

Mesure de la distribution de température à l'intérieur d'une goutte en combustion.

Comparaison à la modélisation et à la simulation numérique.

Guillaume Castanet^{1,2}, Alexandre Labergue^{1,2}, Fabrice Lemoine^{1,2*}

1: Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandoeuvre-lès-Nancy, F-54500, France

2: CNRS, LEMTA, UMR 7563, Vandoeuvre-lès-Nancy, F-54500, France

1. Introduction

La combustion de gouttes entre dans de nombreuses applications industrielles, telles que la conception de chambres de combustion de turbomachines aéronautiques ou encore de moteurs Diesel à injection directe. La modélisation fine de l'évaporation du spray de combustible est indispensable afin d'accroître les performances des chambres de combustion et de réduire les émissions polluantes. Lorsqu'une goutte de combustible pénètre dans une chambre de combustion, elle subit un fort échauffement et s'évapore. La vapeur de combustible se mélange alors au comburant et brûle en dégageant une chaleur importante. La qualité prédictive des outils de simulation numérique est fortement liée au niveau de finesse de la description physique des différents phénomènes élémentaires impliqués dans ce processus. Des modèles décrivant de manière simplifiée le régime transitoire d'échauffement de la goutte sont fondés sur la description théorique de la goutte isolée en évaporation, avec des coefficients de transfert et une température de surface uniformes. L'un de ces modèles simplifiés, mais physiquement très pertinent, fait l'hypothèse que le champ de vitesse à l'intérieur de la goutte est donné par le modèle du vortex de Hill [1]. Ainsi, la vitesse du vortex peut être reliée directement au coefficient de traînée de frottement de la goutte [2]. Cependant, lorsque la goutte s'évapore en présence de phénomènes d'interaction aérodynamiques induits par d'autres gouttes dans le voisinage, aucun modèle n'est en capacité de prédire de manière précise la force de frottement agissant à la surface de la goutte et très peu de données expérimentales sont disponibles dans la littérature sur ce dernier point. La limitation majeure du modèle de vortex de Hill est liée principalement à la température de surface de la goutte, qui est considérée comme uniforme, ce qui implique que les mouvements dus aux effets thermo-capillaires (effet Marangoni) ne peuvent pas être pris en compte.

2. Dispositif expérimental et mesure de la distribution de la température à l'intérieur de la goutte

Le jet de goutte monodisperse en combustion

Une ligne de goutte monodisperse est générée par la désintégration d'un jet liquide qui est soumis à une instabilité de Rayleigh. Pour certaines fréquences de vibration de la céramique piézoélectrique à la base de l'injecteur, le jet cylindrique se fragmente de manière périodique en des gouttes de tailles identiques. En modifiant la fréquence d'injection, il est possible de faire varier le paramètre de distance entre 2 et 5 rapport entre l'espacement des gouttes de centre à centre et le diamètre). La vitesse des gouttes et le débit volumique sont contrôlés par la pression d'injection et la taille de l'orifice de l'injecteur. Le diamètre initial des gouttes est déterminé à partir de la mesure du débit volumique. Le dispositif d'allumage de la flamme est constitué par une spire chauffé électrique permettant de dépasser la température d'inflammation du mélange air-vapeur de combustible. La flamme produite est une flamme de diffusion qui entoure le jet de gouttes sur plusieurs centimètres.

Fluorescence induite par laser à deux couleurs (2cLIF)

La mesure de la température à l'intérieur des gouttes est réalisée grâce à la fluorescence induite par laser à deux couleurs. La caractérisation du champ de température par cette technique a déjà fait l'objet de plusieurs publications [3, 4]. Le combustible est préalablementensemencé par une faible quantité d'un traceur fluorescent, dans le cas présent le pyrrométhène 597-C8 à la concentration de 5.10^{-6} mol/L. Le spectre d'émission du pyrrométhène 597-C8 s'étend sur plusieurs centaines de nanomètre et il présente une grande sensibilité à la température [5]. L'intensité de fluorescence I_f émise à la longueur d'onde λ est donnée par l'expression :

$$I_f(\lambda) = K_{spec}(\lambda) K_{opt}(\lambda) C I_0 V_C \exp(\beta(\lambda)/T) \quad (1)$$

