



HAL
open science

Approche expérimentale de l'évaporation de sprays de combustibles multicomposant

Valérie Deprédurand

► **To cite this version:**

Valérie Deprédurand. Approche expérimentale de l'évaporation de sprays de combustibles multicomposant. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2009. Français. NNT : 2009INPL060N . tel-01748730

HAL Id: tel-01748730

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748730v1>

Submitted on 29 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Ecole Doctorale EMMA

THÈSE

Présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine

Spécialité : Mécanique et Energétique

Par

Valérie DEPREURAND

APPROCHE EXPERIMENTALE DE L'EVAPORATION DE SPRAYS DE COMBUSTIBLES MULTICOMPOSANT

Soutenue publiquement le 19 octobre 2009 devant la commission d'examen composée de :

Rapporteurs :	M. Sergei SAZHIN	Professeur, Université de Brighton, Brighton
	M. Gérard LAVERGNE	Directeur de recherche, ONERA, Toulouse
Examineurs :	M. Gérard GREHAN*	Directeur de recherche, CNRS, Rouen
	M. Frédéric GRISCH	Maître de recherche, ONERA, Palaiseau
	M. Cameron TROPEA	Professeur, TUD, Darmstadt
	M. Fabrice LEMOINE	Professeur, ENSEM, Nancy
	M. Guillaume CASTANET	Chargé de Recherches, CNRS, LEMTA, Nancy

* Président du jury

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
CNRS UMR 7563
2, avenue de la Forêt de Haye BP 160
54504 Vandoeuvre-Les-Nancy

Président du jury :

Gérard Gréhan, Directeur de recherche, CNRS
LESP, UMR 6614/CORIA - CNRS Université et INSA de Rouen
Avenue de l'Université, BP 12
76801 Saint Etienne Du Rouvray
France
Tél : +33 (0)2 32 95 36 29
Mél : gerard.grehan@coria.fr

Rapporteurs :

Sergei Sazhin, Professeur, Université de
Brighton
School of Engineering
University of Brighton
Cockcroft building, Lewes road
Brighton, BN2 4GJ
United Kingdom
Tél : +44 (0) 1273 642677
Mél : S.Sazhin@brighton.ac.uk

Gérard Lavergne, Directeur de recherche,
ONERA
ONERA/DMAE
Avenue Edouard Belin
31055 Toulouse
France
Tél : +33 (0)1 69 93 61 76
Mél : frederic.grisch@onera.fr

Examineurs :

Frédéric Grisch, Maître de recherche, ONERA
ONERA/DMPH
Fort de Palaiseau
91761 Palaiseau cedex
France
Tél : +33 (0)1 69 93 61 76
Mél : frederic.grisch@onera.fr

Cameron Tropea, Professeur, TUD
Fachgebiet Strömungslehre und
Aerodynamik
TUD
Petersenstraße 30
64287 Darmstadt
Germany
Tél : +49 (0) 6151 16 2854
Mél : ctropea@sla.tu-darmstadt.de

Guillaume Castanet, Chargé de recherches
CNRS
LEMTA
2 Avenue de la Forêt de Haye
BP 160
54504 Vandoeuvre les Nancy
France
Tél : +33 (0)3 83 59
Mél : guillaume.castanet@ensem.inpl-nancy.fr

Directeur de thèse :

Fabrice Lemoine, Professeur, ENSEM
LEMTA
2 Avenue de la Forêt de Haye
BP 160
54504 Vandoeuvre les Nancy
France
Tél : +33 (0)3 83 59
Mél : Fabrice.lemoine@ensem.inpl-nancy.fr

REMERCIEMENTS

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse au sein du LEMTA : doctorants, maîtres de conférence, professeurs, techniciens, secrétaires, etc.

Dans un premier temps, je souhaite remercier Fabrice Lemoine, Professeur à l'ENSEM, pour m'avoir fourni un sujet aussi ouvert, riche et varié sur le plan scientifique. La qualité de son encadrement et son enthousiasme m'ont guidée dans le domaine très large de l'étude des « gouttes ». Je tiens aussi à lui témoigner toute ma reconnaissance pour la confiance et le soutien qu'il m'a accordé durant ces trois années de recherches, pour le partage de ses connaissances qui alliées à sa rigueur scientifique et à son dynamisme ont contribué à produire ces travaux.

Ensuite, je témoigne toute ma reconnaissance aux personnes qui ont accepté de consacrer une partie de leur emploi du temps à la lecture de mon mémoire, Sergei Sazhin, Professeur à l'université de Brighton et Gérard Lavergne, directeur de Recherche à l'ONERA à Toulouse, ainsi qu'aux autres membres du jury qui se sont déplacés pour ma soutenance, Cameron Tropea, professeur à l'Université Technologique de Darmstadt, Gérard Gréhan, directeur de recherche au CNRS à Rouen, Guillaume Castanet chargé de recherches au CNRS à Nancy et Frédéric Grisch Maître de recherche à l'ONERA à Palaiseau

Je tiens à remercier Mikael Orain avec qui j'ai travaillé de manière intense, pendant six semaines à l'ONERA Palaiseau, pour m'avoir aidée à « abattre » beaucoup de travail en un temps restreint ! Merci également à Frédéric Grisch d'avoir permis cette collaboration et pour m'avoir accueillie dans son équipe à Paris.

Une attention particulière à toute l'équipe du laboratoire d'électronique Alain Delconte pour ces prouesses informatiques dans le développement de petits logiciels bien pratiques pour faciliter le travail, Michel Marchand pour m'avoir dépannée plus d'une fois lors de défaillances électroniques, et toute l'équipe du laboratoire de Mécanique de l'ENSEM pour m'avoir construit mon banc d'expérimentation mais aussi pour leur aide en cas d'imprévus, leur disponibilité et leur gentillesse.

Merci à tous mes collègues Petre Miron pour sa bonne humeur et sa simplicité, Christophe Maqua, pour le passage de flambeau, à Guillaume Castanet pour le développement des codes de calculs et de simulations qui représentaient pour moi un « challenge numérique » mais aussi pour ses nombreux conseils, à Alexandre Labergue pour sa bonne humeur.

Un grand merci à Ophélie Caballina, maître de conférence à l'ENSEM pour « m'avoir prise sous son aile » en tant que monitrice, pour ses conseils en pédagogie, ses connaissances en mécanique des fluides, sa disponibilité, sa gentillesse et son écoute.

Un petit clin d'œil à Julia Mainka, complice lors de nos longues heures d'encadrement de TP.

Je ne saurai oublier les membres du projet ASTRA qui m'ont accordée leur attention au gré de cette collaboration de trois années.

Merci à tous ceux qui m'ont permis de passer d'agréables moments durant ma thèse et que je n'aurais pas nommé.

Enfin, je remercie tous mes proches et amis pour leur soutien et leurs encouragements. En particulier merci à mes parents, mes frères et Matthieu qui savent être là quand j'en ai le plus besoin.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

Introduction	14
Chapitre 1 Modélisation de l'évaporation d'une goutte mono et bicomposant en mouvement et en interaction	22
1. Le phénomène d'évaporation : quelques éléments introductifs	22
2. Etat de l'art des modélisations existants dans la littérature	23
2.1. Cadre de l'étude	23
2.2. Modélisation usuelle de goutte multicomposant en évaporation	23
3. Modèle à composants discrets (dcm)	27
3.1. Equation générale.....	27
3.2. Hypothèses.....	28
3.3. Bilan énergétique de la goutte	29
3.4. Modélisation de la phase gazeuse.....	29
3.5. Etude des transferts de masse et de chaleur.....	30
3.6. Détermination de la température d'équilibre d'une goutte monocomposant	36
3.7. Modélisation de la phase liquide	37
3.8. Evaluation des propriétés physiques	40
3.8.1. Phase gazeuse : la Loi du '1/3'	40
3.8.2. Phase liquide.....	41
3.8.3. Règles de mélange.....	41
3.8.4. Définition de la volatilité du combustible	42
3.9. Interactions aérodynamiques.....	43
4. Résolution numérique des équations	50
4.1. Remarques générales	50
4.2. Résolution numérique	51
4.3. Paramètres utilisés	53
5. Conclusion	53
Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure : cas d'un train de gouttes monodisperse	57
6. Génération d'un jet de gouttes monodispersé	57
6.1. Caractéristiques d'un jet de goutte monodispersé	57
6.2. Dispositif expérimental.....	58
7. Détermination de la température des gouttes en évaporation	60
7.1. Présentation de la technique de LIF	61
7.1.1. Principe de la LIF	61
7.1.2. Modélisation de la fluorescence.....	65
7.1.3. Intérêts de la technique LIF	66
7.2. Fluorescence induite par laser (LIF) appliquée à la mesure de température d'une goutte	66
7.2.1. Brefs éléments de contexte	66
7.2.2. Fluorescence par laser à deux couleurs : détermination de la température de goutte monocomposant.....	68
7.2.3. Fluorescence par laser à trois couleurs : détermination de la température de goutte bicomposant.....	69
7.3. Choix du traceur fluorescent.....	70

7.3.1.	Fondement de l'étude.....	71
7.3.2.	Propriétés spectroscopique du pyrrométhène 597-8C9.....	72
7.4.	Mise en application de la LIF 2 couleurs appliquée à la détermination de la température de gouttes monocomposant et bicomposant.....	81
7.4.1.	Description générale	81
7.4.2.	Sélection des bandes spectrales de détection.....	82
7.4.3.	Chaîne d'acquisition du signal	84
7.4.4.	Calibration du rapport de fluorescence en fonction de la température	87
7.4.5.	Traitement du signal et détermination de la température moyenne	90
7.4.6.	Calcul de l'incertitude de mesure sur la détermination de la température par LIF deux couleurs	91
8.	Effet non linéaire de la taille des gouttes	92
8.1.	Mise en évidence du phénomène	92
8.1.1.	Origine de l'étude	92
8.1.2.	Caractérisation du phénomène dans le cas du pyrrométhène 597-C8	94
8.2.	Effet de la concentration du traceur fluorescent	97
8.3.	Tentative d'explication du phénomène	99
9.	Techniques de mesure complémentaires.....	100
9.1.	Vélocimétrie laser.....	100
9.2.	Mesure du diamètre des gouttes.....	102
9.2.1.	Principe de la mesure.....	102
9.2.2.	Dispositif expérimental	104
9.2.3.	Acquisition des données.....	104
9.2.4.	Etalonnage.....	105
9.2.5.	Incertitude de mesure.....	106
10.	Conclusions	107
Chapitre 3 : Caractérisation d'un train de gouttelettes monocomposant et bicomposant en évaporation.....		112
11.	Etude expérimentale d'un train de gouttes monocomposant en évaporation : de l'influence de la nature du combustible sur les interactions entre gouttes	112
11.1.	L'enceinte d'évaporation.....	113
11.2.	Approche expérimentale.....	115
11.2.1.	Influence de la température ambiante	115
11.2.2.	Influence de la nature du combustible	117
11.2.3.	Influence du paramètre de distance C	119
11.3.	Comparaison avec les simulations numériques.....	120
11.3.1.	Rappel du modèle numérique.....	120
11.3.2.	Comparaison simulations numériques et résultats expérimentaux.....	122
11.4.	Phénomènes d'interaction.	123
11.4.1.	Détermination expérimentale des nombres de Nusselt et de Sherwood	123
11.4.2.	Incertitudes sur la détermination des nombres de Nusselt et de Sherwood	126
11.4.3.	Interprétation du phénomène d'interaction.....	128
11.5.	Conclusion.....	139
12.	Etude d'un jet monodisperse de gouttes binaires en évaporation	139

12.1.	Choix du composant minoritaire	140
12.2.	Caractérisation expérimentale et choix du couple binaire retenu 140	
12.3.	Comparaison avec l'étude numérique	142
12.3.1.	Rappels	142
12.3.2.	Application de la nouvelle corrélation sur les combustibles binaires sélectionnés.....	142
13.	Conclusions	144
Chapitre 4 : Caractérisation de l'évaporation d'un spray bicomposant injecté dans un écoulement turbulent chauffé.....		147
14.	Introduction et cadre général.....	147
14.1.	Quelques définitions concernant les sprays.....	147
14.2.	Mesure de la température dans un spray : brefs éléments de contexte.....	149
15.	Techniques de mesures	151
15.1.	Mesure de la taille de particule par granulométrie Phase Doppler (PDA) 151	
15.2.	Détermination de la température moyenne d'un brouillard de goutte par LIF deux couleurs.....	154
15.2.1.	Dispositif optique et traitement des données.	154
15.2.2.	Prise en compte de l'effet non linéaire de la taille de goutte	155
15.2.3.	Dynamique de la LIF dans un spray polydispersé.....	156
16.	Manipulations préparatoires : validation de la mesure.....	160
17.	Présentation de la veine d'essai.....	165
17.1.	Dispositif expérimental	165
17.2.	Ecoulement porteur	168
18.	Etude d'un spray bicomposant évoluant dans un écoulement turbulent chauffé.....	170
18.1.	Résultats expérimentaux.....	170
18.2.	Couplages PDA/LIF: application à la détermination de la température par classe de taille de gouttes.....	177
18.2.1.	Développement de la technique de couplage	178
18.2.2.	Correction de l'effet non linéaire de la taille de goutte.....	181
18.2.3.	Résultats expérimentaux.	183
19.	Conclusions	185
Conclusion et Perspectives		188
Références bibliographiques		194
ANNEXE A.....		202
ANNEXE B.....		206
Autorisation de soutenance		223
Résumé.....		224

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Il est impossible de ne pas être sensibilisé à la protection de notre environnement, l'objectif étant bien évidemment de diminuer la pollution et de lutter contre le réchauffement climatique. Les différents gouvernements des pays développés s'organisent dans ce sens. Il en résulte notamment le protocole de Kyoto qui propose un calendrier de réduction des émissions des six gaz à effet de serre qui sont considérés comme la cause principale du réchauffement climatique des cinquante dernières années. Il comporte des engagements absolus de réduction des émissions pour 38 pays industrialisés, avec une réduction globale de 5,2 % des émissions de dioxyde de carbone d'ici 2012 par rapport aux émissions de 1990.

Selon la grande majorité des scientifiques, le réchauffement climatique est largement attribué à un effet de serre additionnel dû aux rejets de gaz à effet de serre produits par les activités humaines et principalement les émissions de CO₂. Les moyens de transport utilisant des hydrocarbures (voitures, camions, avions, fret, navires) forment une source importante d'émission de CO₂. À la fin du 20^e siècle, les normes d'émission se sont fortement durcies dans le secteur automobile avec notamment l'introduction des normes européennes d'émission ; les constructeurs ont donc été incités à réduire les émissions de toxiques et de polluants des chambres de combustion.

Les combustibles sont stockés sous forme liquide pour des questions d'encombrement. Le combustible est injecté dans la chambre de combustion à l'aide d'atomiseurs sous haute pression. Ainsi, le combustible liquide est admis dans la chambre de combustion sous la forme d'un brouillard de fines gouttelettes polydispersées en taille et en vitesse. On examinera l'exemple d'une chambre de combustion aéronautique sur la Figure 1. Ces gouttelettes sont ensuite dispersées dans la chambre de combustion et s'évaporent. Après mélange de la vapeur avec le comburant, il y a combustion et libération d'énergie. Le niveau de mélange vapeur/comburant conditionne la richesse locale et donc l'émission de polluants.

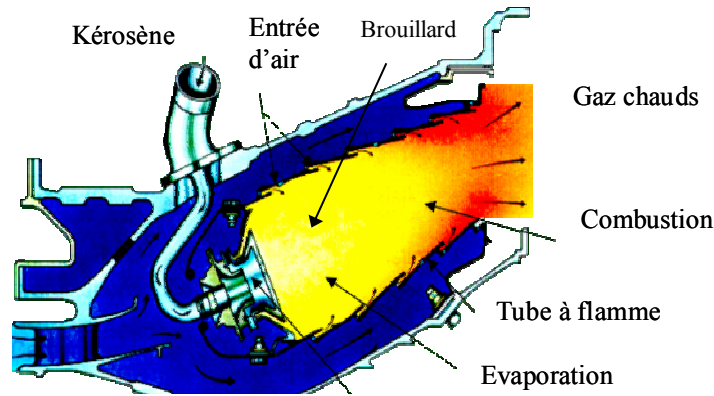


Figure 1 Principes d'une chambre de combustion

L'un des enjeux environnementaux important est l'optimisation de la consommation spécifique et du niveau des émissions polluantes tout en respectant les normes de dimensionnement des moteurs. Dans le domaine des chambres de combustion des turbomachines aéronautiques, l'un des points de dimensionnement les plus sévères concerne celui du ré-allumage en altitude : pour obtenir une certification, un moteur aéronautique doit démontrer ses capacités à se ré-allumer en altitude, soit à 0,3 bars et $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$. Pour cela, afin de dimensionner le plus finement possible les foyers de combustion, il est nécessaire de disposer d'outils prédictifs à même de prévoir l'échauffement et l'évaporation du combustible. Lorsque des modèles trop approximatifs sont utilisés, des marges importantes de sécurité doivent être prises, ce qui conduit à surdimensionner les foyers et donc à accroître leurs niveaux d'émissions polluantes et la consommation spécifique globale du moteur.

Les modèles d'évaporation des gouttes implantés dans les codes de calculs ne prennent en général pas en compte l'aspect multicomposant des combustibles et sont donc développés pour des combustibles modèles essentiellement monocomposant. En pratique, cette hypothèse n'est pas totalement réaliste puisque les combustibles usuels tels que le kérosène, l'essence ou le diesel sont multicomposant (Tableau 1).

Or, cet aspect supplémentaire a un effet direct sur la durée de vie de la goutte et le délai d'auto-allumage du combustible (Doué [1]). La cinétique chimique et donc la formation des émissions polluantes sont également influencées. Dans la zone de spray dense, située au voisinage du dispositif d'injection, les phénomènes d'interactions aérodynamiques entre gouttes peuvent avoir un effet notable sur les phénomènes de transferts de chaleur et de masse dans le spray.

[1] Doué N. (2005) Modélisation de l'évaporation de gouttes multi-composants, Thèse de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.

Type de produit	Intervalle de distillation à pression atmosphérique (°C)		Nombre d'atomes de carbone	Rapport H/C atomique	Composition par familles chimiques (% volume)			
	Point initial	Point final			Paraffines	Naphtènes	Oléfines	Aromatiques
GPL	<0	0	3 et 4	2,0-2,67	60-100	0	0-40	0
Essence	30-35	180-200	4 à 10	1,7-1,9	40-65	0-5	0-20	15-45
Kérosène	140-150	250-280	9 à 13	1,9-2,1	50-65	20-30	0	10-20
Gasoil	160-180	340-370	10 à 20	1,9-2,1	50-65	20-30	0	10-30
Carburant lourd	180-200	450*	>15	0,8-1,7	**	**	0	**

Tableau 1 Caractéristiques générales et composition globale des différents types de carburants

La mise en œuvre d'expériences bien instrumentées, où il sera possible d'accéder à la granulométrie, la température, la vitesse des gouttes, s'avère incontournable afin de caractériser de manière fine les transferts de chaleur et de masse entre les deux phases.

C'est pourquoi la présente étude s'intéresse à l'évaporation des combustibles, en ce qui concerne la phase liquide, en mettant l'accent sur deux volets :

- la volatilité du combustible, sachant que les combustibles multicomposant sont constitués de composants de volatilités différentes,
- les interactions aérodynamiques entre gouttes et leurs influences sur les transferts de chaleurs et de masse.

Ces différentes investigations s'articuleront principalement sur deux expériences :

- 1- L'étude d'un train de gouttes monodisperse composé de combustibles de volatilités différentes, expérience où il est relativement aisé de séparer l'influence respective des interactions aérodynamiques entre goutte des autres paramètres. En particulier, l'influence des interactions sur les transferts de chaleur et de masse sera caractérisée, ceci en fonction de la volatilité des combustibles.
- 2- Un spray de combustible mono ou bicomposant sera injecté dans un écoulement turbulent surchauffé dont la turbulence est bien contrôlée. Cette

deuxième expérience permettra de disposer de données expérimentales uniques sur un cas plus réaliste du point de vue des chambres de combustion.

Ces objectifs s'inscrivent dans le programme ASTRA fédérant 3 laboratoires du CNRS et 3 départements de l'ONERA. Le but est d'améliorer l'analyse expérimentale et la simulation des brouillards de gouttes multicomposant.

Dès lors, cette étude sera subdivisée ainsi : après avoir rappelé les différents modèles d'évaporation de gouttes monocomposant et multicomposant, les différentes techniques de mesure utilisées seront explicitées: fluorescence induite par laser à deux couleurs, interférométrie, granulométrie phase Doppler. La fluorescence induite par laser à deux couleurs – qui sera dorénavant écrite LIF - requière en particulier quelques développements supplémentaires afin de l'adapter à différents combustibles et aux mélanges bicomposant. Par la suite, les transferts de chaleur et de masse pour des gouttes essentiellement monocomposant seront caractérisés à la lumière des interactions entre gouttes, dans le cas du train de goutte monodisperse. Le chapitre suivant sera dédié à la caractérisation du spray mono ou bicomposant injecté dans un écoulement turbulent chauffé. Dans cette dernière configuration, des couplages entre la technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs et la granulométrie phase Doppler permettront d'obtenir des températures de goutte par classe de taille.

Chapitre 1 :

MODELISATION DE L'EVAPORATION D'UNE GOUTTE BICOMPOSANT EN MOUVEMENT ET EN INTERACTION

NOMENCLATURE

Symboles latins

A, B	Constantes	
B_{MouT}	Nombre de Spalding	
C	Paramètre de distance	
C_p	Capacité calorifique	J/K
D	Diamètre	m
f	Fréquence	Hz
K	Taux d'évaporation	m ² /s
l	Longueur de diffusion	m
L	Distance goutte à goutte	m
Le	Nombre de Lewis	
L_v	Chaleur latente	J/Kg
M	Masse molaire	Kg/mol
m	Masse de la goutte	Kg
\dot{m}	Débit massique	Kg/s
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	Pa
Pe	Nombre de Péclet	
Pr	Nombre de Prandtl	
Q_L	Flux de chaleur entrant dans la goutte	J
R	Rayon de la goutte	m
Re	Nombre de Reynolds	
S	Surface de la goutte	m ²
Sc	Nombre de Schmidt	
Sh	Nombre de Sherwood	
T	Température	°C ou K
t	Temps	s
V	Vitesse	m/s
Y	Fraction massique	
Z	Fraction volumique	

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique	m ² /s
δ	Épaisseur de film	m
η	Facteur de correction	
λ	Conductivité thermique	W/mK
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ρ	Masse volumique	Kg/m ³
χ	Fraction molaire	
Φ	Flux	J
Γ	Fonction potentielle	

Indices

0	Relatif au premier point de mesure
	Relatif à la goutte isolée sans l'écoulement de Stefan
amb	Relatif à l'ambiance
c	Relatif à la convection
$éb$	Relatif au phénomène d'ébullition
eff	Relatif à l'hypothèse de diffusion effective

<i>éq</i>	Relatif à l'équilibre thermodynamique
<i>f</i>	Relatif à la théorie du film
<i>g</i>	Relatif à la phase gazeuse
<i>iso</i>	Relatif à la goutte isolée
<i>l</i>	Relatif à la phase liquide
<i>M</i>	Massique
<i>r</i>	Relatif à l'axe radial
<i>ref</i>	Relatif à un état de référence
<i>T</i>	Thermique
<i>s</i>	Relatif à la surface de la goutte
<i>sat</i>	Relatif au phénomène de saturation
<i>v</i>	Relatif à la vapeur
<i>vap</i>	Relatif à la vapeur ou au phénomène d'évaporation
∞	Relatif à l'infini

Chapitre 1 MODELISATION DE L'EVAPORATION D'UNE GOUTTE MONO ET BICOMPOSANT EN MOUVEMENT ET EN INTERACTION

Ce chapitre s'attachera à décrire avec des modèles les phénomènes liés à l'évaporation et à l'échauffement d'une goutte en mouvement et en interaction.

