

Influence de la nature du combustible sur les interactions entre gouttes en évaporation

Valérie DEPREURAND^{1*}, Guillaume CASRANET¹, Fabrice LEMOINE¹

¹Laboratoire d’Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA)

12, avenue de la Forêt de Haye – 54500 Vandoeuvre

* (auteur correspondant : valerie.depredurand@ensem.inpl-nancy.fr)

Résumé L’objectif de cette contribution est de déterminer les paramètres de transfert de chaleur et de masse pour des lignes de gouttes de combustible en interaction s’évaporant dans des conditions contrôlées. Les évolutions temporelles de la température des gouttes et de leur diamètre sont déterminées simultanément, respectivement par fluorescence induite par laser à deux couleurs (FIL) et par analyse de la lumière diffusée. Les nombres de Nusselt et de Sherwood sont ensuite déterminés à partir des données expérimentales et interprétés en fonction de l’arrangement des gouttes et de la volatilité du combustible.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	T	température, K
B_M	nombre de Spalding massique	T	temps, s
B_T	nombre de Spalding thermique	V	vitesse de la goutte, $m.s^{-1}$
C	paramètre de distance	Y	fraction massique vapeur
C_0	concentration en traceur, $mol.l^{-1}$	<i>Symboles grec</i>	
C_P	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	Φ_C	flux convectif, W
D	diamètre de la goutte, m	Φ_{vap}	flux d’évaporation, W
D_g	diffusivité de la phase gazeuse, $m^2.s^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
I	intensité lumineuse, $W.m^{-2}$	μ	viscosité dynamique
K	le taux d’évaporation, $m^2.s^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
Le	nombre de Lewis	α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
L_v	chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
m	masse de la goutte, kg	eb	<i>ebullition</i>
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	g	phase gazeuse
Nu	nombre de Nusselt	l	phase liquide
Pr	nombre de Prandtl	ref	état de référence
Q_L	flux de chaleur entrant dans la goutte, W	∞	condition à l’infini
P	pression, Pa	s	conditions surfacique
Re	nombre de Reynolds de la goutte	0	premier point de mesure
Sh	nombre de Sherwood		

1. Introduction

L’efficacité d’un moteur ainsi que ses émissions polluantes sont fortement dépendantes de l’évaporation du spray de carburant injecté dans la chambre de combustion. Quand une goutte entre dans l’environnement chaud d’une chambre de combustion, elle commence par s’échauffer ce qui conduit à son évaporation. Finalement la combustion de la vapeur de combustible délivre l’énergie nécessaire à la propulsion. Une description précise des transferts de masse et de chaleur au sein des sprays est nécessaire afin d’optimiser les chambres de combustion et de limiter leurs émissions polluantes.

Toutefois en raison de la proximité des gouttes dans un brouillard, les transferts de chaleur et de matière diffèrent fortement de ceux d’une goutte isolée. Si des modèles d’évaporation et de combustion sont disponibles pour une goutte isolée, il n’en est pas de même pour des gouttes

en interaction. Le but de cette étude est de caractériser ces phénomènes au sein d'un train de gouttes monodisperse et de mettre en avant la manière dont ils peuvent être influencés par la nature du combustible. Six combustibles de volatilités différentes ont été testés : l'acétone ($T_{\text{éb}}=56,5$ °C), l'éthanol ($T_{\text{éb}}=78$ °C), le 3-pentanone ($T_{\text{éb}}=101$ °C), le n-heptane ($T_{\text{éb}}=98.5$ °C), le n-décane ($T_{\text{éb}}=174$ °C), et le n-dodécane ($T_{\text{éb}}=216$ °C). La taille des gouttes ainsi que leur température et leur vitesse sont mesurées à l'aide de diagnostics optiques. Les données sont ensuite analysées dans le but d'obtenir les nombres de Nusselt et de Sherwood caractéristiques des transferts massique et thermique. Ces nombres sont comparés à leur valeur théorique pour une goutte isolée afin de mettre en avant les effets résultants des interactions entre gouttes.

2. Dispositif expérimental

Un jet de gouttes périodiques monodisperses est généré par la désintégration d'un jet liquide au moyen d'une céramique piézoélectrique. La température d'injection du combustible est régulée au cœur de l'injecteur où la température est mesurée précisément par un thermocouple de type K. Les gouttes sont ensuite injectées dans une chambre alimentée en air chaud par un générateur électrique d'air chaud. Afin de limiter les pertes thermiques au niveau des parois, une résistance chauffante est insérée au sein même de celles-ci. Une température uniforme et pouvant monter jusqu'à 400 °C est obtenue. De plus, des accès optiques permettent l'implémentation des diagnostics optiques. Afin d'éviter de trop perturber le jet, la vitesse de l'air dans l'enceinte est limitée à 0,2 m/s. Cependant même pour des vitesses aussi faibles, le temps de séjour de la vapeur dans l'enceinte reste suffisamment petit pour écarter tout risque de saturation en vapeur.

