

Développement d'un modèle empirique décrivant l'évaporation convective de gouttes sessiles de fluides volatiles

Florian CARLE, David BRUTIN

Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343
13013 Marseille, France

*(auteurs correspondants : florian.carle@etu.univ-amu.fr, david.brutin@univ-amu.fr)

Résumé - L'étude présentée vise à mettre en évidence l'influence de la composition d'un fluide sur la dynamique d'évaporation et à obtenir un modèle empirique basé d'une part sur le modèle purement diffusif et de l'autre sur le nombre de Rayleigh pour la partie convective. Le débit d'évaporation d'alcools et d'alcanes ont été mesurés et notre corrélation arrive à prédire le débit d'évaporation avec une incertitude d'environ 10%. Les coefficients intégrant le modèle sont directement liés aux propriétés physiques des fluides et varient selon ces dernières.

Nomenclature

c_x	concentration de vapeur du milieu x	T_{sat}	température de saturation, K
C_x	coefficients empiriques		
D	coefficient de diffusion, m ² /s	<i>Symboles grecs</i>	
L_c	longueur capillaire, m	α	diffusivité thermique, m ² /s
M_w	masse molaire	γ	tension de surface, N/m
N	nombre de carbone	θ	angle de contact initial, °
P_{sat}	pression de saturation, Pa	ν	viscosité cinématique, m ² /s
R	rayon initial de la goutte, m	ρ	densité, kg/m ³
\hat{R}	constante des gaz parfaits, J/molK		

1. Introduction

Les gouttes sessiles sont rencontrées quotidiennement dans la vie de tous les jours, que ce soit du café renversé sur une table, la pluie sur un imperméable ou encore, de l'eau tombant sur une plaque de cuisson. Cependant, malgré le grand nombre d'études et de publications consacrées aux gouttes depuis un demi-siècle, le phénomène fondamental de l'évaporation de gouttelettes sessiles est encore un domaine qui attire un grand intérêt en raison de sa large applicabilité et sa complexité.

Le débit d'évaporation est fortement conditionné par l'échange moléculaire au niveau de l'interface et de la diffusion de vapeur dans l'air : si les molécules stagnent autour de la goutte et ne se déplacent que par diffusion, l'air autour de la goutte va devenir saturé plus tôt que si les molécules sont transportées par un flux d'air. Le gradient de concentration entre l'apex *i.e.* le sommet de la goutte, et l'air loin de la goutte est le mécanisme qui conduit et limite l'évaporation. La recherche de la dernière décennie a porté sur la dynamique d'évaporation [2, 6, 7, 8, 9] et a abouti à des modèles évaluant le débit d'évaporation des gouttes sessiles [10, 11].

Ces descriptions classiques considèrent l'évaporation comme un processus quasi-statique contrôlée par la diffusion de la vapeur dans l'air, et l'ensemble du système est supposé être isotherme à la température ambiante. Cependant, dans une précédente étude [12], nous avons expérimentalement mis en évidence la contribution du transport convectif sur l'évaporation des gouttes sessiles. Dans le cas de l'évaporation purement diffusif (à température ambiante, ou sur des substrats chauffés dans des condi-

tions de microgravité), les modèles diffusifs décrivent avec précision le débit d'évaporation. Toutefois, lorsque la convection se met en place dans la phase vapeur (température de substrat supérieure à la température ambiante dans des conditions normales de gravité), toutes ces modèles sous-estiment fortement le débit d'évaporation.

La distribution de la vapeur autour de gouttes sessiles a été étudiée très récemment par des approches expérimentales [13, 14] et numériques [15, 16] dans le cas de l'évaporation purement diffusive. Kelly-Zion *et. al.* [13] ont récemment montré que la vapeur s'évaporant de gouttes sessiles se comporte différemment du modèle limité par diffusion communément accepté.

De nouveaux modèles sont en mesure de prédire correctement l'évaporation diffusive et convective apparaissent [17, 12] mais leur utilisation est limitée à des fluides particuliers. Le but de cette étude est de développer, sur la base d'expériences, un modèle empirique qui décrit avec précision le débit d'évaporation de gouttes sessiles sur un substrat chauffé, peu importe la température ou le type de fluide.