Où K_{opt} est une constante qui dépend du système optique (angle solide, efficacité de la transmission,..), K_{spec} est un paramètre qui est fonction des propriétés spectroscopiques du traceur. K_{opt} et K_{spec} ne varient pas au cours de la mesure. I_0 correspond à l'intensité laser incidente, C la concentration en traceur et V_C est le volume d'où proviennent les photons collectés (intersection de la goutte, des faisceaux laser et du champ de vision de la collection). Le signal de fluorescence dépend également de la température T et $\beta(\lambda)$ est la sensibilité spectrale à la température. Afin de mesurer correctement la température des gouttes en mouvement, l'influence de I_0 et de V_C doit être éliminée puisque ces paramètres varient lorsque la goutte traverse les faisceaux laser. Le rapport des intensités de fluorescence de deux bandes spectrales est donc calculé. En désignant par 1 et 2 les bandes spectrales de collection, d'après [6], le rapport de fluorescence peut s'écrire de façon approchée sous la forme:

$$R_f = I_{f1}/I_{f2} = \frac{K_{spec,1} K_{opt,1}}{K_{spec,2} K_{opt,2}} \exp\left(\frac{A}{T^2} + \frac{B}{T}\right) \quad (2)$$

Un rapport de référence doit être mesuré dans un milieu de température connue afin d'éliminer les constantes K_{spec} et K_{opt} . Les coefficients A et B sont déterminés préalablement grâce à une calibration du système optique. Le rapport de fluorescence varie d'environ 1%/°C quelque soit le combustible étudié. Les bandes spectrales de détection [540 nm-560 nm] et [590 nm-610 nm] sont sélectionnées de manière à maximiser cette variation [5].

Dispositif optique

Un schéma du dispositif de fluorescence induite par laser à deux couleurs est présenté figure 1. L'excitation de la fluorescence est réalisé au moyen de deux faisceaux issus d'une même source laser (laser Argon ionisé, $\lambda=514,5$ nm) se croisant au niveau du volume de mesure. Si ce volume est plus grand que les gouttes et si le signal de fluorescence est intégré sur la durée du passage des gouttes dans le volume de mesure, la technique 2cLIF permet de déterminer la température moyenne des gouttes. Par contre, pour caractériser les gradients thermiques dans la goutte, le volume d'excitation de la fluorescence doit être particulièrement réduit. L'utilisation d'un élargisseur de faisceaux et d'une lentille frontale de courte focale permettent de créer un volume d'excitation ayant la forme d'un ellipsoïde de dimensions $20 \times 20 \times 90 \mu\text{m}^3$.

L'optique de collection est placée perpendiculairement au plan vertical des deux faisceaux. Son champ de vision est d'environ $34 \mu\text{m}$ au niveau du croisement des faisceaux laser. Le volume de mesure ($20 \times 20 \times 34 \mu\text{m}^3$) est particulièrement petite par rapport aux gouttes d'un diamètre avoisinant $200 \mu\text{m}$ (figure 2). Le signal de fluorescence est transmis par fibre optique à un ensemble de filtres optiques et lames séparatrices de manière à ne conserver que les deux bandes spectrales choisies pour le calcul du rapport de fluorescence R_f .