3. Diagnostics optiques

Une description plus complète de la technique de FIL est disponible dans [1] et [2]. Le liquide estensemencé par une faible quantité d'un traceur fluorescent (typiquement quelques ppm). Le traceur utilisé ici est le pyrrométhène 597-C8 dont la fluorescence peut être efficacement induite par la raie à 514,5 nm d'un laser Ar⁺. Son spectre d'émission est large et s'étend sur plusieurs centaines de nanomètres. De plus, il présente une forte sensibilité à la température. Une expression générale de l'intensité de fluorescence collectée sur une bande spectrale $[\lambda_{i1}; \lambda_{i2}]$, où i correspond à la bande spectrale, est donnée par :

$$I_{f,i} = \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} K_{opt,i}(\lambda) K_{spec,i}(\lambda) I_0 V_c C e^{\frac{\beta_i(\lambda)}{T}} d\lambda \approx K_{opt,i} K_{spec,i} I_0 V_c C e^{\frac{A_i}{T^2} - \frac{B_i}{T}} \quad (1)$$

$K_{opt,i}$ est une constante optique tenant compte des propriétés du système de détection (notamment l'angle solide de détection et de transmission des optiques), $K_{spec,i}$ est une constante dépendant seulement des propriétés spectroscopiques du traceur. I_0 est l'intensité d'excitation du laser, C est la concentration moléculaire en traceur, T est la température absolue et V_c le volume de mesure. Ce volume correspond à celui de l'intersection entre les deux faisceaux incidents, le volume des gouttes et le volume défini par les optiques de collection. Le facteur $\beta(\lambda)$ caractérise la dépendance en température à la longueur d'onde λ . A_i et B_i sont des coefficients empiriques introduits pour prendre en compte la dépendance en température sur la bande spectrale i . Ils sont obtenus par une calibration dans une cellule dont la température est connue.

L'intensité de fluorescence est détectée sur deux bandes spectrales différentes, dont la sensibilité à la température est fortement différente. Le rapport des intensités de fluorescence collectées sur les deux bandes est :

$$R_{12} = \frac{I_{f,1}}{I_{f,2}} = \frac{K_{opt,1}}{K_{opt,2}} \frac{K_{spec,1}}{K_{spec,2}} e^{\frac{A_1 - A_2}{T^2} - \frac{B_1 - B_2}{T}} \quad (2)$$

Ce rapport est indépendant du volume de mesure, de l'intensité locale d'excitation du laser et de la concentration en traceur, paramètres difficilement maîtrisables dans le cas de gouttes en évaporation.

Le volume de mesure correspond à l'intersection de deux faisceaux laser d'un système d'anémométrie Laser Doppler, ce qui permet de mesurer la vitesse des gouttes simultanément. Le signal de fluorescence est collecté par un doublet achromatique, puis est transmis par une fibre optique à un montage composé d'un séparateur et de filtres optiques. Ceux-ci permettent ainsi de séparer le signal sur les deux bandes spectrales choisies préalablement. Le signal de fluorescence est détecté sur les deux bandes spectrales à l'aide de photomultiplicateurs équipés de pré-amplificateurs. La technique permet d'obtenir la température des gouttes avec une précision de $\pm 1^\circ\text{C}$. La sensibilité à la température $\beta(\lambda)$ est pratiquement indépendante du solvant [3]. Ainsi, des bandes de détection identiques ont été sélectionnées pour tous les produits (l'acétone, l'éthanol, le 3-pentanone, le n-heptane, le n-décane et le n-dodécane).

Afin de caractériser l'évaporation des gouttes, le diamètre est caractérisé à partir de l'observation du champ de lumière diffusé par les gouttes. Lorsqu'une goutte est éclairée par un faisceau laser, des franges d'interférences sont visibles en diffusion avant. L'interfrange angulaire est alors fonction de la taille des gouttes. La détermination du diamètre est alors particulièrement précise ($\pm 0,5 \mu\text{m}$) avec une très faible sensibilité à l'indice de réfraction [4]. La température moyenne, la vitesse et le diamètre instantanés de la goutte sont mesurés simultanément à chaque point de mesure. La périodicité du jet permet de convertir la distance à la sortie de l'injecteur en temps connaissant la vitesse des gouttes. L'origine du temps est ensuite fixée au point d'entrée dans l'enceinte.