2. Expériences

2.1. Propriétés des fluides utilisés

Pour les besoins de cette étude, deux types de fluides (tous deux des chaînes linéaires carbonées) ont été choisis pour être évaporés sur des substrats chauffés : des alcools et des alcanes. Toutes les propriétés des fluides peuvent être trouvées dans le tableau 1 pour la température moyenne $T_m = 40^\circ$ (sauf indication contraire). La dépendance des propriétés physique avec la température a été prise en compte dans tous les calculs. En outre, dans cet article, les propriétés ont été mesurées dans notre laboratoire ou sont accompagnées de leur référence.

Fluides		M_w	ρ_v	ν_v	L_v	T_{sat}	P_{sat}	γ	L_c	θ
		[g/mol]	[kg/m ³]	[$\mu\text{m}^2/\text{s}$]	[kJ/kg]	[K]	[hPa]	[mN/m]	[mm]	[$^\circ$]
Methanol	CH ₄ O	32	0.486	21.7	1111	333.3	13.8	22.5	1.7	21
Ethanol	C ₂ H ₆ O	46	0.322	28.5	857	346.6	5.83	22.3	1.7	20
Propanol	C ₃ H ₈ O	60	0.159	51.8	664	369.9	2.4	23.7	1.74	25
Butanol	C ₄ H ₁₀ O	74	0.082	81.3	423	390.2	1.17	24.6	1.78	28
Pentanol	C ₅ H ₁₂ O	88	0.059	119	505	411.2	0.2	25.6	1.81	29
Hexanol	C ₆ H ₁₄ O	102	0.238	27.3	486	430.3	0.1	24.5	1.73	36
Heptanol	C ₇ H ₁₆ O	116	0.010	611	440	488.2	0.015	26.2	1.82	37
Pentane	C ₅ H ₁₂	72	3.37	2.17	357	309.1	57.9	16	1.65	18
Hexane	C ₆ H ₁₄	86	1.27	5.47	335	341.7	17.6	18.4	1.72	20
Heptane	C ₇ H ₁₆	100	0.48	13	317	371.4	5.33	19.3	1.72	21
Octane	C ₈ H ₁₈	114	0.18	33	303	398.6	1.47	21.7	1.8	23
Nonane	C ₉ H ₂₀	128	0.07	81.7	295	424	1.33	22.9	1.82	26
Decane	C ₁₀ H ₂₂	142	0.03	208	263	447	0.195	23.9	1.85	28

Tableau 1 Propriétés des fluides à $T_m = 40^\circ\text{C}$ et $P = 1013,25\text{ hPa}$, excepté pour P_{sat} et γ , $T = 20^\circ\text{C}$. ρ , ν , L_v et P_{sat} sont extraits de [18], γ de [19] sauf heptane et decane [20]

2.2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, basé sur nos travaux précédents [21], permet de mesurer avec précision la dynamique d'évaporation de gouttes d'alcools et d'alcanes. La figure 1 est la représentation schématique du dispositif expérimental utilisé : des gouttes sont déposées sur un substrat par un pipette électronique contrôlée par ordinateur pour créer de parfaites calottes sphériques avec un volume et des conditions géométriques initiales similaires. Les alcools et alcanes sont des fluides mouillants en raison de leur faible tension de surface et induisent donc des angles de contact petits (angle de contact initial le plus faible $\theta_{Pentane} = 18^\circ$, et l'angle de contact le plus élevé $\theta_{heptanol} = 37^\circ$).

On laisse s'évaporer les gouttes d'alcools sur des substrats en PFC tandis que les alcanes sont déposés sur des substrats en PTFE (voir le tableau 2). Ces substrats ont été choisis pour leurs énergies de surface induisant un bon mouillage *i.e.* faibles angles de contact initiaux, et l'accrochage de la ligne triple pendant la majeure partie de l'évaporation. Toutefois, la dissolution des substrats en PFC par les alcanes nous

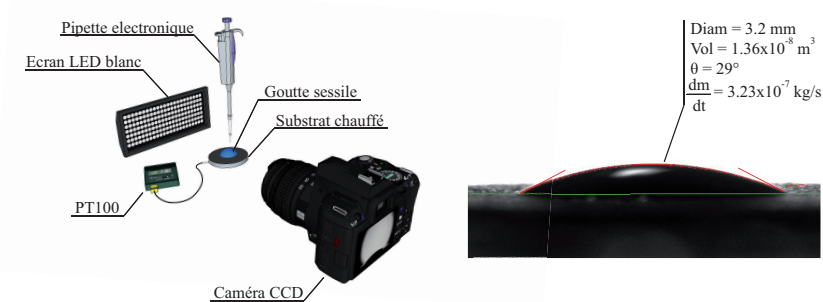


Figure 1 Représentation schématique du dispositif expérimental (gauche) et l'analyse d'image d'une goutte sessile d'éthanol par le logiciel Krüss Drop Shape Analysis 3, donnant les paramètres physiques de la goutte grâce à son profil.

