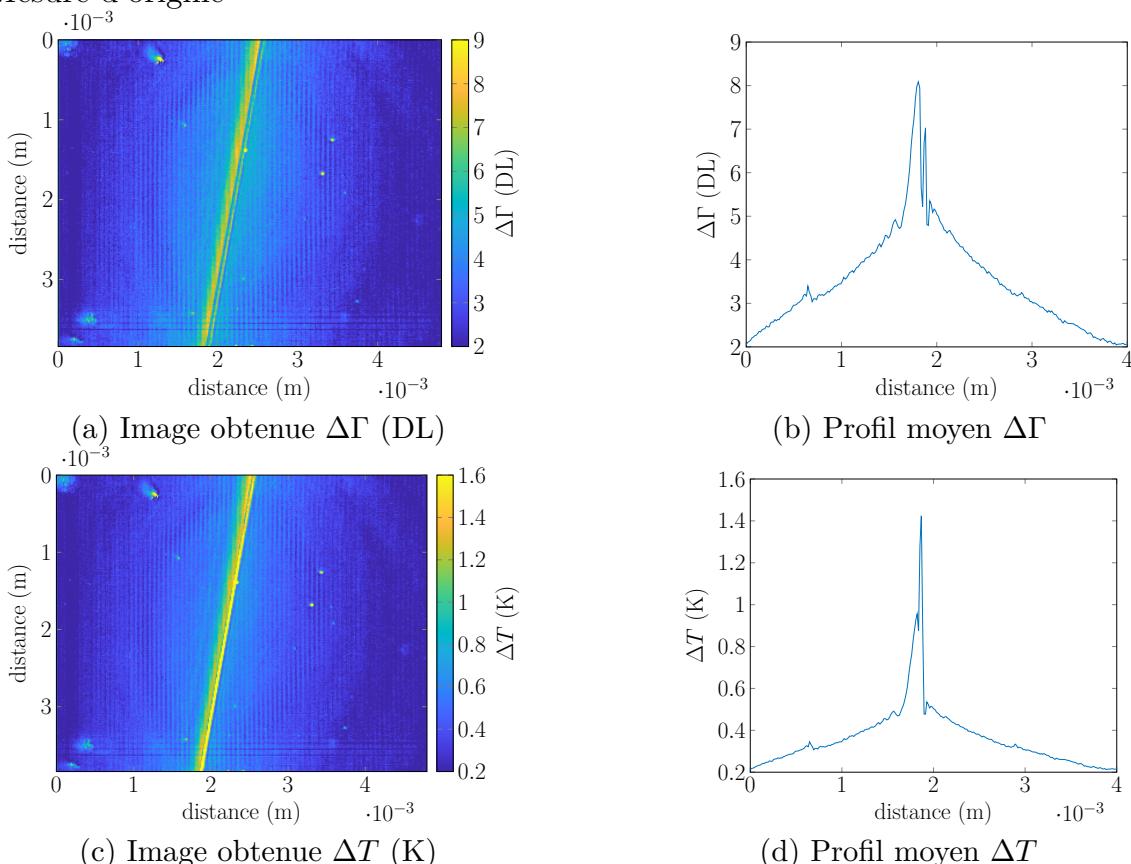


Figure 3 : Images démodulées pour  $\Delta\Gamma$  et  $\Delta T$  avec un signal émis par la résistance à la fréquence  $f_T = 20\text{ mHz}$ . 3b et 3d sont les moyennes du signal selon la normale au fil.

Dans un premier temps, nous avons acquis la cartographie de transmittance. La figure 3a la représente incluant le fil ainsi que le champ de transmission. La ligne métallique étant opaque, seules les valeurs dehors de la résistance peuvent être utilisées pour l'analyse thermique. La cartographie de température (Figure 3c) est ensuite déduite via l'équation 1. Les profils de transmittance et de température (Figure 3b et 3d) en fonction de la distance par rapport au fil sont moyennés sur 250 pixels selon sa normale. Dans la suite, les traitements ont été testés sur les deux images, mais se sont avérés généralement plus satisfaisant avec la mesure de transmittance.

#### 3.2. Filtrage

Le passage dans l'espace de Fourier montre clairement qu'étant donné la symétrie du système, l'information utile associée au système effectivement mesuré est essentiellement contenue selon une droite (visible sur le logarithme de la transformée, Figure 4a)

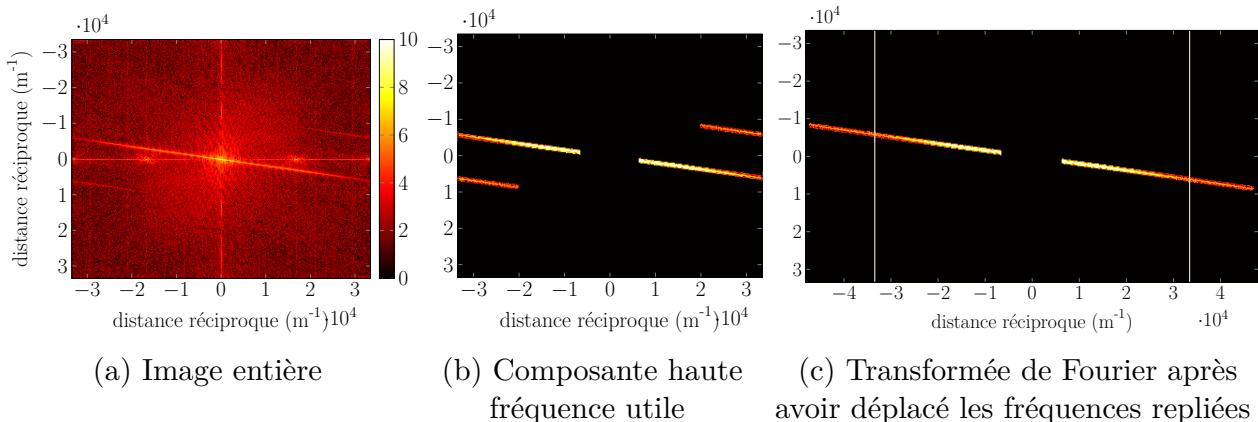


Figure 4 : Logarithme du module de la transformée de Fourier spatiale pour  $\Delta T$

Il met aussi en avant certains défauts liés à la mesure, notamment un signal à la fréquence spatiale  $\frac{\nu_e}{4}$  selon l'axe horizontal, avec  $\nu_e = \frac{1}{15} \mu\text{m}^{-1}$  la fréquence d'échantillonnage ( $\frac{\nu_e}{4} = 1.67 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$ ). L'origine de ce défaut n'est toujours pas connue, et n'apparaît clairement qu'après l'étape de démodulation (i.e. transformée de Fourier temporelle appliquée sur chaque pixel), une hypothèse serait que cet artéfact soit lié à la matrice de CCD. Quelle que soit son origine, ce défaut est le principal obstacle à l'application directe d'une déconvolution à l'image de thermotransmittance obtenue. Il a été décidé d'utiliser des filtres fréquentiels afin d'éliminer toute composante n'étant pas associée au système d'intérêt, ainsi que les basses fréquences.

Par simplicité les filtres sont ici des masques binaires. Un filtrage différent et moins brusque, type Butterworth ou Tchebychev permettrait d'atténuer les artefacts créés par les filtres dans une certaine mesure.

### 3.3. Dépliement spectral

L'image obtenue via le logarithme de la transformée de Fourier discrète 2D (Figure 4a) montre la présence d'un repliement spectral, mis en évidence sur l'image Figure 4b. Il s'agit de 2 bandes hautes fréquences sur l'axe y parallèle avec le signal fréquentiel principal. La résistance n'étant pas alignée à la matrice de pixels, il est possible de remplacer numériquement les repliements spectraux afin de retrouver une information plus haute fréquence, et donc une meilleure résolution. Le nombre de pixels dans l'espace de Fourier passe ici de  $256 \times 320$  à  $256 \times 460$ , pour le même pas fréquentiel (un « pixel » correspondant à  $\Delta\nu = \frac{1}{\Delta y(N-1)} = 209 \text{ m}^{-1}$  avec  $N = 320$ ,  $\Delta y = 15 \mu\text{m}$  la dimension du pixel dans l'espace réel). Donc, après transformée inverse (Figure 4c)  $\Delta y_2 = 10.4 \mu\text{m}$ .

### 3.4. Déconvolutions

Il existe plusieurs méthodes de déconvolution en imagerie, parmi lesquelles nous avons décidé d'utiliser les algorithmes de Richardson-Lucy et Wiener. Ces méthodes sont implémentées grâce aux fonctions Matlab `deconvlucy` et `deconvwnr` sur l'image obtenue via les traitements précédents (Figure 5a). À titre de comparaison, la déconvolution via la division directe dans l'espace de Fourier a aussi été calculée selon  $\mathcal{F}^{-1} \left\{ \left| \frac{\mathcal{F}\{\Delta T(r)\}(\nu)}{MTF(\nu) + \epsilon} \right| \right\}$  avec  $\epsilon$  une valeur arbitraire faible d'offset. À l'exception de  $\epsilon$ , cette méthode est équivalente à la solution au sens des moindres carrés. Similairement, la méthode du filtre de Wiener peut être décrite via l'opération dans l'espace de Fourier  $\mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F}\{\Delta T(r)\}(\nu) \cdot MTF(\nu)}{|MTF^2(\nu) + \mu D^2|} \right\}$  avec  $\mu$  un paramètre de régularisation et  $D$  un filtre gradient.

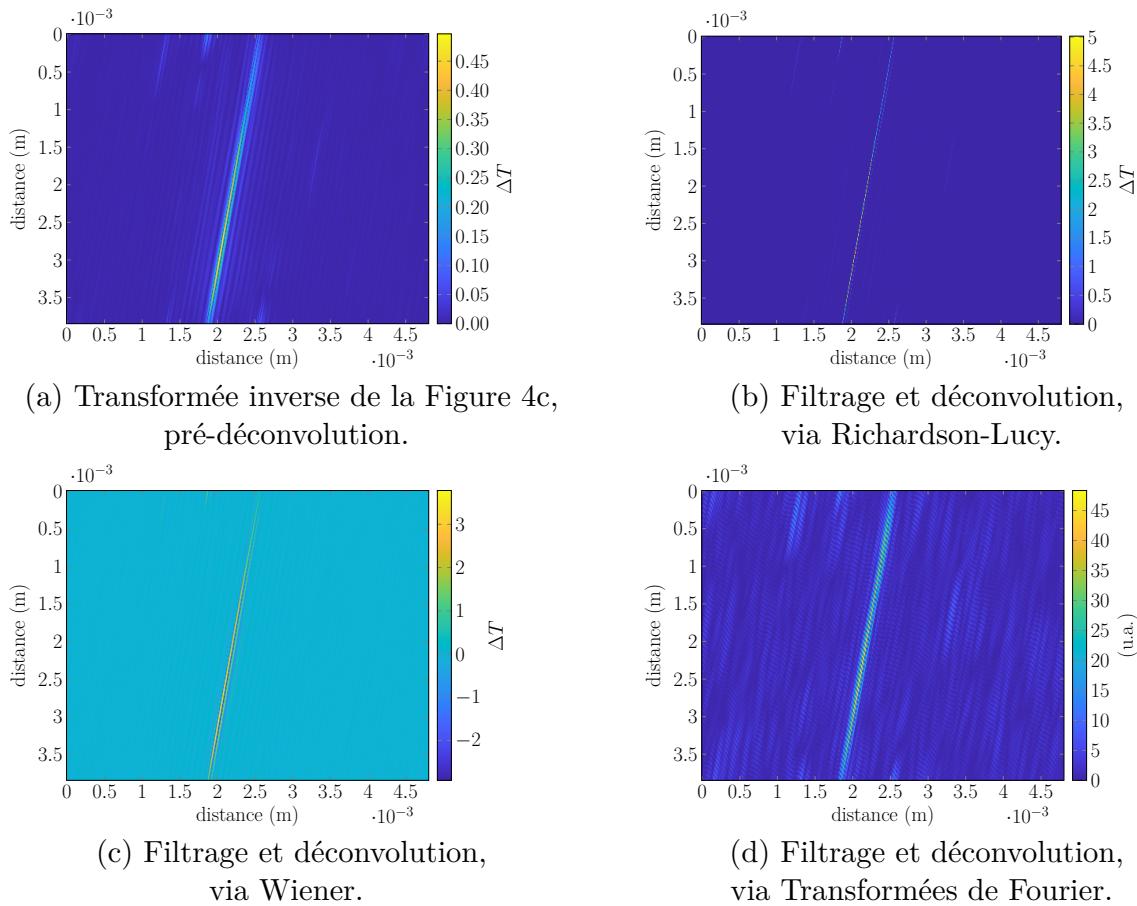


Figure 5 : Images obtenues par dépliement et déconvolution des cartographies de  $\Delta T$  via les différentes méthodes. Dimensions  $256 \times 460$ , 1 pixel représentant  $15 \times 10.4 \mu\text{m}^2$ .

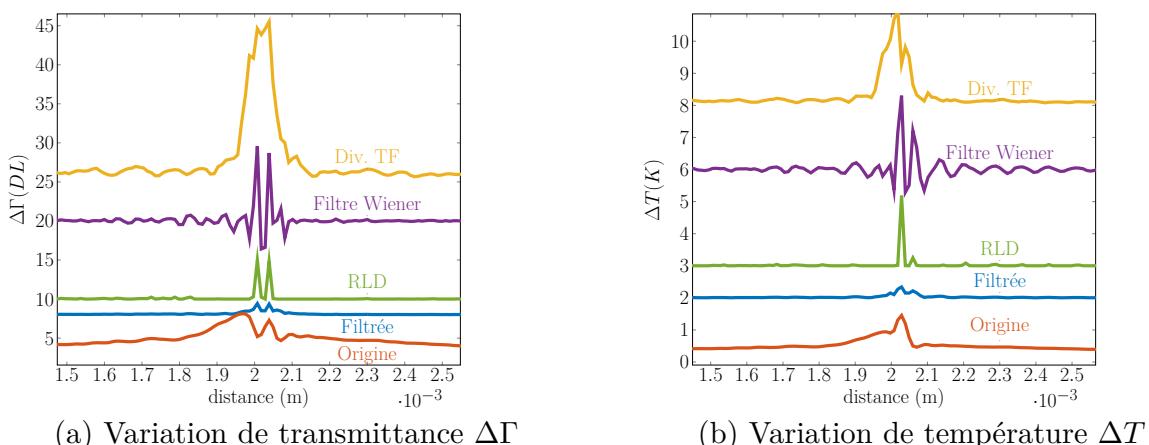


Figure 6 : Profil des différentes méthodes de déconvolution pour  $\Delta\Gamma$  et  $\Delta T$ . Dans les deux cas chaque méthode est séparée de la précédente par un offset pour la lisibilité. Dans le cas de la mesure sur  $\Delta T$ , la résistance correspond au pic principal du signal. Pour  $\Delta\Gamma$  la résistance correspond sur le signal haute fréquence au creux entre les pics.

	Origine	Filtrée	RLD	Wiener	Division TF
$\Delta\Gamma$	40 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$	80 $\mu\text{m}$
$\Delta T$	50 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$	90 $\mu\text{m}$

Tableau 2 : Mesures de la largeur de la résistance pour les différentes méthodes

Pour la valeur de transmittance, la largeur à mi-hauteur pour le signal filtré et les méthodes de déconvolution est de 3 pixels, ce qui correspond à 30 µm. Elle correspond bien à la dimension réelle de la résistance produite par photolithographie. En prenant cette moyenne, le filtrage haute fréquence permet déjà de distinguer le fil, même si le rapport signal à bruit reste faible. Les méthodes de Richardson-Lucy et Wiener permettent donc elles aussi de bien retrouver la largeur attendue. Pour la valeur de température, la largeur à mi-hauteur est de 1 à 2 pixels, ce qui est inférieur à la valeur attendue. La division par la valeur moyenne  $\Gamma_0$  (Eq. 1) semble être à l'origine de cette erreur.

Le principal problème ici de la déconvolution est qu'il est difficile d'obtenir une méthode conciliant la mesure de composantes basse fréquence et hautes fréquences en même temps. Les signaux thermiques sont souvent essentiellement basse fréquence dû à la nature diffusive du phénomène sous-jacent et cette information basse fréquence reste primordiale. La déconvolution a pour défaut d'être très sensible au bruit et donc a tendance à noyer le signal basse fréquence dans du bruit amplifié, il est donc difficile de concilier les deux. La méthode utilisée ici consistant à filtrer les hautes et basses fréquences pour les traiter séparément est une première approche pour séparer la question des discontinuités du matériau des autres effets observés mais reste une solution au cas par cas, sachant que ce filtrage lui-même ajoute d'autres artefacts de reconstruction.

## 4. Discussion

### 4.1. Dépliement spectral

Les problèmes de repliement spectral en image comme en signal sont généralement associés à un mauvais choix du système d'acquisition et en particulier de la dimension de son échantillonneur par rapport aux dimensions résolvables par le système analogique, d'après le théorème de Shannon. Autrement dit, la fréquence de coupure du système optique devrait être supérieure à la moitié de la fréquence d'échantillonage.

Cependant, pour des mesures de certaines images géométriquement simples (lignes droites, circuits imprimés) il est possible de retrouver l'information décalée en fréquences plus simplement que pour un signal 1D, si l'objet n'est pas aligné à la matrice de pixels. Cette méthode peut donc permettre dans ces conditions d'utiliser une caméra avec un « pixel pitch » plus large et donc de volontairement sous échantillonner afin de gagner en performances sur un autre paramètre de la caméra (rapport signal à bruit, coût, etc.).

Il est notable que l'idée d'induire des décalages fréquentiels est utilisée en super résolution comme la Ptychographie de Fourier [7] et la Microscopie à Illumination Structurée (SIM) [8, 9], à la différence que ce décalage de fréquence est effectué volontairement à l'entrée du montage optique et non pas par l'échantillonage.

### 4.2. Mesure de la PSF

Le fait d'obtenir un repliement spectral est aussi un indice que la mesure de la PSF n'est pas idéale. En effet d'après la MTF mesurée, la fréquence de coupure du système devrait être inférieure à la fréquence de Shannon et donc aucun aliasing ne devrait être observé. Ce qui n'est pas le cas pour la mesure de thermotransmittance considérée où le logarithme de la transformée de Fourier met en avant ce défaut. Il est possible que la méthode de mesure de la PSF soit un facteur limitant en particulier étant donné les différences entre la mesure de la PSF en émission propre, avec une mire de calibration

lithographiée sur un matériau différent, d'épaisseur différente et la mesure de l'image.

## 5. Conclusion

Plusieurs méthodes ont été mises en œuvre afin d'améliorer la résolution spatiale des images obtenues via le montage de thermotransmittance. Tout d'abord l'image a été filtrée spatialement, et un effet de repliement spectral a été compensé. Ensuite les différentes méthodes de déconvolution ont été appliquées. La méthode de Richardson-Lucy s'avère ici la plus efficace car elle permet à la fois de distinguer les bords de la résistance et ce sans créer de gros artéfacts de reconstruction.

Les méthodes de déconvolution pour la mesure quantitative des propriétés thermiques restent assez difficile à mettre en œuvre sur des mesures réelles car même si théoriquement au moins certaines d'entre elles conservent les quantités mesurées, que ce soit la déconvolution de Wiener ou Richardson-Lucy, leur sensibilité au bruit fait qu'en général il est très difficile d'aller au delà d'une analyse qualitative des discontinuités d'un échantillon. En particulier dans la mesure traitée ici le signal d'intérêt principal reste le signal basse fréquence, et celui-ci est dans l'ensemble dégradé par la déconvolution.

La connaissance de la PSF est un aspect central de la plupart des méthodes de reconstruction d'image, étant donné qu'elle représente l'effet du système de mesure. Plusieurs façons de la mesurer existent, allant de la mesure d'un échelon d'intensité, dite « knife edge » utilisée par exemple en infrarouge par Datcu et al. [10] à diverses mires de test. Il est donc important de choisir le protocole le plus adapté au contexte expérimental.

## 6. Perspectives

Pour aller plus loin dans ces travaux, une étape suivante envisagée est d'implémenter des méthodes d'illumination aléatoire (bSIM/RIM) [8, 9] afin d'aller chercher des plus hautes fréquences. Cependant, le cumul de ces méthodes avec le montage en thermotransmittance tel qu'utilisé actuellement pose plusieurs difficultés. Il faudrait que chaque série de 20 images éclairées uniformément deviennent chacune  $n$  images éclairées aléatoirement, tout en possédant un rapport signal à bruit décent. Il est donc probablement nécessaire au moins dans un premier temps de séparer le problème de thermotransmittance et celui de super resolution. L'objectif serait alors de commencer par faire de l'illumination aléatoire en infrarouge soit avec un diffuseur, soit à l'aide de méthodes type flying spot (suggéré par Burgholzer et al. [11]).

Par la suite, il serait aussi possible de compléter l'information contenue par la PSF afin d'y ajouter une représentation de la réponse thermique du système. Ce concept de PSF thermique déjà mentionné par Burgholzer et al. [11, 12] semble très prometteur dans beaucoup d'applications de reconstruction via méthodes inverses.

Ces méthodes d'illuminations aléatoires font appel à des algorithmes de minimisation, pour lesquels il est possible par exemple de faire des estimations jointes de plusieurs paramètres, y compris la PSF (notamment fait par Yeh et al. [13]) ce qui permettrait aussi d'ajuster d'éventuelles erreurs liées à sa mesure.

## Références

- [1] C. Bourgès, “Thermography in semitransparent media based on mid-infrared thermotransmittance,” thèse de doct., Université de Bordeaux, 2023.
- [2] C. Shannon, “Communication in the Presence of Noise,” Proceedings of the IRE, t. 37, n° 1, p. 10-21, 1949. doi : 10.1109/JRPROC.1949.232969.
- [3] E. Abbe, “Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung,” 1873.
- [4] L. Rayleigh, “On the theory of optical images, with special references to the microscope.,” Phil. Mag., 1896.
- [5] C. Bourgès, S. Chevalier, J. Maire et al., “Mid-infrared spectroscopic thermo-transmittance measurements in dielectric materials for thermal imaging,” Applied Physics Letters, t. 124, n° 1, p. 012202, jan. 2024, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/5.0176689. eprint : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/5.0176689/18288566/012202\1\5.0176689.pdf>. adresse : <https://doi.org/10.1063/5.0176689>.
- [6] J. W. Coltman, “The Specification of Imaging Properties by Response to a Sine Wave Input,” J. Opt. Soc. Am., t. 44, n° 6, p. 468-471, 1954. doi : 10.1364/JOSA.44.000468. adresse : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-44-6-468>.
- [7] G. Zheng, C. Shen, S. Jiang et al., “Concept, implementations and applications of Fourier ptychography,” Nature Reviews Physics, t. 3, p. 207-223, 3 fév. 2021, issn : 2522-5820. doi : 10.1038/s42254-021-00280-y.
- [8] E Mudry, K Belkebir, J Girard et al., “Structured illumination microscopy using unknown speckle patterns,” Nature Photonics, t. 6, p. 312-315, 5 2012, issn : 17494885. doi : 10.1038/nphoton.2012.83. adresse : <https://www.nature.com/articles/nphoton.2012.83>.
- [9] J. Min, J. Jang, D. Keum et al., “Fluorescent microscopy beyond diffraction limits using speckle illumination and joint support recovery,” Scientific Reports, t. 3, p. 2075, 1 2013, issn : 20452322. doi : 10.1038/srep02075. adresse : <https://www.nature.com/articles/srep02075>.
- [10] S. Datcu, “Focal plane array infrared camera transfer function calculation and image restoration,” Optical Engineering, t. 43, p. 648, 3 2004, issn : 0091-3286. doi : 10.1117/1.1645846.
- [11] P. Burgholzer, T. Berer, M. Ziegler et al., “Blind structured illumination as excitation for super-resolution photo-thermal radiometry,” Quantitative InfraRed Thermography Journal, t. 17, p. 268-278, 4 2020, issn : 21167176. doi : 10.1080/17686733.2019.1655247. adresse : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/17686733.2019.1655247>.
- [12] P. Burgholzer, M. Thor, J. Gruber et al., “Three-dimensional thermographic imaging using a virtual wave concept,” Journal of Applied Physics, t. 121, 10 mars 2017, issn : 0021-8979. doi : 10.1063/1.4978010.
- [13] L.-H. Yeh, S. Chowdhury, N. A. Repina et al., “Speckle-structured illumination for 3D phase and fluorescence computational microscopy,” Biomedical Optics Express, t. 10, p. 3635, 7 2019, issn : 2156-7085. doi : 10.1364/boe.10.003635. adresse : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=boe-10-7-3635>.



# Thème 5

## Thermique appliquée

Caractérisation du biotope dû à la condensation dans un échangeur air-sol (EAHE) pour analyser le risque sanitaire . . . . .	389
Modélisation numérique et caractérisation des transferts thermo-hydriques lors de la cuisson de gâteaux . . . . .	397
Corrélations technico-économiques pour la modélisation d'un système de trigénération pour bâtiments. Application sur le campus de l'Université Paris Nanterre . . . . .	405
Evaluation de l'intensification du transfert de chaleur dans une unité de stockage thermique latent par l'utilisation d'une géométrie d'échange de type multitube et calandre aileté . . . . .	413
Influence d'une source interne sur la température de Leidenfrost – application à un écoulement de type DFFB . . . . .	421
Energy and exergy analysis of building envelope with different sustainable insulation materials . . . . .	429
Etude par simulation thermique dynamique de l'intégration d'une installation de panneaux aérovoltaïques sur une maison dite passive. . . . .	437
Comportement thermique des murs en blocs de terre comprimée : comparaison entre simulations et mesures à l'échelle paroi . . . . .	445
Etude expérimentale de l'échauffement de câbles électriques en fonction de la configuration d'installation . . . . .	453
Bâtiments NZEB : Etat des lieux et applicabilité à un bâtiment de bureaux dans le contexte tropical chaud du Burkina Faso . . . . .	461
Mesure de la conductivité thermique de matériaux isolants bio/géosourcés humides . . . . .	469
Prédiction des performances thermo-hydrauliques de mini-canaux ondulés obtenus par fabrication additive . . . . .	477
Thermal measurement campaign in three streets of Strasbourg to study interactions between trees and facades . . . . .	485
Experimental comparison of a geothermal rainwater tank and other ground-coupled heat exchanger technologies for passive cooling . . . . .	493



# Caractérisation du biotope dû à la condensation dans un échangeur air-sol (EAHE) pour analyser le risque sanitaire.

Geoffroy CHARDOME<sup>1\*</sup>, Véronique FELDHEIM<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UMONS – Faculté Polytechnique – Service Thermique et Combustion

Rue de l'Épargne, 56 – 7000 Mons – Belgique

\*(auteur correspondant : geoffroy.chardome@umons.ac.be – geoffroy.chardome@heh.be)

**Résumé** - L'étude vise à caractériser le biotope formé par la condensation dans un échangeur air-sol (EAHE). Des modélisations numériques 2D et 3D ont été développées pour évaluer le volume et la température du biotope, comparés aux conditions de développement des micro-organismes pathogènes. La méthodologie inclut la modélisation des transferts de chaleur et de masse ayant lieu dans la partie horizontale et la fin du puits, avec validation expérimentale. L'analyse des micro-organismes est réalisée par métagénomique ciblée et la présence de bactéries et de fungi pathogènes a été mise en évidence.

## Nomenclature

$C$	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
$T$	température, $^{\circ}C$
$h$	coefficient de convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$Ri$	nombre de Richardson
$Gr$	nombre de Grashof
$Re$	nombre de Reynolds
$Pr$	nombre de Prandtl
$Nu$	nombre de Nusselt
$Ra$	nombre de Rayleigh

## Symboles grecs

$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$\varphi$	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$
$\varepsilon$	émissivité
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann, $(5, 67.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4})$

## Indices et exposants

$ext$	extérieur
$cond$	condensat

## 1. Introduction

Cette étude se concentre sur la création d'un modèle numérique pour simuler un puits canadien, visant à quantifier les condensats produits et leur température pendant certaines périodes de l'année. Elle est dans la continuité de travaux précédents qui ont proposé la modélisation d'une partie du puits canadien [1] et amélioré le modèle en présentant l'étude microbiologique du puits [2]. La technique du puits canadien, intégrée aux systèmes de climatisation passive, utilise l'air nécessaire à la ventilation d'un bâtiment en le faisant passer à travers des tuyaux enterrés dans le sol, contribuant ainsi à réduire la consommation d'énergie en hiver et en été.

L'objectif de la recherche est d'étudier les condensats dans le puits canadien, en raison du risque sanitaire lié au développement de moisissures et de bactéries. La présence de condensats stagnants peut potentiellement poser des problèmes microbiologiques, et on souhaite déterminer si l'utilisation d'un puits canadien peut entraîner une contamination microbiologique de l'air.

Une modélisation du puits est réalisée pour prendre en compte deux aspects. Premièrement l'accumulation de condensats et les transferts de masse, et deuxièmement les effets de l'échangeur sur les variations périodiques annuelles des températures. En plus des modélisations, une analyse microbiologique du site est réalisée en échantillonnant l'air circulant dans le puits

et les condensats, afin de vérifier l'impact sanitaire de cette technique. Plusieurs campagnes d'échantillonnage ont été menées, et les échantillons ont été séquencés pour identifier les micro-organismes pathogènes présents dans le puits canadien.

## 2. Dispositif expérimental

L'installation est implantée sur le Département des Sciences et Technologie de la Haute École en Hainaut (HEH) à Mons, en Belgique et est représentée sur la Figure 1.

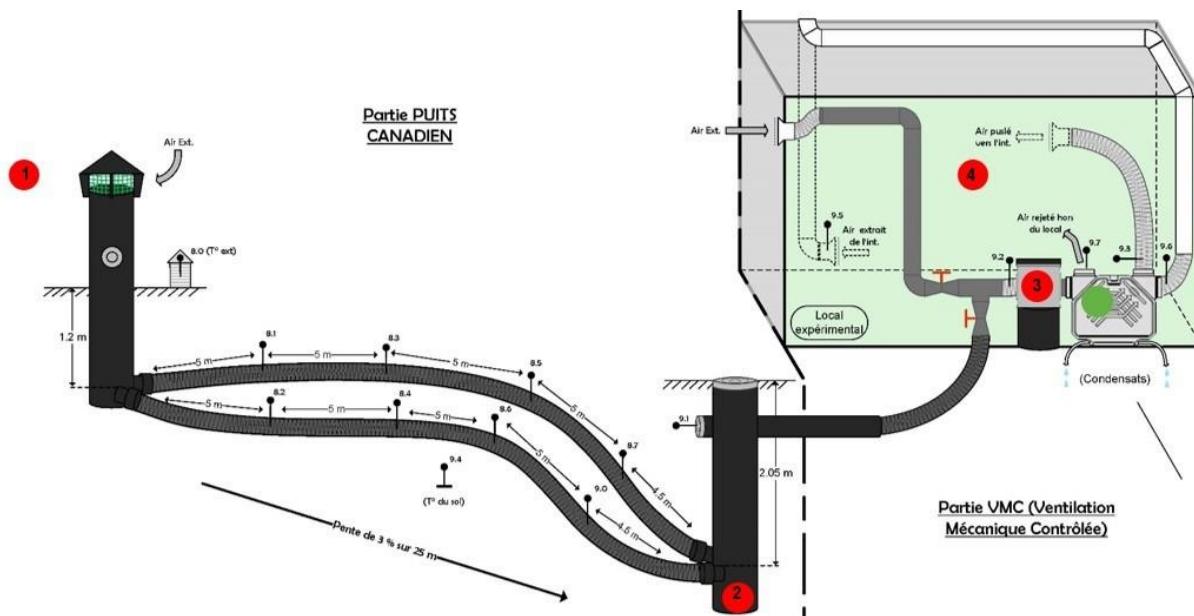


Figure 1 : Schéma de l'installation monitorée, emplacement des thermocouples et des stations d'échantillonnage de l'étude microbiologique (points rouges).

Le puits canadien, conçu en Polyéthylène Haute Densité (PEHD), se compose d'une entrée d'air liée à un puits vertical de 400 mm de diamètre, enfoncé dans le sol jusqu'à une profondeur de 1,25 m. Elle est ensuite divisée en deux tuyaux, chacun ayant un diamètre extérieur de 160 mm, formant un angle pour maintenir une distance de 1 m entre eux, évitant ainsi l'influence d'un tuyau sur l'autre. Une pente de 3% est prévue pour faciliter l'évacuation des condensats. Le débit d'air de  $250 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$  circule dans le puits, ce qui signifie qu'un débit d'air de  $125 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$  circule à l'intérieur de chaque tuyau.

	$C$ $\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\rho$ $\text{kg}.\text{m}^{-3}$	$\lambda$ $\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Zone non saturée	800	1875	0,625
Zone saturée	1235	2050	2,475

Tableau 1 : Caractéristiques physiques du sol

La nappe phréatique se situe à une profondeur moyenne de 2,5 m, et le sol est de type remblai sablo-caillouteux brunâtre non plastique, dont les caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 1.

### 3. Modèles numériques et résultats

La modélisation se divise en deux modèles principaux, et les simulations sont effectuées à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics en conjonction avec MATLAB et EXCEL, permettant la définition de routines complexes. Le premier modèle vise à évaluer les transferts de chaleur et de masse pour caractériser les volumes et températures des condensats qui se forment dans le puits au fil du temps. Il examine également l'écoulement de ces condensats pour identifier à chaque instant les volumes et les températures des condensats arrivant à la fin du puits.

Le deuxième modèle principal se concentre spécifiquement sur la fin du puits, où les condensats s'accumulent, créant un environnement propice au développement de micro-organismes. Ce modèle permet de caractériser ce biotope en termes de température et de volume, en prenant en compte l'arrivée des condensats du puits et les transferts de masse avec l'air de ventilation. Aucun monitoring n'est présent en fin de puits pour des questions techniques, mais les résultats obtenus correspondent à des relevés effectués lors de la maintenance du puits.

#### 3.1. Résultats des modélisations de la partie horizontale du puits

La modélisation de la partie horizontale du puits est détaillée dans [2], c'est pourquoi seuls les résultats du modèle validés par les relevés expérimentaux sont présentés ici. Ces résultats servent d'entrée au modèle de la fin du puits. Ils donnent pour chaque pas de temps d'une heure, le volume et la température des condensats ainsi que la température et l'humidité de l'air qui arrivent en fin de puits.

Les quantités de condensats produites en 2015 et 2016, dont les évolutions sont présentées aux Figures 2 et 3, étaient respectivement de 6,49 litres et 31,18 litres. Cela démontre la variabilité de la production d'une année à l'autre, expliquant parfois la nécessité d'évacuer mécaniquement les condensats du puits lorsque deux années humides se suivent.

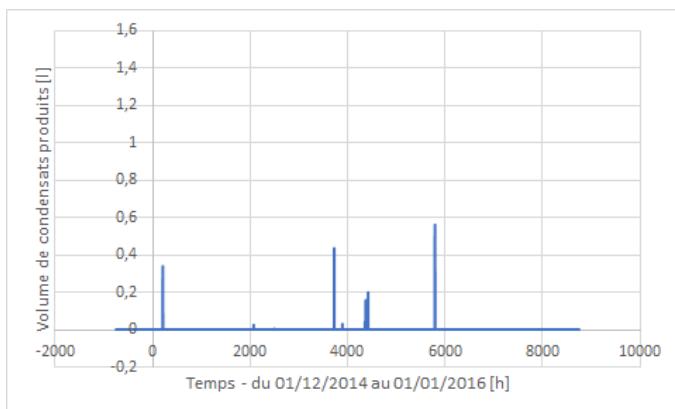


Figure 2 : - Quantité de condensats produite pour l'année 2015

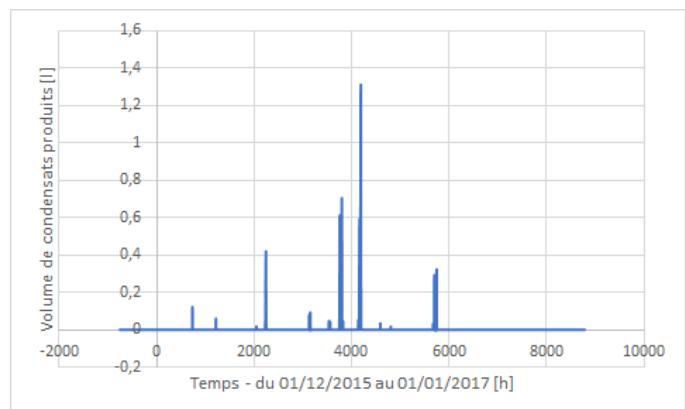


Figure 3 : Quantité de condensats produite pour l'année 2016

#### 3.2. Modèle Fin du puits

La complexité de la modélisation de la fin du puits réside dans la nécessité de traiter le problème de façon itérative. Les échanges convectifs à la surface des condensats dépendent de la hauteur et de la température de ces derniers, qui constituent les sorties du modèle précédent. Il est nécessaire d'établir, pour chaque pas de temps, le coefficient d'échange convectif afin de déterminer les transferts de masse. Ces transferts influent à leur tour sur la hauteur des

condensats et leur température au pas de temps suivant, modifiant ainsi le coefficient d'échange convectif. Avec un pas de temps d'une heure sur une période de 13 mois, cela représente 9505 valeurs à calculer, et autant de maillages différents. Il a donc été nécessaire de créer des modèles représentatifs pour certaines géométries, puis d'établir des liens entre eux. Malgré cette méthode de résolution simplifiée, les résultats obtenus dépassent largement le niveau de précision requis pour cette étude, l'objectif étant de comparer les températures des condensats à celles favorables à la croissance des micro-organismes identifiés.

Le modèle de la fin du puits illustré à la Figure 4 permet de déterminer la température des condensats pour chaque pas de temps et différentes hauteurs. Cette température est influencée par des échanges conductifs avec le sol entourant le fond du puits, des échanges convectifs avec l'air circulant au-dessus des condensats et par leur évaporation. Les condensats, bien que fluides, seront considérés comme des solides, car ils ne sont pas en mouvement. Les domaines où circule l'air sont exclus du modèle, faisant de l'interface condensats/air une frontière du système.

### 3.2.1. Conditions initiales du modèle de la température des condensats en fin de puits

La température de la matrice du sol a été définie comme étant la température du sol à une profondeur d'un mètre le 1er décembre 2014, date du début de la simulation. Elle s'établit ainsi à 15,2 °C.

### 3.2.2. Conditions aux limites du modèle de la température des condensats en fin de puits

Les conditions limites du modèle sont représentées sur la Figure 4.

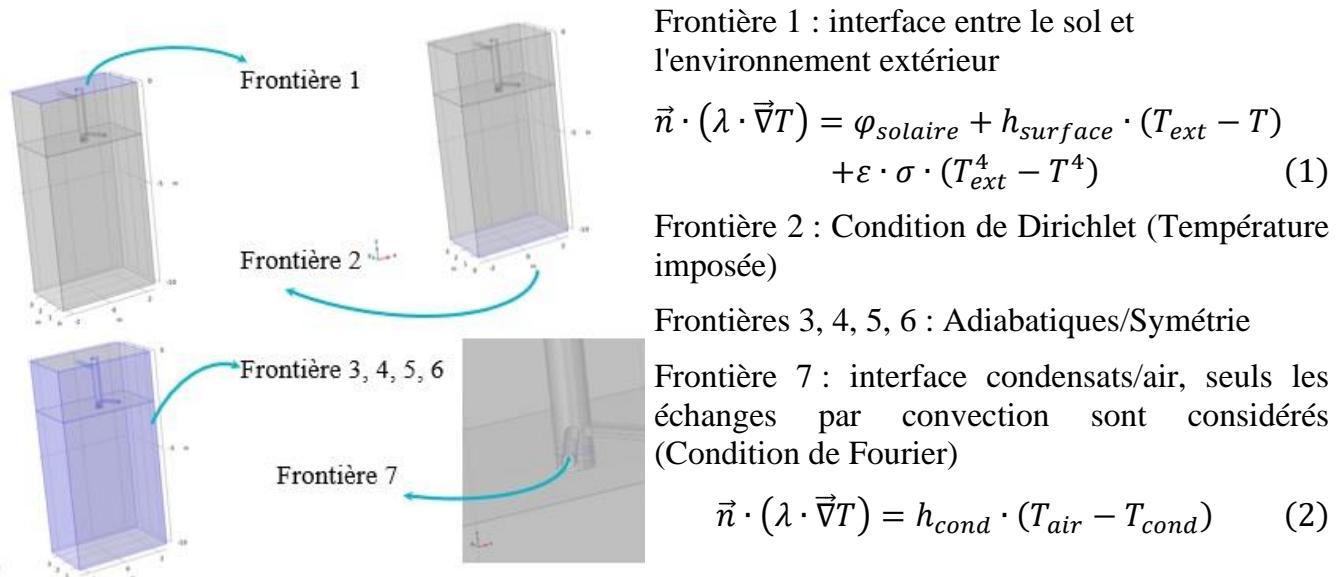


Figure 4 : Conditions limites du modèle de la température des condensats en fin de puits

Le coefficient de convection  $h_{surface}$  a été considéré comme variable dans les simulations et calculé à chaque pas de temps en fonction des caractéristiques thermiques de l'air extérieur à  $T_{ext}$  et de la vitesse du vent.  $T_{air}$  est la température de l'air qui arrive en fin de puits après passage dans la partie horizontale du puits et obtenue à l'aide des modélisations de cette dernière.

La température des condensats  $T_{\text{cond}}$  est dans un premier temps calculée sur base d'un modèle conductif pur en négligeant les échanges convectifs à la frontière 7. Une fois  $T_{\text{cond}}$  obtenu, il est possible de déterminer  $h_{\text{cond}}$  et de réaliser un calcul itératif pour définir  $T_{\text{cond}}$  et  $h_{\text{cond}}$ .

### 3.2.3. Détermination du coefficient de convection à l'interface condensats/air

Pour déterminer le coefficient de convection  $h_{\text{cond}}$  à l'interface entre les condensats et l'air appliquée à la frontière 7, il est essentiel de préciser si la convection est de type naturel, forcé ou mixte. En effet, les faibles vitesses de l'air en fin de puits à l'interface condensats/air, pour certaines hauteurs de condensats, exigent la prise en compte des transferts de chaleur par convection naturelle ou mixte, et non exclusivement ceux par convection forcée.

Afin de déterminer quel coefficient d'échange convectif  $h_{\text{cond}}$  considérer, il est nécessaire d'évaluer le nombre de Richardson. Ce dernier représente le rapport entre l'énergie potentielle et l'énergie cinétique d'un fluide, reflétant ainsi l'importance de l'effet sur le mouvement du fluide.

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (3)$$

Il n'y a pas de frontières physiques nettes entre les différents types de convections définis par des valeurs spécifiques du nombre de Richardson. Les deux régimes de convection, naturelle et forcée, sont des régimes asymptotiques de la convection mixte. Il est généralement acceptable de fixer des valeurs limites du nombre de Richardson en deçà ou au-delà desquelles seule la convection forcée ou naturelle est considérée comme responsable de l'écoulement.

Dans le cadre de cette étude, les conditions suivantes sont appliquées :

- $Ri \leq 0,1 \rightarrow$  convection forcée
- $0,1 < Ri < 1 \rightarrow$  corrélation linéaire entre convection forcée et mixte
- $Ri = 1 \rightarrow$  convection mixte
- $1 < Ri < 10 \rightarrow$  corrélation linéaire entre convection naturelle et mixte
- $Ri \geq 10 \rightarrow$  convection naturelle

En se basant sur ces critères, un seul coefficient de convection est attribué à chaque hauteur de condensats pour chaque pas de temps, en utilisant une régression linéaire en fonction du nombre de Richardson. Les corrélations employées sont issues de [3].

#### Convection forcée

Le nombre de Reynolds maximum est donc de 20565 et le nombre de Prandtl est toujours supérieur à 0,7. L'écoulement est donc considéré comme laminaire et le nombre de Nusselt peut être calculé suivant la relation :

$$Nu = 0,664 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \text{ pour } \begin{cases} 0,5 < Pr < 10 \\ Re < 3 \cdot 10^5 \end{cases} \quad (4)$$

#### Convection naturelle

Le coefficient de convection dû à la convection naturelle dépend directement de la différence de température entre les condensats et l'air ambiant qui intervient dans le calcul du nombre de Grashof. Il est donc nécessaire de choisir une approche itérative qui permet d'ajuster progressivement la température des condensats jusqu'à convergence, assurant ainsi la cohérence des résultats. Pour calculer le nombre de Nusselt, il est nécessaire de savoir si l'on se trouve avec un écoulement laminaire ou turbulent, ce qui est établi par le nombre de Rayleigh.

$$Ra = Gr \cdot Pr \quad (5)$$

$$Nu = 0,54 \cdot Ra^{\frac{1}{4}} \text{ pour } \begin{cases} 10^5 < Ra < 10^7 \\ \text{Régime laminaire} \end{cases} \quad (6)$$

$$Nu = 0,15 \cdot Ra^{\frac{1}{3}} \text{ pour } \begin{cases} 10^7 < Ra < 3 \cdot 10^{10} \\ \text{Régime turbulent} \end{cases} \quad (7)$$

### Convection mixte

Malgré le déplacement mécanique de l'air dans le puits, l'écoulement résultant à l'interface condensats/air est limité, surtout avec des hauteurs de condensats entre 15 et 30 cm. La coexistence de la convection naturelle et forcée est inévitable, et aucune ne peut être négligée au détriment de l'autre. L'évaporation des condensats n'a lieu que si la pression de vapeur saturante à la température des condensats est supérieure à la pression de vapeur de l'air. Ce phénomène se manifeste principalement lorsque la température des condensats dépasse celle de l'air, induisant un flux ascendant par convection naturelle. Ainsi, la convection mixte est considérée comme favorable, les forces d'Archimède soutenant l'écoulement vers le haut.

$$F_1(Pr) = 0,399 \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{0,0468}{Pr} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (8)$$

$$F_2(Pr) = \left( \frac{Pr}{5} \right)^{\frac{1}{5}} \cdot Pr^{\frac{1}{2}} \left[ 0,25 + 1,6Pr^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \quad (9)$$

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re}} = 2F_1(Pr) \cdot \left[ 1 \pm \left( \frac{5F_2(Pr) \cdot \left( \frac{Gr}{Re^{\frac{5}{2}}} \right)^{\frac{1}{5}}}{6F_1(Pr)} \right)^{\frac{3}{3}} \right]^{\frac{1}{3}} \text{ avec } \begin{cases} + \rightarrow \text{Conv. mixte favorable} \\ - \rightarrow \text{Conv. mixte défavorable} \end{cases} \quad (10)$$

### 3.3. Résultats des modélisations de la fin du puits

Les résultats des simulations repris sur les Figures 5, 6, 7 et 8 démontrent que lors d'une année peu humide, il est envisageable de se retrouver à la fin du puits sans aucun condensat après la période estivale. En revanche, lors d'une année humide, les condensats sont présents, et l'évaporation à la fin du puits ne suffit pas à empêcher l'accumulation des condensats produits dans la partie horizontale. Les températures des condensats se situent entre 7,89 °C et 20,15 °C pour 2015, et entre 8,95 °C et 17,97 °C pour 2016, représentant des températures propices au développement des micro-organismes psychrophiles. En 2015, 4134 heures sur les 8760 modélisées ont été marquées par la présence de condensats à la fin du puits, soit 47,2% de l'année, tandis qu'en 2016, 6064 heures sur les 8784 modélisées ont été affectées, représentant 69% de l'année.

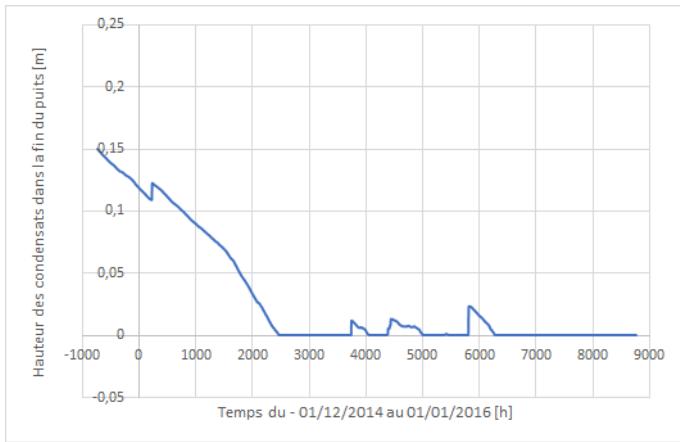


Figure 5 : Hauteur des condensats dans la fin du puits pour l'année 2015

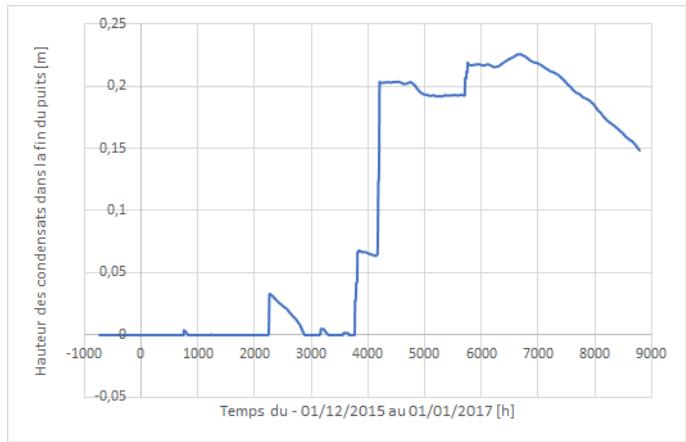


Figure 6 : Hauteur des condensats dans la fin du puits pour l'année 2016

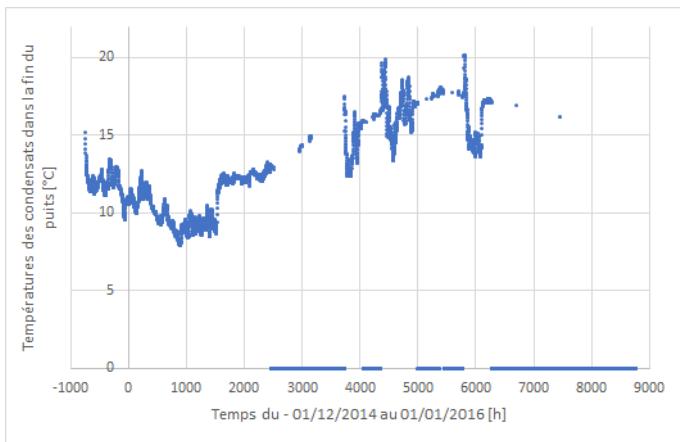


Figure 7 : Températures des condensats dans la fin du puits pour l'année 2015

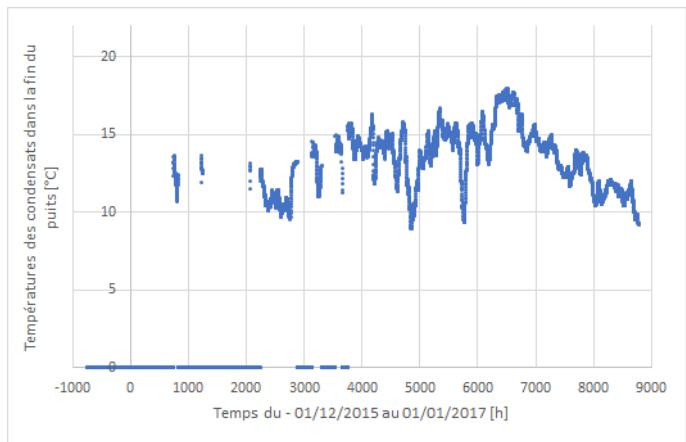


Figure 8 : Températures des condensats dans la fin du puits pour l'année 2016

## 4. Étude microbiologique

Le matériel, les méthodes d'échantillonnage, le descriptif des campagnes et les traitements bio-informatiques réalisés sont présentés dans [2] et détaillés dans [4].

### 4.1. Pathogènes

Les espèces pathogènes ont été déterminées sur base des rapports (TRBA) émis par l'Institut fédéral de la sécurité et de la santé au travail (BAuA) [5] et [6]. Ces rapports classent les organismes selon leur degré de dangerosité de 1 (peu susceptible de provoquer une maladie chez un individu) à 4 (peut provoquer une maladie grave, risque de propagation considérable, un traitement et une prévention ne sont pas possibles). La Figure 9 illustre les pathogènes que l'on retrouve dans les différentes stations, elles-mêmes reprises sur la Figure 1. Aucun des pathogènes découverts ne dépasse le degré de dangerosité 2 (peut provoquer une maladie chez l'homme et constituer un danger pour les travailleurs. Sa propagation dans la collectivité est improbable. Il existe généralement une prophylaxie ou un traitement efficace).

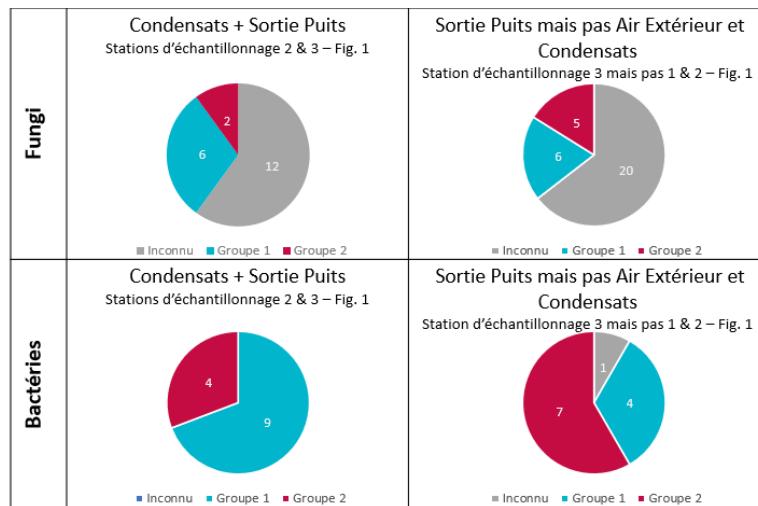


Figure 9 : Agents pathogènes détectés dans différentes stations reprises sur la Figure 1.

## 5. Conclusion

Cette étude visait à créer un modèle numérique complet pour simuler un puits canadien, quantifier les condensats produits et leurs températures saisonnières. Une analyse microbiologique a également été entreprise pour évaluer l'impact sanitaire de cette technique sur la qualité de l'air intérieur. Les résultats confirment que l'utilisation d'un puits canadien peut entraîner une contamination microbiologique, bien que le risque reste relativement faible.

L'étude microbiologique révèle la présence de bactéries et de fungi, principalement dans les condensats, mais leur transfert dans le bâtiment est limité par le système de filtration. Malgré des conditions propices au développement de micro-organismes psychrophiles, le risque sanitaire reste faible en raison de la faible abondance relative des espèces pathogènes. Des mesures préventives, telles que l'extraction régulière des condensats et l'entretien du puits, peuvent réduire davantage le risque. Les conditions climatiques changeantes peuvent influencer le risque sanitaire, justifiant une vigilance accrue à l'avenir.

## Références

- [1] G. Chardome, V. Feldheim, *Transferts de chaleur et condensation au sein d'un échangeur air-sol : modélisations numériques 2D/3D validées par des relevés expérimentaux*. Congrès Français de Thermique (Pau - Mai 2018).
- [2] G. Chardome, V. Feldheim, *Analyse du risque sanitaire provoqué par l'utilisation d'un échangeur air-sol (EAHE)*. Congrès Français de Thermique (Valenciennes/Mons - Mai 2022). <https://doi.org/10.25855/SFT2022-038>
- [3] J. Huetz and J-P. Petit. *Notions de transfert thermique par convection*. Techniques de l'ingénieur A-1541 (1990).
- [4] G. Chardome, *Puits canadiens : analyses expérimentale et numérique des performances énergétiques et impact sur la qualité de l'air dans les bâtiments*. Doctoral thesis, UMONS - Université de Mons (2023).
- [5] TRBA 460 - Technische Regeln für Biologische Arbeitsstoffe, *Classification of Fungi into Risk Groups*, Bundesministerium für Arbeit und Soziales (BMAS) (Juillet 2016).
- [6] TRBA 466 - Technische Regeln für Biologische Arbeitsstoffe, *Classification of Prokaryotes (Bacteria and Archaea) into Risk Groups*, Bundesministerium für Arbeit und Soziales (BMAS) (Décembre 2010).

# Modélisation numérique et caractérisation des transferts thermo-hydriques lors de la cuisson de gâteaux

Patrick EL HELOU<sup>1\*</sup>, Pascal LE BIDEAU<sup>1</sup>, Adrien FUENTES<sup>1</sup>, Patrick GLOUANNEC<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

\*(Auteur correspondant : patrick.el-helou@univ-ubs.fr)

**Résumé.** Cette communication concerne le développement d'un modèle numérique multiphysique représentatif des phénomènes de transfert de chaleur et de masse ainsi que le gonflement lors de la cuisson d'un gâteau contenu dans un moule. L'objectif de cette étude est de fournir un outil numérique efficace, validé expérimentalement, pour une meilleure compréhension des mécanismes conduisant au produit final désiré. Différentes conditions de fonctionnement sont testées pour vérifier la robustesse des prédictions.

## Nomenclature

$c_p$	capacité thermique massique à pression constante, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\alpha_m$	coefficient de transfert de masse, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$D_T$	coefficient de transport lié aux gradients de température, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\sigma$	tenseur de contrainte, Pa
$D_W$	coefficient de transport lié aux gradients de teneur en eau, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\sigma_{SB}$	constante de Stefan-Boltzmann, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
$D_{P_g}$	coefficient de transport lié aux gradients de pression de gaz, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$	$\varepsilon$	émissivité, -
$h$	enthalpie massique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$M$	masse molaire, $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$n$	flux de masse, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$		
$R$	constante des gaz parfaits, $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$		
$RH$	humidité relative, -		
$a_w$	activité de l'eau, -		
$c_p$	capacité thermique massique à pression constante, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$		
$v_s$	vitesse de déformation de la phase solide, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$		
$I_v$	taux de changement de phase liquide-vapeur, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$		
<i>Symboles grecs</i>			
$\alpha_c$	coefficient de transfert de chaleur, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	$m$	moule
		$o$	ouvert
		$f$	fermé
		$par$	paroi
		$sat$	saturé
		$s$	solide
		$l$	liquide
		$g$	gaz
		$v$	vapeur d'eau
		$a$	air
		$c$	dioxyde de carbone
		$eff$	effective
		$surf$	surface

## 1. Introduction

Le contexte de cette étude se focalise sur les mécanismes présents lors de la cuisson de produits céréaliers. Pour ce faire, le recours à des outils numériques est très important afin de comprendre ce qui se passe au niveau du produit. La cuisson des gâteaux est un processus complexe qui induit un transfert de chaleur et de masse, des réactions chimiques (gélatinisation de l'amidon, dénaturation des protéines, réaction de Maillard...) et des contraintes mécaniques induites par la pression des gaz. De plus, la plupart de ces phénomènes physiques se produisent simultanément, ce qui rend difficile l'interprétation des contributions de chaque phénomène lors de la cuisson et l'impact sur la qualité du produit (déformation de la pâte [1], formation de la mie et de la croûte ([2] - [4]), coloration [5]...). De nombreuses études numériques basées sur des approches mathématiques ont été réalisées pour prédire le transfert de chaleur et de masse et le comportement mécanique des produits céréaliers ([6] - [13]). Dans ce contexte, un modèle numérique multiphysique est développé pour décrire la cuisson d'un gâteau contenu dans un moule. Des tests expérimentaux sont réalisés sous différentes conditions de cuisson. Après une brève description du modèle numérique, les premiers résultats numériques sont représentés et analysés.

## 2. Descriptif expérimental

Les tests de cuisson sont effectués à deux températures différentes du four: 185°C et 205°C. 38g de pâte sont versés dans un moule à gâteau en acier inoxydable ayant une cavité cylindrique de diamètre 75 mm. L'ensemble est ensuite introduit dans un four (similaire à celui de Ploteau et al. [14]) une fois que la température de cuisson est atteinte en régime permanent. Dans cette configuration, la surface du produit est chauffée par convection naturelle et rayonnement thermique. Les faces inférieures et latérales sont directement en contact avec le moule qui est également chauffé par convection naturelle, rayonnement thermique et conduction. La chaleur à l'intérieur du produit est transportée par conduction et advection (gonflement). Le temps de cuisson est de 18 minutes. L'instrumentation du moule (Figure 1) permet de suivre les températures du produit ainsi que celles du moule lors de la cuisson.

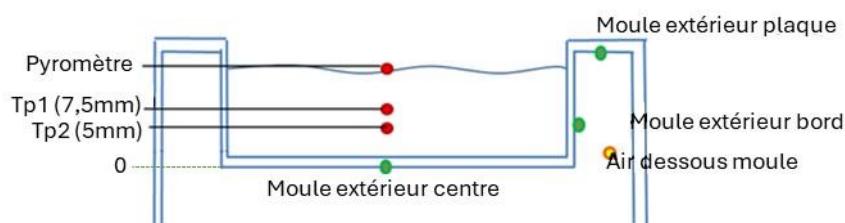


Figure 1. Instrumentation du moule.

La perte de masse est suivie par une balance placée au-dessous du four. De plus, la déformation du produit est capturée par un appareil photo placé devant la porte en verre du four. Des photographies sont réalisées chaque minute (Figure 2) et sont analysées par la suite à l'aide d'un logiciel de traitement d'image. Tous les essais ont été réalisés au moins 3 fois pour assurer la répétabilité.

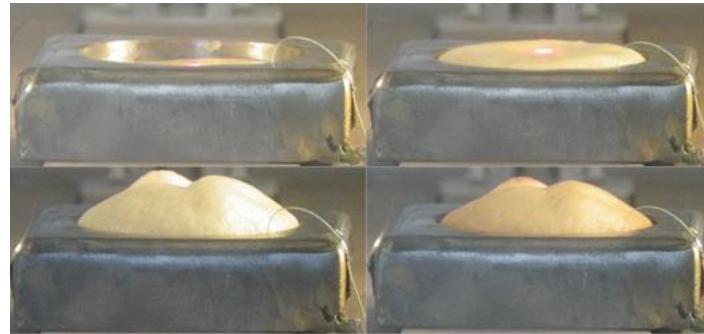


Figure 2. Déformation de la pâte lors de la cuisson.

### 3. Modèle multiphysique

Un modèle multiphysique est mis en œuvre pour simuler les cinétiques de cuisson du gâteau. Les températures du moule sont calculées. Dans cette approche, on suppose un milieu poreux déformable contenant trois phases : solide (pâte), liquide (eau) et gazeuse. La phase gazeuse comprend deux espèces, l'eau et le dioxyde de carbone (libéré par les agents levants). En se basant sur des équations régissant le transport de chaleur et de masse et sous certaines hypothèses (milieu homogène, équilibre thermodynamique local, mélange de gaz parfaits...), le problème consiste à résoudre un ensemble de cinq équations aux dérivées partielles fortement couplées. Les variables d'état sont la température, la teneur en eau, la pression totale des gaz, la porosité et le déplacement. Le gonflement de la pâte causé par l'augmentation de la pression totale de gaz est prédit par un modèle viscoélastique [15].

#### 3.1 Equation de conservation

##### 3.1.1 Conservation de la masse

Les équations régissant le transport multiphasique dans un milieu poreux sont développées en se basant sur la conservation de la masse de chaque espèce, comme suit:

Conservation de la masse solide:

$$\frac{\partial \overline{\rho}_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s \overline{\rho}_s) = 0 \quad (1)$$

Conservation de la masse liquide:

$$\frac{\partial \overline{\rho}_l}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s \overline{\rho}_l) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{n}_l - I_v \quad (2)$$

Conservation de la vapeur d'eau:

$$\frac{\partial \overline{\rho}_v}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s \overline{\rho}_v) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{n}_v + I_v \quad (3)$$

Conservation du dioxyde de carbone:

$$\frac{\partial \overline{\rho}_c}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s \overline{\rho}_c) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{n}_c \quad (4)$$

Ces quatre équations sont reformulées en fonction de quatre variables d'état : la teneur en eau ( $W$ ), la température ( $T$ ), la pression des gaz ( $P_g$ ) et la porosité ( $\phi$ ). La teneur en eau et la porosité étant définies comme:

$$W = \frac{\overline{\rho}_l + \overline{\rho}_v}{\overline{\rho}_s} \quad (5)$$

$$\phi = \frac{V_l + V_v}{V_t} \quad (6)$$

Le transport de liquide induit par le gradient d'eau liquide est exprimé en fonction de  $T$ ,  $W$  et  $\phi$ :

$$\vec{n}_l = D_T^l \vec{\nabla} T + D_W^l \vec{\nabla} W + D_\phi^l \vec{\nabla} \phi \quad (7)$$

Les transports de vapeur et d'air sont supposés être causés par des gradients d'espèces et des gradients de pression de gaz lorsque les bulles de gaz sont ouvertes et deviennent interconnectées pour former une colonne de gaz. Les transports de gaz (vapeur ou air) sont décrits en fonction des gradients thermiques, des gradients d'humidité et des gradients de pression:

$$\vec{n}_{i,o} = D_{T,o}^i \vec{\nabla} T + D_{W,o}^i \vec{\nabla} W + D_{P_g,o}^i \vec{\nabla} P_g \quad (8)$$

Avec  $i = v$  (vapeur),  $a$  (air)

Au contraire, tant que les bulles sont fermées, il n'y a pas de transport d'air à l'intérieur du milieu ( $\vec{n}_{a,f} = 0$ ) car l'air ne peut pas traverser la pâte environnante. En supposant un état stable, la vapeur se diffuse à l'intérieur des bulles en raison des gradients de concentration de vapeur. La fraction de masse de la vapeur est décrite comme une fonction de la température, de la teneur en humidité et de la pression. Ainsi, son équation est de la forme:

$$\vec{n}_{v,f} = D_{T,f}^v \vec{\nabla} T + D_{W,f}^v \vec{\nabla} W + D_{P_g,f}^v \vec{\nabla} P_g \quad (9)$$

Au début de la cuisson, le produit est un milieu à porosité essentiellement fermée (les bulles de gaz ne sont pas interconnectées), le transport d'air est nul et le transport de vapeur est limité (équation 9). Le transfert de masse se produit dans la phase liquide (équation 7). Lorsque la température et la pression augmentent, le volume des pores devient important et des interconnexions apparaissent. Pour simuler l'ouverture des bulles de gaz, une fonction  $\zeta$  est introduite comme indiqué dans Ploteau et al. [16]. Cette fonction est une sigmoïde qui varie de 0 à 1 dont le point d'inflexion est fixé à une température  $T_o$  ayant une plage de transition de  $\Delta T_o$ . Par conséquent, les transports de vapeur et d'air sont exprimés en fonction du transport des espèces ( $\vec{n}_{i,o}$ ,  $\vec{n}_{i,f}$ ) et la fonction sigmoïde ( $\zeta$ ).

$$\vec{n}_i = \zeta \vec{n}_{i,o} + (1 - \zeta) \vec{n}_{i,f} \quad (10)$$

### 3.1.2 Conservation de l'énergie.

L'équation de conservation de l'énergie de la pâte est développée en considérant l'équilibre thermodynamique local [17]:

$$\frac{\partial \overline{\rho h}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s \overline{\rho h}) = -\vec{\nabla} \cdot (-\lambda_{\text{eff}} \vec{\nabla} T + \vec{n}_l h_l + \vec{n}_v h_v + \vec{n}_a h_a) \quad (11)$$

En ce qui concerne le moule, le transport de la chaleur est représenté par l'équation suivante:

$$\rho_m c_{p,m} \frac{\partial T_m}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (-\lambda_m \vec{\nabla} T_m) \quad (12)$$

### 3.1.3 Conservation de la quantité de mouvement.

Une approche viscoélastique basée sur le modèle Kelvin-Voigt est utilisée [18]. Elle permet de déterminer la déformation de la phase solide sous l'effet de la pression des gaz:

$$\vec{\nabla} \cdot \overline{\sigma_{\text{eff}}} = \vec{\nabla} P_g \quad (13)$$

### 3.2 Conditions aux limites

#### 3.2.1 Interface air/produit.

Le taux de transfert de masse est égal à la somme des flux de liquide et de vapeur. Il est proportionnel à la différence de masse volumique de la vapeur entre la surface du produit et son ambiance:

$$n_v + n_l = \alpha_m (\rho_{v,surf} - \rho_{v,a}) = \frac{\alpha_m M_v}{R} \left( \frac{a_w P_{sat}(T)}{T} - RH_a \frac{P_{sat}(T_a)}{T_a} \right) \quad (14)$$

La pression du gaz est supposée être égale à la pression atmosphérique. La chaleur est échangée avec le milieu environnant par évaporation, convection et rayonnement:

$$\begin{aligned} -\lambda_{eff} \nabla T + n_l h_l + n_v h_v \\ = -\alpha_m (\rho_{v,surf} - \rho_{v,a}) h_v + \alpha_c (T_a - T) + \varepsilon \sigma_{SB} (T_{par}^4 - T^4) \end{aligned} \quad (15)$$

Pour le problème mécanique, un déplacement libre est imposé.

#### 3.2.2 Interface produit/moule.

À cette interface, il n'y a pas de transfert de masse (imperméable). Un contact parfait est considéré ( $T = T_m$ ). Le déplacement normal est fixé à zéro.

#### 3.2.3 Interface moule/air.

Des échanges convecto-radiatif sont considérés à cette interface.

### 3.3 Modèle numérique

Un modèle 2D axisymétrique est développé à l'aide de Comsol Multiphysics. Toutes les équations, à l'exception de l'équation mécanique, sont implémentées avec des équations aux dérivées partielles (EDP) sous une forme générale dépendante du temps. Un modèle viscoélastique est utilisé pour calculer les contraintes au sein du produit. Une formulation arbitraire lagrangienne-eulérienne (ALE) est adoptée pour modéliser la déformation du produit.