4. Bilan énergétique de l'évaporation

Cette partie s'intéresse à l'évaporation d'une goutte. Les effets radiatifs sont ici négligés au vue de la température ambiante modérée (inférieure à 400°C). La conservation de l'énergie appliquée à une goutte permet d'écrire :

$$Q_L = \Phi_C - L_v \dot{m} \quad (3)$$

Q_L est le flux entrant dans la goutte (responsable de l'évolution de la température T_m), Φ_C le flux convectif provenant de la phase gazeuse, et \dot{m} le débit massique de vapeur libéré par la goutte. Φ_C et \dot{m} peuvent s'exprimer à l'aide des nombres de Nusselt et de Sherwood.

$$\Phi_C = \pi \lambda_g D Nu (T_\infty - T_s) \quad (4)$$

$$\dot{m} = \pi \rho_g D D_g B_M Sh \quad (5)$$

avec $B_M = \left(\frac{Y_s - Y_{amb}}{1 - Y_s} \right)$ le nombre de transfert massique de Spalding. La fraction massique en

vapeur à la surface de la goutte est déterminée en supposant un équilibre de la vapeur avec sa phase liquide.

5. Résultats et discussions

La température et le diamètre ont été mesurés pour les différents produits. La température dans l'enceinte est maintenue à 370°C . La figure 4 représente l'évolution temporelle du carré du diamètre de la goutte pour les différents produits et des conditions d'injections similaires.

Comme attendu, la surface de la goutte diminue à peu près linéairement avec le temps à l'exception du dodécane et du décane. Ces deux produits sont peu volatiles et leur évaporation ne compense pas la dilatation thermique. La pente du diamètre au carré, correspondant au taux d'évaporation, augmente avec la volatilité du produit. La figure 5 représente l'échauffement des gouttes dans des conditions identiques à la figure 4. Plus le produit est volatile et moins l'échauffement est important. En effet, l'évaporation prélève de la chaleur $L_v \dot{m}$ au détriment de l'échauffement de la goutte Q_L . Dans le cas de l'acétone, un refroidissement de la goutte est même observé.

D'après le paragraphe 5, il est possible d'estimer les nombres de *Sherwood* et de *Nusselt* connaissant l'évolution de la masse de la goutte, la température de surface et la température moyenne. Une des difficultés vient de l'absence de données concernant la température de surface. Cette dernière peut toutefois être déterminée de manière itérative. Une première estimation de Sh et de Nu est obtenue en supposant que T_s est égale à T_m . Pour ces valeurs de *Nusselt* et de *Sherwood*, l'échauffement de la goutte peut être ensuite calculé à l'aide d'un modèle de transfert de la chaleur à l'intérieur de la goutte. On obtient ainsi une estimation de T_s qui peut servir à réévaluer Nu et Sh . Le procédé est répété autant de fois que nécessaire pour déterminer Nu et Sh avec une bonne précision.

Les nombres de *Nusselt* et de *Sherwood* expérimentaux ont été comparés à ceux de la goutte isolée. Dans une approche quasi stationnaire de l'évaporation, Abramzon et Sirignano [5] proposent :

$$Nu_{iso} = \left(\frac{\ln(1 + B_{T,iso})}{B_{T,iso}} \right) \left(2 + \frac{Nu_0 - 2}{F(B_{T,iso})} \right) \quad \text{et} \quad Sh_{iso} = \left(\frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \right) \left(2 + \frac{Sh_0 - 2}{F(B_M)} \right) \quad (6)$$

$$F(B) = (1 + B)^{0.7} \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (7)$$

avec Nu_0 et Sh_0 les nombres de *Nusselt* et de *Sherwood* d'une goutte en faible évaporation ($B_M \rightarrow 0$). Ces derniers peuvent être évalués d'après [6] comme suit:

$$Nu_0 = 1 + (1 + Re Pr)^{1/3} f(Re) \quad \text{et} \quad Sh_0 = 1 + (1 + Re Sc)^{1/3} f(Re) \quad (8)$$

avec $f(Re) = 1$ pour $Re \leq 1$ et $f(Re) = Re^{0.077}$ pour $Re \leq 400$. $B_T = \frac{Cp_g (T_{amb} - T_s)}{L_v + Q_L / \dot{m}}$ est le nombre de Spalding de transfert de chaleur.