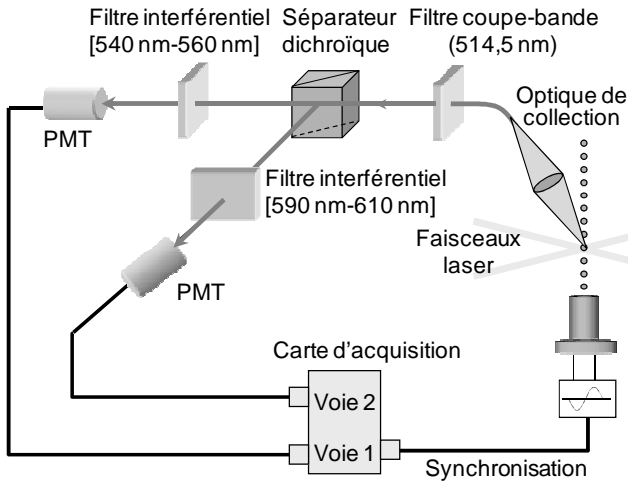


Figure 1 - Dispositif de détection du signal LIF

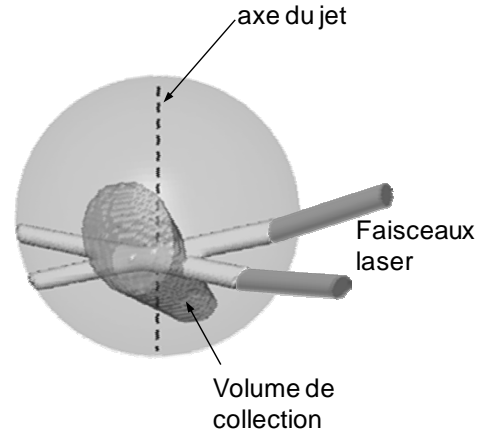


Figure 2 - Le volume de mesure : intersection entre les faisceaux et le volume de collection

Positionnement du volume de mesure

Lorsqu'une goutte traverse le volume de mesure, différentes zones à l'intérieur de la goutte sont successivement éclairées et émettent un signal de fluorescence. La figure 3 précise le système de coordonnées adopté pour localiser la goutte par rapport au volume de mesure. L'axe x correspond à l'axe optique de la collection, y est l'axe vertical du jet de goutte et z la bissectrice des faisceaux laser. Le point ($x=0, y=0, z=0$) correspond au croisement des faisceaux. En traduisant le jet dans son ensemble selon l'axe x (typiquement par pas de 10 ou 20 μm), il est possible de scanner l'intérieur des gouttes selon différentes lignes. Il convient alors de déterminer la position (x_G, y_G, z_G) du centre de la goutte pour chaque point de mesure.

Pour une position du jet (c'est-à-dire à x_G fixé), l'évolution temporelle du signal de fluorescence est comparable à celle représentée sur la figure 4. Il est en principe centré autour de la position $y_G = 0$. La mesure de la vitesse des gouttes permet de convertir le temps en un déplacement selon y . Cette mesure est réalisée par vélocimétrie laser Doppler à l'aide d'un montage indépendant. L'injecteur est déplacé selon l'axe x à l'aide d'une vis micrométrique, la position correspondant à $x_G=0$ s'obtient en remarquant que le signal de fluorescence s'éteint lorsque les faisceaux laser sortent de la goutte. De plus, le signal de fluorescence (figure 4) a la plus grande durée pour $x_G=0$ et $z_G=0$. Les mesures sont effectuées en maintenant $z_G=0$. L'incertitude sur la position (x_G, y_G, z_G) des gouttes est estimée à environ 10 μm .

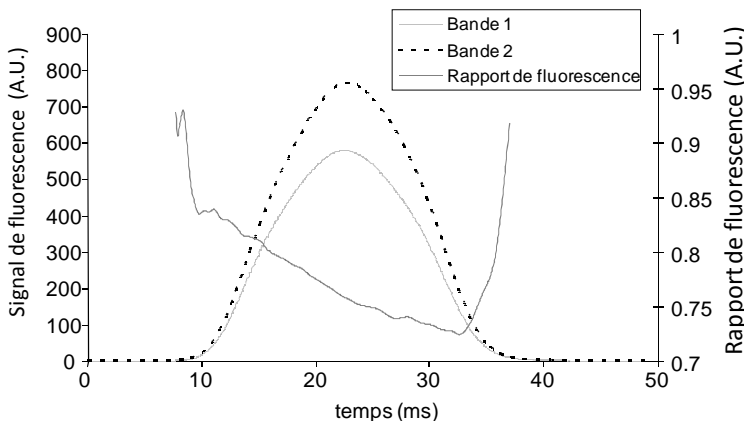


Figure 4 - Signal de fluorescence détecté sur les deux voies de mesures après une moyenne sur 1000 gouttes.

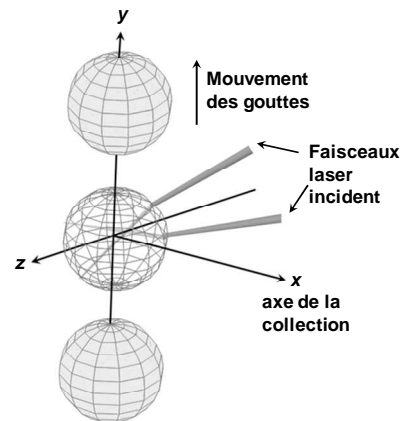


Figure 3 - Repérage de la goutte par rapport au volume de mesure

Le temps de transit d'une goutte dans le volume de mesure est assez court de l'ordre de 30 μs pour une goutte de 200 μm avec une vitesse de 8 m/s. Le signal en sortie des photomultiplicateurs

est échantillonné sur 12 bits à 20 MHz. L'acquisition est synchronisée sur le signal crête servant à piloter la céramique piézoélectrique de l'injecteur des gouttes. La périodicité du jet de gouttes permet alors d'obtenir un signal répétitif. Il est alors possible de moyenniser les signaux de plusieurs gouttes (ici 1000 goutte) ce qui limite fortement le bruit de mesure.