Certaines des propriétés physiques requises par le modèle ont été mesurées à l'aide d'équipements de laboratoire appropriés. La conductivité thermique et la diffusivité de la pâte ont été mesurées par la méthode du Hot Disk. Les mesures effectuées à plusieurs niveaux de teneur en eau ont montré une diminution de la conductivité thermique avec la baisse de l'humidité. Le modèle Maxwell-Eucken [19] est utilisé pour représenter les variations de la conductivité thermique en fonction des fractions de liquide et de gaz à l'intérieur de la pâte. Les capacités thermiques de la pâte non cuite et de la pâte cuite ont été mesurées par calorimétrie différentielle à balayage. De plus, l'activité de l'eau de la pâte a été mesurée par un équipement de sorption dynamique de la vapeur à 25°C, 40°C et 70°C. Le modèle de Fontan [20] a été utilisé pour ajuster la relation entre l'activité de l'eau et la teneur en eau. La fraction de gaz initiale de la pâte est déterminée à l'aide d'un pycnomètre à hélium. Enfin, l'émissivité de la pâte et du produit final est mesurée à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier.

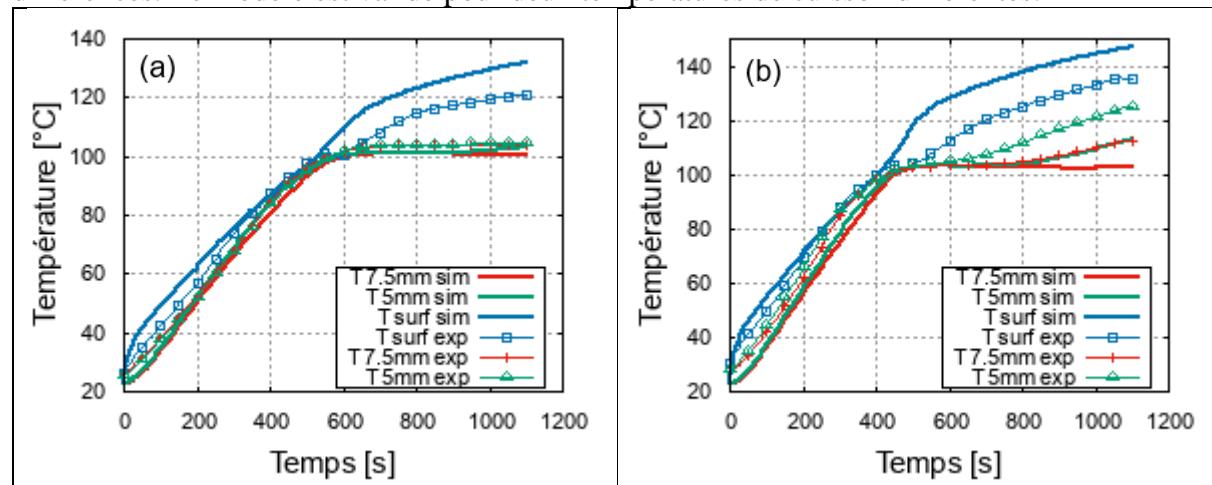
## 4. Résultats et discussion

Les figures 3.a et 3.b montrent la comparaison des températures expérimentales et simulées de la pâte pour les tests effectués à 185°C et 205°C respectivement. La variation des températures du produit est globalement bien représentée que ce soit à la surface ou à l'intérieur du produit. Dans le détail, les températures augmentent de manière homogène jusqu'à atteindre 100°C après 500s pour une température de cuisson de 185°C. Cette phase est plus rapide (400s) à 205°C. Ensuite, les températures à cœur stagnent autour de 103°C tandis que la température de surface continue à augmenter plus lentement que précédemment jusqu'à atteindre 120°C

(140°C) pour une température de cuisson de 185°C (205°C). Ceci est dû au fait que la surface du produit est sèche et que la chaleur est utilisée pour augmenter la température du produit à la surface. Au centre du produit, on observe une stagnation de la température parce que la teneur en eau est relativement élevée et que la chaleur fournie sert uniquement à évaporer l'eau dans cette région. Dès que la quantité d'eau devient insuffisante pour maintenir l'activité de l'eau à un niveau proche de 1, on observe une augmentation de la température. Ce phénomène est plus souvent observé à des températures plus élevées, comme à 205°C, car le séchage est plus rapide à des températures plus élevées. Comme prévu, la perte de masse est également plus importante à haute température. Le produit perd 10% de sa masse initiale à 185°C (Figure 3.c) contre 13% à 205°C (Figure 3.d). Quant à la déformation, elle peut être divisée en deux parties. La première correspond au gonflement de la pâte jusqu'à atteindre 250% de sa hauteur initiale à 600s pour une température de cuisson de 185°C (Figure 3.e) contre 500s à 205°C (Figure 3.f). La déformation est plus rapide à 205°C car le taux d'évaporation est plus rapide qu'à 185°C. La vapeur générée et piégée dans les pores du produit crée une surpression qui entraîne la déformation du produit. La deuxième partie est le dégonflement du gâteau. Ce phénomène est lié d'une part à l'ouverture des pores qui induit la libération des gaz et d'autre part aux changements structurels (gélatinisation de l'amidon [21] et coagulation des protéines [22]). A noter que les valeurs maximales et finales de la déformation sont approximativement les mêmes pour les deux températures de cuisson.

Le modèle prédit également la teneur en eau locale difficile à obtenir expérimentalement (Figure 3.g - Figure 3.h). La teneur en eau moyenne finale du produit est plus élevée à 185°C (0.15 kg/kg) qu'à 205°C (0.12 kg/kg). Cela confirme le fait que la perte de masse est plus importante à des températures de cuisson plus élevées. La teneur en eau en surface chute brusquement, un peu plus rapidement à 205°C, ce qui peut expliquer la différence de température finale en surface entre les 2 essais de cuisson. De plus, la teneur en eau au sein du produit commence à chuter plus tôt à 205°C (400s) qu'à 185°C (500s) et atteint un niveau légèrement inférieur.

Les résultats numériques sont conformes aux résultats expérimentaux avec de légères différences. Le modèle est validé pour deux températures de cuisson différentes.



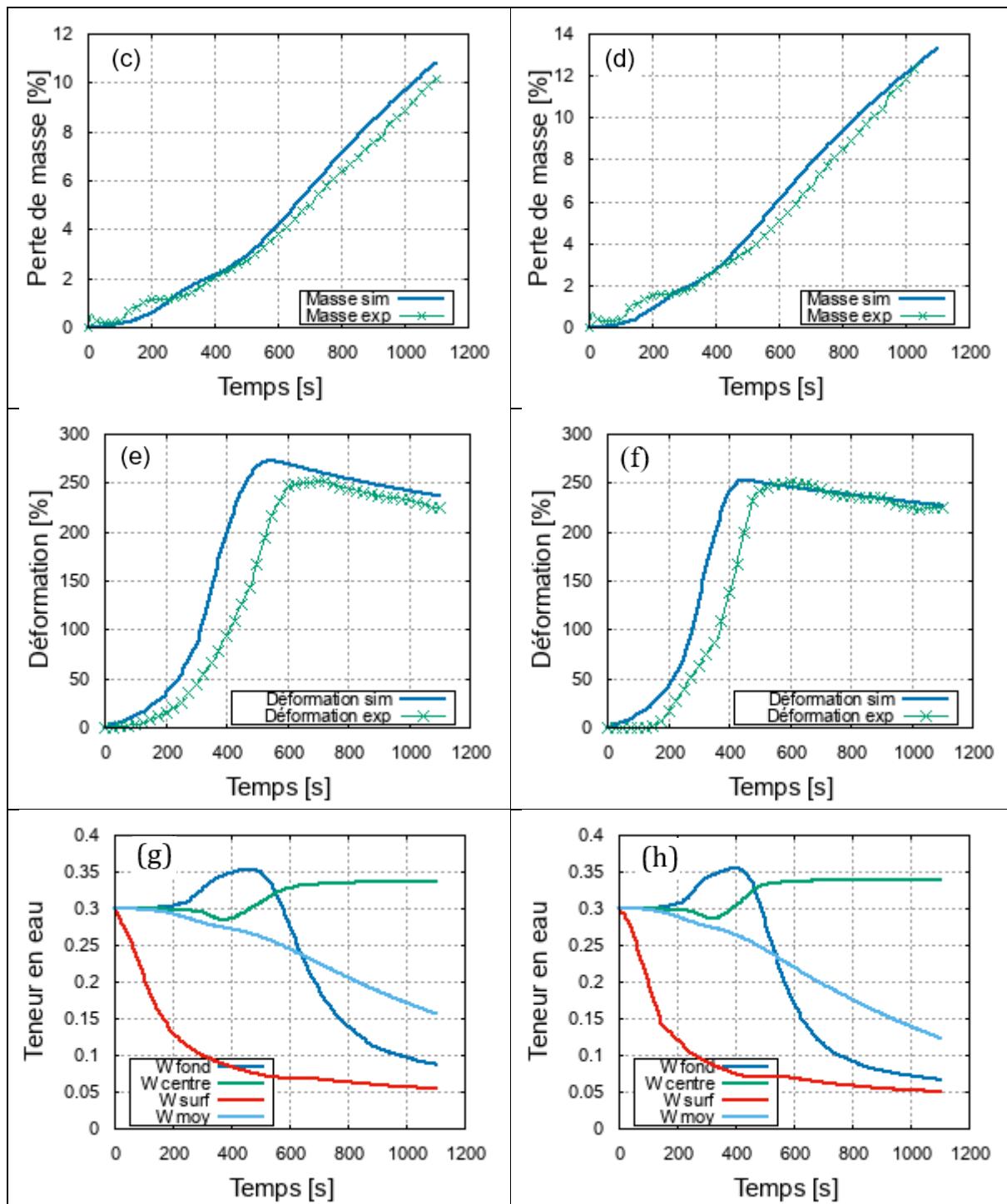


Figure 3. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

## 5. Conclusion

Cette communication est focalisée sur la modélisation du processus de cuisson d'un gâteau dans un moule. Une approche multiphysique basée sur la conservation de l'énergie et de la masse est utilisée pour prédire les cinétiques de cuisson à l'échelle macroscopique. Une géométrie 2D axisymétrique est considérée. La déformation du produit est également prise en compte. Une attention particulière a été portée aux conditions aux limites du modèle afin de prendre en compte les échanges thermiques et massiques mis en jeu. Les confrontations simulation/expérience ont permis de valider la pertinence de la démarche et le modèle numérique. Ce modèle pourrait être utilisé pour d'autres produits céréaliers ou dans d'autres configurations géométriques.

## Références

- [1] D. Grenier, D. Le Ray, T. Lucas, Combining local pressure and temperature measurements during bread baking: insights into crust properties and alveolar structure of crumb, *J. Cereal Sci.*, 52, (2010), 1-8
- [2] F. M. Vanin, T. Lucas, G. Trystram, Crust formation and its role during bread baking, *Trends Food Sci. Technol.*, 20, (2009), 333-343
- [3] F. M. Vanin, C. Michon, G. Trystram, T. Lucas, Simulating the formation of bread crust in a DMTA rheometer, *J. Cereal Sci.*, 51, (2010), 277-283
- [4] S. Guibert-Martin, V. Jury, B. Bouchet, G. Roellens, P. Lioret, A. Le-Bail, Impact of the baking protocol on the structure of French crêpes, *J. Food Eng.*, 196, (2017), 183-192
- [5] E. Purlis, V.O. Salvadori, Bread browning kinetics during baking, *J. Food Eng.*, 80, (2007), 1107-1115
- [6] A. Mondal, A. K. Datta, Bread baking – A review, *J. Food Eng.*, 86, (2008), 465-474
- [7] J. Zhang, A. K. Datta, Mathematical modeling of bread baking process, *J. Food Eng.*, 75, (2006), 78-89
- [8] S. S. Sablani, M. Marcotte, O.D. Baik, F. Castaigne, Modeling of Simultaneous Heat and Water Transport in the Baking Process, *LWT - Food Sci. Technol.*, 31, (1998), 201-209
- [9] B. Zanoni, C. Peri, S. Pierucci, A study of the bread-baking process — I. A phenomenological model, *J. Food Eng.*, 19, (1993), 389-398
- [10] B. Zanoni, S. Pierucci, C. Peri, Study of the bread baking process — II. Mathematical modelling, *J. Food Eng.*, 23, (1994), 321-336
- [11] M. Lostie, R. Peczalski, J. Andrieu, M. Laurent, Study of sponge cake batter baking process. Part I: Experimental data, *J. Food Eng.*, 51, (2002), 131-137
- [12] M. M. Ureta, D. F. Olivera, V.O. Salvadori, Baking of Sponge Cake: Experimental Characterization and Mathematical Modelling, *Food Bioprocess Technol.*, 9, (2016), 664-674
- [13] P. Jayapragasam, P. Le Bideau, T. Loulou, Approximation of heat and mass transport properties for one sided cake baking, *J. Food Eng.*, 290, (2021), 110-211
- [14] P. Jayapragasam, P. Le Bideau, T. Loulou, Selection of better mathematical model describing cake baking for inverse analysis, *Food Bioprod. Process.*, 126, (2021), 265-281
- [15] K. Seranthian, A. Datta, Dynamics of cupcake baking : Coupled multiphase heat and mass transport in a deformable porous material, *Chemical Engineering Science*, 277, (2023), 118802.
- [16] J. P. Ploteau, V. Nicolas, P. Glouannec, Numerical and experimental characterization of a batch bread baking oven, *Appl. Therm. Eng.*, 48, (2012), 289-295
- [17] V. Nicolas, P. Salagnac, P. Glouannec, J. P. Ploteau, V. Jury, L. Boillereaux, Modelling heat and mass transfer in deformable porous media: Application to bread baking, *J. Food Eng.*, 130, (2014), 23-35
- [18] R. Lewandowski, B. Chorążyczewski, Identification of the parameters of the Kelvin– Voigt and the Maxwell fractional models, used to modeling of viscoelastic dampers, *J. Food Eng.*, 88, (2010), 1-17
- [19] J. K. Carson, S. J. Lovatt, D. J. Tanner, A. C. Cleland, Thermal conductivity bounds for isotropic, porous materials, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 48, (2005), 2150-2158
- [20] C. F. Fontan, J. Chirife, E. Sancho, H. A. Iglesias, Analysis of a Model for Water Sorption Phenomena in Foods, *J. Food Eng.*, 47, (1982), 1590-1594
- [21] N. Chhanwal, A. Anishaparvin, D. Indrani, K. S. M. S. Raghavarao, C. Anandharakrishnan, Computational fluid dynamics (CFD) modeling of an electrical heating oven for bread-baking process, *J. Food Eng.*, 100(3), (2010), 452-460
- [22] E. Chiotellis, G. M. Campbell, Proving of Bread Dough I : Modelling The Evolution of the Bubble Size Distribution, *Food and Bioproducts Processing*, 81(3), (2003), 194-206

# Corrélations technico-économiques pour la modélisation d'un système de trigénération pour bâtiments. Application sur le campus de l'Université Paris Nanterre.

Arthur DUPUY<sup>1\*</sup>, Lavinia GROSU<sup>1</sup>, Khahn-Hung TRAN<sup>1</sup>, Sirine SAÏDI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Énergétique Mécanique Électromagnétisme, LEME, Université Paris Nanterre 50 rue de Sèvres – 92410 Ville d'Avray

\*(auteur correspondant : arthur.dupuy@parisnanterre.fr)

**Résumé** - Dans le contexte énergétique et économique actuel, les machines de trigénération permettent d'augmenter la part d'énergies renouvelables dans le secteur du bâtiment, tout en préservant les équilibres financiers. Ce travail s'inscrit dans l'étude et l'optimisation d'un système de trigénération, pour une application concrète sur le campus de l'Université Paris Nanterre. Des corrélations technico-économiques permettant de relier le coût d'un composant à ses caractéristiques techniques sont proposées.

## Nomenclature

$A$	surface d'échange, m <sup>2</sup>	$T$	température, K
$c$	coût unitaire, €/Wh	$\dot{W}$	puissance mécanique, W
$C$	coût, €	<i>Symboles grecs</i>	
$\dot{C}$	flux monétaire, €/h	$\eta$	rendement
$E$	énergie, J	$\xi$	taux de dissipation
$ex$	exergie spécifique, J/kg	$\phi$	facteur de maintenance
$Ex$	exergie, J	$\tau$	facteur de retour sur investissement
$\dot{Ex}$	flux d'exergie, W	<i>Indices et exposants</i>	
$h$	enthalpie spécifique, J/kg	$D$	Dissipation
$m$	masse, kg	$e, s$	entrée, sortie
$\dot{m}$	débit massique, kg/s	$evap$	évaporateur
$n$	nombre d'années pour récupérer le capital	$ex$	exergétique
$N$	nombre d'heures de fonctionnement annuel	$FC$	Fluide Caloporeur
$Q$	chaleur, J	$FF$	Fluide Frigorigène
$\dot{Q}$	flux de chaleur, W	$irr$	irréversibilité
$s$	entropie spécifique, J/K.kg	$m$	moyenne
$S$	entropie, J/K	$P$	Produit
$\dot{S}$	flux d'entropie, W/K	$R$	Ressource
$t$	temps		

## 1. Introduction

Dans le contexte énergétique et économique actuel, il apparaît urgent de réduire les émissions de gaz à effet de serre, d'augmenter la part d'énergies renouvelables dans notre mix énergétique et d'améliorer l'efficacité des procédés tout en préservant les équilibres financiers. [1]. Le développement de machines de trigénération offre une solution prometteuse dans le secteur du bâtiment. La trigénération implique la production simultanée de chauffage, de refroidissement et d'électricité, ce qui la rend particulièrement adaptée à des bâtiments tels que les écoles et les universités. Ces systèmes peuvent présenter une diversité de configuration utilisant des

composants tels que les chaudières, compresseurs, turbines, échangeurs de chaleurs etc., ainsi que des structures variables (ordre des composants, en série ou en parallèle, etc..) qui pourront varier selon les objectifs recherchés, notamment le type d'énergie le plus valorisé en fin de processus. L'optimisation de ces systèmes repose principalement sur l'utilisation de sources renouvelables (géothermie, énergie solaire, biocombustibles) ainsi que sur l'amélioration des rendements énergétique et exergétique [2].

L'intégration d'un système de stockage d'énergie s'avère indispensable lorsque les systèmes énergétiques opèrent avec des énergies renouvelables dont la production est intermittente, afin de moduler les temps de fonctionnement des machines. Ce stockage permet alors de restituer l'énergie au moment où les besoins énergétiques sont les plus élevés. La batterie de Carnot, par exemple, permet le stockage de l'énergie électrique sous forme de chaleur.

L'objectif de ce travail concerne le développement de corrélations technico-économiques nécessaires pour compléter le modèle énergétique, exergétique et économique du système de trigénération étudié, pour une application dans le secteur des bâtiments, plus particulièrement sur le campus de l'Université Paris Nanterre

## 2. Le site de l'Université Paris Nanterre-étude thermique des bâtiments

L'Université Paris Nanterre est située à Nanterre (92), en région parisienne. Sa construction a démarré en 1964 par la “barre historique” située sur l'aile ouest du site [15] et s'acheva en 1969. De nombreux bâtiments complétèrent le campus tels que le centre sportif ou la bibliothèque “La Contemporaine”, certifiée Haute Qualité Environnementale (HQE).

L'objectif de cette étude est d'établir les besoins énergétiques du campus et des consommations qui en découlent afin de dimensionner au mieux le système de trigénération. Pour cette étude, une méthode d'estimation simplifiée pourrait convenir, afin d'éviter les temps de calculs importants engendrés par une simulation thermique dynamique (STD) du bâtiment. Plusieurs approches sont possibles : l'approche par factures énergétiques permet d'établir les consommations mais ne donne pas d'informations sur la qualité de construction et d'isolation des bâtiments, des informations pourtant essentielles dans la conception d'un système complet. Les données techniques sont quant à elles difficiles à obtenir et donc à exploiter, et ne tiennent non plus pas compte d'éventuelles dégradations de la performance des isolants.

La solution choisie est donc d'employer la méthode 3CL (Calcul de la Consommation Conventionnelle des Logements). Cette technique a été instaurée en 2006 pour répondre aux exigences de la directive européenne sur la performance énergétique des logements. Pour mesurer les quantités d'énergie consommée et de gaz carbonique rejeté dans l'air, la méthode 3CL se base sur un usage standardisé du logement, en fonction d'hypothèses de fonctionnement[14].

Ces critères permettent la standardisation des sollicitations du bâtiment (usage et environnement standards) permettant ainsi d'isoler la performance de l'enveloppe et des systèmes de chauffage, de refroidissement et d'eau chaude sanitaire. Ces hypothèses ne sont cependant pas adaptées à l'étude d'un bâtiment tertiaire. Elles ont par conséquent été modifiées pour adapter le modèle à l'usage d'un établissement scolaire/d'une université :

- les bâtiments sont occupés 5j/semaine, 10h/jour (lundi au vendredi, de 8h à 18h) ;
- les périodes d'occupation sont choisies selon le calendrier universitaire 2023-2024 de l'Université Paris-Nanterre (fermeture estivale de 4 semaines, fermeture hivernale fin décembre, etc...) ;
- le besoin en ECS (Eau Chaude Sanitaire) est de 2L à 40°C par occupant et par jour [4] ;

- le nombre d'occupants est connu ou calculé selon la surface totale des bâtiments (hors couloirs/sanitaires, avec  $4m^2$  d'espace personnel/occupant) ;
- la température intérieure est de  $19^\circ\text{C}$  lors des périodes d'occupation, de  $16^\circ\text{C}$  la nuit et lors des périodes d'inoccupation (week-ends et jours fériés, vacances).

Afin de valider les hypothèses avancées, une comparaison a été réalisée entre les résultats obtenus par la méthode 3CL modifiée et les informations extraites des Diagnostics de Performance Énergétique (DPE) de deux collèges du Val-de-Marne (94), établis à partir des factures [5].

	Collège Jean Lurçat		Collège Aimé Césaire	Bâtiment REMOND
Année de construction	1969		2009	1964
GES ADEME/ Y. (kgCO <sub>2</sub> /m <sup>2</sup> .an)	24		15	37.5
Conso finale chauffage (kWh/an)	800 946		719 374	934 334
GES 3CL (kgCO <sub>2</sub> /m <sup>2</sup> .an)	30		21	38
Conso finale (kWh/an)	850 852		775 729	973 179
Ecart GES	25%		40%	1.33%
Ecart conso	6,23%		7,83%	4.16%

Tableau 1 : Tableau de comparaison entre les valeurs extraites et calculées



Figure 1 : Comparaison GES ADEME/3CL

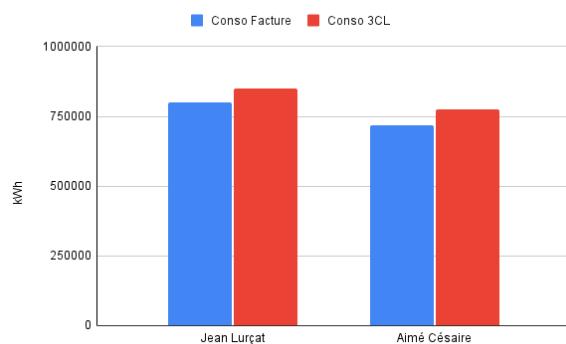


Figure 2 : Comparaison Consommation ADEME/3CL

On remarque que les écarts obtenus entre les consommations publiées par l'ADEME et les résultats obtenus par la méthode 3CL modifiée sont inférieurs à 10%. Des écarts plus importants sont constatés sur l'estimation des émissions de gaz à effet de serre, qui peuvent être expliqués par différents modes de comptage utilisés : empreinte carbone, GES etc. Les résultats obtenus confirmant ainsi la validité des hypothèses choisies, le modèle 3CL modifié a été ensuite utilisé pour l'étude thermique du bâtiment « REMOND » du campus de Nanterre (construit en 1964), pour lequel les factures ne sont pas disponibles.

Les résultats obtenus ont été comparés à ceux publiés dans la thèse d'Yvain CANIVET [7], qui a effectué une Simulation Thermique Dynamique du même bâtiment, en utilisant l'outil COMFIE Pléïade. Les données utilisées sont fournies Tableau 1.

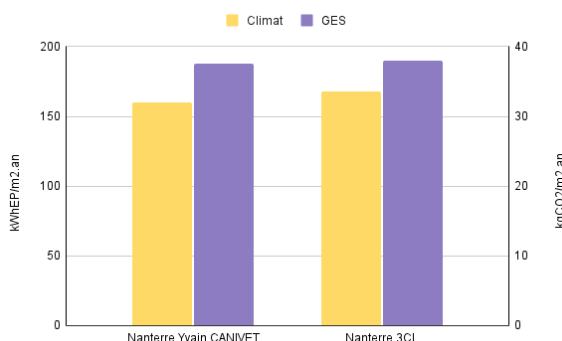


Figure 3 : Comparaison Climat et GES

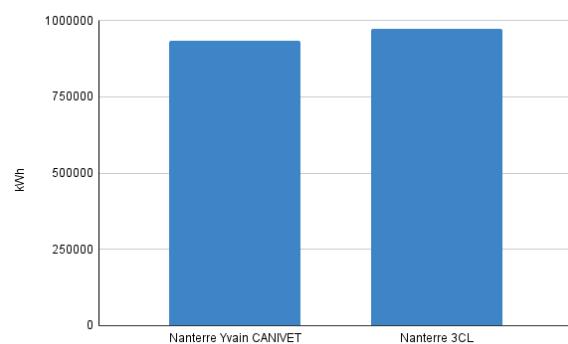


Figure 4 : Comparaison consommations

Les écarts obtenus étant inférieurs à 5%, il peut être conclu que la méthode 3CL modifiée estime avec précision les consommations de ce bâtiment, situé sur le site d'étude. Cette méthode sera appliquée par la suite à tout le campus de l'Université de Nanterre.

### 3. Modèle thermo-économique du système de trigénération

La méthode de calcul des consommations étant validée, il convient désormais de modéliser et d'optimiser le système de trigénération. Le système de trigénération présenté ci-dessous est en phase d'étude. Plusieurs configurations sont analysées, utilisant plusieurs sources énergétiques renouvelables. Une configuration initiale est présentée sur la Figure 5. Le stockage thermodynamique est proposé par Batterie de Carnot, qui permet de mutualiser les échangeurs et de valoriser au mieux la chaleur récupérée par la PAC (Pompe À Chaleur) [3]. Une machine à absorption (LiBr/eau) assure le rafraîchissement solaire des locaux en utilisant des panneaux solaires thermiques et le stockage thermodynamique [13] .

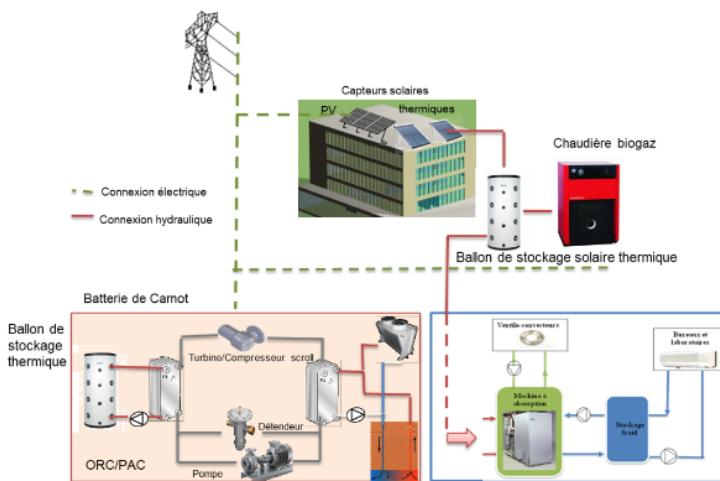


Figure 5 : Schéma d'un système de trigénération avec batterie de Carnot

L'optimisation du système complet débute par l'étude de ses différents composants, pour lesquels on établit les bilans massique, énergétique, entropique et exergétique suivants :

$$\frac{dm}{dt} = \sum \dot{m}_e - \sum \dot{m}_s \quad (1)$$

$$\frac{dE}{dt} = \sum \dot{Q} + \sum \dot{W} + \sum \dot{m}_e h_e - \sum \dot{m}_s h_s \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \sum \frac{\dot{Q}}{T} + \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_s s_s + \dot{S}^{irr} \quad (3)$$

$$\frac{dEx}{dt} = \sum \dot{Ex}_Q^T + \sum \dot{W} + p_0 \frac{dV}{dt} + \sum \dot{m}_e ex_e - \sum \dot{m}_s ex_s + T_0 \dot{S}^{irr} \quad (4)$$

avec

$$ex_i = (h_i - h_0) - T_0(s_i - s_0) \quad (5)$$

Pour chaque composant, on définit également les flux d'ergie "Ressource", "Produit" et "Dissipation". On obtient ainsi le rendement exergétique du composant :

$$\eta_{ex} = \frac{\text{Produit}}{\text{Ressource}} = \frac{\dot{Ex}^P}{\dot{Ex}^R} \quad (6)$$

et son taux de dissipation

$$\xi = \frac{\text{Dissipation}}{\text{Ressource}} = \frac{\dot{Ex}^D}{\dot{Ex}^R} \quad (7)$$

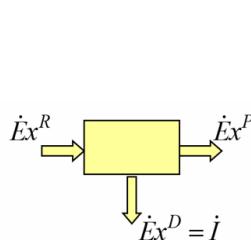


Figure 6 : Schématisation des flux exergétiques d'un composant

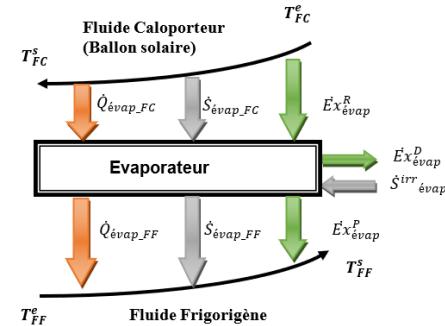


Figure 7 : Diagramme fonctionnel d'un évaporateur

À titre d'exemple, ces équations sont appliquées dans ce qui suit à un échangeur de chaleur, ici un évaporateur. Les pertes de charges sont nulles, l'isolation est supposée parfaite et le régime est permanent.

L'irréversibilité au niveau de l'évaporateur peut être obtenue grâce au bilan entropique ou au bilan exergétique (Figure 8).

Le flux d'entropie reçu par le fluide frigorigène s'écrit :

$$\dot{S}_{evap, FF} = \dot{m}_{FF}(s_{FF}^s - s_{FF}^e) = \frac{\dot{Q}_{evap, FF}}{T_{mFF}} > 0 \quad (8)$$

et le flux d'entropie émis par le fluide caloporteur s'écrit

$$\dot{S}_{evap, FC} = \dot{m}_{FC}(s_{FC}^s - s_{FC}^e) \quad (9)$$

Ainsi, l'entropie créée en raison du pincement de température dans l'échangeur est la différence entre les deux flux en valeur absolue ci-dessus :

$$\dot{S}_{evap}^{irr} = \dot{m}_{FF}(s_{FF}^s - s_{FF}^e) - \dot{m}_{FC}(s_{FC}^e - s_{FC}^s) \quad (10)$$

D'après le théorème de Gouy-Stodola, l'irréversibilité associée à ce transfert de chaleur dans ce composant s'écrit alors :

$$\dot{I}_{evap} = T_0 \dot{S}_{evap}^{irr} \quad (11)$$

L'irréversibilité du transfert de chaleur étant égale à l'exergie détruite lors de ce transfert, elle peut être obtenue également par cette approche exergétique.

$$\dot{I}_{evap} = \dot{Ex}_{evap}^D = \dot{Ex}_{evap}^R - \dot{Ex}_{evap}^P \quad (12)$$

où la Ressource du composant représente le flux d'exergie cédée par le fluide caloporteur

$$\dot{Ex}_{evap}^R = \dot{Ex}_{Qevap}^{TmFC} = \dot{Q}_{evap}(1 - \frac{T_0}{T_{mFC}}) \quad (13)$$

avec  $T_{mFC}$  la température moyenne logarithmique du fluide caloporteur

$$T_{mFC} = \frac{T_{FC}^s - T_{FC}^e}{\ln \frac{T_{FC}^s}{T_{FC}^e}} \quad (14)$$

et le "Produit" de ce composant représente le flux d'exergie fourni au fluide frigorigène

$$\dot{Ex}_{evapFF} = \dot{m}_{FF}(ex_{FF}^s - ex_{FF}^e) = \dot{Q}_{evapFF}(1 - \frac{T_0}{T_{mFF}}) \quad (15)$$

La différence entre la ressource et le produit est dissipée, en raison du pincement de température au sein de l'évaporateur

$$\dot{I}_{evap} = \dot{Q}_{evap}(1 - \frac{T_0}{T_{mFC}}) - \dot{Q}_{evapFF}(1 - \frac{T_0}{T_{mFF}}) = \dot{m}_{FC}(ex_{FC}^e - ex_{FC}^s) - \dot{m}_{FF}(ex_{FF}^s - ex_{FF}^e) \quad (16)$$

L'optimisation d'un système thermodynamique complexe n'est pas guidée uniquement par la recherche de la meilleure performance technique. Cette optimisation est nécessairement complétée par une analyse économique. Le développement d'analyses thermo-économiques répond au besoin de conjuguer l'optimisation simultanée de ces facteurs [7].

Pour chaque composant, on peut alors écrire un bilan exergo-économique, qui permettra de relier le coût du composant (€) au coût par seconde (€/s) des flux nécessaires à son fonctionnement [8].

On peut ainsi écrire

$$\sum c_s \dot{Ex}_s + c_W \dot{W} = \sum c_e \dot{Ex}_e + c_Q \dot{Q} + \dot{C} \quad (17)$$

Le coût d'investissement d'un composant, C, est un coût ponctuel qui peut être converti en coût annuel à l'aide du facteur de récupération de capital,  $\tau$  :

$$\tau = \frac{i_r(1 + i_r)^n}{(1 + i_r)^n - 1} \quad (18)$$

Ainsi, le coût d'investissement horaire peut être exprimé comme suit :

$$\dot{C} = \frac{C\tau\Phi}{N} \quad (19)$$

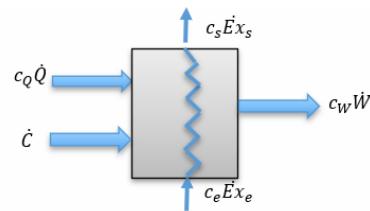


Figure 8 : Bilan exergo-économique

## 4. Corrélations technico-économiques

L'étude économique est effectuée à l'aide des coûts des différents composants du système thermodynamique. Il convient alors de développer des corrélations entre le coût d'un composant et certaines de ces caractéristiques (surface d'échange, rendement, puissance...). Plusieurs corrélations existent dans la littérature afin d'estimer les coûts à partir de catalogues de fabricants selon le composant sélectionné (pompe, compresseur, échangeur de chaleur...). Pour les évaporateurs, il existe par exemple des corrélations telles que[9, 10, 11] :

$$C_{evap} = a \times A + b \quad (20)$$

$$C_{evap} = a \times A_{evap}^2 + b \quad (21)$$

$$C_{evap} = C_0 \times \left(\frac{A}{A_0}\right)^{0.6} \quad (22)$$

Cependant, ces corrélations existantes ne sont pas nécessairement valables pour tous les évaporateurs (selon leur surface, la technologie employée, etc...). En se basant sur le catalogue Pecomark Réfrigération 2023 [12], qui propose une gamme de produits adaptés à ce projet, on obtient les corrélations suivantes, pour des surfaces d'échange comprises entre 1.5 et 57 m<sup>2</sup>.

$$C_{degré3} = 0.0352A^3 - 2.683A^2 + 127.2A + 44.48 \quad (23)$$

$$C_{degré2} = -0.2843A^2 + 82.1A + 210.6 \quad (24)$$

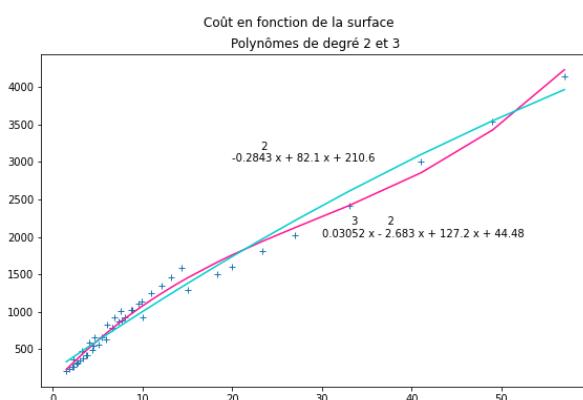


Figure 9 : Interpolations polynomiales de degré 2 et 3, Catalogue Pecomark réfrigération

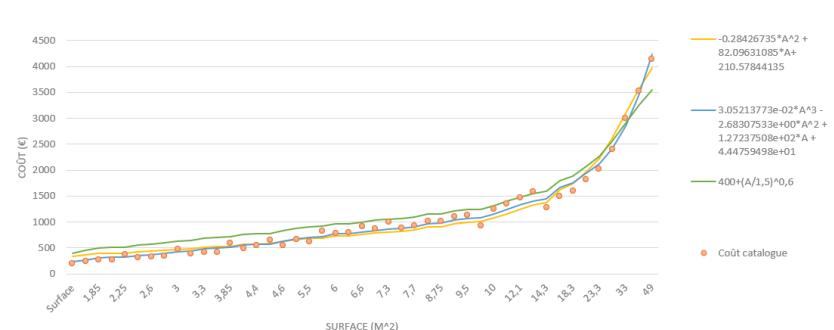


Figure 10 : Comparaison entre corrélations pour évaporateurs

Il est alors possible de comparer ces résultats avec ceux obtenus pour certaines corrélations précédentes. En adaptant les coefficients de référence on obtient les résultats Figure 10.

Il n'apparaît pas nécessaire d'augmenter le degré au vu de la précision des résultats pour les polynômes de degré 2 et 3. En prenant une surface de référence de  $1.5m^2$  et un coût de référence de 400 euros, la corrélation (22) offre également de bons résultats, ce qui valide le choix de ces coefficients. La corrélation (22), de même que les corrélations de degré 2 et 3, sont également disponibles pour d'autres composants tels que les compresseurs et les condenseurs du système de trigénération.

## 5. Conclusion

Le développement de machines de trigénération offre une solution prometteuse dans le secteur du bâtiment, par la fourniture simultanée de chauffage, rafraîchissement et électricité. Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'étude thermo-économique d'un système de trigénération pour le campus de l'Université Paris Nanterre. L'étude thermique des bâtiments est réalisée en se basant sur la méthode conventionnelle 3CL. Des modifications sont proposées pour l'adapter aux scénarios d'utilisation du campus. Le développement de corrélations technico-économiques, permettant de relier le coût d'un composant à ses caractéristiques techniques s'avère nécessaire pour compléter le modèle thermo-économique du système. Dans cet article, des nouvelles corrélations sont proposées, pour des évaporateurs adaptés au système de trigénération étudié. Ce travail doit être poursuivi afin d'adapter ces corrélations à un plus grand nombre de composants.

## Références

- [1] Ministère de la Transition Ecologique, 2023, <https://www.ecologie.gouv.fr/renovation-energetique>
- [2] Beniasadi E et al., Exergy-economic analysis of a solar-geothermal combined cooling, heating, power and water generation system for a zero-energy building, *International Journal of Hydrogen Energy*, 2023, <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2023.01.186>
- [3] Olivier Dumont, Guido Francesco Frate, Aditya Pillai, Steven Lecompte, Michel De paepe, Vincent Lemort,Carnot battery technology : A state-of-the-art review, *Journal of Energy Storage*, Volume 32, 2020,101756,ISSN 2352-152X, <https://doi.org/10.1016/j.est.2020.101756>.
- [4] ADEME, Vers une meilleure connaissance des besoins en eau chaude sanitaire en tertiaire, Septembre 2020
- [5] ADEME, DPE tertiaire (depuis juillet 2021) - Etiquettes DPE, consulté le 16/11/2023
- [6] Canivet Y, PhD thesis, *Analyse entropique et exergétique des systèmes énergétiques par des représentations géométriques*, 2017
- [7] Lallemand, André, *Energie, exergie, économie, thermo-économie*,2007
- [8] L. Grosu et al., Technico-economic simulation and optimization of a compression refrigerating machine, *Energy Conversion Management* 40 (1999) 1651-1660
- [9] Paez Alvarez A., PhD thesis,*Optimisation énergétique d'un groupe frigorifique au CO<sub>2</sub> transcritique*,2023
- [10] V.H. Rangel-Hernández et al.,Exergoeconomic performance comparison of R1234yf as a drop-in replacement for R134a in a domestic refrigerator *International Journal of Refrigeration* 100 (2019) 113–123
- [11] Valencia Ochoa et al., Thermo-Economic Assessment of a Gas Microturbine-Absorption Chiller Trigeneration System under Different Compressor Inlet Air Temperatures *Energies*,2019
- [12] Pecomark, Catalogue Réfrigération - Octobre 2023
- [13] Grosu, L., Marin, A., Dobrovicescu, A., Queiros-Condé, D., Exergetic approach for a solar combined system : Organic Rankine Cycle and absorption cooling system, *Int J Energy and Environmental Engineering* (2016) 7(4) : 449-459. doi :10.1007/s40095-015-0168-y
- [14] Ministère de la transition écologique, Méthode 3CL-DPE
- [15] Université Paris Nanterre, <https://www.parisnanterre.fr/infos-pratiques/plan-du-campus-universite-paris-nanterre>

# Évaluation de l'intensification du transfert de chaleur dans une unité de stockage thermique latent par l'utilisation d'une géométrie d'échange de type multitube et calandre aileté

**Soumaya SOKAKINI<sup>1\*</sup>, Jules Voguelin SIMO TALA<sup>1</sup>, Lionel NADAU<sup>2</sup>, Adrian ILINCA<sup>3</sup>, Daniel BOUGEARD<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>IMT Nord Europe, Institut Mines - Télécom, Univ. Lille, CERI Energie et Environnement F-59000, Lille, France

<sup>2</sup> ENGIE Lab CRIGEN

4 rue Joséphine Baker, 93240 Stains, France

<sup>3</sup>Département de Génie mécanique, École de technologie supérieure, Université du Québec 1100 Notre-Dame St W, Montréal, QC H3C 1K3, Canada

\*(auteur correspondant : [soumaya.sokakini@imt-nord-europe.fr](mailto:soumaya.sokakini@imt-nord-europe.fr))

**Résumé :** Le stockage latent émerge comme une solution prometteuse pour récupérer et valoriser la chaleur fatale. Afin d'optimiser le transfert de chaleur dans l'unité de stockage, une nouvelle configuration multitube aileté est présentée et comparée à un cas de référence utilisant des tubes nus, à volume constant du MCP. Cette étude numérique en 3D, réalisée à l'aide du logiciel CFD Star CCM+, démontre une diminution de 27,4 % du temps de fusion et de 31,5 % du temps de solidification avec l'utilisation du système multitube aileté par rapport au multitube sans ailettes. De plus, les effets tridimensionnels associés au gradient de température axial dans le fluide caloporteur ont été identifiés comme ayant une influence significative sur les processus de fusion et de solidification.

## Nomenclature

$C_p$	Chaleur spécifique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$L$	Chaleur latente, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
$T$	Température, K
$\vec{V}$	Vecteur vitesse, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$g$	Accélération de la pesanteur, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
$t$	Temps, s
$P$	Pression, Pa
$f_l$	Fraction liquide, -
$H$	Energie totale par unité de masse, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
$h$	Energie sensible par unité de masse, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
$\Delta H$	Energie latente par unité de masse, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$

### Symboles grecs

$\rho$	Masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
--------	--

$\beta$	Coefficient d'expansion thermique, $\text{K}^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
$\lambda$	Conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

### Indices et exposants

S	Solidus
L	Liquidus
ref	référence

### Abréviations

MCP	Matériau à changement de phase
FC	Fluide caloporteur
CFD	Computational Fluid Dynamics

## 1. Introduction

La chaleur fatale industrielle basse et moyenne température (100 à 400 °C) représente un potentiel considérable d'énergie thermique sous-exploitée en France. L'utilisation de Matériaux à Changement de Phase (MCP) pour le stockage thermique latent émerge comme une solution prometteuse pour récupérer et valoriser cette chaleur. Cependant, un défi majeur persiste, lié à la faible conductivité thermique des MCP, entraînant un ralentissement des processus de charge et de décharge. Parmi les diverses techniques visant à résoudre ce problème, l'intensification du transfert de chaleur par extension de surface, par l'ajout des ailettes ou l'utilisation des multitubes, se présente comme une solution prometteuse. Agyenim [1] a comparé expérimentalement l'intensification des transferts thermiques par l'utilisation d'ailettes

annulaires, longitudinales et d'un système multtube. Il a été conclu que le système multtube est le plus performant durant la charge et que le système à ailettes longitudinales est le plus efficace pour la décharge. À la suite de cette étude, il a été recommandé d'effectuer des investigations sur l'intensification des échanges thermiques en combinant les deux techniques d'intensification pour améliorer à la fois la charge et la décharge. Dans ce sens, Khan et al. [2] ont étudié expérimentalement la décharge dans un système de 21 tubes ailetés et ont trouvé que l'inclusion des ailettes longitudinales permet d'améliorer le processus de solidification. Anish et al. [3] ont analysé l'effet de plusieurs paramètres de conception des tubes et des ailettes sur le processus de fusion. Ils ont constaté que le nombre de tubes, la hauteur des ailettes et la rotation des tubes et des ailettes ont une influence significative sur la fusion. Huang et al. [4] ont proposé une nouvelle forme d'échangeur multtube aileté dotée d'ailettes arborescentes et ont trouvé que cette forme d'ailette réduit le temps de fusion et solidification jusqu'à 29,4 % et 22,8 % respectivement par rapport aux ailettes longitudinales classiques. L'analyse de la littérature scientifique montre que peu d'études se sont consacrées à l'intensification des échanges thermiques par combinaison de l'extension de surface et de l'utilisation de multitubes. Elle montre également, que les études publiées sur les différentes techniques d'intensification sont souvent réalisées de façon simplifiée en 2D [5] négligeant le gradient de température axial.

Cette étude numérique tridimensionnelle présente une nouvelle unité de stockage latent multtube à ailettes conçue pour l'exploitation de la chaleur résiduelle industrielle à basse et moyenne température. Les performances de cette unité sont examinées en comparaison avec une configuration multtube sans ailette, spécifiquement pour les phases de fusion et de solidification. Une contribution significative de cette étude réside dans l'analyse des effets tridimensionnels sur les processus de fusion et de solidification, offrant ainsi une compréhension approfondie des performances de l'unité dans des conditions réelles.

## 2. Méthodologie

### 2.1. Modèle physique

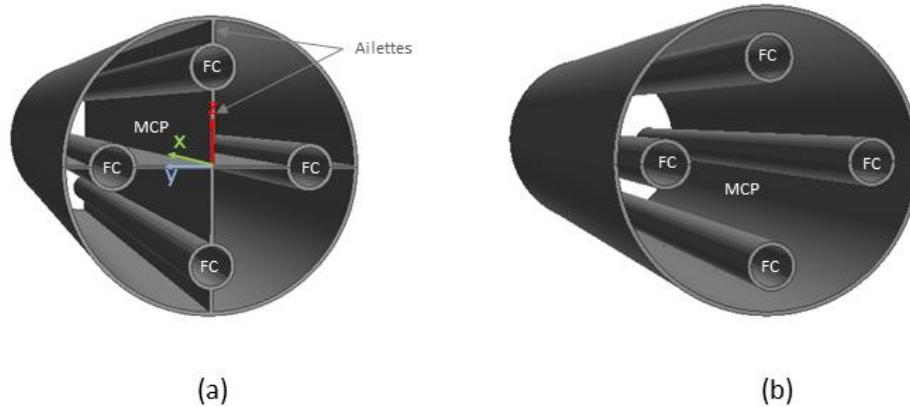


Figure 1 : Schéma des configurations étudiées : (a) multtube aileté et (b) multtube.

La figure 1 illustre les deux unités de stockage comparées dans le cadre de cette étude. La première unité, dénommée multtube aileté, consiste en un échangeur de chaleur horizontal de type tube et calandre dans lequel le MCP (Erythriol) est contenu dans une calandre de 70 cm de long, d'un diamètre interne de 14,6 cm et d'une épaisseur de 2 mm, tandis que le fluide caloporeur (Hytherm 600) circule dans quatre tubes équidistants, d'un diamètre interne de 20 mm et d'une épaisseur de 2 mm, placés à 5 cm du centre de l'échangeur de chaleur et formant un angle de 90° l'un par rapport à l'autre. Afin d'intensifier le transfert de chaleur, des ailettes

longitudinales de 2 mm d'épaisseur reliant les quatre tubes ainsi que la calandre sont ajoutées. L'aluminium est utilisé pour les ailettes, les tubes et la calandre. La seconde unité de stockage (multitube) qui sert de référence est constituée de 4 tubes nus (sans ailettes). Pour cette configuration seul le diamètre de la calandre est modifié de telle sorte que les deux configurations soient comparées à iso-volume de MCP. Les propriétés thermo-physiques du MCP sont listées dans le tableau 1 et ceux du fluide caloporteur et d'aluminium sont disponibles dans [6], [7]. En raison de la symétrie des deux configurations et des phénomènes physiques, seule la moitié des géométries (par rapport au plan traversant l'ailette verticale) est simulée, ce qui permet de réduire le temps de calcul et le coût numérique.

$\rho$ kg.m <sup>-3</sup>	$\mu$ kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	$\lambda$ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$C_p$ J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	L J.kg <sup>-1</sup>	T <sub>S</sub> /T <sub>L</sub> °C	$\beta$ K <sup>-1</sup>
1480 à 20 °C	0,01	linéaire	solide : 1380	339,8	116,7/118,7	0,001014
		0,733 à 20 °C	liquide : 2760			
		0,326 à 140 °C	linéaire entre T <sub>S</sub> et T <sub>L</sub>			

Tableau 1 : Propriétés thermo-physiques du MCP (erythritol) [6].

## 2.2 Formulation physique

Le problème est simulé en 3D par l'utilisation du Code CFD Star CCM+ où le changement de phase est modélisé par la méthode enthalpie porosité [8].

Les hypothèses suivantes sont considérées afin de simplifier l'étude :

- Les écoulements du fluide caloporteur et du MCP liquide sont incompressibles et laminaires.
- L'expansion volumique et la dissipation visqueuse sont négligées.
- L'approximation de Boussinesq est considérée pour tenir compte de la convection naturelle.

Compte tenu des hypothèses ci-dessus, les équations gouvernant l'écoulement et les échanges convectifs dans le MCP se présentent comme suit :

Equation de conservation de masse :

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

Equation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} + \vec{S}_B + A \vec{V} \quad (2)$$

$$\vec{S}_B = \rho \vec{g} \beta (T_{ref} - T) \quad (3)$$

$\vec{S}_B$  représente le terme source de flottabilité et  $A \vec{V}$  est ajouté à l'équation pour modéliser toute les phases du MCP, à savoir la phase liquide, solide et la « mushy zone ». Ce terme est basé sur la relation de Carman-Konzy donnée par l'équation (4) ci-dessous:

$$A = -C \frac{(1 - f_l)}{f_l^3 + \epsilon} \quad (4)$$

Dans l'équation (4), C est la constante de la mushy zone,  $\epsilon$  est une petite constante numérique de valeur 0.001 pour éviter la division par 0 et  $F_l$  est la fraction liquide définie comme :

$$f_l = \begin{cases} 0 & \text{si } T \leq T_s \\ \frac{T - T_s}{T_L - T_s} & \text{si } T_s < T < T_L \\ 1 & \text{si } T \geq T_L \end{cases} \quad (5)$$

Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla(\vec{V} \cdot h) = \nabla \left( \frac{\lambda}{\rho C_p} \nabla h \right) \quad (6)$$

Où H est énergie totale, calculée comme la somme de l'enthalpie latente et sensible :

$$H = h + \Delta H \quad (7)$$

$$h = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^T C_p \, dT \quad (8)$$

$$\Delta H = f_l \cdot L \quad (9)$$

### 2.3. Conditions aux limites et initiales

- Processus de fusion :

Initialement, l'ensemble du système est à une température de 80 °C. Ensuite, à l'entrée des tubes, un profil de Poiseuille correspondant à un nombre de Reynolds de 2000 est imposé, avec une température de 155 °C. A la sortie des tubes, une condition de pression de sortie atmosphérique est appliquée. Au niveau des interfaces solide-solide et liquide-solide, le transfert conducto-convectif est adopté. De plus, la paroi extérieure de l'échangeur est considérée adiabatique et une condition de symétrie est également utilisée sur le plan de symétrie permettant la réduction du domaine.

- Processus de solidification :

Pendant la solidification, le système est initialement considéré à une température de 155 °C. Les conditions aux limites restent les mêmes que pour la fusion, à l'exception de la température d'entrée qui est ramenée à 80 °C.

### 2.4. Validation du code de calcul

Afin d'évaluer la précision de notre code de calcul Star CCM+ dans la modélisation des problèmes de changement de phase incluant la convection naturelle, une étude de validation a été réalisée et les résultats obtenus ont été comparés avec le benchmark de Hannoun et al [9].

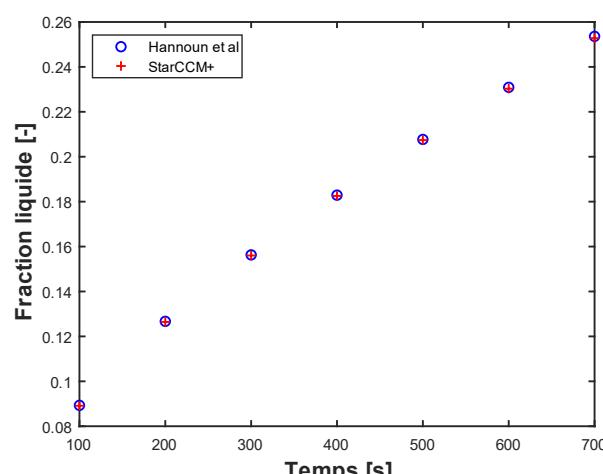


Figure 2 : Comparaison de la fraction liquide entre le benchmark et le code Star CCM+

Le problème étudié porte sur la fusion de l'étain pur dans une cavité carrée de  $0,1 \times 0,1\text{m}$  différentiellement chauffée. Les résultats de comparaison de la fraction liquide obtenue avec le code de calcul Star CCM+ montrent une bonne concordance avec le benchmark (figure 2), avec une différence maximale de 0,31 %.

### 3. Résultats et discussion

#### 3.1. Processus de fusion

Cette partie est consacrée à la comparaison entre la configuration multtube aileté et celle de référence (multtube) durant la fusion. Afin de comprendre les mécanismes locaux durant cette phase, les cartographies de la fraction liquide dans un plan transversal au centre de l'unité de stockage ( $x=35\text{ cm}$ ) pour les deux configurations sont présentés dans la figure 3. Au début du processus de fusion, une fine couche de MCP liquide se forme autour des tubes et des ailettes (pour le multtube aileté), caractérisée par un front de fusion symétrique indiquant que le transfert de chaleur se fait principalement par conduction. Au fil du temps, le volume du MCP fondue augmente et le front de fusion devient asymétrique témoignant de la présence de la convection naturelle qui, avec le temps, devient prédominante dans le transfert de chaleur par rapport à la conduction. Il peut être également observé que le MCP situé dans la partie supérieure fond plus rapidement. Cela est dû aux effets de flottabilité qui, du fait de la différence de densité, déplace le MCP liquide et chaud vers le haut et le MCP solide et froid vers le bas.

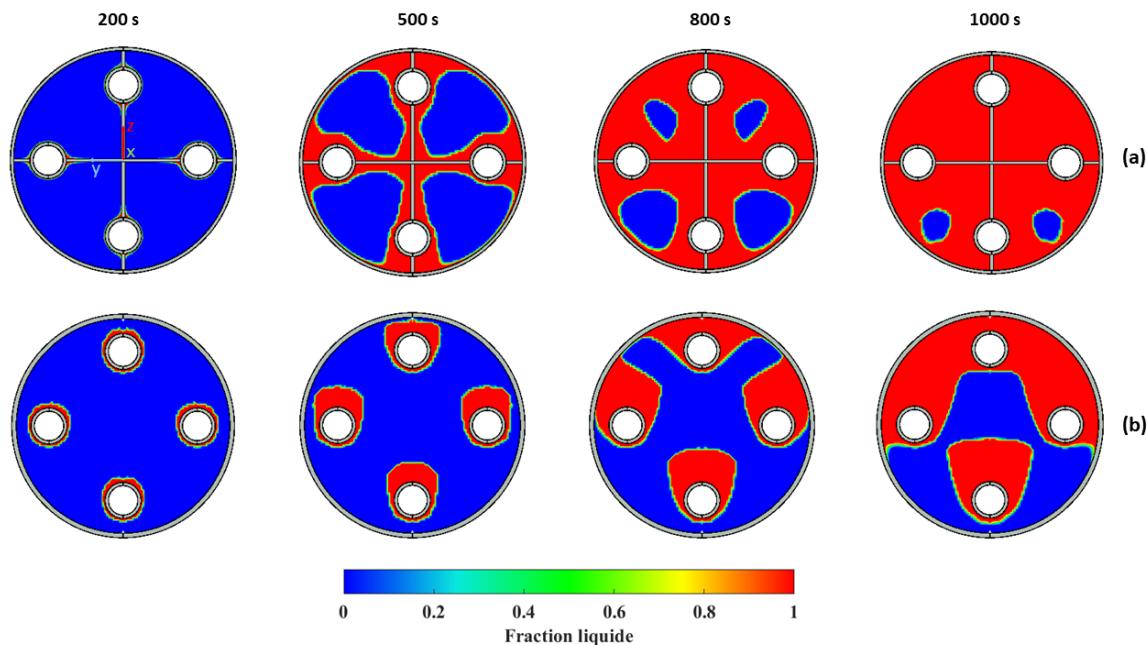


Figure 3 : Contours de la fraction liquide durant la fusion pour les configurations : multtube aileté (a) et multtube (b).

En comparant les deux configurations, on voit clairement que la configuration multtube aileté fond plus rapidement et que l'extension de la surface d'échange (ailette) jusqu'au centre de l'unité de stockage dans cette configuration accélère le transfert dans cette zone, qui dans le cas du multtube nu, prend beaucoup de temps à fondre.

La figure 4 montre l'évolution de la fraction liquide dans toute l'unité de stockage pour les deux configurations. La configuration multtube aileté permet d'effectuer une fusion

complète après 18,8 min contre 26 min pour la configuration multtube. L'extension de surface d'échange par l'ajout des ailettes permet donc une réduction de 27,4 % du temps de fusion.

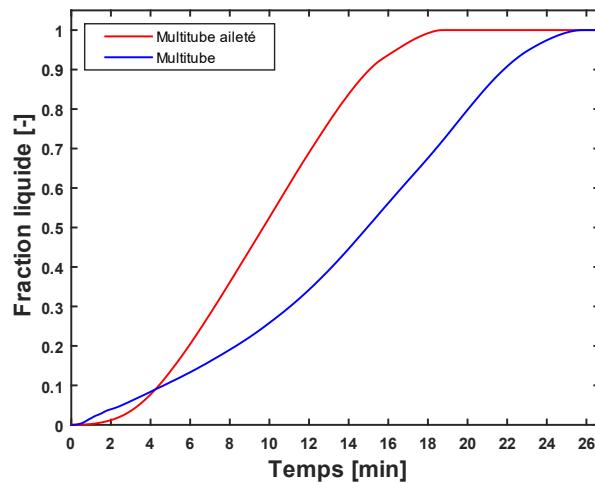


Figure 4 : Evolution temporelle de la fraction liquide pendant la fusion - configuration avec et sans ailettes.

### 3.2. Processus de solidification

Les cartographies de fraction liquide au cours de la solidification présentées dans la figure 5 montrent une asymétrie au début de la solidification, signifiant que le transfert de chaleur se fait d'abord par convection naturelle, avant que la conduction ne prédomine lorsque la fraction liquide diminue dans l'unité de stockage. On voit également que la partie inférieure du MCP se solidifie plus rapidement, en raison de la présence de la convection naturelle.

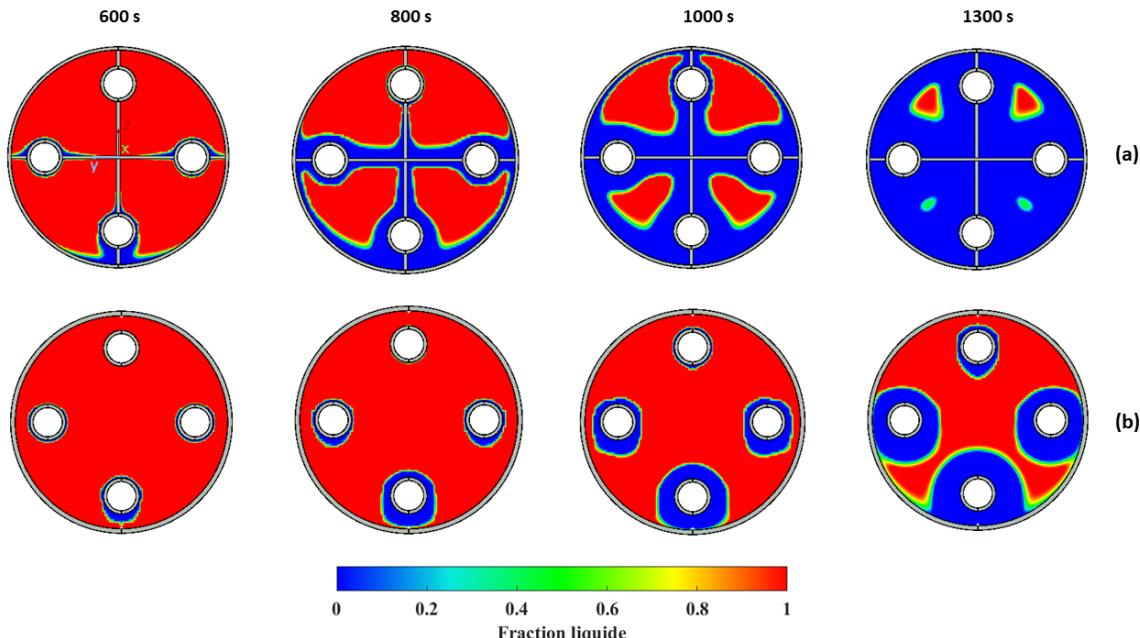


Figure 5 : Contours de la fraction liquide durant la solidification pour les configurations : multitube aileté (a) et multitube (b).

Comme le montrent la figure 5 et la figure 6, qui présente la fraction solide en fonction du temps dans l'ensemble de l'unité de stockage, la solidification du MCP est beaucoup plus

rapide dans la configuration multitube aileté, avec un temps de solidification de 25,5 min contre 37,8 min pour le multitube. Cela représente une réduction de 31,5 % du temps de solidification.

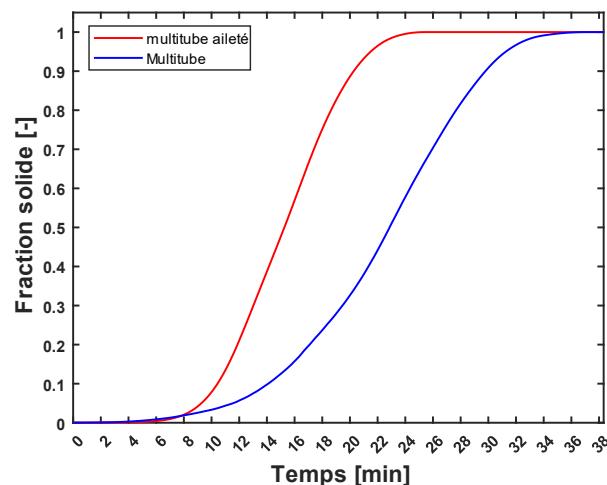


Figure 6 : Evolution temporelle de la fraction solide pendant la solidification - configuration avec et sans ailettes

### 3.3. Effet tridimensionnel sur la cinétique de fusion et la solidification

Cette section se penche sur l'influence de la tridimensionnalité sur la cinétique de fusion et de solidification, visant à évaluer la pertinence de l'adoption d'une approche tridimensionnelle par rapport à une approche bidimensionnelle. À cet effet, l'évolution temporelle de la fraction liquide moyenne pendant la fusion est tracée à deux positions par rapport à l'entrée du fluide caloporeur, à  $x=10$  cm et  $x=60$  cm (figure 7), pour la configuration multitube aileté. De manière similaire, la fraction solide est tracée pendant le processus de solidification (figure 8).

Concernant la fusion, une différence notable est observée dans l'évolution de la fraction liquide entre les deux positions. Comme prévu, le MCP près de l'entrée du fluide fond plus rapidement, attribuable à l'existence d'un gradient de température axial significatif dans le fluide caloporeur. Dans la section transversale à  $x=10$  cm, la fusion du MCP est complète en 16 minutes, tandis qu'à la position 60 cm, elle se prolonge jusqu'à 18,5 minutes, représentant une différence notable de 15 %. L'évolution temporelle de la fraction solide pendant la solidification (figure 8) révèle également une disparité entre les deux positions, d'environ 8 %, avec une solidification complète après 23,6 minutes à la position 10 cm, comparée à 25,46 minutes à la position 60 cm.

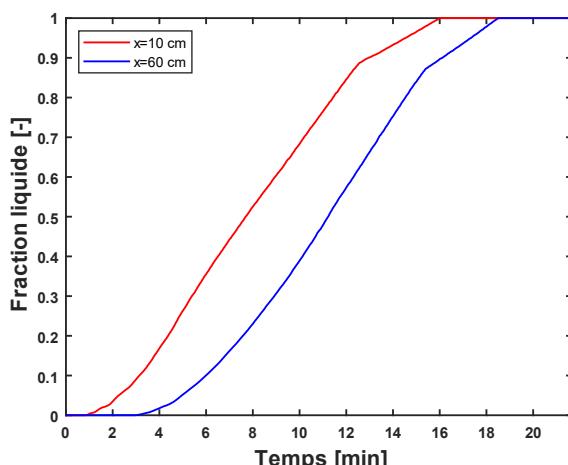


Figure 7 : Evolution de la fraction liquide moyenne durant la fusion à deux positions.

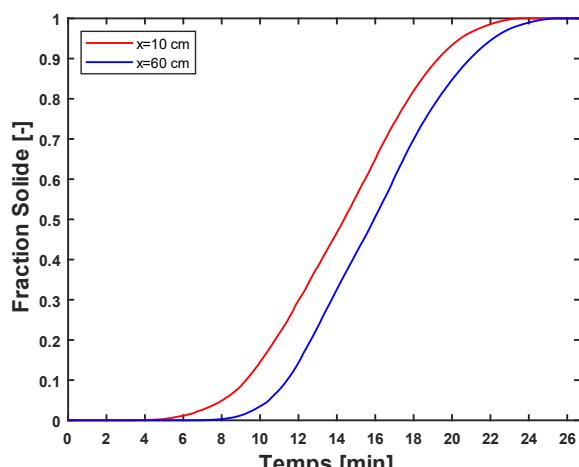


Figure 8 : Evolution de la fraction solide moyenne durant la solidification à deux positions.

## 4. Conclusion

Dans cette étude numérique tridimensionnelle, une unité de stockage thermique latent, sous forme d'un échangeur multitube et calandre aileté a été évaluée et comparée à iso-volume du MCP à un cas de référence sans ailettes. Les résultats ont démontré que l'ajout d'ailettes à l'échangeur multitube entraîne une réduction significative de 27,4 % du temps de fusion et de 31,5 % du temps de solidification. Les effets tridimensionnels, en particulier liés au gradient de température axial dans les tubes, ont été identifiés comme ayant une influence majeure, pouvant induire une différence axiale de fusion ou de solidification atteignant 15 %. Ainsi, il est fortement recommandé de prendre en compte la troisième dimension pour une simulation plus précise des phénomènes de changement de phase, en particulier pour les échangeurs de chaleur de grande longueur.

Suite à ce travail, une étude paramétrique sur les dimensions des tubes caloporteurs, leur nombre et leurs positions, ainsi que sur l'épaisseur des ailettes et la forme de l'échangeur sera effectuée. Cette approche permettra d'identifier les paramètres majeurs qui impacte les performances en termes de transfert thermique et de cinétique de charge-décharge, ouvrant ainsi la voie à une optimisation multi-objectif de l'unité de stockage.

## Références

- [1] F. Agyenim, The use of enhanced heat transfer phase change materials (PCM) to improve the coefficient of performance (COP) of solar powered LiBr/H<sub>2</sub>O absorption cooling systems, *Renewable Energy*, (2016), 229-239.
- [2] Z. Khan et Z. A. Khan, An experimental investigation of discharge/solidification cycle of paraffin in novel shell and tube with longitudinal fins based latent heat storage system, *Energy Conversion and Management*, (2017), 157-167.
- [3] R. Anish., M. M. Joybari, S. Seddegh, V. Mariappan, F. Haghigat, et Y. Yuan, Sensitivity analysis of design parameters for erythritol melting in a horizontal shell and multi-finned tube system: Numerical investigation, *Renewable Energy*, (2021), 423-436.
- [4] Y. Huang, L. Song, S. Wu, et X. Liu, Investigation on the thermal performance of a multi-tube finned latent heat thermal storage pool, *Applied Thermal Engineering*, (2022), 117658.
- [5] S. Zhang, S. Mancin, et L. Pu, A review and prospective of fin design to improve heat transfer performance of latent thermal energy storage, *Journal of Energy Storage*, (2023) 106825.
- [6] A. J. Parry, P. C. Eames, et F. B. Agyenim, Modeling of Thermal Energy Storage Shell-and-Tube Heat Exchanger, *Heat Transfer Engineering*, (2014), 1-14.
- [7] A. K. Raul, P. Bhavsar, et S. K. Saha, Experimental study on discharging performance of vertical multitube shell and tube latent heat thermal energy storage, *Journal of Energy Storage*, (2018), 279-288.
- [8] V. R. Voller, M. Cross, et N. C. Markatos, An enthalpy method for convection/diffusion phase change », *Numerical Meth Engineering*, (1987), 271-284.
- [9] N. Hannoun, V. Alexiades, et T. Z. Mai, A reference solution for phase change with convection, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, (2005), 1283-1308.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'IMTNE, ENGIE, ETS Montréal et à la région HDF.