Composition	Utilisation	Epaisseur	Rugosité	Energie de surface
Perfluorocarbon (PFC)	Déposition sur cuivre	13.9 nm	1.75 μm	24.6 mJ/m^2
Polytetrafluoroethylene (PTFE)	Collé sur le réchauffeur	0.5 mm	284 nm	26.9 mJ/m^2

Tableau 2 Propriétés des substrats, rugosité moyenne obtenue par microscopie à force atomique (AFM), énergie de surface mesurée par la méthode d'Owen-Wendt

a obligés à utiliser des substrats en PTFE pour ce type de liquides.

L'évaporation a lieu à l'intérieur d'une cellule d'essai, suffisamment large pour assurer une concentration constante de vapeur loin de la goutte en au-dessous de la saturation, afin d'éviter des perturbations externes éventuelles. L'air de la cellule d'essai est renouvelé avant chaque nouvelle évaporation pour s'assurer que la vapeur des évaporations précédentes n'influencent pas les suivantes. L'humidité de l'air (humidité relative ambiante de 40%) n'est pas contrôlée car elle n'agit pas sur l'évaporation, les fluides utilisés n'étant pas aqueux.

Le substrat est chauffé par réchauffeur sphérique *polyimide thermofoil* régulé par une sonde PT-100 avec un régulateur PID à $\pm 0,1^\circ\text{C}$ près, dans une gamme de température allant de l'air ambiant à 60°C . La pression et la température ambiante sont également enregistrées à mi-hauteur de la cellule sur le côté lors des expériences afin de connaître parfaitement les conditions d'évaporation. L'erreur de mesure sur les températures est de $0,1^\circ\text{C}$. L'évolution des paramètres géométriques accessibles à partir d'une vue de côté (diamètre $d(t)$, angle de contact $\theta(t)$, le volume $V(t)$, la hauteur $h(t)$) sont obtenus par une analyse d'image (Krüss *Drop Shape Analysis 3*). Les erreurs de mesure sont de 3% sur l'angle de contact, 5% sur le rayon et 10% sur le volume.

3. Résultats et discussions

3.1. Influence de la longueur de la chaîne moléculaire

Une fois que tous les fluides se sont évaporés à des températures allant de l'ambiant à 35°C au-dessus de l'ambiant, les débits d'évaporation ont été mesurés pour chaque cas et adimensionnés par le rayon initial R pour être en mesure de comparer les données expérimentales entre elles. Cette quantité sera appelée ci-après débit d'évaporation global.

La figure 2 montre que le débit d'évaporation global en fonction du nombre de carbone à l'intérieur de la chaîne des molécules pour différentes températures. On peut noter une diminution du débit d'évaporation avec l'augmentation de la chaîne moléculaire. Cette observation est valable aussi bien pour les alcanes que pour les alcools et, dans une certaine mesure, pour chaque température.

Si les gouttes hémisphériques ($\theta = 90^\circ$) ont un flux d'évaporation uniforme le long de l'interface,

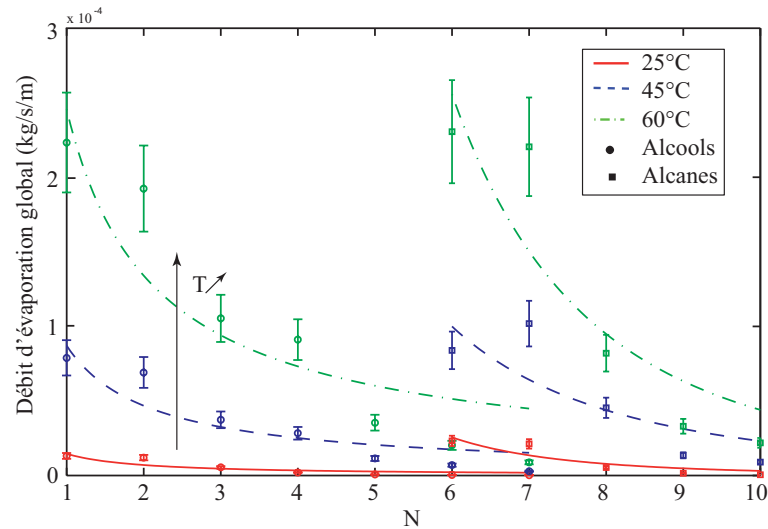


Figure 2 Influence de la longueur de la chaîne moléculaire sur le débit d'évaporation pour les alcools (cercles) et les alcanes (carrés) déposés sur un substrat à 25, 45 et 60°C dans un air à 25°C où N est le nombre d'atomes de carbone dans la chaîne. Les courbes sont des fits en loi de puissance de la forme ax^b des données.