Restitution du champ de température interne

Les faisceaux laser sont réfractés au niveau de la surface de la goutte. Ainsi, la trajectoire des faisceaux dans la goutte n'est donc pas la même selon la position (x_G , y_G , z_G) du centre de la goutte. Par ailleurs, même si les faisceaux laser ont un petit diamètre (environ 20 μm), la zone éclairée dans la goutte n'est pas assimilable à un point. La température mesurée correspond plutôt à une moyenne pondérée par l'intensité locale de la fluorescence. La mesure est plutôt attribuée à un ensemble de points selon l'intensité de leur fluorescence.

La restitution du champ de température à l'intérieur de la goutte s'appuie sur l'optique géométrique. Pour une position (x_G , y_G , z_G) donnée du centre de la goutte, un programme de lancer de rayons permet de calculer le champ interne d'intensité laser. Le lancer de rayons en partant du dispositif de collection permet alors de connaître la contribution de n'importe quelle région de la goutte au signal collecté. De façon arbitraire, la température mesurée est attribuée aux 20% des points les plus intenses dans le champ de vision de l'optique de collection. Le calcul est répété pour une centaine de positions de la goutte par rapport aux faisceaux laser, un million de rayons étant lancés pour chacune de ces positions.

3. Résultats expérimentaux

Différentes expériences ont été entreprises avec des gouttelettes de combustibles ayant des volatilités et des viscosités différentes (tableau 1). La distance parcourue par une gouttelette depuis le point d'injection est convertie en temps grâce à la connaissance de la vitesse des gouttes mesurée par vélocimétrie laser Doppler (LDA). Les variations de vitesse le long du train de goutte restent assez modestes (de l'ordre de 0,2 à 0,4 m/s), ce qui indique une faible force de traînée et donc des forces de frottement réduites. Le diamètre initial des gouttes est déterminé simplement à partir d'une mesure du débit volumique de liquide. Les différents cas tests qui seront traités sont résumés dans le tableau 2. La carte de température correspondant au cas 1 est présentée sur la figure 5.a. Le cas 1 correspond à l'un des nombres de Peclet les plus élevés, de l'ordre de 60, pour l'ensemble des expériences effectuées (tableau 3).

Il apparaît clairement que le champ de température n'est pas purement radial : en particulier des différences assez significatives peuvent être observées entre le bord d'attaque et le bord de fuite, ceci en adéquation qualitative avec une possible advection de la chaleur par une tourbillon de Hill [7]. La surface, en contact direct avec l'air chaud est la première région de la goutte à subir un échauffement. Ensuite, du fait du mouvement interne, la chaleur est transportée vers le bord de fuite puis à vers le centre de la goutte. Il est également très probable que la température de surface au niveau du bord d'attaque soit plus faible, mais l'affectation d'une température dans cette région est impossible du fait de la réfraction des rayons lumineux créant une déflexion de ceux-ci vers l'intérieur de la goutte [8, 9]. De plus, la résolution spatiale est limitée par la taille des faisceaux laser au voisinage du point de focalisation (environ 20 μm^3). Un autre exemple, correspondant à un nombre de Peclet plutôt faible (inférieur à 20), correspondant à des gouttes de n-dodécane est présenté figure 5.b (cas 2). Les gradients de température internes sont très élevés, du fait de la très faible volatilité de ce combustible. Les isothermes qui apparaissent presque concentriques, indiquent que l'advection a une très faible influence comparé aux autres modes de transfert. De plus, la forte viscosité du n-dodécane, ainsi que le faible paramètre de distance tendent à limiter la vitesse de l'écoulement interne. La figure 5.c correspond à des gouttes de n-décane (cas 3). L'évolution de la température est intermédiaire par rapport aux deux cas précédents, puisque le nombre de Peclet est de l'ordre de 24 (tableau 3). Le bord d'attaque est initialement la zone la plus froide (comme dans le cas 1), avec des isothermes se refermant sur une zone froide comme dans le cas 2.