# Influence d'une source interne sur la température de Leidenfrost – application à un écoulement de type DFFB

Juan Esteban LUNA VALENCIA<sup>2\*</sup>, Arthur V.S OLIVEIRA<sup>3</sup>, Alexandre LABERGUE<sup>1</sup>, Tony GLANTZ<sup>2</sup>, Michel GRADECK<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

<sup>2</sup>IRSN PSN/SEMIA/LEMC, B.P. 3, 13 115 St-Paul-Lez-Durance Cedex, France

<sup>3</sup>Department of Mechanical Engineering, Sao Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, Brazil

*\*(auteur correspondant : [juan-esteban.luna@irsn.fr](mailto:juan-esteban.luna@irsn.fr))*

**Résumé -** Dans cet article, on va s'intéresser à l'influence d'une source thermique sur la température de Leidenfrost d'une paroi se refroidissant et soumise à un écoulement dispersé de vapeur d'eau et de gouttes. Cette température est intéressante à connaître car, passée cette limite en refroidissement, les coefficients de transferts thermiques augmentent fortement. Notre cas s'applique à un refroidissement d'assemblage d'un cœur de REP qui aurait subi un accident de perte de réfrigérant au primaire (accident de type APRP). Les expériences réalisées au cours de ce travail montrent que cette température est influencée par plusieurs paramètres dont la puissance résiduelle, source thermique due à la désintégration des produits de fission. C'est ce que nous allons montrer et analyser dans cet article.

## Nomenclature

$a$	diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$C_p$	chaleur massique, $\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$d_{10}$	diamètre moyen, m
$e$	épaisseur, m
$e_L, e_W$	effusivité, $\text{W}.\text{K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{1/2}$
$m_L$	débit massique de liquide, kg/h
$m_V$	débit massique de vapeur, kg/h
Re	nombre de Reynolds
$T$	température, °C
$T_{D0}$	température initiale des gouttes
$T_{LFP}$	température de Leidenfrost, °C
$T_{SPIN}$	température spinodale, °C
$T_V$	température de vapeur, °C
$u$	vitesse, m/s
We	nombre de Weber
$z$	variable d'espace, m

<i>Symboles grecs</i>	
$\alpha$	fraction volumique
$\lambda$	conductivité, $\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\rho$	masse volumique, $\text{kg}/\text{m}^3$

<i>Indices et exposants</i>	
$0$	initial
$g$	goutte
$L$	liquide
$W$	paroi

<i>Acronymes</i>	
LIF	Laser Induced Fluorescence
LFP	Leidenfrost
PDA	Phase Doppler Anemometry
REP	réacteur à eau pressurisée

## 1. Introduction

Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP), le cœur du réacteur perd son inventaire en eau et malgré l'arrêt automatique du réacteur par chute des barres de contrôle (qui provoque l'arrêt de la réaction en chaîne), la température des assemblages va augmenter rapidement du fait de la puissance résiduelle produite par le cœur ; cette puissance est due à la désintégration des produits de fission. Cette source thermique représente environ 7% de la puissance nominale du réacteur et elle décroît de façon exponentielle. Ainsi, même à l'arrêt,

l'existence de cette puissance résiduelle explique qu'il faille refroidir le réacteur et que la température des assemblages puisse augmenter très rapidement dans les premiers instants suivant l'arrêt car ils ne sont plus refroidis. Ce refroidissement va s'opérer par une injection d'eau « froide » par le bas des assemblages et il va donner lieu à un écoulement dispersé de vapeur d'eau et de gouttes (en anglais, dispersed flow film boiling ou DFFB) qui se propage dans tout l'assemblage assez rapidement car même si la vitesse de renouvellement est faible, le débit de vapeur générée au front de trempe donnera lieu à des vitesses importantes de la vapeur et des gouttes entraînées. Par conséquent, cet écoulement joue un rôle primordial dans le refroidissement initial des crayons combustibles qui ne sont pas encore immergés dans l'eau.

Dans cet article, on va s'intéresser à l'influence de la puissance résiduelle sur la température de remouillage de la paroi qu'on associe ici à une transition de Leidenfrost s'agissant d'impacts de gouttes en paroi. En effet, les assemblages se refroidissent en aval de la zone de trempe, on va passer d'un écoulement de type DFFB sans mouillage de la paroi à un écoulement mouillant si la température de paroi passe en deçà du point de Leidenfrost (LFP). Des expériences réalisées sur l'expérience COLIBRI du LEMTA ont montré que cette température est influencée par plusieurs paramètres dont la puissance résiduelle. Avant d'analyser comment la température LFP évolue en fonction de la puissance résiduelle, on reviendra dans une brève analyse bibliographique sur la transition « Leidenfrost » puis on décrira le dispositif expérimental et enfin, on analysera les résultats expérimentaux.

## 2. Température de Leidenfrost - modèles récents

Une goutte posée de façon sessile ou impactant une paroi est en régime de Leidenfrost s'il n'y a aucun contact physique entre celle-ci et la paroi ; elle en est isolée par une mince couche de vapeur qui se forme instantanément. Le régime de Leidenfrost est donc un régime non mouillant. La température de Leidenfrost marque la fin du régime de film et marque donc la transition vers des régimes dit mouillants. Si on refroidit une paroi, la limite de Leidenfrost marquera la transition entre le régime à film vapeur vers des régimes d'ébullition. Typiquement, les profils temporels de température mesurés sont tels que présentés en figure 1.

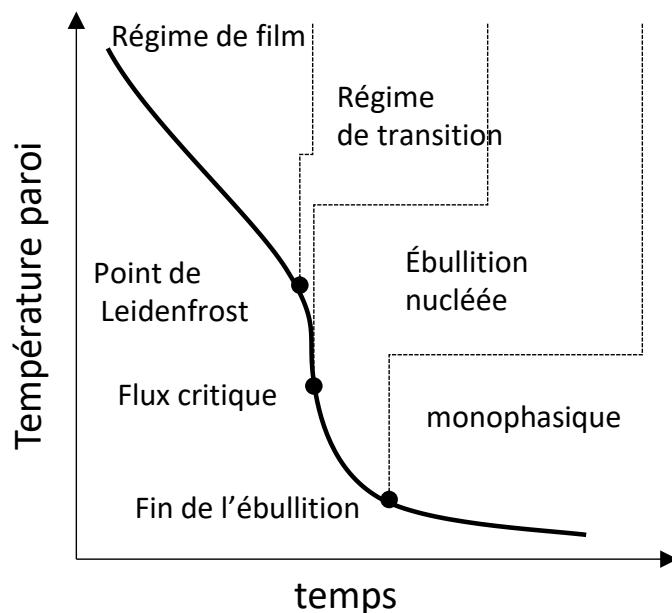


Figure 1 : courbe de refroidissement typique

La température de Leidenfrost pour une goutte sessile ou en impact a fait l'objet de nombreuses publications et elle est toujours supérieure à la température de saturation du liquide. Pour une goutte d'eau sessile, elle varie entre 162°C et 263°C en fonction de sa pureté et de la rugosité de la paroi mais pour une goutte en impact, elle est également fonction de la vitesse d'impact qui modifie l'étalement de la goutte de façon dynamique et donc l'écoulement de la vapeur sous celle-ci.

Bernardin et al. [1] ont donné la corrélation suivante :

$$T_{LFP} = 162 + 24.3u^{0.64} \quad (1)$$

Où  $T_{LFP}$  est exprimée en °C et la vitesse  $u$  (vitesse d'impact) en m/s. Une valeur de 162°C a été déterminée pour une goutte d'eau sessile posée sur une surface en aluminium. Une précision importante, cette relation est valide uniquement pour des gouttes d'eau impactant une surface parfaitement lisse. Leurs expériences montrent que si la surface est rugueuse, la transition s'opérera à une température plus faible. Cette relation est limitée car elle ne tient pas compte du diamètre de la goutte, permettant de définir un nombre de Reynolds à l'impact, ni des propriétés thermo-physiques de la paroi. Récemment, Castanet et al. [2] ont proposé un nouveau modèle tenant compte du caractère transitoire du contact entre la goutte et la paroi :

$$T_{LFP} = T_{SPIN} + f(We, Re) \frac{e_L}{e_W} (T_{SPIN} - T_{D0}) \quad (2)$$

$T_{SPIN}$  est la température spinodale correspondant à la température maximale à laquelle un liquide peut être chauffé avant qu'il ne se vaporise spontanément. Elle peut être déterminée théoriquement à partir de l'équation d'état de Van der Waals. Pour l'eau pure à une pression de 1 bar, elle vaut 320.25°C ;  $T_{D0}$  est la température de la goutte avant impact.  $f(We, Re)$  est une fonction qui dépend de la dynamique de l'impact et  $e_L$ ,  $e_W$  sont respectivement l'effusivité du liquide et de la paroi.

### 3. Installation COLIBRI

La Figure présente une vue schématique du banc expérimental COLIBRI<sup>1</sup>. Il se compose d'un système d'injection permettant la formation de gouttes d'eau, d'un système d'injection de vapeur surchauffée et d'une région tubulaire d'expérimentation et de métrologie. Cette région tubulaire est représentative d'un sous-canal de REP (cf thèses de JD Peña Carrillo [3] et JE Luna Valencia [4]).

La région tubulaire du banc expérimentale est composée de trois parties. Les parties en amont et aval de la zone d'essai ont un diamètre de 11.78 mm ( $e=0.57\text{mm}$ ), correspondant au diamètre hydraulique équivalent d'un sous-canal représentatif non déformé d'un REP (i.e. le sous-canal pris entre quatre crayons combustible). La veine d'essai est amovible, permet de représenter un sous-canal partiellement déformé pour étudier différents taux de bouchage. Dans ce papier, on ne présente que des résultats pour un sous-canal intact ( $D_h=11.78\text{mm}$ ).

---

<sup>1</sup> COOLing of Blockage Region Inside a PWR Reactor

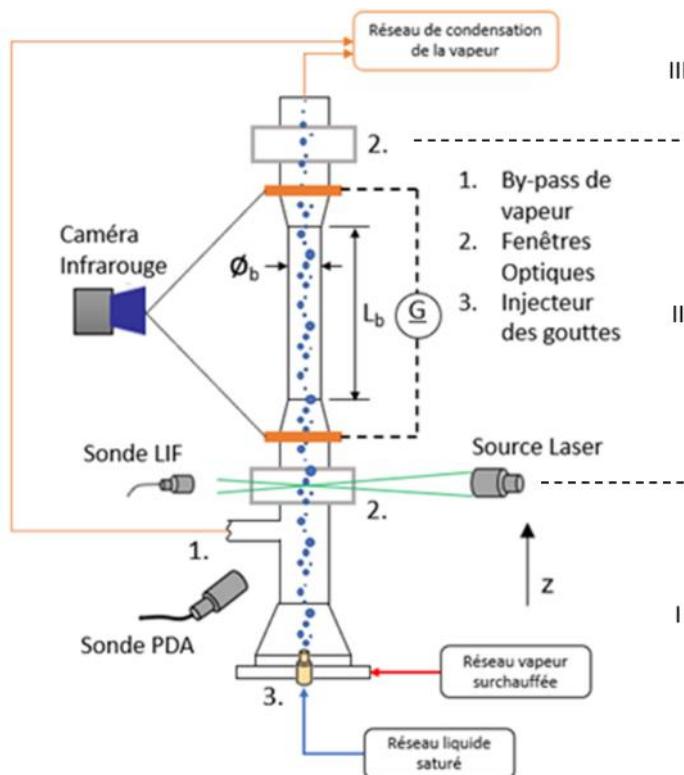


Figure2 : Schéma du banc expérimental COLIBRI

La veine d'essais est un tube en inconel 625 ; elle est chauffée par effet Joule en utilisant un générateur électrique (TDK Lambda GEN 10-300). Des fenêtres optiques en borosilicate sont placées en amont et en aval de cette partie afin d'effectuer de mesures optiques des caractéristiques des gouttes dans le tube (Vitesse, diamètre et température des gouttes). L'écoulement à goutte dispersées est obtenu en injectant de l'eau chauffé à 80°C (jet issu d'un injecteur de 700 µm en diamètre) qui se fragmente sous l'effet d'un flux de vapeur. Celle-ci est produite par générateur de vapeur à un débit massique maximale de 10 kg/h. Le débit massique, la température, et la pression de la vapeur sont mesurés en utilisant respectivement un débitmètre à orifices Rosemount®, un thermocouple type-K, et un transmetteur de pression Keller®. Des mesures de températures de gouttes réalisées par LIF à l'entrée de la veine [3][4] montrent qu'elles sont à saturation ou proche de la saturation.

Les expériences sont séquencées de la façon suivante : Les conditions d'injection de l'écoulement diphasique sont ajustées et la phase d'injection démarre. Ensuite, le générateur électrique est mis en route afin de chauffer la veine jusqu'à une température représentative d'un APRP. Une fois le régime quasi-stationnaire atteint, le générateur est coupé ou maintenu à une puissance représentative d'une puissance résiduelle et les mesures simultanées de thermographie infrarouge, PDA et LIF démarrent afin d'obtenir l'évolution de la température externe du tube et les propriétés thermo-hydrauliques de l'écoulement des gouttes lors du refroidissement du tube. De plus, la température d'injection de vapeur, des gouttes, les débits massiques d'injection de la vapeur et du liquide sont enregistrés.

#### 4. Influence de la puissance résiduelle sur la température de Leidenfrost

Des expériences avec différentes puissances résiduelles ont été réalisées. Dans ces expériences, la veine d'essai est tout d'abord chauffé avec une puissance maximale de 6420

W/m (comme pour les expériences sans puissance résiduelle) jusqu'à atteindre une température initiale de tube proche de 800°C, assurant un régime de film vapeur en début d'essai. Au démarrage de l'essai, la puissance est réduite de 6420 W/m à la valeur définie pour chaque expérience (entre 500 et 2000 W/m). Les paramètres thermo-hydrauliques des expériences référencées C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12<sup>2</sup> sont résumés dans le tableau 1.

Numéro	$\dot{m}_V$ [kg/h]	$\dot{m}_L$ [kg/h]	$\alpha_g$	$Re_v$	Puissance résiduelle	$P_v$ [bar]	Tv à l'entrée
C2-3	3.1	8	$1.4 \times 10^{-3}$	4520	0 kW/m	1.3	270 °C
C2-9	2.97	7.7	$1.7 \times 10^{-3}$	4403	0,47 kW/m	1.3	287 °C
C2-10	3.13	7.7	$1.4 \times 10^{-3}$	4639	0,95 kW/m	1.3	259 °C
C2-11	2.95	7.7	$2 \times 10^{-3}$	4374	1,44 kW/m	1.3	255 °C
C2-12	2.9	7.7	$1.4 \times 10^{-3}$	4298	1,9 kW/m	1.3	260 °C

Tableau 1 : Paramètres thermo-hydrauliques des expériences

Pour chaque expérience, on réalise des mesures statistiques des distributions en taille et vitesse des gouttes à l'aide de la sonde PDA afin d'obtenir les caractéristiques de la population en entrée de veine d'essais. La figure 3 montre les distributions en taille et vitesse des gouttes en fonction du diamètre pour les différentes expériences. On remarque une légère variation entre les distributions malgré des débits de gouttes et de vapeur très proches d'une expérience à l'autre. Cela est dû aux inconvénients mentionnés précédemment du système d'acquisition PDA concernant l'analyse statistique, dans ce cas certaines expériences ont beaucoup plus de gouttes mesurées que d'autres.

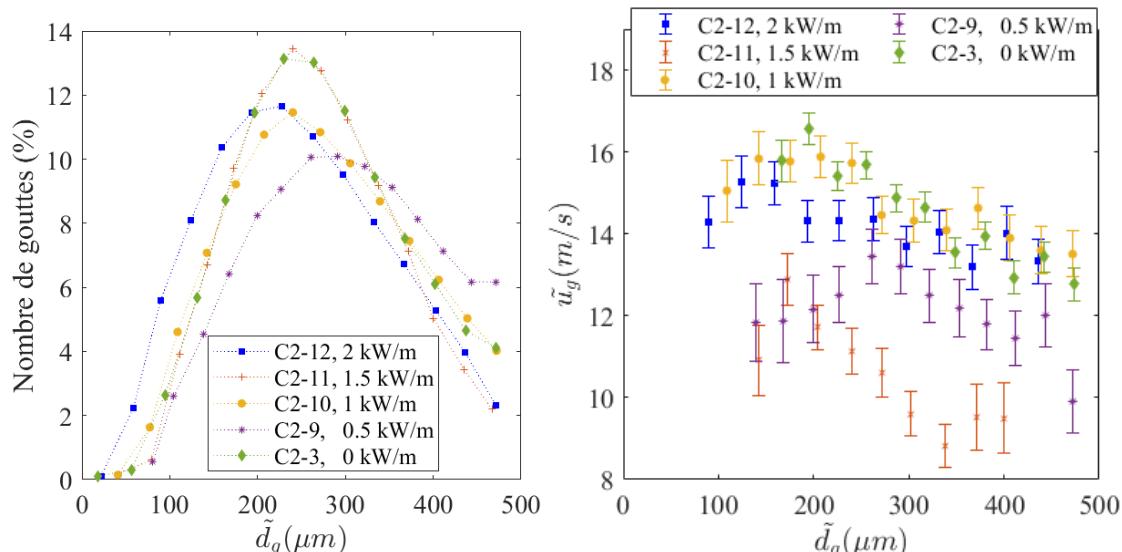


Figure 3 : Distributions en taille et vitesse de gouttes en fonction du diamètre

La température de paroi du tube est mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge (Jade Cedip 3) équipée d'un filtre dans la bande spectrale [3,97-4,01]μm. Les cartogrammes de température sont donnés en Figure 4 et permettent de déterminer les évolutions locales de la température de paroi et ainsi déterminer la température de transition de Leidenfrost.

<sup>2</sup> Ces références sont identiques à celles utilisées

Expériences analysées	$\bar{u}_g$ en m/s	Diamètre moyen ( $d_{10}$ ) en $\mu\text{m}$
C2-3	14.9	276
C2-9	12.2	297
C2-10	14.9	273
C2-11	10.5	266
C2-12	14.8	248

Tableau 2 : Principaux paramètres des gouttes

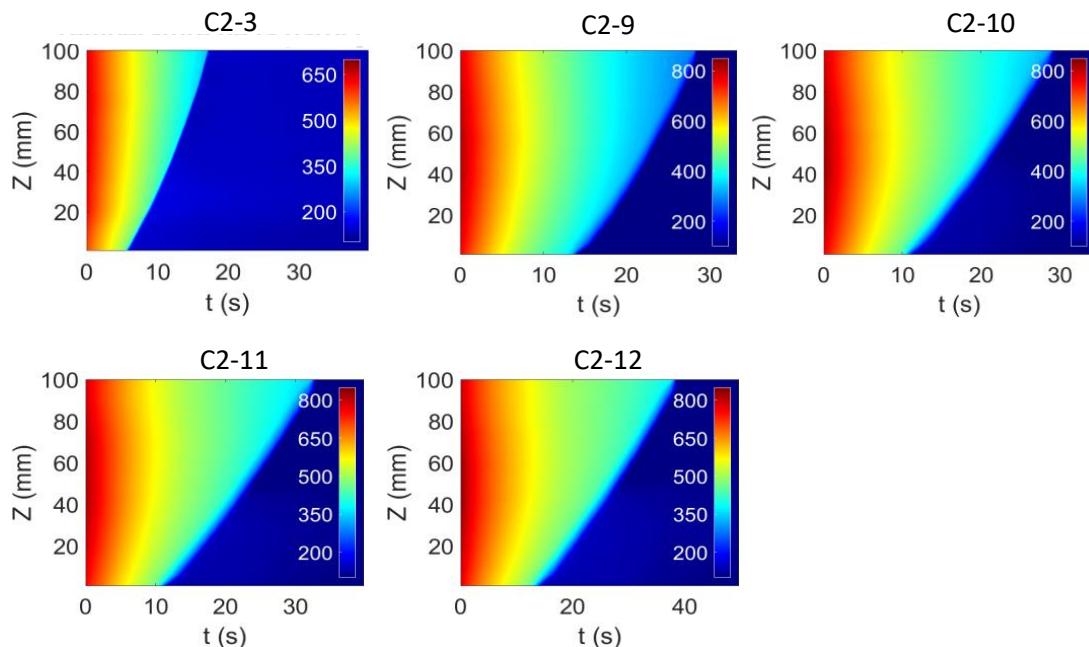


Figure 4 : Cartogramme des températures de paroi

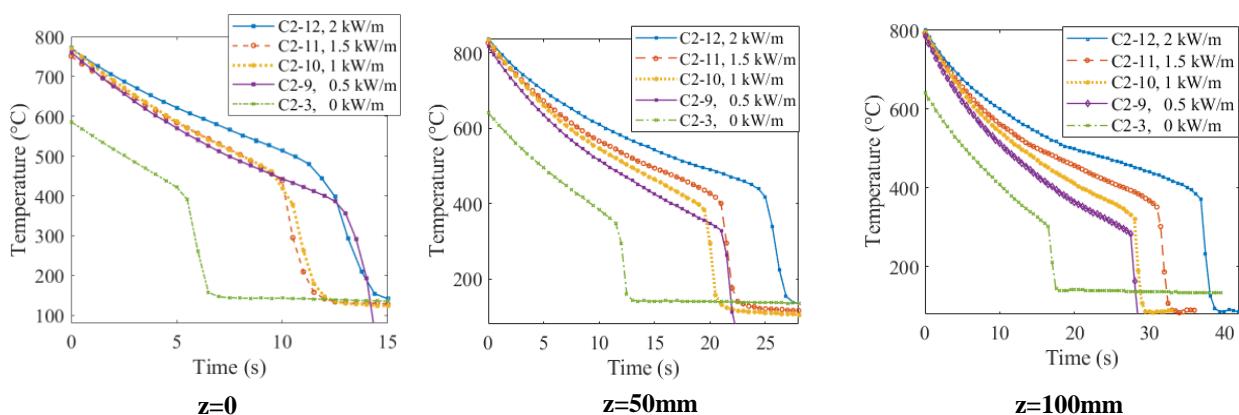


Figure 4 : Evolution de la température pour différentes positions

Sur la figure 4, on remarque clairement que la transition de Leidenfrost est retardée pour toutes les expériences avec puissance résiduelle (C-3 est réalisée sans puissance résiduelle, cf tableau 1). L'analyse n'est pas aisée car nous ne pouvons pas estimer la vitesse d'impact des

gouttes et nous travaillons aussi avec une population de gouttes avec des diamètres moyens proches mais différents, contrairement aux expériences faites par [1] et [2] qui ont conduit à proposer les modèles décrit par les relations (1) et (2). La comparaison de  $T_{LFP}$  ne peut donc que se limiter aux expériences C2-3, C2-10 et C2-11 qui ont des diamètres moyens très proches et compris entre 266 et 273 $\mu\text{m}$ , on peut donc raisonnablement s'attendre à des nombres de Weber d'impact équivalent entre ces trois expériences. Ceci étant posé, on remarque que la température de Leidenfrost est de l'ordre de 480°C à z=0mm pour les expériences avec puissance résiduelle et de 420°C pour l'expérience de référence (sans puissance résiduelle). A z= 50mm,  $T_{LFP} = 420^\circ\text{C}$ , 400°C et 380°C respectivement pour une puissance de 1.5kW/m, 1kW/m et 0kW/m ; enfin à z=100mm,  $T_{LFP} = 375^\circ\text{C}$ , 350°C et 320°C respectivement pour une puissance de 1.5kW/m, 1kW/m et 0kW/m. La température de Leidenfrost diminue car la population de gouttes s'évaporant dans la veine d'essais, le diamètre moyen diminue et par conséquent, ces résultats sont consistant avec le modèle 2.

On va maintenant estimer la température de Leidenfrost à l'aide de la relation (2) qui ne tient pas compte d'une puissance résiduelle. Les propriétés de la paroi (inconel 625) et des gouttes sont les suivantes.

- Inconel 625       $\rho_w = 8440 \text{ kg/m}^3$  ;  $\lambda_w = 15.6 \text{ W/m.K}$  ;  $Cp_w = 480 \text{ J/kg.K}$
- Liquide             $\rho_L = 1000 \text{ kg/m}^3$  ;  $\lambda_L = 0.6 \text{ W/m.K}$  ;  $Cp_L = 4180 \text{ J/kg.K}$

En appliquant le modèle (2), avec  $f(We, Re) = \sqrt{5}$  (cf [2] valable pour des gouttes dont  $We > 10$  et  $Re > 100$ ), on obtient une température Leidenfrost de l'ordre de 363°C. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle obtenue expérimentalement mais on sous-estime la valeur expérimentale. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans notre cas, les gouttes impactent la paroi à des nombres de Weber bien inférieurs à 10. L'ordre de grandeur donné par JD Peña Carrillo [3] est inférieur à  $We=1$ . Les gouttes se déformant très peu conduirait à un échauffement transitoire peu marqué et par ailleurs, les gouttes étant quasiment à saturation, l'échauffement transitoire des gouttes ne doit pas suivre le modèle donné par Castanet et al. [2].

L'existence d'une puissance résiduelle modifie la température de Leidenfrost. En effet, elle la décale vers des températures plus élevées. Le modèle de Castanet et al. [2] se base sur une estimation du champ de température dans le solide (considéré milieu semi-infini) et dans le liquide (milieu semi-infini également) par des modèles 1D transitoires mais dans notre cas, on doit tenir compte de la puissance résiduelle du solide donc ajouter le terme  $\frac{\dot{q}}{a_w \rho_w Cp_w}$ , ce qui donne l'équation suivante à résoudre :

$$\frac{1}{\alpha_w} \frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} + \frac{\dot{q}}{a_w \rho_w Cp_w} \quad (3)$$

Avec  $T_w(z = \infty, t) = T_{w0}$  ;  $T_w(z = 0, t = 0) = T_c$  et  $T_w(z, t < 0) = T_{w0}$

Ayant pour solution :

$$T_w(z, t) = T_{w0} + (T_c - T_{w0}) \operatorname{erfc} \left( \frac{z}{2\sqrt{a_w t}} \right) + \frac{\dot{q}t}{\rho_w Cp_w} \quad (4)$$

La solution de cette équation associée à une condition de température en paroi prise comme étant la température de contact ne conduit cependant pas à une expression de la température de Leidenfrost différentes des calculs de [2]. Ce modèle n'est donc pas adapté pour notre cas.

## 5. Conclusion

La température de Leidenfrost est influencée par la puissance résiduelle de la paroi qui a tendance à augmenter la valeur de la température quand la puissance résiduelle augmente. Cependant, l'analyse de ces expériences n'est pas aisée car dans notre cas, l'écoulement est polydisperse. La confrontation de nos estimations avec le modèle proposé par Castanet et al. [2] montre également que le modèle de Castanet et al. permet d'obtenir une valeur approchée acceptable mais ce modèle ne permet cependant pas de prendre en compte la puissance résiduelle qui, nous l'avons mesurée, décale  $T_{LFP}$  vers de plus hautes températures.

## Références

- [1] J.D. Bernardin, I. Mudawar, A Leidenfrost point model for impinging droplets and sprays, *Journal of Heat Transfer*, 126 (2004), pp. 272-278
- [2] G. Castanet, O. Caballina, W. Chaze, R. Collignon, F. Lemoine, The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 160 (2020) 120126
- [3] J.D. Peña Carrillo, Étude expérimentale du transfert paroi/fluide dans le cas d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire, , *Thèse Université de Lorraine*, Université de Lorraine (2018)
- [4] J.E. Luna Valencia, Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal, *Thèse Université de Lorraine*, Université de Lorraine (2023)

# Energy and exergy analysis of building envelope with different sustainable insulation materials

**Qianwen TAN<sup>1\*</sup>, Monica SIROUX<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> INSA Strasbourg, ICUBE Laboratory, University of Strasbourg

24 Bld de la Victoire - Strasbourg (France)

<sup>\*</sup>(Corresponding author: qianwen.tan@insa-strasbourg.fr)

**Abstract** - Sustainable insulation materials have demonstrated potential for enhancing building energy efficiency while maintaining thermal comfort. Traditionally, the energy efficiency of buildings and the insulating effects of these materials on the building envelope have been evaluated through energy analysis, which mainly focuses on quantifying total energy consumption. However, the application of exergy analysis offers a more comprehensive evaluation of the building envelope's energy efficiency. Therefore, this study analyzes the energy and exergy performance of the building envelope with different sustainable insulation materials on the Winter period for 24-h using MATLAB. The results indicate that sustainable insulation materials significantly improve the energy efficiency of the building envelope. This study provides a more comprehensive insight into evaluating the energy efficiency of building envelopes, not only by measuring energy use but also by assessing the effectiveness and quality of the insulation.

## Nomenclature

$U_i$	thermal transmittance in i surface, W.m <sup>-2</sup> .K	$A_w$	window area, m <sup>2</sup>
$d_j$	thickness of j layer in envelope, m	$g_j$	g-value of window
$k_j$	thermal conductivity of j layer, W.m <sup>-1</sup> .K	$F_{sh}$	shading coefficient
$\dot{Q}_T$	transmission heat loss rate, kW	$F_{no}$	orientation factor
$A_i$	area in i surface, m <sup>2</sup>	$\dot{Q}_0$	heat gain rate due to person, kW
$U_{door}$	thermal transmittance of door, W.m <sup>-2</sup> .K	$\dot{Q}_0^+$	heat emission per person, kW
$A_{door}$	area of door, m <sup>2</sup>	$n_o$	number of people
$F_{xi}$	correction factor for specific temperature	$\dot{Q}_L$	heat gain rate due to artificial lighting, kW
$T_{in}$	indoor temperature, K	$p_l$	power rating, kW
$T_{out}$	outdoor temperature, K	$A_N$	net floor area, m <sup>-2</sup>
$\dot{Q}_v$	ventilation heat loss rate, kW	$\dot{Q}_D$	total heat demand rate, kW
$c_p$	specific heat capacity, J.kg <sup>-1</sup> .K	$\dot{Ex}_{dest}$	exergy destruction rate, kW
$\rho$	density of the air, kg.m <sup>-3</sup>	$\dot{Q}$	the rate of heat transfer, kW
$V$	volume of the building, m <sup>-3</sup>	$\dot{Ex}_{in}$	exergy input, kW
$n_d$	air exchange rate	$\dot{Ex}_{out}$	exergy output, kW
$\dot{Q}_s$	solar heat gain rate, kW		
$I_s$	solar irradiance on window, W.m <sup>-2</sup>		
$F_f$	frame factor		

## 1. Introduction

The rapidly increasing demand for building has generated a massive amount of energy usage. According to the European Commission [1], buildings accounted for approximately 40% of energy consumption and 36% of energy-related greenhouse gas emissions within the European Union (EU) before 2021. As a result, the construction sector plays a critical role in energy use and greenhouse gas production. Energy within buildings is primarily consumed for heating, cooling, lighting, and ventilation [2,3]. Consequently, enhancing thermal regulation in buildings to improve energy efficiency and reduce consumption has become a focal point of

attention. The building envelope, acting as the primary interface between the interior and exterior environments, plays a crucial role in thermal regulation beyond mere separation.

Innovatively, recycling biomass-based material for the building envelope is considered a promising strategy for reducing energy consumption [4]. In particular, straw has significant potential for insulation due to its abundant yield and superior insulating properties [5,6]. However, its application still faces some challenges due to the structure. Recent proposals have suggested using cob, a mixture of raw earth and straw, as an insulation material to address these issues [7]. Some researchers have confirmed that the mechanical and thermal properties of the cob can be improved compared the raw earth and straw through experimental methods [8,9].

Despite the interest in sustainable insulation material within building envelopes, there are limited methodologies on the selection of such materials, mainly energy analysis [10]. This gap in the literature underscores the necessity for a novel research direction that combines energy and exergy analyses. Thus, in this study, a numerical simulation to analyze the energy and exergy performance of various sustainable insulation materials in the building envelope is developed using MATLAB. The study aims to explore and compare the energy savings and insulated effects of these materials on the building envelope.

## 2. Methodology

### 2.1. The studied envelope system

The envelope system studied was implemented in a small building with a floor area of 19.8 m<sup>2</sup> and a volume of 55.44 m<sup>3</sup>. A door area of 1.89 m<sup>2</sup> was set on the west wall. And a small openable window was set on the south wall to allow the real influence of solar radiation on the indoor environment. The indoor air temperature was set to 23 °C to achieve thermal comfort. The building was simulated without a heating system. The standard wall consisted of brick covered with plaster on both the inner and outer sides. In addition, the external side was covered with different sustainable insulation materials: (1) clay; (2) straw; (3) a composition of 95% clay and 5% straw. The schematic of the whole system is shown in Figure 1.

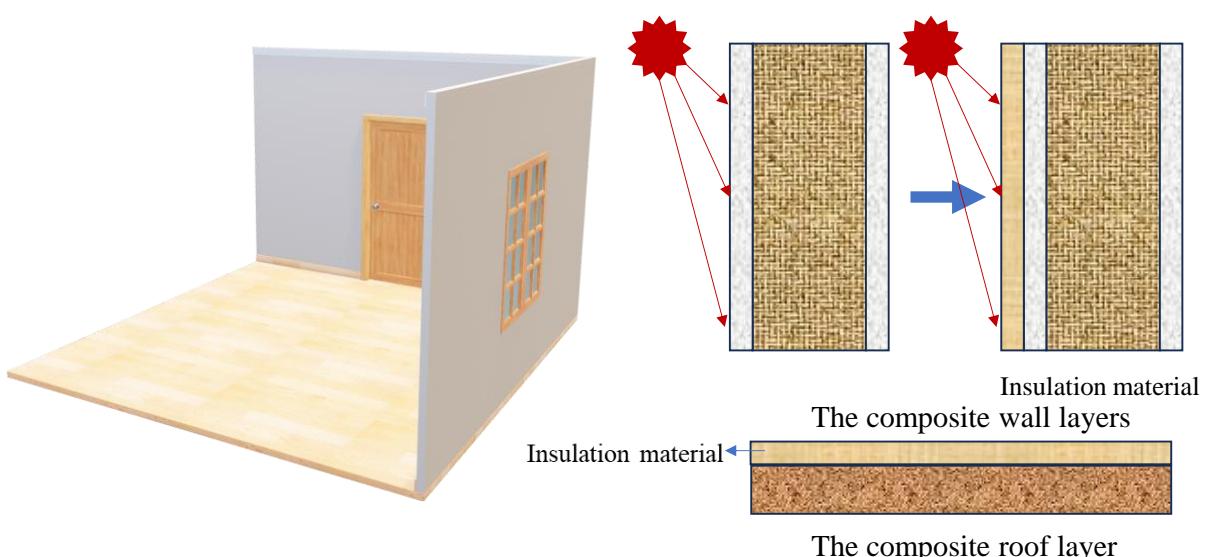


Figure 1: *The different cases studies of building envelope*

Furthermore, this study investigated four envelopes with different types of sustainable insulation materials, as presented in Table 1. Among them, the calculated U value of different cases can be calculated by Eq. (1). The air films can be ignored in this study.

$$U_i = \frac{1}{\sum_{j=1}^n \frac{d_j}{k_j}} \quad (1)$$

	<i>Place</i>	<i>Thickness</i>	<i>Thermal conductivity</i>	<i>Calculated U value</i>
	-	m	W.m <sup>-1</sup> .K	W.m <sup>-2</sup> .K
1	Standard wall (without insulation)	Plaster	0.0254	0.72
		Brick	0.2286	0.72
		Plaster	0.0254	0.72
2	Standard roof	Cast-concrete	0.2286	1.13
		Clay	0.03	0.457
		Plaster	0.0254	0.72
2	Clay wall	Brick	0.2286	0.72
		Plaster	0.0254	0.72
		Clay	0.03	0.457
3	Clay roof	Cast-concrete	0.2286	1.13
		Straw	0.03	0.058
		Plaster	0.0254	0.72
3	Straw wall	Brick	0.2286	0.72
		Plaster	0.0254	0.72
		Straw	0.03	0.058
3	Straw roof	Cast-concrete	0.2286	1.13
		Clay-straw	0.03	0.259
		Plaster	0.0254	0.72
4	Clay-straw wall	Brick	0.2286	0.72
		Plaster	0.0254	0.72
		Clay-straw	0.03	0.259
4	Clay-straw roof	Cast-concrete	0.2286	1.13
		Clay-straw	0.03	0.259

Table 1: *Property for the building envelope [4,9,11]*

## 2.2. The weather conditions

The simulation was conducted over a 24-hour on Winter period in Strasbourg, located in eastern France (Latitude: 48.573405°, Longitude: 7.752111°). The hourly measurement data of ambient temperature and solar radiation were sourced from the national meteorological service (Meteo) presented in Figure 2. These data reflect the comprehensive integration of diurnal variations in solar irradiance, which inherently consider the Earth's rotation and axial tilt.

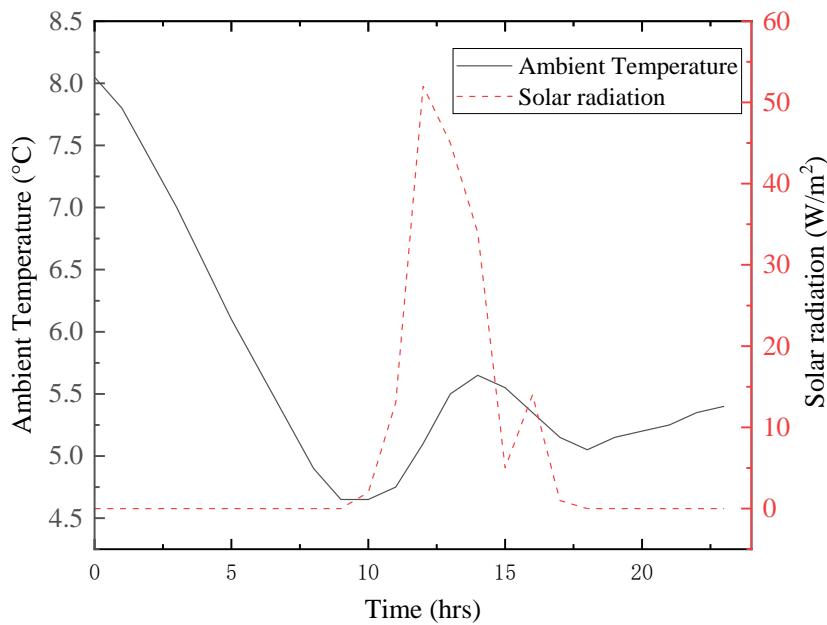


Figure 2: The weather data of winter period for 24-h

### 2.3. The theory analysis

Based on the first law of thermodynamics, the heat loss through transmission, ventilation losses, passive solar heat gain, internal heat gain, and other uses of electricity were taken into consideration in the energy analysis.

In this study, the thermal bridge was neglected. Most importantly, unlike walls and roofs, floors typically have less exposure to external climatic conditions, particularly in multi-story buildings where only ground floors might directly contact the ground. Thus, considering the objectives of this study, the thermal transmission through the floor was deemed to have a negligible impact on the overall energy performance and was therefore excluded from the detailed analysis. The rate of the transmission heat loss through a given envelope area can be calculated as [12]:

$$\dot{Q}_T = \sum (U_i \cdot A_i \cdot F_{xi}) (T_{in} - T_{out}) + U_{door} \cdot A_{door} \cdot (T_{in} - T_{out}) \quad (2)$$

The rate of ventilation heat loss can be calculated as [12]:

$$\dot{Q}_V = (C_p \cdot \rho \cdot V \cdot n_d) (T_{in} - T_{out}) \quad (3)$$

The rate of solar heat gain through the window can be calculated as [12]:

$$\dot{Q}_S = \sum (I_s \cdot (1 - F_f) A_{w,j} \cdot g_j \cdot F_{sh} \cdot F_{no}) \quad (4)$$

The rate of internal heat gain due to the presence of two people can be calculated as [12]:

$$\dot{Q}_o = \dot{Q}_0 \cdot n_o \quad (5)$$

The rate of internal heat gain due to artificial lighting can be calculated as [12]:

$$\dot{Q}_L = p_l \cdot A_N \quad (6)$$

The total heat demand rate following the energy balance can be calculated as [12]:

$$\dot{Q}_D = \dot{Q}_T + \dot{Q}_V - (\dot{Q}_S + \dot{Q}_o + \dot{Q}_L) \quad (7)$$

Based on the second law of thermodynamics, the ambient temperature can be used as reference temperature in this study. The exergy destruction rate can be expressed as [13]:

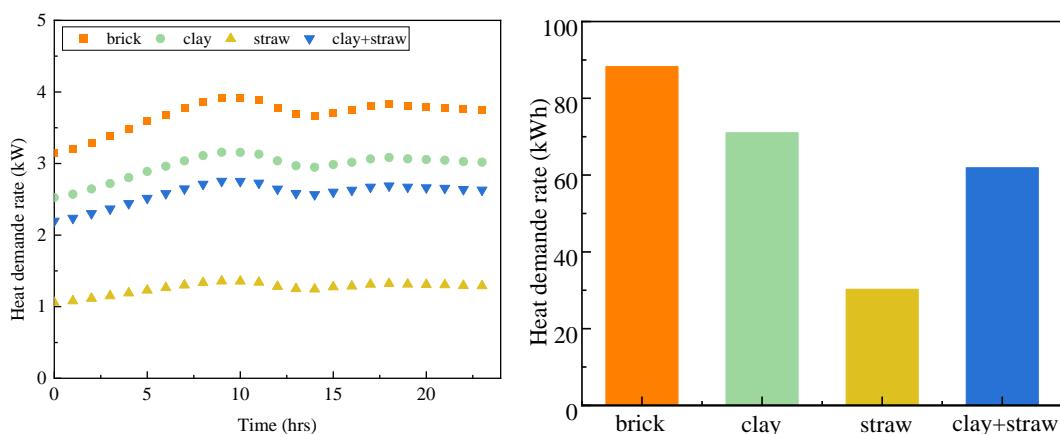
$$\dot{Ex}_{dest} = \dot{Ex}_{in} - \dot{Ex}_{out} + \dot{Q} \cdot \left(1 - \frac{T_{out}}{T_{in}}\right) \quad (8)$$

Especially, the exergy destruction rate due to thermal losses from transmission and ventilation was quantified in this study, significantly contributors to overall energy inefficiency in buildings. Therefore, assuming balanced exergy inputs and outputs apart from these losses, focusing on the heat lost through the building envelope and necessary ventilation, a simplified expression for exergy destruction rate was derived as [10,12]:

$$\dot{Ex}_{dest} = (\dot{Q}_T + \dot{Q}_V) \cdot \left(1 - \frac{T_{out}}{T_{in}}\right) \quad (9)$$

### 3. Results and discussions

The total heat demand rate results for all cases throughout the day are shown in Figure 3. It is evident that envelopes equipped with sustainable insulation materials exhibit a significantly reduced total heat demand rate compared to buildings lacking insulation. This observation implies that the implementation of sustainable insulation materials can lead to further reductions in the energy consumption of buildings. Furthermore, when comparing the insulation effects of different materials, it appears that the order of total heat demand rate from highest to lowest is clay, composite material (clay + straw), and straw. Consequently, utilizing straw as an insulation material in envelopes results in the lowest energy consumption among the options considered, thereby optimizing thermal comfort more efficiently. Moreover, the use of composite materials, specifically clay combined with straw, presents a viable alternative, suggesting that the integration of traditional and biomass-based materials can optimize building insulation.

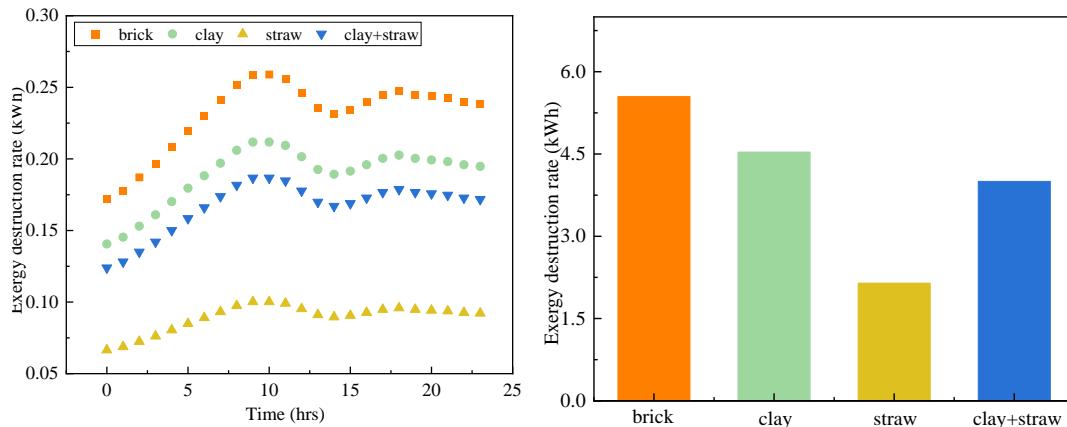


(1) The hourly total heat demand rate (2) Sum up the total heat demand rate over the 24-h

Figure 3: The total heat demand rate

Figure 4 presents the combined transmission and ventilation heat loss rates of exergy destruction for each case, across all hours considered. Materials demonstrating lower rates of exergy destruction are deemed more effective in minimizing energy consumption. Notably, straw insulation exhibits the lowest rates of exergy destruction, both hourly and daily, making it the most efficient material for retaining heat within buildings during winter. This reduces the necessity for additional heating. Such findings are consistent with those from energy analysis

above, highlighting a congruence between the efficiency and energy conservation benchmarks identified through both evaluative methods. This parallel further underscores the effectiveness of straw as an insulation material, reinforcing its potential for enhancing energy efficiency in building design.



(1) The hourly exergy destruction rate (2) Sum up the exergy destruction rate over the 24-h

Figure 4: The heat loss rate of exergy destruction

## 4. Conclusion

Numerical simulations of the building envelope with different sustainable insulation materials have been conducted in this study, with the aim of investigating the energy and exergy performance on Winter period for 24-h. The results indicated that the effectiveness of insulation in the building envelope, from best to worst, is straw, composite material (clay + straw), and clay. Compared to a standard envelope (without insulation material), the envelope insulated with straw exhibited a 65.72% reduction in the total heat demand rate and a 61.79% reduction in the heat loss exergy destruction rate, achieving thermal comfort. This study can serve as a reference for selecting sustainable insulation materials aimed at improving the energy efficiency of buildings. However, in future studies, special focus should be given to economic analysis. This recommendation stems from the observation that using straw envelope does not provide optimal outcomes in terms of both structural strength and economic advantages associated with recycling. Alternatively, incorporating straw and clay into envelope is purported to maximize benefits. Economic analysis should be combined with energy and exergy analyses for a more comprehensive assessment.

## References

- [1] Energy performance of buildings directive, (n.d.). [https://energy.ec.europa.eu/topics/energy-efficiency/energy-efficient-buildings/energy-performance-buildings-directive\\_en](https://energy.ec.europa.eu/topics/energy-efficiency/energy-efficient-buildings/energy-performance-buildings-directive_en) (accessed July 27, 2023).
- [2] Md.H. Zahir, K. Irshad, M. Shafiullah, N.I. Ibrahim, A.K.M. Kausarul Islam, K.O. Mohaisen, F.A.Al. Sulaiman, Challenges of the application of PCMs to achieve zero energy buildings under hot weather conditions: A review, Journal of Energy Storage 64 (2023) 107156. <https://doi.org/10.1016/j.est.2023.107156>.
- [3] K. Irshad, K. Habib, S. Algarni, B.B. Saha, B. Jamil, Sizing and life-cycle assessment of building integrated thermoelectric air cooling and photovoltaic wall system, Applied Thermal Engineering 154 (2019) 302–314. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.03.027>.

- [4] S. Liuzzi, C. Rubino, F. Martellotta, P. Stefanizzi, C. Casavola, G. Pappalettera, Characterization of biomass-based materials for building applications: The case of straw and olive tree waste, *Industrial Crops and Products* 147 (2020) 112229. <https://doi.org/10.1016/j.indcrop.2020.112229>.
- [5] C. Rabbat, S. Awad, A. Villot, D. Rollet, Y. Andrès, Sustainability of biomass-based insulation materials in buildings: Current status in France, end-of-life projections and energy recovery potentials, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 156 (2022) 111962. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2021.111962>.
- [6] R. Ahmadi, B. Souris, M. Ebrahimi, Evaluation of wheat straw to insulate fired clay hollow bricks as a construction material, *Journal of Cleaner Production* 254 (2020) 120043. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2020.120043>.
- [7] L. Ben-Alon, A.R. Rempel, Thermal comfort and passive survivability in earthen buildings, *Building and Environment* 238 (2023) 110339. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2023.110339>.
- [8] Y. Brouard, N. Belayachi, D. Hoxha, N. Ranganathan, S. Méo, Mechanical and hygrothermal behavior of clay – Sunflower (*Helianthus annuus*) and rape straw (*Brassica napus*) plaster bio-composites for building insulation, *Construction and Building Materials* 161 (2018) 196–207. <https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2017.11.140>.
- [9] N. Essid, A. Eddhahak, J. Neji, Experimental and numerical analysis of the energy efficiency of PCM concrete wallboards under different thermal scenarios, *Journal of Building Engineering* 45 (2022) 103547. <https://doi.org/10.1016/j.jobe.2021.103547>.
- [10] V. Bonetti, G. Kokogiannakis, Dynamic Exergy Analysis for the Thermal Storage Optimization of the Building Envelope, *Energies* 10 (2017) 95. <https://doi.org/10.3390/en10010095>.
- [11] S. Raefat, M. Garoum, N. Laaroussi, Y. Chihab, A simple laboratory flash apparatus for thermal diffusivity measurement: Modeling and application for composite material based on clay and straw, *Case Studies in Construction Materials* 15 (2021) e00657. <https://doi.org/10.1016/j.cscm.2021.e00657>.
- [12] M.T. Balta, I. Dincer, A. Hepbasli, Performance and sustainability assessment of energy options for building HVAC applications, *Energy and Buildings* 42 (2010) 1320–1328. <https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2010.02.026>.
- [13] A. Ucar, M. Inalli, Exergoeconomic analysis and optimization of a solar-assisted heating system for residential buildings, *Building and Environment* 41 (2006) 1551–1556. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2005.06.008>.

### Acknowledgements

It is gratefully acknowledged that the first author was supported by the China Scholarship Council (CSC).



# Etude par simulation thermique dynamique de l'intégration d'une installation de panneaux aérovoltaiques sur une maison dite passive.

Benoit LIEMANS<sup>1\*</sup>, Véronique FELDHEIM<sup>1</sup>, Daniel BOUGEARD<sup>2</sup>, Serge RUSSEIL<sup>2</sup>

<sup>1</sup> UMONS - Faculté polytechnique - Service de thermique et combustion  
Rue de l'Epargne, 56 - 7000 Mons - Belgique

<sup>2</sup> IMT Nord Europe, Institut Mines-Telecom, Univ. Lille, CERI Energie Environnement,  
59000 Lille, France

\* (auteur correspondant : benoit.liemans@umons.ac.be)

**Résumé** - Cet article propose une étude par simulation thermique dynamique des apports d'une installation aéro-photo-voltaique améliorée sur une habitation unifamiliale à faibles besoins en chauffage située dans l'est de la Belgique. Nous y comparons les résultats obtenus avec les situations reprenant soit une installation photovoltaïque classique, soit une installation de panneaux solaires hybrides non améliorés. La comparaison est réalisée tant d'un point de vue des besoins de chauffage, de refroidissement et de la surchauffe que de la production électrique. Enfin, nous proposons quelques éléments sur la sensibilité vis-à-vis de la situation géographique.

## Nomenclature

BNE	besoins nets en énergie, $\text{kW h m}^{-2}$	$\eta$	rendement, —
$c_p$	capacité thermique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\varepsilon$	efficacité, —
$I$	Irradiation solaire sur la paroi, $\text{W m}^{-2}$	$\lambda$	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$n_{50}$	taux de renouvellement d'air par infiltration sous une différence de pression de 50 Pa, $\text{h}^{-1}$	$\tau$	temps, s
Nu	nombre de Nusselt, —		
Re	nombre de Reynolds, —		
$Q$	quantité d'énergie, J		
$q_m$	débit massique, $\text{kg s}^{-1}$		
PV/Ta	panneau hybride photovoltaïque et thermique à air		
$S$	surface, $\text{m}^2$		
$U$	coefficients de transfert thermique de la paroi, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$		
$t$	température, $^\circ\text{C}$		
VG	vortex generator		
<i>Indices et exposants</i>			
air	lié à l'air		
elec	électrique		
ext	extérieur		
in	entrant		
m	moyen		
op	opaque		
out	sortant		
PV	du panneau photovoltaïque		
ref	de référence		
sol	solaire		
therm	thermique		
<i>Symboles grecs</i>			
$\beta$	coefficient de température, $\% \text{K}^{-1}$		

## 1. Introduction

Cette communication est réalisée dans le cadre d'un projet qui consiste à étudier et modéliser les interactions entre une installation aérovoltaique améliorée et un bâtiment énergétiquement performant afin d'optimiser l'utilisation des ressources renouvelables (électrique et thermique dans le cas de ces panneaux hybrides) en fonction des besoins de ce dernier. Dans le cadre de ce projet, nous avons déjà mis en avant les gains potentiels que nous pourrions obtenir par une intensification passive des échanges par générateur de vorticité dans le chenal des panneaux

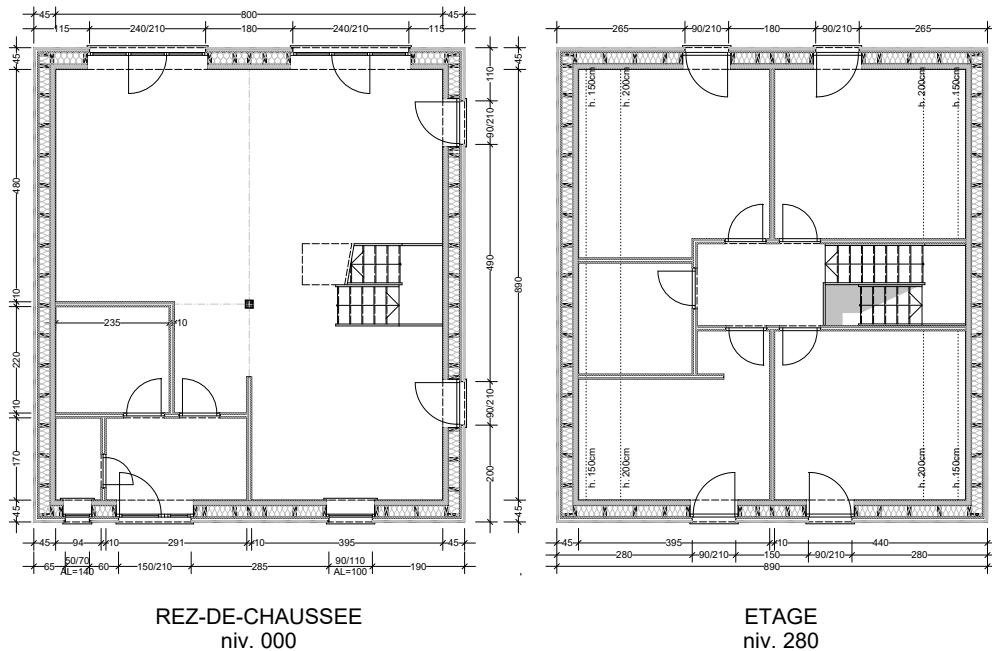


Figure 1 : Plans des différents niveaux de l'habitation

PV/Ta permettant d'améliorer les échanges thermiques convectifs [1]. La véritable question est de savoir si ces gains potentiels sont exploitables pour une habitation dite passive.

## 2. Méthodologie

### 2.1. Simulation thermique dynamique

La simulation thermique dynamique, ou STD, permet d'étudier l'évolution temporelle des grandeurs physiques liées à la thermique, d'un composant, d'un système énergétique ou dans notre cas d'un bâtiment, en résolvant des équations différentielles ordinaires. Les simulations réalisées pour cette étude ont toutes été établies avec le logiciel TRNSYS.

### 2.2. Le bâtiment

La maison modélisée est un bâtiment, orienté selon un axe faisant un angle de 60° par rapport au nord, de plan rectangulaire de 9.80 m x 8.90 m en dimensions extérieures érigé sur 2 niveaux et couvert d'une toiture à double pan présentant une inclinaison de 35°. Le rez-de-chaussée est composé d'un hall d'entrée (5 m<sup>2</sup>) donnant accès à un WC (1.6 m<sup>2</sup>), un local technique (5.25 m<sup>2</sup>) et un espace de vie composé d'une cuisine ouverte (14 m<sup>2</sup>) et d'un séjour (40 m<sup>2</sup>). A l'étage, nous trouvons un hall de nuit (4.5 m<sup>2</sup>) distribuant les accès vers 3 chambres (14.75 m<sup>2</sup>, 13.8 m<sup>2</sup>, 13.8 m<sup>2</sup>), une salle de bain (11.5 m<sup>2</sup>) et une buanderie (5.4 m<sup>2</sup>) (voir figure 1).

Il s'agit d'une construction en ossature bois fortement isolée ( $U_{m,op} = 0.123 \text{ W/m}^2\text{K}$ ), et équipée de fenêtres à triple vitrage ( voir tableau 1), n'offrant que peu d'inertie thermique mais disposant d'une excellente étanchéité à l'air ( $n_{50}= 0.6 \text{ h}^{-1}$ ).

Le bâtiment est équipé d'un groupe de ventilation mécanique à double flux muni d'un récupérateur de chaleur présentant une efficacité  $\epsilon$  de 80 % et muni d'un bypass permettant de court-circuiter l'échangeur pour éviter d'accentuer la surchauffe lorsque la température de

Type	U
	W/m <sup>2</sup> K
mur	0.125
toit	0.108
plancher	0.152
fenêtres	0.6

Lu → Ve	Sa - Di
6 h à 8 h	7 h
	↓
16 h à 22 h	22 h

Tableau 2 : Horaire d'occupation

Tableau 1 : Composition des parois

l'air extérieur est supérieure à celle de l'intérieur par exemple.

Au niveau des hypothèses, nous avons considéré des gains internes constants pour l'ensemble de l'habitation (3 W/m<sup>2</sup>, ce qui se trouve dans entre les 4 W/m<sup>2</sup> de la *FEBY*<sup>1</sup> et les 2.1 W/m<sup>2</sup> du *Passive House Institute* [2]), une température constante pour le vide technique sous le plancher du rez-de-chaussée (10 °C) et un taux de renouvellement d'air par ventilation volontaire de 1 vol/h (soit environ 335 m<sup>3</sup>/h). En ce qui concerne les consignes de chauffage, le rez est en régime 20 °C/16 °C et l'étage en 18 °C/15 °C en fonction de l'occupation ou non du bâtiment (voir tableau 2). Le modèle sera donc multizone avec une zone par niveau.

### 2.3. Le panneau aéro-photovoltaïque

Un panneau aéro-photovoltaïque (PV/Ta) est un panneau solaire hybride [3] qui vise à produire aussi bien de l'électricité (solaire photovoltaïque) qu'à récupérer de la chaleur (solaire thermique) et dont le fluide caloporteur est l'air [4]. Ce dernier présente certains avantages vis-à-vis d'autres fluides plus efficaces thermiquement (les faibles conductibilité et chaleur massique de l'air ne jouent pas en sa faveur). Citons par exemple le fait que les installations sont technologiquement plus simples et moins onéreuses dans leur conception mais aussi le fait que l'air soit disponible gratuitement, en abondance et indispensable à la bonne ventilation des bâtiments [7].

La forme la plus simple d'un panneau PV/Ta consiste à venir créer un chenal pour le passage de l'air sous le panneau photovoltaïque au moyen d'une plaque parallèle à ce dernier [5] comme le montre la figure 2. Dans une précédente publication [6], nous avons présenté un modèle thermique 1-D de ce type de système. Nous avons donc développé en FORTRAN un nouveau composant de panneau solaire hybride dans TRNSYS, nous permettant ainsi de composer une installation solaire que nous pouvons relier à un modèle de bâtiment.

L'intérêt est de disposer d'un objet paramétrable individuellement permettant à l'avenir des études de sensibilité paramétrique et d'éventuelles optimisations. Parmi ces paramètres, citons les dimensions du panneau, la hauteur du chenal, le rendement électrique, la composition des différentes couches et la présence ou non d'ailettes génératrices de vorticité visant à améliorer les échanges convectifs au sein du chenal.

En entrées, le module reçoit les informations du flux solaire incident, du débit et de la température d'air entrant, les conditions climatiques extérieures (température sèche de l'air et température effective du ciel, vitesse du vent) et fournit en sorties la température de l'air issu du panneau ( $t_{air,out,i}$ ), les productions électrique ( $Q_{elec,i}$ ) et thermique ( $Q_{therm,i}$ ), le rendement photovoltaïque corrigé en fonction de la température moyenne des cellules PV ( $\eta_i$ ), les températures moyennes au niveau des différentes couches ( $t_{air,i}, t_{pv,i}, \dots$ ), ...

1. "Forum för Energieeffektivt Byggande", organisme suédois de certification des bâtiments énergétiquement performants

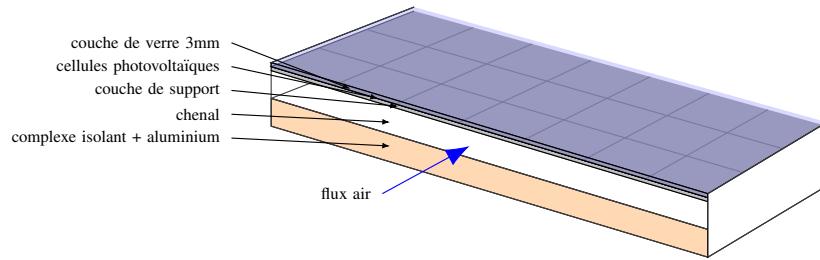


Figure 2 : exemple de composition d'un panneau PV/Ta simple

$$t_{air,out,i} = f(\text{conditions météo}_i, \text{propriétés du panneau}, q_{m,air,i}, \dots) \quad (1)$$

$$Q_{therm,i} = q_{m,air,i} \cdot c_{p,i} \cdot (t_{air,out,i} - t_{air,in,i}) \cdot d\tau \quad (2)$$

$$Q_{elec,i} = \eta_i \cdot I_i \cdot S_{PV} \cdot d\tau \quad (3)$$

$$\eta_i = \eta_{ref} \cdot (1 + \beta \cdot (t_{pv,i} - 25)) \quad (4)$$

$$(t_{air,i}, t_{pv,i}, \dots) = f(\text{conditions météo}_i, \text{propriétés du panneau}, q_{m,air,i}, \dots) \quad (5)$$

L'amélioration des échanges convectifs dans le chenal au moyen d'ailettes génératrices de vorticité a été considérée en utilisant la formule de Chamoli [8].

$$\text{Nu} = 0.2365 \text{ Re}^{0.6689} \left(1 + \frac{c}{a}\right)^{0.1866} \left(\frac{\alpha}{60}\right)^{-0.3227} e^{(-0.076 \ln(1+\frac{c}{a})^2)} e^{(-0.9576 \ln(\frac{\alpha}{60})^2)} \quad (6)$$

avec  $\alpha$ ,  $a$  et  $c$  illustrés sur la figure 3.

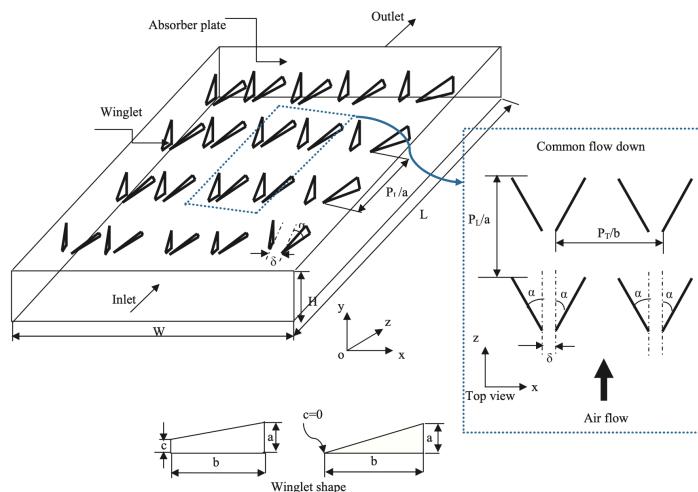


Figure 3 : Forme et distribution des ailettes selon Chamoli [8]

## 2.4. L'installation

L'installation aéro-photovoltaïque modélisée est composée de 12 panneaux PV/Ta de 1.68 m de long par 1.02 m de large, avec un rendement PV de 19.62 % ( $\beta = -0.369 \%/\text{K}$ ), disposant d'un chenal de 35 mm de hauteur sous lequel se trouve un panneau isolant de type polystyrène extrudé ( $\lambda = 0.035 \text{ W/mK}$ ) de 50 mm d'épaisseur. Le tout est posé sur le pan de toiture orienté sud-ouest (inclinaison 35°, azimut 30° par rapport au sud).

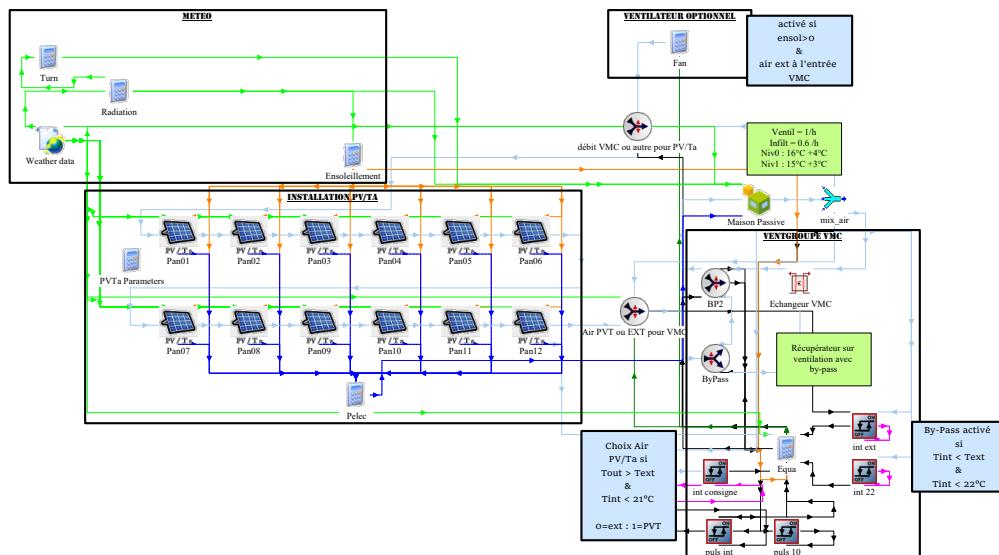


Figure 4 : Schéma du couplage dans TRNSYS

Le débit d'air sous les panneaux est assuré soit par le groupe de ventilation de l'habitation dans le cas où cet air est utilisé pour alimenter le logement en air neuf, soit par un ventilateur indépendant, et offrant le même débit, dans le cas contraire et si il y a ensoleillement. La consommation de ce dernier sera comptabilisée au niveau des bilans annuels.

L'air en sortie d'installation solaire est dirigé vers le système de ventilation soit si il est plus chaud que l'air extérieur et l'air intérieur du logement est inférieur à 20 °C, soit si il est plus froid que l'air extérieur et l'air intérieur du logement est supérieur à 23 °C (eq. 7).

$$\text{air ventilation} = \text{air sortie installation solaire si } \begin{cases} \left\{ \begin{array}{l} t_{int} < 20^{\circ}\text{C} \\ \text{et} \\ t_{ext} < t_{solar,out} \end{array} \right. \\ \text{ou} \\ \left\{ \begin{array}{l} t_{int} > 23^{\circ}\text{C} \\ \text{et} \\ t_{ext} > t_{solar,out} \end{array} \right. \end{cases} \quad (7)$$

### 3. Résultats

#### 3.1. Maison et installation photovoltaïque

Afin de disposer d'une situation de départ simple, nous avons effectué une simulation en considérant une installation photovoltaïque classique sur le bâtiment passif. Sur base d'un fichier climatique Meteonorm pour la région de Uccle en Belgique et pour une étude par pas de temps d'une heure s'étendant sur une année (8760 h), nous obtenons des besoins nets en chauffage de 13.74 kWh/m<sup>2</sup> an, des surchauffes au-dessus de 23 °C de 2064 Kh pour le rez-de-chaussée et de 2455 Kh pour l'étage. La production électrique annuelle est de 3215.19 kWh. Sur la figure 5, nous pouvons constater la présence de 3 périodes de surchauffe sévère (température intérieure > 27 °C plusieurs jours consécutifs) en été, ce qui risque, dans le cas d'une récurrence sur plusieurs années, d'amener les propriétaires à se tourner vers des solutions de refroidissement actives.

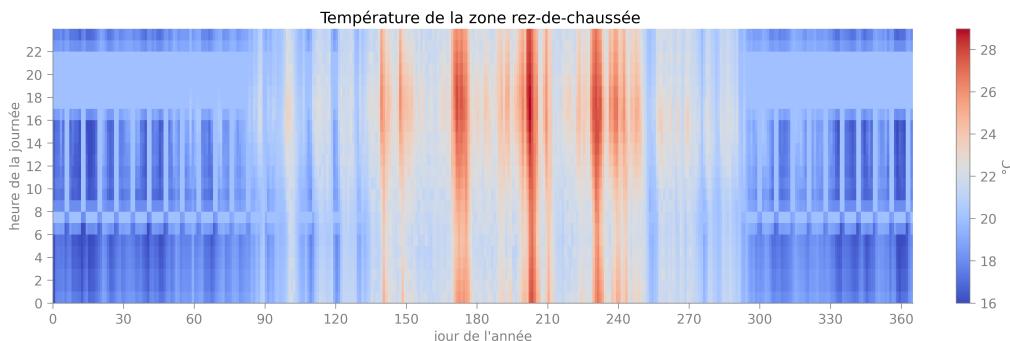


Figure 5 : Température du rez-de-chaussée en fonction du jour de l'année et de l'heure de la journée

	Pas de temps de simulation de 1h				Pas de temps de simulation de 1/4h				
	BNE chauffage kWh/m <sup>2</sup>	Surchauffe $T > 23^{\circ}\text{C}$ Kh	Production PV kWh	Consommation ventilateur kWh	BNE chauffage kWh/m <sup>2</sup>	Surchauffe $T > 23^{\circ}\text{C}$ Kh	Production PV kWh	Consommation ventilateur kWh	
	PV	13.74	2064	3215.19	-	13.95	2057	3212.43	-
une rangée de panneaux	PV/Ta	13.61	1604	3238.88	31.66	13.85	1560	3236.24	31.59
	PV/Ta + VG	13.59	1642	3246.13	31.70	13.82	1604	3243.54	31.57
panneaux en deux rangées	PV/Ta	13.63	1581	3235.35	31.66	13.86	1529	3232.69	31.59
	PV/Ta + VG	13.59	1640	3245.65	31.70	13.82	1605	3243.07	31.58

Tableau 3 : Résultats pour l'installation solaire sur la maison pour des pas de temps de 1 h et 0.25 h

### 3.2. Maison et installation aéro-photovoltaïque

Nous avons ensuite 4 cas utilisant les 12 panneaux PV/Ta. La distinction est réalisée sur base de l'organisation des panneaux, soit 12 en série soit 2 rangées parallèles de 6 et d'autre part sur la présence ou non d'ailettes génératrices de vorticité au niveau du chenal.