il est bien connu que le flux d'évaporation est maximum au niveau de la ligne triple pour des gouttes sessiles avec de faibles angles de contact ($\theta < 40^\circ$) [22]. Dans ce cas, l'évaporation est proportionnelle au rayon de la goutte et nous pouvons comparer le débit d'évaporation de gouttes ayant un rayon différent en divisant cette quantité par le rayon initial (voir équation (1)).

La singularité du profil d'évaporation d'une goutte peut-être expliqué par l'augmentation de probabilité d'une molécule de fluide d'échapper à la phase liquide au niveau de la ligne triple (faible quantité de fluide, échauffement local). En considérant seulement un mouvement de marche aléatoire, une molécule de fluide, entraînée par la marche aléatoire seulement, a une plus grande probabilité d'échapper à la phase liquide si elle est proche de cette singularité [7]. Par conséquent, une partie importante du liquide s'évapore à cet endroit, et afin de conserver la masse, un flux de liquide est induit dans la goutte à partir de l'apex jusqu'à la ligne triple. Si la taille de la molécule augmente, la marche aléatoire sera influencée par la réduction du degré de liberté de la molécule [23] réduisant la probabilité d'échapper à la phase liquide.

Cet effet est également renforcé par le fait que plus les chaînes de carbone sont longues, plus elles ont tendance à s'emmêler facilement [24] et augmentent la viscosité du fluide (voir le tableau 1). En effet, la viscosité diminue le flux de liquide à l'intérieur de la goutte réduisant par conséquent l'évaporation. Le modèle empirique doit prendre en compte ce changement de propriétés.

3.2. Modèle empirique

La figure 3 permet d'étudier en détail chaque fluide où le débit d'évaporation global est tracé en fonction de la différence de température entre le substrat et l'air ambiant. Les barres d'erreurs sur les données expérimentales ont été calculées par la somme quadratique de toutes les erreurs de mesure. Toutes les expériences peuvent effectivement être considérés comme quasi-stable car le temps de diffusion calculé est plus petit que le temps d'évaporation mesuré, $t_D/t_e = L^2/\alpha t_e \approx 10^{-3} - 10^{-4}$. Les courbes tracées en trait plein dans les figures sont l'estimation du débit d'évaporation par le modèle quasi-statique contrôlé par diffusion. Dans le cas de gouttes sessiles avec des angles de contact inférieur à 40° , le débit