Afin de décrire les effets d'interactions, pour des gouttes ayant une trajectoire rectiligne, qui réduisent le transfert de chaleur et de matière, il est intéressant de comparer le temps t_1 séparant le passage de deux gouttes consécutives et le temps caractéristique du transfert de la chaleur ou de la matière $t_{2,T}$ et $t_{2,M}$ à travers le film de diffusion introduit par [2] pour prendre en compte l'effet de la convection forcée sur les transferts.

$$t_1 = \frac{1}{f} \quad (9)$$

$$t_{2,M,T} = \frac{\delta_{M,T}}{V_s} \quad (10)$$

$V_s = \frac{\dot{m}}{4\pi\rho_g R^2}$ est la vitesse de la vapeur à la surface de la goutte et $\delta_{M,T}$ correspond à l'épaisseur du film :

$$\delta_T = D \frac{F(B_T)}{Nu_0 - 2} \quad \text{et} \quad \delta_M = D \frac{F(B_M)}{Sh_0 - 2} \quad (11)$$

Le rapport t_1/t_2 , noté t^* , est d'autant plus petit que la fréquence de passage des gouttes est faible. Il est le plus important pour les produits les moins volatils, pour lesquels V_s , B_M et B_T sont faibles. L'évolution des rapports Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} sont représentés sur la figure 6 et 7 en fonction de t^* . Il apparaît alors que Nu/Nu_{iso} diminue avec t^* et tend de façon asymptotique vers 0,2. Ceci indique qu'une faible volatilité ou une fréquence d'injection élevée sont des facteurs qui augmentent l'effet des interactions sur le transfert de chaleur. Dans le cas du nombre de Sherwood, aucune tendance n'apparaît. A cause de la faible régression du diamètre la détermination du débit massique de vapeur \dot{m} est moins précise que celle du flux de chaleur entrant dans la goutte Q_L .

6. Conclusion

Des techniques optiques non intrusives ont permis de déterminer les nombres de Nusselt et de Sherwood des gouttes de combustible en interaction s'évaporant dans des conditions contrôlées, pour des combustibles de volatilité différente. L'arrangement géométrique des gouttes et la volatilité du combustible semblent jouer un rôle déterminant sur le terme caractérisant l'effet des interactions entre goutte sur les paramètres de transferts de masse et de chaleur.

Références

- [1] P. Lavieille, F. Lemoine, M. Lebouché, Investigation on temperature of evaporating droplets in linear stream using two color laser induced fluorescence, *Combust. Sci. Technol.* 174 (2002) 117-142.
- [2] G. Castanet, P. Lavieille, M. Lebouché, F. Lemoine Measurement of the temperature distribution within monodisperse combusting droplets in linear stream using two colors laser induced fluorescence. *Exp Fluids* 35 (2003) 563-571.
- [3] V. Depredurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, F. Lemoine A temperature sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating droplets, *Measurement Science and Technology* 19 (2007), 105403.
- [4] P. Massoli, Rainbow refractometry applied to radially inhomogeneous spheres : the critical case of evaporating droplets, *Applied Optics* 37(1998) 3227-3235.
- [5] B. Abramzon, W. A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculations, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32 (1989) 1605-1618.
- [6] R.Clift, J.R. Grace, M.E. Weber, Bubbles, Drops and Particles, Academic Press, NY(1978).

Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet ASTRA, financé par le CNRS et l'ONERA.