L'installation en série des panneaux non améliorés conduit à des besoins nets en chauffage de 13.61 kWh/m<sup>2</sup> an, des surchauffes de 1604 Kh pour le rez-de-chaussée et de 1959 Kh pour l'étage, soit une réduction de ~1 % des besoins de chauffage mais de 22.3 % de la surchauffe au-dessus de 23 °C. La production électrique annuelle est de 3238.88 kWh, soit une augmentation de 0.74 % mais qui est effacée par la consommation liée au ventilateur 31.66 kWh puisque si nous établissons un bilan simple en soustrayant cette consommation à la production, nous obtenons 3238.88 kWh – 31.66 kWh = 3207.22 kWh soit 8 kWh de moins que la situation initiale.

Les résultats des différentes simulations sont repris dans le tableau 3. Nous pouvons constater que les gains sont relativement faibles tant d'un point de vue des besoins en chauffage que de la production photovoltaïque. L'amélioration des échanges convectifs dans le chenal nous permet tout au plus de gagner un peu moins de 1 % sur la production électrique annuelle, ce qui ne couvre même pas la consommation du ventilateur ajouté. Il est par contre intéressant de noter une réduction significative des degrés-heures de surchauffe, en particulier pour l'installation de 2 séries de 6 panneaux standards (~500 Kh). En creusant un peu, nous pouvons observer que le système utilise peu l'air en provenance de l'installation solaire pour le chauffage mais beaucoup plus en revanche la nuit en été (voir figure 6) et les écarts de température intérieure par rapport au cas de base restent limités dans une fourchette de 2 °C (voir figure 7). Le fait que l'air sous les panneaux soit plus frais que l'air extérieur ambiant la nuit s'explique par l'inversion des flux thermiques au niveau de la vitre. L'absence de flux solaire incident et une température apparente du ciel bien plus faible que la température au sol conduisent à un refroidissement de

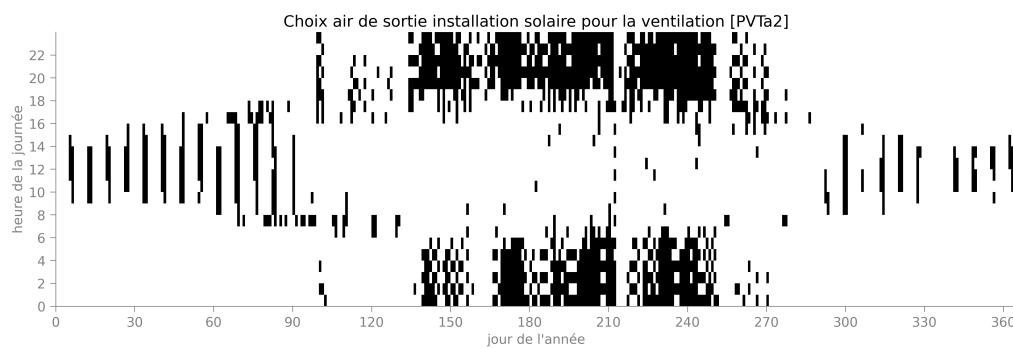


Figure 6 : Utilisation de l'air issu des PV/Ta en fonction du jour de l'année et de l'heure de la journée

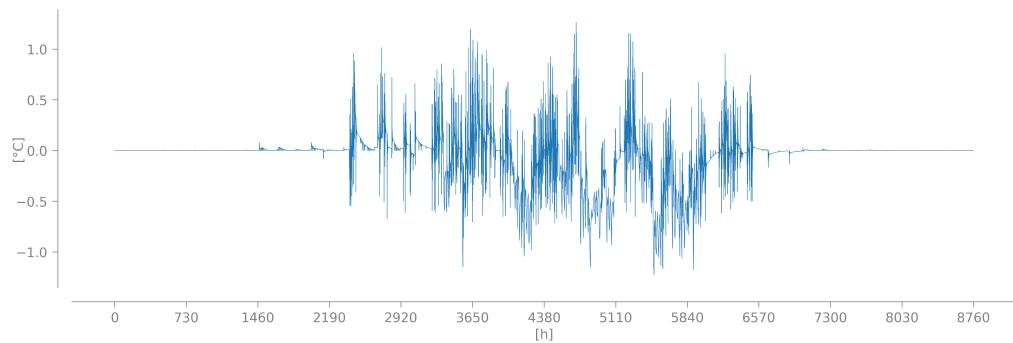


Figure 7 : Différence de température intérieure entre le cas PV/Ta sur 2 rangées et le cas de base PV

l'air circulant dans le chenal.

### 3.3. Sensibilité à la situation géographique

Les conditions de température et d'ensoleillement intervenant tant au niveau du comportement du bâtiment que de celui des panneaux, nous avons fait l'exercice de transposer notre bâtiment vers différentes localisations en France et d'observer l'influence sur les résultats afin de voir si certaines régions étaient plus propices à accueillir ce type de technologie. Les résultats sont repris au tableau 4. Pour Strasbourg, nous observons une réduction des besoins de chauffage de 1.14 %, jusqu'à 18.5 % de degrés-heures de surchauffe en moins et un peu plus de 1.19 % de gain sur la production PV pour une installation améliorée. Pour Dijon, les tendances sont sensiblement les mêmes avec jusqu'à -1.37 % sur les besoins de chauffage et 1.08 % sur la production électrique. Bien que Brest reçoive la même quantité d'ensoleillement que Dijon, les valeurs que nous pouvons voir sont assez étonnantes : 7.2 kWh/m<sup>2</sup> an pour les besoins nets en chaud, moins de 800 Kh pour la surchauffe au-dessus de 23 °C mais le bilan électrique est à peine à l'équilibre. Les résultats pour Marseille nous montrent rapidement que la construction n'est pas du tout adaptée au climat méditerranéen. Les besoins en chauffage sont quasi inexistant mais la surchauffe est infernale avec une valeur proche de 15 000 Kh et des températures intérieures qui atteignent les 34 °C. Le bilan électrique annuel de l'installation, qui est la production photovoltaïque (5127 kWh) moins la consommation électrique (31.61 kWh), est toujours supérieur à la production des panneaux PV seuls (5077.20 kWh) mais la plus-value reste maigre de l'ordre de 18 kWh.

Strasbourg $\tau=1\text{h}$					Dijon $\tau=1\text{h}$				
	BNE chauffage kWh/m <sup>2</sup>	Surchauffe $T > 23^\circ\text{C}$ Kh	Production PV kWh	Consommation ventilateur kWh		BNE chauffage kWh/m <sup>2</sup>	Surchauffe $T > 23^\circ\text{C}$ Kh	Production PV kWh	Consommation ventilateur kWh
PV	14.34	4643	3626.25	-	12.43	5646	3882.50	-	
une rangée de panneaux	PV/Ta	14.21	3720	3659.77	31.38	12.29	4596	3914.72	31.60
	PV/Ta + VG	14.18	3782	3670.11	31.37	12.25	4683	3924.50	31.59
panneaux en deux rangées	PV/Ta	14.23	3683	3654.81	31.38	12.31	4490	3909.93	31.62
	PV/Ta + VG	14.18	3782	3669.47	31.36	12.25	4684	3923.83	31.59
Brest $\tau=1\text{h}$					Marseille $\tau=1\text{h}$				
	BNE chauffage kWh/m <sup>2</sup>	Surchauffe $T > 23^\circ\text{C}$ Kh	Production PV kWh	Consommation ventilateur kWh		BNE chauffage kWh/m <sup>2</sup>	Surchauffe $T > 23^\circ\text{C}$ Kh	Production PV kWh	Consommation ventilateur kWh
PV	7.32	769	3756.05	-	3.04	17049	5077.20	-	
une rangée de panneaux	PV/Ta	7.21	633	3781.17	31.97	2.98	14752	5115.84	31.60
	PV/Ta + VG	7.21	657	3788.66	31.94	2.96	14980	5127.00	31.62
panneaux en deux rangées	PV/Ta	7.23	629	3777.39	32.00	2.98	14606	5110.10	31.62
	PV/Ta + VG	7.21	658	3788.08	31.95	2.96	14975	5126.04	31.61

Tableau 4 : Résultats de simulation pour Strasbourg, Dijon, Brest ou Marseille ( pas de temps de 1 h )

## 4. Conclusion

Nous avons modélisé le comportement d'une installation aérovoltaique, simple ou améliorée avec des générateurs de vorticité, liée à un bâtiment énergétiquement performant et comparé les résultats avec le bâtiment uniquement équipé de panneaux photovoltaïques standards. Nous n'avons malheureusement pas obtenu les gains espérés. Nous avons procédé à une étude de sensibilité liée à la localisation géographique qui ne nous a pas permis de déterminer une zone plus propice à accueillir cette technologie. Il serait intéressant de tester le dispositif sur un logement peut-être moins performant afin de pouvoir profiter un peu plus des gains thermiques au printemps et à l'automne. Nous pourrions également utiliser un mélange variable d'air extérieur et d'air issu de l'installation PV/Ta afin de pouvoir proposer une température de soufflage d'air qui éviterait certaines surchauffes (voir les valeurs positives sur la figure 7).

## Références

- [1] B. Liémans et al., Etude comparative des corrélations qui régissent les échanges convectifs au sein du chenal d'un panneau aérovoltaique., *Congrès Français de Thermique SFT 2023* (Reims, 30 mai – 2 juin 2023), 231–238.
- [2] A. Molin et al., Investigation of energy performance of newly built low-energy buildings in Sweden, *Energy and Buildings*, Vol. 43 (2011), 2822–283.
- [3] Evans, D.L., Florschuetz, L.W., Cost studies on terrestrial photovoltaic power systems with sunlight concentration, *Solar Energy*, Vol. 19 (1977), 255–262.
- [4] T.T. Chow, A review on photovoltaic/thermal hybrid solar technology, *Applied Energy*, Vol. 87 (2010), 365–379
- [5] A. Tiwari et al., Performance evaluation of photovoltaic thermal solar air collector for composite climate of India, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, Vol. 90 (2006), 175–189
- [6] B. Liémans et al., Etude de la combinaison de panneaux aérovoltaiques améliorés et d'un bâtiment énergétiquement performant., *Congrès Français de Thermique SFT 2022* (Valenciennes, 31 mai – 3 juin 2022), 543–550.
- [7] L. M. Candanedo, Convective Heat Transfer Coefficients in a Building-Integrated Photovoltaic/Thermal System, *Journal of Solar Energy Engineering*, Vol. 133 (2011), 021002-1 - 021002-14
- [8] S. Chamoli et al. , Thermal performance improvement of a solar air heater fitted with winglet vortex generators, *Solar Energy*, Vol. 159 (2018), 966–983

# Comportement thermique des murs en blocs de terre comprimée : comparaison entre simulations et mesures à l'échelle paroi

Giada GIUFFRIDA<sup>1</sup>, Laurent IBOS<sup>2\*</sup>, Abderrahim BOUDENNE<sup>1</sup>, Hamza ALLAM<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Paris Est-Créteil, CERTES, 61 Av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil, France

<sup>2</sup> Université Paris Est-Créteil, CERTES, 36 Rue Georges Charpak, 77567 Lieusaint, France

\*(auteur correspondant : [ibos@u-pec.fr](mailto:ibos@u-pec.fr))

**Résumé** - La préoccupation croissante concernant l'impact environnemental de la construction contemporaine a mis l'accent sur la nécessité d'adopter de nouvelles technologies durables avec une énergie intrinsèque plus faible et une production de déchets minimisée, comme celles basées sur l'utilisation de matériaux en terre crue. Comprendre le comportement du matériau terre à différentes échelles est fondamental pour aspirer à son intégration et sa valorisation dans l'architecture de demain. Ce travail rapporte les résultats d'une caractérisation thermophysique de blocs de terre comprimée (BTC) produits avec les terres issues du chantier du Grand Paris. De plus, ces résultats sont utilisés pour simuler le comportement des parois en BTC à l'aide du logiciel de simulation Delphin. Grâce à la simulation, il est possible d'estimer le comportement statique et dynamique des parois en BTC dans un climat de référence. Enfin, les résultats des simulations sont comparés avec des mesures effectuées sur une paroi en BTC grandeur nature. Cette paroi a été testée à l'intérieur d'une boîte chaude gardée dans laquelle ont été reproduites des conditions de température similaires à celles simulées. Finalement, la comparaison entre les deux ensembles de résultats, effectuée en termes de résistance thermique et de paramètres dynamiques (facteur d'atténuation et déphasage), est présentée.

## Nomenclature

BTC	blocs de terre comprimée
$n$	porosité, %
W80	teneur en eau massique à 80% HR, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$A_w$	coefficients d'absorption d'eau, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$
$c_p$	capacité thermique massique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
TL	déphasage horaire, h
DF	facteur d'amortissement
$R$	résistance thermique, $\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
$T$	température, °C
$t$	temps, s ou h
$m_{(t,t+24)}$	variation relative de masse sur 24 heures

## Symboles grecs

$\rho_s$	masse volumique sèche, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$\lambda_{\%HR}$	conductivité thermique dépendante de la teneur en eau, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$\mu$	facteur de résistance à la vapeur d'eau
$\varphi$	densité de flux thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$

## Indices et exposants

$se$	surface extérieure paroi
$si$	surface intérieure paroi
$i$	environnement intérieur
$ext$	environnement extérieur

## 1. Introduction

L'inquiétude croissante concernant l'impact environnemental du secteur de la construction contemporaine a mis l'accent sur la nécessité d'adopter de nouvelles technologies de construction durables avec une énergie grise inférieure, une efficacité énergétique plus élevée et une production de déchets minimisée. Dans ce contexte, la construction en terre crue est un domaine prometteur basé sur l'utilisation de matériaux peu coûteux, caractérisés par une large disponibilité, une non-toxicité et une excellente recyclabilité [1]. Plusieurs entreprises du secteur de la construction se sont orientées vers la production de matières premières

contemporaines en terre : parmi elles, se distingue l'expérience pionnière de Cycle Terre (Île de France). En effet, elle a basé sa production de produits à base de terre sur l'utilisation des matériaux issus du chantier du Grand Paris [2].

Afin d'adapter les performances des éléments de construction en terre crue aux besoins énergétiques élevés déterminés par la réglementation en vigueur, il existe un besoin croissant de travaux de recherche axés non seulement sur l'évaluation des performances des matériaux, mais également sur leur comportement à l'échelle de la paroi et du bâtiment. En ce sens, l'étude des performances hygrothermiques des murs en terre crue pour les systèmes de murs extérieurs semble fondamentale, tant par la simulation thermique que par des mesures in-situ. Ce travail présente la caractérisation physique, thermique et hydrique des blocs de terre comprimée (BTC) actuellement commercialisés par la société partenaire Cycle Terre. Les BTC étudiés constituent la stratigraphie de la paroi de base étudiée au moyen de mesures à l'échelle paroi (dans une Boite Chaude Gardée). De plus, les propriétés des matériaux sont utilisées pour exécuter une simulation thermique dynamique à l'échelle du mur à l'aide du logiciel Delphin.

## 2. Matériels et méthodes

### 2.1. Matériel

Les BTC étudiés sont composés d'au moins 65 % de terre crue et 35 % de sable de région parisienne. La caractérisation du matériau proposée concerne les propriétés suivantes : masse volumique sèche, conductivité thermique dépendante de la teneur en eau, capacité thermique, isothermes de sorption, coefficient d'absorption d'eau et perméabilité à la vapeur d'eau. Ce sont toutes des propriétés hygrothermiques fondamentales pour décrire le comportement des matériaux poreux à différentes échelles. En effet, le transfert de chaleur est couplé à un transport de masse à l'intérieur du matériau, ce dernier étant régi par la seule diffusion de vapeur à très faible humidité, par un mélange de gaz et d'eau dans le domaine hygroscopique, et par transport de liquide au-dessus de 95 % d'humidité relative.

La masse volumique sèche  $\rho_s$  des BTC a été déterminée selon [3], après séchage au four des échantillons jusqu'à poids constant à 70 °C (environ 7% HR) en considérant un état d'équilibre lorsque deux mesures, prises à 24 heures d'intervalle, diffèrent de moins de 0.2%, soit  $m_{(t, t + 24)} < 0.2\%$ .

La porosité  $n$  des BTC a été déterminée par estimation de la porosité totale à partir de la masse volumique théorique (réelle) et de la masse volumique expérimentale des BTC. La valeur théorique est celle des particules sans vides et sans pores d'air (mesurée par la méthode du pycnomètre [4]). L'estimation de la porosité totale est définie par :

$$n(\%) = \left(1 - \frac{\rho_{exp}}{\rho_{theor}}\right) * 100 \quad (1)$$

La conductivité thermique dépendante de la teneur en eau ( $\lambda_{\%HR}$ ) a été évaluée après conditionnement d'échantillons de 2 cm d'épaisseur et laissés dans une chambre climatique à une température constante de  $T = 20$  °C, tandis que l'humidité relative était successivement augmentée (comme dans [5, 6]), jusqu'à stabilisation de la masse ( $m_{(t, t + 24)} < 0,1\%$ ). Les échantillons ont été scellés puis caractérisés avec un appareil de type Hot Disk pour déterminer leurs propriétés thermiques. Pour rappel, cette méthode fait partie de la famille des méthodes à sondes thermiques fonctionnant en régime transitoire. Les sondes se présentent sous la forme de disques minces et souples qui servent à la fois au chauffage de l'échantillon et à la mesure de l'élévation de température. La sonde est placée entre deux échantillons identiques, lisses et plats, afin d'éviter tout contact avec l'air. Cette procédure permet de mesurer la conductivité thermique et la capacité thermique volumique ( $\rho c_p$ ).

L'isotherme de sorption a été déterminé conformément à [7] : l'étape de sorption consiste à mettre successivement un échantillon préalablement séché dans plusieurs environnements à

humidité relative et température constantes. Dans ce cas, la température choisie est de 20°C et les humidités relatives sont : 25%, 40%, 60%, 80%, 95%. L'échantillon est périodiquement pesé et reste dans un environnement donné jusqu'à ce que sa masse soit constante ( $m_{(t, t+24)} < 0.1\%$ ). Dans le cas des simulations sur le logiciel Delphin, nous avons utilisé la valeur de la teneur en eau massique à la condition d'humidité relative de 80% (W80).

Le coefficient d'absorption d'eau  $A_w$  dû à l'action capillaire est déterminé par immersion partielle selon [8]. Les échantillons, préalablement séchés au four sont immergés dans un niveau d'eau de 5 mm et laissés à tremper pendant une période de temps spécifique ; après des intervalles de temps préétablis, les échantillons sont retirés de l'eau et pesés. Les résultats sont exprimés sous forme de rapport entre la variation de masse et la surface de base, puis tracés en fonction de la racine carrée du temps pour calculer  $A_w$ .

Le facteur de résistance à la vapeur d'eau  $\mu$  est évalué selon les méthodes dites des coupelles humide et sèche [9]. Le protocole expérimental utilisé consiste à sceller les échantillons sur une coupelle dont l'humidité relative est contrôlée grâce à une solution saline saturée. Ces coupelles sont ensuite placées dans une enceinte climatique (à température et humidité relative contrôlées), de manière à ce que le matériau testé se situe entre deux environnements de pressions partielles de vapeur d'eau différentes. Ce gradient de pression partielle entre la partie intérieure de la coupelle et l'extérieur (la chambre climatique) permet un transport de vapeur d'eau à travers l'échantillon, ce qui permet d'en évaluer la perméabilité et le facteur de résistance à la vapeur d'eau  $\mu$ .



Figure 1 : Observation au microscope (a), essai d'absorption capillaire d'eau (b), de sorption (c) et de perméabilité à la vapeur d'eau (d)

## 2.2. Simulation

Dans cette étude, les propriétés des BTC déterminées expérimentalement sont utilisées pour exécuter plusieurs simulations numériques afin d'évaluer le comportement hygrothermique des murs de BTC non isolés. Les murs sont simulés comme s'ils étaient constitués des BTC seulement (sans joints en mortier), au moyen du logiciel Delphin 6.1.2. Ce logiciel permet la résolution numérique d'équations d'équilibre dans un volume de contrôle fini pour décrire le transfert combiné de chaleur et de masse à l'intérieur du mur. Pour chaque matériau étudié, le logiciel requiert plusieurs propriétés hygrothermiques pour décrire les fonctions suivantes : transfert de chaleur et stockage de chaleur, stockage d'humidité, transport de vapeur et transport d'eau liquide. Cette étude a été réalisée pour le climat de référence de Paris (France) classé Cfb (climat marin de la côte ouest), sur trois années consécutives, avec des conditions initiales  $T = 25^\circ\text{C}$  et  $\text{HR} = 60\%$ .

Les objectifs cibles de cette étude sont l'estimation de la résistance thermique, dépendant de l'humidité, dont la fluctuation pourrait entraîner une augmentation des pertes thermiques à travers l'enveloppe, en la calculant sur la base des valeurs de conductivité thermique dépendant de l'humidité évaluées par simulation pour le matériau BTC [10]. L'étude par simulation permet également l'estimation de l'inertie de la paroi à travers des paramètres dynamiques tels que le déphasage horaire et le facteur d'amortissement. Le déphasage horaire (TL) est le temps

nécessaire pour que la « vague » de chaleur (cycle de température journalier) diffuse d'un côté à l'autre d'un mur. Il est calculé par l'équation suivante :

$$TL = t_{Tsi,max} - t_{Tse,max} \quad (2)$$

Le facteur d'amortissement ( $DF$ ) est le rapport de l'amplitude de la variation de température sur la surface intérieure et extérieure du mur et il est calculé grâce à l'équation suivante :

$$DF = \frac{T_{si,max} - T_{si,min}}{T_{se,max} - T_{se,min}} \quad (3)$$

### 2.3. Mesures sur paroi

La paroi BTC (60 x 60 x 15 cm) a été construite à l'intérieur d'un cadre d'essai isolant (mousse de polyuréthane). Des joints de fines couches de mortier de terre (0.5 cm d'épaisseur) ont été réalisés entre les BTC. Ce mortier de terre est fourni par le fabricant et est réalisé avec le même mélange de terre et de sable que les BTC, humidifié avec une quantité d'eau suffisante pour l'amener à un état visqueux. Pour ce mortier de terre, le fabricant déclare une densité apparente variant entre 1750 kg.m<sup>-3</sup> et 1950 kg.m<sup>-3</sup>, une conductivité thermique maximale de 0.8 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> et une capacité thermique massique comprise entre 800 et 900 J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> [11].

La paroi a été testée à l'intérieur d'un équipement Thermo3, une enceinte bi-climatique de la société 3R. Cet équipement est une boîte chaude gardée, composée de deux chambres distinctes, une chambre froide et une chambre chaude, qui sont isolées thermiquement des influences extérieures par une isolation en polystyrène (côté « froid ») et une zone de garde (côté « chaud »).

Lors d'un test, la différence de température entre les deux chambres crée un flux de chaleur unidirectionnel qui traverse la paroi à tester. Dans la chambre « chaude », la température est régulée par deux résistances chauffantes (200 W par zone) alimentées en basse tension (48 VDC), situées dans la zone de mesure et dans la zone de garde. La plage de température admissible de la chambre chaude est comprise entre 20°C et 50°C. La chambre froide est équipée d'un groupe frigorifique de 450 W, avec un échangeur froid relié à la zone froide et un échangeur chaud relié à l'extérieur. La chambre froide est programmable afin d'augmenter et de diminuer automatiquement sa consigne de température, permettant ainsi la génération de cycles de température. La plage de température admissible de la chambre froide est comprise entre -20°C et +30°C.

Le mur en BTC a été soumis à deux types d'essais, simulant des conditions hivernales [6]. Les murs sont testés en conditions dynamiques en utilisant l'option Thermo3 « Cycle journalier ». Cette option permet le réglage d'une température constante dans la chambre chaude et d'un cycle sinusoïdal (entièrement décrit par une valeur de température maximale et minimale et une période) sur la chambre froide.

Dans ce test, une température constante de 25°C est maintenue dans la chambre chaude, tandis que les températures de la chambre froide varient entre 5°C et 10°C sur une période de 24 heures. Afin de quantifier la masse thermique des assemblages de murs, les paramètres dynamiques de déphasage horaire  $TL$  et de facteur de décrément  $DF$  sont évalués.

En complément, le mur a été testé en conditions statiques afin d'évaluer sa résistance thermique pour une température ambiante chaude est de 25°C, et deux valeurs de température ambiante côté froid : 5°C et 10°C. L'évaluation de la résistance thermique s'effectue dans ce cas grâce à la formule suivante :

$$R = \frac{T_{s,chaude} - T_{s,froide}}{\varphi} \quad (4)$$

où  $T_{s,chaude}$  est la température de surface du côté chaud du mur,  $T_{s,froide}$  est la température de surface du côté froid du mur,  $\varphi$  est la densité de flux thermique mesurée en W.m<sup>-2</sup>. Cette formule peut être utilisée lorsque le régime permanent est atteint.

De plus, le déphasage horaire et le facteur d'amortissement ont été calculés à partir des données expérimentales, comme expliqué dans le paragraphe 2.2. Les positions et les types de capteurs utilisés sont reportés dans le tableau 1 et la figure 1.

<i>Types de Capteur</i>	<i>Position</i>
Fluxmètre Captec 22.9 $\mu\text{V}/(\text{W} \cdot \text{m}^2)$	Surface intérieure
Fluxmètre Captec 22.9 $\mu\text{V}/(\text{W} \cdot \text{m}^2)$	Surface extérieure
3 capteurs Température - Humidité Relative type DKRF400	Surface intérieure 0.075 m à l'intérieur de la paroi Surface extérieure

Tableau 1 : Propriétés des capteurs utilisés

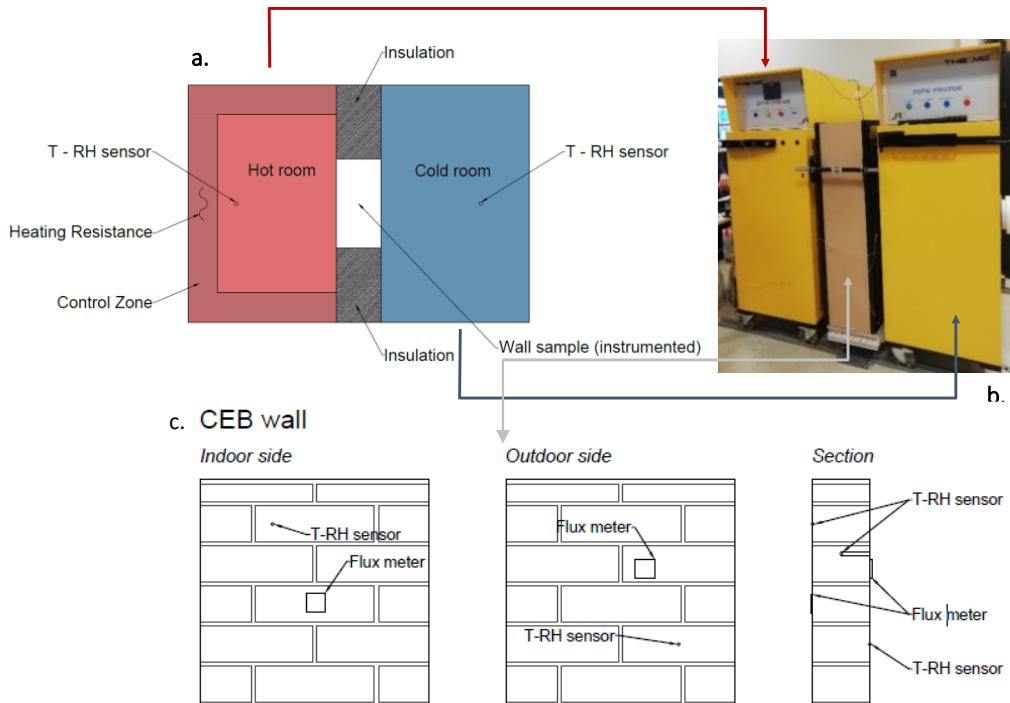


Figure 1 : Schéma du montage expérimental : boîte chaude gardée avec ses parties chaude et froide (a, b), paroi instrumentée (c)

<i>Propriétés</i>	<i>Unités</i>	<i>BTC</i>	<i>Valeurs de la littérature</i>
$\rho_s$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1800	1600 – 2760 [12]
$n$	%	24.5	30 [6]
$A_w$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2}$	0.14	
$\lambda_{25\%HR}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$0.91 \pm 0.01$	
$\lambda_{40\%HR}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$0.93 \pm 0.02$	
$\lambda_{60\%HR}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$0.94 \pm 0.01$	0.62 – 1.48 [12, 16]
$\lambda_{80\%HR}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$0.96 \pm 0.03$	
$c_p$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$816 \pm 31$	808 – 1000 [13 - 15]
$W80$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	39.71	
$\mu$ (coupelle sèche)	-	8.87	7 – 14 [17]
$\mu$ (coupelle humide)	-	4.92	3 – 7 [17]

Tableau 2 : Propriétés des BTC

### 3. Résultats

Les résultats de la caractérisation du matériau BTC sont présentés dans le tableau 2. Les valeurs de conductivités thermiques présentées sont une moyenne entre celles déterminées dans les deux directions de coupe du BTC (respectivement parallèles et perpendiculaires au côté long du BTC).

Les résultats de la simulation thermique sont présentés dans la figure 2. A partir des résultats de simulation, on obtient une valeur de  $TL$  égale à 4.33 heures et une valeur  $DF$  égale à 0.327. Les résultats du cycle dynamique expérimental réalisé dans la boîte chaude gardée sont présentés dans la figure 3. A partir des mesures, il est possible de calculer on obtient une valeur de  $TL$  égale à 3.78 heures et une valeur de  $DF$  égale à 0.369.

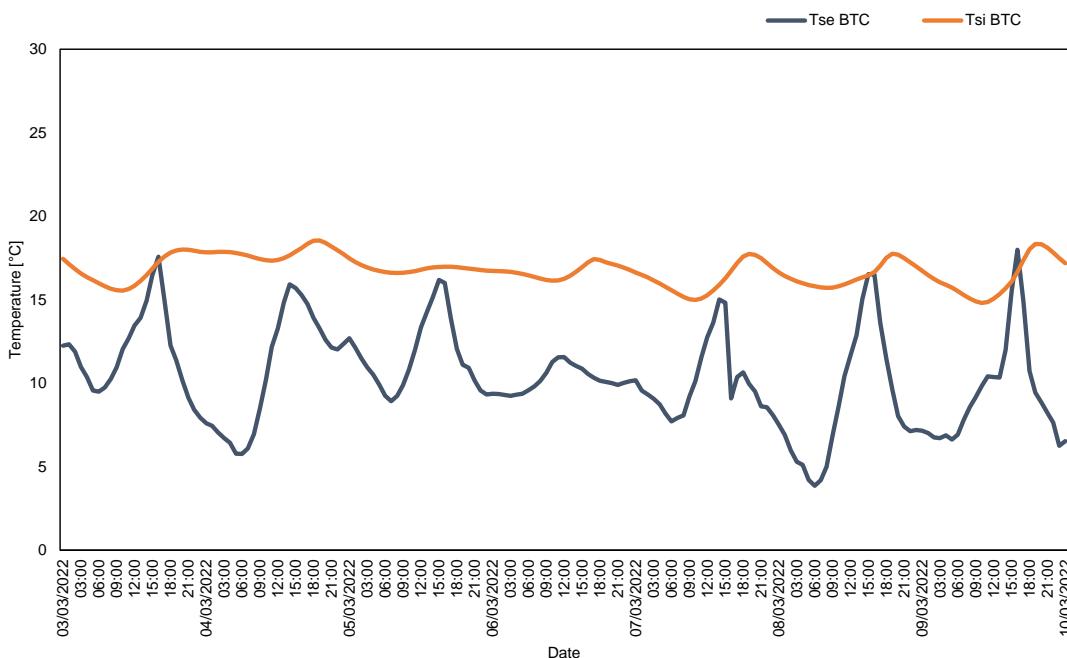


Figure 2 : Résultats des simulations pour la semaine d'hiver considérée

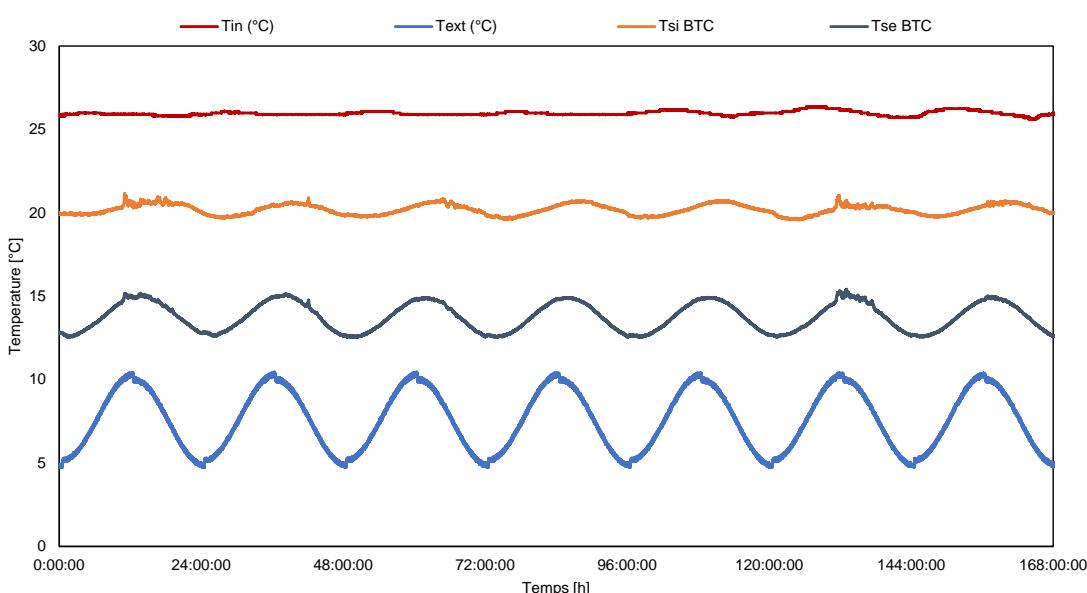


Figure 3 : Mesures dynamiques sur la paroi : variations sinusoïdales simulant une semaine d'hiver

Il est à noter que les simulations sur Delphin sont basées sur des fichiers climatiques réels de la ville de Paris. De ce fait, la sollicitation thermique diffère de la sollicitation thermique de

l'essai en boîte chaude gardée. De plus, la boîte chaude gardée utilisée ne permet pas le contrôle de l'humidité relative, mais uniquement sa mesure. Toutefois, les valeurs maximales des températures de surfaces extérieures sont identiques, ce qui nous permet de comparer, de façon qualitative, les résultats obtenus par la simulation et par la mesure en boîte chaude gardée. On observe ainsi que les valeurs simulée et calculée de  $TL$  diffèrent de 0.55 heure, et les valeurs de  $DF$  seulement de 0.042 (soit environ 12%). A noter que dans des études précédentes, pour des murs BTC de 10 cm [6], 14 cm [18] et 25 cm [19], des valeurs de  $TL$  comprises entre 1.43 h [6] et 5 h [18] ont été reportées, ainsi que des valeurs de  $DF$  égales à 0.40 [6], 0.11 [18] et 0.50 [19].

En ce qui concerne la valeur de résistance thermique  $R$  calculée sur la base des valeurs de conductivité thermique obtenues à partir de la simulation, dans la semaine de référence (03/03/2022-10/03/2022), une valeur de  $0.164 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  a été obtenue. D'après les mesures obtenues par la méthode de la boîte chaude gardée, lorsque la température extérieure est de  $5^\circ\text{C}$  la valeur de la résistance thermique est égale à  $0.154 \pm 0.013 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ . Lorsque la température extérieure est de  $10^\circ\text{C}$ , la résistance mesurée est de  $0.146 \pm 0.015 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ . Les valeurs obtenues par simulation sont différentes de celles obtenues expérimentalement, mais, en considérant une valeur de  $R$  moyenne de  $0.15 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  pour les mesures expérimentales, la différence par rapport à la valeur obtenue par simulation ( $0.014 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ ) peut être considérée comme acceptable, d'autant plus que l'effet des joints entre les BTC n'est pas pris en compte dans les simulations et que la présence de ces joints a tendance à diminuer la résistance globale de la paroi.

Afin de mieux raccorder les résultats des simulations aux mesures, il faudra, dans les travaux à venir, utiliser les mêmes contraintes thermiques et hygrométriques, tant dans la simulation que dans la mesure en boîte chaude gardée. Par ailleurs, il faudra également tenir compte de l'effet des joints de mortier séparant les BTC dans les simulations.

## 4. Conclusion

Ce travail a permis de présenter les résultats de la caractérisation thermique et hydrique de blocs de terre comprimée à l'échelle du matériau et de la paroi. La caractérisation du matériau a concerné la détermination de la masse volumique sèche, de la conductivité thermique en fonction de la teneur en eau, de la chaleur spécifique, des isothermes de sorption, du coefficient d'absorption d'eau et de la perméabilité à la vapeur d'eau.

Une fois cette caractérisation obtenue, ces propriétés ont été intégrées dans le logiciel de simulation thermo-hygrométrique Delphin, pour étudier le comportement d'un mur de BTC de 15 cm d'épaisseur, sous le climat de Paris (CfB). Parallèlement, des tests ont été réalisés sur un mur de 15 cm d'épaisseur de BTC dans une boîte chaude gardée, afin de déterminer expérimentalement la résistance thermique du mur en conditions hivernales (pour  $T_e = 5^\circ\text{C}$  et  $T_e = 10^\circ\text{C}$ ) et d'estimer ses propriétés inertielles.

Les résultats obtenus à partir de la simulation et des mesures sur parois ont ensuite été utilisés pour déterminer les paramètres dynamiques des parois : facteur d'amortissement  $DF$ , déphasage horaire  $TL$  et résistance thermique  $R$ . A partir des résultats de simulation on retrouve une valeur de  $TL$  égale à 4.33 heures et une valeur de  $DF$  égale à 0.327. La résistance thermique calculée à partir de la conductivité thermique obtenue par simulation est de  $0.164 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ . A partir des mesures dans la boîte chaude gardée on obtient une valeur de  $TL$  égale à 3.78 heures et une valeur de  $DF$  égale à 0.369, alors que la valeur de  $R$  moyennée pour les deux conditions de températures extérieures est égale à  $0.15 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ .

Bien que présentant des valeurs légèrement différentes, du fait des conditions aux limites différentes pour les simulations et les mesures sur paroi, ces premiers résultats peuvent servir de base au développement de méthodes de calcul plus fines et à la calibration de simulations thermiques dynamiques à l'échelle du bâtiment.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'entreprise Cycle Terre (Sevran, Seine-Saint-Denis) pour l'intérêt porté à cette recherche.

## Références

- [1] G. Giuffrida, R. Caponetto, F. Nocera, Hygrothermal Properties of Raw Earth Materials: A Literature Review. *Sustainability* 11 (2019), 5342.
- [2] Guide de conception et de construction. Fabriquer la ville bas carbone avec Cycle Terre, 01 (2021).
- [3] NF EN ISO 15148:2003. Hygrothermal performance of building materials and products: Determination of water absorption coefficient by partial immersion.
- [4] NF EN ISO 17892-3, Reconnaissance et essais géotechniques - Essais de laboratoire sur les sols - Partie 3 : détermination de la masse volumique des particules solides
- [5] A.W. Bruno, D. Gallipoli, C. Perlot, H. Kallel, Thermal performance of fired and unfired earth bricks walls. *J. Build. Eng.* 28 (2020), 101017.
- [6] G. Giuffrida, V. Costanzo, F. Nocera, M. Cuomo, R. Caponetto. Natural and recycled stabilizers for rammed earth material optimization. In: Littlewood J, Howlett RJ editors. *Sustainability in Energy and Buildings* 2022, (2023) 1–11.
- [7] NF EN ISO 12751:2021, Hygrothermal performance of building materials and products: Determination of hygroscopic sorption properties.
- [8] XP P 13 901:2022, Blocs de terre comprimée pour murs et cloisons : définitions - Spécifications - Méthodes d'essais - Conditions de réception
- [9] NF EN ISO 12572: 2016. Hygrothermal performance of building materials and product. Determination of water vapour transmission properties. Cup method.
- [10] G. Giuffrida, L. Ibos, A. Boudenne, H. Allam, Exploring the integration of bio-based thermal insulations in compressed earth blocks walls, *Constr. Build. Mater.* 418 (2024), 135412
- [11] Fiche technique Mortier de pose terre crue – Mortier MP : [https://www.cycle-terre.eu/wp-content/uploads/2021/04/FT\\_MP\\_201108.pdf](https://www.cycle-terre.eu/wp-content/uploads/2021/04/FT_MP_201108.pdf)
- [12] C. Turco, A.C. Paula Junior, E.R. Teixeira, R. Mateus, Optimisation of Compressed Earth Blocks (CEBs) using natural origin materials: A systematic literature review. *Constr. Build. Mater.* 309 (2021), 125140.
- [13] M. Lamrani, M. Mansour, N. Laaroussi, M. Khalfaoui, Thermal study of clay bricks reinforced by three ecological materials in south of morocco. *Energy Procedia*, 5th International Conference on Power and Energy Systems Engineering (CPSE 2018) 156 (2019), 273–277.
- [14] J.E. Oti, J.M. Kinuthia, J. Bai, Design thermal values for unfired clay bricks. *Materials & Design* 31 (2010), 104–112.
- [15] P. Poullain, N. Leklou, A. Laibi, M. Gomina, Properties of Compressed Earth Blocks Made of Traditional Materials from Benin. *RCMA* 29 (2019), 233–241.
- [16] M.B. Mansour, A. Jelidi, A.S. Cherif, S.B. Jabrallah, Optimizing thermal and mechanical performance of compressed earth blocks (CEB). *Constr. Build. Mater.* 104 (2016), 44–51.
- [17] H. Cagnon, J.E. Aubert, M. Coutand, C. Magniont, Hygrothermal properties of earth bricks, *Energy Build.* 80 (2014) 208–217.
- [18] N.A.G. Mohamed, A. Moustafa, E.A. Darwish, Structural, acoustical, and thermal evaluation of an experimental house built with reinforced/hollow interlocking compressed stabilized earth brick-masonry. *J. Build. Eng.* 86 (2024), 108790.
- [19] C. Hema, A. Messan, A. Lawane, D. Soro, P. Nshimiyimana, G. Van Moeseke, Improving the thermal comfort in hot region through the design of walls made of compressed earth blocks: An experimental investigation. *J. Build. Eng.* 38 (2021), 102148.

# Etude expérimentale de l'échauffement de câbles électriques en fonction de la configuration d'installation

Philippe Reulet<sup>1\*</sup>, Morgane Veca<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Onera/DMPE, Université de Toulouse, 31055 Toulouse, France

\*(auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

**Résumé** – Les travaux présentés concernent l'étude de l'échauffement d'un câble électrique aéronautique. Le modèle numérique couplé CEM-thermique développé nécessite la définition de lois de corrélation pour le coefficient d'échange thermique. Une campagne expérimentale a été mise en œuvre pour caractériser précisément la résistance électrique du câble DR04 en fonction de sa température. Puis un banc d'essais a été développé pour permettre l'estimation du coefficient d'échange thermique en fonction de l'installation du câble dans son environnement (libre ou avec goulotte).

## Nomenclature

$D_e$	diamètre extérieur, m	$\varepsilon$	émissivité
$g$	accélération de la pesanteur, $\text{ms}^{-2}$	$\lambda_a$	conductivité thermique (air), $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
$h$	coefficient d'échange, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	$\nu$	viscosité cinématique (air), $\text{m}^2\text{s}^{-1}$
$I$	courant, A	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$
$L$	longueur, m	<i>Indices et exposants</i>	
$Pr$	nombre de Prandtl (air)	$0$	référence
$r$	résistance linéique, $\Omega\text{m}^{-1}$	$cv$	convection
$T$	température, °C	$e$	environnement
$U$	tension, V	$f$	fluide
<i>Symboles grecs</i>		$ray$	rayonnement
$\alpha$	coefficient de température, $\text{K}^{-1}$	$p$	paroi
$\beta$	coefficient d'expansion therm. (air), $\text{K}^{-1}$		

## 1. Introduction

En vue de l'électrification progressive des aéronefs pour des raisons de fiabilité des équipements électriques ainsi qu'environnementales, une augmentation conséquente du nombre de câbles déployés à bord des avions a été identifiée, aussi bien de signaux que de hautes tensions. Les contraintes de compatibilité électromagnétique (CEM) et thermiques liées à l'architecture électrique s'avèrent donc de plus en plus critiques. Le projet PHYCIEL mené au sein de plusieurs départements de l'ONERA a montré l'intérêt de développer un modèle unifiant les deux physiques pour analyser les performances du câblage tant du point de vue fonctionnel que CEM (thèse F. Mahiddini [1]). La modélisation numérique de l'échauffement des câblages nécessite la prise en compte du couplage électromagnétique-thermique, au travers de la dépendance de la résistance électrique des conducteurs avec la température. En se basant sur une description topologique du réseau électrique, le modèle couplé vise à résoudre le modèle électromagnétique permettant de déterminer les paramètres électriques primaires d'une ligne de transmission et de calculer les courants électriques dans les câbles, ainsi que le modèle thermique dédié au calcul de l'échauffement des câbles par effet Joule. Des travaux similaires de modélisation ont été menés par J. Petitgirard [2]. Les modèles thermiques utilisés nécessitent des corrélations expérimentales pour calculer les coefficient d'échanges des câbles avec leur environnement. Les corrélations existantes sont généralement basées sur des configurations de

câbles en espace libre. L'objet de ces travaux est de déterminer l'influence d'un environnement proche des câbles sur leur capacité à se refroidir par convection naturelle. A partir des résultats expérimentaux, il s'agit d'évaluer le coefficient d'échange thermique qui permet de calculer les pertes thermiques autour des câbles dans le cadre des modélisations numériques. Ce coefficient d'échange dépendra notamment de la disposition des câbles et de la présence éventuelle de goulottes.

## 2. Montage expérimental et protocole de mesure

### 2.1. Banc d'essais pour étudier l'échauffement des câbles électriques

Le banc d'essais Figure 1 reprend le banc utilisé dans le cadre de la thèse de F. Mahiddini [1]. Il s'agit d'un châssis sur lequel se trouve « l'aquarium » où sont placés les câbles électriques chauffés par effet Joule. Les parois supérieure et inférieure sur lesquelles s'effectuent l'échange avec l'air sont maintenues à température constante à l'aide d'un circuit d'eau relié à un bain thermostaté. Pour plus de détails sur le banc se référer à [1]. Les dimensions internes sont  $L \times l \times H = 962 \times 632 \times 634 \text{ mm}^3$ . Les modifications ont essentiellement consisté à changer les parois d'extrémités pour y ajouter des disques tournants dans la partie en matériau isolant permettant la traversée des câbles et la fixation des goulottes en faisant varier leur angle par rapport à la verticale. Il est ainsi possible de simuler différentes configurations : câbles en espace libre ou goulotte inclinée à différents angles en fonction de sa position dans un fuselage par exemple.

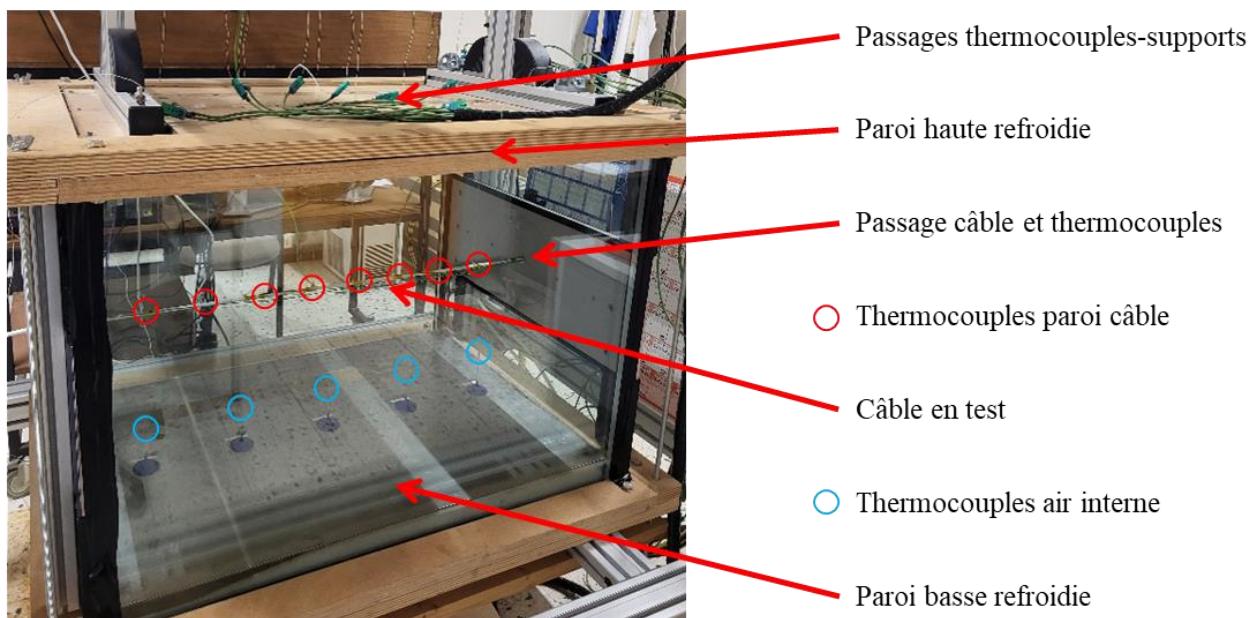


Figure 1 : Banc expérimental pour étudier l'échauffement des câbles électriques (configuration 1)

### 2.2. Description du câble utilisé dans le cadre du projet

Dans le cadre du projet PHYCIEL, il a été choisi de réaliser l'ensemble des essais à partir de la référence de câble « EN 2267-010A 220 » de gauge AWG 4, abrégée en « DR04 ». Il s'agit d'un câble multibrin en cuivre plaqué nickel. Il est constitué de 37 torons de 12 brins de diamètre 0.25 mm.

Un paramètre important pour la modélisation de l'échauffement des câbles est la résistance électrique, qui dépend de la température. Un banc de caractérisation de cette résistance en

fonction de la température a été conçu et fabriqué. Trois essais de caractérisation sur un long câble enroulé ont été effectués afin de mesurer très précisément la variation de la résistance électrique en fonction de la température. A partir des points expérimentaux, les paramètres sont identifiés pour la loi de variation linéaire exprimée sous la forme :

$$r(T) = r_0(1 + \alpha(T - T_0)) \quad (1)$$

Les grandeurs caractéristiques du câble DR04 testé sont regroupées dans le Tableau 1.

$\alpha [K^{-1}]$	$r_0 [m\Omega/m]$	$T_0 [^\circ C]$	$D_e [mm]$
$0,00394 \pm 0,00002$	$0,8182 \pm 0,0009$	20	$7,2 \pm 0,1$

Tableau 1 : Caractéristiques du câble DR04

Le diamètre extérieur du câble  $D_e$  a été mesuré en différentes positions. La valeur typique est donnée dans le tableau ci-dessus.

### 2.3. Principe de la caractérisation du coefficient d'échange thermique

Le câble est alimenté à courant constant par une alimentation stabilisée ITECH IT6015C-80-450. Lorsque plusieurs câbles sont présents dans la cavité, ils sont alimentés par le même courant, avec des boucles extérieures. D'après la documentation technique, l'incertitude sur le courant injecté est  $\pm 0,225$  A. La tension aux bornes de chaque câble, est mesurée pendant toute la durée de l'essai avec un voltmètre de précision YOKOGAWA 7552. Le constat de vérification pour le calibre 200 mV indique une Erreur Maximale Tolérée (EMT) de 0,019 mV avec une incertitude de 0,009 mV.

Des thermocouples type K, isolés PFA, monobrin de diamètre 0.2 mm, à soudure exposée, ont été installés à la surface des câbles et répartis sur la longueur (Figure 1). Une vérification des thermocouples et de la chaîne d'acquisition montre que l'incertitude de mesure est de  $\pm 0,5^\circ C$ . La soudure est maintenue en contact avec la surface du câble par un ruban en kapton et une pâte thermo-conductrice dopée à la poudre de cuivre assure un bon contact thermique. Certains thermocouples passent le long du câble et sortent de la cavité par les extrémités. D'autres font un coude au niveau d'un collier de serrage puis remontent verticalement pour traverser la paroi supérieure. Dans les configurations en espace libre, ces thermocouples sont également utilisés pour maintenir les câbles horizontaux au centre de la cavité et évitent une légère flèche de par leur poids. Dans le cas de la configuration avec la plaque, celle-ci est également instrumentée par des thermocouples.

Afin de calculer le coefficient d'échange thermique, il est nécessaire de prendre en compte la température de l'air qui vient lécher le câble par convection naturelle. Pour cela, cinq thermocouples ont été placés sur les supports verticaux, dans le plan médian, en-dessous du câble. Ils sont visibles sur la Figure 1 (cercles bleus).

L'acquisition des données de températures est réalisée en continu pendant toute la durée des essais, avec un point toutes les 15 s. Les essais sont conduits pour différents paliers de courant stabilisé. Les valeurs de ces courants ont été déterminées par un modèle simplifié du câble en espace libre et sont les mêmes pour toutes les configurations. Elles ont été choisies afin de couvrir au mieux toute la gamme de température du câble ( $\sim 20^\circ C$ - $100^\circ C$ ). Les parois haute et basse de la cavité sont maintenues à une température stable proche de  $25^\circ C$  par la circulation d'un fluide régulé par un bain thermostaté. Cette température a été choisie proche de la température ambiante dans le laboratoire pour minimiser les pertes thermiques par les faces latérales.

Les premiers essais ont permis de définir la durée nécessaire pour atteindre un état stabilisé au niveau des températures du câble : pour chaque palier de courant, les conditions sont maintenues pendant 24 h. Toutes les grandeurs acquises sont moyennées sur la période des deux dernières heures.

Les différentes grandeurs nécessaires au calcul du coefficient d'échange thermique sont extraites des mesures :  $T_p$  moyenne des températures de paroi le long du câble,  $T_e$  moyenne des températures de l'air de convection,  $U$  tension aux bornes du câble,  $I$  courant imposé dans le câble. A partir de ces grandeurs, il est possible de déterminer le coefficient d'échange thermique en considérant que la puissance générée par effet Joule est dissipée par convection et rayonnement vers l'air ambiant dans la cavité. Le coefficient d'échange global convecto-radiatif est calculé par l'équation suivante :

$$h = \frac{UI}{\pi D_e L(T_p - T_e)} \quad (2)$$

Compte-tenu des incertitudes des mesures intervenant dans cette équation, le coefficient d'échange global est estimé avec une incertitude de  $\pm 8\%$ , valeur maximale aux faibles courants pour lesquels l'écart de température entre le câble et l'air est le plus faible.

Pour déterminer le coefficient d'échange convectif  $h_{cv}$ , il convient de soustraire le terme de rayonnement thermique :

$$h_{cv} = h - h_{ray} \text{ avec } h_{ray} = \frac{\varepsilon \sigma (T_p^4 - T_e^4)}{T_p - T_e} \quad (3)$$

où  $\varepsilon = 0,92$  l'émissivité du revêtement du câble en PTFE.

Lors du post-traitement des mesures, il a été envisagé de calculer la température interne de l'âme du câble à partir de sa résistance électrique :

$$T_{cu} = T_0 + \frac{1}{\alpha} \left( \frac{R}{R_0} - 1 \right) \text{ avec } R = \frac{U}{I} \quad (4)$$

L'incertitude sur cette température calculée est estimée à  $\pm 4^\circ\text{C}$ . Les résultats obtenus par cette méthode n'ont pas été concluants car ils présentaient des incohérences par rapport à la température de surface. C'est pourquoi ces données ne sont pas présentées.

## 2.4. Configurations testées

Trois configurations ont été mises en œuvre et caractérisées.

Pour la configuration 1 (Figure 2), le câble DR04 est mis en œuvre en espace libre, c'est-à-dire sans support. Il est connecté aux deux bornes de l'alimentation électrique, placée à une extrémité de la cavité. Le câble retour passe hors de la cavité depuis l'autre extrémité. L'emplacement des thermocouples est indiqué par les cercles rouges. L'objectif est de vérifier que l'on retrouve les critères de dimensionnement des abaques actuels qui permettent de choisir le diamètre des câbles électriques en fonction du courant et de la température maximale admissible, en espace libre.



Figure 2 : Configuration 1 câble en espace libre

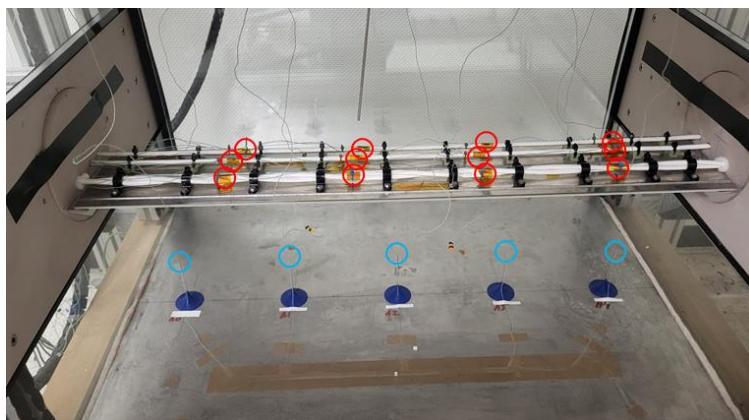
Pour la configuration 2 (Figure 3), le même câble est torsadé et testé toujours en espace libre. On peut alors identifier l'influence de cette disposition sur l'échange thermique. A une

extrémité de la cavité, il fait une boucle à l'extérieur. A l'autre extrémité, il est connecté aux deux bornes de l'alimentation électrique. Les thermocouples sont placés tout le long du câble, alternativement sur la partie externe des câbles ou entre les deux câbles pour prendre en compte les différences de température locale.



*Figure 3 : Configuration 2 câble torsadé en espace libre*

Enfin, pour la configuration 3, le câble de la Figure 1 est remplacé par une plaque aluminium horizontale tenue aux deux extrémités, sur laquelle sont fixés deux types de supports de câbles : brackets réf. NSA93550403 et ABS1339D04L. On peut ainsi positionner deux câbles parallèles et deux câbles torsadés (Figure 4). Ces quatre tronçons (identifiés par les codes 3\_1, 3\_2, 3\_3, 3\_4) sont un unique câble dans lequel passe le courant fourni par l'alimentation électrique. Pour cette configuration, quatre thermocouples sont installés le long de chaque câble. Des thermocouples ont également été ajoutés sur la plaque pour connaître sa température. Les grandeurs mesurées sont post-traitées pour chacun des quatre tronçons de câble afin de calculer le coefficient d'échange thermique associé.



*Figure 4 : Configuration 3 et schéma des câbles sur la plaque aluminium*

### 3. Analyse des résultats de la campagne d'essais

La comparaison entre les trois configurations ne peut pas se faire simplement en comparant les valeurs du coefficient d'échange convectif calculé selon l'équation (3) pour chaque palier de courant car l'intensité de la convection naturelle dépend directement de l'écart de température entre l'élément chauffant et l'air ambiant. Pour réaliser cette comparaison, il faut donc tracer la variation du coefficient d'échange convectif en fonction de cet écart de température. La Figure 5 présente les six configurations de câble testées (courbes en symboles) : les deux premières configurations (« conf 1 », « conf 2 ») et les quatre câbles de la configuration 3 (« conf 3\_1 », « conf 3\_2 », « conf 3\_3 », « conf 3\_4 »).

Ces résultats montrent que le coefficient d'échange thermique augmente avec l'écart de température : en effet la vitesse de convection naturelle est d'autant plus grande que la différence de température entre le câble et l'air augmente.

Malgré la régulation en température des parois haute et basse de la cavité, la température de l'air dans la cavité, en-dessous du câble, augmente légèrement en fonction de la puissance générée par le câble. Il était donc important de faire cette mesure dans l'air et de ne pas prendre

simplement la température des parois refroidies pour le calcul du coefficient d'échange thermique.

Pour la configuration 2, l'interaction entre les deux câbles réduit les effets du refroidissement par convection ce qui se traduit par une augmentation de la température, à condition d'alimentation identique. En conséquence, le coefficient d'échange thermique calculé est globalement moins élevé que pour la configuration 1 car une partie de la surface externe est protégée de la convection par la présence du deuxième câble.

Pour la configuration 3, les résultats obtenus pour les deux câbles torsadés en termes de coefficient d'échange sont très proches : la température de surface est la valeur moyenne des températures des deux câbles, seule la tension diffère. Les échanges thermiques sur les deux câbles parallèles sont ici encore supérieurs à ceux des câbles torsadés. Le câble 3\_4 le plus proche du bord de la plaque est mieux refroidi que le câble 3\_3 vers le centre car l'écoulement de convection arrive par en-dessous de la plaque et la contourne. L'air frais s'échauffe au contact du câble 3\_4 avant d'atteindre le câble 3\_3 (voir schéma Figure 4).

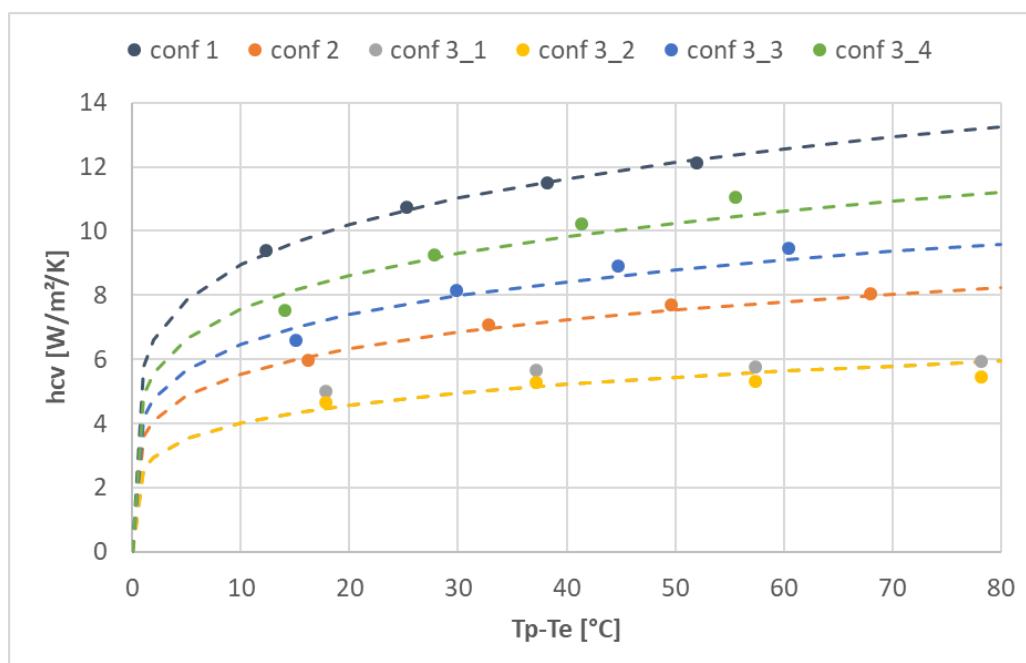


Figure 5 : Comparaison des coefficients d'échange thermique pour les différentes configurations expérimentales

Dans la configuration 1 du câble en espace libre, les résultats obtenus peuvent être comparés à une corrélation empirique classiquement utilisée pour calculer l'échauffement des câbles en espace libre. Cette corrélation est tirée de la thèse de F.P. Loos [3]. Le premier terme est la contribution de la conduction et le deuxième terme la contribution de la convection :

$$h_{cv} = \left[ 0,752 \sqrt{\frac{2\lambda_a}{\pi D_e}} + 0,387 \sqrt{\lambda_a} \left( \frac{g\beta Pr |T_p - T_e|}{v^2 \left[ 1 + \left( \frac{0,559}{Pr} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{16}{9}}} \right)^{\frac{1}{6}} \right]^2 \quad (5)$$

Dans cette équation, les propriétés de l'air doivent être calculées à la température dite de fluide, c'est-à-dire la moyenne entre la température de paroi et la température de l'air ambiant :

$$T_f = (T_p + T_e)/2 \quad (6)$$

Le coefficient d'échange global convecto-radiatif est calculé en ajoutant le terme de rayonnement ( $h_{ray}$  équation (3)) au coefficient d'échange convectif calculé par cette corrélation. Ces résultats sont comparés aux expérimentaux de la configuration 1 sur la Figure 6. Les valeurs obtenues par l'expérience sont globalement supérieures, même si l'évolution en fonction d'écart de température entre le câble et l'ambiante semble en bon accord. L'écart est pratiquement constant, proche de 9%. Cet écart est tout à fait acceptable pour ce type de corrélation empirique. A noter que F. Mahiddini [1] avait également trouvé que cette corrélation conduisait à des coefficients d'échange thermique plus faibles que les valeurs expérimentales mesurées lors de ses expériences.

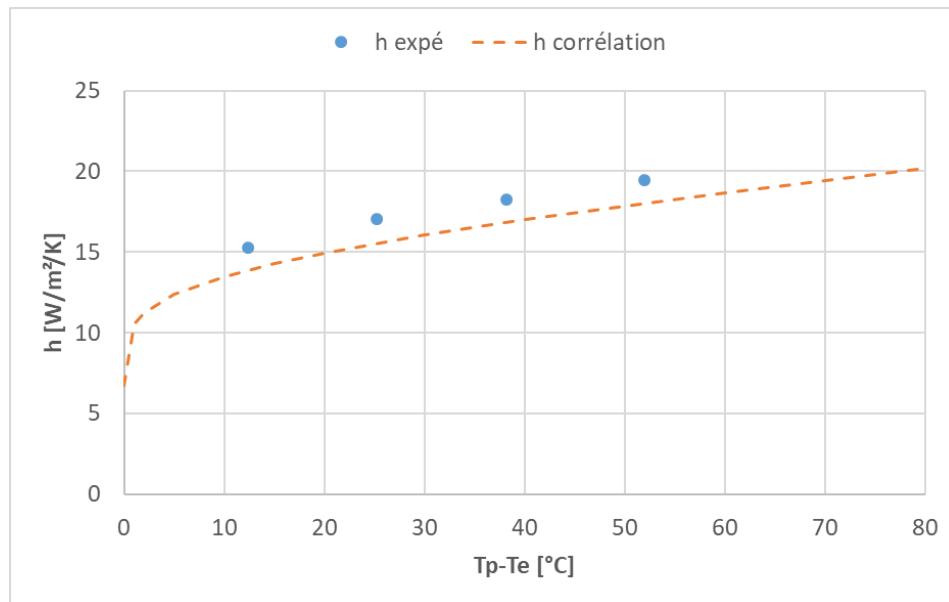


Figure 6 : Coefficient d'échange thermique configuration 1 – Comparaison à la corrélation [3]

En vue de l'intégration de ces résultats expérimentaux dans le modèle thermique numérique de simulation de l'échauffement des câbles avec couplage à la simulation CEM, des lois d'échange sont identifiées pour chaque configuration d'installation ( $c$ ), sous la forme :

$$h_{cv}^{(c)} = h_{cv0}^{(c)} \cdot (T_p - T_e)^{1/m} \quad (7)$$

Une minimisation aux moindres carrés de cette loi par rapport aux données expérimentales donne les coefficients du Tableau 2, avec  $m = 5.3$  :

Configuration	conf 1	conf 2	conf 3_1 & 3_2	conf 3_3	conf 3_4
$h_{cv0}$	5,8	3,6	2,6	4,2	4,9
écart à la conf 1	-	-38%	-54%	-27%	-15%

Tableau 2 : Lois de corrélation du coefficient d'échange thermique

Ces lois sont tracées sur la Figure 5 en pointillés. Elles sont en très bon accord avec les mesures, l'écart maximal est de 4% du coefficient d'échange thermique global convecto-radiatif, ce qui est très satisfaisant.

Dans le Tableau 2 sont calculés les coefficients de réduction du coefficient d'échange convectif : ratio du  $h_{cv0}$  de la configuration  $i$  par rapport à la configuration de référence du câble seul en espace libre (configuration 1). Pour les deux câbles torsadés en espace libre, la réduction atteint -38% et cette réduction augmente encore par l'effet de la présence de la plaque

plane. Cet effet est également non négligeable pour les deux câbles parallèles, et d'autant plus fort que le câble est placé vers le centre de la plaque. Si l'on compare les deux câbles torsadés avec et sans la plaque, la réduction due à la présence de la plaque est de -27%, valeur identique à la réduction obtenue pour le câble parallèle au centre de la plaque.

La norme [4]-Figure 4 permet de définir quel est le coefficient de « derating » qu'il faut appliquer au courant admissible dans un toron de plusieurs câbles par rapport au courant admissible d'un câble seul. Ce coefficient prend en compte la réduction des échanges thermiques due à la présence de plusieurs câbles. Dans le cas de deux câbles, ce coefficient est de 0,80. Cette valeur correspond à une puissance admissible de 0,64 par rapport au câble seul. Cette réduction de -36% est en très bon accord avec la réduction de -38% obtenue par l'expérience.

## 4. Conclusions et perspectives

Ces travaux ont conduit à la réalisation de deux bancs d'essais. Dans un premier temps, le banc de caractérisation de la loi de variation de la résistance électrique du câble DR04 sélectionné a été mis en œuvre. Plusieurs essais ont été réalisés et ont démontré une très bonne répétabilité des résultats. Ensuite, le banc d'essais pour étudier l'échauffement des câbles dans un environnement contrôlé a été conçu et fabriqué. Ce banc a pu être exploité pour tester trois configurations d'installation : la configuration de référence du câble seul en espace libre, deux câbles torsadés en espace libre et enfin quatre câbles fixés sur une plaque plane représentant un plan de masse. Ces essais ont conduit à identifier des lois de corrélation pour le calcul du coefficient d'échange thermique pour chaque configuration d'installation.