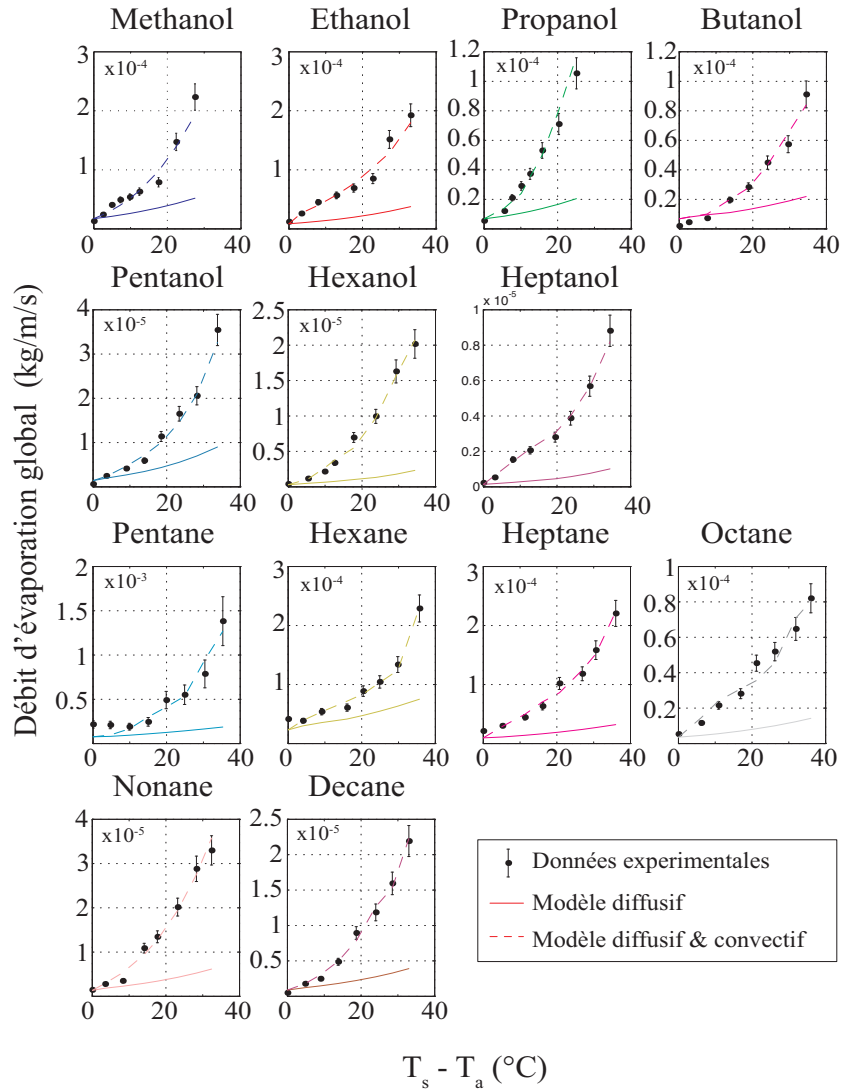


Figure 3 Débits d'évaporation globaux des gouttes d'alcools en fonction de la différence de température entre l'air ambiant et le substrat

d'évaporation peut être exprimé par l'équation (1) :

$$-\frac{1}{R} \frac{dm}{dt} = \pi D \Delta c f(\theta) \approx 4D \Delta c \quad (1)$$

D est le coefficient de diffusion des molécules dans l'air (pour le composé le plus volatil $D_{pentane} = 8.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ dans un air à 20°C , et pour le composé le moins volatil $D_{heptanol} = 6.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Ce coefficient varie linéairement avec la température avec une augmentation moyenne de 17% à 60°C par rapport à la valeur à température ambiante. $\Delta c = c_0 - c_\infty$ est la différence de concentration de vapeur entre l'interface, qui est supposée être saturée à la température du substrat ($c_0 = c_v(T_s)$) et loin de la goutte, considérée comme nulle en raison de la grande longueur caractéristique de la cellule d'essai. Le dernier terme, $f(\theta) = 1.3 + 0.27\theta^2$, est une fonction de l'angle de contact qui peut être estimée à 1,3 dans le cas de faibles angles de contacts [11].

Ce modèle d'évaporation piloté par la diffusion induite par le gradient de concentration repose sur l'hypothèse que les gouttes sont isothermes à la température du substrat. Cette hypothèse peut facilement être considérée comme correcte puisque le gradient de température qui se développe à l'intérieur de la gouttelette, induit par la chaleur latente de vaporisation, peut être négligé si l'épaisseur des gouttes sont

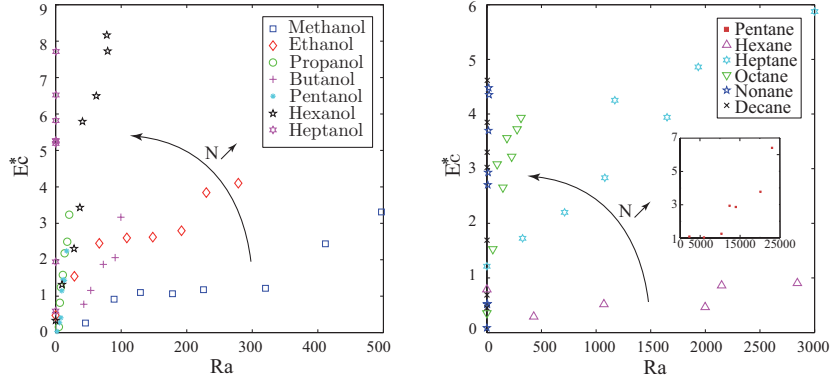


Figure 4 Variation du terme E_C^* , le débit d'évaporation convective adimensionné en fonction du nombre de Rayleigh pour les alcools (gauche) et les alcanes (droite). L'insert est un zoom arrière des données pour le pentane

suffisamment faibles et s'évaporant sur un substrat thermiquement très conducteur (réchauffeur épais en aluminium avec un substrat mince) [25].