	T_b (°C)	μ (Pa.s)
acetone	56.5	3.98×10^{-4}
ethanol	78.4	1.71×10^{-3}
n-heptane	98.4	7.56×10^{-4}
3-pentanone	101	5.85×10^{-4}
n-decane	174	1.28×10^{-3}
n-dodecane	215.9	4.22×10^{-2}

Tableau 1 : Température d'ébullition et viscosité des différents liquides utilisés.

	Combustible	D_{inj} (μ m)	V_0 (m/s)	C_0	T_{inj} (°C)
Cas 1	3-pentanone	230	9.5	4.2	23.5
Cas 2	n-dodecane	180	5.3	2.3	55
Cas 3	n-decane	190	6.7	2.7	39
Cas 4	Ethanol	179	6.7	2.3	24

Tableau 2: Conditions d'injection pour les cas tests présentés (0 correspondant au premier point de mesure situé juste au dessus du dispositif d'allumage).

	Combustible	D_{inj} (μ m)	V_0 (m/s)	C_0	Cd/Cd_{iso}	C_F/C_{Fiso}	Pe
Cas 1	3-pentanone	230	9.5	4.2	23.1%	7.1%	55
Cas 2	n-dodecane	180	5.3	2.3	10.2%	0-100%	0-20
Cas 3	n-decane	190	6.7	2.7	14.5%	3.9%	24
Cas 4	3-pentanone	201	9.9	3.2	18.3%	3.9%	33
Cas 5	ethanol	179	6.7	2.3	12.4%	1.6%	5
Cas 6	ethanol	233	10.1	4	23%	9.9%	64
Cas 7	ethanol	216	9.4	3.5	19.5%	12%	68
Cas 8	ethanol	131	8.1	5	22%	19%	30
Cas 9	acetone	197	9	3	17.2%	4.7%	30
Cas 10	n-heptane	208	8	3.1	17%	5.5%	20
Cas 11	n-heptane	198	10.6	3	17%	4.0%	20

Tableau 3 - Ajustement du coefficient de frottement et réduction du coefficient de frottement.

4. Comparaison aux résultats numériques

4.1. Modèle du vortex de Hill

Un modèle de type vortex de Hill est utilisé afin de rendre compte de l'advection de la chaleur dans la goutte [7]. Ce modèle, largement décrit dans la littérature fait intervenir le nombre de Peclet

$$Pe_l = 2U_s r_d / a_l . \text{ La vitesse surfacique maximum } U_s \text{ est définie par } U_s = \frac{1}{32} \frac{\mu_g}{\mu_l} Re C_F \Delta U_\infty ,$$

où $\Delta U_\infty = |V_d - V_\infty|$ est la vitesse relative de la goutte par rapport à l'écoulement gazeux et Re le nombre de Reynolds de la goutte défini par $Re = 2 \rho_\infty \Delta U_\infty r_d / \mu_g$. Dans l'expression précédente, μ_g et ρ_g désignent respectivement la viscosité et la masse volumique de la phase gazeuse. Le coefficient de frottement peut être exprimé par la relation d'Abramzon and Sirignano [3], $C_F = K / (Re^{2/3} (1 + B_M))$, où B_M est le nombre de Spalding et K est un paramètre ajustable dépendant du paramètre de distance $C=L/D$. Les conditions aux limites à la surface de la goutte sont définies à l'aide de la théorie du film [3]. L'ajustement optimal du paramètre K s'effectue en comparant les cartes de température expérimentales et les simulations numériques basées sur la