Afin d'obtenir des informations sur la température interne du câble, une température moyenne de l'âme a été calculée à partir de la résistance électrique. Mais ces valeurs se sont avérées trop peu précises pour être exploitables dans la validation du modèle numérique.

Les moyens expérimentaux mis en œuvre ont démontré tout leur intérêt pour identifier les échanges thermiques autour de câbles dans différentes configurations d'installation. D'autres configurations peuvent être intéressantes à tester par la suite. Par exemple, sur la plaque plane utilisée dans la configuration 3, il est possible de rajouter des parois entre les câbles pour simuler une goulotte en E. Cela va fortement modifier les conditions de convection par un fort effet de confinement. Le montage permet en outre l'inclinaison de l'ensemble des câbles et de la goulotte, paramètre qui aura un impact direct sur les transferts thermiques.

## Références

- [1] F. Mahiddini, « Modélisation couplée CEM-Thermique d'architectures de câblages électriques embarquées », Thèse de l'Université de Toulouse, 2018, <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01899051>
- [2] J. Petitgirard, « Modélisation du dimensionnement électrothermique d'un faisceau électrique dans son environnement véhicules », Thèse Université Bourgogne Franche-Comté, 2022.
- [3] F.P. Loos, « Joule Heating in Connecting Structures of Automotive Electric Devices. Modelling, Simulation and Optimization », PhD Dissertation. Universität des Bundeswehr, München, 2014, <https://athene-forschung.unibw.de/doc/92056/92056.pdf>.
- [4] SAE International, « Wiring Aerospace Vehicule », Aerospace Standard AS50881 rev. G, 2019.

## Remerciements

Les travaux ont été réalisés dans le cadre du projet PHYCIEL qui a été cofinancé par la DGAC dans le cadre du Plan de Relance qui fait l'objet d'un refinancement par Nextgeneration EU.

# Bâtiments NZEB : État des lieux et applicabilité à un bâtiment de bureaux dans le contexte tropical chaud du Burkina Faso

**Bazam Amonet OUOBA/NEBIE<sup>1;2\*</sup>, Monica SIROUX<sup>1</sup>, Abdou LAWANE GANA<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>INSA Strasbourg ICUBE Université de Strasbourg, France (auteur correspondant : [bazam.ouoba@etu.unistra.fr](mailto:bazam.ouoba@etu.unistra.fr))

<sup>2</sup>Laboratoire Eco-Matériaux et Habitats Durables (LEMHaD), Institut International d'Ingénierie de l'Eau et de l'Environnement (2iE), 1, Rue de la Science, Ouagadougou 01 BP 594, Burkina Faso

**Résumé** - La présente étude dresse un état des lieux des recherches portant sur les bâtiments « *nearly zero energy building* » (NZEB) dans le contexte tropical ouest-africain et les différents paramètres d'applicabilité pour un bâtiment de bureaux type au Burkina Faso. Ainsi les différentes méthodes passives, actives sont explorées afin de déterminer les plus pertinentes applicables au contexte climatique du Burkina Faso. La collecte de données énergétiques effectuée dans un bâtiment de bureaux a permis d'avoir un aperçu de son état de consommation énergétique. Il ressort que la climatisation et l'enveloppe du bâtiment sont des paramètres qui influencent fortement cette consommation.

## Nomenclature

$f_{conso}$	taux de couverture énergétique	$d$	énergie importée (kWh)
$N$	nombre de données sur une année	$PP_d$	indicateur lié à l'énergie importée
$p$	production énergétique, kWh	$PP_e$	indicateur lié à l'énergie exportée
$c$	consommation énergétique, kWh	$E$	bilan net de l'énergie exporté (kWh)
$i$	vecteur énergétique	$L$	consommation d'énergie du bâtiment (kWh)
$t$	temps, jour	$A$	indice de flexibilité
$fréseau$	indice d'interaction	$Min$	minimum
$ET$	écart-type	$Max$	maximum
$e$	énergie exportée (kWh)		

## 1. Introduction

Le secteur du bâtiment représente environ 40 % de la consommation énergétique mondiale. Au Burkina Faso, ce secteur consommerait environ 60% de la production nationale d'électricité. De plus, la demande en électricité du pays a augmenté en moyenne de 8,36 % par an entre 2010 et 2018[1], avec un taux d'accès à l'électricité de moins de 30%, selon le Ministère de l'Energie. Les bâtiments publics figurent parmi les gros consommateurs de l'Energie. En 2020, ils ont consommé environ 10% de la production totale et la facture électrique totale ne cesse d'augmenter d'année en année (figure1). Ouédraogo et al.(2012) [2] ont également démontré que la consommation d'électricité de ces bâtiments pourrait augmenter de 99% d'ici 2079 en raison du réchauffement climatique. Par conséquent, le concept de bâtiment à énergie quasi nulle (NZEB) pourrait être une alternative intéressante. Dans cet article, après une étude de l'état de l'art du concept NZEB notamment en Afrique de l'Ouest, une analyse de la consommation énergétique d'un bâtiment public servant de bureaux a été réalisée dans le but d'envisager plus tard la faisabilité de ce concept pour le contexte climatique de la ville de Ouagadougou.

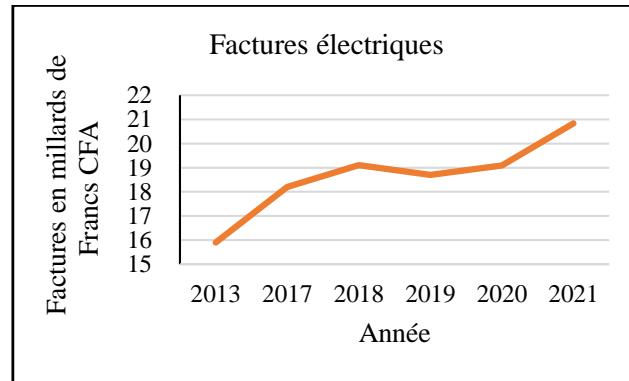


Figure 1: Evolution des factures électriques (Francs CFA)<sup>1</sup> des bâtiments publics du Burkina Faso

## 2. Définition et caractéristiques liées à la couverture énergétique

### 2.1. Définition du concept NZEB

Selon la Directive de l’Union Européenne [3], un bâtiment à consommation d'énergie quasi nulle ou *Nearly Zero-energy Building (NZEB)* est « un bâtiment dont la performance énergétique est très élevée et dont la quantité d'énergie requise est quasi nulle ou très faible. Cette énergie devant être couverte dans une très large mesure par de l'énergie produite à partir de sources renouvelables produites sur place ou à proximité ». Selon la référence [3], la performance énergétique d'un bâtiment correspond à l'énergie totale calculée ou mesurée sur une base annuelle, qui permettra de prendre en compte tous les besoins énergétiques liés à l'utilisation normale du bâtiment (chauffage, refroidissement, ventilation, production d'eau chaude, éclairage, etc.). Pour atteindre cet objectif, il faut agir sur plusieurs stratégies dites passives et actives et sur l'utilisation d'énergies renouvelables. La figure 2 donne un aperçu des paramètres à prendre en compte pour réussir le concept du NZEB.

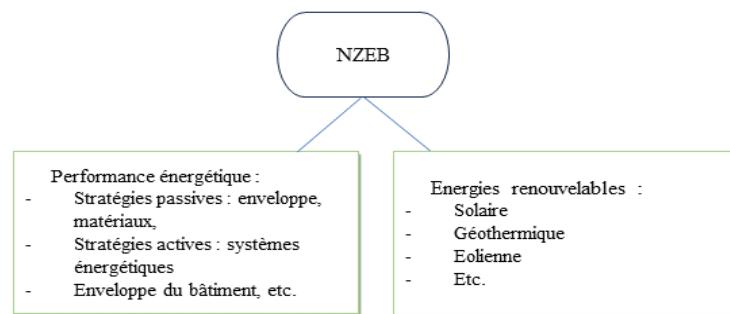


Figure 2 : Différents paramètres à prendre en compte pour réussir le NZEB

### 2.2. Quelques caractéristiques liées au NZEB

Le taux de couverture énergétique est un indicateur qui caractérise la corrélation moyenne entre la consommation et la production du bâtiment. Il se calcule à partir de l'équation[4] (1) :

$$f_{conso, i} = \frac{1}{N} \sum_{\text{année}} \min \left[ 1, \frac{pi(t)}{ci(t)} \right] \quad (1)$$

<sup>1</sup> FCFA : Monnaie des Etats membres de la Communauté Économique des États de l'Afrique de l'Ouest(CEDEAO). 1 euro~ 656,28 Frans CFA

Avec  $p$  la production,  $c$  la consommation,  $i$  le vecteur énergétique et  $t$  le temps (heure, jour, mois).  $N$  correspond au nombre de données sur une année[4].

L'indice d'interaction évalue les échanges entre le bâtiment et le réseau électrique :

$$fr\acute{e}seau, i = ET \left[ \frac{e_i(t) - d_i(t)}{\max[e_i(t) - d_i(t)]} \right] \quad (2)$$

$e$  l'énergie exportée,  $d$  l'énergie importée et  $ET$  représente l'écart-type.

Un autre indicateur important est l'indice de flexibilité des interactions avec le réseau. Il représente la capacité du bâtiment à s'adapter aux signaux du réseau en ajustant ses stratégies de consommation, de production et de stockage. Cet indice est évalué par la différence entre 2 indicateurs (équation 3). Le premier (équation 4) où la priorité est d'exporter un maximum l'énergie produite, le second (équation 5) où la priorité est d'exporter le moins possible sur le réseau, l'autoconsommation et le stockage sont alors maximisés.

$$A = PP_d - PP_e \quad (3)$$

$$PP_d = \frac{\max[E_i(t)]}{L} \quad (4) \qquad PP_e = \frac{\min[E_i(t)]}{L} \quad (5)$$

$E$  est le bilan net d'énergie exporté sur le réseau et  $L$  la consommation d'énergie du bâtiment.

### 3. Etat de l'art des NZEB dans le contexte ouest Africaine

En 2020, une étude menée par T. Ahmad & D. Zhang[5] avait démontré qu'entre les années 1990 et 2017, l'évolution de l'intensité énergétique <sup>2</sup> de l'Afrique était la plus élevée du monde même si elle avait diminué au fil des années. Les NZEB sont beaucoup développés dans les pays européens et américains, contrairement à l'Afrique. En effet, une recherche bibliographique sur le NZEB dans le monde en 2021 a révélé que sur 1246 articles de recherche évalués, seuls 22 traitaient des NZEB en Afrique [6]. Ces 22 articles étaient repartis comme suit : Égypte - 9, Nigeria - 3, Afrique du Sud - 3, Algérie - 2, Maroc - 2, Libye - 1, et Kenya -1[6]. Le tableau 1 donne un aperçu des quelques études NZEB en Afrique de l'Ouest.

Aucune directive en Afrique n'a encore abordé ce concept du NZEB [7]. En Afrique de l'Ouest, seule la Directive n°05/20207cm/uemoa fixant des mesures d'efficacité énergétique dans la construction de bâtiments des États membres de l'Union Économique et Monétaire Ouest Africaine a été adopté en 2020.

Réf.	Lieu d'étude	Résumé de l'étude
[8]	Cameroun Sénégal Côte D'Ivoire	Proposition de lignes directrices pour une transition en douceur vers des bâtiments NZEB au Cameroun, au Sénégal et en Côte D'Ivoire. Les étapes proposées sont : la réalisation d'une évaluation, la création des normes énergétiques pour les bâtiments, le renforcement des capacités et la sensibilisation, la mise en place de mécanismes de financement, la création d'une chaîne d'approvisionnement solide, la mise en place d'un cadre de suivi et d'évaluation, le pilotage de projets NZEB.

<sup>2</sup> L'intensité énergétique est mesurée en divisant les besoins cumulés de consommation d'énergie d'une région donnée par le produit intérieur brut (PIB). Elle estime la quantité absolue d'énergie nécessaire pour générer une seule unité de PIB [5]. Le PIB est indiqué à un taux de change constant et à une parité croissante de puissance pour exclure l'inflation, qui influence et indique la diversité de la consommation d'énergie et les niveaux généraux des prix de l'énergie dans le projet économique réel.

[6]	Nigéria	Modélisation et optimisation multi-objectifs d'un système d'énergie renouvelable hybride photovoltaïque-batterie-hydrogène (HRES) pour atteindre le concept NZEB d'une maison résidentielle individuelle à Lagos.
[9]	Burkina Faso	Proposition d'une conception d' un abri d'urgence type NZEB pour les communautés pauvres dans la ville de Pô (Burkina Faso).
[10]	Ghana	Etude de faisabilité pour la rénovation d'un bâtiment résidentiel dans le but de convertir en bâtiment à énergie net zéro dans le contexte du climat tropical humide du Ghana.
[11]	Nigeria	Les auteurs ont montré qu'environ 25 % des professionnels du bâtiment, n'étaient pas au courant des concepts NZEB. Plusieurs mesures sont proposées pour permettre l'intégration du concept au Nigéria.
[12]	Nigéria	Les bâtiments passifs sont proposés comme une solution viable pour réduire la consommation d'énergie dans les bâtiments. Il a été aussi recommandé à la commission universitaire nigériane d'inclure dans son programme d'études des cours sur les bâtiments NZEB.

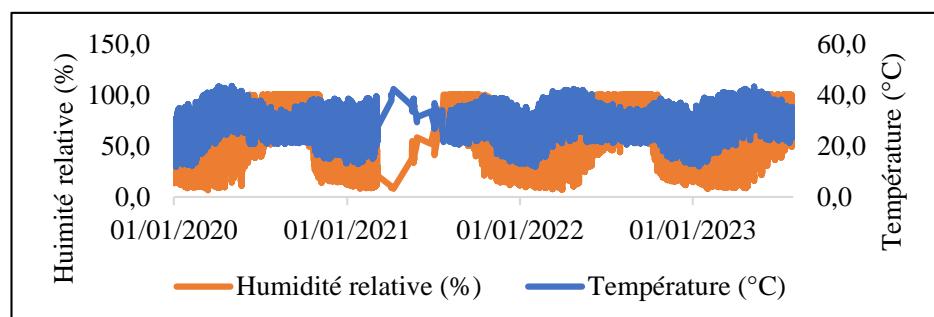
Tableau 1: *Liste des études menées sur les NZEB dans le contexte ouest africain*

Parmi les études menées, les auteurs se sont intéressés au secteur résidentiel. Cependant, des recherches ont révélé que les bâtiments de bureaux sont également de grands consommateurs d'énergie. Notre étude sur le NZEB adaptée aux bâtiments de bureaux trouve donc tout son sens.

## 4. Méthodologie

### 4.1. Description du site

Le Burkina Faso est situé à la latitude 13° nord et à la longitude 2° ouest, à environ 1000 km de la mer[2]. Il a un climat essentiellement tropical avec deux saisons bien distinctes. La saison des pluies d'environ 4 mois, s'étend de mai/juin à septembre/octobre tandis que la saison sèche est marquée par l'harmatan, un vent chaud et sec (provenant du Sahara) entre mars et mai. Pendant cette période les températures avoisinent les 45°C. La figure 3 (obtenue par les données de la station météorologique de type A75x addWAVE GSM/GPRS Series 4 installée à l'Institut International d'Ingénierie de l'eau et de l'Environnement, coordonnées 12° 22' 45" nord, 1° 30' 13" ouest) illustre l'évolution de la température et de l'humidité dans la ville de Ouagadougou. L'ensoleillement moyen est d'environ 5,5 kWh/m<sup>2</sup>/jour, justifiant ainsi l'augmentation de la part de la production solaire photovoltaïque observée dans le pays depuis 2015 [13]. La partie nord-est du Burkina est une zone qui est caractérisée par un bon régime éolien à 80 m au-dessus du sol, tandis qu'il est généralement faible dans les autres parties du pays [14]. La géothermie pourrait présenter un potentiel énergétique, selon Woodson et al.[15].

Figure 3: *Evolution de la température et de l'humidité pendant la période de 2020-2023*

## 4.2. Collecte des données d'un bâtiment de bureaux

Pour réussir à mettre en œuvre le concept NZEB, il est essentiel de réaliser un état des lieux afin de connaître la performance énergétique du bâtiment et de pouvoir l'améliorer. La figure 4 illustre le processus proposé pour atteindre le NZEB. La collecte des données concerne la forme physique du bâtiment, les matériaux de construction, les équipements électriques, les factures électriques, la surface et le volume de chaque bureau, les habitudes de consommation énergétique des occupants, etc. Le bâtiment concerné (Figure 5) est divisé en deux blocs distincts (A et B). Les caractéristiques du bâtiment sont répertoriées dans le tableau 2. On peut remarquer que l'orientation de la façade est/ouest n'est pas optimale.

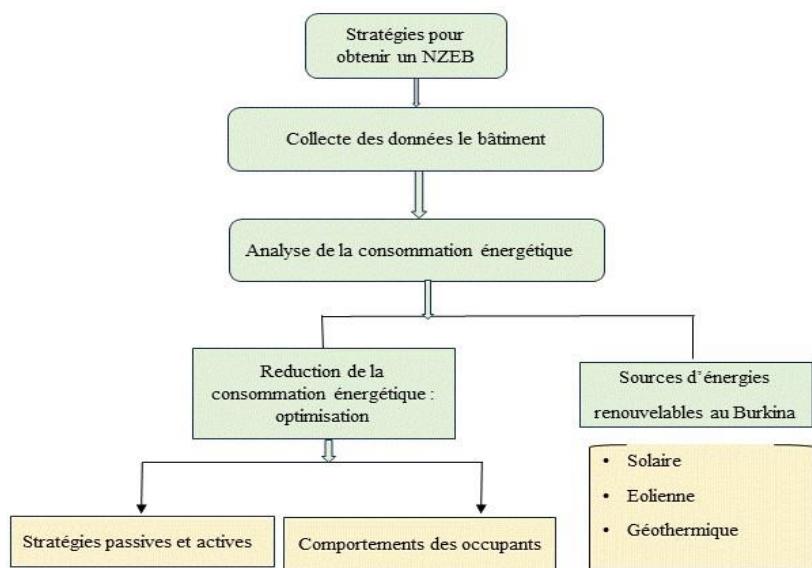


Figure 4 : Processus adopté pour atteindre le NZEB pour un cas de bâtiment de bureaux

Localisation	Ouagadougou: 12°19'42"N 1°30'06"O Période d'enquête: juin 2023
Paramètres géométriques	<ul style="list-style-type: none"> <li>Bâtiment construit R+4 de 2017</li> <li>Bloc A: Longueur=19,35 m, largeur=12,3 m ; hauteur=19,04 m</li> <li>Bloc B: Longueur=19,35 m; largeur=8,76 m ; hauteur=19,04 m</li> </ul>
Paramètres physiques et architecturaux	<ul style="list-style-type: none"> <li>Bâtiments construits en parpaing de forme rectangulaire et sans d'isolation du bâtiment.</li> <li>Façade principal orienté ouest avec des ouvertures en simples vitrages</li> <li>Epaisseur parpaing: 20 cm avec toiture en hourdis</li> <li>Partie ouest en grande partie vitrée</li> </ul>
Occupants	<ul style="list-style-type: none"> <li>63 occupants</li> </ul>

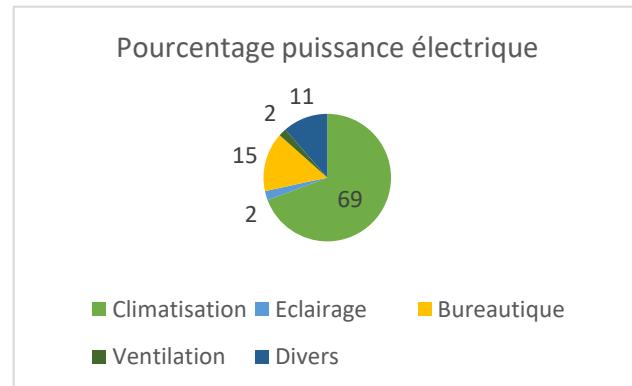
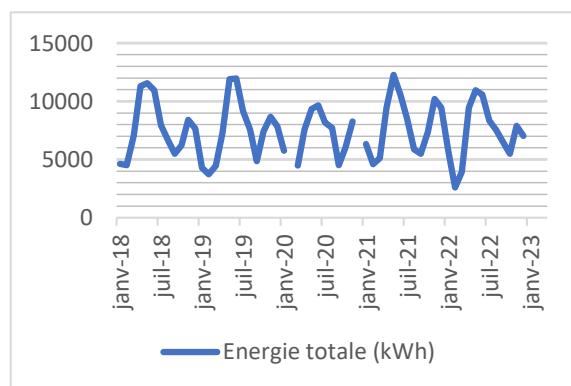
Tableau 2 : Caractéristiques du bâtiment enquêté



Figure 5: vues de face et de dessus du bâtiment

## 5. Résultats et Discussion

Les données collectées des factures électriques et des équipements électriques ont permis les tracés des figures 6 et 7.



La climatisation (figure 7) représente la plus grande partie de puissance installée soit 69% de puissance totale installée. Les périodes de forte consommation d'énergie se situent chaque année entre les mois de mars et juin (figure 6). Cette période correspond à la période de fortes chaleurs (figure 3), pendant laquelle la climatisation est fortement sollicitée entraînant grande consommation d'énergie électrique.

Les figures 8 et 9 montrent des images d'une partie du toit (au niveau du R+4) prises par une caméra thermique (Fluke Ti300). Ces images révèlent une grande infiltration importante du flux solaire au niveau de la toiture qui est sans isolation. De plus, l'orientation est/ouest du bâtiment entraîne également une grande exposition au flux solaire à travers les ouvertures des différents bureaux au niveau des différents bureaux du bloc A.

La figure 10, obtenue par un analyseur de réseau (Fluke 1738/EUS) qui a été placé au niveau du compteur électrique pendant une semaine. Les différentes mesures ont permis de montrer que la période de grande consommation de l'énergie est située entre 9 heures et 17 heures.

Les résultats, présentés tableau 3, indiquent que le coût moyen de l'électricité est élevé par rapport à la moyenne nationale, qui avoisine les 100 FCFA/kWh. Cette situation pourrait être attribuée aux différentes pénalités liées au dépassement de la puissance souscrite et au manque de batteries de condensateur. Cela entraîne ainsi une consommation d'énergie réactive au niveau du réseau national de distribution de l'électricité. De plus, il est apparu qu'en moyenne, un agent de la structure consomme 1440 kWh/an d'électricité. Cette valeur est environ trois fois plus élevée que la consommation moyenne d'un habitant du secteur résidentiel de la même ville de Ouagadougou[1]. Quelques indices de performance énergétique ont été aussi évalués.



Figure 8 : Image infrarouge du toit situé au R+4 du bâtiment



Figure 9 : Image infrarouge du toit situé au R+2 du bâtiment

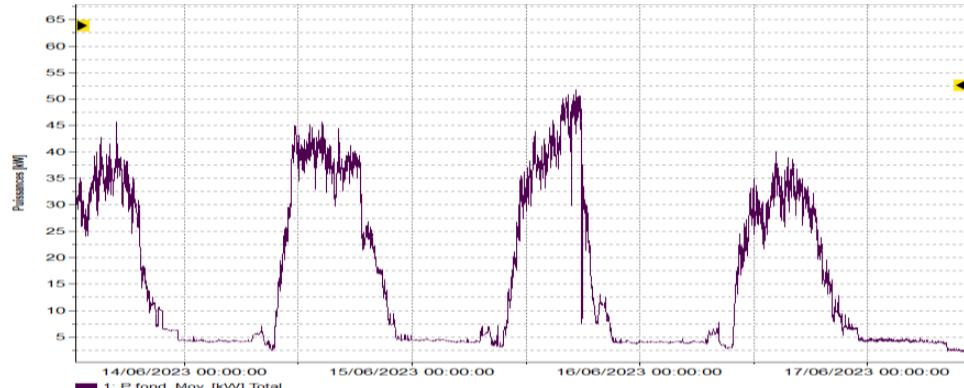


Figure 10 : Evolution de la consommation énergétique entre le 13/06/2023 au 17/06/2023

Conditions climatiques		Valeurs énergétiques	
		Nbre(bureaux, salle de réunion...)	
Zone climatique	BWh	Surface utile (m <sup>2</sup> )	1352
Temp moy (01/20-07/23)	28°C	Surface refroidie (m <sup>2</sup> )	1352
Période chaude : mars-mai		Volume refroidie (m <sup>3</sup> )	3786
		Surface Ouverture (m <sup>2</sup> )	279
		Heure moyenne climatisation	5,82
		Température de consigne moyenne (°C) (enquête)	24
		Occupation bureaux moyenne (enquête)	8 h-16h
Consommation énergétique issue de l'analyse des factures (2018-2022)			
	Moy/an	Coût TTC moy/an	Coût de l'électricité
Electricité	90723,75 kWh 67,10 kWh/m <sup>2</sup> /an	16 430 137 FCFA 25 035 euros	181 FCFA/kWh 0,28 euros/kWh
Agents (63)	1440 kWh/an/agent	260795 FCFA/Agent 397 euros/Agent	12 145 FCFA/m <sup>2</sup> /an 19 euros/m <sup>2</sup> /an

Tableau 2 : Indices de performance énergétique évalués

## 6. Conclusion

Cette étude a permis de mettre en évidence que le concept de bâtiment NZEB est une bonne alternative pour réduire la consommation énergétique des bâtiments de bureaux. L’analyse bibliographique a révélé que peu d’études ont été menées au niveau du contexte de l’Afrique et plus particulièrement au niveau de la région ouest africaine. Ainsi pour réussir le concept de bâtiment NZEB au Burkina, nous avons mené une collecte des données d’un bâtiment de bureaux pour voir l’état des lieux de la consommation et d’évaluer des indices de performance énergétique.

Les perspectives de l’étude seront de simuler la consommation de l’énergie consommée par le bâtiment et procéder à une optimisation multicritère. A l’étape actuelle, nous estimons pour le cas d’un bâtiment en rénovation dans le contexte du Burkina Faso, pour atteindre le concept NZEB, il serait judicieux d’améliorer l’efficacité énergétique des équipements électriques installées. Ensuite, il faudra procéder à l’installation des protections solaires au niveau des surfaces vitrées et enfin mettre en place un système solaire photovoltaïque pour la production de l’énergie.

## Références

- [1] K. H. S. Tete, Y. M. Soro, S. S. Sidibé, and R. V Jones, “Energy & Buildings Urban domestic electricity consumption in relation to households’ lifestyles and energy behaviours in Burkina Faso : Findings from a large-scale , city-wide household survey,” *Energy Build.*, vol. 285, p. 18, 2023.
- [2] B. I. Ouedraogo, G. J. Levermore, and J. B. Parkinson, “Future energy demand for public buildings in the context of climate change for Burkina Faso,” *Build. Environ.*, vol. 49, no. 1, pp. 270–282, 2012.
- [3] Official Journal of the European Union, “DIRECTIVE 2010/31/EU OF THE EUROPEAN PARLIAMENT AND OF THE COUNCIL of 19 May 2010 on the energy performance of buildings (recast),” 2010.
- [4] M. FROSSARD, “Optimisation robuste multicritère pour l’écoconception de bâtiments zéro-énergie,” Université Paris Sciences et lettres, 2020.
- [5] T. Ahmad and D. Zhang, “A critical review of comparative global historical energy consumption and future demand: The story told so far,” *Energy Reports*, vol. 6, pp. 1973–1991, 2020.
- [6] A. A. Adeyemo and O. T. Amusan, “Modelling and multi-objective optimization of hybrid energy storage solution for photovoltaic powered off-grid net zero energy building,” *J. Energy Storage*, vol. 55, no. PA, p. 105273, 2022.
- [7] R. Terblanche, “Achieving net zero status in South Africa,” *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.*, vol. 323, no. 1, 2019, doi: 10.1088/1755-1315/323/1/012182.
- [8] B. U. Mohammed, Y. S. Wiysahnyuy, N. Ashraf, B. Mempouo, and G. M. Mengata, “Pathways for efficient transition into net zero energy buildings (nZEB) in Sub-Saharan Africa. Case study: Cameroon, Senegal, and Côte d’Ivoire,” *Energy Build.*, vol. 296, no. June, p. 11, 2023.
- [9] G. Salvalai, M. M. Sesana, D. Brutti, and M. Imperadori, “Design and performance analysis of a lightweight flexible nZEB,” *Sustain.*, vol. 12, no. 15, pp. 1–26, 2020, doi: 10.3390/su12155986.
- [10] E. Ohene, S. C. Hsu, and A. P. C. Chan, “Feasibility and retrofit guidelines towards net-zero energy buildings in tropical climates: A case of Ghana,” *Energy Build.*, vol. 269, p. 15, 2022.
- [11] D. O. Nduka, A. N. Ede, K. D. Oyeyemi, and O. M. Olofinnade, “Awareness, benefits and drawbacks of net zero energy building practices: Construction industry professional’s perceptions,” *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, vol. 640, no. 1, 2019.
- [12] B. U. Iwuagwu and I. Onyegiri, “Analysing the challenges of designing Nearly Zero Energy Buildings and retrofitting of the existing housing stock in Nigeria: A study of South-Eastern Nigeria.,” in *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2019, vol. 609, no. 7.
- [13] A. Ouedraogo *et al.*, “Analysis of the solar power plant efficiency installed in the premises of a hospital — Case of the Pediatric Charles De Gaulle of Ouagadougou,” *Sol. Energy*, vol. 241, no. May, pp. 120–129, 2022.
- [14] M. Landry, Y. Ouedraogo, Y. Gagnon, and A. Ouedraogo, “On the wind resource mapping of Burkina Faso,” *Int. J. Green Energy*, vol. 14, no. 2, pp. 150–156, 2017.
- [15] T. Woodson, Y. Coulibaly, and E. Traoré, “Earth Air Heat Exchangers for Passive Air Conditioning : Case study Burkina Faso,” in *Sud Sciences & Technologies*, 2009, p. 13.

# Mesure de la conductivité thermique de matériaux isolants bio/géosourcés humides

**M. EL ASSAAD<sup>1</sup>, Y. PLANTEC<sup>1,2</sup>, T. COLINART<sup>1\*</sup>, T. LECOMPTE<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

<sup>2</sup> Cellaouate, 29600 Saint Martin des Champs, France

(\* auteur correspondant : thibaut.colinart@univ-ubs.fr)

**Résumé** – Connaître les évolutions de la conductivité thermique d'un matériau en fonction de la température et de la teneur en eau est utile pour affiner la prédition des performances énergétiques des bâtiments ou le confort hygrothermique. Les mesures sur des matériaux humides par des méthodes en régime permanent s'accompagnent de transferts d'humidité du coté chaud vers le coté froid de l'échantillon et donc de transferts latents pouvant altérer la précision de la mesure. L'objectif de cette étude est d'examiner l'impact de ces transferts d'humidité dans divers matériaux isolants bio/géosourcé humides lors des mesures de conductivité thermique par une méthode fluxmétrique. Les matériaux testés sont le béton cellulaire, les bétons biosourcés, la ouate de cellulose et les isolants en fibre de bois. Les résultats sont examinés pour prédire la durée de l'essai conduisant à l'équilibre hygrothermique au sein de l'échantillon, pour évaluer la dépendance expérimentale de la conductivité thermique à l'humidité, pour quantifier les erreurs commises en cas d'interruption prématuée de l'essai et enfin pour tester une méthode permettant de réduire le nombre d'essai.

Mots-clés : transferts hygrothermiques ; conductivité thermique ; méthode fluxmétrique.

## Nomenclature

$c_p$	Chaleur spécifique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\theta$	Teneur en eau volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$x$	Épaisseur, cm	$\mu$	Facteur de résistance à la diffusion de vapeur d'eau, -
$t$	Temps, s	$\rho$	Masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$T$	Température, °C	<i>Indices et exposants</i>	
$w_m, k, C$	Paramètres de GAB	eq	équilibre
<i>Symboles grecs</i>		non-éq	Hors équilibre
$\phi$	Humidité relative, %		
$\lambda$	Conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$		

## 1. Introduction

Les simulations thermiques dynamiques [1] ou les simulations hygrothermiques [2] sont maintenant des pratiques courantes pour évaluer la performance énergétique des bâtiments, le confort thermique ou encore la durabilité des ouvrages. Pour réaliser de tels simulations, renseigner une conductivité thermique des matériaux est nécessaire. Généralement, les valeurs déclarées par les fabricants est utilisée. Cette grandeur est mesurée sous des conditions spécifiques de température ou d'humidité relative, comme précisé dans la norme ISO 10456 [3]. Cependant, il est bien connu que la conductivité thermique des matériaux du bâtiment dépend de la température et de l'humidité relative [4], [5], [6], [7], [8]. Des travaux récents ont montré que prendre en compte ces dépendances peut influencer les résultats de simulation [4], [8], [9], [10]. Par exemple, des écarts allant jusqu'à 70 % dans des conditions hivernales extrêmes [4] et 20 % dans des conditions estivales extrêmes [10] ont été observés sur des flux de chaleur simulés avec une conductivité thermique constante ou dépendante de la température. De même, la prise en compte de la dépendance à l'humidité peut entraîner une modification de la charge de refroidissement allant jusqu'à 25 % [8], [9].

Pour évaluer cette dépendance de la conductivité thermique, la norme ISO 10456 propose d'approximer la conductivité thermique par une fonction exponentielle et des facteurs de conversion. Pour certains matériaux, la norme propose des valeurs pour ces facteurs, dont la validité est questionnée dans la littérature [11], [12]. Pour les autres matériaux, les mesures doivent être menées pour un nombre limité de conditions préconisées [13], [14], [15]. Toutefois, la forme exponentielle de la dépendance à l'humidité est remise en cause et certains auteurs plaident pour un comportement plutôt linéaire [13], [16]. Cela souligne la nécessité d'effectuer un nombre conséquent de mesure de conductivité thermique pour évaluer finement la dépendance à l'humidité de cette dernière.

Pour réaliser ces mesures, deux grandes familles de méthodes existent. Les méthodes transitoires (fil chaud, fil chaud parallèle [17] ou disque chaud) sont couramment utilisées en raison de leur capacité à fournir des résultats d'essai rapides et à perturber le moins possible la distribution de l'humidité à l'intérieur du matériau [18], [19]. La fiabilité de ces méthodes est compromise lors de l'évaluation de matériaux non isotropes [20] ou de matériaux très isolants [21]. En revanche, les méthodes stationnaires (plaquette chaude gardée, méthode fluxmétrique HFM) sont plus largement applicables à divers matériaux. Lorsqu'elles sont appliquées à des matériaux humides, une redistribution de l'humidité du côté chaud vers le côté froid se produit au cours de l'essai, induisant des échanges de chaleur latent qui viennent perturber les mesures de flux thermiques de ces équipements. Ces phénomènes qui ont été mis en évidence sur de la fibre de bois [6], [22] et du béton cellulaire [23] impliquent trois choses : 1. Les mesures peuvent être longues ( $> 2j$ ) pour atteindre l'équilibre hygrothermique, 2. Arrêter prématurément l'essai conduit à une surestimation de la conductivité thermique (ce qui peut expliquer les disparités de comportement de la conductivité thermique vis-à-vis de l'humidité dans la littérature), 3. Appliquer des méthodes (telles que proposées dans les normes EN 12664 [24] et ISO 10051 [25]) pour estimer la dépendance à l'humidité de la conductivité thermique à partir d'un essai et de la conductivité thermique sèche peut se révéler intéressant.

Le présent travail s'intéresse à la mesure de la conductivité thermique de plusieurs matériaux isolants bio/géosourcés humides à destination principalement du secteur du bâtiment. Une attention particulière est portée sur l'analyse des temps de mesure, des erreurs commises en cas d'interruption de l'essai et l'applicabilité des méthodes proposées dans les normes EN 12664 [24] et ISO 10051 [25].

## 2. Matériels et méthodes

Six matériaux d'isolation des bâtiments sont testés :

- Isolation en fibres de bois *IFB* (Pavaflex confort<sup>®</sup>) : ce matériau sous forme de panneau est léger, très perméable [26] et hygroscopique [27]. Comme il a été largement testé dans les travaux précédents [6], il est pris comme référence dans le présent travail.
- Ouate de cellulose *ODC* (fournie par Cellalouate) : ce matériau fabriqué à partir de journaux recyclés présente des fibres plus courtes que le IFB [28]. Il est également léger, perméable et très hygroscopique. Le matériau est testé en vrac.
- Béton de chanvre *BDC* (Isohemp) et terre allégée *TA* (fabriqué au laboratoire [29][30]) : ces deux bétons biosourcés sont constitués de chènevotte de chanvre et d'un liant (chaux et barbotine de terre respectivement). Ces matériaux sont plus denses (200 à 500 kg.m<sup>-3</sup>), légèrement moins hygroscopiques et moins perméables.
- Béton cellulaire *BC* (acheté dans un magasin de bricolage) : ce matériau minéral présentant une structure cellulaire est légèrement moins hygroscopique, moins perméable et plus capillaire que les bétons biosourcés.

- Laine de verre LDV (Isoconfort<sup>®</sup>) : ce matériau fibreux est léger, perméable, mais pas hygroscopique.

Les propriétés hygrothermiques des matériaux sont présentées dans le Tableau 1 et leurs isothermes de sorption sont représentées sur la Figure 1.

Matériau	$\rho$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$x$ [cm]	$\lambda_0$ [W.m <sup>-1.K<sup>-1</sup></sup> ]	$c_p$ [J.kg <sup>-1.K<sup>-1</sup></sup> ]	$\mu$ [-]	$w_m$ [%]	$C$ [-]	$k$ [-]
IFB	50	4,0	0,032	1300	2	3,68	13,4	0,94
ODC	35	5,8	0,042	1250	1,5*	4,99	14,4	0,87
BDC	390	7,2	0,072	980	3,5	1,72	19,4	0,9
TA	255	7,1	0,084	1070	3,5	2,47	10,4	0,86
BC	540	5,2	0,152	880	8*	0,76	200	0,9
LDV	23	8,5	0,036	840	1*	1,25*	1086*	0,8*

Tableau 1 : Propriétés hygrothermiques des matériaux (\* extrait de la base de données WUFI, le reste est mesuré en laboratoire).

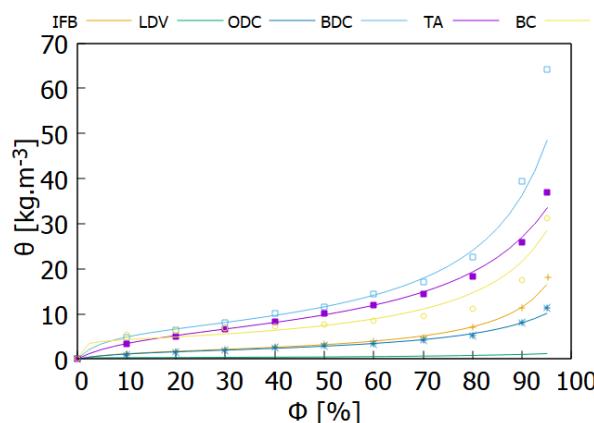


Figure 1 : Isothermes de sorption mesurées pour les matériaux étudiés (points) et ajustées avec le modèle de GAB (ligne).

La conductivité thermique d'échantillons de dimensions de 300 × 300 mm<sup>2</sup> est mesurée selon la méthode fluxmétrique à l'aide de l'équipement NETZSCH HFM 436. Les échantillons sont conditionnés à 23 °C et à des humidités relatives allant de 0 à 90 % hr. Une fois conditionnés, ils sont instrumentés avec des capteurs sans-fil HygroPuce (6 mm épaisseur et 16 mm de diamètre) pour mesurer toutes les 5 minutes les variations de température et d'humidité relative (avec une précision de 2 %hr et 0,5 °C) au niveau des surfaces supérieures et inférieures et à mi-hauteur. Enfin, les échantillons sont enveloppés d'un film étanche à la vapeur d'eau avec une résistance thermique négligeable pour empêcher les échanges d'humidité avec l'environnement.

Les expériences sont menées à une température moyenne  $T_{\text{moyenne}} = 23$  °C et pour une différence de température  $\Delta T = 10$  °C. Pour chaque expérience, la mesure se déroule en deux étapes définies dans le logiciel Q-lab : 1. une étape dite « rough » au cours de laquelle les températures des plaques chaude et froide sont ajustées pour respecter les points de consigne, 2. une étape dite « fine » dans laquelle la conductivité thermique est mesurée. Pour cette seconde étape, le logiciel recommande d'arrêter l'essai lorsque la conductivité thermique varie de moins de 0,2 % sur 10 minutes. Toutefois, nos travaux antérieurs [8] ont montré que ces critères n'étaient pas suffisants pour garantir l'atteinte de l'équilibre hygrothermique. Ici,

une variation de la conductivité thermique inférieure à 0,1 % sur 100 minutes a été retenue comme critère pour augmenter la durée du test et améliorer la précision de la mesure.

### 3. Résultats et analyse

La Figure 2a présente les évolutions temporelles au cours de l'essai de la conductivité thermique normalisée par rapport à la valeur mesurée à l'équilibre des matériaux conditionnés à 23 °C et 80 %rh. On note une baisse rapide au début de l'essai, puis plus lente après quelques heures. Ces évolutions montrent l'impact des transferts latents sur la mesure. En effet, des simulations de ces essais ont été réalisées en négligeant les transferts de masse et montrent que l'équilibre purement thermique est atteint en moins de 2h. Ce résultat est cohérent avec la mesure effectuée sur la LDV, matériau non hygroscopique pour lequel les transferts de masse jouent un rôle négligeable. Pour les matériaux hygroscopiques, le temps d'équilibre hygrothermique dépend des niveaux d'hygroscopicité et de la perméabilité à la vapeur : plus ils diminuent, plus le temps d'équilibre hygrothermique augmente.

La norme EN 12664 [24] suggère que l'équilibre est atteint lorsque la conductivité thermique présente des variations non monotones inférieures à 1 % sur 5 mesures successives à des intervalles  $\Delta t$  ( $\Delta t$  étant estimé à partir de la masse volumique, l'épaisseur, la chaleur spécifique et la résistance thermique de chaque matériau). La Figure 2b présente le temps d'équilibre  $t_{eq}$  calculé selon ce critère en fonction de la teneur en eau volumétrique  $\theta$  pour toutes les expériences.  $t_{eq}$  tend à augmenter linéairement avec  $\theta$ , avec des niveaux qui dépendent du type de matériaux. Pour les matériaux légers (IFB, LDV, ODC),  $t_{eq}$  varie entre 7 et 15 heures à l'état sec et environ 40 heures à  $\theta$  élevé (i.e. conditionnés à 90 %hr). Pour les matériaux plus denses (BDC, TA, BC),  $t_{eq}$  varie de 10 à 24 heures à l'état sec à environ 150 heures à  $\theta$  élevée. Les matériaux testés présentant des épaisseurs caractéristiques différentes, il est toutefois difficile de comparer les temps d'équilibre directement. Cependant, la Figure 2b en fournit une bonne indication qui peut être utile pour la planification d'une campagne d'essai sur des matériaux isolants humides.

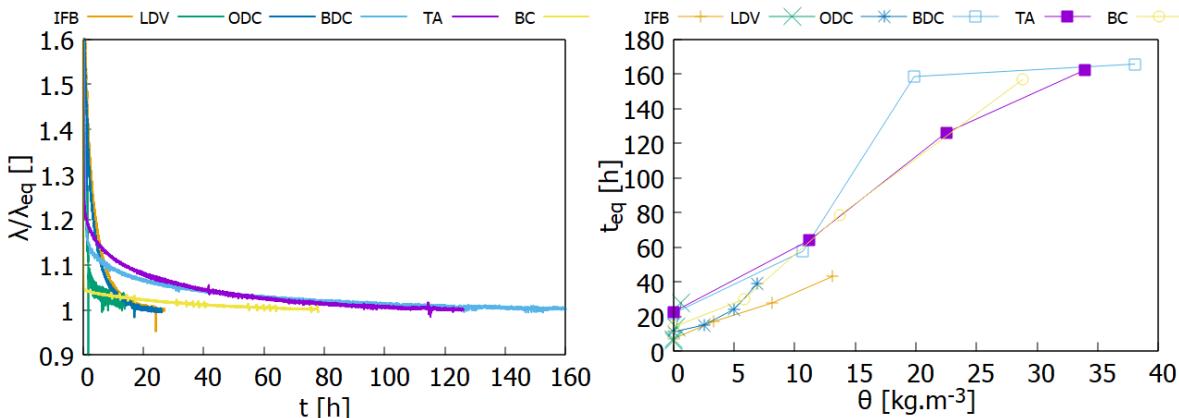


Figure 2 : Évolution temporelle au cours de l'essai de la conductivité thermique normalisée des matériaux conditionnés à 23 °C et 80 %rh (gauche) et durées d'essai après atteinte de l'équilibre hygrothermique pour tous les matériaux sous toutes les conditions (droite).

Les Figures 3a et 3b présentent les évolutions de la conductivité thermique mesurée à l'équilibre  $\lambda_{eq}$  en fonction de la teneur en eau volumétrique  $\theta$  pour les matériaux légers et denses respectivement. Pour tous les matériaux hygroscopiques,  $\lambda_{eq}$  augmente linéairement avec  $\theta$ . La loi d'ajustement et le coefficient de corrélation sont rassemblés dans le Tableau 2. On note que la pente varie d'un matériau à un autre sans nécessairement être corrélé à la masse volumique ou à l'hygroscopicité. En revanche,  $\lambda_{eq}$  reste quasiment constant pour LDV

(à  $35,8 \pm 0,3 \text{ mW.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). Ce matériau n'étant pas hygroscopique, la teneur en eau reste très faible dans le domaine hygroscopique et l'effet sur la conductivité thermique est donc limité, conformément à la littérature [31]. Enfin, la conductivité thermique sèche augmente globalement avec la masse volumique, sauf pour *BDC* par rapport à *TA* : la conductivité thermique sèche des bétons biosourcés est influencée par la structure interne, et en particulier l'orientation des agrégats [20]. Les effets de structure interne prévalent également en comparant *ODC* avec *IFB* et *LFV*.

Les Figures 3a et 3b incluent également la valeur de la conductivité thermique  $\lambda_{non-eq}$  qui aurait été obtenue si l'essai avait été interrompu prématurément conformément aux critères d'équilibre recommandés par le logiciel (lignes pointillées).  $\lambda_{non-eq}$  augmente quasiment linéairement avec  $\theta$  pour les matériaux hygroscopiques denses, alors qu'une évolution plutôt exponentielle est à observer pour les matériaux hygroscopiques légers. Cela indique que ces derniers sont relativement plus sensibles aux conditions expérimentales de l'essai, en particulier à haute humidité lorsque de l'eau liquide peut apparaître sur la surface froide. Dans les tous cas,  $\lambda_{non-eq}$  est plus élevé que  $\lambda_{eq}$ , traduisant le fait que la chaleur latente n'est pas complètement transférée à travers le matériau. Les écarts entre  $\lambda_{eq}$  et  $\lambda_{non-eq}$  augmentent avec  $\theta$ , variant de 0 % pour les matériaux secs à 20 % en moyenne pour les matériaux humides (conditionnés à 90 % hr). Ces écarts peuvent expliquer les valeurs diffuses et les comportements variés observés dans la littérature pour une même classe de matériau, soulignant que certaines valeurs ont été obtenues sans que l'équilibre hygrothermique soit atteint. Enfin, on peut noter que ces écarts peuvent également conduire à une incertitude sur la prédiction du comportement hygrothermique d'une paroi contenant ces matériaux isolants, en particulier au niveau des flux thermiques.

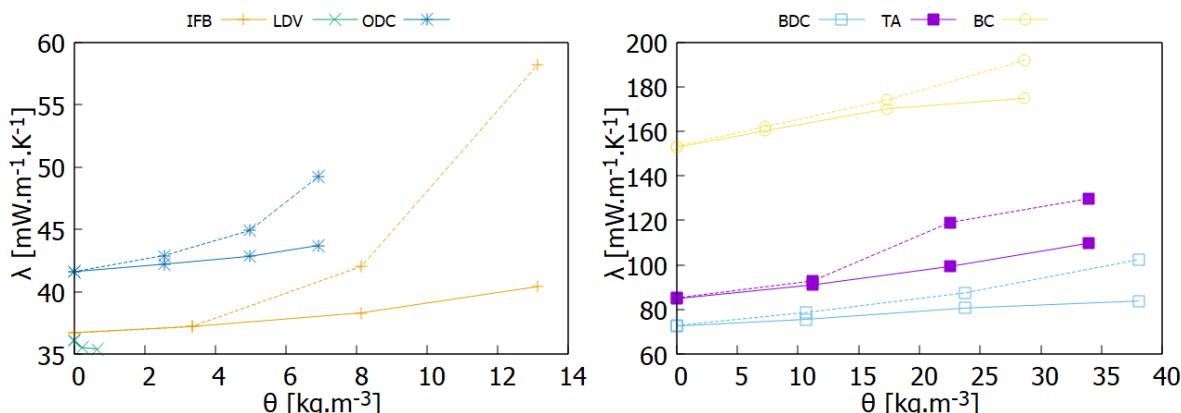


Figure 3 : Conductivité thermique mesurée à l'équilibre  $\lambda_{eq}$  (lignes pleines) et hors équilibre  $\lambda_{non-eq}$  (pointillées) en fonction de la teneur en eau volumique  $\theta$  pour les matériaux légers (gauche) et denses (droite).

Matériau	$\lambda_{eq} (\theta)$ [mW.m⁻¹.K⁻¹]	R²	$\lambda_{non-eq} (\theta)$ [mW.m⁻¹.K⁻¹]	R²
IFB	$0,28\theta + 36,4$	0,956	$1,62\theta + 33,6$	0,847
ODC	$0,29\theta + 41,5$	0,977	$1,05\theta + 40,8$	0,892
BDC	$0,3\theta + 72,6$	0,989	$0,77\theta + 71,3$	0,978
TA	$0,73\theta + 83,8$	0,988	$1,42\theta + 82,7$	0,955
BC	$0,78\theta + 154$	0,963	$1,34\theta + 152,4$	0,995

Tableau 2 : Lois d'ajustement linéaire des conductivités  $\lambda_{eq}$  et  $\lambda_{non-eq}$  en fonction de la teneur en eau volumique  $\theta$ .

Les lois de comportement de  $\lambda_{eq}$  ont été obtenues avec un nombre substantiel d'expérience très chronophages. Pour réduire le temps d'expérimentation, l'annexe E de la norme EN 12664 [24] ou l'annexe C de la norme ISO 10051 [25] proposent une méthode pour évaluer la dépendance linéaire de la conductivité thermique à l'humidité ( $\lambda = \lambda_{sec} + a \theta$ ) à partir de la conductivité thermique sèche  $\lambda_{sec}$  et d'un seul essai réalisé sur un matériau humide. La démarche consiste à poser que la résistance thermique d'un matériau est la somme des résistances thermiques de  $n$  tranches d'épaisseur  $d$  ayant une teneur en humidité connue  $\theta_i$ . Il vient alors pour la loi de Fourier à l'équilibre :

$$q = \frac{n (T_{chaud} - T_{froid})}{d \cdot \sum \frac{1}{(\lambda_{sec} + a \theta_i)}} \quad (2)$$

Pour évaluer la teneur en eau locale sur 20 tranches à l'issue des expériences, des simulations hygrothermiques sont effectuées avec le modèle présenté et validé dans [6]. Les paramètres d'entrée sont ceux présentés dans le Tableau 1 et la conductivité thermique a été fixée à un niveau constant en fonction de la valeur expérimentale mesurée pour chaque essai. Les conditions limites sont celles mesurées par le dispositif HFM, et les conditions initiales sont les températures et l'humidité relative mesurées par les capteurs sans fil. Les pentes  $a$  sont calculées systématiquement pour les matériaux conditionnés à des niveaux d'humidité relative de 50 %hr, 80 %hr et 90 %hr.

Matériau	Expérimentale	Calculée at 50 %hr	Calculée at 80 %hr	Calculée at 90 %hr
IFB	0,28	0,18	0,23	0,46
ODC	0,29	0,19	0,35	0,32
BDC	0,296	0,27	0,5	0,46
TA	0,71	0,63	0,68	1,63
BC	0,78	0,93	1,06	1,03

Tableau 3 : Valeurs expérimentales et estimées de la pente  $a$ .

Les résultats sont présentés dans le Tableau 3 et comparées aux résultats expérimentaux. Les valeurs de  $a$  calculées à 50 ou 80 %hr sont assez proches des valeurs expérimentales, l'incertitude restante étant due à la sensibilité de  $a$  aux isothermes de sorption et aux conditions initiales. Les conductivités thermiques évaluées avec ces valeurs de  $a$  concordent avec les valeurs mesurées à 5 % près dans le domaine hygroscopique (*i.e.* rh < 85 %rh) et à 10 % près pour rh > 85 %rh. En revanche, les valeurs de  $a$  calculées à 90 %hr sont nettement différentes des valeurs expérimentales de  $a$ , conduisant à des écarts allant jusqu'à 30 % avec les conductivités thermiques mesurées. Une raison tient dans le fait que le modèle ne tient pas compte des transferts d'eau liquide alors que sa présence est observée expérimentalement au niveau de la plaque froide. Au final, si l'application de la méthode proposée ne pose pas de difficulté majeure dans le domaine hygroscopique, son application aux hautes humidités requiert un modèle plus fin ou des techniques expérimentales avancées pour quantifier la teneur en eau localement.

## 4. Conclusion

La mesure de la conductivité thermique de plusieurs matériaux isolants bio/géosourcés humides par une méthode en régime permanent a été traitée dans cette étude. Les conclusions suivantes ont été tirées :

- Lors d'une mesure, une redistribution de l'humidité se produit au sein du matériau, qui s'accompagne de transfert thermique latent. Le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre hygrothermique est considérablement augmenté pour atteindre 7 jours au maximum. Ce temps dépend de la teneur en eau volumique, de la perméabilité et de l'épaisseur du matériau.
- La conductivité thermique évaluée à l'équilibre hygrothermique augmente linéairement avec la teneur en eau volumique. Un arrêt prématûr de l'essai entraîne une erreur allant jusqu'à 20 % pour des teneurs en eau élevées.
- La méthode proposée par les normes EN 12664 et ISO 10051 pour déterminer la conductivité thermique en fonction de l'humidité à partir d'une seule expérience s'applique sans difficulté majeure dans le domaine hygroscopique, mais requiert des développements numériques et/ou expérimentaux à plus haute humidité ( $> 85\% \text{rh}$ ).

L'impact de la précision de la dépendance à l'humidité de la conductivité thermique sur le comportement hygrothermique d'une paroi et/ou d'un bâtiment reste encore à préciser et constitue une perspective à ce travail.

## Remerciements

Ces travaux ont bénéficié du support financier de « France Relance » via le projet Décobio et de l'ADEME via le projet Locabati.

## Références

- [1] ISO 52016, Energy performance of buildings — Energy needs for heating and cooling, internal temperatures and sensible and latent heat loads (2017).
- [2] EN 15026, Hygrothermal performance of building components and building elements (2008).
- [3] ISO 10456, Building materials and products — Hygrothermal properties — Tabulated design values and procedures for determining declared and design thermal values (2007).
- [4] U. Berardi and M. Naldi, The impact of the temperature dependent thermal conductivity of insulating materials on the effective building envelope performance, *Energy Build.*, 144 (2017), 262–275.
- [5] A. A. Abdou and I. M. Budaiwi, Comparison of Thermal Conductivity Measurements of Building Insulation Materials under Various Operating Temperatures, *J. Build. Phys.*, 29 (2005), 171–184.
- [6] M. EL Assaad, T. Colinart, and T. Lecompte, Thermal conductivity assessment of moist building insulation material using a Heat Flow Meter apparatus, *Build. Environ.*, 234 (2023), 110184.
- [7] A. Abdou and I. Budaiwi, The variation of thermal conductivity of fibrous insulation materials under different levels of moisture content, *Constr. Build. Mater.*, 43 (2013), 533–544.
- [8] M. Khoukhi, The combined effect of heat and moisture transfer dependent thermal conductivity of polystyrene insulation material: Impact on building energy performance, *Energy Build.*, 169 (2018), 228–235.
- [9] I. Budaiwi and A. Abdou, The impact of thermal conductivity change of moist fibrous insulation on energy performance of buildings under hot-humid conditions, *Energy Build.*, 60 (2013), 388–399.
- [10] M. Khoukhi, N. Fezzioui, B. Draoui, and L. Salah, The impact of changes in thermal conductivity of polystyrene insulation material under different operating temperatures on the heat transfer through the building envelope, *Appl. Therm. Eng.*, 105 (2016), 669–674.
- [11] L. Gullbrekken, S. Gryning, and J. E. Gaarder, Thermal Performance of Insulated Constructions—Experimental Studies, *Buildings*, 9 (2019), 49.
- [12] A. Korjenic, V. Petránek, J. Zach, and J. Hroudová, Development and performance evaluation of natural thermal-insulation materials composed of renewable resources, *Energy Build.*, 43 (2011), 2518–2523.
- [13] M. G. Gomes, I. Flores-Colen, L. M. Manga, A. Soares, and J. de Brito, The influence of moisture content on the thermal conductivity of external thermal mortars, *Constr. Build. Mater.*, 135 (2017), 279–286.

- [14] E. Latif, Experimental Analysis of Moisture-Dependent Thermal Conductivity, and Hygric Properties of Novel Hemp-shive Insulations with Numerical Assessment of Their In-Built Hygrothermal and Energy Performance, *Materials*, 17 (2024), 486.
- [15] W. Sonderegger and P. Niemz, Thermal and moisture flux in soft fibreboards, *Eur. J. Wood Wood Prod.*, 70 (2012), 25–35.
- [16] T. Schoch and O. Kreft, The influence of moisture on the thermal conductivity of AAC, *Cement Lime Concrete*, 16 (2011), 44-48.
- [17] Y. Jannot, H. M. Bal, and C. Moyne, Influence of Mass Transfer on the Estimation of the Thermal Conductivity of a Wet Material by the Hot Wire and Parallel Hot Wire Methods, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 202 (2023), 123732.
- [18] Y. Wang, K. Liu, Y. Liu, D. Wang, and J. Liu, The impact of temperature and relative humidity dependent thermal conductivity of insulation materials on heat transfer through the building envelope, *J. Build. Eng.*, 46 (2022), 103700.
- [19] M. Jerman and R. Černý, Effect of moisture content on heat and moisture transport and storage properties of thermal insulation materials, *Energy Build.*, 53 (2012), 39–46.
- [20] T. Colinart, M. Pajeot, T. Vincelas, A. Hellouin De Menibus, and T. Lecompte, Thermal conductivity of biobased insulation building materials measured by hot disk: Possibilities and recommendation, *J. Build. Eng.*, 43 (2021), 102858.
- [21] Q. Zheng, S. Kaur, C. Dames, and R. S. Prasher, Analysis and improvement of the hot disk transient plane source method for low thermal conductivity materials, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 151 (2020), 119331.
- [22] D. Florez, P. Perré, C. Segovia, and R. Rémond, Computational characterisation of the heat flow meter method applied to moist bio-based insulating building materials, *Int. J. Therm. Sci.*, 201 (2024), 109038.
- [23] M. Campanale, M. Deganello, and L. Moro, Effect of Moisture Movement on Tested Thermal Conductivity of Moist Aerated Autoclaved Concrete, *Transp. Porous Media*, 98 (2013), 125–146.
- [24] EN 12664, Determination of thermal resistance by means of guarded hot plate and heat flow meter methods (2001).
- [25] ISO 10051, Thermal insulation — Moisture effects on heat transfer — Determination of thermal transmissivity of a moist material (1996).
- [26] T. Colinart, and P. Glouannec. Accuracy of water vapor permeability of building materials reassessed by measuring cup's inner relative humidity, *Build. Environ.*, 217 (2022), 109038.
- [27] J. Berger, T. Colinart, B. R. Loiola, and H. R. B. Orlande, Parameter estimation and model selection for water sorption in a wood fibre material, *Wood Sci. Technol.*, 54 (2020), 1423–1446.
- [28] L. M. Thieblesson, F. Collet, S. Prétot, C. Lanos, H. Kouakou, and O. Boffoue, Elaboration and Characterization Of Eco-Materials Made From Recycled Or Bio-Based Raw Materials, *Energy Procedia*, 139 (2017), 468–474.
- [29] T. Colinart, T. Vincelas, H. Lenormand, A. H. D. Menibus, E. Hamard, and T. Lecompte, Hygrothermal properties of light-earth building materials, *J. Build. Eng.*, 29 (2020), 101134.
- [30] T. Vincelas, T. Colinart, E. Hamard, A. Menibus, T. Lecompte, and H. Lenormand, Light Earth Performances For Thermal Insulation: Application To Earth–Hemp. *Earthen Dwellings and Structures: Current Status in their Adoption* (2019), 357-367.
- [31] M. K. Kumaran, Moisture Transport Through Glass-Fibre Insulation in the Presence of a Thermal Gradient, *J. Therm. Insul.*, 10 (1987), 243–255.

# Prédiction des performances thermo-hydrauliques de mini-canaux ondulés obtenus par fabrication additive

Nathan RICHERMOZ<sup>1</sup>, Damien GLORIOD<sup>1</sup>, Thierry BAFFIE<sup>2</sup>, Pierre COSTE<sup>1</sup>, Zoé ANXIONNAZ-MINVIELLE<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, Laboratoire des Composants et Systèmes Thermiques, F-38000, Grenoble, France

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, Laboratoire Modélisation et Matériaux pour la Métallurgie, F-38000, Grenoble, France

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : [zoe.minvielle@cea.fr](mailto:zoe.minvielle@cea.fr))

**Résumé** - La fabrication additive (FA) permet d'envisager de nouvelles géométries prometteuses pour optimiser les performances des échangeurs de chaleur par exemple. Néanmoins, dans le cas de milli-canaux (diamètres entre 2 et 4 mm), ce mode de fabrication crée de nouveaux motifs rugueux non maîtrisés ce qui induit des comportements thermo-hydrauliques difficilement prédictibles. L'objectif de ce travail est d'étudier les performances thermo-hydrauliques de milli-canaux obtenus par FA. Les données expérimentales produites sont ensuite utilisées pour valider le modèle numérique proposé dans le cadre de ces travaux et intégrant l'effet des rugosités/aspérités et la déformation de la géométrie dans une gamme de Reynolds de 200 à 6 000. Les résultats expérimentaux et numériques sont cohérents et ne nécessitent pas de paramètres d'ajustement.

## Nomenclature

$A$	Aire d'échange, $\text{m}^2$	$Q$	Débit volumique, $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$dh$	Diamètre hydraulique, $\text{m}$	$R_a$	Rugosité moyenne, $\text{m}$
$k_s$	Paramètre ESGR, $\text{m}$	$Re$	Nombre de Reynolds, -
$\Delta P$	Pertes de charge, $\text{Pa}$	$U$	Coeff. de transfert thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
		$V$	Volume de fluide, $\text{m}^3$

## 1. Introduction

Le potentiel de la Fabrication Additive (FA) pour les composants thermiques est connu depuis une quinzaine d'années maintenant, notamment pour des applications de dissipateur thermique [1]. Les possibilités de conception offertes par la FA permettent maintenant d'envisager de nouvelles géométries d'échangeurs de chaleur [2]. Cependant, ce procédé étant récent, les topologies de surface ne sont encore pas toujours maîtrisées et dépendent fortement des paramètres d'impression [3–6]. Des rugosités relatives jusqu'à 38% du diamètre hydraulique peuvent ainsi être observées dans les mini-canaux ainsi qu'un affaissement des plafonds [7–10], des obstructions partielles ou des déformations de la section de passage ( $\pm 30\%$  de variation du diamètre hydraulique) [4,5,11–14]. Cela mène à des difficultés de prédiction des performances thermo-hydrauliques à partir des géométries idéales (vues CAO, Conception Assistée par Ordinateur) pouvant conduire à un facteur 2 entre les facteurs de friction mesurés et ceux estimés à partir de la loi de Blasius [15]. Les travaux de recherche concernant la modélisation de rugosités ne sont pas nouveaux mais dans le cas de la FA les caractéristiques des motifs rugueux sont telles que les modèles classiques ne sont pas applicables ou validés.

Dans les mini-canaux, l'écoulement est particulièrement sensible à ces défauts et aux valeurs importantes de rugosité relative et deux approches numériques se distinguent [16]. La première est la simulation des rugosités qui consiste en la représentation géométrique explicite, plus ou

moins idéalisée de la surface rugueuse. Ainsi, les creux et les bosses des rugosités sont maillés. La représentation se fait soit à l'aide de figures géométriques prédéfinies (cônes, cylindres,...) soit à l'aide de fonctions mathématiques. Cela requiert de connaître et caractériser la topologie de surface et donc d'y avoir accès (mesures destructives ou surfaces libres) et de disposer de moyens de calculs conséquents. La 2<sup>nde</sup> approche est la modélisation des rugosités par un modèle de paroi appliquée sur une surface lisse. Des corrélations sont ensuite proposées pour renseigner les paramètres des modèles de paroi [17].

Nos travaux concernent des mini-canaux ondulés obtenus par FA. Cette géométrie est notamment intéressante pour des applications d'échangeur/réacteurs car elle permet d'abaisser la transition entre régimes laminaire et turbulent et donc une intensification des transferts thermique et massique dès les nombres de Reynolds de 200 [18]. L'objectif est d'évaluer la pertinence et de valider expérimentalement le modèle de prédition des performances thermo-hydrauliques développé dans les travaux de Stimpson et al. [19] dont l'intérêt principal réside dans l'existence d'une corrélation simple fondée sur la mesure de la rugosité moyenne seule. Les résultats expérimentaux sont dans un 1<sup>er</sup> temps présentés et permettent la comparaison des performances des mini-canaux obtenus par FA et par CIC (Compaction Isostatique à Chaud, référence paroi lisse). L'étude numérique est ensuite détaillée et se conclut par une étude de sensibilité aux paramètres du modèle.

## 2. Dispositif expérimental

L'installation expérimentale est composée d'un bain thermostaté, d'une pompe à entraînement magnétique et de l'instrumentation adéquate, à savoir des débitmètres Coriolis, des sondes de températures Pt100 et un capteur de pression différentielle. Elle permet la caractérisation des performances thermiques et des pertes de charge de milli-canaux ondulés (cf Figure 1) de diamètre hydraulique 2 mm obtenus par FA ou par CIC. Le fluide chaud (eau) circule dans le canal zigzag tandis que l'eau refroidie circule en paroi.

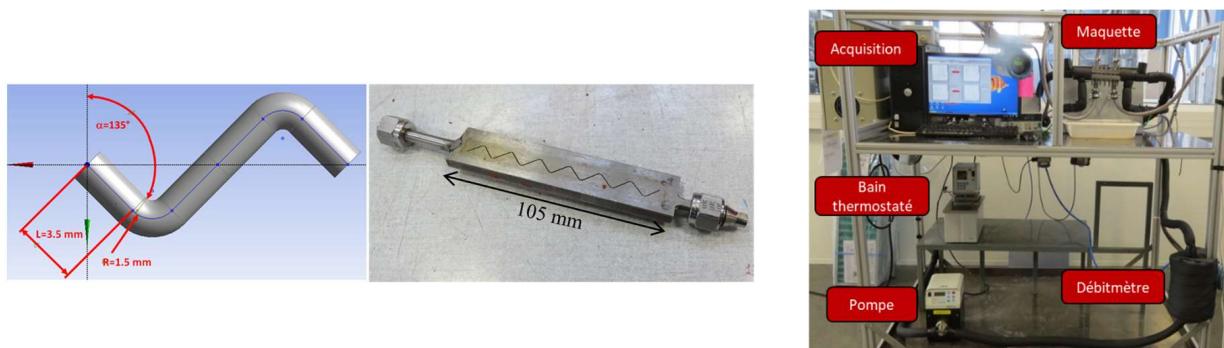


Figure 1 : Vue CAO du canal zigzag (à gauche) et photographies d'une maquette FA (au milieu) et du dispositif expérimental (à droite).

Le coefficient de transfert de chaleur global est déterminé à partir des mesures de débits et de températures aux bornes du canal. Le traitement des données expérimentales ainsi que les incertitudes associées sont détaillés dans l'article de Richermoz et al. [16]. Les maquettes sont obtenues par Fusion Laser sur Lit de Poudre à partir d'une poudre (10-45 µm) d'alliage 600 (Inconel). Elles sont ensuite testées en l'état sans post-traitement. Les microstructures et les propriétés mécaniques ont été étudiées dans des travaux précédents [20,21] et ont permis, notamment de démontrer que ce matériau était compatible avec le procédé de FA et que les échantillons avaient une densité proche de 100%. Une maquette de 'référence' obtenue par CIC lors de travaux antérieurs [22] permet de comparer l'effet du procédé de fabrication sur les performances.

Les maquettes ont été fabriquées en plusieurs exemplaires afin d'en découper certaines pour les mesures de rugosité. Les caractéristiques géométriques sont résumées dans le Tableau 1 :

<i>Procédé de fabrication</i>	<i>Section de passage</i>	<i>Diamètre hydraulique</i>	<i>Ra (rugosité moyenne)</i>	<i>Rz (rugosité max.)</i>
FA	Circulaire et carrée	2 mm	~ 6,8 µm	~ 60 µm
CIC	Carrée	2 mm	0,23 µm	1,78 µm

Tableau 1 : Caractéristiques des mini-canaux zigzag.

### 3. Caractérisations expérimentales

#### 3.1. Performances thermo-hydrauliques

Les performances thermiques de la maquette obtenue par FA sont supérieures à celles de la maquette lisse (CIC) avec une augmentation moyenne du nombre de Nusselt de l'ordre de 80% à iso-Reynolds. Ce résultat, également observé dans la littérature [23,24], est dû aux rugosités plus importantes de la FA. Evidemment, cette amélioration se fait au détriment des pertes de charge jusqu'à 37% supérieures dans la maquette FA. Si l'on considère des critères globaux, à savoir le facteur d'intensification  $U \cdot A/V$  ( $\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ ) en fonction de la puissance de pompage volumique  $Q \cdot \Delta P/V$  ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ), les performances de la maquette FA restent intéressantes par rapport à la maquette lisse comme illustré ci-dessous (Figure 2) :

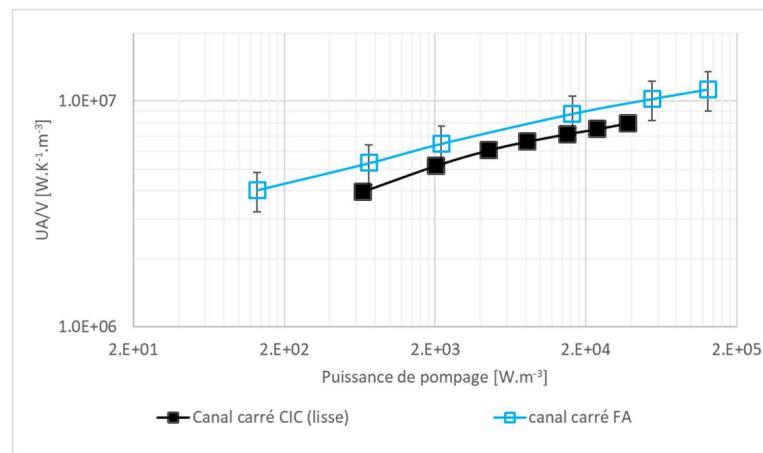


Figure 2 : Facteur d'intensification vs. puissance de pompage selon le procédé de fabrication.