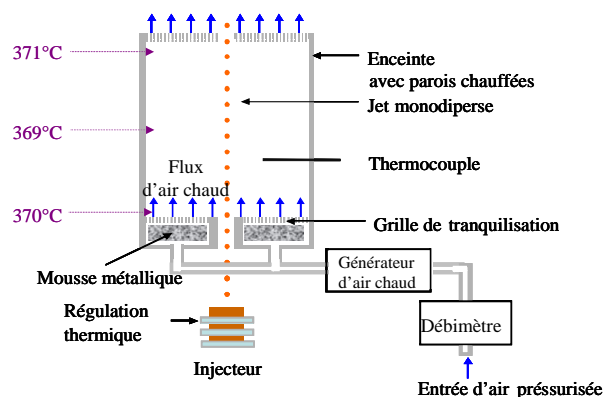


Figure 1 : schéma de l'enceinte thermostatée

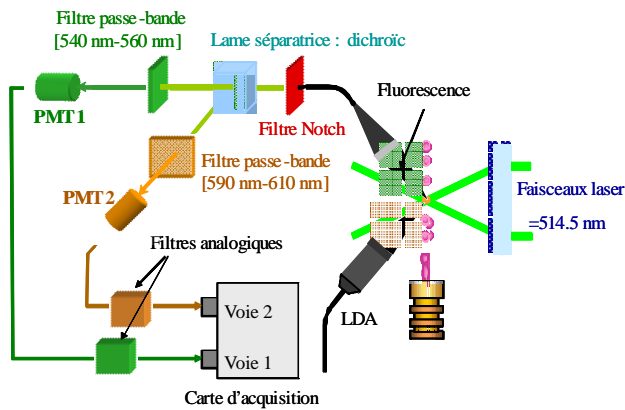


Figure 2 : montage optique de la FIL

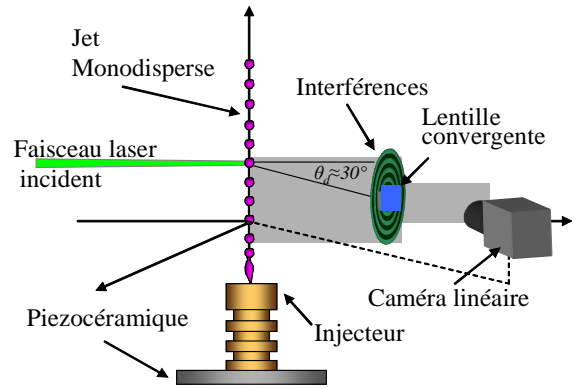


Figure 3 : mesure du diamètre

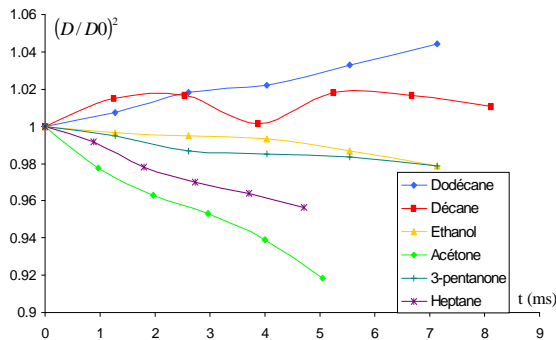


Figure 4 : évolution temporelle du diamètre

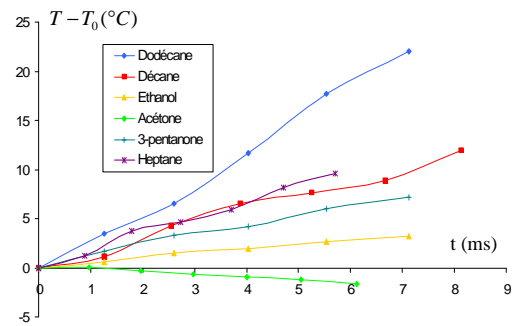


Figure 5 : évolution temporelle de la température

$C_0=4,5$, $V_0=9,2$ (acétone: $D_0=122,6 \mu\text{m}$, $T_0=26,08 \text{ }^\circ\text{C}$; éthanol: $D_0=119,6 \mu\text{m}$, $T_0=29,7 \text{ }^\circ\text{C}$; heptane: $D_0=129,3 \mu\text{m}$, $T_0=28,6 \text{ }^\circ\text{C}$; 3-pentanone: $D_0=121,2 \mu\text{m}$, $T_0=28,8 \text{ }^\circ\text{C}$; décane: $D_0=121,5 \mu\text{m}$, $T_0=26,6 \text{ }^\circ\text{C}$; dodécane: $D_0=110 \mu\text{m}$, $T_0=29,6 \text{ }^\circ\text{C}$)

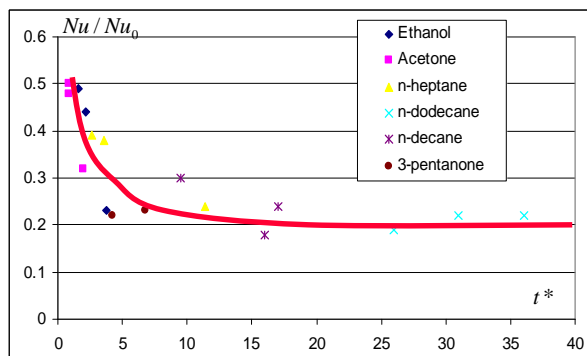


Figure 6 : évolution temporelle du rapport Nu/Nu_0

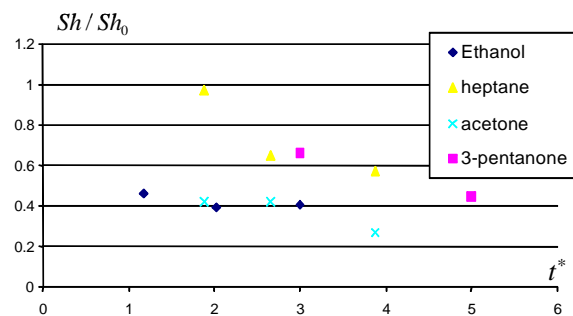


Figure 7 : évolution temporelle du rapport Sh/Sh_0