1. LE PHENOMENE D'EVAPORATION : QUELQUES ELEMENTS INTRODUCTIFS

Les processus physiques intervenant dans l'échauffement et l'évaporation sont nombreux et intimement liés (Figure 1.1). Une goutte évoluant en évaporation dans l'air va voir sa température et sa composition varier en fonction des flux liés à l'évaporation, aux échanges convectifs avec la phase gazeuse et au rayonnement thermique auxquels elle est soumise. En supposant, à chaque instant l'équilibre thermodynamique entre la phase liquide et la phase gazeuse dans un film fin entourant la goutte, la loi de Raoult permet de quantifier la fraction de vapeur de chacune des espèces en fonction de l'état de la phase liquide, de la pression et de la température.

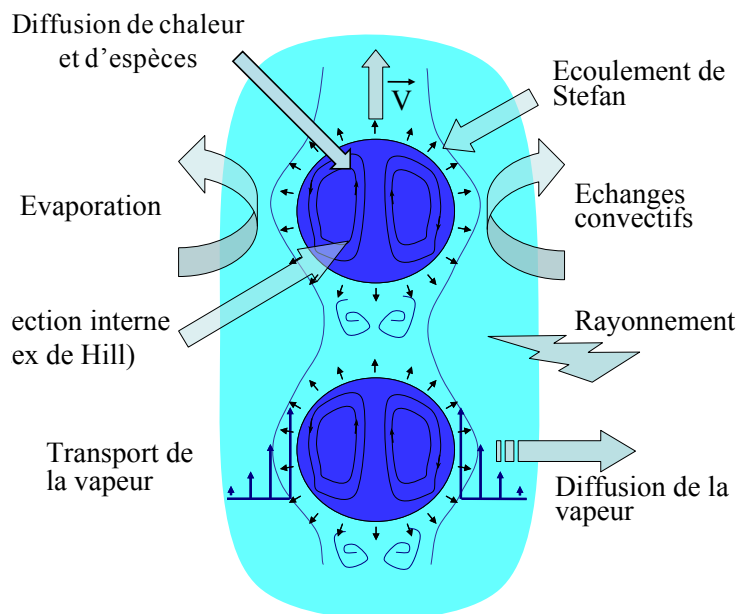


Figure 1.1 Phénomènes intervenant dans l'évaporation de gouttes

Dans le cas d'une ambiance non saturée en vapeur, à une température différente de celle de la goutte, il s'établit sous l'effet de la diffusion un gradient thermique et massique. Ce gradient est responsable de la mise en mouvement des molécules en

phase gazeuse. Dans cette configuration, l'évaporation des composants liquides nécessite un apport d'énergie prélevé à la phase liquide sous la forme d'un flux thermique qui induit un refroidissement de la goutte. L'influence du flux convectif dépend de la vitesse et également de la différence de température entre la goutte et le milieu ambiant. Dans le cas où la température ambiante est plus élevée, le flux convectif induit un apport de chaleur à la goutte. La connaissance de ces flux à chaque instant conditionne l'état futur de la goutte. Nous considérons le cas d'une goutte multicomposant, composée d'un mélange idéal de corps purs.

2. ETAT DE L'ART DES MODELISATIONS EXISTANTS DANS LA LITTERATURE

2.1. CADRE DE L'ETUDE

La plupart du temps, les modélisations de gouttelettes de combustible en évaporation sont basées sur l'hypothèse que les combustibles sont monocomposant. Pour avoir une approche plus réaliste, il convient de s'affranchir de cette hypothèse.

L'étude de l'évaporation de gouttelettes multicomposant présente plusieurs complexités absentes dans la simple analyse d'une goutte monocomposant :

- les conditions aux limites et les échanges au niveau de la surface de la goutte doivent être clairement définis pour chaque constituant,
- la composition et la température de la goutte évoluent continuellement au cours du temps,
- les composants n'ayant pas tous la même volatilité, ces derniers s'évaporent à des vitesses différentes créant des gradients de concentration au sein même de la goutte.

2.2. MODELISATION USUELLE DE GOUTTE MULTICOMPOSANT EN EVAPORATION

❖ Modèle à Composants Discrets (DCM – Discret Component Model)

L'approche couramment utilisée est basée sur le modèle à composants discrets, chacun étant considéré comme indépendant des autres (Sirignano [2] ; Landis et al. [3]). Généralement, l'équilibre thermodynamique et l'idéalité des mélanges sont présumés à la surface de la goutte suivant la loi de Raoult. Les écarts vis à vis d'un mélange idéal peuvent cependant être pris en considération par l'introduction du

[2] Sirignano W.A. (1983) Fuel droplets vaporization and spray combustion theory, Prog Energy Combust Sci 9: 291-322.

[3] Landis R.B. et Mills A.F. (1974) Effect of internal resistance on the vaporization of binary droplets, Fifth Int. Heat Transfer Conf., Tokyo, Japan, Paper B7-9.

paramètre fugacité du mélange (Burger et al. [4]; Hohmann et al. [5]). Ce modèle est applicable pour un nombre de composants impliqués assez réduit.

❖ Modèle à thermodynamique continue

Une autre approche concernant les combustibles usuels composés de centaines de composants est l'approche dite 'thermodynamique continue' ; dans ce cas, les propriétés des composants sont représentées par une fonction de distribution continue ce qui limite considérablement le nombre de paramètres (Le Clercq et al. [6]). La variable de distribution peut représenter la masse molaire ou encore le nombre d'atomes de carbone. Ces modèles furent d'abord utilisés dans le domaine de la chimie pour décrire les équilibres thermodynamiques (Cotterman et al. [7]). Cette technique fut ensuite développée par Hallett [8] dans le cadre de la diffusion infinie (Hallett et Grimwood [9]) ou de la diffusion effective (Abdel-Qader et Hallett [10]) pour la modélisation de l'évaporation de gouttes multicomposant. Hallett s'est inspiré de l'approche de Cotterman qui suppose que la pdf associée à la composition du combustible est une fonction Γ . Ce modèle permet de réduire de manière significative le temps de calcul, seules les évolutions de la moyenne et de l'écart-type de la fonction Γ étant calculées. Cependant, la description de la composition par une fonction présumée n'est pas toujours pertinente, comme par exemple dans le cas où des espèces volatiles condensent sur la goutte (Harstad [11]).

❖ Méthode de Quadrature des Moments

Une autre approche étudiée par Laurent [12], appelée méthode de Quadrature des Moments (QmoM), permet de lever cette difficulté, sans faire l'hypothèse sur la forme

-
- [4] Burger M., Schmehl R., Prommerberger K., Schäfer O., Koch R. et Wittig S. (2003) Droplet evaporation modelling by the distillation curve model: accounting for kerosene fuel at elevated pressures, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 46:4403-4412.
- [5] Homann S. et Renz U. (2003) Numerical simulation of fuel sprays at high ambient pressure: the influence of real gas effects and gas solubility on droplet vaporisation, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 46: 3017-3028.
- [6] Le Clercq P. et Bellan J. (2004) Direct numerical simulation of a transitional temporal mixing layer laden with multicomponent-fuel evaporating drop using continuous thermodynamics, *Phys. Fluids*, pp. 1884-1907.
- [7] Cotterman R.L., Bender R., Prausnitz J.M.(1985) Phase equilibria for mixture containing very many components. Development and application of continuous thermodynamics for chemical process design, *Industrial and engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 24, n° 1, pp.194 – 203.
- [8] Hallett W.L.H. (2000) A simple model for the Vaporization of Droplets with Large Number of Components, *Combustion and flame* 121:334-344.
- [9] Hallett W.L.H. et Grimwood C. A Simple Continuous Mixture Evaporation Model with Multiple Distribution Functions, communication internet : <http://www.genie.uottawa.ca/profs/hallett/hallettqs.pdf>.
- [10] Abdel-Qader Z. et Hallett W.L.H. The Role of Liquid Mixing in Evaporation of Complex Multicomponent Mixtures : Modeling using, communication internet : <http://by.genie.uottawa.ca/profs/hallett/hallettd.pdf>.
- [11] Harstad K.G., Leclercq P.C., Bellan J. (2003) Statistical model of multicomponent-fuel drop evaporation for many droplet flow simulations. *AIAA Journal*, vol.41, n°10, pp.1858-1874.
- [12] Laurent C. (2008), Développement et validation de modèles d'évaporation multi-composant, Thèse de l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse

de la fonction de distribution. Cette approche est d'une certaine manière une combinaison entre le modèle à Composants Discrets et celui dit à Thermodynamique Continue. En effet la fonction de distribution utilisée par cette méthode est une somme de masses de Dirac (comme dans les modèles à Composants Discrets) mais dont les abscisses sont variables au cours du temps (d'où une description de type Thermodynamique Continue) (Figure 1.2). Dans le cas de l'intégration des modèles d'évaporation multicomposant dans des codes de calculs de type industriel, cette méthode de Quadrature des Moments présente l'avantage d'être une méthode ayant certaines propriétés de robustesse intéressantes (Laurent [13]).

La Figure 1.2 présente les différentes approches pour la composition du kérosène. Le paramètre choisi est ici la température d'ébullition des composants.

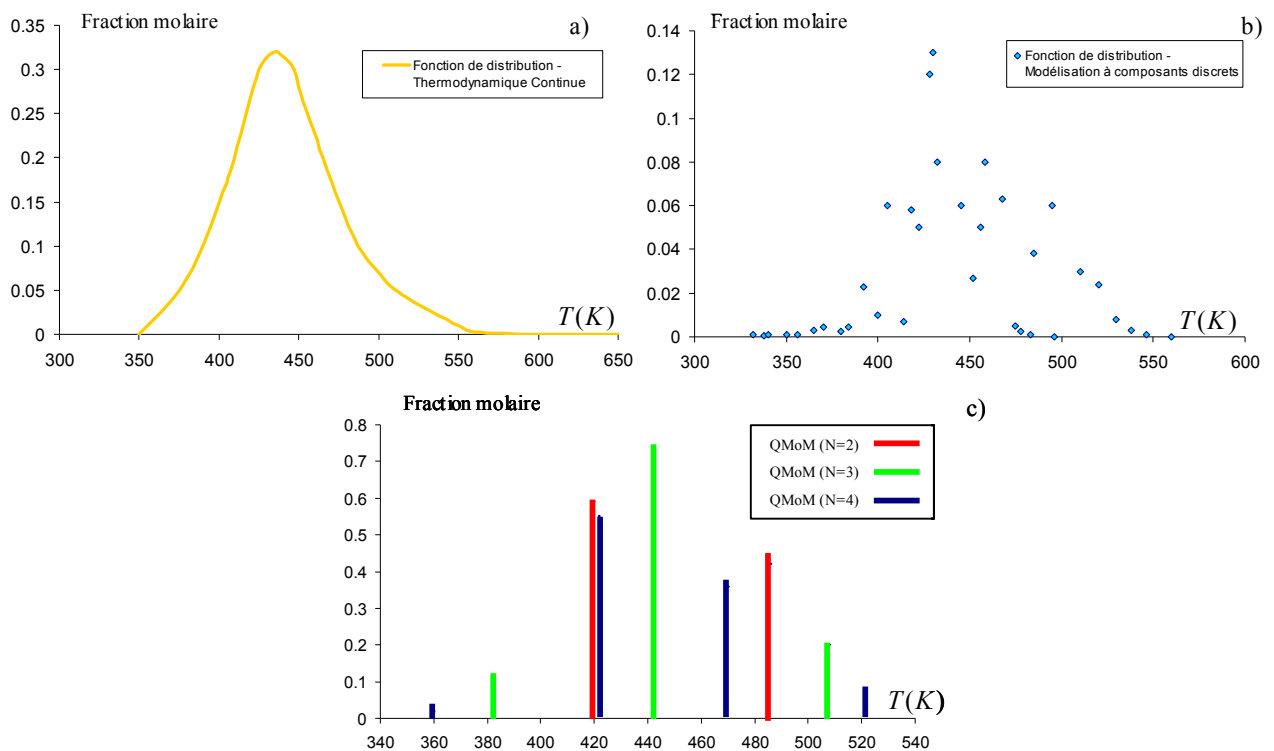


Figure 1.2 Fonction de distribution associée à la composition du kérosène

a) cas du modèle à thermodynamique continu

b) cas du modèle à composants discrets

c) cas de la méthode de Quadrature des Moments [13]

(T = Température d'ébullition)

❖ Modèle à 'courbe de distillation'

Un modèle dit à « courbe de distillation », considère une seule variable (la masse molaire du combustible, par exemple) afin de décrire le comportement de gouttes multicomposant en évaporation (Burger et al. [4]). Par cette modélisation, les

composants avec la plus forte volatilité disparaissent rapidement, alors que les composants avec une plus faible volatilité demeurent dans la goutte conduisant à une variation de la composition chimique dans la goutte. Cependant, la température et la composition sont supposés uniformes dans la goutte mais évoluant dans le temps. L'évaporation de gouttes de combustible multicomposant suivent alors un processus de distillation. La Figure 1.3 représente la courbe de distillation d'une essence automobile.

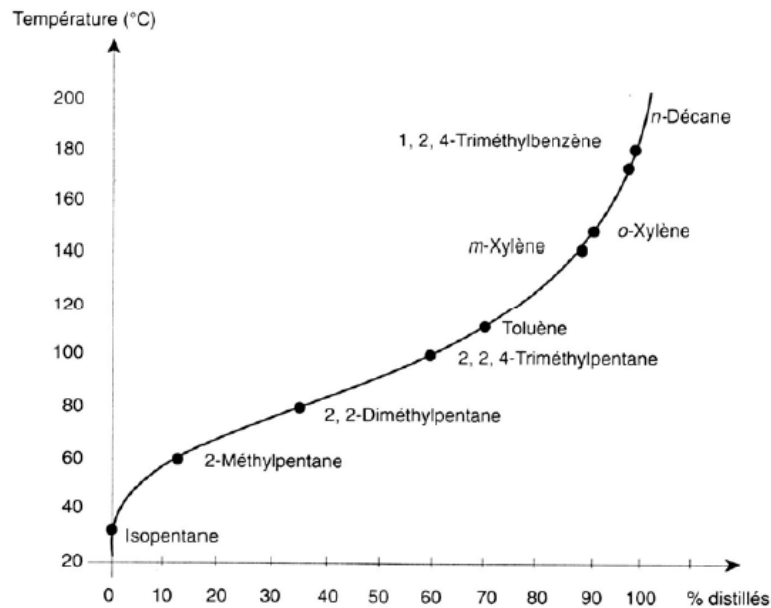


Figure 1.3 Courbe de distillation d'une essence automobile (Guilbert [13])

L'évaporation est ensuite limitée par le processus de diffusion massique à l'intérieur de la goutte. La variation de la composition (représentée par celle de la masse molaire) des gouttes est liée au nombre de Péclet ; il peut être interprété comme le rapport entre le temps de vie caractéristique de la goutte et celui caractéristique de la diffusion massique.

$$Pe_i = \frac{\dot{m}}{2\pi D D_{l,i} \rho_l} \quad (1.1)$$

où \dot{m} est le débit massique d'évaporation totale, D le diamètre de la goutte, $D_{l,i}$ la diffusivité massique de l'espèce i en phase liquide, et ρ_l la masse volumique du liquide.

Ce nombre de Péclet permet notamment de caractériser l'influence de la résistance induite par la diffusion sur l'évaporation. Lorsque le nombre de Péclet tend vers 0 nous

[13] Guilbert J.C., Carburant et moteur, Tome 1, Edition Technip, 1997.

sommes dans le cas de la diffusion infinie ; dans ce cas, l'évaporation est entièrement gouvernée par la distillation fractionnée. En revanche, si le nombre de Péclet est très grand, tendant vers l'infini, l'évaporation est limitée par la diffusion des espèces et dans ce cas, la composition de la goutte peut être considérée comme quasi-constante. Pour des nombres de Péclet intermédiaires, l'évolution de la fraction molaire est déterminée à l'aide d'une équation dépendant de la fraction massique évaporée. La température et la composition calculées dans le cadre de la théorie des courbes de distillation sont supposées uniformes dans la goutte et dépendent du temps. L'intérêt de ce modèle de distillation réside dans le fait qu'il est analytique et présente donc des temps de calcul relativement faibles, puisqu'il n'y a pas d'équations aux dérivées partielles à résoudre.

3. MODELE A COMPOSANTS DISCRETS (DCM)

3.1. EQUATION GENERALE

Considérons une goutte isolée en évaporation et en mouvement. Les équations générales régissant l'évolution de cette goutte sont les suivantes :

❖ Conservation de la quantité de mouvement

$$\rho_g \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overline{\text{grad}} \vec{V} \right) = -\overline{\text{grad}} P + \rho_g \vec{g} + \overline{\text{div}} \left(\frac{\mu_g}{2} \left[\overline{\text{grad}} \vec{V} + \overline{\text{grad}} \vec{V}' \right] \right) \quad (1.2)$$

❖ Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \overline{\text{div}}(\rho_g \vec{V}) = 0 \quad (1.3)$$

❖ Conservation de la masse pour la vapeur de combustible

$$\frac{\partial \rho_g Y_i^g}{\partial t} + \overline{\text{div}}(\rho_g Y_i^g \vec{V}) + \overline{\text{div}}(-D_{g,i} \overline{\text{grad}}(\rho_g Y_i^g)) = 0 \quad (1.4)$$

❖ Conservation de l'énergie (l'effet Dufour, qui rend compte de la contribution du gradient de concentration au flux de chaleur, le gradient de pression et le travail des forces, etc., sont négligés)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g C_p T) + \overline{\text{div}}(\rho_g C_p T \vec{V}) + \overline{\text{div}}(-\lambda_g \overline{\text{grad}}(T)) + \overline{\text{div}}(\rho_g T \sum_i (C_{p,v,i} Y_{c,i}^g (\vec{V}_i - \vec{V}))) = 0 \quad (1.5)$$

La diffusion moléculaire est modélisée par la loi de Fick et la diffusion de chaleur par la loi de Fourier.

Aucune solution simple n'existe à priori pour résoudre un tel problème. Quelques hypothèses simplificatrices s'imposent afin de pouvoir le résoudre.

3.2. HYPOTHESES

Le développement de modèles d'évaporation simplifiés repose sur la mise en place de plusieurs hypothèses :

- le problème est supposé à symétrie sphérique,
- la phase gazeuse est quasi-stationnaire,
- les propriétés physiques sont considérées comme uniformes dans le film gazeux autour de la goutte,
- les propriétés thermophysiques sont supposées uniformes dans la goutte mais variables dans le temps,
- la pression est supposée uniforme,
- la phase gazeuse est supposée être un mélange idéal de gaz parfaits,
- Il n'y a pas de réaction chimique entre les différentes espèces du liquide,
- l'interface liquide-gaz est supposée être à l'équilibre thermodynamique,
- les transferts radiatifs entre la goutte et son environnement sont négligés.

Il s'agit ici de considérer non pas une goutte dont le diamètre diminue progressivement du fait de l'évaporation mais plutôt une goutte dont le diamètre serait maintenu constant d'une façon artificielle en alimentant la goutte en combustible liquide de manière à compenser l'évaporation (Borghi et Champion [14]).

- Dans ces conditions, l'évaporation est alors décrite comme une succession d'états quasi-stationnaires et les équations de conservation deviennent parfaitement stationnaires.
- La goutte se trouve dans un gaz au repos où la pression est uniforme.

Une fois toutes ces hypothèses posées, une résolution analytique est envisageable et les équations de conservation peuvent être écrites pour les transports de masse et de chaleur sur une coquille sphérique de rayon r entourant la goutte. Nous nous placerons dans le cas d'une goutte en évaporation pure dans une atmosphère à la température ambiante.

[14] Borghi R. et Champion M. (2000) Modélisation et théorie des Flamme, éd. Technip Paris.

3.3. BILAN ENERGETIQUE DE LA GOUTTE

La chaleur reçue par la goutte en provenance de la phase gazeuse sert à la vaporisation du liquide Φ_{vap} et à l'échauffement de la goutte sous la forme d'un flux thermique Q_L :

$$\Phi_C = 4\pi R^2 \rho_g a_g C p_g \left. \frac{dT}{dr} \right)_S = \Phi_{vap} + Q_L \quad (1.6)$$

Le flux de chaleur pénétrant à partir de la surface vers l'intérieur de la goutte Q_L provoquant l'élévation de sa température est défini par :

$$Q_L = -\lambda_g S \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{s,r \leq R} \quad (1.7)$$

avec λ_g la conductivité thermique de la goutte.

L'élévation de la température de surface T_s s'accompagne d'une augmentation de la pression de vapeur saturante P_{sat} au voisinage immédiat de la surface. Tant que l'environnement gazeux autour de la goutte n'est pas saturé en vapeur, la goutte s'évapore en puisant pour cela une partie de la chaleur qu'elle reçoit de l'extérieur. Le flux de chaleur Φ_{vap} prélevé par évaporation est alors défini par :

$$\Phi_{vap} = \sum_i L_{v,i} T_s \dot{m}_i \quad (1.8)$$

avec \dot{m} le débit massique global, \dot{m}_i le débit massique du constituant i et $L_{v,i}$ la chaleur latente du changement d'état d'un constituant i .

Par définition,

$$\dot{m} = 4\pi r^2 \rho_g V = \sum_i \dot{m}_i \quad (1.9)$$

$$\text{avec } \dot{m}_i = 4\pi r^2 \rho_g Y_i^g V_i$$

avec $V = \frac{\sum_i \rho_i V_i}{\sum_i \rho_i}$ et $Y_i = \frac{\rho_i}{\rho}$ est la fraction massique du constituant i et V_i la vitesse d'expulsion du constituant i .

3.4. MODELISATION DE LA PHASE GAZEUSE

Dans la phase gazeuse, les échanges de masse et de chaleur s'opèrent dans le sillage et dans la couche limite générée par la vitesse relative des gouttes par rapport à l'environnement gazeux. Pour quantifier les transferts de chaleur et de masse par convection et diffusion, des coefficients d'échange de chaleur et de masse sont introduits pour chaque espèce.

Pour l'échange de chaleur, ce coefficient est défini par :

$$h_T = \lambda_g \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_{S,r>R} \frac{1}{T_{amb} - T_S} \quad (1.10)$$

Pour la masse,

$$h_{M,i} = D_g \left. \frac{\partial Y_i^g}{\partial r} \right)_{S,r>R} \frac{1}{Y_{i,amb}^g - Y_{i,S}^g} \quad (1.11)$$

Les nombres adimensionnels de Nusselt et de Sherwood sont définis à partir de ces coefficients:

$$Nu = \frac{h_T D}{\lambda_g} \quad (1.12)$$

$$Sh_i = \frac{h_{M,i} D}{D_{g,i}} \quad (1.13)$$

3.5. ÉTUDE DES TRANSFERTS DE MASSE ET DE CHALEUR

Compte tenu des hypothèses, les équations de transport peuvent être réduites de la façon suivante :

❖ Conservation de la masse pour la vapeur de combustible:

$$\frac{d}{dr}(r^2 \rho_g Y_i^g u_g) - \frac{d}{dr}(r^2 \rho_g D_{g,i} \frac{\partial Y_i^g}{\partial r}) = 0 \quad (1.14)$$

Soit,

$$\begin{cases} \frac{d}{dr}(\rho_g r^2 u_g) = 0 \\ \frac{d}{dr}(\rho_g r^2 Y_i^g u_{g,i}) = 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

donc \dot{m} et \dot{m}_i sont constants, le rapport suivant est défini $\xi_i = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}}$ et u_g la vitesse d'expulsion du gaz.

❖ La continuité du débit évaporé à l'interface s'écrit:

$$\begin{cases} \rho_l R^2 \left(u_l^s - \frac{dR}{dt} \right) = \rho_g R^2 \left(u_g^s - \frac{dR}{dt} \right) = \frac{\dot{m}_{vap}}{4\pi} \\ \rho_l R^2 Y_i^l \left(u_{i,l}^s - \frac{dR}{dt} \right) = \rho_g R^2 Y_i^g \left(u_{i,g}^s - \frac{dR}{dt} \right) = \frac{\dot{m}_{i,vap}}{4\pi} \end{cases} \quad (1.16)$$

où $\left(u_l^s - \frac{dR}{dt} \right)$ et $\left(u_g^s - \frac{dR}{dt} \right)$ sont les vitesses relatives à l'interface et \dot{m}_{vap} et $\dot{m}_{i,vap}$ les débits évaporés.