D'un point de vue global, le canal obtenu par FA reste 30% plus performant que la même géométrie mais lisse. Le procédé de FA demeure donc intéressant malgré les rugosités importantes et cela même sans mentionner les nouvelles possibilités de conception.

#### 3.2. Caractérisations dimensionnelles

Les grandeurs géométriques du canal de section circulaire obtenu par FA ont été caractérisées par tomographie RX-3D (CT-scans, cf. Figure 3) et comparées aux dimensions CAO. Les résultats soulignent l'effet de l'orientation des parois lors de la fabrication sur la topologie de surface. Les sections de passage sont légèrement inférieures aux valeurs théoriques et les parois au plafond sont plus rugueuses que celles au plancher. De plus, la section de passage théoriquement circulaire est ovalisée avec des réductions de passage importantes au niveau des coude.

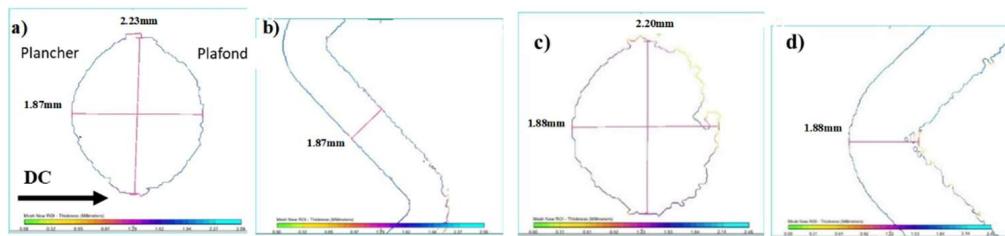


Figure 3 : Sections de passage observée par tomographie dans les sections droites (a et b) et dans les coude (c et d) (DC=Direction de Construction).

## 4. Etude numérique

### 4.1. Domaine de calcul

Afin de prendre en compte les effets de conduction, la géométrie comprend les parties solides autour du canal zigzag telle qu'illustre ci-dessous (Figure 4a). Des portions droites en amont et en aval du canal ont été ajoutées pour stabiliser numériquement l'écoulement et limiter les réentrées de fluide en sortie du domaine de calcul, sources d'instabilité numérique. A partir des mesures effectuées par tomographie, l'asymétrie du canal a été prise en compte (cf. Figure 4b).

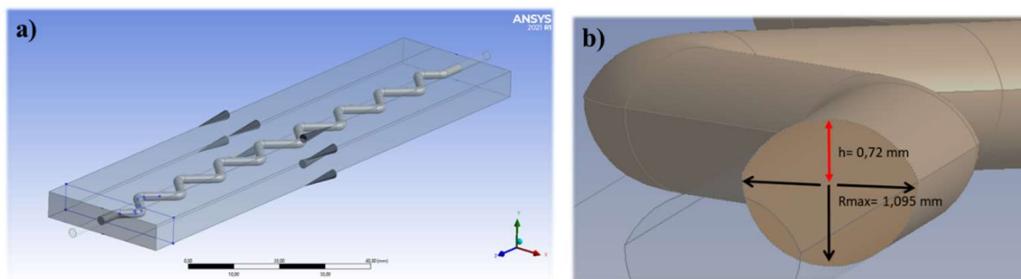


Figure 4 : Géométrie de calcul ; vue complète (à gauche) et zoom section de passage (à droite).

### 4.2. Conditions aux limites et maillage

Un coefficient de transfert convectif et une température ambiante constante sont appliqués aux faces externes du domaine de calcul. La loi de Colburn est utilisée pour définir le coefficient ( $23\,670\,\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^2$ ). Le débit ( $1\,\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$ ) et la température du fluide ( $38,9^\circ\text{C}$ ) sont imposés à l'entrée du canal. La pression est imposée en sortie.

Le maillage, après étude de sensibilité sur la perte de charge et la différence de température entrée/sortie, a été réalisé avec des mailles poly-hexcore pour un total de 682 559 mailles dans le domaine fluide (cf. Figure 5).

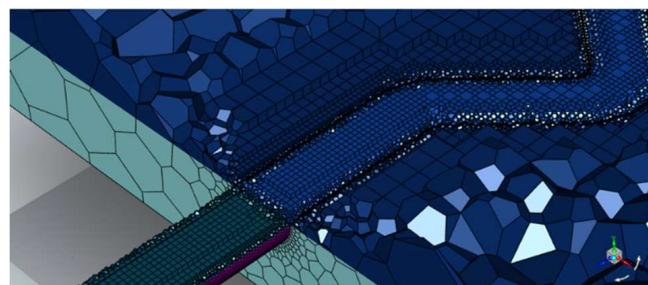


Figure 5 : Illustration du maillage.

Le maillage est raffiné à la paroi pour éviter de faire appel à une loi de paroi dans le cas où l'influence des rugosités est négligeable. La distance adimensionnelle entre la paroi et la 1<sup>ère</sup> maille ( $y^+$ ) est comprise entre 0,2 et  $2 \cdot 10^{-3}$ .

### 4.3. Modèle de turbulence et modèle de rugosité

Le modèle RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) k-  $\omega$  SST (Shear Stress Transport) est utilisé. Certains auteurs [17] ont démontré la pertinence de ce modèle pour des applications similaires de modélisation de surfaces rugueuses issues de FA. Un modèle de turbulence est requis en raison de la configuration zigzag du canal qui permet d'abaisser la transition entre régime laminaire et régime turbulent autour de  $Re=200$  [18,25]. Ainsi, même si l'étude numérique est réalisée pour des Reynolds compris entre 200 et 6 000, l'écoulement est considéré comme étant turbulent.

Comme observé grâce aux caractérisations de tomographie et comme évoqué dans la littérature [5], la rugosité dépend de l'orientation des surfaces durant la phase de construction. Dans notre cas, nous supposons une rugosité homogène, ce qui représente une 1<sup>ère</sup> source d'incertitudes. La 2<sup>nde</sup> source d'erreur provient de la mesure de rugosité en elle-même [19]. Enfin, lorsqu'il s'agit de modéliser la rugosité, une 3<sup>ème</sup> hypothèse intervient et concerne la transposition de la mesure de rugosité moyenne au modèle ESGR (Equivalent Sand Grain Roughness). Cela fait l'objet de travaux depuis une cinquantaine d'années et l'option retenue en 1<sup>ère</sup> approche dans notre étude est d'utiliser la corrélation proposée par Stimpson et al. [19] qui a été établie dans un contexte similaire de FA :

$$\frac{k_s}{D_h} = 18 \cdot \frac{R_a}{D_h} - 0.05 \quad (1)$$

Les auteurs ont établi cette corrélation dans des canaux droits, imprimés avec un angle de 45° (15° dans notre étude) et dont les diamètres hydrauliques varient entre 0,415 et 1,246 mm (2 mm dans notre cas). Nous avons utilisé une rugosité moyenne (provenant de nos mesures expérimentales) de 6,8 µm. Cette valeur provient des parois verticales, et donc les plus lisses, des canaux zigzag. Stimpson et al. [5] ont mesuré des rugosités moyennes de surfaces imprimées selon diverses orientations et proposent, dans le cas de l'Inconel qui est notre matériau, d'utiliser un ratio de 1,75 entre la surface verticale et les surfaces à 45°. Dans ce cas, cela nous conduit à un  $R_a$  de 12 µm et donc à un  $k_s=120$  µm. Ce paramètre ESGR est ensuite implémenté dans le modèle *High Roughness (Icing)* de Ansys Fluent.

### 4.4. Résultats de l'étude numérique

#### 4.4.1. Validation du modèle

Les résultats numériques sont comparés aux valeurs expérimentales en termes de nombre de Nusselt (Figure 6a) et de nombre de Fanning (Figure 6b) en fonction du nombre de Reynolds. La zone correspondant à  $\pm 20\%$  est indiquée en rouge pointillé. Les données expérimentales ont été traitées en considérant la déformation illustrée Figure 4b et donc un diamètre hydraulique de 1,94 mm au lieu de 2 mm.

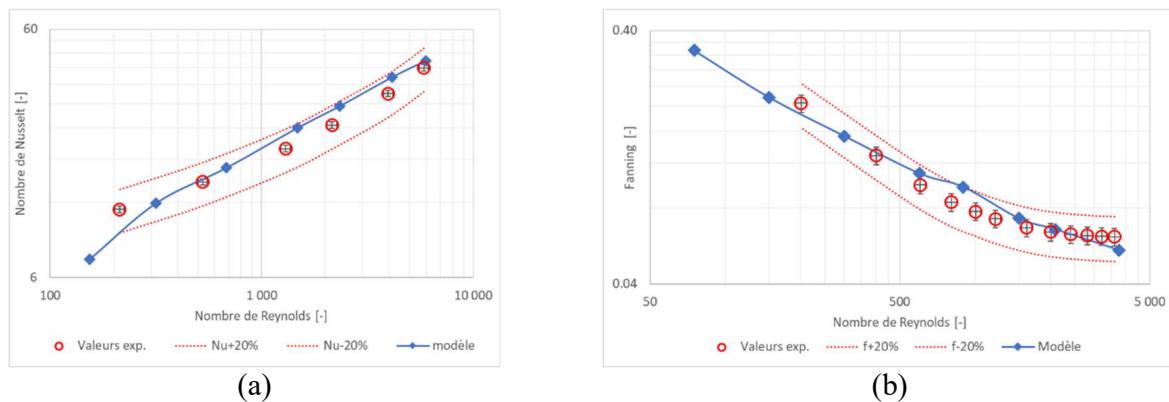


Figure 6 : Comparaison des Nombres de Nusselt (a) et de Fanning (b) obtenus expérimentalement et numériquement.

La prédiction du Nusselt est satisfaisante avec une surestimation de la part du modèle de l'ordre de 10%. L'erreur moyenne concernant le nombre de Fanning est également de l'ordre de 10%. Le point correspondant à un Reynolds de 897 semble hors tendance et a effectivement rencontré des problèmes de convergence numérique.

Ainsi, les deux approches suivies dans cette étude, à savoir (i) l'utilisation d'une corrélation pour le paramètre ESGR sur la base de la mesure de la rugosité moyenne et (ii) la prise en compte de la déformation par rapport à la vue CAO semblent prometteuses, d'autant plus qu'aucune de ces deux voies ne nécessite de paramètres d'ajustement.

En revanche, ces deux approches requièrent de réaliser, en amont des calculs CFD, les caractérisations dimensionnelles du composant. Cela est spécifique à la FA puisque pour les techniques d'assemblage plus conventionnelles, les dimensions des pièces sont supposées connues et telles que la CAO.

Cela signifie que les résultats présentés ici ne peuvent être obtenus à partir de calculs ‘aveugles’ d’un nouveau composant et pour confirmer cela une étude de sensibilité aux paramètres du modèle est proposée ci-dessous.

#### 4.4.2. Etude de sensibilité

Comme décrit précédemment, le paramètre utilisé pour notre modèle a été fixé à  $k_s=116.9 \mu\text{m}$  selon la corrélation de Stimpson et al. [19]. La sensibilité du Nusselt et du Fanning au paramètre ESGR est, dans un 1<sup>er</sup> temps, évaluée et illustrée ci-dessous.

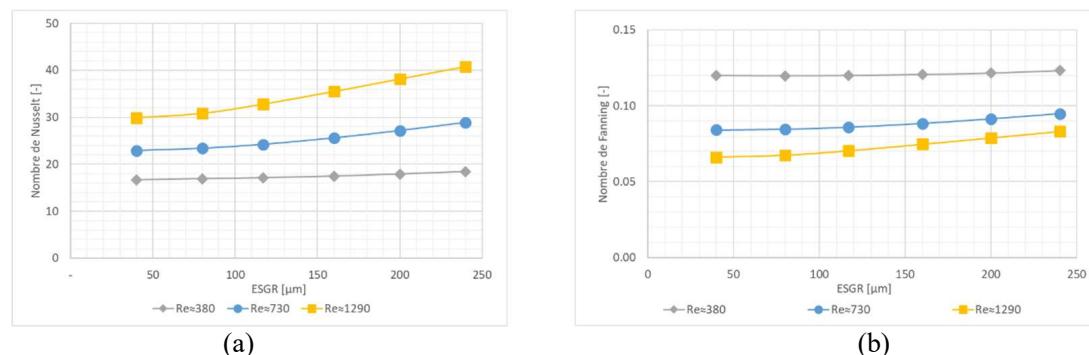


Figure 7 : Sensibilité du Nusselt et du Fanning au paramètre ESGR.

Les calculs numériques ont été effectués pour six valeurs différentes de  $k_s$  (40; 80; 116.9; 160; 200; 240) et trois Reynolds (Re=380; 730; 1,290). Les graphes illustrent la dépendance de la réponse de la modélisation thermo-hydraulique au  $k_s$  en particulier pour les valeurs de

Reynolds élevées. Ainsi pour un  $Re=1300$ , le Nusselt augmente de 36% et le Fanning de 26%. Négliger la rugosité ou renseigner un paramètre ESGR par défaut peut donc conduire à des écarts importants à la réalité particulièrement aux forts Reynolds.

Cela souligne que, malgré des conditions de calcul différentes entre l'étude de Stimpson et al. [19] et la nôtre, la valeur du paramètre ESGR estimée à partir de leur corrélation (eq. 1) semble bien adaptée pour prédire les performances thermo-hydrauliques de nos millicanaux zigzag et cela, sans avoir recours à aucun paramètres d'ajustement, ce qui est fort intéressant.

## 5. Conclusion

Ces travaux ont permis de caractériser à la fois expérimentalement et numériquement des milli-canaux zigzag obtenus par Fabrication Additive et de les comparer à un millicanal de référence lisse obtenu par Compaction Isostatique à Chaud. La comparaison des performances thermo-hydrauliques de ces deux types de canal souligne l'intérêt de la FA qui permet d'intensifier les performances thermiques pour une augmentation modérée de la puissance de pompage. Cependant, la prédiction de ces performances reste encore difficile *a priori* en raison des déformations importantes et des topologies de surface non maîtrisées lors du processus de FA. Une approche numérique est donc présentée. Elle fait appel au modèle de turbulence RANS k- $\omega$  SST et au modèle de rugosité de type ESGR alimenté par une corrélation qui nécessite la mesure de la rugosité moyenne dans le canal. Il est ainsi possible, connaissant cette rugosité moyenne et la déformation du canal (diamètre hydraulique équivalent), de prédire les performances thermo-hydrauliques avec une erreur moyenne de l'ordre de 10% pour le nombre de Nusselt et le Fanning.

Afin de permettre des prédictions, *a priori*, sans caractérisations dimensionnelles préalables, les travaux à venir pourront concerner l'estimation des rugosités moyennes et des déformations dimensionnelles à partir de la connaissance seule des paramètres d'impression 3D.

## Références

- [1] M. Wong, I. Owen, C.J. Sutcliffe, Pressure Loss and Heat Transfer Through Heat Sinks Produced by Selective Laser Melting, *Heat Transf. Eng.* 30 (2009) 1068–1076.
- [2] A. Koca, C.İ. Çalışkan, E. Koç, Ö. Akbal, A Novel 3D Printed Air-Cooled Fuel Cooler Heat Exchanger for Aviation Industry, *Heat Transf. Eng.* 44 (2023) 1350–1371.
- [3] K.A. Thole, S. Lynch, A.J. Wildgoose, Review of advances in convective heat transfer developed through additive manufacturing, *Adv. Heat Transf. Article in press* (2021).
- [4] A.J. Wildgoose, K.A. Thole, P. Sanders, L. Wang, Impact of Additive Manufacturing on Internal Cooling Channels With Varying Diameters and Build Directions, *J. Turbomach.* 143 (2021) 071003.
- [5] C.K. Stimpson, J.C. Snyder, K.A. Thole, D. Mongillo, Roughness Effects on Flow and Heat Transfer for Additively Manufactured Channels, *J. Turbomach.* 138 (2016).
- [6] I. Kaur, P. Singh, State-of-the-art in heat exchanger additive manufacturing, *Int. J. Heat Mass Transf.* 178 (2021) 121600.
- [7] K.L. Kirsch, K.A. Thole, Heat Transfer and Pressure Loss Measurements in Additively Manufactured Wavy Microchannels, *J. Turbomach.* 139 (2017).
- [8] J.C. Snyder, C.K. Stimpson, K.A. Thole, D. Mongillo, Build direction effects on additively manufactured channels, *J. Turbomach.* 138 (2016).
- [9] H.M. Khan, M.H. Dirikolu, E. Koç, Parameters optimization for horizontally built circular profiles: Numerical and experimental investigation, *Optik* 174 (2018) 521–529.

- [10] C.İ. Çalışkan, G. Özer, M. Coşkun, E. Koç, Investigation of direct metal laser sintering downskin parameters' sagging effect on microchannels, *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* 114 (2021) 2567–2575.
- [11] M.A. Arie, A.H. Shooshtari, M.M. Ohadi, Experimental characterization of an additively manufactured heat exchanger for dry cooling of power plants, *Appl. Therm. Eng.* 129 (2018) 187.
- [12] S.A. Niknam, M. Mortazavi, D. Li, Additively manufactured heat exchangers: a review on opportunities and challenges, *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* (2020).
- [13] T. Dahmen, C.G. Klingaa, S. Baier-Stegmaier, A. Lapina, D.B. Pedersen, J.H. Hattel, Characterization of channels made by laser powder bed fusion and binder jetting using X-ray CT and image analysis, *Addit. Manuf.* 36 (2020) 101445.
- [14] J.C. Snyder, K.A. Thole, Understanding Laser Powder Bed Fusion Surface Roughness, *J. Manuf. Sci. Eng.* 142 (2020).
- [15] G. Favero, M. Bonesso, P. Rebesan, R. Dima, A. Pepato, S. Mancin, Additive manufacturing for thermal management applications: from experimental results to numerical modeling, *Int. J. Thermofluids* 10 (2021) 100091.
- [16] N. Richermoz, D. Gloriod, T. Baffie, Z. Anxionnaz-Minvielle, P. Coste, Roughness Effect on Thermal-Hydraulic Performances of Additively Manufactured Meandering Mini-Channels, *Heat Transf. Eng.* (2023) 1–17.
- [17] L. Mazzei, R. Da Soghe, C. Bianchini, CFD Modelling Strategies for the Simulation of Roughness Effects on Friction and Heat Transfer in Additive Manufactured Components, in: Vol. 7C Heat Transf., American Society of Mechanical Engineers, Virtual, Online, 2020: p. V07CT13A021.
- [18] Z. Anxionnaz-Minvielle, M. Cabassudb, C. Gourdonb, P. Tochonaa, Influence of the meandering channel geometry on the thermo-hydraulic performances of an intensified heatexchanger/reactor, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 73 (2013) 67–80.
- [19] C.K. Stimpson, J.C. Snyder, K.A. Thole, D. Mongillo, Scaling roughness effects on pressure loss and heat transfer of additively manufactured channels, *J. Turbomach.* 139 (2017).
- [20] V. Salvador, T. Baffie, P. Lassègue, S. Cayre, S. Chomette, C. Viola, C. Flament, G. Roux, Microstructure and Tensile Properties of Alloy 600 Parts Produced by Laser Powder Bed Fusion (L-PBF) Process, in: Online, 2020.
- [21] D. Gloriod, T. Baffie, C. Flament, Z. Anxionnaz-Minvielle, G. Gaillard, C. Ribière, Characterization of Alloy 600 heat exchanger-reactor mock-ups obtained by Laser Powder Bed Fusion (L-PBF) process, in: Online, 2021.
- [22] F. Théron, Z. Anxionnaz-Minvielle, M. Cabassud, C. Gourdon, P. Tochon, Characterization of the performances of an innovative heat-exchanger/reactor, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 82 (2014) 30–41.
- [23] Y. Chen, P. Fu, C. Zhang, M. Shi, Numerical simulation of laminar heat transfer in microchannels with rough surfaces characterized by fractal Cantor structures, *Int. J. Heat Fluid Flow* 31 (2010) 622–629.
- [24] V.V. Dharaiya, S.G. Kandlikar, A numerical study on the effects of 2d structured sinusoidal elements on fluid flow and heat transfer at microscale, *Int. J. Heat Mass Transf.* 57 (2013) 190.
- [25] N.R. Rosaguti, D.F. Fletcher, B.S. Haynes, Laminar Flow and Heat Transfer in a Periodic Serpentine Channel, *Chem. Eng. Technol.* 28 (2005) 353–361.

## Remerciements

Ce travail a été financé par le programme Carnot – Energies du futur dans le cadre du projet FAMERGIE.

# Thermal measurement campaign in three streets of Strasbourg to study interactions between trees and facades

**Vincent LECOMTE<sup>1\*</sup>, Hélène MACHER<sup>1</sup>, Tania LANDES<sup>1</sup>, Françoise NERRY<sup>2</sup>, Renato CIFUENTES<sup>2</sup>, Pierre KASTENDEUCH<sup>3</sup>, Georges NAJJAR<sup>3</sup>, Chaimaa DELASSE<sup>1,4</sup>**

<sup>1</sup>Université de Strasbourg, INSA Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire, 67000 Strasbourg, France, CNRS, Laboratoire ICUBE UMR 7357, Equipe TRIO

<sup>2</sup>Université de Strasbourg, CNRS, ICUBE UMR 7357, Equipes TRIO, RDH and IMAGeS, 300 Boulevard Sébastien Brant, 67412 Illkirch, France

<sup>3</sup>Université de Strasbourg, CNRS, Faculté de Géographie et d'Aménagement, 3 Rue de l'Argonne, 67000 Strasbourg, France, Laboratoire ICUBE UMR 7357, Equipe TRIO

<sup>4</sup>Ecole des Sciences Géomatiques et de l'Ingénierie Topographique, Institut Agronomique et Vétérinaire Hassan II, Madinat Al Irfane, Avenue Allal El Fassi, 6202 Rabat, Maroc

<sup>\*</sup>(corresponding author: vincent.lecomte@insa-strasbourg.fr)

**Abstract** - The TIR4sTREEt project focuses on urban climatology in Strasbourg. Its aim is to study the behaviour of urban trees and their cooling effect during heat waves. Microclimatic, eco-physiological and 3D data have been collected for this analysis. Thermal measurements were also carried out. On the one hand, thermal infrared cameras were installed on fixed structures and mounted on a mobile system to monitor canopy temperatures and the impact of tree shading on facades during several weeks. On the other hand, thermo buttons were placed on facades. This paper presents the thermal measurement campaign and the first comparison of data. In future works, these comparisons will enable us to better understand and therefore to predict the interactions between trees and facades.

## 1. Introduction

Urban climatology is a broad field of study that encompasses a wide range of phenomena at different scales, ranging from the city to the street. The study area of our project TIR4sTREEt is located in Strasbourg along three streets (Figure 1). Each street is planted with trees of three different species (lime, plane and hackberry trees). The objective of this project is to investigate the cooling effect of trees on the urban microclimate in order to mitigate the formation of urban heat islands. In accordance with this, this study investigates the interaction between trees and facades, in particular regarding surface temperatures, using infrared thermography.



Figure 1: *Study area in Strasbourg (left) and the main facade under study (right). The three streets are highlighted in yellow (Source: Google Earth)*

Numerous microclimatic and eco-physiological sensors were installed in the streets and on the trees. In addition, several thermal sensors have been installed to highlight the interaction between trees and facades. Thermal InfraRed (TIR) cameras can provide thermal images of a scene, aiding in the interpretation and analysis of the impact of tree shading on facades. These images will also be used to validate microclimatic simulation software such as LASER/F (*LAtent SEnsible Radiation Fluxes*) [1] and LASER-T (*LAtent SEnsible Radiation & Trees*) [2].

This paper describes the thermal measurements campaign. Firstly, the state of the art of street scale thermal measurements will be presented. Then, the thermal sensors used during our campaign will be described. Next, data acquisition protocols will be explained. Finally, various methods for processing and utilizing thermal data to facilitate comparison and validation will be outlined.

## 2. Related works

In urban environments, infrared thermography is a useful tool for studying buildings and trees. This technology has been utilised to monitor changes in canopy temperature and correlate them with meteorological, physiological, and urban factors [3]. It can also be used to estimate the thermal stress of trees [4]. When applied to buildings, thermal imagery can be used for energy studies [5].

TIR cameras are handheld systems that can be used manually from the ground or mounted on mobile systems. It can be installed on a car [6] or on a simple trolley with additional microclimatic sensors to study the thermal comfort of a street [7].

More specifically, TIR cameras can be used to study the relationship between trees and facades. In [8], a campaign was conducted to obtain thermal infrared images of an urban park in Strasbourg. The authors captured TIR images of a building facade and the surrounding trees every 5 minutes during 51 hours. Additionally, a LASER/F simulation was performed to compare collected and simulated infrared measurements. A study on the interaction between trees and facades is presented in [9], based on a miniature street model using concrete blocks and testing various tree arrangements and shapes with plastic tree scale models. To analyse the impact of tree shadows on facades, several thermo buttons were placed on the concrete blocks, and TIR images were acquired. It is important to note that the measurements were carried out on a miniature model and plastic trees. Therefore, their eco-physiological effects were not taken into consideration.

As a complement to field measurements, simulations can also be conducted to analyse the impact of trees in urban areas in order to reduce the effect of urban heat islands. In particular, a 3D mock-up can be useful to determine optimal shadowing scenarios. For instance, it can help identify the optimal location for trees near dwellings to maximise shade and enhance indoor comfort [10]. For outdoor thermal comfort, it is also possible to simulate the shadows of buildings and trees on facades to refine the results of land surface temperature calculations [11]. This allows the testing of different scenarios, such as tree growth and planting, to reduce heat in the street or neighbourhood.

## 3. Specifications of thermal sensors

For this study, several thermal infrared cameras were used, either fixed or mounted on a mobile system. To complement and compare the temperature measurements acquired, several thermo buttons were also placed on the facade of a building. Both datasets will be compared.

### 3.1. Thermal cameras

The FLIR T560 (Figure 2a) is a thermal camera equipped with a thermal infrared sensor and a RGB (Red, Green, Blue) sensor. The thermal camera measures the surface temperatures of the target elements. RGB information is very useful to help the user analyse the corresponding thermal image. The FLIR TAU 2 (Figure 2b) and FLIR A655sc (Figure 2c) are also thermal cameras, but unlike the T560, they do not have a RGB sensor. Their main features are listed in Tables 1 and 2.

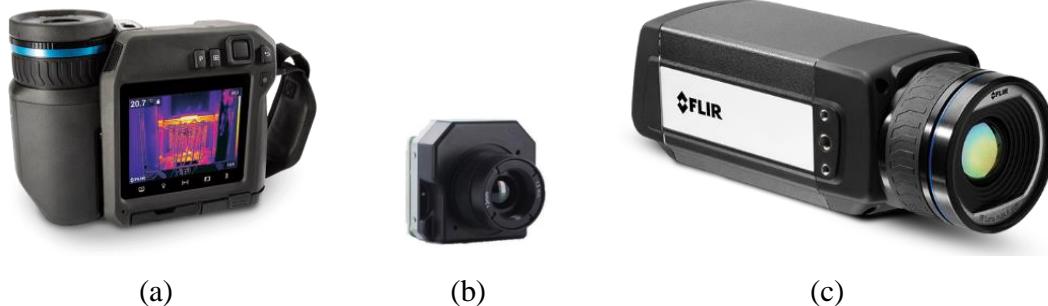


Figure 2: Thermal cameras used during the campaign;  
(a) FLIR T560 ; (b) FLIR TAU 2 ; (c) FLIR A655sc

	<i>Focal length</i>	<i>Detector pitch</i>	<i>Field of view</i>	<i>Image resolution</i>
	mm	µm	°	pixels
FLIR T560 TIR sensor	9,7	12	42 x 32	640 x 480
FLIR TAU 2	13	17	45 x 37	640 x 512
FLIR A655sc	24,6	17	25 x 19	640 x 480

Table 1: Optical specifications of TIR camera T560, TAU 2 and A655sc

	<i>Sensor</i>	<i>Spectral range</i>	<i>Thermal range</i>	<i>Thermal resolution</i>	<i>Thermal accuracy</i>
		µm	°C	mK	°C
FLIR T560 TIR sensor	Uncooled microbolometer	7,5 - 14	-20 to 120	<30 at 30°C	2
FLIR TAU 2	Uncooled microbolometer	7,5 – 13,5	-25 to 100	-	-
FLIR A655sc	Uncooled microbolometer	7,5 - 14	-40 to 150	<30	2

Table 2: Thermal specifications of TIR camera T560, TAU 2 and A655sc

### 3.2. Thermo buttons

A thermo button is a miniature temperature data logger (Figure 5) which measures a surface temperature at a specific point and can be placed directly on the surface. The thermal accuracy is 0,5 °C and the resolution can be set to 0,1 or 0,5 °C allowing to store 4096 and 8192 measurements respectively, providing an autonomy of approximately 42 and 84 days respectively. This sensor is very easy to set up, it has an interesting thermal accuracy compared to TIR cameras, and its diameter measures just over a centimetre. However, it does not allow downloading or tracking of measurements during the acquisition period. Hence, the data must be retrieved once the measurements have been completed.

## 4. Data acquisition protocol

Thermal data acquisition was achieved in two ways: from fixed positions and from a mobile system. Measurements were mainly taken between July and November 2023, covering the summer heat waves as well as the cooler periods of the seasonal change.

### 4.1. Sensors in fixed positions

The main scene of the study area is a facade of a residential building located at 5 Ellenhard street in Strasbourg and the nearby hackberry trees (*Celtis australis*). The facade is oriented towards the East-South-East direction. Two thermal cameras have been fixed on top of a mast and a third next to the tree. The former two focused on the facade and the trees from the opposite sidewalk, the latter focused on the tree crown (Figure 6). Thermo buttons were installed on the same facade, to collect spot measurements of surface temperature. The positions of the cameras as well as that of the thermo button have been chosen to enable the observation of the interaction between the trees and the facade (Figure 6).



Figure 5: A thermo button

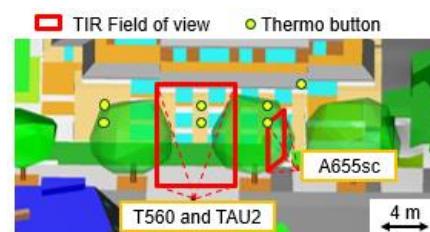


Figure 6: Position and orientation of the sensors presented on a 3D virtual scene

#### 4.1.1. Thermal infrared acquisitions

In order to cover the scene as explained previously, a temporary metal structure was installed around one of the hackberry trees and a temporary mast was erected on the opposite pavement to house not only thermal cameras but also various weather sensors.

Due to the unsuitability of the installed cameras for outdoor use, certain constraints had to be considered. Firstly, the boxes housing the cameras had to be waterproof and securely mounted to withstand summer storms. A protective insulating film was necessary to shield them from high temperatures. In addition, to protect the sensors from vandalism, they were placed at the top of the mast and a security cage was installed around the tree. Finally, the cameras needed to be powered for long periods of recording. High-capacity batteries and solar panels were installed and electrical connections were adapted to overcome the problem of voltage differences between the devices.

A total of three TIR cameras were used, namely FLIR T560, FLIR TAU 2 and FLIR A655sc. Various details on the acquisition of images with these cameras are given in Table 3.

TIR camera	Acquisition period (2023)	Measurement frequency	Location	Objects of interest	Number of images
FLIR T560	07/07 to 24/07	5 minutes	Mast	Facade and foliage	5 005 pairs (RGB +TIR)
FLIR TAU 2	03/08 to 16/11	5 min 20 sec	Mast	Facade and foliage	21 210
FLIR A655sc	07/07 to 23/10	1 minute	Metallic structure	Foliage only	121 717

Table 3: Details on the thermal acquisition using three cameras

The environmental acquisition parameters were set arbitrarily before the cameras were installed. These parameters will be used later to radiometrically correct the TIR images. In addition, as the emissivity of the materials of the observed scene elements are different and unknown, it was set to 1 to obtain brightness temperatures. Finally, images were regularly retrieved via Bluetooth for the FLIR T560 and directly via a connected laptop for the FLIR A655sc. However, for the FLIR TAU 2, data was only retrieved at the end of the acquisition period as it did not have on-site data transfer capabilities. Examples of TIR images from each camera can be seen in Figure 7.

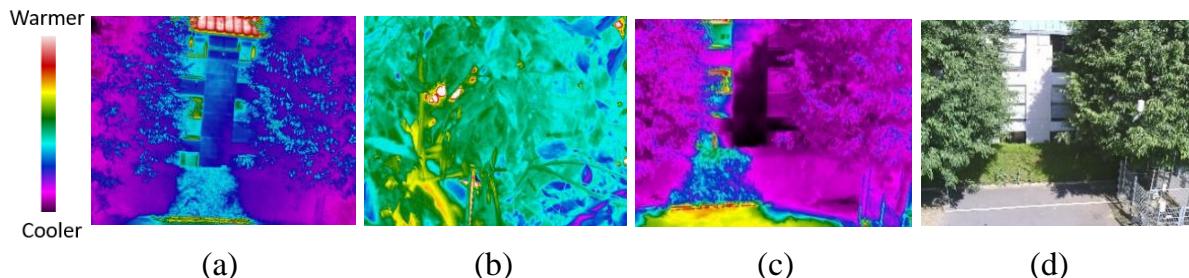


Figure 7: *TIR images from the FLIR TAU 2 (a), FLIR A655sc (b), FLIR T560 (c) and its corresponding RGB photo (d) taken in Ellenhard street*

#### 4.1.2. Thermo buttons

Before using the thermo buttons in an experimental setup, their temperature measurements were compared with indoor measurements taken with the FLIR T560 camera. After noting the consistency of the results, several types of attachment solutions were tested to observe their influence on the measurements. The adhesive tape solution was selected.

From the 18th of July to the 29th of August 2023, seven thermo buttons were placed on the facade under study (Figure 8), programmed with a sampling frequency of 15 minutes, and a thermal resolution of 0,1 °C.

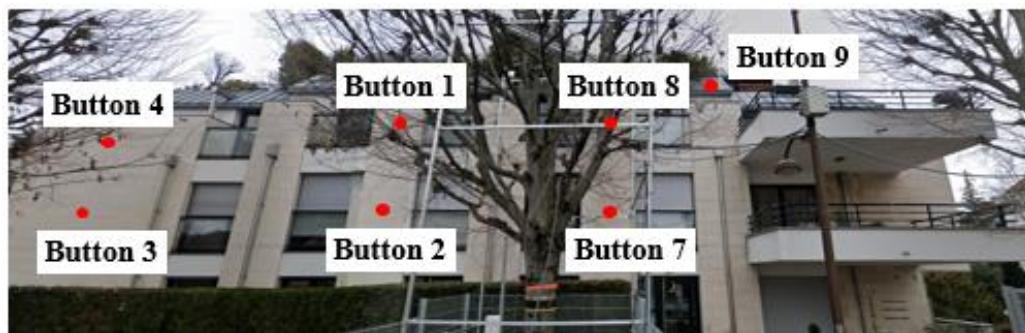


Figure 8: *Location of thermo buttons on the facade (Google Maps photo, taken during wintertime).*

The lighting conditions for the different thermo buttons on the facade are given in Table 4. In mid-July, after 3pm (UTC+2), the facade moves into the shade. This time is given as an example, as it varies throughout the summer.

Thermo button	<i>Lighting condition</i>	
	<i>Before 3 pm</i>	<i>After 3 pm</i>
1 and 2	Shaded by the tree then sunny	Shaded
3 and 4	Sunny	Shaded
7 and 8	Shaded by trees	Shaded

Table 4: *Lighting conditions over the thermo buttons for a day in mid-July*

We also placed two thermo buttons (thermo buttons 5 and 6) on the facade of a building located on the other side of the road, where no trees are present. They were fixed on two different facade claddings. The facade is oriented towards the West-North-West direction.

In total, three TIR cameras and nine thermo buttons collected data throughout the summer, always covering the same scene. Next section presents thermal data collected from a mobile system.

#### 4.2. Acquisition of TIR images with a mobile system

A mobile system has been specifically designed to take measurements throughout the study area on hot and sunny days after the 24th of July. It consists of two GoPro cameras and the FLIR T560 thermal camera mounted on a telescopic tripod in a mobile cart (Figure 9).

The sensors are approximately 2 m above the ground. Acquisition has been performed in stop and go mode, with measurements taken every 30 seconds. Minimal overlap between TIR images was ensured via an iPad that streams the screen of the thermal camera.

Acquisitions were carried out using this system during heatwave periods, more particularly on sunny days, when sunshine levels exceeded 80 % throughout the day. Measurements were taken at three specific times of the day: at sunrise, culmination of the sun and sunset. At sunrise, the energy absorbed by the street is minimum since it has been released during the night; at sun's culmination the radiation is maximum; and at sunset the energy stored during the day is total. For each acquisition session, two round trips were made (Figure 10). This allowed for the observation of temperatures at the tree-building interface (Figure 10 Loop 1), the part of the crown facing the street, and the facades of buildings not protected by trees (Figure 10 Loop 2).



Figure 9: Mobile system

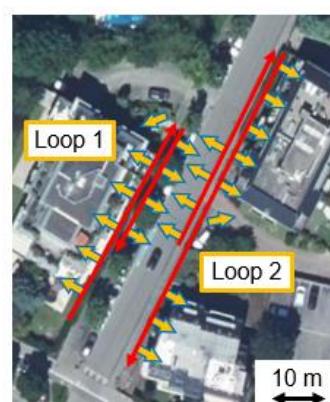


Figure 10: Mobile system pathway

Fixed acquisitions offer a better temporal resolution due to the automation of measurements, while mobile data allows for a wider coverage of the scene. The following section presents the data preprocessing and analysis.

### 5. Data preprocessing and analysis

Following the measurement campaign, and as part of preprocessing of the data, the cameras were calibrated to correct the TIR images. Secondly, a comparative analysis was performed between the temperatures extracted from the images and those measured by the thermo buttons.

#### 5.1. Camera calibration

The cameras were calibrated radiometrically and geometrically using the method and equipment already established [12].

Radiometric calibration was performed using the Land P80P blackbody, which has a temperature accuracy of 0,1 °C at 50 °C. The temperatures recorded by the cameras were compared with those of the blackbody over a temperature range from 15 °C to 60 °C in intervals of 5 °C. Furthermore, the thermal homogeneity of the sensors was tested using the Mikron m345 blackbody at a temperature of 45 °C. This blackbody has a larger cavity than the Land P80P, which facilitates the entire coverage of the field of view of the cameras.

Geometric calibration is the process of determining the interior orientation of cameras using a test pattern. This involves calculating the coordinates of the main point and the distortion coefficients of the cameras. To achieve this, an aluminium checkerboard with black stickers was used. The emissivity difference between the materials allows the checkerboard to be viewed in thermal infrared. The camera parameters were then calculated.

## 5.2. Data analysis

An initial comparison of the surface temperatures measured with the FLIR T560 and the thermo button 2 was made on the facade under investigation. For the TIR images, the emissivity was arbitrarily set at 0,95, an approximate value for facade walls in Strasbourg [13], pending a more detailed study of the facade materials. The graph superimposing the two temperature curves is shown in Figure 11:

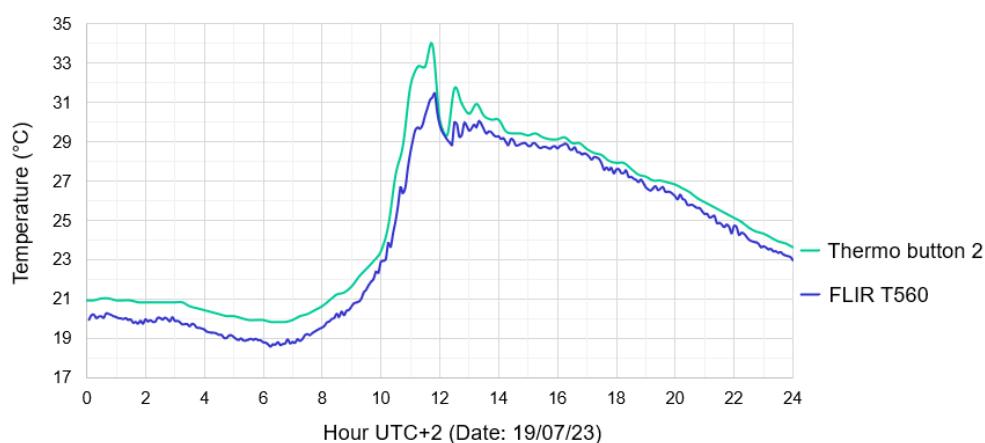


Figure 11: Comparison of temperatures measured with the FLIR T560 and thermo button 2

The mean deviation between the FLIR T560 and the thermo button measurements is 0,89 °C and the standard deviation reaches 0,86 °C. The deviations are not constant throughout the day. The most accentuated deviations are observed around midday when the temperature changes rapidly. Moreover, the graph suggests that the thermal camera underestimates temperatures when compared to the thermo button. These differences may be respectively attributed to the inertia of the thermo button or to the corrections applied by FLIR, which are calculated from environmental parameters that are currently set arbitrarily. Further comparisons and analyses will be conducted to refine the measurements.

## 6. Conclusion and future works

During the summer of 2023, a large amount of thermal data was acquired at our study site: TIR images as well as temperatures at specific points (thermo buttons). Based on this data, thorough data preprocessing and analysis have been performed to verify the reliability of the measurements.

In future work, the TIR images will be corrected radiometrically and geometrically from the parameters calculated during the camera calibration. Moreover, additional analyses will be carried out by combining thermal data with micro-climatic measurements.

Finally, 3D thermal models will be constructed at different times by texturing an accurate geometric model of the three streets with the acquired TIR images. These thermal models will be compared with the results of microclimatic simulation tools in order to refine their predictions.

## References

- [1] Kastendeuch, P., Najjar, G. and Ringenbach, N. (2006). Modélisation du bilan radiatif et d'énergie d'un canyon urbain à Strasbourg. *Climatologie*, Vol.3, pp25-42.
- [2] Saudreau, M., Triollet, L. and Laille, P. (2021). Les résultats du programme de recherche ANR COOL TREES, une fenêtre ouverte vers l'aménagement des villes de demain. INRAE; Plante & Cité, 26 rue Jean Dixméras, 49066 Angers Cedex 01; Université de Strasbourg (Unistra), FRA.; CNRS. 2021. hal-03754282
- [3] Meier, F. and Scherer, D. (2012). Spatial and temporal variability of urban tree canopy temperature during summer 2010 in Berlin, Germany. *Theoretical and Applied Climatology*. Vol.110, pp373–384
- [4] Fuentes, S., Tongson, E. and Gonzalez Viejo, C. (2021). Urban Green Infrastructure Monitoring Using Remote Sensing from Integrated Visible and Thermal Infrared Cameras Mounted on a Moving Vehicle. *Sensors*. Vol.21, p295.
- [5] Lucchi, E. (2018). Applications of the infrared thermography in the energy audit of buildings\_ A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. Vol.82, pp3077-3090.
- [6] Hoegner, L. and Stilla, U. (2009). Thermal leakage detection on building facades using infrared textures generated by mobile mapping. *Urban Remote Sensing Joint Event*. IEEE, 2009, pp1-6.
- [7] Middel, A., Huff, M., Scott Krayenhoff, E., Udupa, A. and Schneider, F.A (2023). PanoMRT: Panoramic infrared thermography to model human thermal exposure and comfort. *Science of the Total Environment*. Vol.859, p160301.
- [8] Roupioz L., Kastendeuch P., Nerry F., Colin J., Najjar G. and Luhahé R., (2018). Description and assessment of the building surface temperature modelling in LASER/F. *Energy and Buildings*. Vol.173, pp91-102.
- [9] Zhao, Q., Yang, J., Wang, Z.-H. and Wentz, E.A. (2018). Assessing the cooling benefits of tree shade by an outdoor urban physical model at Tempe, AZ. *Urban Sci.* Vol.2, No.1, p4.
- [10] Zhao, Q., Wentz, E.A. and Murray, A.T. (2017). Tree shade coverage optimization in an urban residential environment. *Building and Environment*. Vol.115, pp269-280.
- [11] Park, Y., Guldmann J-M. and Liu, D. (2021). Impacts of tree and building shades on the urban heat island: Combining remote sensing, 3D digital city and spatial regression approaches. *Computers, Environment and Urban Systems*. Vol.88, p101655.
- [12] Macher, H. and Landes, T. (2022). Combining TIR images and point clouds for urban scenes modelling, XXIV ISPRS Congress “Imaging today, foreseeing tomorrow”, Commission II 2022 edition, 6–11 June 2022, Nice, France, pp425-431.
- [13] Roupioz, L., Nerry, F. and Colin, J. (2018). Correction for the Impact of the Surface Characteristics on the Estimation of the Effective Emissivity at Fine Resolution in Urban Areas. *Remote Sensing*. Vol.10, No.5, p746.

## Acknowledgment

The authors would like to thank the Agence Nationale de la Recherche (ANR) for supporting the project TIR4sTREEt (ANR- 21 CE 22 0021). They also thank E. Marie, master student in surveying at INSA Strasbourg for his contribution to this work.

# Experimental comparison of a geothermal rainwater tank and other ground-coupled heat exchanger technologies for passive cooling

**Lucas STRIEGEL<sup>1,3\*</sup>, Jean-Baptiste BOUVENOT<sup>1,3</sup>, Edouard WALTHER<sup>1,3</sup>, Hossein NOWAMOOZ<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>National Institut of Applied Science (INSA), HVAC Department  
24 Boulevard de la Victoire - 67000 Strasbourg

<sup>2</sup> National Institut of Applied Science (INSA), Civil Department  
24 Boulevard de la Victoire - 67000 Strasbourg

<sup>3</sup> The Engineering scince, computer science and imaging laboratory (ICube Laboratory)  
300 Boulevard Sébastien Brant - CS 10413 - F-67412 Illkirch Cedex  
\*(auteur correspondant : lucas.striegel@insa-strasbourg.fr)

**Résumé** - Les récupérateurs d'eau de pluie géothermiques sont de nouvelles solutions hybrides pour le rafraîchissement passif des bâtiments et la gestion de l'eau. Ces systèmes géothermiques de très basse énergie sont composés d'une cuve enterrée et d'un échangeur hélicoïdale immergé dans celle-ci. Cet article présente l'étude expérimentale d'un prototype grandeur nature. Une comparaison aux résultats expérimentaux d'autres technologies passives obtenus dans la littérature est ensuite entreprise pour valider les performances et la viabilité du système présenté.

## Nomenclature

$E$	Energy, Wh	<i>Indices and exhibitors</i>
$H$	Hours, h	<i>cons</i> consumption
$HR$	Relative Humidity, %	<i>op</i> operation
$P$	Power, W	<i>out</i> outside
$T$	Temperature, °C	<i>w</i> water

## 1. Introduction and context of the study

In the well-known context of climate change, characterized by increasingly frequent and severe heatwaves with more frequent and severe heatwaves[1], the building sector (residential and tertiary) is in great need of resilience in terms of summer thermal comfort and reduction of CO<sub>2</sub> emissions. France's heavy reliance on air conditioning, consuming nearly 15.5 TWh of electricity [2], underscores the need for sustainable alternatives. Surface geothermal energy emerges as a promising solution, offering higher Coefficient Of Performance (COP) for heat pumps, up to 40% energy savings compared to conventional air-source systems, and mitigating the urban heat island effect [3].

Moreover shallow geothermal energy can also be used as passive heat source, *i.e.* without the use of refrigerant and compressors, resulting in even lower CO<sub>2</sub> emissions and electricity consumption. In France, according to the AFPG (Association française des professionnels de la géothermie), geothermal systems in general and ground-coupled heat exchangers for passive cooling of buildings in particular are promising solutions that need to be developed [4].

In this context, this project aims to develop a new passive system using buried rainwater tanks as geothermal probes by immersing a water-to-water heat exchanger (HX). This article



Figure 1 : Two helicoidal heat exchangers in a rainwater tank - Location : Saverne, France.

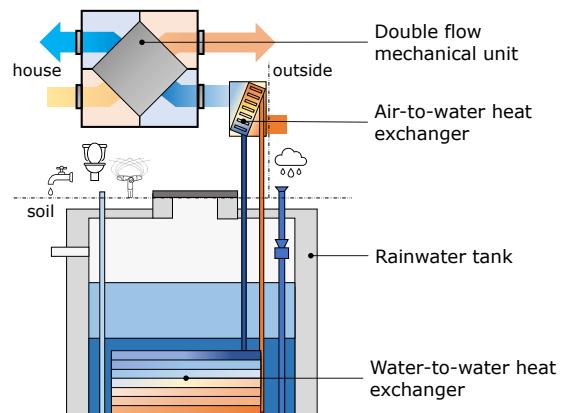


Figure 2 : Schematic diagram of a geothermal rainwater tank.

focuses on the experimental study of a full-scale experimental prototype and its performance comparison with other technologies of passive cooling systems. A model has been established and will be validated in another paper thanks to the experimental data presented here.

## 2. Concept of geothermal rainwater tanks

The basis of our solution consists in a new or existing buried rainwater tank, initially used to collect rainwater for non-potable use and to relieve the sewage system. In France, the water resources management legislation locally enforces on site water management which could democratize the use of such rainwater tanks [5]. The collected rainwater is mainly used for gardening but also for flushing toilets. A helicoidal water-to-water HX in copper (see Fig. 1) or polyethylene is placed in the tank in order to take advantage of the heat storage capacity of water as a by-product. Using an air-to-water HX connected to the ventilation supply duct, the tank provides cooling energy to the building during summer (Fig. 2). The heat exchanger in the double-flow mechanical unit can obviously be by-passed if not useful.

The principle is to use the same installation for three purposes (rainwater harvesting, water management, cooling the building), which, in principle, allows savings in terms of costs and materials (to be quantified), for example by avoiding the need to drill boreholes for geothermal probes or the construction of a climatic well.

## 3. Quick literature review of passive near-surface geothermal technologies

Regarding **geothermal rainwater tank**, the literature is rather scarce. The specificity of the present system is that the water inside the tank remains at atmospheric pressure and its level varies. Most of the articles dealing with buried water tanks do not study water level variation. Additionally, the studies are often focused on coupling the tank to a ground-source heat pump as heat source and do not study passive operation [6, 7, 8]. Finally, the projects usually deal with either experimental prototypes [9] or models [10] but rarely both [8].

We will concentrate here mainly on a quick literature review of passive near-surface shallow geothermal technologies or Ground-Coupled Heat Exchanger (GCHE). Strictly speaking, this limits our study to systems between 0 and 200 m with operating temperatures below 30 °C.

- **Earth-Air Heat Exchanger :** Earth-Air Heat Exchangers (EAHE) also known as climatic wells, have been broadly studied in recent years. Bordoloi conducted an intensive review on the subject, which is a good starting point for interested readers [11]. EAHE is a passive technology that consists of a buried pipes (from 1 to 3 m depth) into which outside air enters and is being cooled or heated (depending on the season) by the surrounding ground before entering in the building's ventilation system. The underground soil temperature is indeed more stable than outside air temperature and allows to save cooling or heating power. There are various setups of EAHE (horizontal, slinky, one or parallel tube, ...) and their performances mainly depend on the pipes configuration, their length, diameter and depth, the air flow velocity, the temperature difference between earth and ambient air and the thermo-physical ground properties.
- **Geocooling with Ground Source Heat Pump (GSHP) :** Geocooling or geothermal "free cooling" is the direct use of the ground temperature through a hydraulic loop to cool buildings without the use of ground source heat pump. The literature study shows that such systems are seldom installed without heat pump. The ground coupled heat exchanger can also take several forms : horizontal, vertical single-U, vertical double-U, basket-shaped, on pile foundation,... Among the articles dealing with GSHP, not all of them deal with passive cooling and the majority that do, mention vertical heat exchangers rather than other GCHE [12, 13, 14]. Due to the large differences in implementation, it can be difficult to compare geothermal rainwater tanks and such systems.

## 4. Experimental Study

### 4.1. Experimental set-up and measurement

Three geothermal rainwater tank prototypes are installed in different locations in Alsace, France, in a semi-continental climate. For the sake of conciseness, this article focuses on one of the prototypes, located in Haguenau.

It consists of an 11 m<sup>3</sup> tank made of precast concrete (see Fig.3 below) with a hundred meter long copper coiled heat exchanger (external diameter of 22 mm). The surrounding ground is dry sand. A 1 kW cooling heat exchanger, placed upstream of the double flow mechanical unit, allows heat to be transferred from the water circuit to the supply air ventilation of a 150 m<sup>2</sup> family house built in the 1930's but recently renovated to comply with the current French Energy Performance of Buildings Code.

Presently, the Haguenau prototype is monitored with more than 25 sensors connected to data-loggers, with a minimum time-step of 10 minutes. The devices were installed in the summer of 2021 and consolidated data are available since the beginning of 2022. The main measured data with their sensor references are :

- Water temperature stratification thanks to 5 fixed data-loggers (ref. HOBO MX2203 -  $\pm 0.2^\circ C$ ) evenly distributed over the height of the tank (0 m, 0.5 m, 1 m, 1.5 m, 2 m).
- Water level through total pressure of the bottom of the tank (ref. HOBO U20L-04 -  $\pm 1cm$ ).
- Air temperature and humidity inside the tank (ref. HOBO U23-002A -  $\pm 0.25^\circ C$  and  $\pm 2.5\%$  from 10 to 90 %,  $\pm 5\%$  below and under this range).
- Temperatures at the air-to-water heat exchanger limits (both air : ref. HOBO U23-002A -  $\pm 0.25^\circ C$  and  $\pm 2.5\%$  from 10 to 90 %,  $\pm 5\%$  below and under this range - and water : type K thermocouple -  $\pm 1^\circ C$ ).
- Meteorological data including rainfall, global solar radiation, air temperature and humi-

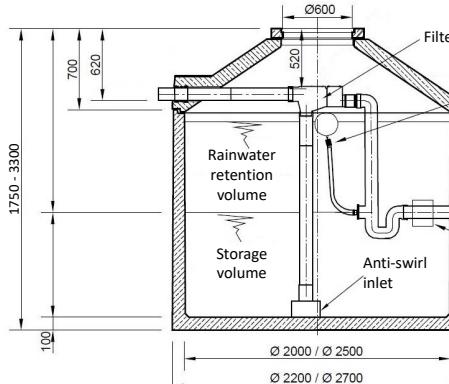


Figure 3 : Data-sheet for a rainwater retention and storage tank - Source : PLUVIEAU (translated).

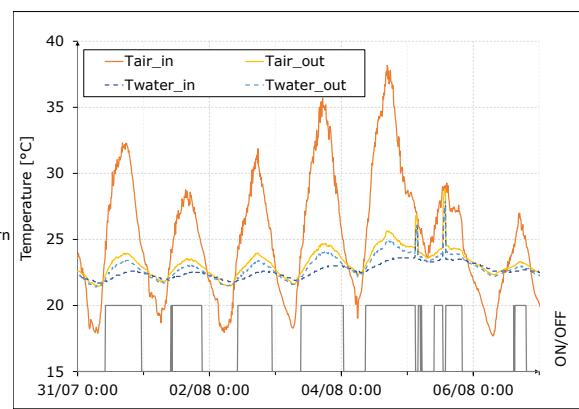


Figure 4 : Air and Water temperature at the air-to-water HX limits (summer 2022 – Haguenau).

dity (ref. Davis Vantage Pro 2).

- Temperature inside the buildings (at air vent and in the room : ref. HOBO UX100-01  $\pm 0.2^\circ\text{C}$ )

The temperatures measured in the system will serve as validation data, with meteorological data as input and/or boundary conditions.

## 4.2. Experimental results

### 4.2.1. Supply Air

After two years of monitoring, the experimental results show good operating performances. During the hottest week of the year 2022, when outside temperature reached  $38^\circ\text{C}$ , a temperature drop of temperature of  $13^\circ\text{C}$  was observed (see Fig. 4). This corresponds to a cooling power peak of more than  $1\text{ kW}$ . Indoor temperatures were kept under  $27^\circ\text{C}$  during this summer with an appropriate building thermal management (night ventilation and solar shading).

The energy produced during the summers 2022 and 2023 (see Table 1) is calculated assuming an average ventilation flow rate of  $240\text{ m}^3/\text{h}$ , based on spot measurements taken in the field. The cooling power distribution (Fig. 5) and temperature drops are relatively similar between the two years. There are some small differences between the two summers :

- A two-week delay in starting on the system with a 2022 start date the  $15^{\text{th}}$  of May against the  $1^{\text{st}}$  of June in 2023,
- A continuous operation in 2022 and 20 days of downtime in 2023 (holidays, weekends,...)
- A slightly hotter summer in 2022 with an average outside temperature of  $22.1^\circ\text{C}$  and "only"  $21.5^\circ\text{C}$  in 2023. It should be added that these are the  $2^{\text{nd}}$  and  $4^{\text{th}}$  hottest summers ever recorded in France [15].

These differences largely explain the lack of about 350 hours of operation in 2023. The cooling production of the system is  $476\text{ kWh}$  in 2022 and  $344\text{ kWh}$  in 2023. The consumption of the water pump is not measured. Given the size of the network (about  $200\text{ m}$ ) and a volumetric flow rate of  $0.7\text{ m}^3/\text{h}$ , the pump datasheet indicates an electrical consumption of  $11\text{ W}$ . With this hypothesis, the average COP of the installation is 35.

	$H_{op}$ h	$\Delta T_{max}$ °C	$T_{blown_{max}}$ °C	$P_{max}$ W	$P_{mean}$ W	$E_{prod}$ kWh	$E_{cons}$ kWh
11/05 to 15/09 2022	1250	13.1	25.6	1071	381	476	13.8
01/06 to 03/10 2023	873	13.3	24.5	1085	394	344	9.6

Tableau 1 : Main production values for the summers of 2022 and 2023

#### 4.2.2. Water temperatures

In this paragraph we present the results in terms of water temperature. The temperature of the heat sink is an important parameter for passive systems as it is the limiting parameter -*i.e.* in summer/winter mode the temperature of the working fluid can not fall below/exceed this value. It will also be used as a basis for numerical validation in further communication. On Figure 6, one can observe the variation of water temperature during a part of summer 2023 at each level of the tank.  $T_w_X$  means the water temperature at X metres from the bottom of the tank. Here are the most important comments :

- The maximum average temperature is similar between the two years : 22.9 °C in 2022 22.3 °C.  
However the minimum temperature was 5.4 °C and 7.1 °C for the winter 2021/2022 and 2022/2023 respectively. This difference is partly due to a harsher winter in 2021/22 and probably also to the operation the 2022 summer that influences the surrounding ground. The model will help to determine this part.
- During summer operation, the water stratification can reach more than 2.4°C/m while in winter it is almost zero. This natural stratification of the tank (the coldest water is at the bottom) improves the performance of the coil, which is precisely positioned at the bottom of the tank. Specifically, the stratification is well defined when the system is not operating with an almost constant temperature gradient over the height of the tank (from 0.4 to 1 °C/m). During operation, 2 types of stratification can be distinguished. When the outside temperature is rather high (*i.e.* high cooling power), a low and narrow thermocline forms. The gradient at the bottom of the tank is large - ~ 2.4 °C/m - whereas none is observed at the top (The three temperatures at the top are the same). At lower heat extraction, the thermocline is wider, with gradient between 1.4°C/0.6°C at the bottom and top, respectively. The temperature at 0.5 m (and to a lesser extent, at 1 m) is influenced by the coil and fluctuates between the temperature at bottom and the top water.

The water stratification will be used as a criterion for the model validation.

### 5. Performance comparison with other technologies

Based on the previous promising analysis it is legitimate to ask : How does this new system compare with other passive geothermal systems ? In this section, three case studies of four different systems have been selected and compared with the result described above. A comparison with two conventional systems (air-to-water and water-to-water heat pump) is also undertaken. Table 2 summarizes generic values from the literature for each technology. The chosen indicators are :

- The excavated volume,  $V_{exc}$ , as a measure of the space required for the system (and more or less investment cost, depending on the drilling/excavation technique) .
- The heat sink temperature range, as this determines the minimal operating temperature of the system (in the summer case study).

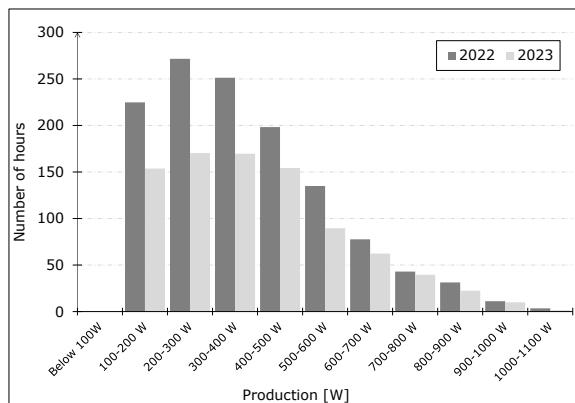


Figure 5 : Distribution of cooling capacity for the summers 2022 and 2023.

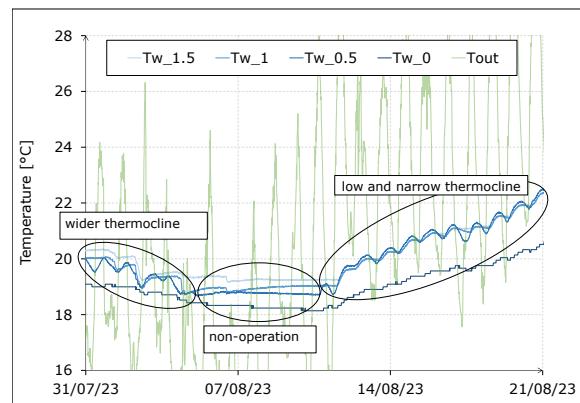


Figure 6 : Water temperature variations in the tank during summer operation (2023 – Weeks 31 to 33 – Haguenau).

- The maximal cooling power produced.
- The average COP,  $COP_{avg}$ , which is an important indicator for passive systems because the auxiliary consumption can be a limiting factor

The energy produced is not investigated because it is too dependent on the duration of operation and meteorological data.

## 5.1. An experimental study of climatic well in Strasbourg, Alsace

A thorough study analyses the experimental performance of a climatic well located in Illkirch near Strasbourg in terms of energy and exergy [16]. As this experimental system is well instrumented and close to the Rainergy prototype in Haguenau (only 30 km away) it is a natural choice for a comparison.

The climatic well consists of a polyethylene pipe with a 20 cm-outer diameter. It is buried between 0.7 and 1.2 m underground and has a total length of 29 m. The trench is 1.2 m wide. The volumetric flow rate is about 200 m<sup>3</sup>/h which is similar to the Haguenau prototype.

In terms of performance, the EAHE was able to deliver up to 1188 W of cooling power, leading to an air temperature drop of 10 °C (see Figure 7) at an outside air temperature of more than 36 °C. During the studied week, the climatic well produced 63 kWh of cooling energy for an electricity consumption of 4.4 kWh, resulting to an average COP of 14. The performance of this climatic well and the presented geothermal rainwater tank are quite similar, however due to the high convective coefficient between the water and the tank wall, the geothermal rainwater tank system can be more compact with a similar performance. The COP differences are due to lower electricity consumption between the fan (31 W) and the pump (11 W)

## 5.2. Other technologies

In 2005, Hollmuller et al [17] carried out a study for the Swiss Federal Office of Energy that set up sizing rules for geocooling technologies based on 10 experimental at-scale installations. They investigated the free cooling potential of usual vertical ground heat exchangers (VGHE), EAHE but also geothermal pile foundations (GPF) and horizontal ground heat exchangers (HGHE). The latter was also coupled with an EAHE. The presented GPF and VGHE are large installation with total borehole length exceeding the kilometer. However the maximal linear power and cooling production are similar for the mentioned systems : 40 W/m and 30

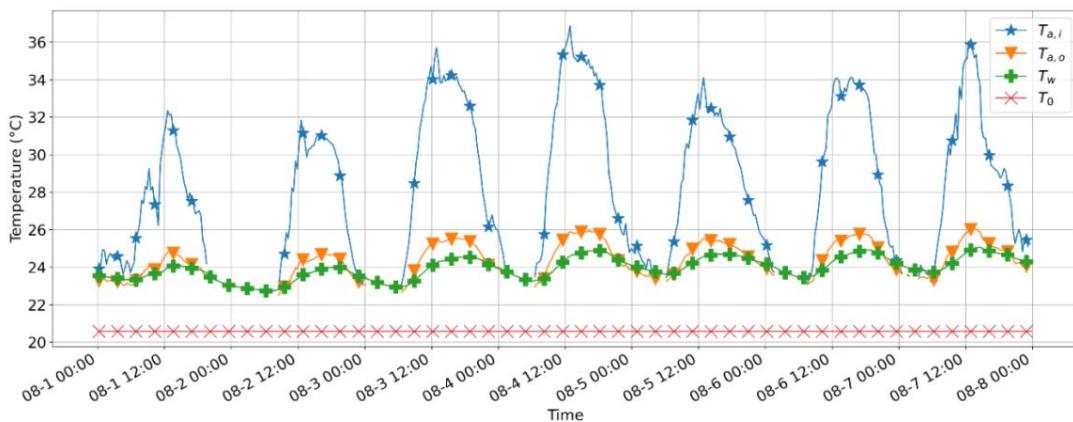


Figure 7 : *Measured temperatures (°C) at the inlet and outlet of EAHE during 2018's hottest week [16]*

kWh/m.an. The data for the chosen indicators are gathered in Table 2.

	Sources	$V_{exc}$	$T_{source}$	$P_{max}$	$COP_{avgd}$
	-	$m^3$	°C	kW	-
Geothermal rainwatertank	Rainwater	~ 20	5 – 23	1.1	35
Climatic well - Zeitoun [16]	Ground	33	2 – 25	1.2	14
Vertical Borehole - Hollmuller [17]	Ground	85 – 3700	2 – 20	8 – 300	12 – 24
Geothermal pile foundation - Hollmuller [17]	Ground	31000	7 – 17	313	nc
Horizontal water loop - Hollmuller <sup>1</sup> [17]	Ground	180	16-27	2.6	3
Conventionnal chiller (air-to-water HP)	Air	-	-20 – 48	5 – 1000	3 – 4
Conventionnal chiller (water-to-water HP)	Ground	-	15 – 45	2 – 2500	4 – 5

Tableau 2 : *Comparison of different technologies using geocooling*

Here are some additionnal comments :

- The comparison between the different systems is delicate due to different scales.
- The excavated volume is a good indicator in terms of difficulty of implementation but the needed area is not to neglect especially when it comes to dense urban area (*i.e.* a large volume does not always mean a large area, which is the limiting factor in urban zone).
- The comparision is biased since the geothermal rainwater tank is hybride and fulfills also a water management function.
- Other secondary advantages of passive systems over split air conditioners include : no contribution to urban heat island effect and less noise pollution.

## 6. Conclusion and perspectives

As climate change accelerates and the frequency of heatwaves increases, so does the need for sober cooling technology. With this in mind, a new concept of geothermal rainwater tank

1. Issues pointed by the rapport : influence of the building on the ground leading to high temperature and wrong sizing of the water flow rate in the water loop leading to low COP.

has been presented. This article reviews two years of experimental data and compares the main production parameters to other passive near surface geothermal technologies. The experimental results are very promising and encourage the continuation of the project. The comparison with other passive systems showed that the literature on experimental geocooling studies is not extensive and that geothermal rainwater tanks perform quite well in terms of available cooling power, energy produced and energy consumed, especially considering their compactness. However to match the In further work, a numerical model will be validated thanks to these experimental data and then coupled to a building energy software in order to be able to simulate various configuration (climate, location, size of the tank, ...). Finally, the tank could also be connected to an adiabatic heat exchanger for additional evaporative cooling power. This third function would then compete with the other two - heat and water storage.

## Références

- [1] IPCC, Summary for policymakers, Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge, United Kingdom and New York, USA : Cambridge University Press, 2021.
- [2] CODA Stratégies for the ADEME, La climatisation dans le bâtiment, 2021, 140p
- [3] Bayer Peter et al, The geothermal potential of cities, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 106 (2019) 17-30
- [4] Association Française des Professionnels de la Géothermie, La géothermie en France - Etude de filière 2023, sept. 2023
- [5] Communauté d'Agglomération de Haguenau, Annexe III : Annexes Sanitaires : Assainissement, *Plan Local d'Urbanisme*, 2017
- [6] Charles R. Upshaw et al, Modeling electric load and water consumption impacts from an integrated thermal energy and rainwater storage system for residential buildings in Texas, *Applied Energy*, 186 (2017) 492 - 508
- [7] Marco Marigo et al, Analysis of the thermal performance of a water storage cell with helical shaped pipe for ground source heat pumps, *Proc. 17<sup>th</sup> IBPSA Conf.*, (Bruges 1-3 Sept. 2021), 3052-3059
- [8] Guohui Gan et al, A novel rainwater-ground source heat pump – Measurement and simulation, *Applied Thermal Engineering*, 24 (2007) 430-441
- [9] Doreen E. Kaltz et al, Novel heating and cooling concept employing rainwater cisterns and thermo-active building systems for a residential building, *Applied Energy*, 87 (2010) 650-660
- [10] M.S. Sodah et al, Use of evaporatively cooled underground water storage for convective cooling of buildings : An analytical study, *Energy Conversion and Management*, 35 (1994) 683-688
- [11] Namrata Bordoloi et al, An intense review on the latest advancements of Earth Air Heat Exchangers, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 89 (2018) 261-280
- [12] Ioan Sarbu et al, General review of ground-source heat pump systems for heating and cooling of buildings, *Energy and buildings*, 70 (2014) 441-454
- [13] Jiajia Gao et al, Ground heat exchangers : Applications, technology integration and potentials for zero energy buildings, *Renewable Energy*, 128 (2018) 337-349
- [14] Selen Cekinir et al, A review of earth contact heating/cooling systems and a comparison of ground source heat pumps and earth air heat exchangers, *Solar Compass*, 9 (2024)
- [15] Méteo France, Bilan Climatique de l'été 2023, downloadable at <https://meteofrance.com/actualites-et-dossiers/actualites/ete-2023-au-4e-rang-des-plus-chauds-en-france>, consulted on 15/01/2024
- [16] Wael Zeitoun et al, Earth–Air Heat Exchanger (EAHE) : Energetic Exergetic Analysis, *Proc. Congrès Français de Thermique*, (Reims, 30 mai - 1 juin 2023), 37-44
- [17] Pierre Hollmuller, Bernard Lachal and Daniel Pahud, Rafraîchissement par geocooling : Bases pour un manuel de dimensionnement, Rapport de recherche du CUEPE n°5, 2005

## Remerciements

The authors would like to thank the ADEME and the Region Grand Est for their financial support. The authors would also like to mention the Institut Carnot that helped financing the different prototypes and their monitoring. Last but not least, may the Gasnier family be warmly thanked for letting us instrument their geothermal rainwater tank.