A température ambiante, le modèle diffusif est en bon accord avec les données expérimentales (points noirs) mais dès que la température du substrat augmente, le modèle sous-estime le débit d'évaporation avec un écart de plus de 100% à +35°C. La capacité du modèle à décrire correctement le processus d'évaporation est remis en question lorsque les effets thermiques (liés à l'évaporation) ne sont plus négligeables *i.e.* lorsque le substrat joue le rôle d'un isolant [9, 26, 27] ou lorsqu'il est chauffé. Dans ce cas, il a été établi que l'origine de l'écart était due à la convection atmosphérique autour de la scène thermique [12]. De l'air, chauffé par le côté sec du substrat, s'élève en raison de la poussée d'Archimède et modifie le gradient de concentration qui induit l'évaporation.

Considérant que la diffusion et la convection sont importantes dans notre problème, le débit d'évaporation global E peut être explicité comme la somme de l'évaporation diffusif E_d , décrite par l'équation (1) et l'évaporation convective E_c [17]. Par conséquent, le débit d'évaporation adimensionné peut être défini comme :

$$E^* = E/E_d = 1 + E_C^* \quad (2)$$

où E_C^* est le débit d'évaporation adimensionné dû à la convection. Pour cette dernière partie, la description peut être fait par le nombre de Rayleigh :

$$Ra = g\beta_T\Delta TR^3/(\nu_v\alpha) \text{ avec } \beta_T = 1/\rho_v \partial\rho/\partial T \quad (3)$$

qui compare la diffusivité thermique et la convection. Le calcul du nombre de Rayleigh est basé sur les propriétés de la vapeur des fluides utilisés pour prendre en compte la convection dans la vapeur, sa diffusion étant le phénomène limitant de l'évaporation.

La figure 4 montre le débit d'évaporation convective adimensionné E_C^* en fonction du nombre de Rayleigh pour les deux fluides. Le nombre de Rayleigh va de moins de 1 pour l'heptanol à près de 23000 pour pentane. Cette figure démontre que le régime convectif de vapeur de chaque fluide est laminaire (le nombre de Rayleigh critique pour un écoulement turbulent induit par une plaque horizontale chauffée est $Ra_c \approx 2 \times 10^7$ [28]). Dans le cas de molécules courtes (faible nombre de carbone dans les chaînes d'alcools et d'alcanes), le mouvement de la vapeur autour de la gouttelette est loin d'être purement diffusif ($Ra > 200$ pour les alcools et $Ra > 1500$ pour les alcanes) et la convection induit un fort gradient de concentration entre l'interface des gouttes et l'air au-dessus.

Pour les chaînes moléculaires plus longues, les nombres de Rayleigh sont faibles (inférieurs à 1), mais on peut encore remarquer une déviation importante entre le modèle purement diffusif et le débit

N	Alcools	C_1	C_2	N	Alcanes	C_1	C_2
1	Methanol	5.35×10^{-3}	1.02	5	Pentane	9.29×10^{-6}	1.32
2	Ethanol	3.21×10^{-2}	0.90	6	Hexane	5.78×10^{-3}	0.64
3	Propanol	1.62×10^{-2}	1.07	7	Heptane	5.38×10^{-2}	0.59
4	Butanol	1.82×10^{-2}	1.07	8	Octane	2.87×10^{-1}	0.46
5	Pentanol	5.79×10^{-2}	1.39	9	Nonane	1.61×10^{-1}	1.14
6	Hexanol	1.46×10^{-1}	0.98	10	Decane	6.19×10^{-1}	1.62
7	Heptanol	9.78	0.38				

Tableau 3 Coefficients empiriques C_1 et C_2 pour les alcools (gauche) et les alcanes (droite)

d'évaporation global (voir la figure 3). D'une manière générale, le nombre de Rayleigh diminue avec le nombre d'atomes de carbone N dans la chaîne pendant que le débit d'évaporation convective adimensionné E_C^* augmente dans le même temps.