Comme ρ_l est très grand devant ρ_g à basse pression, on en déduit que $\left(u_l^s - \frac{dR}{dt} \right)$ est petit devant $\left(u_g^s - \frac{dR}{dt} \right)$ ainsi, u_l^s est petit devant u_g^s d'où $-\rho_l R^2 \frac{dR}{dt} \approx \frac{\dot{m}_{vap}}{4\pi}$.

On peut aussi en conclure que $\rho_g R^2 u_g^s \approx \frac{\dot{m}_{vap}}{4\pi}$, donc que le débit évaporé est quasiment égal au débit de gaz soit :

$$\dot{m}_{evap} \approx \dot{m} \quad (1.17)$$

De même, $\rho_g R^2 Y_i^g u_{i,g}^s \approx \frac{\dot{m}_{i,vap}}{4\pi}$ et $\dot{m}_{i,vap} \approx \dot{m}_i$.

❖ Conservation de l'énergie:

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dr} \left(r^2 \rho_g C_{p_g} a_g \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{d}{dr} (r^2 \rho_g T \sum_i (C_{p_{v,i}} Y_{c,i}^g u_{g,i}^s)) &= 0 \\ -\frac{d}{dr} \left(r^2 \rho_g C_{p_g} a_g \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{d}{dr} (r^2 \rho_g u_g^s T C_{p_v}) &= 0 \end{aligned} \quad (1.18)$$

Par intégration de (27) et (28), on obtient:

$$\begin{cases} \frac{\dot{m}}{4\pi} Y_i^g - r^2 \rho_g D_{g,i} \frac{dY_i^g}{dr} = C_1 \\ \frac{\dot{m}}{4\pi} C_{p_v} T - r^2 \rho_g a_g C_{p_g} \frac{dT}{dr} = C_2 \end{cases} \quad (1.19)$$

$$\quad (1.20)$$

❖ Or, au niveau de la surface de la goutte, le flux global de vapeur qui s'échappe est transporté à la fois par convection (vitesse d'expulsion) et par diffusion moléculaire.

Ce phénomène est traduit par la Loi de Fick : $\vec{m}_i = \rho_g Y_i^g \vec{V} - \rho_g D_{g,i} \overrightarrow{grad}(Y_i^g)$

Cette condition de surface permet de déterminer C_1 d'où:

$$\left. \dot{m} Y_i^g - 4\pi r^2 \rho_g D_{g,i} \frac{dY_i^g}{dr} \right|_s = \dot{m}_i \quad (1.21)$$

Cette équation peut aussi se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \dot{m}(Y_{i,S}^g - \xi_i) &= -\pi\rho_g D_{g,i} DSh_i (Y_{i,S}^g - Y_{i,amb}^g) \\ \text{soit } \dot{m} &= \pi\rho_g D_{g,i} DSh_i B_{M,i} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Le nombre B_M introduit dans l'équation (1.22) est le nombre de Spalding massique dont l'expression est la suivante :

$$B_{M,i} = \frac{Y_{i,S}^g - Y_{i,amb}^g}{\xi_i - Y_{i,S}^g} \quad (1.23)$$

❖ La chaleur reçue par la goutte en provenance de la phase gazeuse sert à la vaporisation du liquide et à l'échauffement de la goutte et la seconde constante C_2 est ainsi déterminée :

$$4\pi R^2 \rho_g a_g Cp_g \left. \frac{dT}{dr} \right|_S = \sum_i L_{v,i}(T_S) \dot{m}_i + Q_L \quad (1.24)$$

L'équation (1.24) se réécrit en intégrant le nombre de Nusselt défini par l'équation (1.12) :

$$\pi D \rho_g a_g Cp_g (T_{amb} - T_S) Nu = \sum_i L_{v,i} \dot{m}_i + Q_L \quad (1.25)$$

soit

$$\dot{m} = \pi\rho_g a_g \frac{Cp_g}{Cp_v} D Nu B_T \quad (1.26)$$

Le nombre B_T introduit dans l'équation (1.2) est le nombre de Spalding thermique dont l'expression est :

$$B_T = \frac{\sum_i \xi_i Cp_{v,i} (T_{amb} - T_S)}{\sum_i \xi_i L_{v,i} (T_S) + \frac{Q_L}{\dot{m}}} \quad (1.27)$$

avec $Cp_v = \sum_i \xi_i Cp_{v,i}$ et $L_v = \sum_i \xi_i L_{v,i} (T_S)$.

Les équations (1.22), (1.26) et (1.27) conduisent à :

$$\boxed{Sh_i B_{M,i} = Le Nu B_T \frac{Cp_g}{Cp_v}} \quad (1.28)$$

Le nombre de Lewis Le est défini par le rapport des diffusivités moléculaire et thermique ou par le rapport des nombres de Prandtl Pr et de Schmidt Sc :

$$Le_{g,i} = \frac{a_g}{D_{g,i}} = \frac{Sc_{g,i}}{Pr_g} \quad (1.29)$$

avec $a_g = \frac{\lambda_g}{Cp_g \rho_g}$ et $Sc_{g,i} = \frac{\mu_g}{D_{g,i} \rho_g}$ ainsi que $Pr_g = \frac{\mu_g Cp_g}{\lambda_g}$.

❖ Théorie du film

Les transferts convectifs de masse et de chaleur peuvent s'étudier dans le cadre de la théorie du film [15]. En effet, par la prise en compte de la convection forcée, la symétrie sphérique est brisée. Cette théorie gouverne les échanges de la goutte avec la phase gazeuse et permet de gérer la convection forcée. Dans cette approche quasi-stationnaire, la résistance aux échanges entre la goutte et le milieu extérieur est matérialisée par un film mince entourant la goutte tout en préservant une symétrie sphérique (Figure 1.4). Ceci permet de ramener les conditions à l'infini au niveau du film pour les échanges massiques et thermiques.

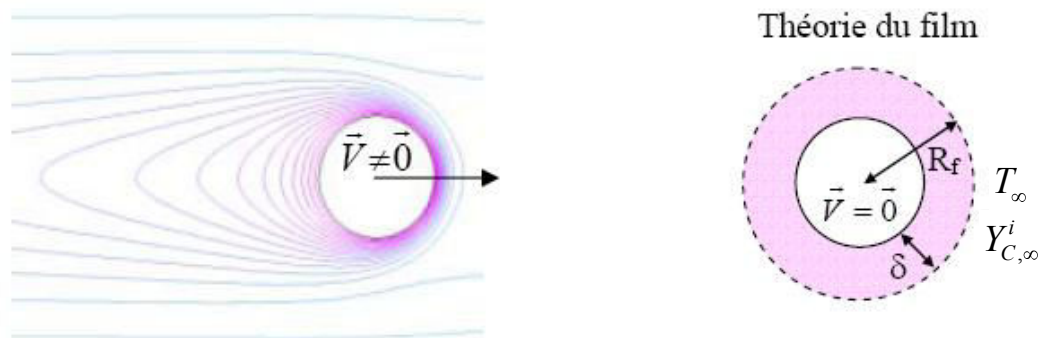


Figure 1.4 Transferts fournis dans le cadre de la théorie du film

Cette théorie impose quelques hypothèses simplificatrices :

- A l'intérieur du film fictif, les propriétés thermophysiques sont supposées uniformes spatialement et aucune réaction chimique n'intervient,
- Les effets de pesanteur sont négligés,
- Les épaisseurs de film δ_T pour le champ de température, δ_M pour le champ de concentration en vapeur sont ajustées de sorte que la diffusion de masse et la conduction de la chaleur à l'intérieur du film soient égales au flux réellement échangé par convection entre la goutte et le milieu extérieur,
- La température et la concentration en vapeur sont uniformes à la surface de la goutte ainsi qu'à la surface du film.

[15] S. Prakash, W.A.Sirignano, Liquid fuel droplet heating with internal circulation, Int. J. Heat and Mass Transfer 21, pp. 885-895, 1978.

Ce film modélise les couches thermiques et massiques réelles qui se créent par déplacement d'une goutte qui n'est pas en équilibre thermique avec son milieu.

Les deux équations (1.14) et (1.18) sont intégrées à l'infini en utilisant les conditions aux limites à la surface du film : $Y_i^g(r = R_{f,M,i}) = Y_{i,\infty}^g$ et $T(r = R_{f,M,i}) = T_\infty$. On obtient :

$$Y_i^g(r) = \xi_i + Y_{i,\infty}^g - \xi_i \exp\left(-\frac{\dot{m}}{4\pi\rho_g D_{g,i}}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_{f,M,i}}\right)\right) \quad (1.30)$$

et

$$T(r) = T_s - \frac{L_V}{Cp_V} - \frac{Q_L}{\dot{m}Cp_V} + \left((T_\infty - T_s) + \frac{L_V}{Cp_V} + \frac{Q_L}{\dot{m}Cp_V}\right) \exp\left(-\frac{\dot{m}}{4\pi\rho_g a_g} \frac{Cp_V}{Cp_g} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_{f,T}}\right)\right) \quad (1.31)$$

Le débit massique \dot{m} est déterminé en passant au logarithme les équations (1.30) et (1.31) à la surface de la goutte.

$$\frac{\dot{m}}{4\pi\rho_g D_{g,i}} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_{f,M,i}}\right) = \ln(1 + B_{M,i}) \quad (1.32)$$

$$\frac{\dot{m}}{4\pi\rho_g a_g} \frac{Cp_V}{Cp_g} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_{f,T}}\right) = \ln(1 + B_T) \quad (1.33)$$

En combinant, les équations (1.22) et (1.32) pour le transport de matière et les équations (1.26) et (1.33) pour le transport de chaleur, de nouvelles expressions des nombres de Nusselt et de Sherwood de la goutte sont obtenues :

$$Sh_i = \frac{\ln(1 + B_{M,i})}{B_{M,i}} \frac{2R_{f,M,i}}{R_{f,M,i} - R} \quad (1.34)$$

$$Nu = \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \frac{2R_{f,T}}{R_{f,T} - R} \quad (1.35)$$

En l'absence d'évaporation, c'est à dire lorsque $B_{M,i}$ et B_T tendent vers 0, ces équations se réécrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{f,M,i,0} = R \frac{Sh_{i,0}}{Sh_{i,0} - 2} \\ R_{f,T,0} = R \frac{Nu_0}{Nu_0 - 2} \end{array} \right. \quad (1.36)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{f,M,i,0} = R \frac{Sh_{i,0}}{Sh_{i,0} - 2} \\ R_{f,T,0} = R \frac{Nu_0}{Nu_0 - 2} \end{array} \right. \quad (1.37)$$

Les rayons ainsi définis correspondent aux rayons des films qui modélisent les couches massiques et thermiques autour de la goutte pour une goutte sous l'influence

de l'écoulement de Stefan. Les nombres $Sh_{i,0}$ et Nu_0 sont les nombres de Nusselt et de Sherwood d'une sphère isolée sous l'influence de l'écoulement de Stefan.

Différentes corrélations ont été établies afin de modéliser les nombres de Nusselt et de Sherwood d'une goutte isolée, en mouvement sans prise en compte de l'écoulement de Stefan.

- Corrélation de Ranz et Marshall [16]:

$$\begin{cases} Sh_{i,0} = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Sc_{g,i}^{\frac{1}{3}} & (1.38) \\ Nu_0 = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Pr_g^{\frac{1}{3}} & (1.39) \end{cases}$$

avec $Sc_{g,i} = \frac{\mu_g}{D_{g,i} \rho_g}$, $Pr_g = \frac{\mu_g Cp_g}{\lambda_g}$ et $Re = \frac{\rho_g VD}{\mu_g}$.

- Corrélation de Frossling [17] :

$$\begin{cases} Sh_{i,0} = 2 + 0.57 Re^{\frac{1}{2}} Sc_{g,i}^{\frac{1}{3}} & (1.40) \\ Nu_0 = 2 + 0.57 Re^{\frac{1}{2}} Pr_g^{\frac{1}{3}} & (1.41) \end{cases}$$

- Corrélation de Cliff [18] :

$$\begin{cases} Sh_{i,0} = 1 + (1 + Re Sc_{g,i})^{\frac{1}{3}} f(Re) & (1.42) \\ Nu_0 = 1 + (1 + Re Pr_g)^{\frac{1}{3}} f(Re) & (1.43) \end{cases}$$

Avec $f(Re) = 1$ si $Re \leq 1$ et $f(Re) = Re^{0.0777}$ si $1 < Re < 40$.

Ces corrélations permettent de modéliser la convection autour de la goutte. Par contre, si au lieu d'être forcée, la convection est naturelle, il faut remplacer le nombre de Reynolds par le nombre de Grashoff.

Par ailleurs, il est nécessaire de tenir compte de l'écoulement de Stephan qui provoque un soufflage du film: cet écoulement radial correspondant à l'expulsion de vapeur du fait du changement de phase de la goutte fait augmenter le rayon du film [19].

-
- [16] Ranz W. E. et Marshall W. R. (1952) Evaporation from drops, chemical engineering progress, vol. 48, pp. 141-180.
 [17] Frossling N, (1938). Evaporation of falling drops, geophys. Beitr. Geophys., vol 52, pp.170.
 [18] Cliff R., Grace J. R. et Weber M. E. (1978) Bubbles, drops and particles, New York: Academic.
 [19] Abramzom B., Sirignano W.A (1987)., Approximate theory of single droplet vaporization in a convective field: effect of variable properties, Stephan flow and transient liquid heating., Thermal Eng. Joint Conf., Vol.1, ASME JSME, pp.11-18.

La variation de l'épaisseur de film pour les transferts massiques et thermiques provoquée du fait de l'écoulement de Stefan est modélisée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\delta_{M,i}}{\delta_{M,i,0}} = F_M(B_{M,i}) \\ \delta_{M,i,0} \end{array} \right. \quad (1.44)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\delta_T}{\delta_{T,0}} = F_T(B_T) \\ \delta_{T,0} \end{array} \right. \quad (1.45)$$

avec $F(B) = 1 + B^{0.7} \frac{\ln(1+B)}{B}$, avec $B = B_M$ ou B_T (Abramzon et Sirignano [19]).

Les expressions (39) et (40) permettent d'obtenir les expressions des épaisseurs de film sans soufflage:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{M,i,0} = R_{f,i,M,0} - R = R \left(\frac{2}{Sh_{i,0} - 2} \right) \\ \delta_{T,0} = R_{f,T,0} - R = R \left(\frac{2}{Nu_0 - 2} \right) \end{array} \right. \quad (1.46)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{M,i,0} = R_{f,i,M,0} - R = R \left(\frac{2}{Sh_{i,0} - 2} \right) \\ \delta_{T,0} = R_{f,T,0} - R = R \left(\frac{2}{Nu_0 - 2} \right) \end{array} \right. \quad (1.47)$$

Les nombres de Sherwood et de Nusselt s'obtiennent en remarquant que

$$\frac{2R_f}{R_f - R} = \frac{2(R + \delta)}{\delta} = 2 + \frac{2R}{F(B)\delta_0} \quad \text{et en utilisant les expressions (1.46) et (1.47) dans}$$

(1.34) et (1.35) :

$$\left\{ \begin{array}{l} Sh_i = \left[2 + \left(\frac{Sh_{i,0} - 2}{F_M B_{M,i}} \right) \right] \frac{\ln(1 + B_{M,i})}{B_{M,i}} \\ Nu = \left[2 + \left(\frac{Nu_0 - 2}{F_T B_T} \right) \right] \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \end{array} \right. \quad (1.48)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Sh_i = \left[2 + \left(\frac{Sh_{i,0} - 2}{F_M B_{M,i}} \right) \right] \frac{\ln(1 + B_{M,i})}{B_{M,i}} \\ Nu = \left[2 + \left(\frac{Nu_0 - 2}{F_T B_T} \right) \right] \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \end{array} \right. \quad (1.49)$$

3.6. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE D'EQUILIBRE D'UNE GOUTTE

MONOCOMPOSANT

L'objectif est d'examiner l'équilibre thermique d'une goutte monocomposant, cet équilibre n'existant pas pour une goutte multicomposant. Considérons donc une goutte monocomposant à l'équilibre thermique. Dans ce cas, le flux interne Q_L servant à l'échauffement de la goutte est alors nul.

L'équation (1.6) devient

$$\Phi_C = \Phi_{vap} \quad (1.50)$$

soit

$$B_T Nu = Le B_M Sh \quad (1.51)$$

En utilisant les équations (1.48) et (1.49), il vient :

$$B_T = (1 + B_M)^a - 1 \quad (1.52)$$

avec,

$$a = \frac{2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M(B_M)}}{2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T(B_T)}} \quad (1.53)$$

Les nombres de Sherwood et de Nusselt sont ensuite remplacés par les corrélations de Clift (Eq. (1.42) et (1.43)) ou de Ranz-Marshall (Eq. (1.38) et (1.39)) ou de Frossling (Eq. (1.40) et (1.41)).

Cette équation peut ainsi permettre de déterminer la température d'équilibre d'une goutte en évaporation connaissant la température ambiante et le nombre de Reynolds. A l'équilibre thermique, le terme Q_L disparaît dans l'expression du nombre de Spalding thermique B_T devient (en monocomposant) :

$$B_T = \frac{C_p (T_{amb} - T_s)}{L_v + \frac{Q_L}{\dot{m}}} = \frac{C_p (T_{amb} - T_{eq})}{L_v} \quad (1.54)$$

Le nombre de Spalding massique devient quant à lui :

$$B_M = \frac{Y_S^g - Y_{amb}^g}{1 - Y_S^g} \text{ avec } Y_S = f(T_{eq}) \quad (1.55)$$

Ainsi, l'équation (1.52) n'a plus qu'une seule inconnue à savoir la température de la goutte qui est uniforme et correspond alors à la température d'équilibre.

3.7. MODELISATION DE LA PHASE LIQUIDE

Les phénomènes de transport en phase liquide peuvent être décrits par différents modèles de complexité croissante : la diffusion infinie, la diffusion limitée, la diffusion effective jusqu'à la prise en compte des re-circulations internes au sein de la goutte.

- **diffusion infinie** : dans ce cas, la température et la composition au sein de la goutte sont uniformes mais variables dans le temps. Cette modélisation, la plus rapide et la moins coûteuse en temps de calcul est très utilisée pour obtenir des ordres de grandeurs des paramètres d'évaporation.

- **diffusion limitée** : développée par Sirignano [2] et Kneer et al. [20], elle repose sur l'hypothèse d'une diffusion purement moléculaire de la chaleur et des espèces se traduisant par une dépendance uniquement radiale du champ de composition et de température. Ainsi, la convection dans la goutte est toujours négligée mais les gradients de concentration et de température sont calculés.
- **diffusion effective** : lorsque le nombre de Reynolds de la goutte est grand devant l'unité, les effets de convection dans la goutte ne peuvent être négligés ; ces derniers sont calculés sur le nombre de Péclet thermique, alors 10 fois plus grand que le nombre de Péclet massique. Tout en restant dans le cadre de la symétrie sphérique, le modèle de diffusion effective propose de pondérer les coefficients de diffusion massique et thermique des équations de diffusion limitée en prenant en compte les phénomènes de circulations internes afin d'obtenir le même résultat sur les grandeurs moyennes (Abramzon et al. [21]) que ceux calculés avec le modèle du Vortex de Hill.
- **Vortex de Hill** : développé par Prakkasch et Sirignano ([22] et [23]), ce modèle prend en compte les recirculations internes à la goutte résultant des forces de frottement à la surface de la goutte (Figure 1.5). Dans cette approche, la solution du vortex de Hill modélise le champ de vitesse interne : le vecteur de déplacement de la goutte est considéré comme étant un axe de symétrie et la forme du champ de vitesse à l'intérieur de la goutte est connue. Dès lors, dans ce modèle, l'hypothèse de symétrie sphérique est remplacée par l'hypothèse de symétrie axiale. Ce modèle a été étendu pour prédire le comportement de gouttes multicomposant en évaporation (Tong et al. [24]).

-
- [20] Kneer R., Schneider M., Noll B. et Wittig S. (1993) Diffusion controlled evaporation of a multicomponent droplet: theoretical studies on the importance of variable liquid properties, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 36: 2403-2415.
- [21] Abramzon B. and Sirignano W. A. (1989) Droplet vaporization model for spray combustion calculations, *International Journal of heat and mass transfer* : vol. 32, pp. 1605.
- [22] S. Prakash, W.A.Sirignano, Liquid fuel droplet heating with internal circulation, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 21, pp. 885-895, 1978.
- [23] S. Prakash , W.A. Sirignano, Theory of convective fuel droplet vaporization with unsteady heat transfer in the circulating liquid phase, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 23, pp. 253-268, 1980.
- [24] Tong A.Y. et Sirignano W.A. (1986) Multicomponent droplet vaporization in high temperature gas, *Combust. Flame* 66, 221-235.

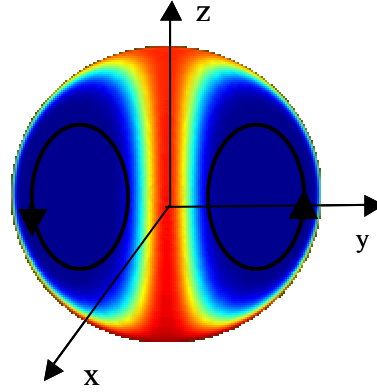


Figure 1.5 Vortex de Hill : prise en compte des recirculations internes au sein de la goutte

La contrainte principale du modèle des Vortex de Hill et de celui de la diffusion limitée réside sur le temps de calcul, ces modèles étant basés sur des équations différentielles décrivant les échanges au sein de la goutte. Il en résulte que le nombre de composants simulés est très limité, s'éloignant ainsi des combustibles usuels composés de centaines de corps purs.

Nous ne présenterons dans cette section que la modélisation de la phase liquide dans le cas d'une diffusion effective qui sera le modèle utilisé dans la suite de ce travail.

Les évolutions de la concentration et de la température au sein de la goutte sont obtenues par résolution des équations de diffusion modifiée pour tenir compte de l'évolution du diamètre de la goutte:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\xi}{R} \frac{dR}{dt} \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\alpha_{l,eff}}{\xi^2 R^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi} \right), 0 \leq \xi \leq 1 \quad (1.56)$$

avec $\xi = \frac{r}{R}$, $X=T$ ou $Y_{i,l}$.

Dans cette expression, r est la coordonnée radiale, R est le rayon de la goutte, α_l représente soit la diffusivité thermique soit la diffusivité massique selon que ce soit la température ou la concentration qui est considérée.

Afin de prendre en compte les recirculations internes au sein de la goutte du fait du frottement interfacial avec la phase gazeuse, Abramzon et Sirignano [20] proposent d'échanger la diffusion des espèces et la diffusivité thermique par une diffusion dite 'effective' $\alpha_{l,eff} = \chi \alpha_l$, avec le coefficient χ variant de 1 (pour un nombre de Péclet de la goutte < 10) à 2,72 (pour un nombre de Péclet de la goutte > 500).

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_{Y_i} = 1.86 + 0.86 \tanh \left(2.225 \log \left(\frac{Re_l Sc_{i,l}}{30} \right) \right) \\ \chi_T = 1.86 + 0.86 \tanh \left(2.225 \log \left(\frac{Re_l Pr}{30} \right) \right) \end{array} \right. \quad (1.57)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi_{Y_i} = 1.86 + 0.86 \tanh \left(2.225 \log \left(\frac{Re_l Sc_{i,l}}{30} \right) \right) \\ \chi_T = 1.86 + 0.86 \tanh \left(2.225 \log \left(\frac{Re_l Pr}{30} \right) \right) \end{array} \right. \quad (1.58)$$

Ce modèle prédit la température moyenne de la goutte ainsi que la composition moyenne de la goutte mais suppose des gradients de température et de composition d'espèces radiaux. Cette équation est résolue grâce aux conditions initiales connues $T(r, t=0) = T_{inj}$ et $Y_{i,l}(r, t=0) = Y_{i,l,inj}$ qui sont accompagnées par les conditions aux limites ci-dessous.