## Thème 6

# Transferts en milieux hétérogènes

---

Revue bibliographique menée par analyse de texte : application aux transferts de chaleur et d'humidité dans une paroi poreuse biosourcée . . . . .	503
Modélisation multi-échelles des propriétés thermo-radiatives d'une céramique de CeO <sub>2</sub> à haute température . . . . .	511
Optimisation du transfert de chaleur dans un matériau à changement de phase par l'intermédiaire d'ailettes . . . . .	519
Modélisation numérique des transferts thermiques lors de la trempe d'un alliage métallique oxydé . . . . .	527

---



# Revue bibliographique menée par analyse de texte : application aux transferts de chaleur et d'humidité dans une paroi poreuse biosourcée

Yann Billaud, Florian Moreau, Xavier Milhet, Didier Saury

Institut Pprime UPR CNRS 3346 - CNRS / ENSMA / Univ. Poitiers

1 avenue Clément Ader, B.P. 40109, F-86961, Futuroscope Chasseneuil CEDEX, FRANCE

\* (auteur correspondant : [yann.billaud@ensma.fr](mailto:yann.billaud@ensma.fr))

**Résumé** - Après une introduction sur les enjeux liés à la performance énergétique des bâtiments, la notion d'énergie grise est discutée pour mettre en perspective la réglementation actuelle et déplorer la non prise en compte de la durée de vie des éléments de paroi. Un bref aperçu de l'évolution des techniques constructives couplée à des données relatives aux habitations principales issues du recensement permet d'identifier à la fois la proportion et la nature du bâti ancien dans le parc actuel. Les spécificités des matériaux constituants les maisons anciennes sont ensuite discutées, de même que leurs incompatibilités avec les techniques et matériaux d'isolation actuels, plus particulièrement vis-à-vis des transferts d'humidité dans les parois indispensables à la pérennité des ouvrages. Après un aperçu de l'ensemble des dispositifs mis en place pour limiter la consommation énergétique dans le secteur du bâtiment, des études mettant en doute l'efficacité de la politique de rénovation énergétique des 30 dernières années sont discutées. Ces études s'accordent sur l'importance de la prise en compte de l'énergie grise pour établir une stratégie efficace afin de relever le défi des enjeux énergétiques et climatiques, et de fait, l'importance de la durée de vie des bâtiments. Cette partie introductory se termine en mettant en avant l'intérêt porté aux parois biosourcées et plus particulièrement celles à base de chaux-chanvre. La partie suivante discute des performances thermiques imposées par la réglementation environnementale en évoquant les critères qui ne sont pas pris en compte. Cette réflexion soulève la nécessité d'effectuer une étude bibliographique approfondie dans le but d'identifier l'ensemble des éléments à prendre en compte pour être capable de juger de la pertinence de cette technique constructive, notamment pour une application à grande échelle. Pour cela une méthodologie de recherche bibliographique est proposée. Celle-ci repose sur l'utilisation d'outils de fouille de texte et de données appliqués sur des corpus d'articles téléchargés depuis une base de données. Les résultats sont analysés et commentés pour servir de base à l'élaboration d'un projet de recherche.

**Mots clés** - conduction thermique, thermique du bâtiment, Réglementation Environnemental, matériaux anisotropes, transferts couplés de chaleur et de masse, étude bibliographique, analyse de texte automatique

## 1. Introduction

L'amélioration des performances énergétiques et de l'isolation des bâtiments est un défi majeur dans la lutte contre le réchauffement climatique et la préservation des ressources naturelles. Environ la moitié de la consommation énergétique mondial annuelle est dédiée à la construction, l'exploitation et l'entretien des bâtiments [1]. Selon la Commission Européenne, les bâtiments dans l'UE sont responsables de 40% de notre consommation d'énergie et de 36% des émissions de gaz à effet de serre [2]. En France, le secteur du bâtiment représente à lui seul près de la moitié de la consommation totale d'énergie [3].

## 1.1. Les deux aspects de la performance énergétique

La consommation énergétique totale a deux composantes : l'énergie grise et l'énergie d'usage. Cette dernière peut être estimée à partir de mesures de la consommation, de calculs empiriques ou encore de simulations numériques. Quantifier l'énergie grise est plus complexe et fastidieux. Son estimation repose sur l'analyse du cycle de vie (ACV) de l'ensemble des éléments qui constituent le bâti en faisant l'inventaire des flux physiques entrants et sortants. En France, la Réglementation Environnementale 2020 (RE2020) exige la réalisation d'une ACV lors de la demande d'un permis de construire. La collecte et l'interprétation des informations relatives aux flux est critique car elles conditionnent de manière importante l'estimation de l'impact potentiel d'un projet sur l'environnement [1]. La complexité croissante des chaînes d'approvisionnement, des mécanismes et des phénomènes mis en jeu et leurs interactions sont des sources d'incertitude sur la valeur réelle de ces impacts. De ce fait, les interprétations actuelles de l'énergie grise sont variables d'une méthode à l'autre et les valeurs déclarées varient de manière significative d'une base de données à l'autre. De nombreux auteurs observent que les normes ACV actuelles ne fournissent pas d'orientations complètes et n'abordent pas certaines questions importantes [4]. L'ACV, bien qu'étant un outil imparfait, permet cependant de se faire une idée du rapport entre l'énergie grise et l'énergie d'usage d'un bâtiment.

## 1.2. Etat du bâti en France

A ce jour (1er janvier 2024) selon l'INSEE, il y a 37,8 millions de logements principaux en France. Une base de données obtenues en appariant les données relatives au logement issues du recensement avec une version corrigée de la base des Diagnostics de Performance Energétique (DPE) [5] est utilisée pour tracer la distribution en score du DPE des habitations par périodes de construction (Figure 1).

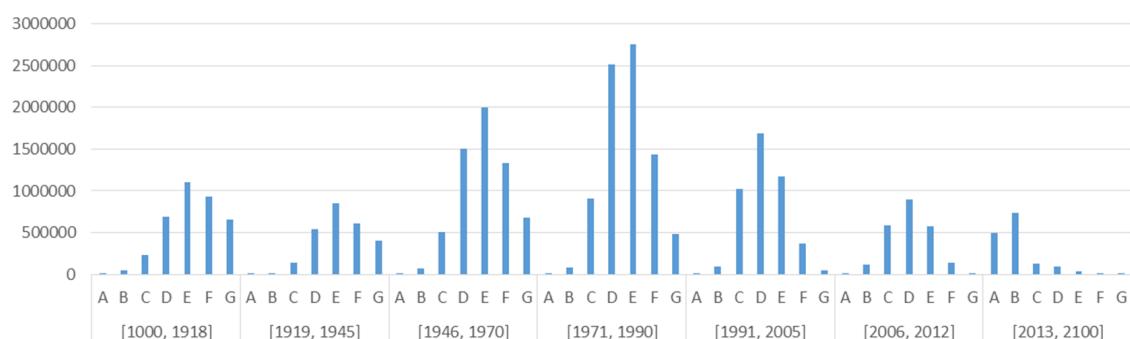


Figure 1 – Histogramme des scores DPE d'habitations principales en France par période de construction.

Il est difficile de connaître exactement l'état du parc immobilier Français. Cependant, l'analyse de l'évolution de l'urbanisme et de l'architecture permet de se faire une idée des matériaux et des techniques mis en œuvre. On peut ainsi identifier une période pré et post parpaing marquant la transition vers une standardisation de la construction. Bien que cette transition dans le temps entre l'utilisation de matériaux bruts et manufacturés soit diffuse, les historiens et professionnels du bâtiment considèrent l'année 1948 comme charnière, les maisons construites avant cette date étant identifiées comme des « maisons anciennes ». La Figure 1 permet de constater que les habitations construites avant 1945 représentent 21,8% du parc et que parmi elles, 20,2% ont un score DPE inférieur ou égal à D. Il est difficile de connaître la nature exacte des constructions dans cette période (1000-1945) mais on peut supposer que la grande majorité de celles-ci sont en pierre, brique de terre cuite, terre crue ou à colombages (remplis de paille-argile, de rebus de tuiles ou de briques).

## 1.3. Cas des maisons anciennes

Beaucoup de maisons anciennes ont été entretenues ou rénovées avec les matériaux utilisés pour la construction des nouvelles habitations. Par exemple, cette période a vu les enduits à base de ciment, dont l'énergie grise est estimée à  $1100 \text{ kW.h.m}^{-3}$ , remplacer les enduits historiques à la chaux ( $450 \text{ kW.h.m}^{-3}$ ) ou en terre ( $30 \text{ kW.h.m}^{-3}$ ). Or, les murs constituants les maisons anciennes, dont les fondations sont dépourvues de rupteur de remontées capillaires, doivent être en mesure d'évacuer l'humidité par évaporation. Les murs de ces maisons étaient protégés par des enduits qui assuraient à la fois l'étanchéité au vent et à la pluie tout en permettant les transferts d'humidité et son évaporation aux interfaces. La perspirance est une capacité que l'on retrouve dans la plupart des matériaux naturels, notamment dans les enduits historiques, initialement à base de terre puis agrémentés de chaux par la suite. En plus de pallier aux remontées capillaires, cette capacité était mise à profit pour évacuer la vapeur d'eau générée par les occupants, qui correspond à environ  $2,5 \text{ L}$  d'eau par jour et par personne.

#### **1.4. Politiques de rénovation énergétique**

De nombreux dispositifs financiers ont été mis en place par l'État pour accompagner la rénovation énergétique du parc français. En plus de la complexité administrative de ces dispositifs d'incitation et des dérives observées, certaines études dont [6] réalisée sur plus de 50 000 ménages de 2005 à 2017, met en doute l'efficacité des solutions isolantes actuelles. Les auteurs montrent que l'isolation des murs de ces logements n'a entraîné qu'une baisse moyenne de 7% de la consommation de gaz la première année, 2,7% la deuxième année et que les économies d'énergie deviennent négligeables dès la quatrième année. L'isolation des combles a, quant à elle, été deux fois moins efficace que celle des murs dont les effets disparaissent au bout de 2 ans.

La performance énergétique n'est pas l'unique enjeu. Quelques études cherchent à établir un lien entre l'énergie grise et l'énergie d'usage associées aux matériaux de construction. Ces études prennent rarement en compte la durée de ces éléments et excluent quasi systématiquement les matériaux traditionnels (pierre, terre-paille, pisé) [7]. A plus grande échelle, la relation entre l'énergie grise et l'énergie d'usage dans le secteur résidentiel néerlandais a été étudiée [8]. Cette étude montre que l'énergie grise représente 10 à 12% de la consommation totale d'énergie dans les maisons standards, tandis qu'elle représente 36 à 46% dans les maisons économies en énergie. D'autres études, dont une menée sur un bâtiment témoin [9], discutent de la pertinence de l'investissement supplémentaire en énergie grise dans l'isolation des bâtiments à énergie zéro, qui peut devenir important et ne pas être récupérée, ou amortie, au cours de la vie du bâtiment.

Ces études soulignent l'importance d'inclure la consommation d'énergie grise, et de fait la durée de vie des matériaux, dans toute démarche de conception et de rénovation des bâtiments. Compte tenu de l'obsolescence de plus en plus précoce des nouvelles constructions, il paraît essentiel d'entretenir les constructions anciennes, qui ont fourni la preuve de leur résistance au passage du temps et aux variations des conditions environnementales et dont l'énergie grise est déjà amortie, en adaptant la législation à leurs spécificités.

### **2. Etudes bibliographiques des travaux menés sur le chaux-chanvre**

Les parties précédentes ont permis de définir le thème de l'étude. Il s'agit maintenant d'identifier la problématique. Pour cela il convient de faire l'inventaire des connaissances sur la conception, la mise en œuvre, le comportement thermique, hygrométrique, mécanique, et enfin la durée de vie du chaux-chanvre. Ce travail de recherche bibliographique, mené en parallèle sur plusieurs domaines, est difficile, chronophage et peu valorisant. Ainsi, deux stratégies de recherche bibliographique vont être appliquées, dont les résultats seront commentés et comparés.

#### **2.1. Etude bibliographique classique**

Une étude bibliographique classique a été réalisée, dont la première étape a consisté à définir les mots-clés appropriés aux différents mécanismes et concepts définissant le sujet. Au-delà des premiers mots-clés qui viennent à l'esprit, des synonymes, des termes plus génériques ou au contraire plus spécifiques, ont étaient identifiés. La majorité des articles disponibles étant en anglais, il faut comprendre les termes et les éventuelles associations. Par exemple l'association des termes « lime » (chaux) et « hemp » (chanvre) sont équivalents au terme « hempcrete », signifiant textuellement béton de chanvre. Au fur et à mesure des lectures, la connaissance du sujet évolue conditionnant ainsi les requêtes, si bien que ce travail de revue s'apparente à un processus itératif. Il s'agit donc de se faire à la fois une idée générale du sujet tout en se focalisant sur un ou quelques aspects, sans pour autant négliger des éléments qui pourraient être pertinents. De citations en citations, un grand nombre d'articles a été collecté. La dématérialisation de la connaissance permet en effet d'accéder à une quantité quasi infinie d'informations. A ce titre, il existe maintenant des outils permettant de traiter l'information de manière automatisée.

## 2.2. Etude bibliographique 3.0

Il existe un certain nombre de bases de données ou de portails numériques permettant aux chercheurs d'accéder à une grande quantité de documents [10]. Certains sont en accès libre comme Google Scholar, PubMed, Mendeley ou encore ArXiv, d'autres payants comme Scopus ou Web of Science, d'autres encore pirates comme Sci-hub. Pour les chercheurs en France, il existe des portails d'information scientifique multidisciplinaire négociés et financés par le CNRS et mis à disposition des chercheurs. Parmi elles BibCnrs, Scopus (!) ou encore Istex. Cette dernière, avec plus de 27 millions de publications scientifiques, a été choisie pour sa compatibilité technique et juridique avec la fouille et l'analyse de texte. Cette base, alimentée par les articles provenant d'éditeurs tels que Elsevier, Wiley ou encore Springer, est depuis 2022 officiellement un projet d'infrastructure de recherche inscrit dans la feuille de route de la stratégie nationale des infrastructures de recherche [11]. A partir de cette base, des corpus d'articles ont été téléchargés puis importés vers l'outils en ligne Cortex Manager [12] qui, après traitement à l'aide d'outils d'analyse lexicale, permet l'affichage des données dans une interface dédiée.

L'objectif est de chercher à comprendre les mécanismes physico-chimiques à l'œuvre dans le chaux-chanvre en tant qu'élément de paroi dans un bâtiment ancien. Les aspects liés à l'énergie grise, à son déploiement à l'échelle nationale, la disponibilité des ressources, au vieillissement, à la tenue mécanique, aux impacts environnementaux et à sa mise en œuvre sont également à prendre en compte, ce qui élargie le champ de recherche aux thématiques telles que la physique, la chimie, les sciences environnementales et sociales, au génie civil, à l'agronomie mais aussi à l'urbanisme. Il ne faut donc pas être trop restrictif dans le choix des mots clés et se laisser interpeller par des documents en dehors de son champ de compétence, voir insolites, pour ne pas passer sous silence un aspect important du problème. Il faut être systématique, sans cependant brimer sa curiosité généralement source de créativité.

### 2.2.1. Constitution de corpus d'articles

Afin de se faire une idée à la fois globale et plus spécifique, 2 corpus distincts ont été constitués. Une recherche avec les mots clés  $A=((\langle\langle lime \rangle\rangle AND \langle\langle hemp \rangle\rangle) OR \langle\langle hempcrete \rangle\rangle OR \langle\langle hemp concrete \rangle\rangle) AND thermal AND moisture$  renvoie 326 articles. Ce corpus  $A$  sera qualifié d'« expert » car il intègre des articles auxquels s'intéressent spécifiquement les auteurs, à savoir les phénomènes couplés de transferts de chaleur et de masse dans les matériaux de construction. Une recherche plus globale, avec uniquement les mots clés  $B=(\langle\langle lime \rangle\rangle AND \langle\langle hemp \rangle\rangle)$  renvoie 4985 articles. Ces articles sont intégralement téléchargés pour constituer un corpus massif de textes couvrant de manière vaste le sujet qui va être étudié au moyen de diverses outils d'analyse de texte. Le corpus  $B$  sera qualifié de « général ».

Ces corpus vont être traités de différentes manières, selon le but recherché, pour procéder à des analyses « TDM » (i.e. Text and Data Mining, autrement dit fouille de texte et de données). La première étape consiste à importer les corpus (au format « Istex » ou « texte brut ») via l’application en ligne CoreText, puis de créer la base de données avec le script « *data parsing* ». Vient ensuite la phase d’extraction des termes, script « *terms extraction* », qui va analyser l’intégralité des champs (titres, auteurs, abstract, mots clés, texte) et associer certains termes entre eux. Le script renvoie une liste de termes qui seront indexés en appliquant le script « *corpus terms indexer* ».

Une analyse bibliométrique simple est réalisée sur le corpus « expert » A. Bien qu’en apparence ciblé ( $A=effets\ thermique\ et\ hydrique\ dans\ le\ chaux-chanvre$ ), les domaines impliqués étaient déjà variés, allant de la chimie à la géothermie en passant par l’industrie du textile. L’analyse bibliométrique, réalisée sur les 326 articles de ce corpus, a permis d’observer une évolution de l’attrait du sujet, avec des périodes particulièrement prolifiques (1890 par la communauté des chimistes) et 1960 (principalement en mécanique des milieux continus). A partir des années 2000, ce sont des revues en lien avec l’environnement et l’énergie comme *Construction and Building Materials*, *Energy & Buildings* et *Fuel and Energy* qui éditent le plus d’articles sur le sujet.

### 2.2.2. Analyse bibliométrique avancée

Un corpus d’articles plus général ( $B=chaux\ et\ chanvre$ ) est maintenant analysé. Compte tenu de la taille conséquente du corpus  $B$  (4985 articles), une analyse des cooccurrences de mots-clés est réalisée afin d’identifier les thématiques les plus abordées. Cette analyse est basée sur les termes extraits des fichiers textes bruts nettoyés (*Cleaned*) fournis par Istex qui contiennent uniquement le texte du corps du document.

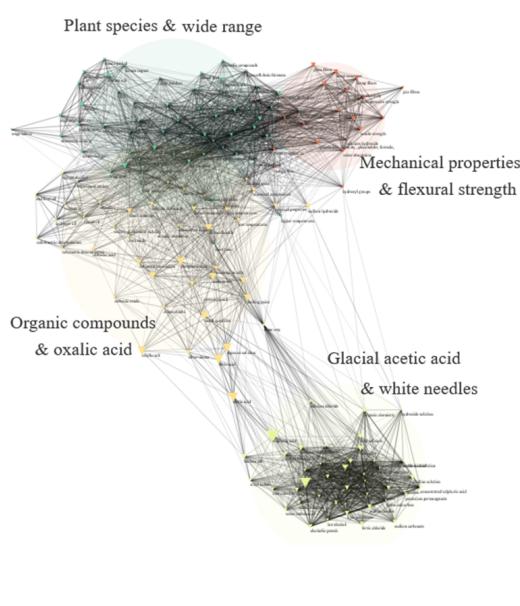


Figure 2 – Réseau constitué par les relations entre les mots clés du corpus B.

Plant species & wide range	Mechanical prop. & flexural strength	Glacial acetic acid & white needles	Organic compounds & oxalic acid
56	29	43	42
Wide range Plant species Large amount Raw materials Land use Fossil fuels Environmental impacts Moisture content Soil erosion Climate change	Mechanical properties Flexural strength Tensile strength Compressive Strength Natural fibres Thermal conductivity Building materials Bulk density Size distribution Water absorption	Glacial acetic acid White needles Alcoholic solution Acid yields Ordinary temperature Boiling water Ethereal solution Concentrated hydrochloric acid Absolute alcohol Sealed tubes	Organic compounds Oxalic acid Ammonium salts Phosphoric acid Sodium salt Potassium salt Melting point Volumetric estimation Vitamin b Carbon dioxide Cod-liver oil

Tableau 1 - Composition des quatre groupes thématiques décrits par les 10 mots clés ayant la plus grande fréquence d’occurrence.

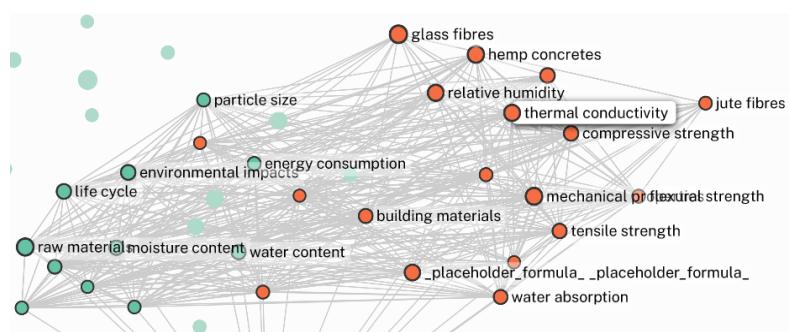
Après la phase de création de la base (*data parsing*), l’extraction de termes (*Terms extraction*) se fait ici sur la base de la relation sémantique de chaque terme avec le reste du vocabulaire. Les verbes, adjectifs et mots-clés géographiques sont exclus, et les formes singulier/pluriel sont harmonisées. Les 200 termes

les plus connectés sont examinés et nettoyés manuellement pour n'en conserver que 162 qui sont utilisés pour indexer le corpus (*corpus terms indexer*). Finalement, l'analyse des cooccurrences est réalisée avec le script « *Network mapping* ». Ce script nécessite de configurer un nombre important de paramètres, notamment l'algorithme de mesure de proximité qui doit être adapté au type de réseau. Après plusieurs essais, il s'avère que l'algorithme « *Distributional* » est le plus adapté au présent cas d'étude. Pour la détection de « *clusters* », ici au sens thématique, l'algorithme « *Louvain resolution* » est préconisé pour sa stabilité. Enfin, le nombre de liens maximal est limité aux 25 connections les plus importantes, assorti d'un seuil de proximité de niveau intermédiaire (0,3). A partir de ces réglages, l'analyse de cooccurrences, réalisée sur les mots-clés apparaissant au moins 3 fois dans l'ensemble des articles du corpus, a permis de construire un réseau constitué de 162 nœuds et de 3956 connections faisant apparaître 4 clusters représentés sur la *Figure 2*.

Le modèle ainsi paramétré a permis d'identifier quatre groupes thématiques intitulés de manière automatique « *Plant species & wide range* », « *Mechanical properties & flexural strength* », « *Glacial acetic acid & white needles* » et « *Organic compounds & oxalic acid* ». L'analyse de la carte (*Figure 2*) et des données associées permet d'étudier les mots-clés qui contribuent à ces différents groupes thématiques et leur importance, en termes de nombre d'occurrences, et ainsi de caractériser le contenu des groupes thématiques (*Tableau 1*).

### 2.3. Comparaison des approches de recherche bibliographique

L'analyse des cooccurrences d'expressions a ses limites mais elle permet d'améliorer grandement l'appréhension d'un ensemble d'articles portant sur un sujet. Elle ne permet pas d'avoir une vision précise du contenu des articles mais de dégager une structure qui hiérarchise les questions scientifiques abordées. Le découpage de notre corpus de 4985 articles en quatre groupes thématiques a permis de segmenter les données et d'obtenir des ensembles d'articles cohérents et de tailles plus modestes. Afin de mesurer la pertinence de la grille de lecture produite, cette analyse est croisée avec une analyse qualitative, réalisée ici sur une sélection d'articles au sein du groupe thématique « *Mechanical properties & flexural strength* ». Celle-ci a permis de vérifier la cohérence du regroupement thématique généré, ainsi que le type de méthodologie développée dans les articles.



*Figure 3 – Ensemble des 24 termes connectés avec le mot clé « thermal conductivity » pouvant résumer le sujet des travaux menés sur les propriétés thermiques du chaux-chanvre.*

Dans le même groupe thématique, cette phase d'analyse qualitative a permis d'identifier un certain nombre de sous-thèmes et d'appréhender les différentes questions de recherche. Notamment, les termes connectés avec le nœud « *thermal conductivity* » (Figure 3) permettent de se faire une certaine idée des enjeux et orientations des différents travaux. Ainsi, certains auteurs du corpus ont étudié l'influence de la « conductivité thermique » sur la « consommation d'énergie », d'autres ont observé l'influence de « l'humidité » ou de la « taille des particules » de chanvre sur la « conductivité thermique ». On notera que certains nœuds appartiennent à des clusters différents, comme par exemple « *environmental*

impacts » (Plant species & wide range) ou encore « physical properties » (Organic compounds & oxalic acid).

La comparaison entre la connectivité du terme « thermal conductivity », les notes issues de la lecture des articles du cluster « Mechanical properties & flexural strength » et de l'étude bibliographique « classique », montre une certaine cohérence. Ainsi, la Figure 3 donne, en première approche, une assez bonne idée des sous-thèmes et des enjeux liés aux propriétés thermiques du chaux-chanvre dans le bâtiment à savoir, i) l'importance de l'étude du comportement hygrothermique d'une paroi en béton de chanvre étant donné les variations importantes d'humidité relative et de température observées dans le matériau, ii) l'importance de l'état de surface, par le biais de l'enduit, sur les transferts hydriques, iii) la pertinence relative des modèles de prédiction des champs de température et d'humidité et enfin iv) le besoin de prendre en compte de façon plus approfondie la dynamique des transferts nécessitant de mieux comprendre les phénomènes d'absorption/désorption et l'influence de la température.

### 3. Conclusion

Selon l'ADEME [3], l'ensemble des scénarios de transition énergétique place la rénovation du parc parmi les leviers d'action prioritaires. Parmi les choix à faire, celui de l'arbitrage entre le niveau de performance thermique des bâtiments et son énergie grise devrait donner lieu à des débats dans la mesure où les conséquences économiques et environnementales sont décisives à de nombreux égards. De nombreux travaux mettent en avant le besoin d'améliorer la précision et la pertinence de l'évaluation de l'énergie grise, de prendre en compte la durée de vie des matériaux mais aussi leur compatibilité avec certain bâtiment, contestant de fait l'efficacité des techniques modernes pour isoler ceux-ci. Pour apporter des éléments de réponse, une revue bibliographique est menée sur un corpus constitué d'articles de divers domaines. La base de données construite a été analysée au moyen de Cortex Manager.

L'étude bibliographique menée visait à analyser un corpus conséquent de publications, constitué de 4985 articles publiés entre 1850 et 2023 relatifs aux mots clés « chaux » et « chanvre ». L'analyse des cooccurrences de mots-clés a permis de distinguer, au sein de cet ensemble de travaux, quatre groupes thématiques différents. Ce premier résultat a permis d'obtenir une image plutôt réaliste de la répartition des travaux et ainsi d'appréhender les grandes thématiques. Parmi ces thématiques, celle nommée « Mechanical properties & flexural strength » contenait les articles relatifs aux propriétés thermiques. Une analyse plus poussée de cette thématique a permis d'identifier des connections entre mots clés, indiquant par exemple l'existence d'études portant sur le lien entre les propriétés mécaniques et thermiques. Cette approche graphique, sujette à interprétation, est bien entendu limitée car elle retranscrit de manière simplifiée les travaux de recherche et ne dispense en aucun cas de lire de manière méthodique les articles. En revanche, à l'heure où la quantité de travaux publiés est en constante augmentation, cet outil permet de hiérarchiser les articles qui méritent d'être étudiés plus attentivement. La lecture d'une sélection d'articles a permis de juger de manière qualitative la cohérence du groupe thématique mais aussi d'identifier un certain nombre de sous-thèmes intra-thématiques et d'appréhender des questions de recherche transversales comme par exemple l'effet de la production de chaux sur l'environnement. Cette question est essentielle car elle permet de mettre en perspective la portée de travaux sur un sujet et d'évaluer la pertinence de son application à grande échelle en termes de soutenabilité vis à vis de la disponibilité des matières premières, de l'énergie nécessaire, et de ces éventuels impacts environnementaux. Ces questions se posant également pour la production de chanvre.

L'analyse automatique de texte présentée ici offre donc la possibilité i) de réaliser une synthèse bibliographique permettant de hiérarchiser un ensemble de documents sur un sujet donné, ii) d'identifier les concepts essentiels et les enjeux d'un champ de recherche, et enfin iii) d'identifier et d'intégrer une problématique scientifique dans un état des connaissances. Ainsi, le travail présenté ici a permis la mise

au point d'un projet de recherche s'inscrivant dans la Stratégie Nationale Bas Carbone (SNBC) publiée en 2020 et plus particulièrement dans le cadre de la réglementation environnementale en vigueur (RE2020). Celui-ci concerne la mise au point de matériaux constituant l'enveloppe thermique de bâtiments tout en réduisant leurs impacts environnementaux. Il s'agit de développer des outils numériques dédiés au comportement hygrothermique de parois complexes destinés à l'optimisation de leur conception en fonction des spécificités de chaque bâtiment. Pour cela, il est envisagé de développer un modèle 1D de transfert de chaleur et de masse prenant en compte la dynamique des phénomènes, afin de reproduire les variations de température et d'humidité relative lorsque le matériau est sollicité au moyen d'une méthode de type Flash couplée à un dispositif mesurant la perte de masse des échantillons. Le développement du modèle direct se fera probablement par étape en intégrant au fur et à mesure des données selon les hypothèses envisagées. Les paramètres liés aux phénomènes de sorption (absorption et désorption) pourraient être calibrés à partir de mesures menées au moyen d'un Calorimétrie différentielle à balayage (DSC) et ainsi prédire correctement le lien entre la teneur en eau et la température du matériau ainsi que l'humidité relative de l'air.

## Bibliographie

- [1] M. K. Dixit, «Life cycle embodied energy analysis of residential buildings: A review of literature to investigate embodied energy parameters,» *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 79, pp. 390-413, 2017.
- [2] P. européen, «L'efficacité énergétique des bâtiments,» Union Européenne, 17 février 2020. [En ligne]. Available: [https://commission.europa.eu/news/focus-energy-efficiency-buildings-2020-02-17\\_fr](https://commission.europa.eu/news/focus-energy-efficiency-buildings-2020-02-17_fr). [Accès le 13/12/2023].
- [3] B. Peuportier, C. Roux, E. Assoumou, M. Frapin et J.-L. Sénégas , «ACVs Energies,» ADEME , 2020.
- [4] M. K. Dixit, J. L. Fernández-Solís, S. Lavy et C. H. Culp, «Need for an embodied energy measurement protocol for buildings: A review paper,» *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 16, pp. 3730-3743, 2012.
- [5] S. Y. Abdelouadoud, «Structure du parc de résidences principales,» *data.gouv.fr*, 18 mars 2022. [En ligne]. Available: <https://www.data.gouv.fr/fr/datasets/structure-du-parc-de-residences-principales/>. [Accès le 14/12/2023].
- [6] C. Peñasco et L. Díaz Anadón, «Assessing the effectiveness of energy efficiency measures in the residential sector gas consumption through dynamic treatment effects: Evidence from England and Wales,» *Energy Economics*, vol. 117, 2023.
- [7] T. Ramesh, R. Prakash et K. K. Shukla, «Life cycle energy analysis of a residential building with different envelopes and climates in Indian context,» *Applied Energy*, vol. 89, pp. 193-202, 2012.
- [8] A. Koezjakov, D. Urge-Vorsatz, W. Crijns-Graus et M. Van den Broek, «The relationship between operational energy demand and embodied energy in Dutch residential buildings,» *Energy & Buildings*, vol. 165, pp. 233-245, 2018.
- [9] S. Resalati, «An Aggregated Embodied and Operational Energy Approach,» chez Nearly Zero Energy Building (NZEB) - Materials, Design and New Approaches, 2022.
- [10] «Liste (non-exhaustive) des principales bases de données ou portails utiles pour la communauté des chercheurs,» CNRS, [En ligne]. Available: <https://biblio.neel.cnrs.fr/>. [Accès le 22/12/2023].
- [11] CNRS, l'Abes, Couperin et l'Université de Lorraine, «Le plus vaste réservoir d'archives scientifiques au service de la recherche française,» France Universités, 01 01 2011. [En ligne]. Available: <https://www.istex.fr/>. [Accès le 04/01/2024].
- [12] LISIS, IFRIS et INRAE, «Cortex platform,» LISIS - Laboratoire Interdisciplinaire Sciences Innovations, 01 01 2008. [En ligne]. Available: <https://www.cortex.net/>. [Accès le 04/01/2024].

# Modélisation multi-échelle des propriétés thermo-radiatives d'une céramique de CeO<sub>2</sub> à haute température

Léo GAILLARD<sup>1,2\*</sup>, Pierre-Marie GEFFROY<sup>2</sup>, Abderezak AOUALI<sup>1</sup>, Benoit ROUSSEAU<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Thermique et d'Energie de Nantes

Polytech' Nantes Bat. ISITEM, rue Christian Pauc, La Chantrerie – 44306 Nantes Cedex 3

<sup>2</sup>Institut de Recherche sur les CERamiques

Centre Européen de la Céramique, 12, rue Atlantis – 87068 Limoges

\*(auteur correspondant : leo.gaillard@univ-nantes.fr)

**Résumé** - Une modélisation multi-échelle permettant de prédire l'émissivité spectrale normale d'une céramique de CeO<sub>2</sub> de 1,95mm d'épaisseur de 900 à 1500°C pour une pression partielle en oxygène de 10<sup>-5</sup> atm est présentée dans cet article. L'approche combine un modèle à deux-flux modifié et un modèle de Drude-Lorentz. Le rôle joué par la microstructure de la céramique est restitué au travers du coefficient de diffusion de transport estimé à 20°C à partir des réflectances et de transmittances normales hémisphériques. Les coefficients d'absorption sont obtenus via le modèle de Drude-Lorentz dont les paramètres sont déduits de mesures de conductivité électrique réalisées de 900 à 1500°C. Le modèle prédit une émissivité de l'échantillon de CeO<sub>2</sub> importante, supérieure à 0,80, dès 900°C.

## Nomenclature

<i>c</i>	célérité de la lumière, m.s <sup>-1</sup>	$\sigma$	conductivité, S.m <sup>-1</sup>
<i>d</i>	épaisseur de l'échantillon, m	$\sigma_{tr}$	coefficient de diffusion de transport, m <sup>-1</sup>
<i>e</i>	charge élémentaire, C	$\tau_{tr}^0$	épaisseur optique de transport, m <sup>-1</sup>
<i>E</i>	émittance spectrale	$\chi$	contribution à la fonction diélectrique
<i>k</i>	indice d'absorption	$\Omega$	fréquence de vibration, s <sup>-1</sup>
<i>m*</i>	masse effective, kg	$\omega$	nombre d'onde, cm <sup>-1</sup>
<i>n</i>	indice de réfraction	<i>Indices et exposants</i>	
<i>n<sub>e</sub></i>	nombre de porteurs de charge, m <sup>-3</sup>	<i>e</i>	électronique
$\varnothing$	diamètre de l'échantillon, m	<i>NH</i>	normale hémisphérique
<i>p</i>	porosité, %	<i>NN</i>	normale normale
<i>R<sub>f</sub></i>	coefficients de Fresnel	<i>opt</i>	optique
<i>R</i>	réflectance spectrale	<i>p</i>	plasma
<i>T</i>	transmittance spectrale	<i>ph</i>	phonon
<i>Symboles grecs</i>		<i>plas</i>	plasmon
$\alpha$	coefficient d'absorption, m <sup>-1</sup>	<i>TO</i>	transverse optique
$\gamma$	amortissement, s <sup>-1</sup>	<i>0</i>	pulsation nulle
$\delta$	écart à la stoechiométrie	$\infty$	pulsation infinie
$\varepsilon$	fonction diélectrique	$\sim$	complexe
$\varepsilon_v$	permittivité du vide, F.m <sup>-1</sup>	$-$	effectif

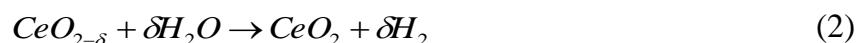
## 1. Introduction

Les céramiques poreuses à base d'oxyde de cérium, ou cérine (CeO<sub>2</sub>) font partie des matériaux les plus prometteurs pour la production d'hydrogène vert par thermochimie solaire. Ce procédé de conversion proposé par Abanades et Flamant [1] en 2006 est basé sur l'exploitation d'un cycle thermochimique en 2 étapes, activé par apport de chaleur solaire concentrée. Il s'agit d'un cycle redox dont la réduction se fait à 1500°C et l'oxydation à 900°C à P<sub>O<sub>2</sub></sub> ~ 10<sup>-5</sup> atm. L'oxydation permet la conversion de vapeur d'eau en dihydrogène (H<sub>2</sub>) :

Réduction :



Oxydation :



Ce principe réactionnel fonctionne également pour la conversion de CO<sub>2</sub> en CO, pour la production de syngas. Les travaux les plus proches d'une application industrielle de ce procédé, comme ceux de Zoller *et al.* [2], focalisent le rayonnement solaire collecté par un champ d'héliostats vers un réacteur thermochimique (50 kW) placé au sommet d'une tour solaire. Les céramiques poreuses sont ici insolées uniquement par une face, générant un important gradient thermique (~300°C sur 40 mm de longueur de propagation du rayonnement), limitant le taux de conversion à 4%. Un des verrous à lever pour l'amélioration de ce rendement est donc l'homogénéisation de la température du réacteur. Une voie consiste en la combinaison d'approches de design numérique à des procédés de fabrication additive de pièces céramiques afin de concevoir de nouvelles architectures poreuses. Le mode de transport de chaleur au sein du matériau étant dominé par les transferts radiatifs [3], le design, basé sur des codes de Monte Carlo à Lancer de Rayon, sert à déterminer la géométrie 3D homogénéisant au mieux la distribution volumique du rayonnement solaire au sein de la structure. L'exactitude des modélisations n'est garantie que par la bonne connaissance des propriétés radiatives de la cérite dans les conditions mettant en jeu les processus thermochimiques (900-1500°C, P<sub>O<sub>2</sub></sub> = 10<sup>-5</sup> atm).

Or, à ce jour, les propriétés thermo-radiatives de la cérite sont principalement connues à température ambiante [4-6] et les régimes de transports de charges électriques induites par le cycle redox (Eq. 1 et 2) ont peu été évalués aux hautes températures [7]. La présence de charges électroniques peut générer des mécanismes d'absorption des rayonnements infrarouge (IR) et visible suffisants pour garantir à un brin d'une structure 3D (de 50 µm à 1 mm d'épaisseur) un comportement radiatif opaque dans ces domaines spectraux. Les travaux visant à optimiser des architectures 3D poreuses de CeO<sub>2</sub> comme ceux de Sas Brunser *et al.* [8], tiennent compte de cette hypothèse d'opacité. Or, ce comportement est déduit de mesures radiatives effectuées à 20°C sur une céramique dont l'épaisseur est à minima 4 fois plus importante. Pour assurer les approches de design, il est important de définir exactement les propriétés radiatives de la cérite aux conditions d'utilisation sur des échantillons dont la taille de grains et les épaisseurs sont identiques à celles des ligaments qui constitueront les architectures 3D dans le réacteur.

Dans ce contexte, les travaux de cet article présentent une modélisation multi-échelle du comportement émissif d'une céramique massive de cérite centimétrique en la considérant comme l'association de grains homogènes compactés sur le plan radiatif. A l'échelle de la céramique, l'ensemble des grains est susceptible d'absorber et de diffuser collectivement le rayonnement. Au niveau d'un grain, les mécanismes d'absorption du rayonnement sont directement impactés par le transport des charges électriques. La modélisation combine ainsi un modèle à 2-flux modifié (2FM) [9] pour restituer le comportement radiatif effectif de la céramique et un modèle de Drude-Lorentz (DL) [10] pour tenir compte des contributions électroniques. Les modèles ainsi que les hypothèses justifiant leur emploi sont présentés. Les spectres modélisés au final seront discutés, ainsi que l'hypothèse d'opacité.

## 2. Modélisation des propriétés optiques effectives de l'échantillon de CeO<sub>2</sub>

### 2.1. Modèle à deux flux modifié (2FM)

Le modèle 2FM permet de remonter analytiquement à l'émissivité spectrale normale effective  $\bar{E}(\omega, T)$  d'un matériau à partir de ses coefficients de diffusion de transport et d'absorption effectifs, à une température donnée  $T$ . Ce modèle est une extension de l'approximation de Schuster-Schwartschild appliquée à l'équation de transfert radiatif

(ETR)[10]. Elle permet de la résoudre sur une géométrie 1D à la suite d'une discréétisation de l'espace en 2 hémisphères opposés. Les flux arrivant et partant de part et d'autre de l'échantillon 1D sont alors considérés comme diffus. Dombrovsky *et al.* ont apporté une modification à ce modèle en 2006 [9] en utilisant l'approximation de transport qui consiste à réécrire la fonction de phase dans le terme intégral de l'ETR en une somme d'une composante collimatée et d'une composante diffuse.

La résolution de l'ETR en tenant compte des conditions à la limite permet de remonter à la réflectance normale hémisphérique  $R_{NH}(\omega)$  et la transmittance normale hémisphérique  $T_{NH}(\omega)$  à température ambiante en fonction de plusieurs paramètres  $A(\omega)$ ,  $B(\omega)$ ,  $C(\omega)$ ,  $D(\omega)$ ,  $E(\omega)$  et  $\zeta(\omega)$  dépendants du coefficient de diffusion de transport  $\bar{\sigma}_{tr,20^\circ C}(\omega)$ , du coefficient d'absorption  $\bar{\alpha}_{20^\circ C}(\omega)$ , de l'indice de réfraction  $n_{20^\circ C}(\omega)$  de CeO<sub>2</sub> et de l'épaisseur de l'échantillon  $d$ .  $\omega$  est le nombre d'onde exprimé en cm<sup>-1</sup>.  $R_{NN}(\omega)$  est la réflectance normale normale.

$$R_{NH}(\omega) = R_{NN}(\omega) + D(\omega) \left( 1 + \frac{B(\omega)}{\zeta(\omega)} + C(\omega) \right) \text{ et } T_{NH}(\omega) = T_{NN}(\omega) + D(\omega) \left( \frac{A(\omega)}{\zeta(\omega)} + (1 + R_1)E(\omega) \right) \quad (3)$$

L'avantage de cette approche analytique est qu'elle permet de restituer des grandeurs radiatives pouvant être mesurées expérimentalement via une sphère intégrante adossée à un spectromètre IRTF où les échantillons centimétriques sont soumis à un flux pseudo-collimaté.  $\bar{\sigma}_{tr,20^\circ C}(\omega)$  et  $\bar{\alpha}_{20^\circ C}(\omega)$  peuvent être alors estimés à partir des couples  $R_{NH}$  et  $T_{NH}$  mesurés à l'aide d'une minimisation non-linéaire basée sur l'algorithme de Nelder-Mead.

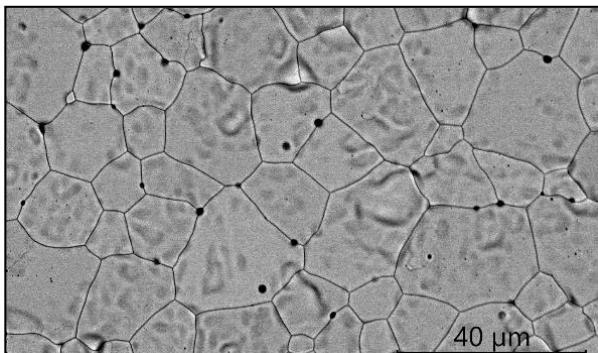


Figure 1a : Image MEB de la surface de l'échantillon de CeO<sub>2</sub>, T=20°C.

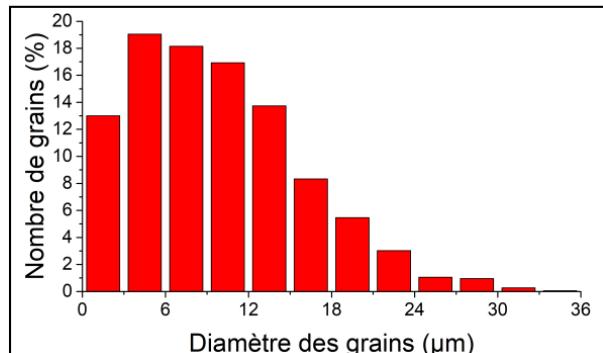


Figure 1b : Distribution de la taille des grains de l'échantillon de CeO<sub>2</sub>, T=20°C.

Gamme spectrale	Source	Détecteur	Lame séparatrice
600 – 12 000 cm <sup>-1</sup>	Globar	MCT medium band	KBr
9 000 – 20 000 cm <sup>-1</sup>	Tungstène	Diode silicium	CaF <sub>2</sub>

Tableau 1 : Ensemble source/détecteur/lame séparatrice utilisés en fonction de la gamme spectrale étudiée.

Les mesures de  $R_{NH}(\omega)$  et  $T_{NH}(\omega)$  ont été réalisées à 20°C au LTeN de Nantes avec un spectromètre IR Bruker 80v, de  $\omega = 600$  à  $20\,000\text{ cm}^{-1}$  (i.e. 0,5 à 16,7 µm). Pour ce faire, deux ensembles de source/détecteur/lame séparatrice répertoriés dans le Tableau 1 ont été employés. L'échantillon étudié est une pastille de CeO<sub>2</sub> de 24 mm de diamètre avec une épaisseur de 1,92 mm et une densité de 98%, issue d'un frittage à 1650°C pendant 2h. Il est composé de grains polyédriques à même de renforcer la diffusion volumique du rayonnement au sein de l'échantillon. Assimilés à des disques, ils ont un diamètre moyen de 9,82 µm (Fig. 1) [11]. Les analyses chimiques montrent que la pastille frittée est exempte de toute impureté chimique.

## 2.2. Modèle de fonction diélectrique de Drude-Lorentz (DL)

En descendant en échelle spatiale, les propriétés radiatives d'un grain micronique sont intrinsèques : le grain est considéré comme un domaine cristallin ayant un comportement radiatif homogène. Ces propriétés radiatives sont alors liées à la dynamique vibrationnelle d'oscillateurs élémentaires (phonon, plasmon, polaron, ...). La réponse optique d'un grain peut directement s'exprimer via la loi de Fresnel à partir de sa fonction diélectrique complexe  $\tilde{\epsilon}(\omega)$ , qui tient compte de la dépendance spectrale des contributions élémentaires  $\chi_i$  intervenant dans ce domaine spectrale. Les effets liés à la rugosité de surface sont ici négligés. Il reste à déterminer les absorptions propres au CeO<sub>2</sub> sur le domaine de température d'intérêt de cette étude (900-1500°C) : celle de son unique phonon prédict par la théorie des groupes (structure fluorine) [4] et celle de son plasmon. Les électrons responsables de ce dernier sont issus de l'étape de réduction (Eq. 1). Dans ce travail, nous utilisons un modèle DL qui se décompose en deux termes [12] :

$$\tilde{\epsilon}(\omega, T) = \epsilon_{\infty} + \frac{\Omega_{TO}^2(T)\Delta\epsilon}{\Omega_{TO}^2(T) - \omega^2 + i\gamma_{TO}(T)\omega} - \frac{\Omega_p^2(T)}{\omega(\omega - i\gamma_p(T))} \quad (4)$$

Le premier terme  $\chi_{ph}$  décrit la réponse optique de l'unique oscillateur harmonique amorti. Cette contribution à la fonction diélectrique peut se décrire à partir de 3 paramètres : sa fréquence de pulsation transverse optique  $\Omega_{TO}(T)$ , sa contribution statique  $\Delta\epsilon = \epsilon_0 - \epsilon_{\infty}$ , avec  $\epsilon_0$  la fonction diélectrique à pulsation nulle,  $\epsilon_{\infty}$  la fonction diélectrique à pulsation infinie, et son amortissement transverse optique  $\gamma_{TO}(T)$ .

Le second terme  $\chi_{plas}$  décrit la réponse optique des électrons libres dans un milieu en fonction d'une fréquence plasma  $\Omega_p(T)$  et de son amortissement  $\gamma_p(T)$ . Ce jeu de paramètres est déduit de mesures thermo-physiques effectuées à l'IRCEP de Limoges, ainsi que des données issues de la littérature. Ainsi,  $\Omega_p$  est déterminé à partir des écarts à la stœchiométrie  $\delta = f(T, P_{O_2})$  mesurés par analyse thermo-gravimétrique (ATG) par Panlener et Blumenthal [13], en supposant la masse effective  $m^*$  connue. A partir de la fonction diélectrique complexe, il est possible de remonter à la conductivité optique complexe qui a pulsation nulle ( $\omega = 0$ ), donne la conductivité électrique statique mesurée expérimentalement [12]. Ainsi, connaissant la conductivité électronique mesurée  $\sigma_e(T)$  et les valeurs de  $\Omega_p(T)$ ,  $\gamma_p(T)$  peut être calculé selon les expressions suivantes :

$$\Omega_p(T) = \sqrt{\frac{n_e(T)e^2}{m^*\epsilon_v}} \quad \text{avec} \quad \gamma_p(T) = \sqrt{\epsilon_v \frac{\Omega_p^2(T)}{\sigma_e(T)}} \quad (5)$$

Une fois les valeurs de  $\tilde{\epsilon}(\omega, T)$  connues, il est possible de déduire l'indice d'absorption d'un grain ainsi que le coefficient d'absorption effectif de la céramique fonction de la réponse collective de l'ensemble des grains :

$$\bar{\alpha}(\omega) = \frac{4\pi k(\omega, T)(1-p)c}{\omega} = \frac{4\pi \operatorname{Im}(\sqrt{\tilde{\epsilon}(\omega, T)})}{\omega}(1-p)c \quad (6)$$

avec p la porosité de l'échantillon et c la célérité de la lumière dans le vide.

Les mesures de conductivité électronique réalisées sont faites à l'aide d'un montage 4 pointes en température et atmosphère contrôlées. Ce montage mesure la résistance électrique d'un barreau de CeO<sub>2</sub> (3×3×25 mm) issu de la découpe d'une pastille de même microstructure que celle des mesures par spectroscopie en 2.1. La résistance électrique permet d'accéder à la conductivité électrique du matériau, qui est la somme de ses conductivités électronique et ionique. Les mesures sont réalisées sur une large plage de P<sub>O<sub>2</sub></sub> (1-10<sup>-23</sup> atm), ce qui permet

d'identifier et quantifier la conductivité majoritaire, puisqu'à température constante, la conductivité électronique dépend de la  $P_{O_2}$  contrairement à la conductivité ionique.

### 3. Résultats et discussion

#### 3.1. Estimation des propriétés radiatives effectives de la céramique de $CeO_2$ à 20°C

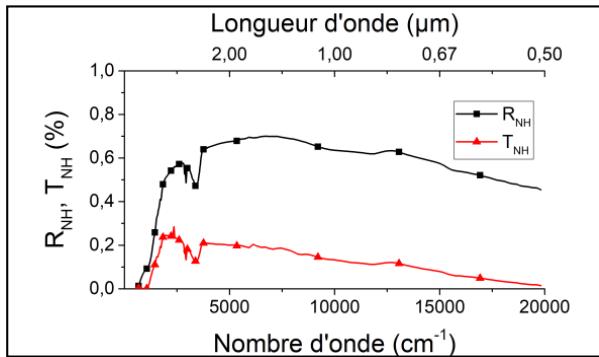


Figure 2a : Mesures de  $R_{NH}$  et  $T_{NH}$  de la pastille de  $CeO_2$  à 20°C sous air.

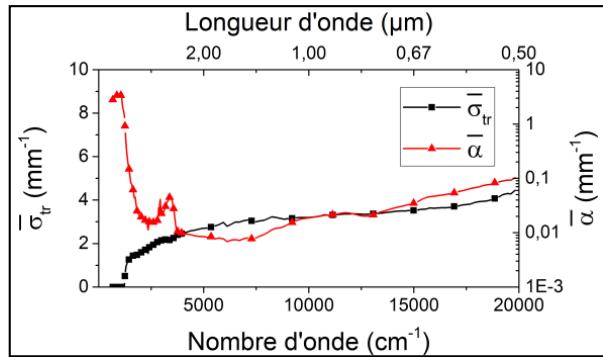


Figure 2b :  $\bar{\sigma}_{tr}$  et  $\bar{\alpha}_{20^\circ C}$  issus du modèle 2FM pour la pastille de  $CeO_2$  à 20°C sous air.

Les dépendances spectrales de  $R_{NH}(\omega)$  et  $T_{NH}(\omega)$  mesurées à 20°C pour l'échantillon de cérite caractérisé sont présentées sur la Fig. 2a. Le pouvoir rétrodiffusant moyen (~0,5) de la pastille dans le domaine spectral étudié est important et est lié à la nature même de la microstructure granulaire exposée dans la Fig. 1a). Il subsiste une fenêtre de semi-transparence indiquant que le coefficient d'absorption est peu élevé. Ceci est bien reflété dans la Fig. 2b) où  $\bar{\sigma}_{tr,20^\circ C}(\omega) \sim 40 \bar{\alpha}_{20^\circ C}(\omega)$ . Le modèle 2FM atteint ses limites pour de trop faibles valeurs de  $R_{NH}(\omega)$  ou des valeurs nulles de  $T_{NH}(\omega)$  dans la zone inférieure à 1200  $\text{cm}^{-1}$ . Par la suite, le coefficient de diffusion de transport sera considéré comme étant invariant de 20 à 1500°C ce qui signifie que la géométrie 3D de la microstructure reste la même.

#### 3.2. Estimation des coefficients d'absorption effectifs $\bar{\alpha}$ de 900°C à 1500°C

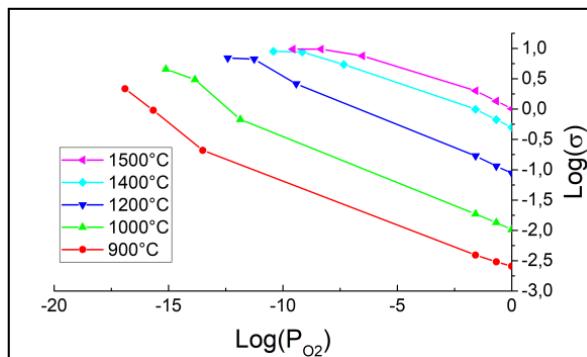


Figure 3 : Diagramme de Patterson de  $CeO_{2-\delta}$  de 900 à 1500°C.

Les mesures 4 pointes réalisées sont rassemblées dans un diagramme de Patterson (Fig. 3). L'absence de palier électrolytique montre une conductivité électronique majoritaire sur toute la gamme de température et de  $P_{O_2}$  explorée [14]. Les valeurs sont légèrement supérieures à la littérature [7], ce qui peut s'expliquer par la porosité plus faible de l'échantillon étudié ici : 2% contre 15%. Le fait que le régime de transport majoritaire soit électronique justifie bien l'utilisation du modèle DL. Les valeurs sont répertoriées dans le Tableau 2, avec les valeurs de  $\Omega_p(T)$  et  $\gamma_p(T)$  correspondantes pour une  $P_{O_2} = 10^{-5} \text{ atm}$ . On notera la non-monotonie de l'amortissement plasma, qui pourrait s'expliquer par le fait que les calculs ont été fait en

considérant constante  $m^*$  la masse effective des électrons dans le matériau. Ces valeurs sont utilisées comme paramètres pour calculer la contribution du plasmon à la constante diélectrique dans le modèle DL.

Température (°C)	$\sigma_e$ (S.cm $^{-1}$ )	$\Omega_p$ (cm $^{-1}$ )	$\gamma_p$ (cm $^{-1}$ )
900	0,0122	2650	$8,09 \times 10^6$
1000	0,0615	5550	$7,05 \times 10^6$
1200	0,5571	18940	$9,08 \times 10^6$
1400	2,7296	51070	$1,35 \times 10^7$
1500	5,0100	74670	$1,57 \times 10^7$

Tableau 2 : Conductivité électronique, fréquence plasma et amortissement plasma de  $CeO_2$  à  $P_{O_2} = 10^{-5}$  atm de 900 à 1500°C.

Les paramètres reproduisant la réponse optique du phonon utilisés dans le modèle DL ont été extraits de la littérature [4, 14, 15]. Ces derniers pouvant varier de manière non-négligeable d'une étude à l'autre, ce sont les paramètres donnant la réponse optique la plus proche de celle des mesures à 20°C qui ont été sélectionnés :  $\Omega_{TO}(T) = 272\text{ cm}^{-1}$ ,  $\gamma_{TO}(T) = 16\text{ cm}^{-1}$ ,  $\varepsilon_0 = 24,5$  et  $\varepsilon_\infty = 5,31$  [15].

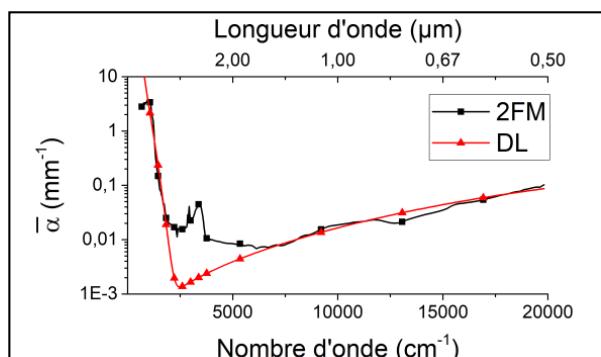


Figure 4a : Coefficient d'absorption  $\bar{\alpha}$  à 20°C à partir du modèle DL pour une porosité de 2% comparé à  $\bar{\alpha}_{20^\circ C}$ .

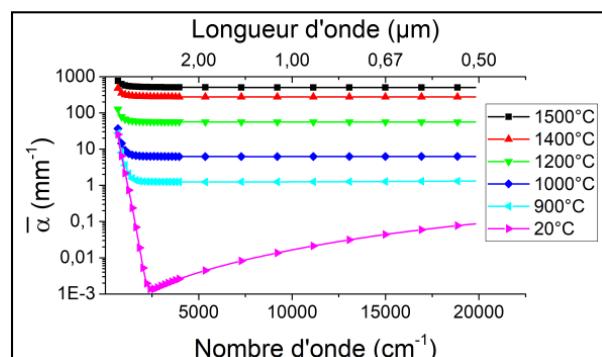


Figure 4b : Coefficients d'absorption  $\bar{\alpha}$  de 20°C à 1500°C à partir du modèle DL pour une porosité de 2%.

$\bar{\alpha}(\omega, 20^\circ C)$  est recalculé à partir de l'indice d'absorption  $k(\omega, 20^\circ C)$  (Fig. 4a, Eq. 4-6). La comparaison de cette quantité issue du modèle DL avec le coefficient d'absorption effectif estimé par le modèle 2FM montre un très bon accord sauf pour la zone spectrale centrée autour de 3200 cm $^{-1}$ . La différence est due à une absorption liée à un groupement hydroxyle non introduit dans le modèle DL.  $\bar{\alpha}(\omega, T)$  de 20 à 1500°C est représenté sur la Fig. 4b. Le coefficient d'absorption effectif augmente significativement avec la température jusqu'à atteindre 500 mm $^{-1}$  à 1500°C.

### 3.3. Modélisation de l'émissivité spectrale normale effective en température

L'étape finale de cette étude est l'injection du coefficient de diffusion de transport effectif  $\bar{\sigma}_{tr}(\omega)$  modélisé dans la partie 3.1 ainsi que les coefficients d'absorption effectifs  $\bar{\alpha}(\omega, T)$  modélisés dans la partie 3.2 pour chaque température dans l'expression de l'émissivité effective donnée par l'approche modèle 2FM. Ce dernier permet de prédire l'émissivité,  $E(\omega) = 1 - R_{NH}(\omega) - T_{NH}(\omega)$ , de la céramique pour chaque température. Pour comparaison, il est également représenté l'émissivité directement issue du modèle DL via les lois de Fresnel

(Fig. 6a). Si à température ambiante, le modèle 2FM a un apport significatif, ce n'est plus le cas à haute température. En effet, le poids des absorptions lié au plasmon s'intensifie avec la température faisant que le coefficient d'absorption effectif a une valeur surpassant nettement celle du coefficient de diffusion. Dès 900°C, les courbes calculées via les deux modèles se superposent, ce qui tendrait à montrer d'un point de vue radiatif, qu'une céramique polycristalline de CeO<sub>2</sub> portée à haute température, peut avoir le même comportement que celui d'un monocristal de même épaisseur et de même composition chimique dans le domaine spectral allant du moyen infrarouge au visible. Une mesure directe de l'émissivité spectrale normale à haute température permettrait d'explorer cette hypothèse. A 1500°C les valeurs du coefficient d'absorption sont trop grandes pour le modèle 2FM, rendant le calcul de l'émissivité impossible.

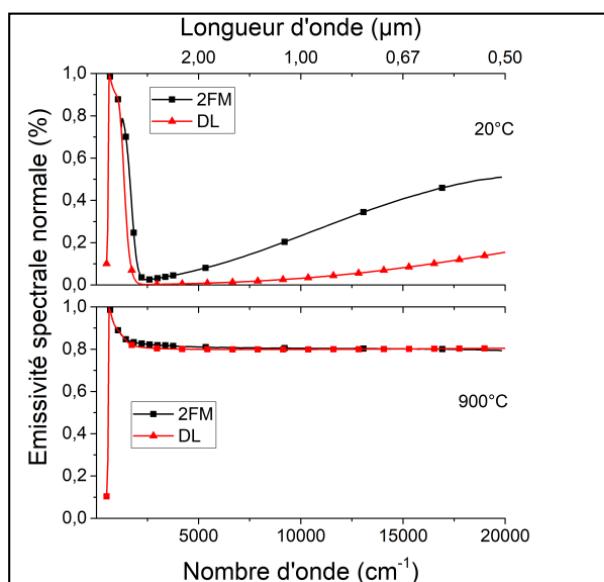


Figure 6a : Emissivités spectrales effectives d'une céramique de CeO<sub>2</sub> issues des modèles 2FM et DL à 20 et 900°C,  $P_{O_2} = 10^{-5} \text{ atm}$ .

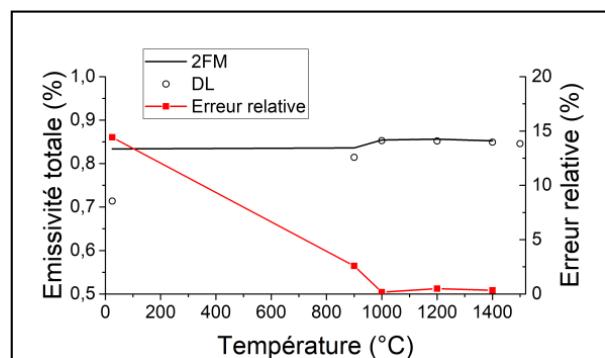


Figure 6b : Emissivités totales effectives d'une céramique de CeO<sub>2</sub> issues des modèles 2FM et DL de 20 à 1500°C,  $P_{O_2} = 10^{-5} \text{ atm}$ .

La Fig. 6b) indique que les 2 modèles permettent de restituer l'accroissement de l'émissivité totale en température (Fig. 6b) ce qui témoigne d'un pouvoir absorbant croissant de la céramique de CeO<sub>2</sub>. Pour un brin de 1,92 mm d'épaisseur ayant cette microstructure, CeO<sub>2</sub> est donc bien opaque. Cette aptitude est préservée tant que l'épaisseur du brin n'est pas inférieure à la valeur de seuil de 9 μm ( $T_{NH}(\omega) \geq 0,01$ ). Cette épaisseur seuil est plus petite que l'épaisseur minimale d'un brin pouvant être réalisée par fabrication additive. Cette étude indique que les approches de design radiatif peuvent être implémentées en considérant la phase solide d'une architecture 3D de cérite comme étant systématiquement opaque quand la production d'hydrogène par thermochimie solaire est envisagée.

#### 4. Conclusion

Cette étude multi-physique a permis de montrer qu'une céramique de CeO<sub>2</sub>, aux conditions de production d'H<sub>2</sub> solaire, est opaque de 1200 à 20 000  $\text{cm}^{-1}$ i.e. de 0,5 à 8,33 μm, de 900 à 1500°C pour une  $P_{O_2}$  de  $10^{-5} \text{ atm}$ , tant que son épaisseur est supérieure à 9 μm. Ce seuil est suffisant pour garantir que les architectures 3D de CeO<sub>2</sub> conçues par fabrication additive soient dotées de ligaments ou de parois opaques aux conditions de fonctionnement. Ces travaux montrent également le poids important qu'ont les charges électroniques au niveau des propriétés d'absorption de ce matériau polycristallin, au point que l'impact de la microstructure

sur ces propriétés radiatives en est négligeable. Cette étude devra être comparée à des mesures réelles d'émissivité spectrale normale en température. Cela permettrait de vérifier certaines hypothèses fortes faites en amont du modèle, notamment concernant la stabilité de la microstructure de CeO<sub>2</sub>, la masse effective de ses électrons considérée constante en température ou encore sur la contribution des transitions électroniques au grand nombre d'onde. Leur impact sur la fonction diélectrique est considéré négligeable comparé à l'accroissement de l'intensité du plasmon. La modélisation multi-échelle présente ici un intérêt pour sonder la transition radiative (de la semi-transparence vers l'opacité) à microstructure et épaisseur fixées de céramique pour les températures inférieures à 900°C.

## Références

- [1] S. Abanades *et al.*, Thermochemical hydrogen production from a two-step solar-driven water-splitting cycle based on cerium oxides, *Sol. Energy*, 80-12 (2006), 1611-1623.
- [2] S. Zoller *et al.*, A solar tower fuel plant for the thermochemical production of kerosene from H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub>, *Joule*, 6-7 (2022), 1606-1616.
- [3] P. Furler *et al.*, Heat transfer and fluid flow analysis of a 4 kW solar thermochemical reactor for ceria redox cycling, *Chem. Eng. Sci.*, 137 (2015), 373-383.
- [4] F. Marabelli *et al.*, Covalent insulator CeO<sub>2</sub>: Optical reflectivity measurements, *Phys. Rev. B*, 36-2 (1987), 1238-1243.
- [5] S. Ackermann *et al.*, Spectral hemispherical reflectivity of nonstoichiometric cerium dioxide, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 159-18 (2017), 167-171.
- [6] K. Ganesan *et al.*, Visible and near-infrared optical properties of ceria ceramics, *Infrared Phys. Technol.*, 57 (2013), 101-109.
- [7] R. N. Blumenthal *et al.*, Studies of the Defect Structure of Nonstoichiometric Cerium Dioxide, *J. Electrochem. Soc.*, 118-1 (1971), 123.
- [8] S. Sas Brunser *et al.*, Design and Optimization of Hierarchically Ordered Porous Structures for Solar Thermochemical Fuel Production Using a Voxel-Based Monte Carlo Ray-Tracing Algorithm, *ACS Eng. Au*, 3-5 (2023), 326-334.
- [9] L. Dombrovsky *et al.*, Modified two-flux approximation for identification of radiative properties of absorbing and scattering media from directional-hemispherical measurements, *J. Opt. Soc. Am. A*, 23-1 (2006), 91-98.
- [10] J. R. Howell *et al.*, *Thermal Radiation Heat Transfer*. CRC Press, 2020.
- [11] O. Rozenbaum *et al.*, Influence of the texture on the radiative properties of semitransparent materials. Comparison between model and experiment, *High Temp.-High Press.*, 32-1 (2000), 61-66.
- [12] F. Gervais, Optical conductivity of oxides, *Mater. Sci. Eng. R Rep.*, 39-2-3 (2002), 29-92.
- [13] R. J. Panlener *et al.*, A thermodynamic study of nonstoichiometric cerium dioxide, *J. Phys. Chem. Solids*, 36-11 (1975), 1213-1222.
- [14] L. Gaillard *et al.*, Étude des propriétés de transport de l'oxygène dans la cérite pour le design d'architectures poreuses produisant de l'hydrogène en solaire concentré, *JA du GFC 2023*, (Limoges, 21-23 mars 2023).
- [15] S. Mochizuki, Infrared optical properties of cerium dioxide, *Phys. Status Solidi B*, 114-1 (1982), 189-199.
- [16] K. Clausen *et al.*, Inelastic neutron scattering investigation of the lattice dynamics of ThO<sub>2</sub> and CeO<sub>2</sub>, *J. Chem. Soc. Faraday Trans. 2*, 83-7 (1987), 1109-1112.

# Optimisation du transfert de chaleur dans les matériaux à changement de phase avec des ailettes : Approche Numérique et Expérimentale

**Abderrahmane EL HANAFI<sup>1\*</sup>, Nicolas BLET<sup>1</sup>, Abdelhamid KHEIRI<sup>1</sup>, Benjamin REMY<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : [abderrahmane.el-hanafi@univ-lorraine.fr](mailto:abderrahmane.el-hanafi@univ-lorraine.fr))

**Résumé** - Cet article étudie le comportement d'un système de stockage d'énergie thermique (TES) avec un matériau à changement de phase (PCM) avec intégration d'aillettes. Une validation du modèle numérique est effectuée en comparant l'évolution temporelle de la fraction liquide, calculée numériquement et déterminée à partir des mesures des champs de température, pour deux longueurs d'aillettes différentes. Un nombre adimensionnel est proposé pour analyser l'effet des ailettes sur le transfert de chaleur dans le milieu. Cette étude présente également quelques résultats sur l'évolution de la fraction liquide et du nombre de Nusselt. Les résultats montrent que malgré la faible conductivité du PCM, la convection et la conduction jouent toutes les deux un rôle clé dans le transfert de chaleur, leur importance dépendant de la longueur des ailettes.