résolution de l'équation d'advection-diffusion de la chaleur dans la goutte en utilisant le modèle du vortex de Hill pour l'advection (figure 6). L'ajustement de C_F a été réalisé sur plusieurs cas, correspondent à différents combustibles et différents paramètres de distance (tableau 3). La figure 7 présente l'évolution du rapport $C_F/C_{F,iso}$ (*iso* désignant le cas de la goutte isolée) en fonction du paramètre de distance C . Le rapport $C_F/C_{F,iso}$ augmente de manière monotone avec le paramètre de distance quelque soit la nature du combustible, mais reste relativement faible (environ égal à 20% par rapport à la goutte isolée) même pour un paramètre de distance $C=5$. L'évolution du coefficient de trainée mesuré par Athasit [10] ($C_d/C_{d,iso}$) a été ajouté sur la figure 7. L'effet des interactions aérodynamiques semble avoir un impact supérieur de 10% sur la coefficient de frottement par rapport au coefficient de trainée, même si la tendance est tout à fait similaire. Une des explications possibles de cette différence peut être reliée à l'apparition d'effets de type Marangoni du fait de la non-uniformité de la température de surface de la goutte. Ainsi, l'apparition d'une contrainte thermo-capillaire supplémentaire pourrait contribuer à ralentir l'écoulement à l'intérieur de la goutte. Cependant, l'approche retenue jusqu'à présent ne permet pas de prendre en compte cet effet.

4.2. Simulation numérique directe

Une simulation numérique directe (DNS) prenant en compte les points importants relatifs à l'échauffement et à l'évaporation de la goutte a été mise en œuvre [11] : celle-ci prend en compte les aspects non-uniformes transitoires de la température et des contraintes à la surface de la goutte. L'écoulement gazeux est calculé autour de deux gouttelettes consécutives à l'aide d'une approche eulérienne. Des conditions de périodicité sont utilisées en entrée et sortie du domaine de calcul afin de reproduire le cas du train de gouttes monodisperse. Les calcul menés en DNS ont été comparés aux expérience dans le cas de l'éthanol (figure 8, cas 4, tableau 2). Un premier cas de simulation prend en compte la contrainte supplémentaire lié à l'effet Marangoni, l'autre non : il apparaît clairement que l'accord théorie-expérience est bien meilleur lorsque l'effet Marangoni est pris en compte.