Afin d'intégrer la partie convective dans le modèle, chaque ensemble de données a été interpolé par une loi de puissance ($E_C^* = C_1 Ra^{C_2}$) donnant un couple de coefficients C_1 et C_2 par fluide (voir le tableau 3). Le premier coefficient C_1 augmente fortement avec le nombre d'atomes de carbone pour les deux fluides. D'autre part, le coefficient C_2 présente une variation moindre pour tous les fluides avec une valeur moyenne de 0,966 et un écart type de 0,368. Ces coefficients dépendent uniquement des propriétés physiques des fluides puisque aucun autre paramètre expérimental n'a été modifié. Cependant, il n'existe aucun comportement évident entre les coefficients et les propriétés physiques, un phénomène influencé par plusieurs paramètres couplés doit être pris en compte.

Ces coefficients peuvent être intégrés dans l'expression de débit d'évaporation global, et en utilisant la loi des gaz parfaits, on peut écrire :

$$E = 4Dc_0(1 + C_1 Gr^{C_2}) = \frac{4RDM_v P_v}{\hat{R}T_s} \left(1 + C_1 \left[\frac{g \frac{\partial \rho}{\rho_v \partial T} \Delta T R^3}{\nu_v \alpha} \right]^{C_2} \right) \quad (4)$$

Ce modèle empirique est tracé sur la figure 3 en pointillés pour chaque fluide avec leurs coefficients respectifs obtenus précédemment. Un bon accord entre les données expérimentales et le modèle diffusif et convectif est observé. A température ambiante, le modèle ne prend pas en compte la partie convective puisque le gradient de température est nul. Cependant, dès l'augmentation de la température du substrat, la partie convective est ajoutée à la partie diffusive à travers le nombre de Rayleigh pondéré par les coefficients empiriques.

Pour la plupart des fluides, l'erreur entre l'interpolation et les données expérimentales est inférieure à 10 %. Cependant, nous pouvons remarquer des erreurs plus importantes aux températures ambiantes ou faibles. À ces températures, les gouttes sont dans une phase transitoire entre l'évaporation purement diffusive et l'évaporation mixte (diffusive et convective), le modèle n'est alors pas suffisamment précis pour donner une bonne estimation. Toutefois, lorsque la température augmente, l'erreur moyenne du modèle diminue et le modèle peut être utilisé avec confiance.

4. Conclusions

En conclusion, un modèle empirique a été développé afin de tenir compte de la contribution de la convection dans la phase vapeur au cours de l'évaporation des gouttes sessiles puisque les modèles purement diffusifs sous-estiment le débit d'évaporation dans le cas des substrats chauffés. Ce modèle empirique donne un bon accord quelque soit la température ou le fluide utilisé. Cependant, pour la température proche des conditions ambiantes, le modèle doit être amélioré. Cette étude a également mis en évidence que le nombre d'atomes de carbone dans la chaîne carbonée et sa longueur ont une forte influence sur la dynamique d'évaporation. Afin de tenir compte de ce phénomène, les coefficients empiriques ont été donnés pour les alcools et les alcanes en fonction du nombre d'atome de carbone. Nous travaillons actuellement sur une approche théorique afin d'identifier les paramètres physiques qui jouent un rôle dans les valeurs des coefficients. Nous aimerions relier les coefficients C_1 et C_2 au nombre d'atomes de carbones

dans la molécule mais nous n'obtenons pour l'instant uniquement des tendances et pas de lois quantitatives. Dans un proche avenir, nous aimerions améliorer ce modèle empirique pour le rendre universel, avec des conditions initiales le plus vaste possible, ne dépendant que de la composition moléculaire du fluide.