## Nomenclature

$Bi$	nombre de Biot	$\beta$	fraction liquide
$h$	enthalpie sensible spécifique, J/kg	$\gamma$	coefficient d'expansion thermique, 1/K
$H$	enthalpie totale spécifique, J/kg	$\mu$	viscosité dynamique, mPa.s
$\Delta H$	enthalpie latente, J/kg.K	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$L$	longueur des ailettes, mm		
$L_f$	enthalpie de fusion, J/Kg		
$\overline{Nu}$	nombre de Nusselt moyen		
$T$	température du MCP, K		
$u$	vitesse du liquide, m/s		

## 1. Introduction

Les matériaux à changement de phase sont utilisés dans les systèmes TES (stockage d'énergie thermique) pour stocker/libérer de la chaleur dans diverses applications à comportement intermittent telles que les bâtiments et l'énergie solaire. Ils peuvent être utilisés pour corriger les déséquilibres entre l'offre et la demande d'énergie et pour améliorer l'efficacité des systèmes de stockage d'énergie thermique [1] en raison leur capacité à stocker une grande quantité d'énergie thermique par unité de volume, ce que l'on appelle la "densité thermique élevée".

Bien que le principal avantage de ce type de matériau soit la densité thermique élevée, ils présentent une faible conductivité [2], qui affecte l'efficacité thermique du TES. De nombreuses méthodes ont été étudiées pour augmenter le taux de charge et de décharge en augmentant la conductivité thermique effective du MCP. Sari et al. [3] ont utilisé le graphite expansé pour améliorer la conductivité effective du MCP. Sciacovelli et al. [4] ont étudié l'amélioration des performances du MCP en ajoutant des ailettes sous formes Y. De plus, de nombreuses méthodes

ont été proposées dans la littérature pour améliorer la vitesse de fusion du MCP en ajoutant des nanoparticules ou en ajoutant des ailettes. Jin et al. [5] ont étudié numériquement l'effet de la direction des ailettes sur la distribution de la chaleur dans le MCP. Ces études ont été pour la plupart menées dans des conditions aux limites fixes. Certaines autres études numériques et expérimentales proposent différentes méthodes pour améliorer le transfert de chaleur dans l'environnement. Cependant, ces études n'ont pas prouvé le rôle central de la conduction et de la convection dans le stockage de chaleur global du MCP [6].

Dans ce travail, un banc expérimental et une modélisation numérique 2D sont présentés pour étudier le comportement dynamique d'un boîtier rectangulaire avec des ailettes intégrées au sein du MCP utilisé, la paraffine RT42®. L'effet de la longueur des ailettes est étudié pour optimiser l'efficacité de la conception du TES. Les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux pour validation. Ils peuvent ensuite être utilisés pour déterminer les températures et vitesses moyennes, pour observer l'interface solide-liquide et pour étudier la réponse du système à toute excitation limite particulière. Les améliorations du TES sont évaluées en analysant la fraction liquide du MCP à différentes longueurs.

## 2. Dispositif expérimental

Un banc expérimental a été conçu pour étudier simplement le stockage de la chaleur en MCP ainsi que la dynamique de stockage/déstockage. Le TES se présente sous la forme d'une cavité parallélépipédique de taille 84\*80\*20 mm (figure 1), avec la paraffine RT42® comme MCP. Les parois sont composées de plexiglas, car il présente une faible conductivité thermique, ce qui permet de négliger les pertes thermiques à travers les parois. Une plaque de téflon est utilisée pour mesurer le champ de température bidimensionnel sur l'une des faces larges ; le téflon a été choisi car il est semi-transparent dans l'infrarouge et sa conductivité thermique est faible et presque égale à celle du MCP. La finesse de cette plaque en téflon (2 mm) permet de considérer une plaque thermiquement mince (faible nombre de Biot  $Bi \approx 0.1 \ll 1$ ). Pour la mesure thermique des champs 2D, une caméra infrarouge est donc positionnée devant la plaque de téflon.

Deux cellules Peltier sont positionnées sur une plaque de cuivre sur un côté de la cavité. Grâce à une sonde PT100 placée sur cette plaque, la température imposée est commandée par un contrôleur PID, relié à l'ordinateur imposant le signal de température voulu. Pour maintenir le contrôle thermique des cellules Peltier, une boîte à eau en aluminium reliée à un thermostat est placée sur le côté opposé des cellules.

Deux types de plaques de cuivre peuvent être montées sur la cavité : une plaque lisse ou une plaque avec trois rainures, dans lesquelles des ailettes peuvent être insérées. Dans cette étude, deux longueurs d'aillettes ont été testées : une courte de  $L=25$  mm et une longue de  $L=60$  mm. L'épaisseur des ailettes est 2 mm. La température de la plaque du cuivre est fixée à 70 °C lors de l'étude de fusion du MCP.

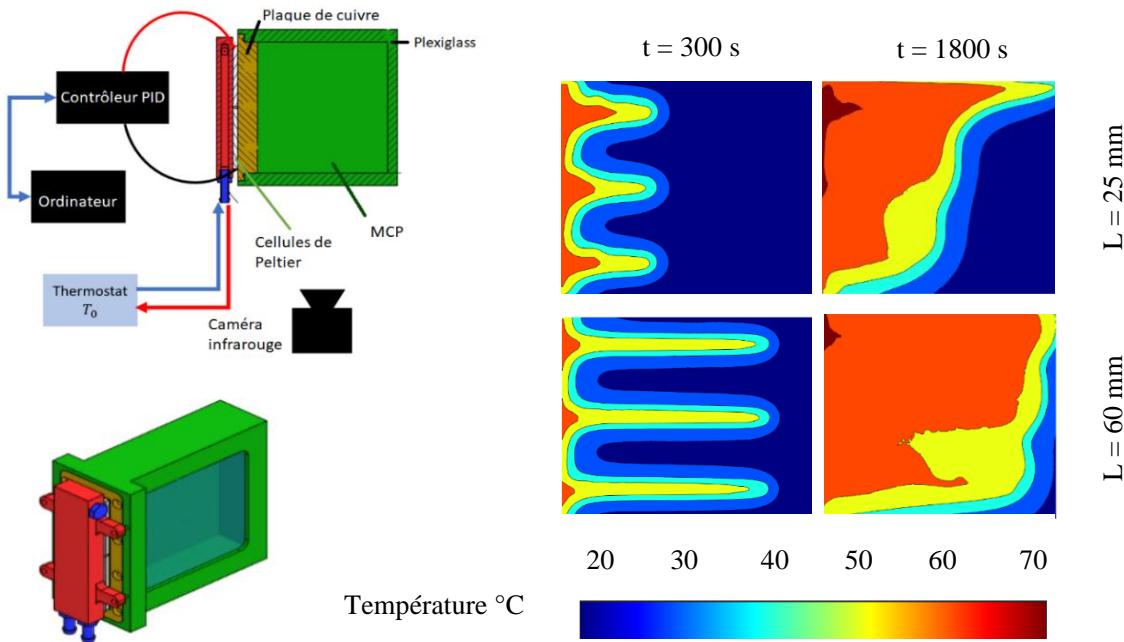


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental et champs de température mesurés

La fiche technique de fabrication [7] fournit les propriétés thermiques de la paraffine. Un densimètre à tube vibrant a été utilisé pour mesurer la densité de la phase liquide  $\rho$ . Cette mesure a été effectuée en fonction de la température, ce qui a permis de déterminer le coefficient de dilatation thermique ( $\gamma$ ). Le tableau 1 reprend les propriétés thermophysiques, considérées comme indépendantes de la température.

Paramètre	Valeur
Température de fusion (°C)	38-43
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	143
Capacité thermique spécifique (J/(kg.K))	2000
Conductivité thermique (W/(m.K))	0.2
Masse volumique du solide à 15°C (kg/m <sup>3</sup> )	880
Masse volumique du liquide à 70°C (kg/m <sup>3</sup> )	762
Coefficient de dilatation thermique (K <sup>-1</sup> )	0.0008

Table 1: Propriétés thermophysiques de la paraffine RT-42

### 3. Formulation mathématique du problème et modélisation

Une enceinte rectangulaire bidimensionnelle mesurant 84\*80 cm est modélisée sur Ansys Fluent. Elle comporte deux domaines : la plaque de cuivre avec les ailettes et la paraffine RT-42. Chaque paroi, à l'exception de celle de gauche, est considérée comme adiabatique. La température initiale du MCP est considérée égale à 25 °C. La température de la paroi en cuivre est fixée à 70 °C.

Pour simuler l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur, le modèle "Enthalpie-porosité", proposé par Voller et Prakash [8], est utilisé pour simuler le changement de phase du MCP. Ce modèle permet de calculer la fraction liquide à chaque itération, sur la base du bilan enthalpique. La zone pâteuse est définie comme la région où la fraction liquide est comprise entre 0 et 1.

Elle est considérée comme un milieu pseudo-poreux, entre les deux phases liquide et solide. Un terme supplémentaire est également ajouté à l'équation de la quantité de mouvement pour imposer un gradient de pression régressif. Lorsque le matériau se solidifie, la porosité devient nulle et, par conséquent, la vitesse tombe également à zéro.

L'enthalpie du matériau H est calculée comme la somme de la chaleur sensible h et de la chaleur latente  $\Delta H$  :

$$H = h + \Delta H \quad (1)$$

La fraction liquide calculée  $\beta$  à chaque itération est définie selon la température :

$$\beta = 0 \text{ si } T \leq T_{solide}, \beta = 1 \text{ si } T \geq T_{liquide}, \beta = \frac{T - T_{solide}}{T_{liquide} - T_{solide}} \text{ si } T_{solide} < T < T_{liquide} \quad (2)$$

La chaleur latente est calculée en considérant l'enthalpie de fusion du matériau  $L_f$  :

$$\Delta H = \beta * L_f \quad (3)$$

L'équation de l'énergie s'écrit alors comme suit :

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} (H) + \rho_0 \nabla \cdot (\bar{u} H) = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (4)$$

avec  $u$  la vitesse du fluide et  $k$  la conductivité thermique.

Pour simuler la diminution de la quantité de mouvement dans la zone pâteuse, le terme  $-A(T)u$  est ajouté à l'équation de la quantité de mouvement de l'écoulement incompressible avec :

$$A(T) = \frac{(1-\beta(T))^2}{\beta(T)^3 + \epsilon} A_{mush} \quad (5)$$

où  $A_{mush}$  est un coefficient qui contrôle la perméabilité de la zone pâteuse [9], égal à  $10^8$  dans le présent travail et  $\epsilon$  est un paramètre égal à 0.0001 pour éviter la division par zéro.

Les modèles d'écoulement bidimensionnel instable du transfert de chaleur pendant le processus de fusion du MCP sont régis par les hypothèses générales suivantes :

- Le fluide est newtonien et incompressible.
- L'écoulement est laminaire (nombre de Grashof  $Gr = \frac{\rho^2 * g * \beta * (T_C - T_F) * P^3}{\mu^2}$  autour de  $10^6$ , en dessous de la valeur critique  $10^9$ ).
- L'équation de la quantité de mouvement considère l'approximation de Boussinesq.

Ainsi, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\nabla \cdot (\bar{u}) = 0 \quad (6)$$

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} (\bar{u}) + \rho_0 \nabla \cdot (\bar{u} \bar{u}) = \mu \nabla^2 \bar{u} - \nabla P + \rho g - A(T) \bar{u} \quad (7)$$

Le schéma SIMPLE est utilisé pour le couplage pression-vitesse et l'algorithme PRESTO est utilisé pour les corrections de pression. L'algorithme Upwind du second ordre est adopté pour la discrétisation des équations de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le résidu minimum est de  $10^{-4}$  pour l'équation de continuité,  $10^{-5}$  pour les équations de la quantité de mouvement et  $10^{-8}$  pour l'équation d'énergie. Après avoir analysé la convergence du maillage et du pas de temps, trois tailles de maillage différentes ont été testées : 0,3 mm, 0,24 mm et 0,2 mm. Suite à ces tests, la taille de maillage choisie pour l'étude numérique est de 0,24 mm. Concernant le pas de temps, deux valeurs ont été testées : 0,2 s et 0,1 s. le pas de temps de 0,2 s est choisi pour les simulations.

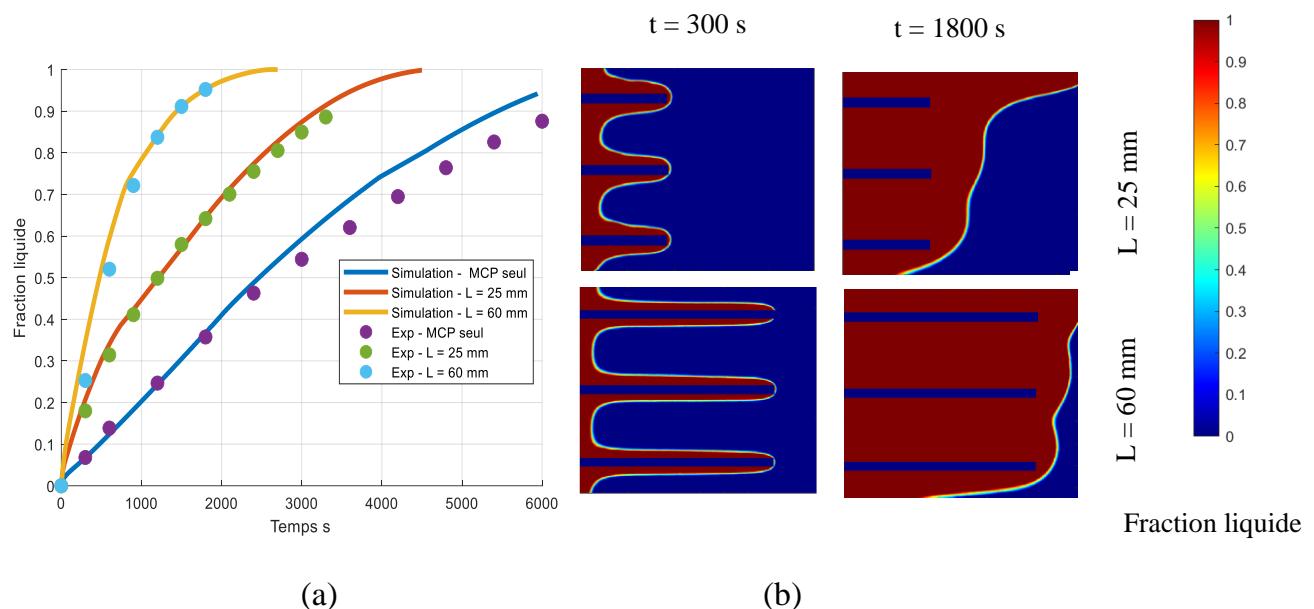
## 4. Résultats et discussion

### 4.1. Le processus de fusion avec et sans ailettes

La figure 2-a illustre l'évolution des fractions liquide expérimentales et numériques dans trois configurations distinctes (avec ou sans ailettes). La fraction liquide déterminée expérimentalement est obtenue en mesurant la température et en appliquant la relation température-fraction liquide (2). La matrice de fractions liquide obtenues numériquement permet de calculer la fraction liquide moyenne pour chaque temps.

Pour le premier cas, lorsque le MCP est chauffé sans introduction d'aillettes, le processus de fusion est relativement lent. Le MCP présente alors successivement différents modes de transfert de chaleur [10] :

- Régime conductif : Le front est parallèle à la paroi verticale.
- Régime conducto-convectif : Formation d'un point d'inflexion et d'une cellule de convection au-dessus de ce point.
- Régime convectif : une cellule de convection couvre l'ensemble du domaine, ce qui améliore le transfert de chaleur dans le MCP.



**Figure 2 :** (a) Fraction liquide totale numérique et expérimentale (b) Fraction liquide expérimentale

Les données expérimentales sont en bon accord avec les résultats numériques (figure 2-a), avec des temps de fusion plus longs car l'échange thermique avec l'environnement n'est pas complètement négligeable au niveau de la paroi droite de la cavité expérimentale. En revanche, le modèle numérique suppose des parois adiabatiques, ce qui conduit à un transfert de chaleur maximal vers le front de fusion dans le coin supérieur droit et crée ainsi des pics de la fraction liquide.

Dans les deux cas restants, deux longueurs différentes d'aillettes (25 mm et 60 mm) ont été ajoutées pour observer leur effet sur la fusion. Dans les deux cas (figure 2-a), le processus de fusion est accéléré parce que le cuivre fournit un chemin de transfert de chaleur préférentiel, augmentant le taux de fusion du MCP. Plus la longueur des ailettes augmente, plus la fusion est

rapide. Toutefois, ces données ne sont pas suffisantes pour distinguer les effets spécifiques de la conduction et de la convection dans chaque cas.

#### 4.2. Transport advectif *versus* transport diffusif

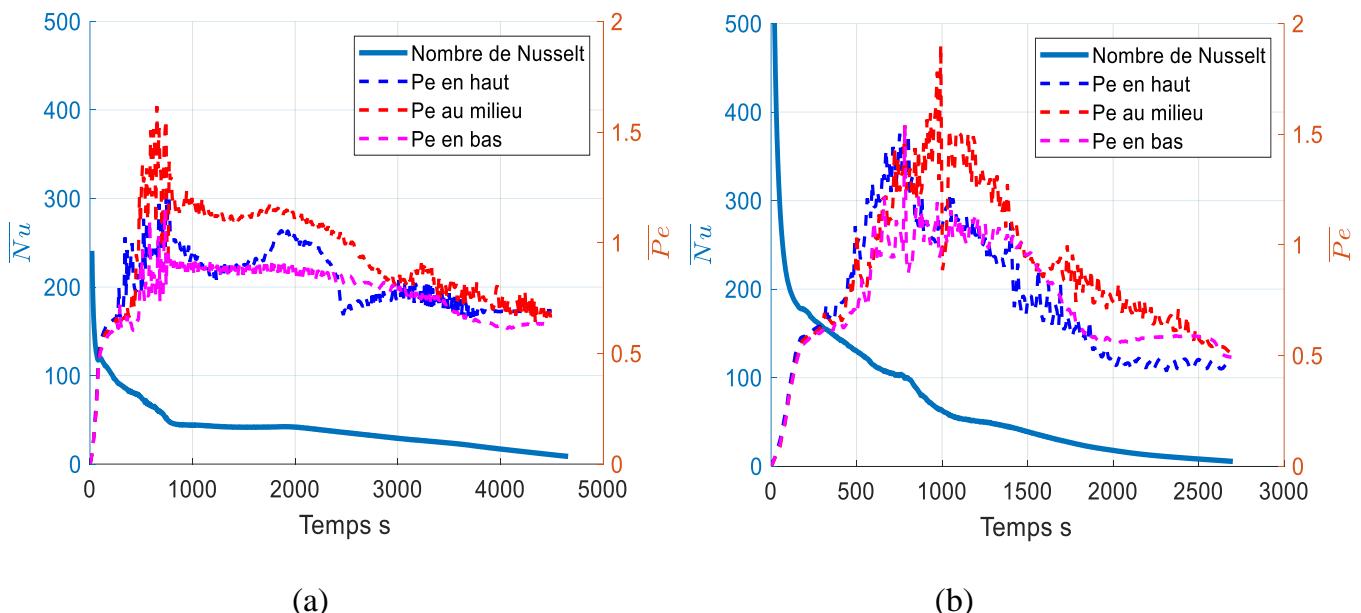
Pour comprendre les mécanismes de transfert de chaleur impliqués, le nombre de Nusselt est défini comme le flux dimensionnel sur la plaque de cuivre :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{\lambda(T_C - T_F)} \int_0^1 \lambda \frac{\partial T}{\partial x^*} \Big|_{x=0} dy^* \quad (8)$$

Avec  $T_C$  est la température de la plaque de cuivre,  $T_F$  est la température de fusion et  $\lambda$  est la conductivité thermique du MCP.

Un nombre dimensionnel noté «  $\overline{Pe}$  » est en outre introduit pour représenter le rapport du transport advectif moyen volumique sur le transport diffusif moyen volumique lorsque le MCP est totalement liquide (Eq. (9)). Le nombre  $\overline{Pe}$  est calculé dans les trois régions fluides entourant chaque ailette. Ces régions fluides sont définies en divisant le domaine fluide uniformément et horizontalement.

$$\overline{Pe} = \frac{\int (\bar{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T))_{T \geq T_F} dV}{\int (\alpha * \Delta T)_{T \geq T_F} dV} \quad (9)$$



**Figure 3 :** (a) Nombre de Nusselt et  $\overline{Pe}$  pour les trois zones de chaque ailette pour différentes longueurs d'ailettes : - À gauche :  $L=25$  mm - À droite :  $L=60$  mm

Les deux nombres sont calculés à partir des résultats numériques et illustrés dans la figure 3.

Au début du chauffage, le nombre de Nusselt moyen est important pour les deux cas, car les ailettes permettent de réduire la résistance thermique du milieu. Il est plus élevé pour le cas des ailettes de 60 mm.  $\overline{Pe}$  est ici faible car la conduction domine le transfert de chaleur. Pour une longueur d'ailette de 25 mm, le nombre de Nusselt diminue et à 900 s, la convection commence à jouer un rôle clé dans le transfert de chaleur dans toutes les régions en raison de l'apparition d'instabilités de Rayleigh-Bénard entre les ailettes. Le rapport  $\overline{Pe}$  semble plus élevé pour la région centrale parce qu'elle subit deux circulations (de chaque côté de l'ailette). Les mêmes

commentaires peuvent être faits pour la deuxième longueur d'ailette avec un temps de régime transitoire autour de 1000 s. Ceci démontre que la longueur des ailettes n'induit pas de chute dans le transport convectif. De plus, malgré la faible conductivité du MCP, la diffusion de la chaleur joue toujours un rôle important dans le transfert de chaleur ( $\overline{Pe} < 2$ ).

Lorsque le front s'éloigne des ailettes, le nombre de Nusselt atteint un plateau comme dans le cas sans ailettes. Le niveau de ce plateau se maintient tant que le front ne touche pas la paroi droite. Ces commentaires sont également observés sur les valeurs de  $\overline{Pe}$  de 900 s à 1800 s pour les ailettes plus courtes : - dans la région inférieure,  $\overline{Pe}$  atteint un plateau de 0,8 correspondant à un transfert de chaleur légèrement plus diffusif. - dans la région médiane,  $\overline{Pe}$  reste stable au-dessus de 1, ce qui correspond à un transfert de chaleur légèrement plus convectif. - dans la région supérieure,  $\overline{Pe}$  est inférieur à 1, car toutes les circulations sont situées près de l'ailette centrale. Pour la deuxième longueur d'ailette, la longueur du plateau dure moins longtemps, entre 1000 s et 1200 s, car l'extrémité des ailettes est très proche de la paroi droite. Pour cette configuration, toutes les valeurs  $\overline{Pe}$  sont supérieures à 1, même pour la région inférieure, en raison de circulations convectives plus importantes.

Lorsque le front liquide-solide touche la paroi droite dans les deux cas, le nombre de Nusselt et les valeurs  $\overline{Pe}$  diminuent car la convection est plus faible (le système a alors un comportement similaire au cas sans ailette). Cependant, la baisse est plus importante pour les ailettes les plus longues car l'homogénéité de la température est plus rapide.

## 5. Conclusion

Dans ce travail, une cavité parallélépipédique remplie de MCP a été étudiée par mesure de la température et évaluation de la fraction liquide. Les données expérimentales présentées permettent de suivre le front liquide-solide du MCP et de mesurer les champs de température dans le milieu considéré. Pour valider le modèle CFD développé avec Ansys Fluent, ses résultats numériques ont été comparés avec les données obtenues à partir des expérimentations. L'analyse a mis en évidence les différents régimes de fusion sous l'effet d'une source thermique chaude.

Pour améliorer le système en termes d'inertie thermique, des ailettes métalliques ont été intégrées dans le matériau à changement de phase. Les simulations numériques ont permis d'étudier les performances du système lors du stockage. Les ailettes jouent un rôle clé dans la réduction de la résistance thermique du milieu en faisant fondre le MCP plus rapidement. En analysant leurs effets sur les régimes de transfert de chaleur, la conduction domine le transfert de chaleur pour les premières périodes de stockage, puis la convection joue un rôle clé en raison de la formation d'instabilités de Rayleigh-Bénard entre l'ailette et le front, en particulier dans la région centrale. Le rôle de la convection diffère selon la région et la longueur des ailettes. Le nombre de Nusselt présente le même comportement que le système sans ailettes, les temps de mode étant simplement raccourcis.

En ce qui concerne le déstockage, il est crucial de noter que la performance du système dépend principalement de la diffusion de la chaleur. Ce processus induit une dynamique plus lente et moins performante que lors du stockage, maintenant ainsi une récupération partielle de l'énergie, avec seulement 50 % de l'énergie du MCP récupérée dans les deux scénarios testés, indépendamment de la longueur des ailettes. Ces résultats soulignent l'importance de comprendre les différentes dynamiques thermiques pour concevoir et optimiser les systèmes à changement de phase avec des ailettes.

## Références

- [1] M. Karthikeyan and T. Ramachandran, “Review of thermal energy storage of micro- and nanoencapsulated phase change materials,” *Materials Research Innovations*, vol. 18, no. 7, pp. 541–554, 2014.
- [2] Fan L, Khodadadi JM. Thermal conductivity enhancement of phase change materials for thermal energy storage: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2011;15:24-46. DOI: 10.1016/j.rser.2010.08.007
- [3] N. Sarier, E. Onder, Organic phase change materials and their textile applications: An overview, *Thermochimica* <https://doi.org/10.1016/j.tca.2012.04.013>. *Acta*. 540 (2012) 7–60.
- [4] Sciacovelli, A., Gagliardi, F., & Verda, V. (2015). Maximization of performance of a PCM latent heat storage system with innovative fins. *Applied Energy*, 137, 707-715.
- [5] Ji, C., Qin, Z., Low, Z., Dubey, S., Choo, F. H., & Duan, F. (2018). Non-uniform heat transfer suppression to enhance PCM melting by angled fins. *Applied Thermal Engineering*, 129, 269-279.
- [6] V.R. Voller, C. Prakash, A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion 18 mushy region phase-change problems, *Int. J. Heat Mass Transf.* 30 (1987) 1709–1719.
- [7] Kasa Material Data Sheet, PCM RT42 (Rubitherm GmbH). Available online: <https://www.rubitherm.eu/index.php/produktkategorie/organische-pcm-rt>
- [8] Jany, P.; Bejan, A. Scaling theory of melting with natural convection in an enclosure. *Int. J. Heat Mass Transf.* 1988, 31, 1221–1235.
- [9] M. Fadl, P. C. Eames, Numerical investigation of the influence of mushy zone parameter Amush on heat transfer characteristics in vertically and horizontally oriented thermal energy storage systems, *Thermal Engineering* V. 151 (2019) 90-99
- [10] A. EL HANAFI et al., Study of the thermal dynamic behavior of a tes system with PCM in a rectangular enclosure, *Proceedings of the 17th International Heat Transfer Conference, IHTC-17*

## Remerciements

Cette recherche a été soutenue par le projet Stock'NRJ financé par Fonds européen de développement régional (FEDER).

# Modélisation numérique des transferts thermiques lors de la trempe d'un alliage métallique oxydé

Thomas VARÉ<sup>1\*</sup>, Vincent SCHICK<sup>1</sup>, Stéphane MATHIEU<sup>2</sup>, Julien TEIXEIRA<sup>2</sup>, Michel GRADECK<sup>1</sup>, Sabine DENIS<sup>2</sup>, David MARÉCHAL<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

<sup>2</sup> Université de Lorraine, CNRS, IJL, F-54000 Nancy, France

Laboratory of Excellence « Design of Alloy Metals for Low-mass Structures » (DAMAS), Université de Lorraine

<sup>3</sup> Institut de Recherche Technologique Matériaux Métallurgie et Procédés (IRT M2P), 4 rue Augustin Fresnel - 57070 Metz France

\*(auteur correspondant : thomas.vare@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Lors de la trempe d'un acier, il est fréquent qu'une couche d'oxyde soit présente à la surface impactée par le fluide de refroidissement. L'influence de cette couche d'oxyde est mal connue dans la littérature. Aussi, l'objectif de cet article est de quantifier l'impact de celle-ci sur les champs de température au sein de l'acier ainsi que sur les transformations de phases au sein du métal. On montre que la couche d'oxyde a un impact très limité quand son épaisseur est inférieure à  $200 \mu\text{m}$  et que la résistance de contact à l'interface {couche d'oxyde-acier} n'excède pas  $10^{-5} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ .

## Nomenclature

### Métallurgie

$k$  Coefficient des lois JMAK

$n$  Exposant des lois JMAK

$y$  Fraction volumique

$\xi$  Fraction volumique normalisée

$\xi_e$  Volume étendu

$S$  Somme de Scheil

$HV$  Dureté Vickers

### Thermique

$T$  Température, K

$\rho$  Masse volumique,  $\text{kg/m}^3$

$C$  Capacité calorifique massique,  $\text{J}/(\text{kgK})$

$\lambda$  Conductivité thermique,  $\text{W}/(\text{mK})$

$a$  Diffusivité thermique,  $\text{m}^2/\text{s}$

$R_c$  Résistance de contact,  $\text{Km}^2\text{W}^{-1}$

$h$  Coefficient d'échange par convection,

$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

$\Delta H$  Chaleur latente de transformation,  $\text{J/m}^3$

$A_3$  Température d'apparition de la Ferrite, K

$A_1$  Température d'apparition de la Perlite, K

$B_s$  Température d'apparition de la Bainite, K

$M_s$  Température d'apparition de la Martensite, K

### Indices

$1$  Couche d'oxyde

$2$  Acier

$A$  Austénite

$F$  Ferrite

$P$  Perlite

$B$  Bainite

$M$  Martensite

## 1. Introduction

La trempe par aspersion d'eau est un traitement thermique utilisé pour conférer aux aciers des propriétés de résistances mécaniques spécifiques. Cette opération consiste d'abord à porter l'acier à une température suffisante, généralement entre  $800^\circ\text{C}$  et  $900^\circ\text{C}$ , pour former de l'austénite. Après une période de maintien à cette température d'austénitisation, l'acier est refroidi par aspersion d'une grande quantité d'eau liquide. Au cours de ce processus de refroidissement, l'acier subit différentes transformations de phases. Celles-ci dépendent de la température d'austénitisation et de la vitesse de refroidissement et influent directement sur les microstructures et sur les propriétés mécaniques finales de l'acier. La ductilité du matériau, sa limite d'élasticité, sa résilience, ainsi que sa dureté sont les propriétés affectées par la trempe. Lors de la chauffe et du maintien en température en atmosphère oxydante précédant la trempe,

une couche d'oxyde se développe sur la surface du métal. Celle-ci est généralement nommée calamine et consiste en une superposition de différentes strates d'oxydes, à savoir de l'hématite  $Fe_2O_3$ , de la magnétite  $Fe_3O_4$  et de la wustite  $FeO$  [12]. Toutefois, il s'avère que la vitesse de formation de la wustite est élevée devant celle des autres oxydes de fer, de sorte que l'on considérera dans ce travail que la couche d'oxyde est uniquement constituée de  $FeO$ . La conductivité des oxydes étant usuellement inférieure d'un ou deux ordres de grandeur à celle des métaux dont ils sont issus [5], les échanges thermiques vont être moindres lors de la trempe, ce qui peut modifier la cinétique de refroidissement et donc la nature et la proportion des constituants formés lors de la décomposition de l'austénite. Par ailleurs, le contact entre la couche d'oxyde et le métal est généralement imparfait ce qui contribue à diminuer encore le flux dissipé et à isoler encore davantage le métal (existence d'une résistance de contact).

L'influence de cette couche d'oxyde sur la chaleur dissipée lors de la trempe et donc sur les propriétés de l'acier à l'issue de celle-ci est mal documentée dans la littérature. L'objectif de ce travail est donc d'étudier numériquement son effet en prenant en compte la couche d'oxyde et l'interface oxyde-métal. Une attention particulière est donnée à la thermodépendance des paramètres physiques et la prise en compte des transformations de phases.

La première partie de ce papier est consacrée à la description mathématique de l'assemblage {couche d'oxyde-acier}. Le comportement métallurgique de l'acier 42CrMo4 utilisé dans ce travail ainsi que la manière dont la trempe est modélisée sont ensuite présentés dans une deuxième partie. Enfin, une dernière partie expose les résultats marquants obtenus en analysant les influences respectives de l'épaisseur de la couche d'oxyde et de la résistance de contact.

## 2. Formulation mathématique du système thermique {couche d'oxyde - acier}

On considère la trempe d'une plaque d'acier 42CrMo4 d'épaisseur  $e_2$ , de masse volumique  $\rho_2$ , de conductivité thermique  $\lambda_2$  et de capacité calorifique massique  $C_2$ . La plaque est surmontée par une couche d'oxyde  $FeO$  d'épaisseur  $e_1$  et de propriétés  $\rho_1$ ,  $\lambda_1$  et  $C_1$ . La surface impactée par le jet d'eau utilisé lors de la trempe est repérée par l'abscisse  $x = 0$ , l'axe x étant orienté vers le bas. La figure (1) représente la configuration de notre étude.

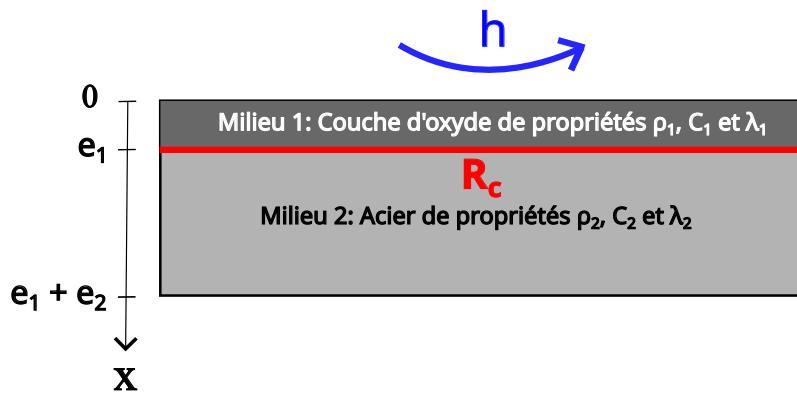


Figure 1 : Configuration étudiée

Au cours de la trempe, l'acier subit d'importantes variations de température : en effet, cette dernière varie de  $850^{\circ}C$  à  $20^{\circ}C$ . Compte tenu de la gamme de températures étendue mise en jeu, la thermodépendance des propriétés de l'acier doit être prise en considération dans la modélisation. Par ailleurs, différentes transformations de phases dans l'acier vont être induites par le refroidissement, ce qui va conduire à l'apparition d'une puissance volumique ainsi qu'à une modification des propriétés physiques de l'acier en cours de refroidissement. En conséquence, un terme de chaleurs latentes de transformations  $\dot{Q}_2(t)$  doit être ajouté à

l'équation de la chaleur associée à l'acier pour prendre en compte la création des nouveaux constituants. Enfin, on étudie la trempe d'une plaque d'acier de grandes dimensions par rapport à son épaisseur ce qui permet de considérer que le transfert de chaleur est unidimensionnel. Dans ce cadre, les équations de la chaleur pour la couche d'oxyde et pour l'acier s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{\rho_1 C_1} \left( \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial \lambda_1}{\partial x} \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{\rho_2 C_2} \left( \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial \lambda_2}{\partial x} \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \frac{\dot{Q}_2(t)}{\rho_2 C_2} \quad (2)$$

Le terme source  $\dot{Q}_2(t)$  est relié aux cinétiques de transformation de phases par la relation (3) :

$$\dot{Q}_2(t) = \sum_i \Delta H_i \frac{dy_i}{dt} \quad (3)$$

où  $\Delta H_{Ferrite} = \Delta H_{Perlite} = 5,9 \times 10^8 \text{ J m}^{-3}$ ,  $\Delta H_{Bainite} = 2,4 \times 10^8 \text{ J m}^{-3}$  et  $\Delta H_{Martensite} = 4,4 \times 10^8 \text{ J m}^{-3}$  ([7] et [4]).

Les propriétés thermophysiques de l'acier sont déterminées à partir des fractions volumiques de ses constituants  $y_i$  par des lois de mélange [11] :

$$\omega = \sum_i y_i \omega_i \text{ avec } \omega = \{\rho, \lambda, C\} \quad (4)$$

La dureté Vickers est calculée par une loi de mélange analogue selon :

$$HV = HV_A + \sum_i (HV_i(T_k) - HV_A) dy_i \quad (5)$$

où  $HV_i(T_k)$  désigne la dureté du constituant  $i$  formé à la température  $T_k$ . Les valeurs de  $HV_i(T_k)$  utilisées dans ce papier sont tirées de données expérimentales [7].

On modélise le flux thermique convectif engendré par l'impact du jet sur la plaque par la loi de Newton. Les échanges convectifs de chaleur sont négligés sur la face opposée. Par ailleurs, le contact entre la couche d'oxyde et l'acier est considéré comme imparfait ce qui se traduit par l'existence d'une résistance de contact  $R_c$  à l'interface entre ces deux milieux. Les conditions limites associées aux équations (1) et (2) s'écrivent alors :

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(x = 0, t) = h(T_1(x = 0, t) - T_\infty) \quad (6)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(x = e_1, t) = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}(x = e_1, t) \quad (7)$$

$$T_1(x = e_1, t) - T_2(x = e_1, t) = -R_c \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x_1}(x = e_1, t) \quad (8)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial x}(x = e_1 + e_2, t) = 0 \quad (9)$$

La condition (7) traduit la continuité du flux à l'interface. La température du jet loin de la surface du métal est fixée à  $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ .

A l'instant initial, on considère que l'acier est complètement austénisé et que sa température est de  $T_0 = 850^\circ\text{C}$ . La couche d'oxyde est supposée à la même température que celle de la plaque. On ajoute donc aux équations (1) et (2) les conditions initiales :

$$T_1(x, t = 0) = T_2(x, t = 0) = T_0 \quad (10)$$

$$y_A(x, t = 0) = 1 \quad (11)$$

où  $y_A$  désigne la fraction volumique en austénite.

Les variations des propriétés thermiques et métallurgiques de cet acier avec la température ont déjà été déterminées pour les différents constituants dans des travaux précédents ([7] et [4]). En ce qui concerne la couche d'oxyde, les variations de sa conductivité thermique  $\lambda_1$  avec la température ont été évaluées dans [2] et celles de sa capacité calorifique massique dans [1]. Sa masse volumique a été prise constante et égale à  $\rho_1 = 5700 \text{ kg m}^{-3}$ . Les propriétés thermodépendantes des différents constituants de l'acier 42CrMo4 ainsi que celles de l'oxyde FeO sont représentée sur la figure (2). Les domaines de températures indiqués sur la figure (2) seront définis dans la partie 3.

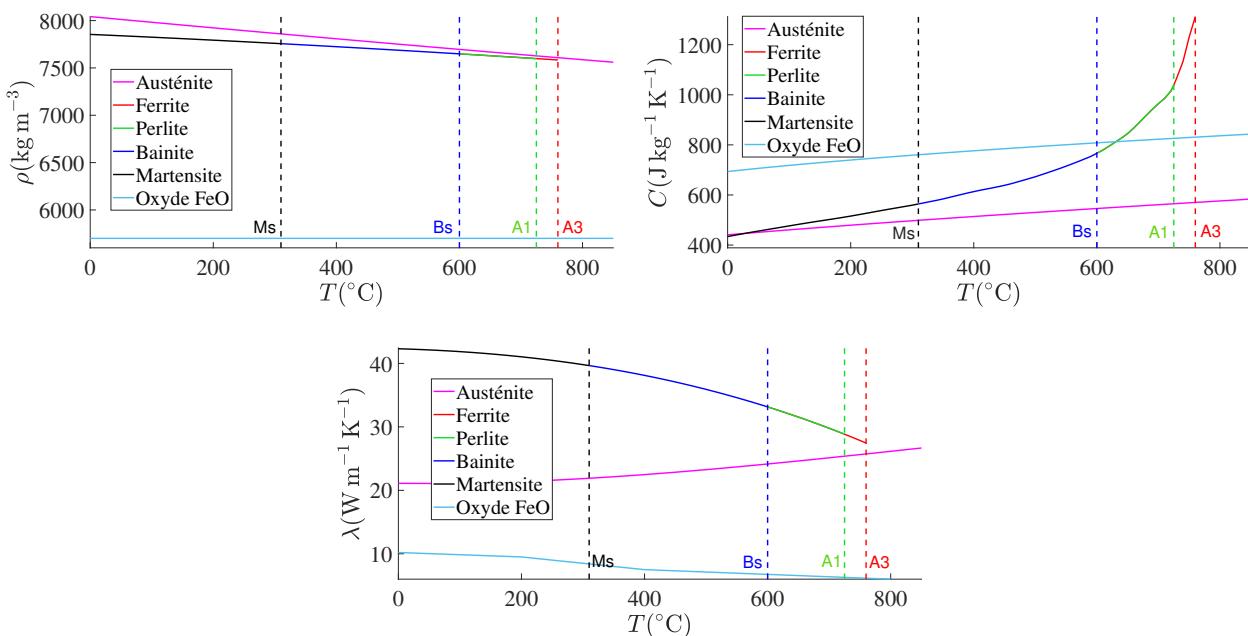


Figure 2 : Variations des propriétés thermophysiques de l'acier 42CrMo4 et de la couche d'oxyde FeO avec la température d'après [7], [4], [2] et [1]

Le système d'équations non linéaires (1) et (2) associé aux conditions limites (6) (7) (8) (9) et aux conditions initiales (10) et (11) est ensuite résolu numériquement par la méthode des différences finies. Les schémas utilisés pour la discréétisation spatiale sont d'ordre 2 et on utilise une méthode d'Euler progressive du premier ordre pour approximer les dérivées temporelles.

### 3. Aspects métallurgiques

#### 3.1. Transformations diffusives et displacives des aciers austénisés et diagramme TTT

Deux types de changements de phases ont lieu lors du refroidissement d'un acier austénisé. Le premier met en jeu des transformations de phases avec diffusion dépendant à la fois du temps et de la température. La ferrite proeutectoïde, la perlite et la bainite sont les constituants se formant à partir de l'austénite dans de telles transformations. À une température donnée, la durée au bout de laquelle se forme une nouvelle phase en conditions isothermes est appelée temps d'incubation  $t_i$ . La formation des constituants issus de transformations diffusives obéit à la loi de Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorov (JMAK) (voir [9] et [10]) donnée par :

$$y_i = y_{di} y_i^{\max} (1 - \exp(-k_i(t - t_i)^{n_i})) \quad (12)$$

Dans cette expression,  $y_d$  désigne la fraction volumique d'austénite disponible,  $y_i^{max}$  la fraction volumique du composant  $i$  formable. Ces grandeurs ainsi que les coefficients  $k_i$  et  $n_i$  dépendent de la température et ont été déterminés à la température considérée expérimentalement en amont de cette étude pour chaque constituant.

La seconde catégorie ne dépend que de la température et est qualifiée de displacive : la transformation de l'austénite vers la martensite est la seule transformation displacive qui intervient ici. La formation de la martensite est décrite, quant à elle, par la loi de Koistinen-Marburger :

$$y_M = y_d(1 - \exp(\alpha(M_S - T)^m)) \quad (13)$$

$\alpha = 0.011\text{K}^{-1}$  et  $m = 1$  pour les aciers hypoeutectoïdes faiblement alliés, ce qui est le cas pour l'acier 42CrMo4 de notre étude.  $M_S$  (« Martensite Start ») est la température en dessous de laquelle commence la formation de martensite.

En métallurgie, ces différentes transformations de phase sont classiquement représentées sur des diagrammes « Temps-Température-Transformation » (diagrammes TTT [6]). Ces derniers dépendent des conditions dans lesquelles a été réalisée l'austénitisation de l'acier (Température, Durée, ...) et sont établis expérimentalement dans des conditions isothermes : l'austénite est refroidie rapidement depuis la température d'austénitisation jusqu'à une certaine température à laquelle elle est maintenue et on analyse par dilatométrie la proportion de constituant se formant au cours du temps. Le diagramme TTT correspondant à l'acier 42CrMo4 étudié ici est tiré de [7] et [4] et est représenté figure (3).

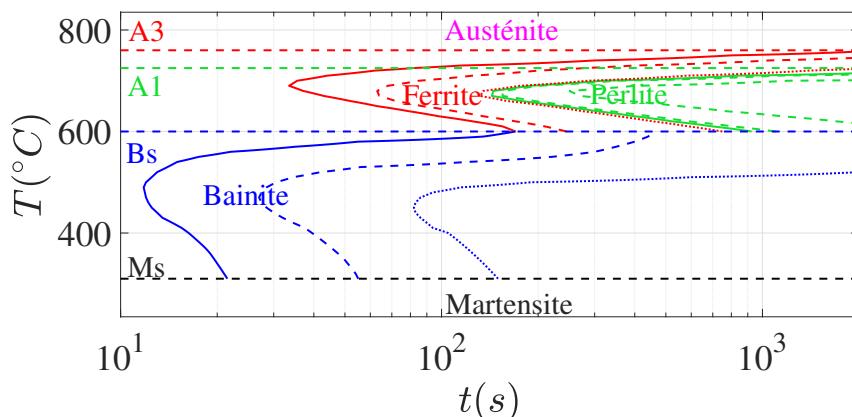


Figure 3 : Diagramme TTT de l'acier 42CrMo4 d'après [7] et [4] : les lignes continues indiquent le début d'une transformation de phase lors d'un maintien isotherme. Celles sous forme de tirets et en pointillés spécifient les instants où respectivement 10% et 90% de la fraction volumique maximale  $y_{max}$  du constituant s'est formée

Il met en évidence différents intervalles de température en fonction des constituants pouvant se créer :

- Pour  $A_1 \leq T \leq A_3$ , la ferrite proeutectoïde est le seul constituant possible.
- Pour  $B_s \leq T \leq A_1$ , seules la ferrite proeutectoïde et la perlite peuvent apparaître.
- La plage  $M_s \leq T \leq B_s$  correspond à la formation possible de la bainite.
- Enfin quand  $T \leq M_s$ , la martensite se forme.

### 3.2. Modélisation de la trempe grâce au diagramme TTT

Les constituants pouvant se former lors d'une trempe sont les mêmes que ceux apparaissant lors des transformations isothermes représentées sur un diagramme TTT. Pour prévoir les transformations de phases lors d'un refroidissement continu, nous utilisons ici le modèle développé initialement par Fernandes et al [7] et Farias [3] et enrichi par Jeyabalan et al [11]. Ce modèle

décrit la trempe par une succession de transformations isothermes.

Dans cette approche, les instants où les transformations diffusives surviennent sont déterminés par la méthode de la somme de Scheil [8] en reposant sur le principe d'additivité : quand cette dernière vaut 1, le changement de phase s'amorce. Cette somme est définie par :

$$S = f \sum_k \frac{\Delta t_k}{t_i(T_k)} \quad (14)$$

où  $\Delta t_k$  désigne le pas de temps à l'instant  $k$  et  $t_i(T_k)$  est le temps d'incubation en condition isotherme à la température  $T_k$ . La valeur du coefficient  $f$  est ajustée afin de se rapprocher au mieux des données expérimentales. Dans notre cas,  $f$  est fixé à 1 pour les transformations de l'austénite en ferrite et perlite. Pour la bainite en revanche, l'hypothèse est faite que l'incubation ne dépend pas des incubations à plus haute température [7] : aussi au premier instant où  $T$  devient inférieure à  $B_S$ , la somme de Scheil est réinitialisée en posant  $f = 0$ .

Les moments où débutent les transformations diffusives étant donnés par le critère de la somme de Scheil, il est pratique de reformuler les lois JMAK (12) en éliminant le temps d'incubation  $t_i$  et de travailler avec des incrément de fraction volumique  $dy$ . Pour ce faire, on détermine d'abord les fractions volumiques normalisées  $\xi$ , puis les volumes étendus  $\xi_{ei}$  et on en déduit les  $dy_i$ . Les expressions correspondantes pour les différents constituants  $dy_i$  sont détaillées dans [11] et récapitulées dans le tableau ci dessous.

	Ferrite $B_S \leq T \leq A_3$	Perlite $B_S \leq T \leq A_1$	Bainite $M_S \leq T \leq B_S$
$\xi$	$\xi_F = \frac{y_F}{y_F^{max}}$	$\xi_P = \frac{y_P}{y_P^{max}(1 - y_F)}$	$\xi_B = \frac{y_B}{y_B^{max}(1 - y_F - y_P)}$
$\xi_e$	$\xi_{eF} = -\log(1 - \xi_F)$	$\xi_{eP} = -\log(1 - \xi_P)$	$\xi_{eB} = -\log(1 - \xi_B)$
$d\xi_e$	$d\xi_{eF} = n_F k_F^{\frac{1}{n_F}} \xi_{eF}^{1 - \frac{1}{n_F}} dt$	$d\xi_{eP} = n_P k_P^{\frac{1}{n_P}} \xi_{eP}^{1 - \frac{1}{n_P}} dt$	$d\xi_{eB} = n_B k_B^{\frac{1}{n_B}} \xi_{eB}^{1 - \frac{1}{n_B}} dt$
$dy$	$dy_F = y_F^{max}(1 - \xi_F)d\xi_{eF}$	$dy_P = (1 - y_F)y_P^{max}(1 - \xi_P)d\xi_{eP}$	$dy_B = (1 - y_F - y_P)y_B^{max}(1 - \xi_B)d\xi_{eB}$

Comme la formation de martensite ne dépend que de la température, la loi de Koistinen-Marburger (13) est utilisable telle quelle.

## 4. Influence de l'épaisseur de la couche d'oxyde et de la résistance de contact

On étudie l'influence de la couche d'oxyde en distinguant les rôles de son épaisseur et celui de la résistance de contact modélisant le contact imparfait à l'interface avec l'acier. On se place dans le cas d'une trempe martensitique où le refroidissement de l'acier est très brutal afin d'augmenter la dureté de l'acier par la formation de martensite : le coefficient d'échange par convection a donc été fixé à  $h = 2000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  dans toutes les simulations. On a également systématiquement considéré une plaque d'acier d'épaisseur  $e_2 = 1 \text{ cm}$ .

### 4.1. Impact de l'épaisseur $e_1$ de la couche d'oxyde

Une première série de simulations a été menée afin de quantifier l'impact de l'épaisseur de la couche d'oxyde. Afin de véritablement séparer le rôle de cette dernière de la résistance de contact, on a considéré que le contact était parfait et que la résistance de contact était donc nulle. La gamme d'épaisseurs  $e_1$  étudiée s'étend de  $100 \mu\text{m}$  jusqu'à  $2 \text{ mm}$ , étant donné qu'il est peu probable d'excéder cette valeur dans la réalité. Les variations au cours de temps des champs de température ainsi que des fractions volumiques de martensite sont présentées sur la figure (4). On observe le caractère isolant de la couche d'oxyde : la face avant de l'acier se refroidit jusqu'à  $T_\infty = 20^\circ\text{C}$  d'autant plus lentement que la couche d'oxyde est épaisse (4). En conséquence, on observe que plus  $e_1$  est important et plus la formation de martensite est retardée : celle-ci débute

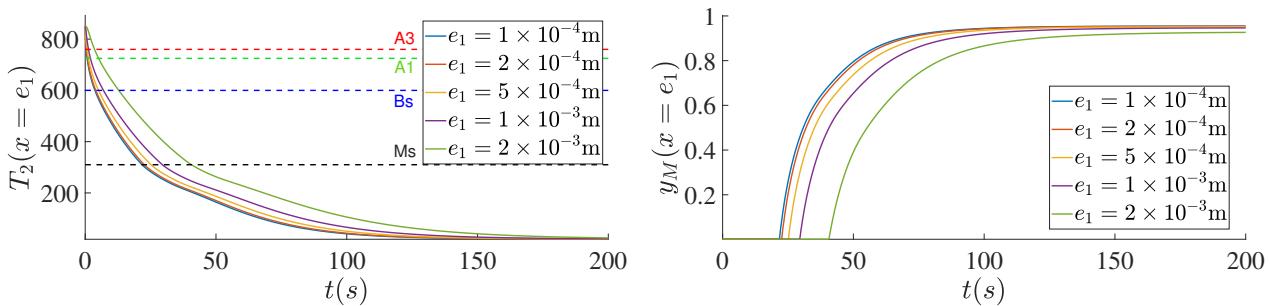


Figure 4 : Evolution des températures et des fractions volumiques de martensite en face avant pour différentes épaisseurs de couche d’oxyde

au bout de 20 s en cas de couche de fine épaisseur ( $e_1 = 100 \mu\text{m}$ ) tandis qu’elle ne commence qu’après 40 s quand l’épaisseur de la couche est plus importante ( $e_1 = 2 \text{ mm}$ ). Comme attendu, la dureté obtenue est quasiment la même en fin de trempe ( $\text{HV} = 640$ ) : on obtient une fraction volumique de martensite de près de 95% avec environ 5% d’austénite résiduelle. A noter qu’on observe juste quelques traces de bainite (environ 2%) quand  $e_1 = 2 \text{ mm}$ . Les différents graphes montrent que l’épaisseur de la couche d’oxyde est négligeable lorsqu’elle est inférieure à 200  $\mu\text{m}$ .

#### 4.2. Rôle de la résistance de contact $R_c$

Dans le but de quantifier le seul effet de la résistance de contact, une couche d’oxyde relativement fine de  $e_1 = 200 \mu\text{m}$  a été imposée dans ce paragraphe. Nous avons considéré que  $R_c$  variait entre  $10^{-6} \text{ Km}^2 \text{ W}^{-1}$  et  $10^{-3} \text{ Km}^2 \text{ W}^{-1}$ , ce qui correspond à l’intervalle de valeurs usuellement rencontrées pour des résistances de contact [5]. Les résultats en terme d’évolutions de champ de température et de fraction volumique de martensite sont illustrés en face avant sur la figure (5). Comme attendu, on observe qu’augmenter la valeur de la résistance de contact ac-

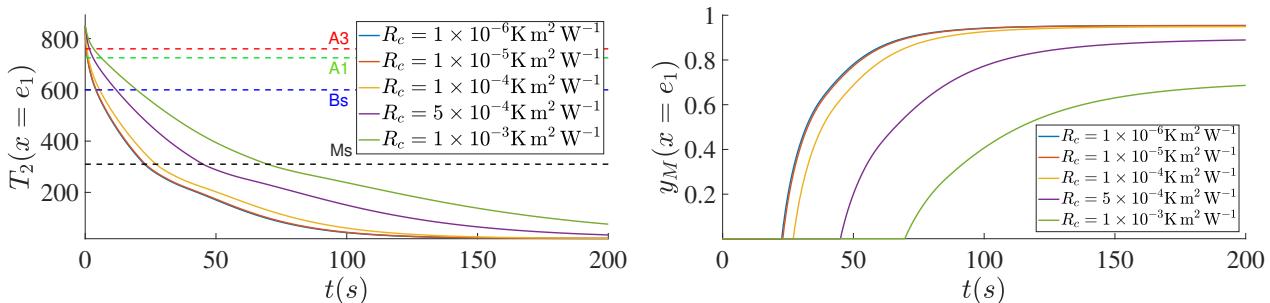


Figure 5 : Evolution des températures et des fractions volumiques de martensite en face avant pour différentes valeurs de résistances de contact

croît le caractère isolant de la couche d’oxyde : plus  $R_c$  est important et plus le refroidissement est lent et l’apparition de martensite retardée. La différence la plus notable par rapport au paragraphe précédent réside dans le fait que la dureté et la microstructure de l’acier en fin de trempe dépendent de la valeur de la résistance de contact. Dès que celle-ci dépasse  $10^{-4} \text{ Km}^2 \text{ W}^{-1}$ , de la bainite se forme en quantité suffisamment importante pour conduire à une réduction significative de la dureté finale. Pour  $R_c = 10^{-3} \text{ Km}^2 \text{ W}^{-1}$ , on obtient une dureté  $\text{HV} = 600$  uniforme dans la couche d’acier contre  $\text{HV} = 640$  avec un faible gradient dans l’épaisseur si  $R_c$  est 10 fois plus faible montrant ainsi que des valeurs importantes de la résistance de contact limitent l’efficacité de la trempe. L’observation des résultats des différentes simulations indique que la

résistance de contact est négligeable quand  $R_c \leq 10^{-5} \text{Km}^2\text{W}^{-1}$ .

## 5. Conclusion

Dans cet article, l'influence d'une couche d'oxyde lors de la trempe d'un acier a été étudiée. On a mis en évidence les rôles distincts de son épaisseur ainsi que de la résistance de contact à l'interface avec l'acier. Nous avons montré qu'en dessous d'une épaisseur  $e_1 = 200 \mu\text{m}$  et d'une valeur de résistance  $R_c \leq 10^{-5} \text{Km}^2\text{W}^{-1}$ , la couche d'oxyde a un impact très limité. Lorsque ces deux paramètres deviennent suffisamment importants, la couche d'oxyde isole l'acier, retarde la formation de martensite et favorise l'apparition d'autres constituants. Pour avoir une influence significative à elle seule, l'épaisseur de la couche d'oxyde doit être très importante par rapport aux valeurs rencontrées dans la réalité : on estime généralement qu'elle n'excède pas les  $100 \mu\text{m}$ . Les valeurs de résistances de contact aboutissant à des modifications importantes des microstructures et de la dureté de l'acier paraissent beaucoup plus plausibles par rapport aux valeurs généralement admises dans la littérature. Ceci est d'autant plus vrai qu'on a considéré la couche d'oxyde comme une entité unique dans cette étude alors qu'elle est elle même constituée de plusieurs strates, donc de plusieurs interfaces auxquels peuvent être associées des résistances de contact.

## Références

- [1] E. Beygelzimer, Y. Beygelzimer, « Heat capacity of oxide scale in the range from 0°C to 1300°C : generalized estimates with account for movability of phases transitions. » *Materials Science, Physics*, (2021)
- [2] M. Takeda, T. Onishi, S. Nakakubo, S. Fujimoto « Physical properties of iron-oxide scales on Si-containing steels at high temperature », *Materials Transactions Vol 50, n°9*, (2009)
- [3] S. Denis, D. Farias, A. Simon, « Mathematical Model Coupling Phase Transformations and Temperature Evolutions in Steels. », *ISIJ International*, pp 316-325. (1992)
- [4] A.V.S. Oliveira, J. Teixeira, V. Schick, D. Maréchal, M. Gradeck, S.Denis. « Using a linear inverse heat conduction model to estimate the boundary heat flux with a material undergoing phase transformation. », *Applied Thermal Engineering*, (2023).
- [5] C.V. Madhusudana, « Thermal Contact Conductance : Second Edition », SPRINGER Mechanical Engineering Series (2014),pp 217-243.
- [6] J. Barralis, G.Maeder, « Précis de Métallurgie : Elaboration, Structures-Propriétés, Normalisation », Nathan, AFNOR (2005).
- [7] F.M.Braz Fernandes, « Modélisation et Calcul de l'Évolution de la Température et de la Microstructure au cours du Refroidissement Continu des Aciers », *Thèse Institut National Polytechnique de Lorraine*, (1985)
- [8] E. Scheil, « Anlaufzeit der Austenitumwandlung », *Arch. Fur Das Eisenhuttenwes* 8 (1935)
- [9] W. Johnson, K. Mehl, « Reaction kinetics in processes of nucleation and growth », *Trans. Am. Inst. Min. Metall. Petrol. Eng.* 135 (1939)
- [10] M. Avrami, « Kinetics of phase change. II transformation-time relations for random distribution of nuclei » *J. Chem. Phys.* 8 (2) (1940)
- [11] K. Jeyabalan, S.D. Catteau, J. Teixeira, G. Geandier, B. Denand, et al. « Modeling of the austenite decomposition kinetics in a low-alloyed steel enriched in carbon and nitrogen » *Materialia*, (2020), 9, pp.100582. 10.1016/j.mtla.2019.100582. hal-02985539
- [12] B-A. Behrens, A. Chugreev, B. Awiszus, M. Graf, R. Kawalla, M. Ullmann, et al. « Sensitivity Analysis of Oxide Scale Influence on General Carbon Steels during Hot Forging » *Metals* (2018)

## Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet de recherche RESEM4 lancé par l'« Institut de Recherche Technologique Matériaux Métallurgie Procédés » (IRT M2P) et financé par le programme français « Plan d'Investissement d'Avenir » (PIA) que nous tenons à remercier.

## **Troisième partie**

### **Annexes**



# Liste des auteurs

## A

Abdelhamid, Kheiri .....	519
Acem, Zoubir .....	125
Ait Oumeziane, Yacine .....	143, 167
Allam, Hamza .....	445
Andre, Christophe .....	265
André, Frédéric .....	225
Anquetin, Yann .....	359
Aouali, Abderezak .....	511
Avrit, Antoine .....	233
Ayaz, Hamza .....	83
Ayela, Frederic .....	37

## B

Badosa, Jordi .....	29
Baffie, Thierry .....	477
Bailleul, Jean-Luc .....	327
Banes, Candice .....	29
Barthélémy, Adrien .....	257
Basecq, Vincent .....	343
Baseri, Gholamhossein Kahid .....	75
Bataille, Françoise .....	177, 273
Battaglia, Jean-Luc .....	377
Baucour, Philippe .....	201
Beaudet, Cyprien .....	67
Beceiro, Jorge Salgado .....	75, 83
Bédécarrats, Jean-Pierre .....	75, 83
Begot, Sylvie .....	117, 143
Ben Ahmed, Haykel .....	159
Ben Ezzine, Nizar .....	167
Berramdane, Mohammed Riadh .....	367
Bérut, Elise .....	91
Billaud, Yann .....	503
Blanco, Stéphane .....	209
Blet, Nicolas .....	319, 519
Bois, Laurence .....	91
Bompas, Jeremy .....	289
Boonaert, Jacques .....	45
Bouazizi, Maram .....	167
Boudenne, Abdel .....	133
Boudenne, Abderrahim .....	445
Bougeard, Daniel .....	45, 265, 413, 437

## Boulet, Pascal .....

Bourarach, Fadi Mehdi .....	151
Bourdin, Vincent .....	29
Boussaid, Mohamed .....	159
Bouvenot, Jean-Baptiste .....	67, 493
Bouvier, Pascale .....	265
Briottet, Xavier .....	225

## C

Caliot, Cyril .....	209
Carin, Muriel .....	193
Chaaraoui, Nathaly .....	351
Chardome, Geoffroy .....	389
Charton, Hugues .....	5
Chehade, Sara .....	133
Cherry, Léa .....	177
Chevalier, Stéphane .....	377
Cifuentes, Renato .....	485
Colinart, Thibaut .....	469
Collignon, Romain .....	249
Colombet, Damien .....	37
Corneloup, Christophe .....	201
Coste, Pierre .....	477
Courtois, Mickael .....	193
Crouau, Florian .....	377

## D

D'alençon, Louis .....	209
Dantu, Sylvain .....	13
Deflandre, Laura .....	257
Degiovanni, Alain .....	299
Delaleux, Fabien .....	13
Delasse, Chaimaa .....	485
Delebecque, Pierre .....	37
Demim, Fethi .....	159
Denis, Sabine .....	527
De Paepe, Ward .....	289
Desevaux, Philippe .....	143, 167, 201
Djermoune, Asma .....	233
Dony, Anne .....	343
Dorville, Nicolas .....	281
Dubas, Frédéric .....	201

Dujardin, Nicolas .....	133
Duluc, Marie-Christine .....	281
Dupuy, Arthur .....	405
Durand, Sullivan .....	107
Durastanti, Jean-Félix .....	13
Durivault-Reymond, Laurence .....	343
Duvaut, Thierry .....	351

**E**

El Arabi, Ali .....	319
El Assaad, Machhour .....	469
El Hanafi, Abderrahmane .....	519
El Helou, Patrick .....	397
El Maakoul, Anas .....	299
El Mankibi, Fatima .....	167
El Rassy, Elissa .....	327
El Zein, Nour .....	143
Etienne, Lucien .....	45

**F**

Falcand, Rémi .....	201
Faraj, Jalal .....	327
Feidt, Michel .....	21
Feldheim, Véronique .....	389, 437
Ferdjallah, Lydia .....	59
Flamant, Gilles .....	177
Fois, Magali .....	59
Forest, Vincent .....	209
Fournier, Richard .....	209
Fuentes, Adrien .....	397

**G**

Gabory, Elias .....	217
Gaillard, Léo .....	511
Galtier, Mathieu .....	217, 225
Gaume, Benjamin .....	29
Gautheron, Arthur .....	217
Geffroy, Pierre-Marie .....	511
Getie, Muluken Z .....	117
Gibout, Stéphane .....	151
Giovannacci, David .....	133
Giuffrida, Giada .....	445
Glantz, Tony .....	421
Gloriod, Damien .....	477
Glouannec, Patrick .....	397
Gradeck, Michel .....	233, 421, 527
Gresse, Teddy .....	225
Grosu, Lavinia .....	405
Guerroudj, Nawal .....	99

**H**

Haillot, Didier .....	107
Hajjar, Abboud .....	343
Hourdin, Frédéric .....	209

Houssein, Jad .....	193
---------------------	-----

**I**

Ibos, Laurent .....	59, 445
Ilinca, Adrian .....	413

**J**

Jacob, Jérôme .....	225
Jezequel, Stéphane .....	37
Joly, Frédéric .....	193

**K**

Karkaba, Hassan .....	45
Kastendeuch, Pierre .....	485
Khay, Ismail .....	299
Kheiri, Abdelhamid .....	99
Kossakowski, Roman .....	37
Krapez, Jean-Claude .....	225
Kuznik, Frédéric .....	225

**L**

Labergue, Alexandre .....	421
Lahayrech, Safaa .....	299
Landes, Tania .....	485
Lanzetta, François .....	117
Lapertot, Arnaud .....	343
Lara Cruz, José Luiz .....	75, 83
Lawane Gana, Abdou .....	461
Le Bideau, Pascal .....	397
Leclerc, Côme .....	125
Lecoanet, Alexandre .....	233
Lecoeuche, Stephane .....	45
Lecompte, Thibaut .....	469
Lecomte, Vincent .....	485
Lefevre, Nicolas .....	327
Le Pierrès, Nolwenn .....	91
Lepiller, Valérie .....	143, 167
Limans, Benoit .....	437
Lucas, Franck .....	185
Luna Valencia, Juan Esteban .....	421

**M**

Macher, Hélène .....	485
Maillet, Denis .....	319
Maire, Jérémie .....	377
Mancaux, Jean-Marie .....	53, 335
Marc, Olivier .....	185
Maréchal, David .....	527
Masselin, Bertrand .....	125
Mathelin, Lionel .....	273
Mathieu, Stéphane .....	527
Mehaddi, Rabah .....	125
Merlier, Lucie .....	225
Migan-Dubois, Anne .....	29

Milhet, Xavier .....	503
Minale, Temesgen Assefa .....	117
Minvielle, Zoé .....	477
Moebel, Elodie .....	257
Montcel, Bruno .....	217
Moreau, Florian .....	503
Moussallem, Rita .....	327
Musy, Marjorie .....	225

**N**

Nadau, Lionel .....	413
Najjar, Georges .....	485
Nerry, Françoise .....	225, 485
Nguyen, Philippe .....	201
Nop, Raksmay .....	281
Nowamooz, Hossein .....	309, 493

**O**

Oliveira, Arthur V.S .....	421
Olivès, Régis .....	53, 335
Ondarts, Michel .....	91
Oueslati, Walid .....	167
Ouoba/nébié, Bazam Amonet .....	461
Outin, Jonathan .....	91

**P**

Parra, Johan .....	29
Pelay, Ugo .....	45
Perret, Christian .....	5
Phan, Hai Trieu .....	5, 249
Pierre, Thomas .....	193
Pierro, Jean .....	225
Plantec, Yohan .....	469

**Q**

Quemener, Olivier .....	29, 193
-------------------------	---------

**R**

Rabbi, Jawad .....	75
Raybaud, Perceval .....	185
Remy, Benjamin .....	257, 319, 519
Reneaume, Jean-Michel .....	241
Renzhi, Wang .....	309
Retailleau, Florent .....	209
Reulet, Philippe .....	453
Richermoz, Nathan .....	477
Rimbert, Nicolas .....	233
Rodler, Auline .....	225
Roger, Maxime .....	217
Rotan, Magnus .....	75, 83
Roumet, Elie .....	281
Roupioz, Laure .....	225
Rousseau, Benoit .....	511
Rousse, Daniel .....	107
Russeil, Serge .....	45, 265, 437

**S**

Saidi, Sirine .....	405
Sanjivy, Kanhan .....	185
Saury, Didier .....	503
Schick, Vincent .....	257, 527
Schmitt, Felix .....	225
Schoetter, Robert .....	209
Seiler, Nathalie .....	233
Semeraro, Onofrio .....	273
Serra, Sylvain .....	241
Sevault, Alexis .....	75, 83
Simo Tala, Jules .....	45
Simo Tala, Jules Voguelin .....	413
Siroux, Monica .....	299, 429, 461
Sleiman, Jana .....	249
Sochard, Sabine .....	241
Sokakini, Soumaya .....	413
Soriano, Julie .....	225
Soulhac, Lionel .....	225
Sæterli, Ragnhild .....	75, 83
Striegel, Lucas .....	493
Stutz, Benoit .....	249

**T**

Taleb, Adel .....	159
Tang, Fujiao .....	309
Tan, Qianwen .....	429
Teixeira, Julien .....	527
Toutant, Adrien .....	273
Tran, Khanh-Hung .....	405
Trannoy, Nathalie .....	351
Tuomiranta, Arttu .....	151

**U**

Untrau, Alix .....	241
--------------------	-----

**V**

Vacher, Maxime .....	37
Varé, Thomas .....	527
Veca, Morgane .....	453
Villefranque, Najda .....	209
Villemin, Thomas .....	257
Vullum-Bruer, Fride .....	75, 83

**W**

Walther, Edouard .....	493
------------------------	-----

**Y**

Yahiat, Feriel .....	265
Yousaf Malik, Muhammad .....	167

**Z**

Zanatta, Luca .....	13
Zatout, Yanis .....	273