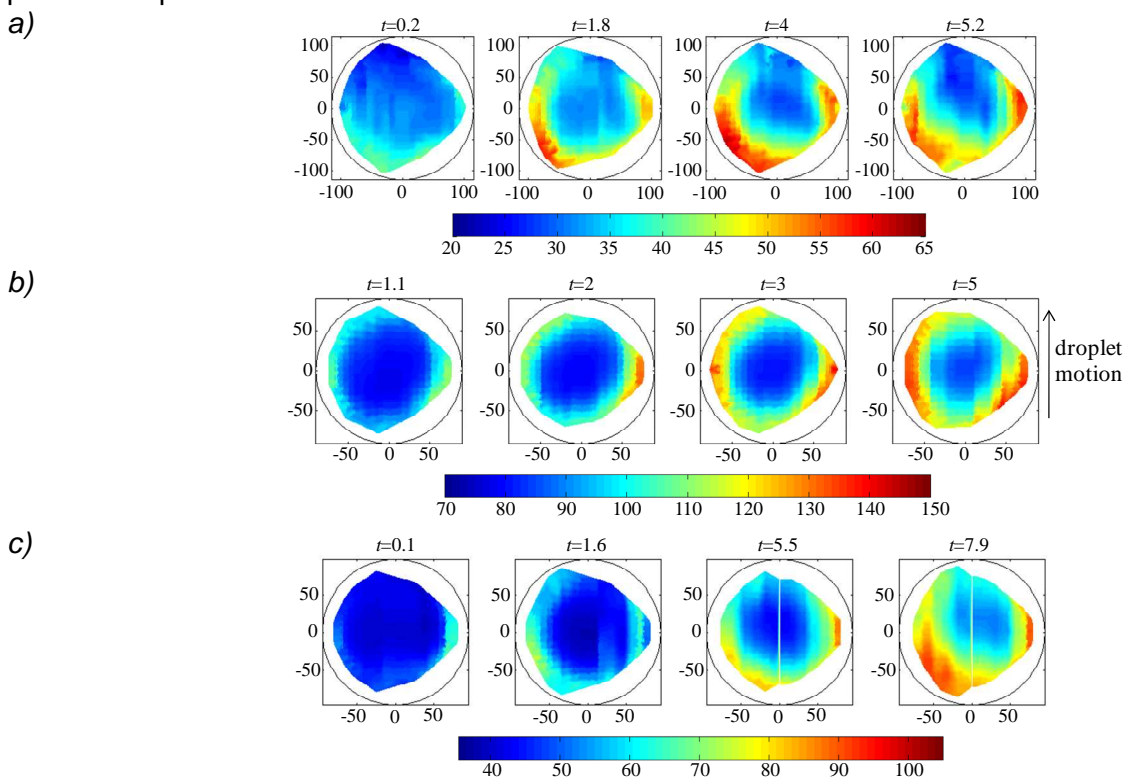


Figure 5 - Exemples de cartes de température. Les températures sont en $^{\circ}\text{C}$, les échelles de longueur en μm , le temps en ms. Conditions expérimentales correspondent aux cas a, 1, 2 et 3 (respectivement a, b et c) dans les tableaux 2 et 3. Valeur du nombre de Peclet
a: $Pe=55$, b: $Pe<20$ and c: $Pe=24$.

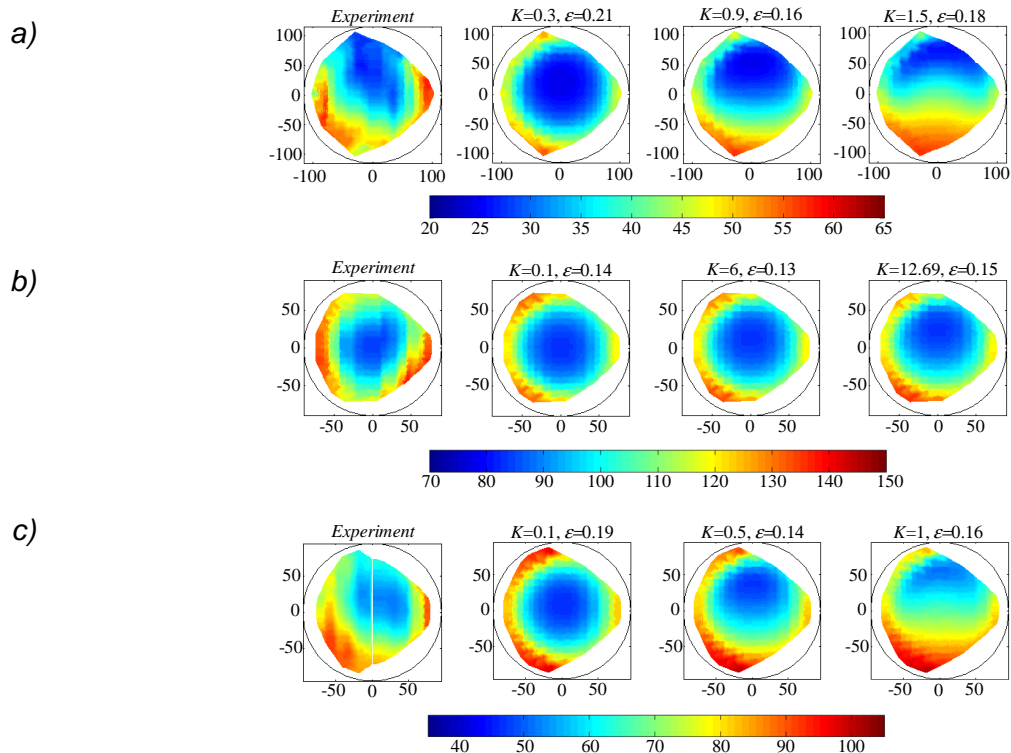


Figure 6 - Ajustement du coefficient de frottement. Sensibilité au paramètre K (conditions expérimentales des figures a, b et c : cas 1, 2 et 3).

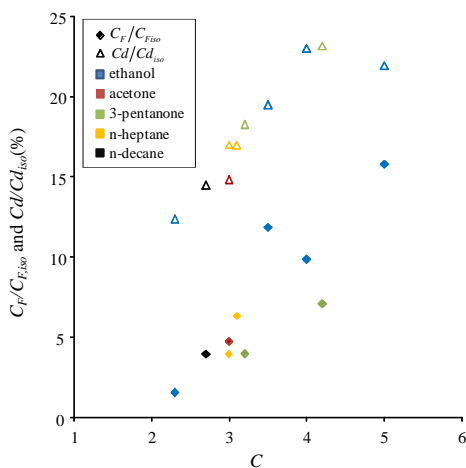


Figure 7 - $C_F/C_{F,iso}$ et $C_d/C_{d,iso}$ en fonction du paramètre de distance.