Pour la température, la condition aux limites est de type flux imposé, donnée par :

$$4\pi R^2 \lambda_l \frac{\partial T}{dr} = Q_L \quad (1.59)$$

Pour la masse, le débit massique d'évaporation de l'espèce i à l'interface est égal au flux de masse évaporé diminué du flux de masse échangé par diffusion :

$$\frac{\dot{m}}{\rho_l} Y_i - 4\pi R^2 D_{i,l} \frac{\partial Y_i}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{\dot{m}_i}{\rho_l} \quad (1.60)$$

3.8. EVALUATION DES PROPRIETES PHYSIQUES

3.8.1. PHASE GAZEUSE : LA LOI DU '1/3'

Les propriétés physiques en phase gazeuse sont évaluées au voisinage de la goutte et sont intimement liées à la composition de la vapeur, qui dépend de la pression, de la température et de la composition de la phase liquide. Pour simplifier la modélisation de la phase vapeur, ces propriétés seront évaluées dans un film au voisinage de la goutte, là où s'effectuent les transferts de masse et de chaleur. Pour tenir compte des gradients de composition et de température dans ce film, Hubbard et al. [25] et Yuen et Chen [26] proposent une manière empirique de calculer les grandeurs physiques au voisinage de la goutte. En tenant compte des conditions à l'infini, ils proposent de définir des grandeurs de références par la formulation:

$$T_{ref} = \frac{1}{3} T_\infty + \frac{2}{3} T_s \quad (1.61)$$

$$Y_{ref} = \frac{1}{3} Y_\infty + \frac{2}{3} Y_s \quad (1.62)$$

Cette loi est alors communément appelée 'la loi du 1/3'.

-
- [25] Hubbard G. L., Denny V. E. et Mills A. F. (1975) Droplet evaporation: effects of transients and variable properties, International Journal of Heat and Mass Transfer., vol. 18, pp. 1003-8.
 [26] Yuen C. et Chen L. W. (1976) On drag of evaporating liquid droplets, Combustion science and technology, vol. 14, pp. 147-154.

3.8.2. PHASE LIQUIDE

L'évolution des grandeurs physiques en phase liquide et en phase gazeuse, en fonction de la température et de la pression sont déterminées grâce notamment à l'ouvrage « The Properties of Gases and Liquids » [27] et par l'intermédiaire de site Internet du NIST. De même, la thèse de Doué [1] recense certaines propriétés physiques de nombreux combustibles et a permis de compléter les propriétés physiques déterminées à partir des deux sources précitées. L'ensemble des propriétés physiques utilisées pour chaque combustible est répertorié en annexes 1.

3.8.3. REGLES DE MELANGE

Lorsque des mélanges multicomposant sont utilisés, il est nécessaire de se fixer des règles de mélanges pour calculer les différentes propriétés physiques.

❖ Phase liquide

Propriétés physiques	Unité	Loi de mélange	Référence
Capacité calorifique Cp_m	$J.Kg^{-1}.K^{-1}$	$Cp_m = \sum_i y_i Cp_i$	
Masse volumique ρ_m	$Kg.m^{-3}$	$\rho_m = \left(\sum_i \frac{Y_i}{\rho_i} \right)^{-1}$	
Conductivité thermique λ_m	$Wm^{-1}K^{-1}$	$\lambda_m = \sum_i \sum_j \phi_i \phi_j \lambda_{ij}$ avec $\lambda_{ij} = 2(\lambda_i^{-1} + \lambda_j^{-1})^{-1}$ et $\phi_i = \frac{x_i V_i}{\sum_j x_j V_j}$	Li [28]
Viscosité dynamique μ_m	$Pa.s$	$e^{\sum_i x_i \ln \mu_i}$	Grundberg et al. [29] et [30]:
Coefficient de diffusion D_{AB}	$cm^2.s^{-1}$	$D_{AB} = \frac{(\mu_B D_{AB}^0)^{x_B} (\mu_A D_{BA}^0)^{x_A}}{\mu_m}$ avec $D_{AB}^0 = \frac{K'T}{\mu_B V_{bA}^{1/3}}$ et $\left\{ \begin{array}{l} K' = 8.2 * 10^{-8} \left(1 + \left(3 \frac{V_{bB}}{V_{bA}} \right)^{2/3} \right) \text{ si } V_{bA} < 2.5 V_{bB} \\ K' = 17.5 * 10^{-8} \text{ sinon} \end{array} \right.$	Scheibel [31]

[27] Poling B., Prausnitz J., O'Connell J. (2001), The properties of gases and liquids Fifth edition, Mac Gauss Hill.

[28] Li C.C. (1976) AIChE J., in press.

[29] Grundberg L. et Nissan A.H. (1948) Trans. Faraday Soc., vol. 44, pp. 1013.

[30] Grundberg L. et Nissan A.H. (1950) Ind. Eng. Chem., vol. 42, pp. 885.

[31] Scheibel E.G. (1954) Ind. Eng. Chem., vol. 46, pp. 2007.

Et avec Y_i , la fraction massique gazeuse et x_i la fraction molaire gazeuse.

❖ Phase gazeuse

Propriétés physiques	Unité	Loi de mélange	Référence
Capacité calorifique C_{p_m}	$J.Kg^{-1}.K^{-1}$	$C_{p_m} = \sum_i Y_i C_{p_i}$	
Masse volumique ρ_m	$Kg.m^{-3}$	$\rho_m = \left(\sum_i \frac{Y_i}{\rho_i} \right)^{-1}$	
Conductivité thermique λ_m	$Wm^{-1}K^{-1}$	$\lambda_m = \sum_i \frac{x_i \lambda_i}{\sum_j x_j A_{ij}}$ avec $A_{ij} = \frac{(1 + (M_i \mu_i / (M_j \mu_j))^{1/2} (M_i / M_j)^{1/4})^2}{(8(1 + M_i / M_j))^{1/2}}$	Wassiljewa [32]
Viscosité dynamique μ_m	$Pa.s$	$\mu_m (Pa.s) = \sum_i \frac{x_i \mu_i}{\sum_j x_j A_{ij}}$ avec $A_{ij} = \frac{(1 + (M_i \mu_i / (M_j \mu_j))^{1/2} (M_i / M_j)^{1/4})^2}{(8(1 + M_i / M_j))^{1/2}}$	Wilke [33]
Diffusivité molaire dans l'air $D_{i,g}$	$m^2.s^{-1}$	$D_{i,g} = \left(\sum_{j \neq i} \frac{x_j}{D_{ij}} \right)^{-1}$ avec $D_{ij} = 1.43 * 10^{-7} T^{1.75} \frac{[2 / (M_i^{-1} + M_j^{-1})]^{1/2}}{P / P_A [(\sum \nu_i)^{1/3} + (\sum \nu_j)^{1/3}]^2}$	Blanc [34] et Reichenberg [35]

3.8.4. DEFINITION DE LA VOLATILITE DU COMBUSTIBLE

La volatilité est la mesure de la capacité d'une substance à se vaporiser. Il est possible de classer les combustibles en fonction de leurs volatilités en prenant leur température d'ébullition à la pression ambiante. Cette dernière peut être lue sur la Figure 1.6 représentant l'évolution de la température ambiante en fonction de la pression de vapeur saturante pour différents combustibles qui seront utilisés dans ce

[32] Wassiljewa A. (1904) Physik. Z., vol. 5, pp. 737.

[33] Wilke C.R. (1950) J. Chem. Phys., vol. 18, pp. 517.

[34] Blanc A. (1908) J. Phys., vol. 7, pp. 825.

[35] Reichenberg D. (1974) The Viscosities of Gas Mixtures at Moderate Pressures, NPL Rep.Chem. 29, National Physical Laboratory, Teddington, England.

travail : l'acétone, l'éthanol, le n-heptane, le 3-pentanone, le n-décane et le n-dodécane.

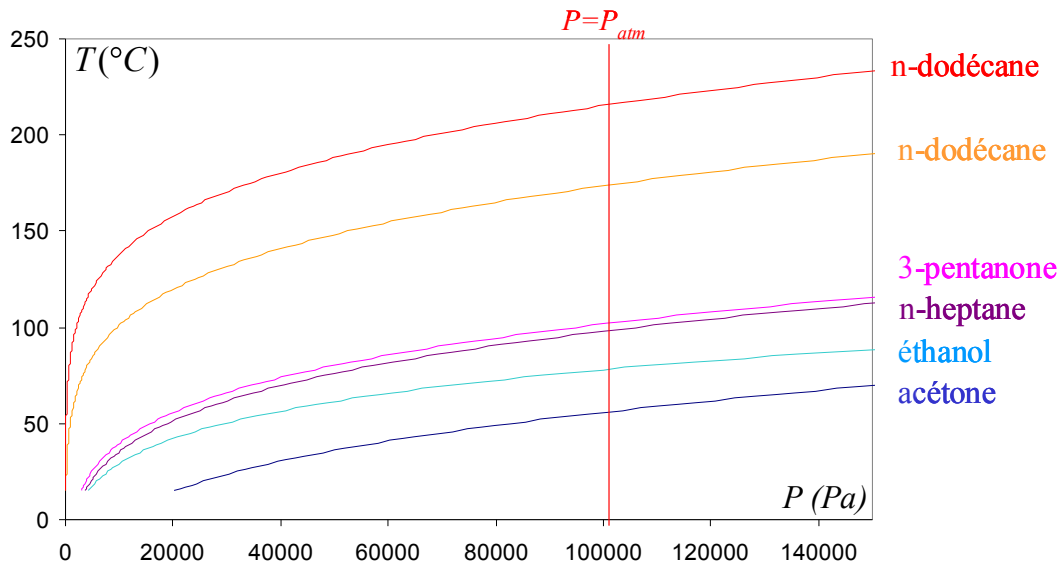


Figure 1.6 Classement des combustibles en fonction de leur volatilité

Au cours de ce développement, nous travaillerons à la pression atmosphérique et la droite d'ordonnée $P = P_{atm} = 101325$ Pa donne les températures d'ébullition des différents combustibles. Le plus volatile est l'acétone suivi de l'éthanol, puis du n-heptane, du 3-pentanone, du n-décane et enfin du n-dodécane.

3.9. INTERACTIONS AERODYNAMIQUES

Si de nombreux modèles d'évaporation et de combustion de gouttes isolées sont disponibles dans la littérature, peu prennent en compte l'influence des interactions aérodynamiques entre les gouttes d'un spray. Cependant, il est très difficile d'étudier directement le cas des sprays du fait de la polydispersion en taille et en vitesse des gouttes et des différentes concentrations rencontrées.

D'un point de vue expérimental, les phénomènes d'interactions ont principalement été étudiés sur des jets de type monodisperse. Dans une configuration de type jet monodisperse les gouttes ont le même diamètre, la même vitesse, la même température en un point donné et se suivent les unes à la suite des autres. Les interactions de nature aérodynamique peuvent influencer significativement les transferts de masse et de chaleur. Ces dernières interactions ont été quantifiées en particulier en fonction d'un nombre sans dimension, le paramètre de distance C , défini comme le rapport entre la distance L entre les gouttes et leurs diamètres D :

$$C = \frac{L}{D} \quad (1.63)$$

Le panache de vapeur dégagé par une goutte interagit avec les gouttes précédentes en modifiant leur environnement et ceci d'autant plus qu'elles sont proches. L'augmentation de la fraction de vapeur au voisinage des gouttes a tendance à diminuer le gradient de concentration dans le film et donc le flux de matières entre la phase liquide et la phase gazeuse. Afin de tenir compte de ces interactions, les coefficients d'échanges massiques et thermiques doivent être corrigés par une fonction du paramètre de distance C . Les nombres sans dimension de Nusselt Nu_{iso} et de Sherwood Sh_{iso} quantifient l'intensité des échanges thermiques et massiques entre la phase liquide et la phase gazeuse dans le cas d'une goutte isolée dans le cadre de la théorie du film et avec prise en compte de la convection. La pondération de ces nombres par une fonction η du paramètre de distance C permet de prendre en compte des effets d'interactions entre gouttes :

$$Nu = \eta_T(C)Nu_{iso} \quad (1.64)$$

$$Sh_i = \eta_M(C)Sh_{i,iso} \quad (1.65)$$

Les trains de gouttes monodisperse ont été très étudiés afin de quantifier les interactions entre gouttes. Sangiovanni et Kesten [36] ont probablement été les premiers à s'intéresser à l'interaction entre goutte à l'aide d'un jet de gouttes en combustion introduit dans un environnement gazeux chaud. Ils remarquèrent qu'un espacement réduit entre gouttes favorisait les phénomènes de diffusion massique et thermique dans la zone de flamme. Sangiovanni et Labowsky [37] ont quant à eux mesuré la durée de vie de gouttes dans les mêmes conditions. Ils remarquèrent que la loi classique du D^2 n'était pas parfaitement applicable dans le cas de gouttes en interactions.

Parmi les études expérimentales disponibles dans la littérature, Virepinte et al. [38] et Castanet et al. [39] ont étudiés des jets monodisperse d'éthanol injectés dans une flamme laminaire produite par la combustion de leur propre vapeur. Ils utilisèrent un déviateur électrostatique de gouttes pour modifier l'espacement entre gouttes sans modifier la taille et la vitesse des gouttes à l'injection. Virepinte [38] a essentiellement mesuré la réduction du diamètre et ainsi le taux d'évaporation et le nombre de Sherwood. Castanet [39] quant à lui a mesuré conjointement la réduction de diamètre

-
- [36] J.J. Sangiovanni, A.S. Kesten, Effect of droplet interaction on ignition in monodispersed droplet streams, Sixteenth International Symposium on Combustion, The Combustion Institute (1976).
 [37] Sangiovanni J.J., Labowski M. (1982), Burning times of linear fuel droplet arrays: a comparison of experiment and theory, Combust. Flame 45 15-30.
 [38] Virepinte J. F., Biscos Y., Lavergne G., Magre P., Collin G. (2000), A rectilinear droplet stream in combustion : droplet and gas phase properties, Combustion science and technology 150 143.
 [39] Castanet G., Lebouché M., Lemoine F. (2005), Heat and mass transfer of combusting monodisperse droplets in a linear stream, Int. J. Heat Mass Transfer 48 3261.

et la température des gouttes en utilisant la LIF deux couleurs. Ceci lui a permis de déterminer simultanément les nombres de Nusselt et de Sherwood. Les résultats de ces deux auteurs appuyèrent que l'influence de l'espacement entre goutte sur le taux d'évaporation était plus important quand la distance entre gouttes était comprise entre 2 à 6 fois le diamètre des gouttes. Castanet montra que cette correction était similaire pour les nombres de Nusselt et de Sherwood et proposa une corrélation basée sur la correction des nombres Nusselt et de Sherwood des gouttes isolées. Ils supposèrent ainsi que le paramètre de distance C était suffisant pour rendre compte de leurs observations. Cependant leurs expérimentations étaient limitées au cas de gouttes d'éthanol en combustion et dans une gamme plutôt restreinte en terme de nombre de Reynolds, Spalding et pour un nombre de Lewis proche de l'unité.

Ce dernier va dans le sens d'une égalité des nombres adimensionnels caractérisant les transferts de chaleur et de masse. Virepinte [38] propose une correction du nombre de Sherwood obtenue sur des gouttes en combustion de la forme :

$$\eta_M(C) = \frac{Sh}{Sh_{iso}} = 1 - 0.42 \left(1 - \frac{e^{-0.19 C^{-5}} - e^{-0.6 C^{-5}}}{e^{-0.19 C^{-5}} + e^{-0.6 C^{-5}}} \right) \text{ pour } C > 2 \text{ et } 5 < Re < 55 \quad (1.66)$$

Castanet et al. [39] proposent une correction des nombres de Sherwood et de Nusselt du type :

$$\eta(C) = \frac{Nu}{Nu_{iso}} = \frac{Sh}{Sh_{iso}} = \tanh(0.36C - 0.82) \text{ pour } C > 2 \text{ et } 5 < Re < 55 \quad (1.67)$$

Atthasit [40] propose un facteur correctif du débit d'évaporation obtenu expérimentalement pour des gouttes d'éthanol en configuration monodisperse de forte évaporation, évoluant le long dans la couche limite thermique d'une plaque chauffée :

$$\eta_M(C) = 1 - 0.57 \left(1 - \frac{1 - e^{-0.13 C^{-6}}}{1 + e^{-0.13 C^{-6}}} \right) \text{ } 2 < C < 16 \text{ et } 12 < Re < 25 \quad (1.68)$$

Ces différents facteurs de correction sont représentés sur la Figure 1.7 en fonction du paramètre de distance.

[40] Atthasit A. (2003) Etude expérimentale des phénomènes d'interaction dans les jets diphasiques denses au moyen de jets rectilignes monodisperses, Toulouse: école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.

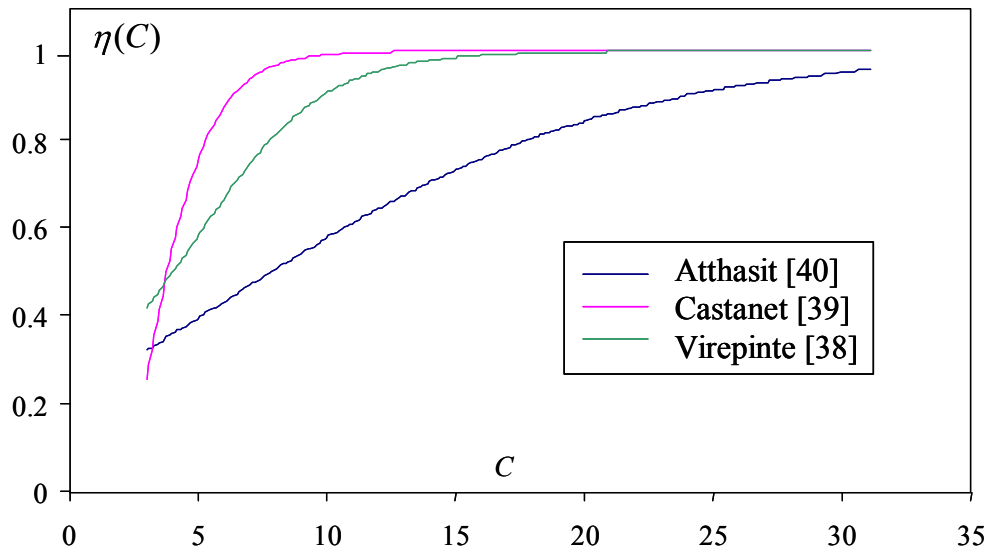


Figure 1.7 Evolution du coefficient η_c en fonction du paramètre de distance C

Les corrélations de Virepinte (Eq.(1.66)) et Castanet et al. (Eq.(1.67)) sont très proches et à partir d'un paramètre de distance de l'ordre de 10 les gouttes peuvent être considérées comme étant isolées. La courbe d'Atthasit (Eq.(1.68)) traduit une tendance différente, les variations du paramètre η étant beaucoup moins marquées et les gouttes peuvent être considérées comme isolées à partir d'un paramètre de distance de l'ordre de 30. Notons cependant que cette dernière corrélation a été obtenue en évaporation simple, sans combustion. Les études expérimentales se révèlent dès lors difficile à mettre en œuvre car le nombre de paramètres susceptibles d'influencer ces interactions est important (B_M , B_T , Re ou encore le Le).

Les études portant sur ce sujet sont donc généralement basées sur des approches numériques et focalisées sur des situations basiques. Labowsky et al. [41] utilisaient la méthode des images pour déterminer le taux de combustion d'une ligne de gouttes immobiles (jusqu'à huit gouttes arrangées symétriquement). La méthode des images est une méthode de résolution itérative, elle consiste à balayer une par une les gouttes tout en leur ajoutant à chaque déplacement des puits et des sources de potentiel dans le but de vérifier au final les conditions aux limites à l'infini et à la surface de chaque goutte. Les interactions entre gouttes apparaissent alors comme fonction de la taille des gouttes, de la densité et de la géométrie de l'alignement. Des facteurs de corrections s'appliquant aux taux de combustion d'une goutte isolée, connus par les modèles préexistants et permettant ainsi de remonter au taux de combustion d'une ligne de gouttes ont été établis. Plusieurs études théoriques se sont servies de la méthode des images ou de variantes pour étudier des géométries variées

[41] Labowsky M. (1980), Calculation of the burning rates of interacting fuel droplets, *Combust. Sci. Technol.* 22 217-226.

d'arrangement de gouttes, comme par exemple celle de et Marberry [42]. La Figure 1.8 montre l'évolution du facteur η en fonction du paramètre de distance C pour un alignement de deux gouttes identiques en tandem d'après plusieurs études ([43],[44] et [45]).

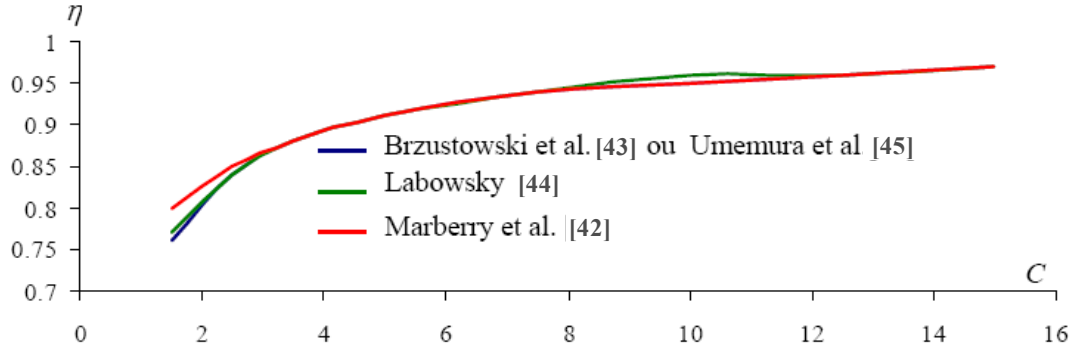


Figure 1.8 Influence de l'espacement entre gouttes sur l'évaporation de deux gouttes en tandem.

Chiang et Sirignano [46] ont pris en compte le mouvement de la goutte en développant une étude numérique de deux et trois gouttes en évaporation se déplaçant ensemble. Leurs hypothèses de calcul incluaient les effets provenant de l'évolution temporelle des propriétés thermophysiques, de l'échauffement par conduction et des recirculations internes en phase liquide au sein de la goutte, de l'écoulement de Stefan et de son incidence sur l'évolution de la couche limite, de la régression de la surface suite à l'évaporation et de l'espacement entre deux gouttes. Ils soulignèrent l'importance et l'effet de l'espacement entre gouttes et la variation significative des nombres de Nusselt et de Sherwood. En particulier, les études de Chiang et Sirignano portent sur deux cas :

Cas de deux gouttes alignées

La simulation de l'évaporation de deux gouttes de diamètre quelconque leur a permis de mettre en évidence que pour un paramètre de distance C d'au moins 6, la goutte de tête a tendance à se comporter comme une goutte isolée tant du point de vue des échanges de masse et de chaleur que du point de vue de la traînée aérodynamique.

- [42] Marberry M., Ray A.K., Leung K. (1984), Effect of multiple particle interactions on burning droplets, *Combust. Flame* 57 237-245.
- [43] Brzustowski T.A., Twardus E.M., Wojcicki S., and Sobiesiak A. (1979), Interaction of two burning droplets of arbitrary size, *AIAA Journal*, vol. 17, pp. 1234-1242.
- [44] Labowsky M. (1980), Calculation of the burning rates of interacting fuel droplets, *Combustion Science and Technology*, vol. 22, pp. 217-226.
- [45] Umemura A., Ogawa S and Oshima N.(1981), Analysis of the interaction between two burning droplets, *Combust. Flame*, vol. 41, pp. 45-55.
- [46] Chiang C. H., Sirignano W. A. (1993), Interacting, convecting, vaporizing fuel droplets with variable properties, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 875.