Références

- [1] R. D. Deegan, O. Bakajin, T. F. Dupont, G. Huber, S. R. Nagel, and T. A. Witten. Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops. *Nature*, 389 :827–829, 1997.
- [2] Hanneke Gelderblom, Álvaro G. Marín, Hrudya Nair, Arie van Houselt, Leon Lefferts, Jacco H. Snoeijer, and Detlef Lohse. How water droplets evaporate on a superhydrophobic substrate. *Physical Review E*, 83(2) :026306, 2011.
- [3] Johann Gottlob Leidenfrost. *De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus*. Ovenius, 1756.
- [4] James Clerk Maxwell and Sir William Davidson Niven. *The scientific papers - V2*. Cambridge, University Press, 1890.
- [5] Irving Langmuir. The evaporation of small spheres. *Physical Review*, 12(5) :368–370, 1918.
- [6] RG Picknett and R. Bexon. The evaporation of sessile or pendant drops in still air. *Journal of Colloid and Interface Science*, 61(2) :336–350, 1977.
- [7] R.D. Deegan, O. Bakajin, T.F. Dupont, G. Huber, S.R. Nagel, and T.A. Witten. Contact line deposits in an evaporating drop. *Physical Review E*, 62(1) :756, 2000.
- [8] S. Semenov, V. M. Starov, R. G. Rubio, and M. G. Velarde. Instantaneous distribution of fluxes in the course of evaporation of sessile liquid droplets : Computer simulations. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 372(1–3) :127–134, 2010.
- [9] B. Sobac and D. Brutin. Triple-line behavior and wettability controlled by nanocoated substrates : Influence on sessile drop evaporation. *Langmuir*, 27(24) :14999–15007, 2011.
- [10] Yuri O. Popov. Evaporative deposition patterns : Spatial dimensions of the deposit. *Physical Review E*, 71(3) :036313, 2005.
- [11] Hua Hu and Ronald G. Larson. Analysis of the microfluid flow in an evaporating sessile droplet. *Langmuir*, 21 :3963–3971, 2005.
- [12] F. Carle, B. Sobac, and D. Brutin. Experimental evidence of the atmospheric convective transport contribution to sessile droplet evaporation. *Applied Physics Letters*, 102(6) :061603–061603–4, 2013.
- [13] P.L. Kelly-Zion, C.J. Pursell, N. Hasbamrer, B. Cardozo, K. Gaughan, and K. Nickels. Vapor distribution above an evaporating sessile drop. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 65 :165–172, 2013.
- [14] Sam Dehaeck and Pierre Colinet. Vapour cloud dynamics induced by evaporation, arxiv :1010.3258 [physics.flu-dyn], 2010.
- [15] Mebrouk Ait Saada, Salah Chikh, and Lounes Tadrist. Evaporation of a sessile drop with pinned or receding contact line on a substrate with different thermophysical properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 58(1–2) :197–208, 2013.
- [16] Zhenhai Pan, Susmita Dash, Justin A. Weibel, and Suresh V. Garimella. Assessment of water droplet evaporation mechanisms on hydrophobic and superhydrophobic substrates. *Langmuir*, 2013.
- [17] P.L. Kelly-Zion, C.J. Pursell, S. Vaidya, and J. Batra. Evaporation of sessile drops under combined diffusion and natural convection. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 381(1–3) :31–36, 2011.
- [18] NIST. Database number 69, 2013.
- [19] CAMEO. Database chemicals v. 2.4.1., 2013.
- [20] Lara I. Rolo, Ana I. Caço, António J. Queimada, Isabel M. Marrucho, and João A. P. Coutinho. Surface tension of heptane, decane, hexadecane, eicosane, and some of their binary mixtures. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 47(6) :1442–1445, 2002.
- [21] F. Carle, B. Sobac, and D. Brutin. Hydrothermal waves on ethanol droplets evaporating under terrestrial and reduced gravity levels. *Journal of Fluid Mechanics*, 712 :614–623, 2012.
- [22] Hua Hu and Ronald G. Larson. Evaporation of a sessile droplet on a substrate. *J. Phys. Chem. B*, 106(6) :1334–1344, 2002.
- [23] Dinghai Huang, Sindee L. Simon, and Gregory B. McKenna. Chain length dependence of the thermodynamic properties of linear and cyclic alkanes and polymers. *The Journal of Chemical Physics*, 122(8) :084907, 2005.
- [24] T. G. Fox and S. Loshaek. Isothermal viscosity-molecular weight dependence for long polymer chains. *Journal of Applied Physics*, 26(9) :1080–1082, 1955.
- [25] Fabien Girard, Mickaël Antoni, Sylvain Faure, and Annie Steinchen. Influence of heating temperature and relative humidity in the evaporation of pinned droplets. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 323(1–3) :36–49, 2008.
- [26] S. David, K. Sefiane, and L. Tadrist. Experimental investigation of the effect of thermal properties of the substrate in the wetting and evaporation of sessile drops. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 298(1–2) :108–114, 2007.
- [27] K. Sefiane and R. Bennacer. An expression for droplet evaporation incorporating thermal effects. *Journal of Fluid Mechanics*, 667 :260–271, 2011.
- [28] Frank P. Incropera, Adrienne S. Lavine, and David P. DeWitt. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, 2011.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude pour le soutien financier du CNES (Centre National d'Études Spatiales) et de l'ESA (European Space Agency).