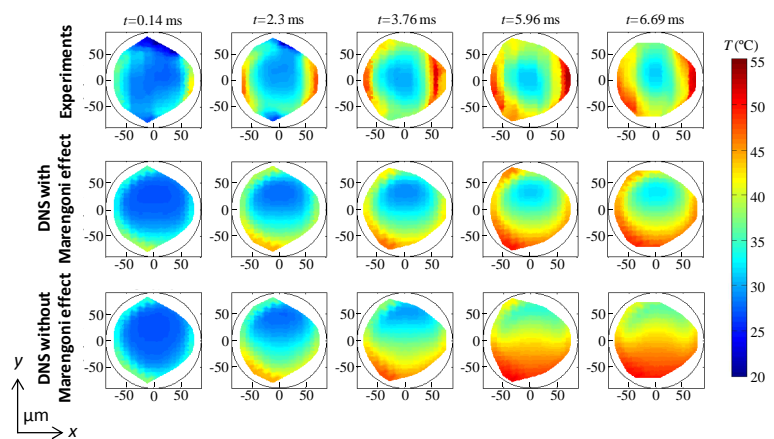


Figure 8 - Cartes de températures sur des gouttelettes d'éthanol en combustion. Comparaison à la DNS, avec ou sans prise en compte de l'effet Marangoni.

5. Conclusions

La fluorescence induite par laser à deux couleurs a été utilisée pour caractériser le champ de température de goutte de combustible en interaction, en mouvement dans une flamme. Les cartes de température obtenues ont été utilisées afin d'estimer l'ordre de grandeur de la vitesse de glissement entre la phase liquide et la phase gazeuse, dans le cadre du modèle de vortex de Hill

représentant le champ de vitesse de l'écoulement à l'intérieur de la goutte. Ainsi, le coefficient de frottement liquide-gaz a pu être ajusté en fonction du paramètre de distance. La comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation numérique directe permet quant à elle de mettre en évidence l'importance fondamentale des contraintes thermocapillaires causées par la non-uniformité de la température de surface.

Nomenclature

a : thermal diffusivity
 $C=L/D$: distance parameter
 C_F : friction coefficient
 D : droplet diameter
 L : inter-droplet spacing (center to center)
 Pe : Peclet number
 r : instantaneous droplet radius
 Re : droplet Reynolds number
 T : temperature
 U_s : maximum sliding velocity
 V : velocity
 t : time

Greek symbols

μ : dynamic viscosity
 ρ : specific density

Subscript

∞ : boundary conditions far from the droplet
 g : gas phase
 d : droplet
 l : liquid phase

REFERENCES

- [1] R. Kronig, J. Brink, On the theory of extraction from falling droplets, Applied Scientific Research 2, 142-154 (1951).
- [2] B. Abramzon, W.A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculations, International Journal of Heat and Mass Transfer 32, 1605-1618 (1989).
- [3] 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, Experiments in Fluids 35, 563-571 (2003).
- [4] G. Castanet, F. Lemoine, Heat transfer within combusting droplets, Proceedings of the Combustion Institute 31, 2141-2148 (2007).
- [5] V. Deprédurand, 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 (2008).
- [6] P. Lavieille, A. Delconte, D. Blondel, M. Lebouché, F. Lemoine, Non-intrusive temperature measurements using three-color laser-induced fluorescence, Experiments in Fluids 36, 706-716 (2004).
- [7] G.A.E. Godsave, Studies of the combustion of drops in a fuel spray: The burning of single drops of fuel, in: fourth international symposium on combustion, 818-830 (1953).
- [8] 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: 563-571 (2003).
- [9] G. Castanet, F. Lemoine, Heat transfer within combusting droplets, Proc. Combust. Inst. 31, 2141–2148 (2007).
- [10] A. Atthasit, N. Doue, Y. Biscos, G. Lavergne, Influence of droplet concentration on the dynamics and evaporation of a monodisperse stream of droplets in evaporation regime, First International Symposium on Combustion and Atmospheric Pollution, ST Petersburg, Russia (2003).
- [11] B. Frackowiak, G. Lavergne, C. Tropea, A. Strzelecki, Numerical analysis of the interactions between evaporating droplets in a monodisperse stream, Int. J. Heat Mass Transfer 53, 1392-1401 (2010).