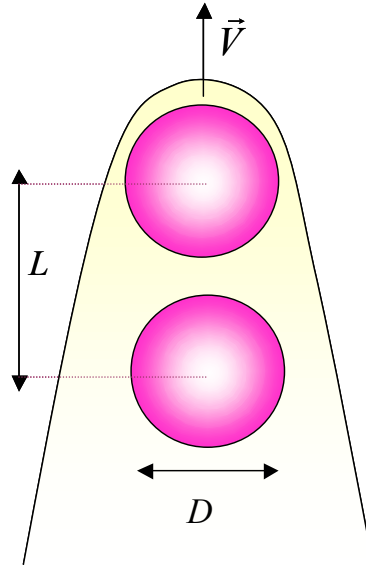


Figure 1.9 Cas de deux gouttes alignées

Goutte de tête

$$\frac{Nu_{film}}{Nu_{isolée}} = 1,245 Re_{film}^{-0,073} Pr_{film}^{0,15} (1 + B_{T,film})^{-0,122} \left(\frac{L}{R_{1,0}} \right)^{0,013} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{-0,056} \quad (1.69)$$

$$\frac{Sh_{film}}{Sh_{isolée}} = 0,367 Re_{film}^{0,048} Sc_{film}^{0,73} (1 + B_{M,film})^{0,709} \left(\frac{L}{R_{1,0}} \right)^{0,057} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{-0,018} \quad (1.70)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} 0 \leq B_{T,film} \leq 1,06 ; 0 \leq B_{M,film} \leq 1,29 ; 11 \leq Re_{film} \leq 160 ; 0,68 \leq Pr_{film} \leq 0,91 ; \\ 1,47 \leq Sc_{film} \leq 2,5 ; 2,5 \leq L/R_{1,0} \leq 32 ; 0,17 \leq R_2/R_1 \leq 2 \end{cases}$$

Goutte suiveuse

$$\frac{Nu_{film}}{Nu_{iso}} = 0,528 Re_{film}^{-0,146} Pr_{film}^{-0,768} (1 + B_{T,film})^{0,356} \left(\frac{L}{R_{1,0}} \right)^{0,262} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{0,147} \quad (1.71)$$

$$\frac{Sh_{film}}{Sh_{iso}} = 0,974 Re_{film}^{0,127} Sc_{film}^{-0,318} (1 + B_{M,film})^{-0,363} \left(\frac{L}{R_{1,0}} \right)^{-0,064} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{0,857} \quad (1.72)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} 0 \leq B_{T,film} \leq 2,52 ; 0 \leq B_{M,film} \leq 1,27 ; 11 \leq Re_{film} \leq 254 ; 0,68 \leq Pr_{film} \leq 0,91 ; \\ 1,48 \leq Sc_{film} \leq 2,44 ; 2,5 \leq L/R_{1,0} \leq 32 ; 0,17 \leq R_2/R_1 \leq 2 \end{cases}$$

R_1 et R_2 sont les rayons de la goutte de tête et de la goutte suiveuse. $R_{1,0}$ correspond au rayon de la goutte de tête au début de l'évaporation. L'indice 'film' indique que ces grandeurs ont été calculées aux conditions de la théorie du film.

Cas de trois gouttes alignées

Chiang et Sirignano définissent le paramètre d_{ij} désigne la distance L_{ij} entre la $i^{\text{ème}}$ goutte et la $j^{\text{ème}}$ goutte adimensionnée par le rayon initial de la goutte située en tête R_{10} .

$$d_{ij} = \frac{L_{ij}}{R_{10}} \quad (1.73)$$

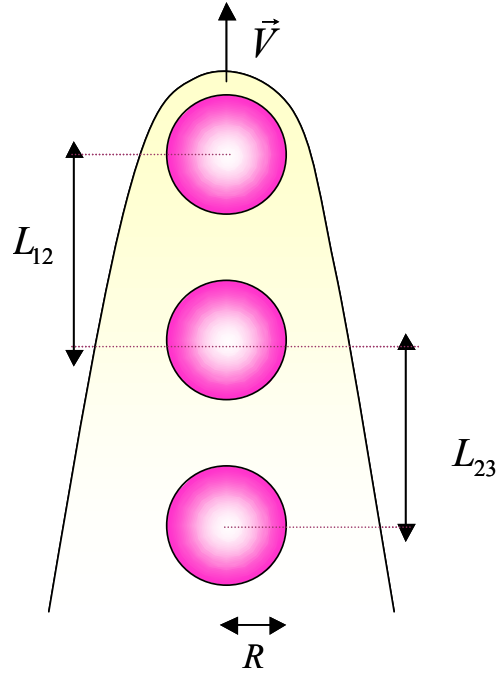


Figure 1.10 Cas de trois gouttes alignées

Goutte de tête

$$\frac{Nu_1}{Nu_{iso}} = 0,752d_{12}^{0,038} d_{23}^{0,017} \quad (1.74)$$

$$\frac{Sh_1}{Sh_{iso}} = 0,23d_{12}^{-0,285} d_{23}^{-0,203} \quad (1.75)$$

Goutte au milieu

$$\frac{Nu_2}{Nu_{iso}} = 0,296d_{12}^{0,18} d_{23}^{0,195} \quad (1.76)$$

$$\frac{Sh_2}{Sh_{iso}} = 4,836d_{12}^{-0,499} d_{23}^{-0,397} \quad (1.77)$$

Goutte de fin

$$\frac{Nu_3}{Nu_{iso}} = 0,343d_{12}^{0,102} d_{23}^{-0,15} \quad (1.78)$$

$$\frac{Sh_3}{Sh_{iso}} = 10,476d_{12}^{-0,655} d_{23}^{-0,33} \quad (1.79)$$

Avec $90 \leq Re_{film} \leq 130$ et $1,35 \leq C \leq 6$.

Ces résultats restent difficiles à interpréter, l'interaction avec une goutte non voisine est certes moins important qu'avec une goutte voisine mais loin d'être négligeable.

Imoaka et Sirignano [47] et [48] ont considéré l'évaporation d'une ligne composée d'un grand nombre de gouttes. Le taux d'évaporation a été calculé et corrélé avec le nombre de gouttes, le diamètre moyen des gouttes et l'espacement moyen entre deux gouttes à l'aide d'un seul paramètre et ce pour des alignements allant jusqu'à 1000 gouttes. Le taux d'évaporation total de la ligne de goutte s'avéra maximum pour une densité en goutte spécifique dépendant du volume de liquide au sein de la ligne.

Ces études numériques et expérimentales menées sur des lignes de gouttes ont fait ressortir l'influence de l'arrangement géométrique au travers du paramètre de distance C sur les effets des interactions aérodynamiques sur les transferts de masse et de chaleur ; cependant, les conclusions des auteurs ne convergent pas toutes, chacun s'inscrivant dans un cas particulier. Tous les paramètres susceptibles d'agir sur ces interactions n'ont pas été explorés et forcément pris en compte en fonction de la modélisation ou des conditions expérimentales.

4. RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS

4.1. REMARQUES GENERALES

Un code numérique a été développé, fondé sur le modèle de la goutte isolée en évaporation et en mouvement : il simule l'évolution des profils de température et de composition à l'intérieur de la goutte au cours de l'évaporation. La convection forcée avec la phase gazeuse est prise en compte à l'aide de la théorie du film et le soufflage des couches limites du fait de l'évaporation (écoulement de Stefan) a été intégré dans ce modèle. Parmi les différents modèles développés dans la littérature, le modèle à composants discret a été retenu afin de simuler un mélange bicomposant, pour lequel le temps de calcul demeure assez faible. Dans le cas d'un train de gouttes, les interactions peuvent être prises en compte.

[47] Imaoka R. T., Sirignano W. A. (2005), Vaporization and combustion in three-dimensional droplet arrays, Proceedings of the Combustion Institute 30 1981.

[48] Imaoka R. T., Sirignano W. A. (2005), Transient vaporization and burning in dense droplet arrays, Int. J. Heat Mass Transfer 48 4354.

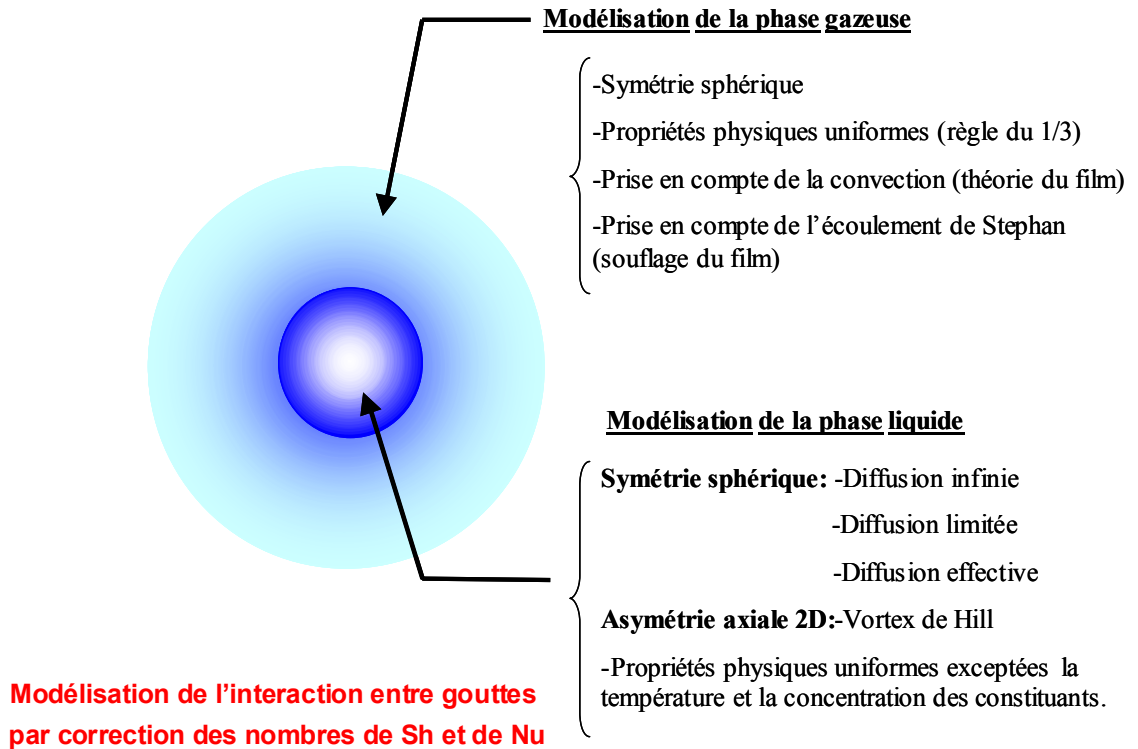


Figure 1.11 Hypothèses du modèle d'évaporation de la goutte

4.2. RESOLUTION NUMERIQUE

Le principe de résolution numérique des équations de transport repose sur l'hypothèse d'un état quasi-stationnaire. Les propriétés de la phase gazeuse sont calculées avec un pas temporel de l'ordre de 0,01 ms. Ceci permet de réactualiser à chaque pas de temps les propriétés physiques en phase liquide et gazeuse et les conditions aux limites de la phase liquide, sous l'hypothèse que l'équilibre thermodynamique est atteint à chaque pas de temps.

Les paramètres d'entrées sont le diamètre, la température et la composition initiale de la goutte, le paramètre de distance initiale, la loi de vitesse des gouttes (provenant en général de l'expérience) ainsi que les conditions ambiantes. La procédure d'itération et de résolution est résumée sur la Figure 1.12.

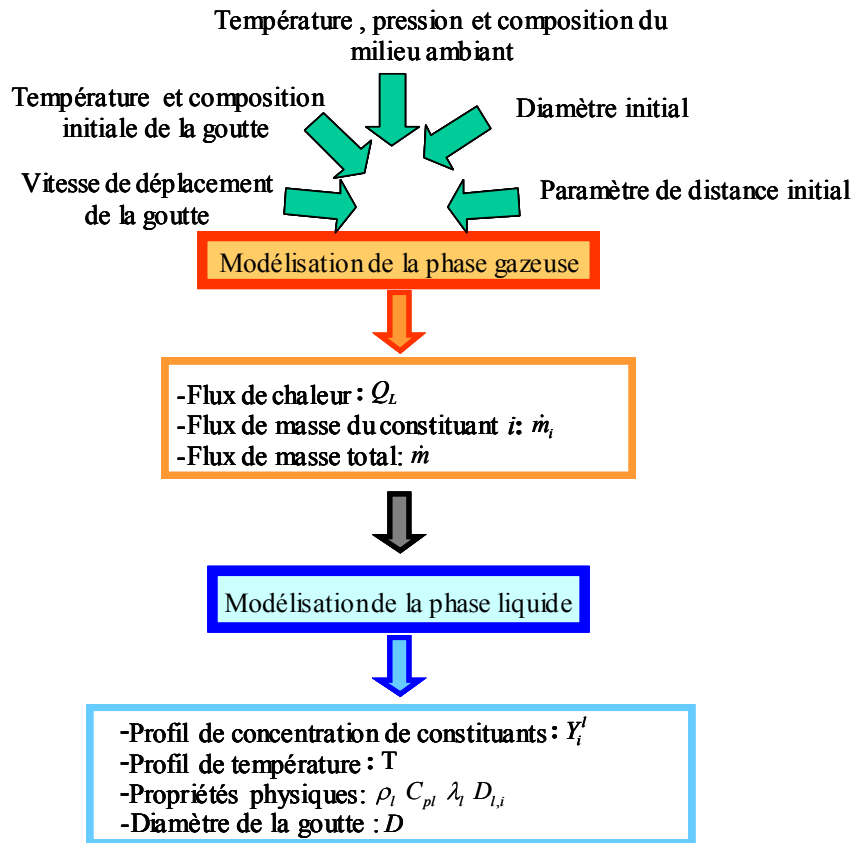


Figure 1.12 Principe de résolution des modèles numériques d'évaporation d'une goutte

Les schémas numériques adoptés pour la résolution de la phase liquide, sont pour le cas de la diffusion limitée ou effective, un schéma implicite de Crank-Nicolson :

$$f(x_i, t_{n+1}) = f(x_i, t_n) + \frac{\delta t}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial t}(x_i, t_n) + \frac{\partial f}{\partial t}(x_i, t_{n+1}) \right) \quad (1.80)$$

où x_i représente le vecteur position, f la grandeur physique considérée et δt le pas de temps. Pour le modèle à vortex de Hill un schéma d'Adams-Bashfort explicite d'ordre 2 sera adopté :

$$f(x_i, t_{n+1}) = f(x_i, t_n) + \delta t \left(\frac{3}{2} \frac{\partial f}{\partial t}(x_i, t_n) - \frac{1}{2} \frac{\partial f}{\partial t}(x_i, t_{n-1}) \right) \quad (1.81)$$

Les dérivées spatiales d'ordre 1 et d'ordre 2 sont évaluées par un schéma centré pour les deux approches:

$$\frac{\partial f}{\partial x_i}(x_i, t_n) = \frac{f(x_{i+1}, t_n) - f(x_{i-1}, t_n)}{2\delta x} \quad (1.82)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{f_{i+1} + f_{i-1} - 2f_i}{\delta x^2} \quad (1.83)$$

où δx représente le pas spatial. Les propriétés physiques dans les deux phases sont évaluées au temps $\delta t/2$; la précision désirée est réglable par l'utilisateur.

4.3. PARAMETRES UTILISES

D'un point de vue général, plusieurs paramètres sont réglables en entrée du code. L'utilisateur peut choisir les modèles utilisés, comme par exemple pour la modélisation de la phase liquide : diffusion limitée, effective, infinie et cas des Vortex de Hill. De même, la prise en compte des phénomènes d'interaction peut être effectuée selon les différentes expressions présentées dans le paragraphe 3.9. Un fichier type de réglage des paramètres d'entrée est disponible en annexe B.

Dans cette étude, la diffusion effective a été utilisée pour la simulation de la phase liquide. En ce qui concerne la prise en compte des interactions, les corrélations de Castanet (Eq. (1.67)) et d'Atthasit (Eq. (1.68)) ont été appliquées avec la corrélation de Clift (Eq. (1.42), (1.43)) pour le calcul des nombres de Nusselt et de Sherwood de la goutte isolée immobile.

5. CONCLUSION

Ces modèles seront utilisés et comparés avec les résultats expérimentaux qui vont être présentés dans les chapitres suivants. On peut constater que de nombreux modèles existent déjà pour le cas d'une goutte isolée. Cependant, au sein des systèmes de combustions, les transferts de masse et de chaleur diffèrent suffisamment de ceux d'une goutte isolée pour justifier une étude expérimentale débouchant sur des modèles fiables. Cette étude fera l'objet du chapitre 3 après la présentation des techniques expérimentales de mesure.

Chapitre 2 :

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET TECHNIQUES DE MESURE : CAS D'UN TRAIN DE GOUTTES MONODISPERSE

NOMENCLATURE

Symboles latins

A_{21}	Coefficient d'Einstein	s^{-1}
C	Paramètre de distance	
C_V	Concentration molaire volumique	Mol/l
D	Diamètre	m
E	Energie moléculaire	J
f	Fréquence	Hz
h	Constante de Planck	$m^2 \text{ kg} / \text{s}$
I	Intensité de fluorescence	
k	Constante de Boltzman	
K_{opt}	Constante optique	
K_{spec}	Constante spectroscopique	
l	Chemin optique	m
L	Distance goutte à goutte	m
M	Molécule	
n	Indice de réfraction	
P	Pression du réservoir	Pa
Q	Taux d'extinction collisionnelle	
Q_{CI}	Taux d'extinction par conversions internes	
Q_{Tr}	Taux d'extinction par passage à l'état triplet	
Q_V	Débit	l/s
R	Rapport de fluorescence	
T	température	$^{\circ}\text{C}$
t	Temps	ms
V	Vitesse	m/s
V_c	Volume de mesure	
Z	Fraction volumique	

Symboles grecs

α	Coefficient de dilatation volumique	
β	Fonction de calibration : sensibilité en température	
γ	Fonction de calibration : sensibilité à la composition	m
δ	Interfrange	
ε	Section efficace d'absorption molaire	L/mol/m
η	Rendement de fluorescence	
θ	Angle	m
λ	Longueur d'onde	
ν	Nombre d'onde	

Indices

$0 - inj$	Relatif à l'injection
a	Relatif au phénomène d'activation
d	Relatif à l'effet Doppler
e	Relatif à l'éthanol
$éb$	Relatif au phénomène d'ébullition
$i, 1, 2 \text{ ou } 3$	Relatif à la bande spectrale i , 1, 2 ou 3
$laser$	Relatif au laser
m	Relatif au diaphragme
opt	Relatif à un dispositif optique
ref	Relatif à un état de référence

CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET TECHNIQUES DE MESURE : CAS D'UN TRAIN DE GOUTTES MONODISPERSE

Dans les systèmes d'injection des foyers de combustion, le combustible utilisé est le kérosène pour les moteurs aéronautiques, l'essence ou le diesel pour les moteurs automobiles. Ce sont des hydrocarbures lourds de type multicomposant. Le combustible est dispersé sous la forme d'un brouillard de gouttes polydispersé en taille dans un écoulement d'air préchauffé et sous pression. L'augmentation des performances et l'optimisation de ces systèmes d'injection influent donc sur la nature de la combustion et participent à la réduction des émissions de polluants. L'analyse de ces systèmes passe, en premier lieu, par une étude expérimentale détaillée des processus physico-chimiques impliqués dans l'évaporation du combustible liquide et en second lieu par le développement de modèles simplifiés pouvant être exploités dans le cadre d'applications industrielles. La construction de ces modèles nécessite l'établissement de bases de données expérimentales obtenues sur des configurations simplifiées tels qu'un train de gouttes monodispersées.

6. GENERATION D'UN JET DE GOUTTES MONODISPERSE

6.1. CARACTERISTIQUES D'UN JET DE GOUTTE MONODIPERSE

Un jet de goutte monodispersé est une forme simplifiée d'un spray très couramment utilisée (Maqua [49] ; Castanet [50] ; Virepinte [51] ; Silverman et Dun Rankin [52]; Mulholland [53]). Ce type de jet est étudié ici car il a l'intéressante caractéristique de fournir, à une distance donnée du point de l'injection, des gouttes ayant toute la même histoire. Ainsi en un point donné, la taille, la vitesse, la température et la composition des gouttes sont identiques pour chacune des gouttes (Figure 1.1). L'étude expérimentale de ce jet permet ainsi d'effectuer des moyennes en un point donné sur un grand nombre de gouttes, ce qui conduit à des résultats précis sur les valeurs moyennes.

-
- [49] Maqua C. (2007) Contribution à la compréhension de l'évaporation de gouttes de combustible bi-composant à l'aide de méthodes optiques, thèse de l'I.N.P.L. Nancy
 - [50] Castanet G. (2004) Etude aérothermique d'un jet de gouttes monodispersé en évaporation et en combustion à l'aide de méthodes optiques, thèse de l'U.H.P Nancy 1
 - [51] Virepinte J. F. (1999) Etude expérimentale du comportement des gouttes d'interaction, Thèse de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, Toulouse
 - [52] Silverman M.A. et Dunn-Rankin D. (1994) Experimental investigation of a rectilinear droplet stream flame, *Comb. Sci. Tech.* 100: 57-73
 - [53] Mulholland J.A, Srivastava R.K. et J.O.L. Wendt (1988) Influence of droplet spacing on drag coefficient in nonevaporating, monodisperse stream, *AIAA Journal* 26, No. 10: 1231-1237

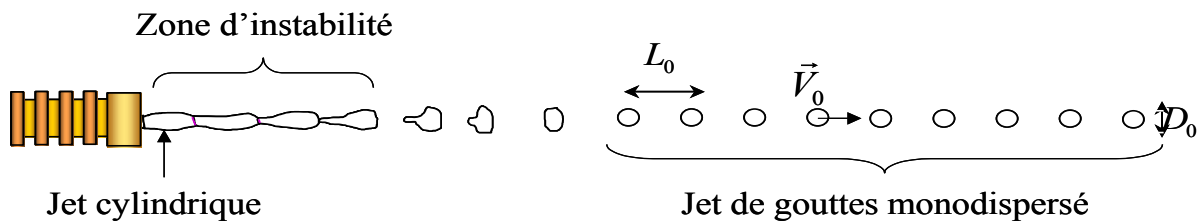


Figure 2.1 Génération d'un jet de gouttes monodispersé

L'injecteur de goutte monodisperse a été conçu au sein de l'ITLR (Institut für Thermodynamik Luft und Raumfahrt) de l'université de Stuttgart. Il est composé principalement de deux pièces : un diaphragme et une piézocéramique. Le combustible est injecté à travers un diaphragme calibré de très petites dimensions (variant entre 10 à 150 μm suivant la taille de goutte désirée), le jet cylindrique de liquide naturellement instable se désintègre alors au passage du diaphragme en un train de gouttes de tailles incontrôlées. La caractéristique monodispersée et périodique du jet est alors obtenue grâce la présence de la piézocéramique placée à la base de l'injecteur. En effet, cette dernière reliée à un champ électrique oscillant produit par un générateur de fréquences délivrant une tension crête-à-crête, entre en vibration; ces vibrations sont ensuite transmises au jet liquide qui se fragmente en gouttes parfaitement calibrées. La fréquence délivrée par le générateur est modulée suivant le combustible expérimenté afin de la fixer sur une fréquence proche d'une fréquence naturelle de l'instabilité de Rayleigh propre aux propriétés physiques de ce combustible (viscosité, masse volumique, tension superficielle). Les gouttes ainsi générées ont alors toutes la même taille, la même vitesse et le même espacement à l'injection. Cet espacement est fonction de la fréquence d'excitation de la piézocéramique.

6.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'alimentation en combustible est effectuée à l'aide d'un réservoir maintenu sous pression constante à l'aide d'un réservoir d'air comprimé de grande capacité. Le débit obtenu est ainsi stable pendant toute la durée de l'expérience ce qui permet d'assurer une vitesse d'injection V_0 constante. Un filtre à particule radial placé à la sortie du réservoir permet la capture de toutes les poussières susceptibles de venir obstruer le diaphragme. De plus, un thermocouple situé à l'extrémité du corps de l'injecteur permet de déterminer la température d'injection T_0 (Figure 2.2).

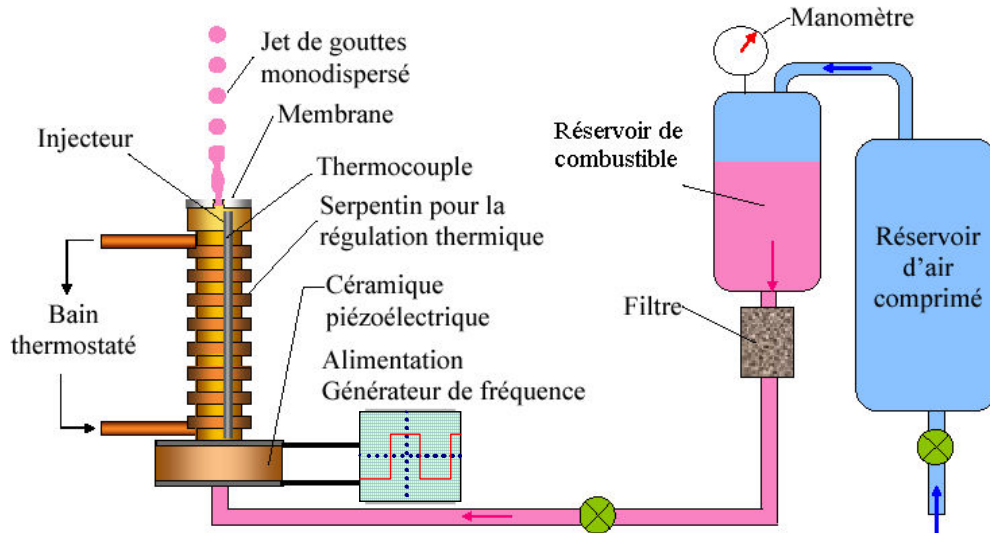


Figure 2.2 Dispositif d'injection

Les paramètres d'injection permettent alors de caractériser le train de gouttes généré par la vitesse V_0 , le diamètre D_0 ainsi que la distance goutte à goutte L_0 . Connaissant la fréquence f de la piézocéramique, le débit Q_v et la vitesse V_0 il vient par application du principe de conservation de la masse :

$$Q_v = f \frac{4\pi}{3} \left(\frac{D_o}{2} \right)^3 \text{ soit } D_0 = \sqrt[3]{\frac{6Q_v}{\pi f}} \quad (2.1)$$

En l'absence de coalescence, la distance entre gouttes L_0 est donnée par :

$$L_0 = \frac{V_0}{f} \quad (2.2)$$

La température d'injection T_0 est maintenue constante à une consigne donnée par chauffage ou refroidissement grâce à un serpentin entourant l'injecteur et relié à un bain thermostatique. Ce système permet une régulation thermique à ± 1 °C.

Pour cette étude, il est intéressant de pouvoir faire varier ces quatre paramètres sur un large domaine. Afin d'assurer cette variation, l'action peut être menée sur la pression P du réservoir de combustible qui conditionne le débit Q_v , le diamètre du diaphragme D_m des membranes et la fréquence f de la piézocéramique.

La variation de la vitesse d'injection V_0 est obtenue par variation de la pression exercée sur le réservoir de combustible.

Afin d'obtenir des gouttes de tailles différentes, la variation de la taille du diaphragme est une première étape. Les membranes disponibles ont un orifice de diamètre 10, 20, 50, 100 et 150 μm .

La fréquence de formation des gouttes est la même que celle du générateur de fréquence de la piézocéramique afin de faire varier l'espacement entre deux gouttes L_0 . Il suffit donc de moduler celle-ci sur une plage de fréquence variant entre 8 kHz et

40 kHz. Cependant, il existe une fréquence optimale associée au diamètre de l'orifice de sortie D_m et fonction de la vitesse d'injection V_0 (Lavielle [54]) :

$$f_{opt} \approx 0,198 \frac{V_0}{D_m} \quad (2.3)$$

Conjointement à L_0 , il est couramment introduit un nouveau paramètre appelé « paramètre de distance » C qui définit l'espacement relatif entre deux gouttes :

$$C = \frac{L}{D_0} = \frac{V}{fD_0} \quad (2.4)$$

où V est la vitesse instantanée des gouttes en un point donné.

Ainsi, il apparaît que tous ces paramètres dépendent les uns des autres. Il est aussi possible d'intervenir sur la distance L_0 en modulant la vitesse d'injection grâce au système de contre pression. Dès lors, la plage de variation du paramètre de distance C s'étend de 2 à 8 en modulant conjointement la fréquence de la piézocéramique f et donc la taille des gouttes D_0 , et la vitesse d'injection V_0 de celles-ci.

Remarquons que le paramètre de distance C évolue en fonction du temps : les gouttes étant injectées vers le haut, elles sont donc soumises à la gravité et à la force de traînée et ont ainsi tendances à ralentir pendant leur ascension. Le paramètre C est alors défini en fonction de la vitesse instantanée des gouttes déterminée par un dispositif de L.D.A. (Laser Doppler Anemometry). Cette vitesse permet d'accéder à l'évolution non plus spatiale mais temporelle des paramètres caractérisant les gouttes. Dès lors, la distance est convertie pas à pas en temps par la relation :

$$t_1 = \int_0^{h_1} \frac{1}{V(h)} dh \quad (2.5)$$

Ainsi, les difficultés inhérentes au suivi Lagrangien des gouttes sont supprimées en effectuant des mesures Euleriennes.

Une caractérisation complète de l'évaporation d'un train de goutte nécessite la détermination précise de l'évolution temporelle de la température moyenne de la goutte ainsi que l'évolution de son diamètre.

7. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DES GOUTTES EN EVAPORATION

Plusieurs études ont considéré que la fluorescence induite par laser (LIF) représentait une technique de mesure non-intrusive de la température d'un liquide particulièrement attrayante. Cette technique requiert l'ensemencement préalable du liquide par un traceur fluorescent. La plupart du temps ce traceur se présente sous la forme d'un colorant organique fournit sous forme pulvérulante. Dans un premier lieu,

[54] Lavielle P. (2001) Etude expérimentale du comportement aérothermique de gouttes en écoulement, réactif ou non, par utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs, thèse de l'U.H.P., Nancy 1.

présentons le principe de fluorescence par laser (LIF) dont l'application n'est pas exclusivement dédiée à la mesure de température en phase liquide.

7.1. PRESENTATION DE LA TECHNIQUE DE LIF

7.1.1. PRINCIPE DE LA LIF

La fluorescence induite par laser (LIF) est une méthode de diagnostic optique non-intrusive permettant de déterminer certaines quantités scalaires (concentration [55], température [56], pression [57]) d'un fluide. Les mesures de fluorescence sont généralement appliquées dans les domaines de recherche tels que la combustion, l'analyse de sprays et de mélange, le transfert massique des substances polluantes et la physique des plasmas. Cependant, ces domaines d'application ne sont pas exclusifs, puisque cette technique est aussi couramment utilisée dans les domaines de la médecine, de la physico-chimie et de la microscopie.

La fluorescence, émission radiative d'un milieu avec changement de longueur d'onde, correspond à la désactivation spontanée d'une espèce moléculaire préalablement placée dans un état excité instable vers un état d'équilibre stable dit fondamental. L'excitation du milieu peut résulter de sources multiples telles que des décharges électriques (cas des lasers à gaz ionisés), des réactions chimiques ou encore l'absorption d'un rayonnement électromagnétique. Cette dernière méthode d'excitation, appelée fluorescence induite par laser (LIF), correspond à l'utilisation d'un rayonnement laser dont la longueur d'onde est accordée sur le spectre d'absorption de l'espèce fluorescente. Dans ce cas, l'utilisation d'un rayonnement laser permet de délivrer une densité d'énergie considérable sur une bande spectrale extrêmement réduite.

Les molécules interagissant avec le faisceau laser sont susceptibles d'être excitées suivant une probabilité fonction de leurs sections efficaces d'absorption. Le retour spontané à l'état fondamental, très rapide (la durée de vie de l'état excité est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-9} s), est assuré naturellement par différents processus compétitifs dont les deux plus importants sont la fluorescence (transitions radiatives) et la désactivation collisionnelle (transitions non radiatives).

-
- [55] Lemoine F., Wolff M., Lebouché M. (1996) Simultaneous concentration and velocity measurements using combined laser-induced fluorescence and laser Doppler velocimetry, Exp. In Fluids 20, 178-188.
 - [56] Lavieille P., Lemoine, F., Lavergne, G., Virepinte, J.F., Lebouché, M. (2000) Temperature measurements on droplets in monodisperse stream using laser-induced fluorescence, Exp. in Fluids 29, 429.
 - [57] Lemoine F., Leborcq B. (1995) An efficient optical pressure measurement in compressible flows by laser-induced iodine fluorescence, Experiments in Fluids 19, 150-158.

❖ Désactivation collisionnelle et autres transitions non radiatives

La désactivation collisionnelle correspond à une relaxation inélastique par chocs dus à l'agitation moléculaire. Dans le cas des liquides, la fréquence et l'intensité des chocs entre molécules dépend essentiellement de la température mais aussi de la composition du liquide (cas de mélanges).

D'autres processus moins fréquents peuvent également contribuer au retour à l'état fondamental (Figure 2.3). La phosphorescence par exemple, correspond au passage de l'état singulet à l'état triplet métastable (conversions inter-systèmes). Il existe de même des conversions internes correspondant au passage d'un état singulet excité vers un autre état d'énergie voisine. Beaucoup moins fréquents mais possibles, ce retour peut aussi se présenter par la formation d'excimères ou encore le transfert de protons ou d'électrons [58]. Ces transitions abrègent la durée de vie de l'état excité et sont caractérisées par un taux de transition propre.

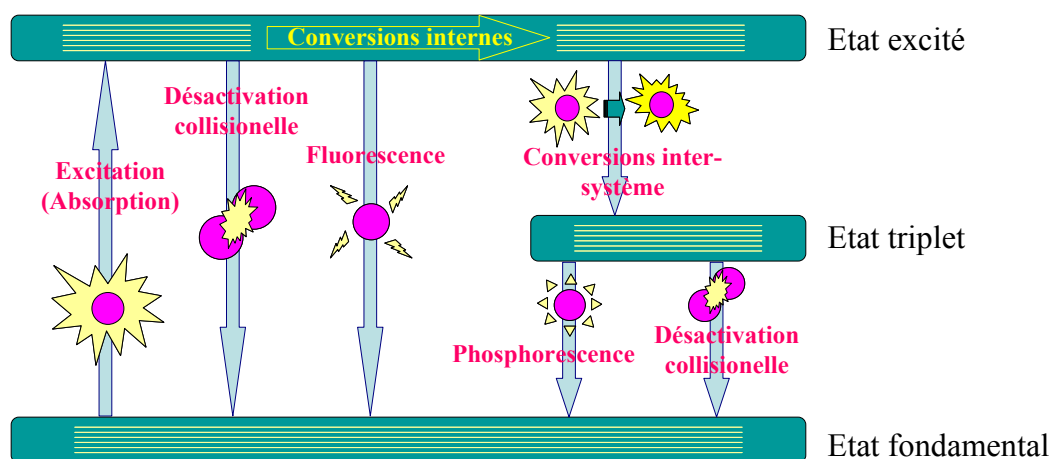


Figure 2.3 Processus de retour à l'état fondamental : transitions radiatives et non radiatives.

Un rendement de fluorescence est alors introduit et défini par :

$$\eta = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q + Q_{Tr} + Q_{CI}} \quad (2.6)$$

où A_{21} représente le taux de transitions par émission spontanée, Q par désactivation collisionnelle, Q_{Tr} par passage à l'état triplet et Q_{CI} par conversion interne.

❖ Phénomène d'émission spontanée ou de fluorescence

Le principe d'émission spontanée est résumé sur la Figure 2.4. La molécule M dans l'état fondamental S_0 est excitée par une onde électromagnétique de fréquence

[58] Valeur B. (2004) Invitation à la fluorescence moléculaire, Édition De Boeck Université.

ν_{12} tel que $E_2 - E_1 = h\nu_{12}$ (étape 1). Elle absorbe un photon et passe dans l'état excité S_1' suivant :



De l'ordre de 10^{-15} s, le temps de transition est très court par rapport au temps caractéristique des vibrations moléculaires (10^{-12} s). Dans un second temps, une dissipation d'énergie s'effectue ensuite depuis S_1' vers l'état S_1 (étape 2). Le retour à l'état fondamental peut alors s'effectuer par émission spontanée d'un photon suivant (étape 3) :



Il s'agit du phénomène d'émission fluorescente.

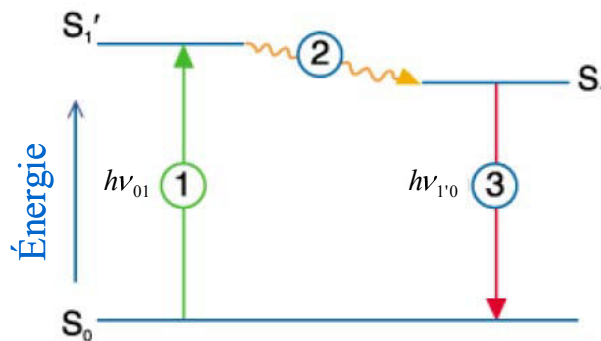


Figure 2.4 Processus de retour à l'état fondamental : transitions radiatives et non radiatives

L'étape 2 correspond à une « relaxation vibrationnelle » expliquée par le principe de Franck-Condon. En effet, la structure de la molécule stable à l'état fondamental ne correspond pas à la structure stable de l'état excité (Figure 2.5). Cette « relaxation » permet à la molécule de se stabiliser temporairement dans un état électronique excité de niveau énergétique légèrement plus faible et stable, état à partir duquel elle peut retourner à l'état fondamental par émission fluorescente. Pour cette raison, le saut d'énergie est moins important dans le sens du retour vers l'état fondamental. Ainsi lorsqu'il y a fluorescence, le retour s'effectue par émission spontanée d'un rayonnement de longueur d'onde supérieure à celle du rayonnement exciteur.

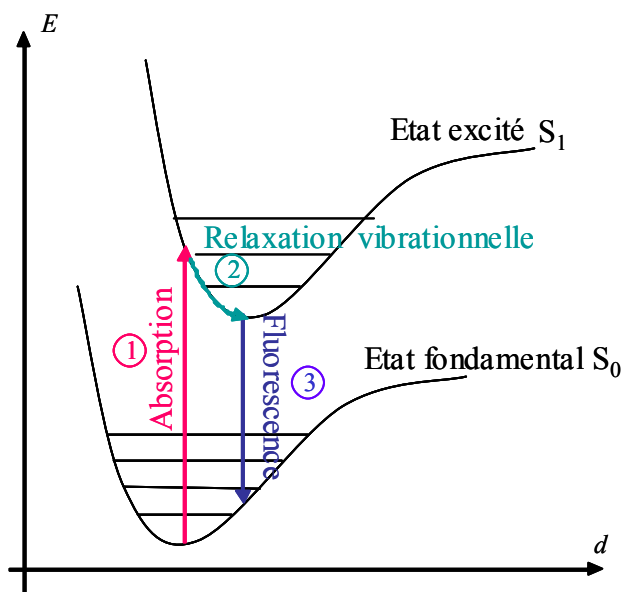


Figure 2.5 Principe de Franck-Condon

Dans le cas de phases condensées, le nombre d'états excités et fondamentaux est très important. Les possibilités de transitions entre l'état fondamental et excité sont alors considérables et conduisent au caractère polychromatique des spectres d'absorption et d'émission. L'élargissement des raies spectrales en milieu condensé explique alors l'apparence continue sur plusieurs dizaines de nanomètres des spectres d'absorption et d'émissions. On pourra regarder l'exemple d'un traceur fluorescent en solution liquide comme la rhodamine B (Figure 2.6) (Castanet [50]). Sur cette figure, le décalage spectral entre l'absorption et l'émission illustré par le principe de Franck Condon cité précédemment apparaît clairement.

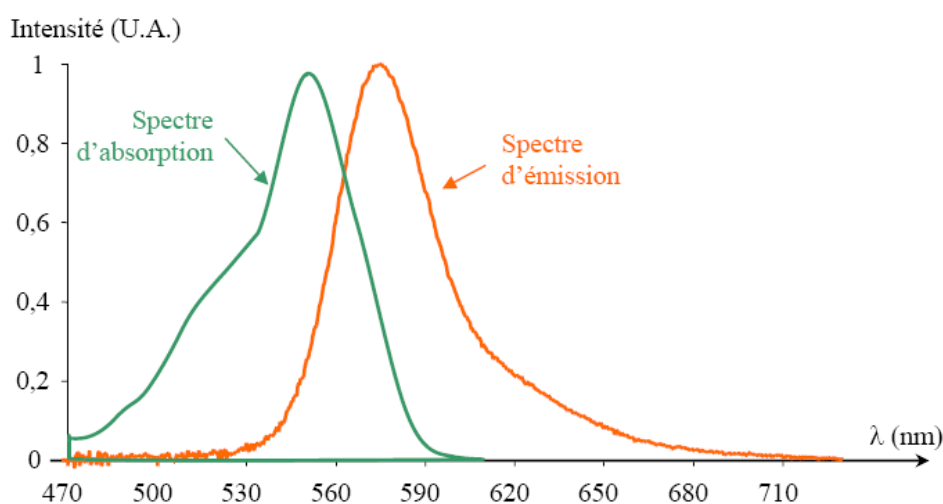


Figure 2.6 Spectres normés de la Rhodamine B en solution dans l'éthanol à 22 °C.

Dans la pratique, il sera donc relativement aisé de séparer le rayonnement excitateur du rayonnement ré-émis par fluorescence.

7.1.2. MODELISATION DE LA FLUORESCENCE

Ce paragraphe va s'attacher à modéliser l'intensité de fluorescence récupérée par une chaîne de collection optique. Considérons donc une solution ensemencée en traceur fluorescent recevant une radiation incidente d'intensité I_0 dont une partie est absorbée par le milieu le long du chemin optique l (Figure 2.7).

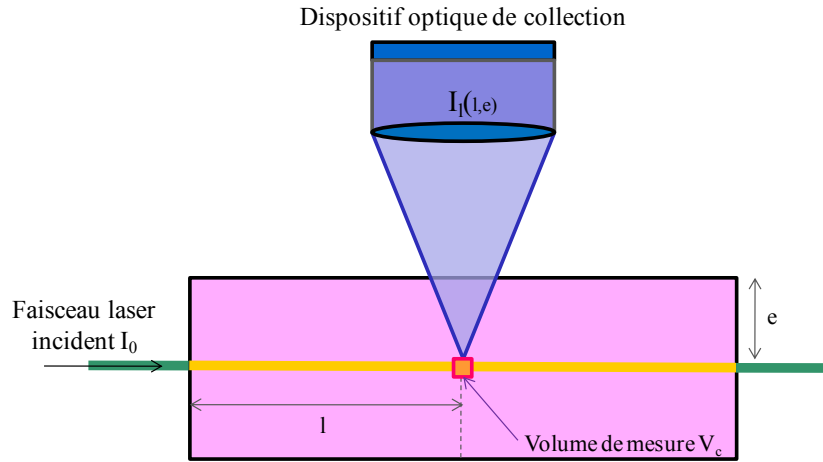


Figure 2.7 Absorption du rayonnement laser et du rayonnement fluorescent

Au niveau du volume V_c , défini par l'intersection entre la zone excitée par le laser et celle collectée par le dispositif optique de détection de la fluorescence, l'intensité I_l du faisceau après avoir traversé un chemin optique l est donné par la loi de Beer-Lambert qui prend en compte l'atténuation du rayonnement due à son absorption par le milieu ensemencé :

$$I_l = I_0 e^{-\varepsilon \lambda_{laser} \int_0^l C_v x dx} \quad (2.9)$$

où $\varepsilon \lambda_{laser}$ est le coefficient d'extinction molaire associé à la longueur d'onde λ_{laser} du laser et I_0 l'intensité laser incidente.

En supposant la concentration en traceur C_{v_0} suffisamment faible pour pouvoir négliger le terme d'absorption ($I_l \sim I_0$), le signal de fluorescence récupéré par une chaîne de collection optique peut s'écrire sous la forme (Lavielle [54], Castanet [50]) :

$$I_f = K_{opt} \varepsilon \lambda_{laser} \eta C_{v_0} V_c I_0 \quad (2.10)$$

Le produit $C_{v_0} V_c$ désigne le nombre de molécules fluorescentes dans la zone de mesure. Le volume V_c est défini par l'intersection entre la zone excitée par le laser et celle collectée par le dispositif de détection de la fluorescence. K_{opt} est une constante

introduite empiriquement pour caractériser la chaîne optique de détection, qui englobe notamment le facteur de forme entre le volume de mesure et l'optique de collection ainsi que les rendements des différentes optiques de la chaîne de collection, y compris les filtres spectraux. η est le rendement quantique de fluorescence introduit précédemment (Eq. (2.6)).

S'il y a recouvrement partiel des spectres d'absorption et d'émissions comme c'est le cas de nombreux traceurs (notamment la Rhodamine B, Figure 2.6), le signal de fluorescence est susceptible d'être absorbé à son tour par les molécules fluorescentes sur le trajet optique de la fluorescence depuis le volume d'excitation jusqu'aux optiques de collection.

7.1.3. INTERETS DE LA TECHNIQUE LIF

A ce stade, l'utilisation de la fluorescence induite par laser en métrologie apparaît particulièrement intéressante et présente de nombreux avantages :

- l'utilisation de la lumière laser présente un atout intéressant en raison de sa forte densité spectrale d'énergie, de sa cohérence spatiale et surtout de la parfaite connaissance et reproductibilité des caractéristiques de l'onde électromagnétique émise,
- la très brève durée de vie de l'état excité, de l'ordre 10^{-6} s à 10^{-9} s, confère à cette technique un temps de réponse très court qui la rend applicable à l'étude des phénomènes rapidement variables,
- le décalage spectral entre le spectre d'absorption et le spectre de fluorescence permet une séparation aisée du rayonnement excitateur et de la fluorescence,
- la forte section efficace d'absorption des espèces fluorescentes conduit à un faible seuil de détection (quelques ppm – partie par millions- de l'espèce fluorescente suffisent à produire un signal mesurable et exploitable).

C'est pourquoi, cette technique va être appliquée à la détermination de la température moyenne de gouttes en évaporation.

7.2. FLUORESCENCE INDUITE PAR LASER (LIF) APPLIQUEE A LA MESURE DE TEMPERATURE D'UNE GOUTTE

7.2.1. BREFS ELEMENTS DE CONTEXTE

Coolen et al. [59] ont développé la méthode de Fluorescence Induite par Laser Plan (PLIF), utilisant la rhodamine B comme traceur fluorescent, afin d'investiguer la

[59] Coolen M.C.J., Kieft R.N., Rindt C.C., van Steenhoven AA (1999) Application of 2-D LIF temperature measurements in water using a Nd: YAG laser, *Exp. Fluids* 27 420-426.

formation de panaches de convection naturelle. Lemoine et al. [60] ont étudié le transfert de chaleur dans un jet turbulent par mesure simultanée des champs de vitesse et de température. Ces mesures ont été réalisées en combinant à la fois la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et la LIF, la rhodamine B étant à nouveau le traceur fluorescent exploité. Dans ces exemples, un seul traceur fluorescent et une seule bande spectrale de détection étaient nécessaires ce qui présentait dès lors certaines contraintes. En effet, afin de s'assurer de l'unique dépendance en température du signal de fluorescence, la concentration en traceur fluorescent doit rester constante et la fluorescence doit être collectée dans un volume constant tout au long de la mesure. De plus, l'intensité laser incidente doit demeurer stable pour les mêmes raisons. Cependant, dans le cas de gouttes en déplacement, ces conditions ne sont jamais assurées. La présence d'une interface air/liquide modifie la distribution de l'énergie laser au sein de la goutte de telle sorte qu'elle dépend de la position de la goutte au sein du volume d'excitation laser. De plus le volume de mesure varie constamment.

Copetta et Rogers [61] ont fourni un inventaire des traceurs sensibles à la température et ont appuyé l'utilisation de techniques ratiométriques. La température est déterminée à partir du rapport des signaux de deux traceurs fluorescents, dont la sensibilité en température est très différente. Les spectres d'émission des deux traceurs doivent différer suffisamment pour permettre la séparation des émissions fluorescentes propres à chacun même si le recouvrement demeure inévitable. Sakakibara et Adrian [62] ont montré les premières applications des techniques de fluorescence induite par laser à deux couleurs et à deux traceurs. D'un point de vue général, l'un des deux traceurs doit être très sensible à la température (la rhodamine B par exemple) tandis que l'autre doit être très peu sensible voire quasiment indépendant de ce paramètre (la rhodamine 110 par exemple). Sakakibara et Adrian [63] ont en particulier utilisé cette technique afin d'étudier la convection de type Rayleigh-Bénard. L'avantage d'une telle méthode provient de la suppression de la dépendance du signal au volume de mesure et à l'intensité laser excitatrice. Néanmoins, en plus de la température, le rapport entre les deux signaux émis par les deux traceurs est aussi fonction du rapport des concentrations en traceur qui doit rester constante durant toute la mesure.

La technique de fluorescence par laser à deux couleurs (2cLIF) n'utilise qu'un seul traceur et deux bandes spectrales de détection du signal fluorescent. Elle a dès lors les mêmes avantages que la technique de fluorescence induite par laser à deux traceurs

-
- [60] Lemoine F., Antoine Y., Wolff M., Lebouché M. (1999) Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in a turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA *Exp. Fluids* 28 315-323.
- [61] Copetta J., Rogers C. (1998) Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements *Exp. Fluids* 25 1-15.
- [62] Sakakibara J., Adrian R. (1999) Whole field measurements of temperature in water using two-color laser induced fluorescence *Exp. Fluids* 26 7-15.
- [63] Sakakibara J., Adrian R.J. (2004) Measurement of temperature field of Rayleigh-Bénard convection using Two-Color Laser Induced Fluorescence *Exp. Fluids* 37 331-340.

sans l'inconvénient d'être dépendants de la variation en concentration des traceurs. Cette technique est parfaitement appropriée à la mesure de température de gouttes. Elle a été développée en premier lieu par Lavielle et al. [64] dans le cas d'un jet monodisperse de gouttes d'éthanol.

7.2.2. FLUORESCENCE PAR LASER A DEUX COULEURS : DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE GOUTTE MONOCOMPOSANT

Le signal de fluorescence collecté par une chaîne de détection est donné par l'équation (2.10). Dans cette expression la dépendance en température provient notamment du rendement quantique de fluorescence η (2.6). En effet, ce terme représente le rapport entre le taux de transitions par émission de fluorescence et le taux total de transitions. Les transitions non radiatives sont principalement représentées par le taux de désactivation collisionnelle Q , lorsque tous les autres processus sont négligés :

$$\eta = \frac{A_{12}}{Q + A_{12}} \quad (2.11)$$

Le taux de désactivation collisionnelle peut être modélisé par une loi de type Arrhénius (Glovacki [65]) :

$$Q = K_q A \quad (2.12)$$

avec A représentant la concentration moléculaire de l'espèce provoquant majoritairement la désactivation et K_q une constante de quenching relative à l'espèce fluorescente et dépendant de la température. Pour une longueur d'onde donnée λ , cette dernière s'exprime par :

$$K_q = K_{q_0} e^{-\frac{E_a(\lambda)}{k_b T}} \quad (2.13)$$

où $E_a(\lambda)$ représente l'énergie d'activation mis en jeu lors des chocs entre molécules d'espèces fluorescentes et celles du solvant, k étant la constante de Boltzman.

Dans les milieux condensés, le nombre de transition collisionnelle par unité de temps Q dépend de la température et de la composition du milieu et est très grand devant le nombre de transitions radiatives ($Q \gg A_{12}$). En tenant compte de cette constatation et des définitions précédentes, l'intensité de fluorescence collectée à la longueur d'onde λ , peut alors se mettre sous la forme (Castanet [50]) :

$$I_{fluo}(\lambda, T) = K_{opt}(\lambda) K_{spec}(\lambda, \lambda_{laser}) V_c I_0 C_{v_0} e^{\frac{\beta(\lambda)}{T}} \quad (2.14)$$

[64] Lavielle P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G. (2001) Evaporating and combusting droplet temperature measurement using two colors laser-induced fluorescence *Exp. Fluids* 31 45-55.

[65] Glovacki J. (1964) Further investigation into the fluorescence quenching of dyes by neutral salts, *acta Physica Plonica*, vol 15, pp 767-780.

La fluorescence est dès lors proportionnelle à l'intensité laser locale I_0 , à la concentration en traceur fluorescent C_{v_0} et au volume fluorescent collecté V_c . K_{spec} est une constante dépendant seulement des propriétés spectroscopiques du traceur fluorescent dans son solvant. Le coefficient β caractérise la sensibilité du traceur étudié à la température et dépend fortement de la longueur d'onde (Lavielle [54], Castanet [50] et Maqua [49]). Pour collecter un nombre suffisant de photons, le signal de fluorescence est détecté sur une bande spectrale i définie par $\lambda_{i1}, \lambda_{i2}$:

$$I_i(\lambda, T) = V_c I_0 C_{v_0} \int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} K_{opt}(\lambda) K_{spec}(\lambda, \lambda_{laser}) e^{\frac{\beta(\lambda)}{T}} d\lambda \quad (2.15)$$

λ_{laser} étant fixé, l'intégration de la relation (2.15) sur une bande spectrale peut se mettre approximativement sous la forme suivante (Lavielle [54]) :

$$I_i(T) = K_{opt,i}(\lambda) K_{spec,i}(\lambda) V_c I_0 C_{v_0} e^{\frac{A_i + B_i}{T^2 + T}} \quad (2.16)$$

A et B sont deux constantes fonction de la bande spectrale tout comme K_{opt} et K_{spec} .

Cette technique déjà largement utilisée permettra de réaliser la première étude consistant à caractériser l'influence de la volatilité du combustible sur l'évaporation de gouttes monocomposant. Cependant, l'objectif final est d'étendre cette mesure à des mélanges binaires composés de produits présentant des volatilités différentes. Le paragraphe suivant va s'attacher à présenter les études ayant abouties à la mesure de température de gouttes bicomposant et à une large gamme de produits monocomposant.

7.2.3. FLUORESCENCE PAR LASER A TROIS COULEURS : DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE GOUTTE BICOMPOSANT

Les combustibles commerciaux sont composés de centaines de molécules présentant des volatilités différentes. Les effets liés à la nature multicomposant des combustibles couramment utilisés sont la plupart du temps ignorés dans les codes de calculs. Des mesures quantitatives sur des gouttes multicomposant en évaporation sont nécessaires à la bonne compréhension du phénomène d'évaporation des combustibles et à la validation de nouveaux modèles prenant en compte l'aspect multicomposant des combustibles. Cependant, un certain nombre d'études ont été réalisés afin d'adapter les techniques initialement développées pour des gouttes monocomposant. Actuellement peu de diagnostics optiques sont disponibles pour la caractérisation de l'évaporation de gouttes multicomposant.

Zhao et Qiu [66] ont mesuré l'indice de réfraction des gouttes par technique arc-en-ciel et déterminaient ainsi à la température de mélanges éthanol/eau. Wilms et al. [67] ont également utilisé la réfractométrie d'arc-en-ciel pour déterminer la composition de gouttes binaires composées d'un mélange de n-dodécane et de n-hexadécane. Cependant ces techniques ne permettent pas de déterminer directement la température et la composition puisque la fraction massique du composant et la température peuvent simultanément influencer l'indice de réfraction. Les techniques de fluorescence induite par laser ont aussi été élargies à la mesure de température de gouttes bicomposantes. Maqua et al. [68] ont réussi à mesurer la température de gouttes binaires composées d'éthanol et d'acétone. Les auteurs ont exploité la dépendance thermique de la fluorescence de la rhodamine B. Une troisième bande spectrale a été ajoutée pour déterminer un second rapport de fluorescence et ainsi séparer les influences respectives de la composition du mélange et de la température.

D'après Maqua [49], l'expression du signal de fluorescence collecté sur une bande spectrale $\lambda_{i1}, \lambda_{i2}$ dans le cas de goutte binaire devient :

$$I_i(\lambda, T, Z_e) = K_{opt,i}(\lambda) K_{spec,i}(\lambda) V_c I_0 C_{v0} \gamma_i(Z_e) e^{\frac{\beta_i(Z_e)}{T}} \quad (2.17)$$

Ici, les fonctions spectrales β et γ introduites sont propres au mélange étudié et dépendent de la fraction volumique de l'un des composants noté Z_e (en référence à de l'éthanol, l'un des composants majoritaires des mélanges étudiés par Maqua [47]). De plus elles sont intrinsèques à la bande spectrale i , aux fluides utilisés et au traceur fluorescent.

Bien que l'addition d'une troisième bande spectrale offre théoriquement la possibilité de déterminer la composition, la méthode utilisant la rhodamine B s'avère assez complexe à utiliser et nécessite une phase d'étalonnage en température et en composition ce qui est relativement fastidieux. C'est pourquoi, le choix du traceur étant décisif, nous avons dans un premier lieu testé de nouveaux types d'ensemencement, notamment le pyrrométhène 597-C8.

7.3. CHOIX DU TRACEUR FLUORESCENT.

Le choix du traceur fluorescent est donc une question cruciale. Pour effectuer des mesures de bonne précision, le traceur doit présenter un spectre de fluorescence particulièrement sensible à la température. L'autre caractéristique indispensable est la

-
- [66] Zhao Y. et Qiu H.H. (2004) Measurements of Multicomponent Microdroplet Evaporation by Using Novel Optical Techniques, 12th Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- [67] Wilms J., N. Roth N., Arndt S. et Weigand B. (2004) Determination of the composition of multicomponent droplets by rainbow refractometry, 12th Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- [68] Maqua C., Castanet G., Doué N., Lavergne G., Lemoine F. (2006) Temperature measurements of binary droplets using three color laser-induced fluorescence, *Exp. Fluids* 40 786 – 797.

miscibilité de la poudre dans une grande variété de combustibles. Il est également intéressant de choisir un traceur fluorescent dont la dépendance à la composition du combustible est minimale voir nulle. Dès lors, l'étude de combustibles multicomposant est possible ce qui n'était pas toujours le cas pour des traceurs usuels comme la rhodamine B.

7.3.1. FONDEMENT DE L'ETUDE

Une étude étendue a donc été effectuée sur différents traceurs couramment utilisés pour déterminer des températures : rhodamine B et sulfo-rhodamine B. De même, un nouveau système d'ensemencement composé de suspension de capsules contenant de la rhodamine B a été investigué afin de permettre la miscibilité du traceur dans toutes les familles de combustibles. La rhodamine B et la sulfo-rhodamine B sont très sensibles à la température et ont l'avantage d'avoir une fluorescence facilement induite par des lasers disponibles sur le marché comme les lasers ioniques à argon ($\lambda = 514.5$) et les lasers Nd-Yag ($\lambda = 532$ nm). De plus ces traceurs sont très solubles dans l'eau et dans une large gamme de solvants tels que l'acétone, l'éthanol mais pas dans les alcanes. C'est pourquoi Wolff et al. [69] et Deprédurand et al. [70] ont testés le pyrrométhène 597-8C9 dissout dans différents combustibles contenant des alcanes et notamment dans le normafluide ISO4113.

L'un des inconvénients majeurs de la rhodamine B ou de la sulfo-rhodamine B est que l'aspect d'ensemble de leurs spectres de fluorescence est affecté par les variations de pH ou par l'évolution de la composition dans le cas de mélanges. C'est pourquoi Maqua et al. [68] ont travaillé sur trois bandes spectrales afin de notamment tenir compte des variations de composition. De plus, le niveau de signal collecté sur la première bande spectrale de détection, localisée dans la partie vert-jaune du spectre, est la plupart du temps assez faible.

En ce qui concerne le pyrrométhène 597-8C9, le spectre de fluorescence n'est quasiment pas affecté par les effets de la composition du mélange pour les cas étudiés et le niveau de signal est bien plus équilibré sur les deux bandes spectrales de détection.

Ainsi, le pyrrométhène 597-8C9 s'est présenté comme un traceur fluorescent prometteur pour l'étude d'une large gamme de combustibles en évaporation : alcanes, alcools, cétones, aromatiques et leurs mélanges.

[69] Wolff M., Delconte A., Schmidt F., Gucher P., Lemoine F. (2007) High-pressure Diesel spray temperature measurements using two-colour laser-induced fluorescence *Meas. Sci. Technol.* 18 697-706.

[70] Deprédurand V., Miron P., Labergue A., Wolff M., Castanet G., Lemoine F., A temperature sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating droplets. *Measurement Science and Technology*, vol 19, Issue 10 (2008).

Un tableau récapitulatif (Tableau 2) présente une comparaison entre la rhodamine B ou la sulforhodamine B et le pyrrométhène 597-8C9 sur plusieurs critères :

Propriétés remarquables	Pyrrométhène 597-8C9	Sulforhodamine B/ Rhodamine B
Solubilité dans l'eau	Non	Oui
Solubilité dans les alcanes	Oui	Non
Solubilité dans les cétones et les alcools	Oui	Oui
Spectre de fluorescence sensible au pH	Non	Oui
Spectre de fluorescence sensible à la température	Oui	Oui
Spectre de fluorescence sensible à la composition	Suivant les cas	Oui
Dépendance de la sensibilité en température à la composition	Suivant les cas	Oui
Niveau de signal approprié sur les deux bandes de détection de fluorescence	Oui	Non

Tableau 2 Comparaison entre la rhodamine B, la sulfo-rhodamine et le pyrrométhène 597-8C9 sur la base de quelques propriétés pratiques liées à leur introduction en LIF à 2 couleurs.

Une étude plus détaillée de la spectroscopie du pyrrométhène 597-8C9 a été réalisée. Les propriétés spectroscopiques du pyrrométhène 597-8C9 dissous dans des liquides purs (3-pentanone, acétone, éthanol, n-heptane, n-décane et n-dodécane) ainsi que dans certains mélanges vont être présentées dans cette partie.

7.3.2. PROPRIETES SPECTROSCOPIQUE DU PYRROMETHENE 597-8C9

❖ Influence du solvant

Le pyrrométhène 597-8C9 ($C_{30}H_{49}N_2BF_2$) fabriqué par Exciton a été sélectionné à cause de sa forte solubilité dans une grande gamme de solvant et notamment dans les alcanes, les alcools, les cétones mais aussi pour la sensibilité en température de son spectre d'émission. Les propriétés de fluorescence de ce produit ont été caractérisées dans différents combustibles. Dans un premier temps, les spectres d'absorption du pyrrométhène 597-8C9 en solution dans l'éthanol, le 3-pentanone, le n-décane et le n-dodécane à 25°C (Figure 2.8) ont été mesurés. Ces spectres s'étendent sur plusieurs dizaines de nanomètres et présentent une absorption maximale autour de 525 nm qui dépend peu du solvant.

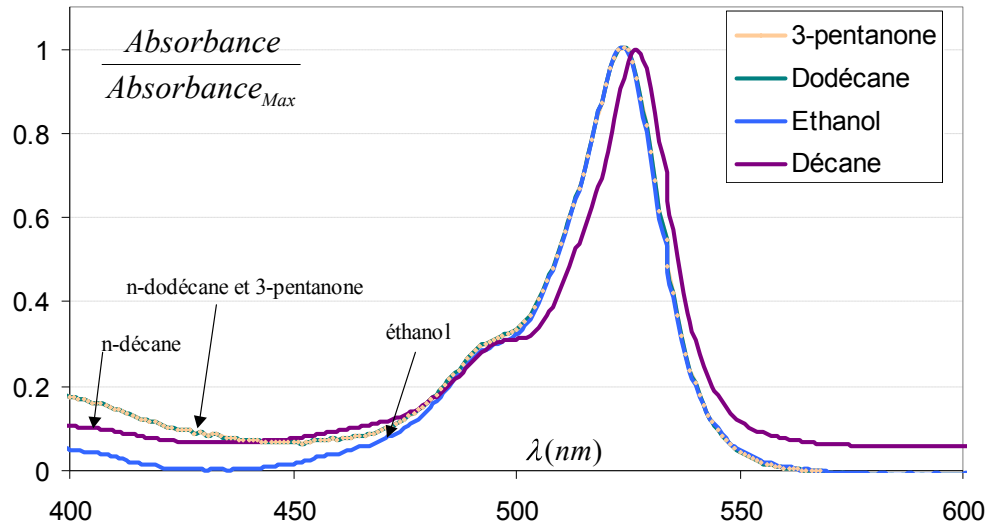


Figure 2.8 Spectres d'absorption du pyrrométhène 597-8C9 en solution dans l'éthanol, le 3-pentanone, le n-décane et le n-dodécane à 25°C.

De ce fait, la fluorescence du pyrrométhène 597-8C9 peut facilement être induite par le rayonnement à 514,5 nm d'un laser à argon ionisé ou par un laser Nd-Yag doublé en fréquence ($\lambda=532$ nm). L'émission fluorescente, induite par la raie verte du laser à argon ionisé, s'étale sur une large bande spectrale. La Figure 2.9 présente le spectre de fluorescence pour trois composés purs représentatifs de l'étude : un composant de la famille des alcools : l'éthanol assez volatile ; un composant de la famille des cétones : le 3-pentanone assez volatile et un composant peu volatile de la famille des alcanes : le n-dodécane. Le spectre de fluorescence présente un maximum aux environs de 600 nm avec une dépendance très faible au solvant.

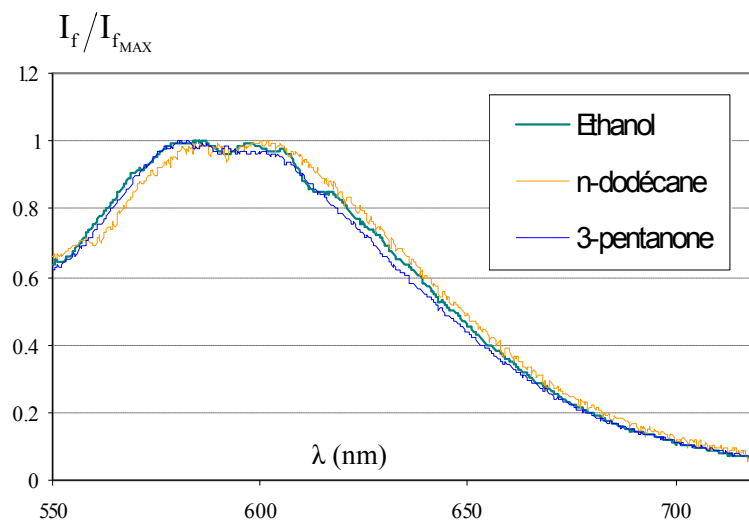
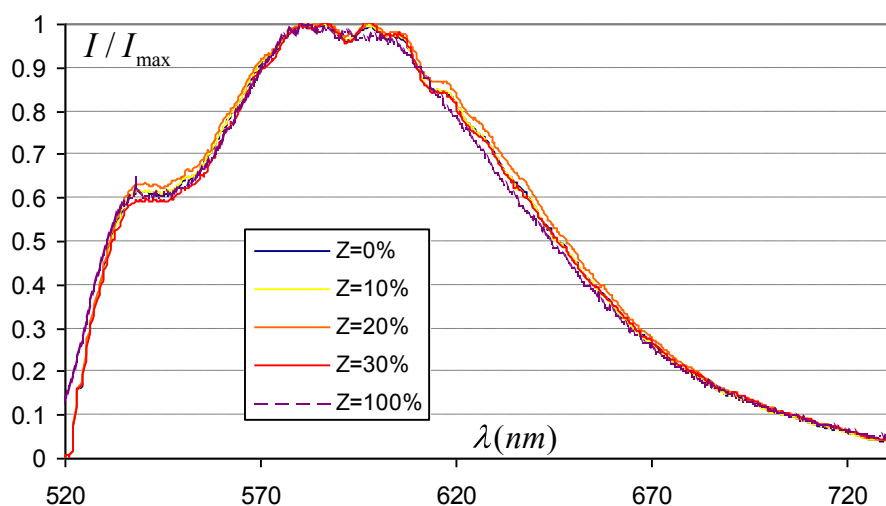


Figure 2.9 Spectres de l'émission de fluorescence du pyrrométhène 597-8C9 dissous dans le n-dodécane, l'éthanol, 3-pentanone ($T=25^\circ\text{C}$).

De plus, des mélanges ont été expérimentés dans le but de déterminer la combinaison ayant les meilleures caractéristiques pour l'étude d'un combustible bicomposant. Les deux composants doivent notamment être de volatilité différente. Le choix s'est porté sur un mélange éthanol/3-pentanone et un mélange 3-pentanone/n-décane. Dans le premier cas, le produit le plus volatile est l'éthanol ($T_{eb}=76\text{ °C}$) par rapport au 3-pentanone ($T_{eb}=103\text{ °C}$); dans le second cas, c'est l'inverse avec un n-décane étant très peu volatile ($T_{eb}=180\text{ °C}$). La plupart du temps, le 3-pentanone est utilisé avec des alcanes (e.g iso-octane) puisque cette cétone est bien représentative de l'évaporation de combustibles couramment utilisés dans les moteurs automobiles. De plus, ce produit présente des propriétés de fluorescence en phase gazeuse et permet ainsi de déterminer la concentration en vapeur de combustible.

La Figure 2.10 présentent le spectre de fluorescence du pyrrométhène 597-8C9 dissous dans des mélanges éthanol/3-pentanone (a) et n-décane/3-pentanone (b) pour différentes compositions. Les spectres correspondant aux mélanges éthanol/3-pentanone se superposent parfaitement, quelque soit la composition. Le spectre correspondant aux mélanges n-décane/3-pentanone à 15% se superpose à celui correspondant au n-décane pur. En revanche, le spectre correspondant au 3-pentanone pur est sensiblement différent. On peut en conclure que le spectre de fluorescence du mélange n-décane/3-pentanone est insensible à la composition jusqu'à une fraction de 3-pentanone de 15%.



a)

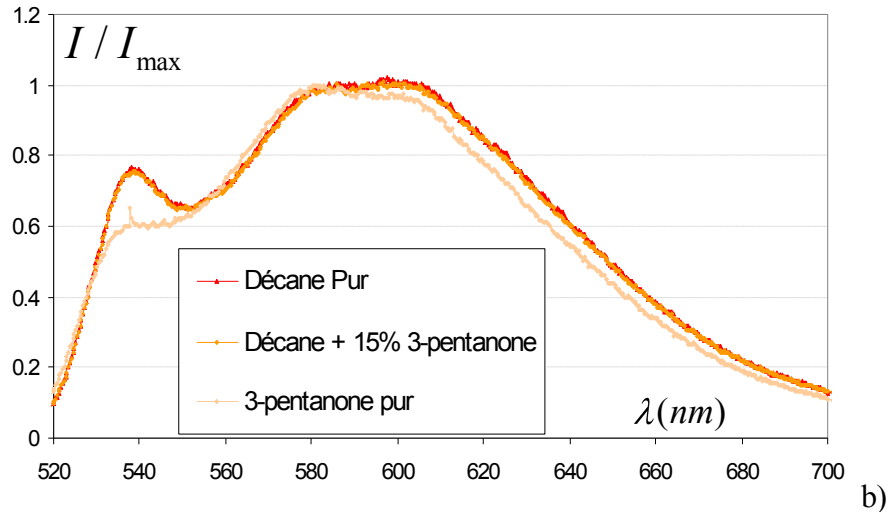


Figure 2.10 Influence de la composition sur le spectre de fluorescence de différents mélanges à $T=25^{\circ}\text{C}$ avec $Z = Z_{3\text{-pentanone}}$:

- a) mélange éthanol / 3-pentanone
- b) mélange n-décane / 3-pentanone

❖ Influence de la température sur le signal de fluorescence

La dépendance en température de l'émission de fluorescence du traceur dépend de deux phénomènes physiques :

- la dépendance en température de la section efficace d'absorption,
- Le taux de désactivation collisionnelle qui est fonction de la température suivant une loi d'Arrhénius (voir paragraphe 2.2.2).

Afin d'estimer la part relative de chacun de ces phénomènes, l'influence de la température sur le coefficient d'absorption du pyrrométhène 597-8C9 a été quantifiée. Grâce aux spectres d'absorption réalisés à l'aide d'un spectrophotomètre, CARY 500 SCAN, qui présente une résolution de 1 nm, il a été possible de déterminer le coefficient d'extinction molaire $\varepsilon(\lambda)$ du pyrrométhène 597-8C9 dissous dans différents solvants. Ce coefficient est calculé suivant une loi de Berr-Lambert:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\varepsilon \lambda C_v l} \quad (2.18)$$

où I_0 est l'intensité laser incidente, I l'intensité après avoir parcouru le chemin optique l et C_v la concentration en traceur. La concentration volumique du traceur C_v est corrigée en prenant en compte la dilatation volumique du milieu du fait de la température élevée par la relation :

$$C_v T = \frac{C_v T_0}{1 + \alpha T} \quad (2.19)$$

avec α est le coefficient de dilatation volumique du liquide, T_0 la température de référence à laquelle la concentration C_v est connue. En pratique, T_0 est la température ambiante lors de la préparation de la solution.

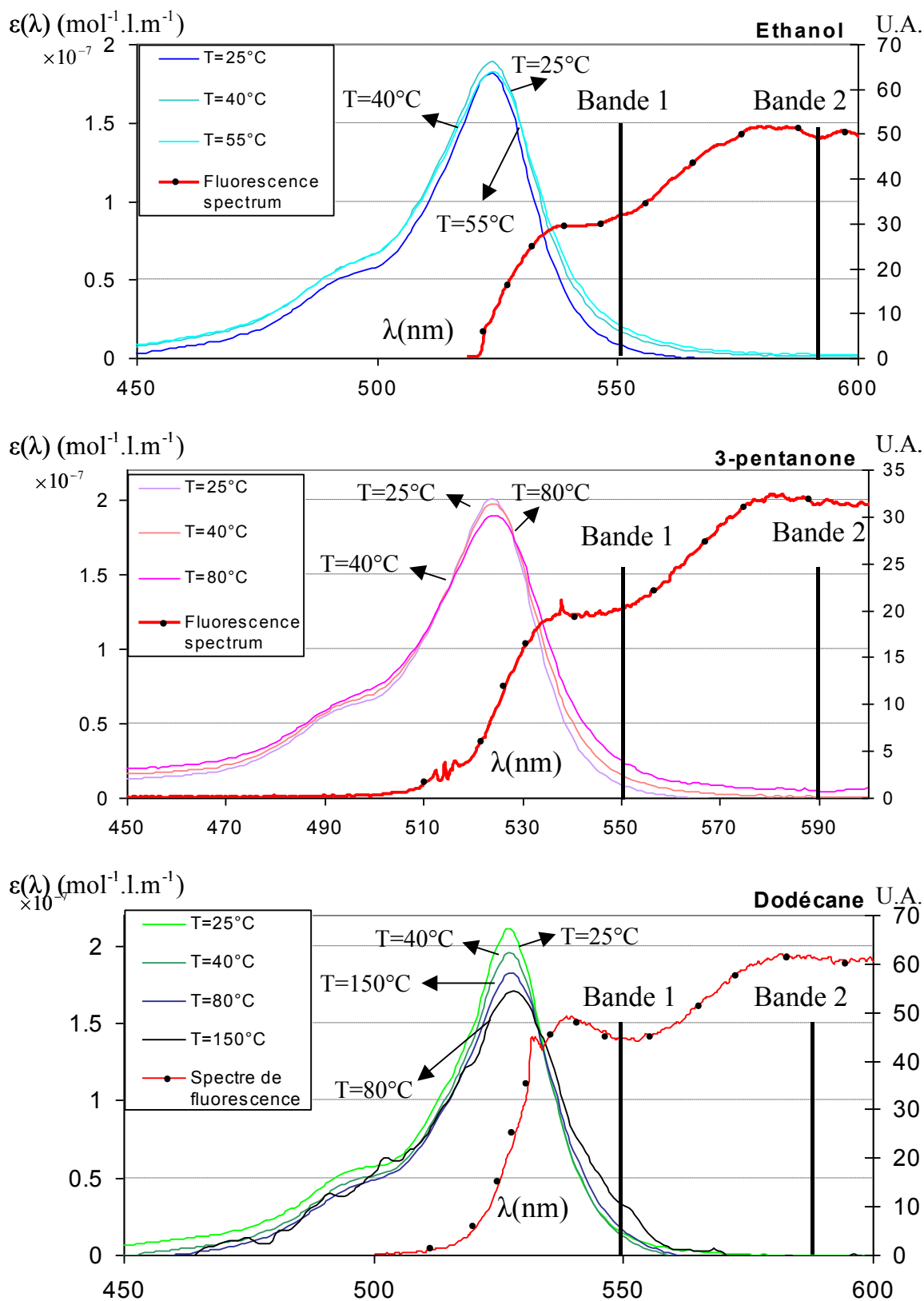


Figure 2.11 Influence de la température sur le spectre d'absorption (coefficient d'extinction molaire) du pyrométhène 597-8C9 dissous dans l'éthanol, le 3-pentanone et le n-dodécane.

Le coefficient d'extinction molaire $\varepsilon(\lambda)$ est représenté en fonction de la longueur d'onde pour les trois produits et pour différentes températures et différents solvants sur la Figure 2.11.

La plage de températures testée est naturellement plus grande pour le n-dodécane dont la température d'ébullition est bien supérieure (216 °C) à celle des autres produits utilisés. La section efficace d'absorption décroît modérément en fonction de la température pour les trois composants investigués. Cette tendance s'observe mieux dans la région du maximum d'absorption (Figure 2.12). La décroissance de la section efficace au maximum d'absorption est plus importante dans le cas du n-dodécane (de l'ordre de 0,17 %/°C aux environs de 40 °C et environ 0,1 %/°C pour des températures supérieures à 100 °C), alors que l'évolution est parfaitement la même dans le cas de l'éthanol et du 3-pentanone (environ 0,15 %/°C).

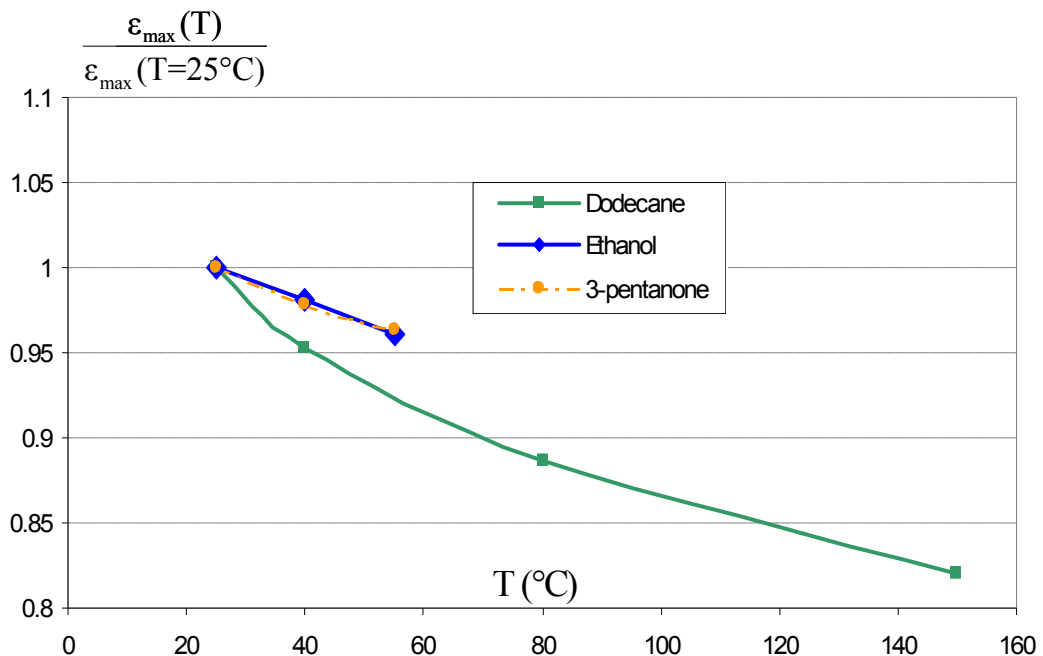


Figure 2.12 Evolution du coefficient d'absorption molaire au niveau du maximum d'absorption en fonction de la température pour les trois solvants investigués (ces résultats sont normalisés par la valeur à $T=25^{\circ}\text{C}$)

Le spectre d'émission à 25 °C a été ajouté sur la Figure 2.11 pour mettre en évidence la superposition entre le spectre d'absorption et le spectre d'émission. Cette superposition confirme la possibilité d'un phénomène de ré-absorption n'ayant pas la même importance selon les bandes de détection choisies. Les conséquences de ce phénomène sur le rapport de fluorescence seront d'ailleurs précautionneusement analysées dans une section prochaine.

Dans un second temps, l'intérêt s'est porté sur la dépendance en température du spectre d'absorption dans son ensemble, regroupant à la fois la dépendance en température provenant de la section efficace d'absorption et celle issue du rendement quantique de fluorescence. Cette dépendance est fonction de la longueur d'onde et se retrouve dans le terme $\beta(\lambda)$ de l'équation (2.16). La fluorescence est induite par un laser argon ionisé ($\lambda=514,5$ nm) et son spectre est enregistré dans une cellule de calibration en verre dont la température est contrôlée (Figure 2.13). La cellule isolée par une enceinte céramique peut être chauffée à l'aide d'un dispositif thermoélectrique de type Peltier. Des accès optiques ont été ajoutés sur la céramique afin de permettre l'implémentation des diagnostics optiques (passage des faisceaux laser et détection de la LIF). Afin d'éviter tout phénomène de photoblanchiment du traceur et d'homogénéiser la température dans la cellule, le liquide est constamment agité à l'aide d'un agitateur magnétique. Un shutter mécanique permet d'exposer la solution au rayonnement laser que lorsque la mesure est prise. Un thermocouple de type K placé dans la cellule permet le relevé de la température du liquide avec une précision de $\pm 0,1$ °C.

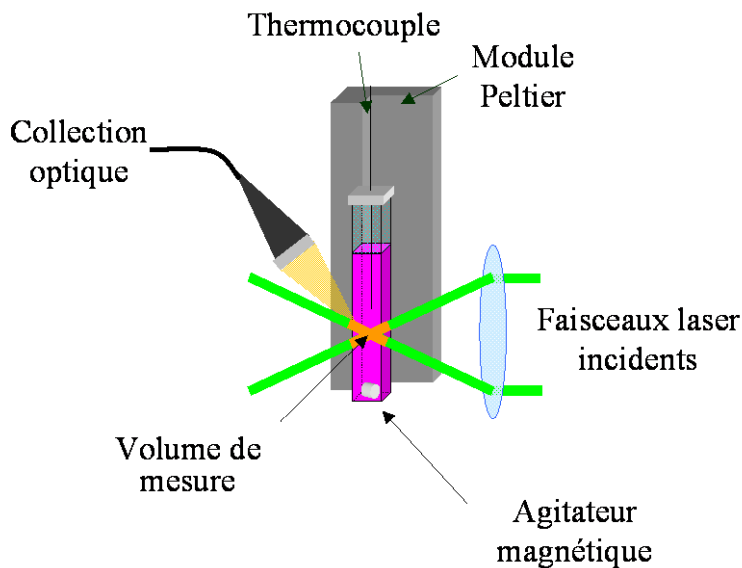


Figure 2.13 Cellule de calibration

Le facteur $\beta(\lambda)$ est déterminé en calculant le rapport de deux spectres de fluorescence $I_{f1}(\lambda)$ et $I_{f2}(\lambda)$ enregistrés dans les mêmes conditions expérimentales pour deux températures différentes suivant :

$$\beta(\lambda) = \ln\left(\frac{I_{f1}(\lambda)}{I_{f2}(\lambda)}\right) / \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) \quad (2.20)$$

Malgré toutes les précautions prises, les conditions d'expérimentation ne peuvent rester parfaitement constantes ; le moindre petit changement dans l'alignement optique

conduit à une petite translation de la valeur de $\beta(\lambda)$ d'une expérience à l'autre, les constantes optiques ne disparaissant pas totalement comme prévu par l'équation (2.20) . Il a été donc décidé d'imposer une valeur identique au $\beta(\lambda)$ à la longueur d'onde $\lambda=560$ nm, choisie arbitrairement.

L'évolution du $\beta(\lambda)$ est reportée sur la Figure 2.14 pour le cas du pyrrométhène C97-8C9 dissous dans le 3-pentanone, le n-dodécane et l'éthanol. La tendance est la même pour chaque solvant. La sensibilité en température est plutôt faible dans la zone allant de 530 nm à 575 nm, puis augmente fortement pour finalement rejoindre un plateau vers 600 nm. De plus, la sensibilité spectrale de l'éthanol et du 3-pentanone se superpose quasiment alors que le n-dodécane présente une sensibilité en température bien plus importante.

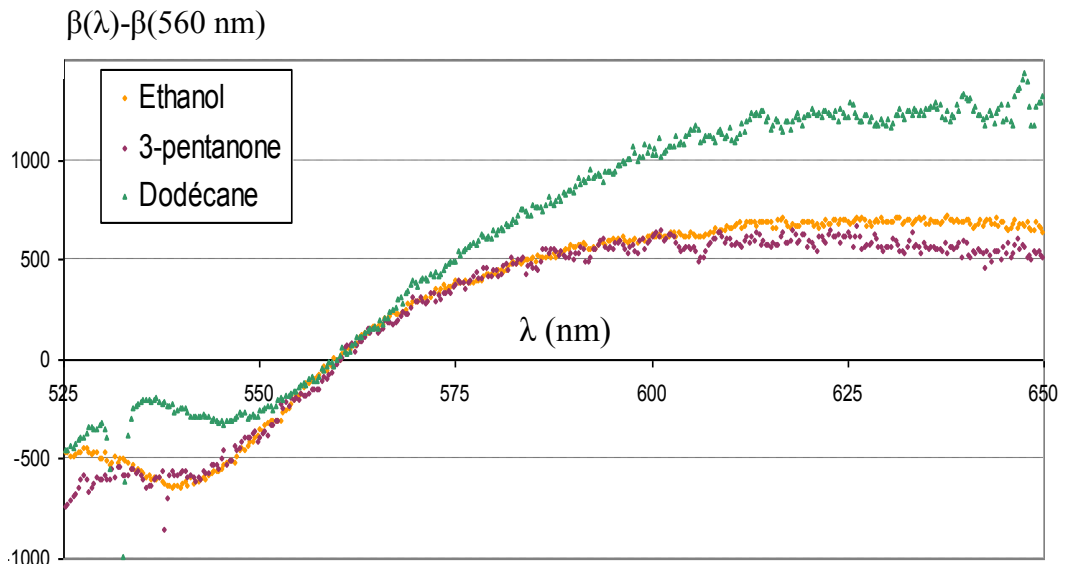


Figure 2.14 Evolution de $\beta(\lambda)$ pour différents composés purs : l'éthanol, le 3-pentanone et le n-dodécane.

L'étude a été élargie aux différents mélanges (éthanol/ 3-pentanone et 3-pentanone/n-décane) afin de compléter cette étude. Le facteur de sensibilité à la température est représenté sur les Figure 2.15a) et b) pour différentes fractions volumiques Z en 3-pentanone. Il apparaît dès lors une faible influence de la composition sur le facteur $\beta(\lambda)$ pour les deux types de mélanges.

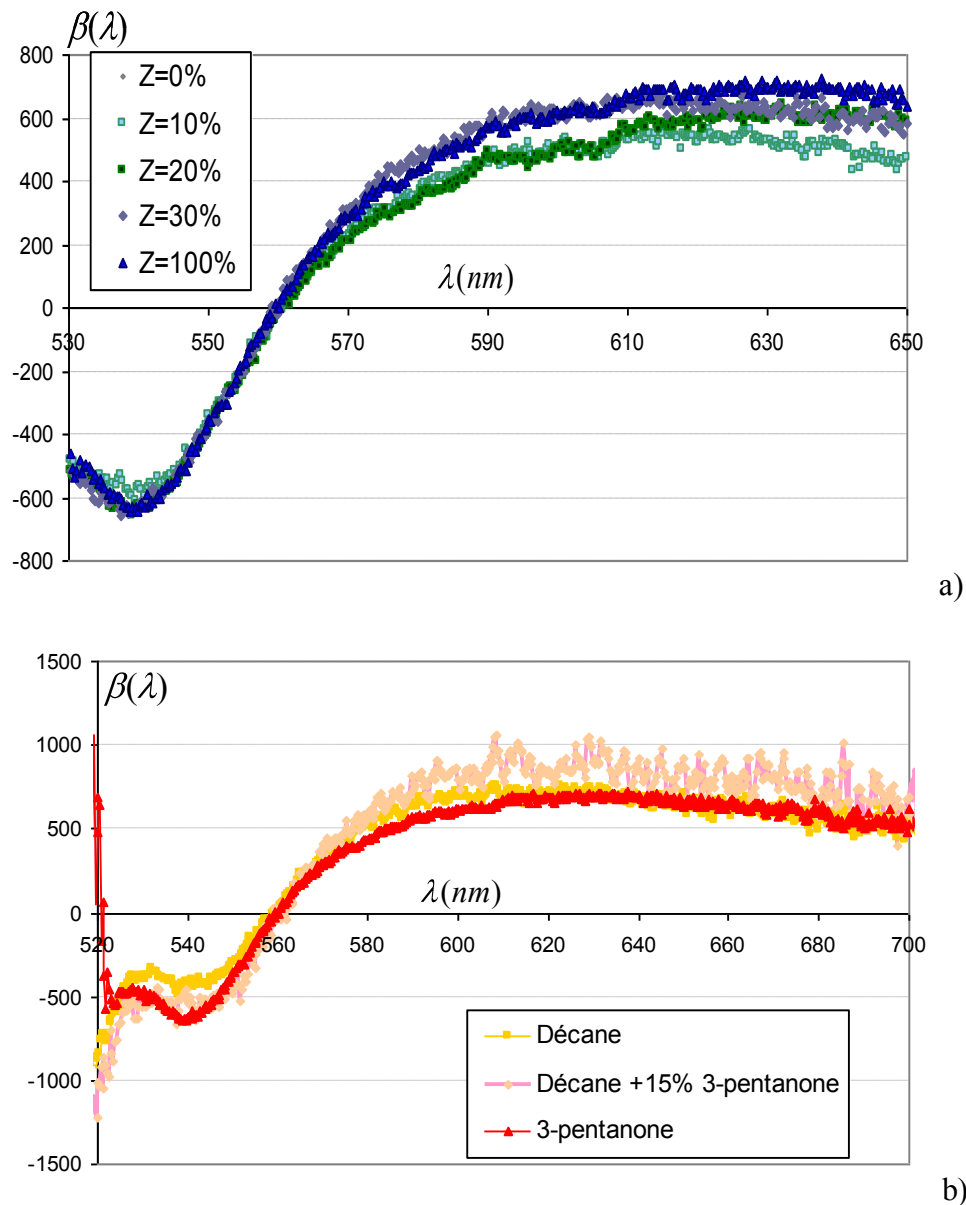


Figure 2.15 Evolution de $\beta(\lambda)$ pour différentes compositions des mélanges ($Z = Z_{3\text{-pentanone}}$):

- a) mélange éthanol / 3-pentanone
- b) mélange n-décane / 3-pentanone

Cette caractéristique est particulièrement intéressante pour l'étude de combustible bicomposant s'évaporant et dont la composition évolue au cours de l'expérience. La composition du liquide n'affectant pas la sensibilité en température et le niveau du signal de fluorescence, les mesures peuvent alors être réalisées aussi facilement que dans les cas de combustibles monocomposant. L'expression du signal de fluorescence devient alors celle correspondant à un combustible monocomposant.

7.4. MISE EN APPLICATION DE LA LIF 2 COULEURS APPLIQUEE A LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE GOUTTES MONOCOMPOSANT ET BICOMPOSANT

7.4.1. DESCRIPTION GENERALE

Le combustible préalablement ensemencé en pyrrométhène C97-8C9 est injecté sous forme de gouttelettes. Lorsqu'une goutte traverse un faisceau laser, la représentation de l'intensité du signal de fluorescence en fonction du temps décrit une courbe en forme de cloche (Figure 2.16). La goutte commence en effet à émettre un signal de la fluorescence à son entrée dans le volume de mesure, puis cette intensité de fluorescence devient maximale lorsque la goutte est centrée dans ce volume et enfin le signal de fluorescence disparaît lorsque la goutte sort du volume de mesure. Ce dernier correspondant au V_c dans l'équation (2.16), est défini par l'intersection du volume de collection des photons de fluorescence avec la goutte et la zone excitée par le faisceau laser. Il apparaît donc clairement que la température n'est pas le seul paramètre susceptible de modifier l'intensité de fluorescence. Cependant, l'évolution de ce volume V_c induite par le passage de la goutte au sein du volume d'excitation laser n'est pas quantifiable. De même, les gouttes s'évaporant, leur diamètre régresse entraînant ainsi une variation de la concentration du traceur fluorescent C_{v_0} , elle aussi paramètre de l'équation (2.16). Enfin, l'intensité laser incidente I_0 est tributaire de la stabilité laser, et sa distribution spatiale est de nature gaussienne, ce qui montre une fois de plus que l'intensité dépend de la position relative de la goutte par rapport au faisceau laser.

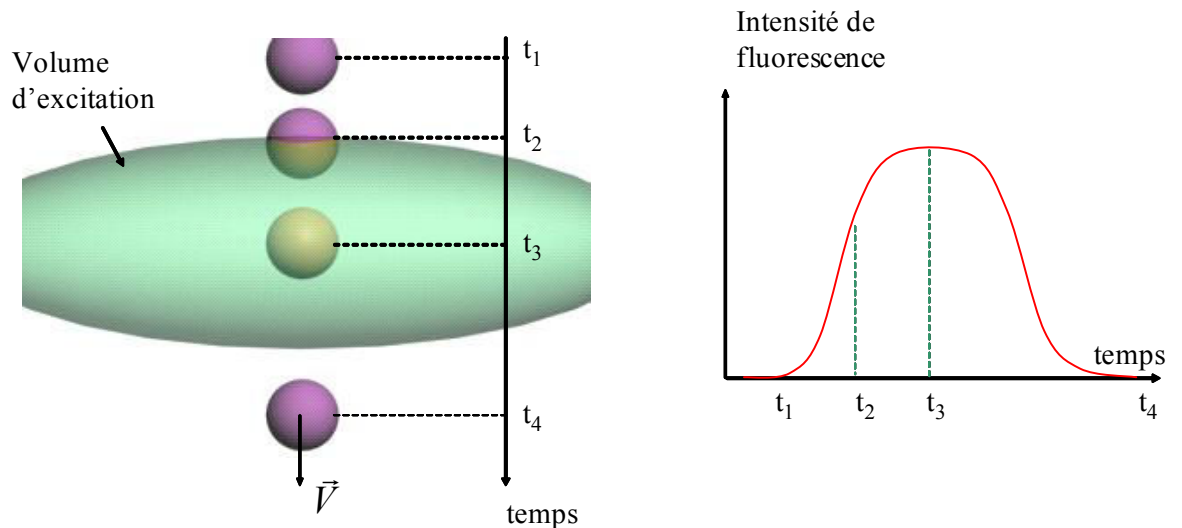


Figure 2.16 Evolution du signal de fluorescence lors du passage d'une goutte dans le volume de mesure

Afin de lever ces ambiguïtés, Lavieille [54] puis Castanet [50] ont développé la technique de LIF à deux couleurs consistant à mesurer simultanément sur deux voies de mesure, le signal de fluorescence correspondant à deux bandes spectrales distinctes notées avec les indices 1 et 2. La fluorescence détectée sur la première bande spectrale s'exprime selon :

$$I_1(T) = K_{opt,1} K_{spec,1} V_c I_0 C_{v_0} e^{\frac{A_1 + B_1}{T^2 + T}} \quad (2.21)$$

De manière analogue, celle détectée sur la seconde voie s'exprime par :

$$I_2(T) = K_{opt,2} K_{spec,2} V_c I_0 C_{v_0} e^{\frac{A_2 + B_2}{T^2 + T}} \quad (2.22)$$

Le calcul du rapport des intensités R_{12} permet alors d'éliminer la dépendance à la concentration en traceur, à l'intensité laser incidente et au volume de mesure. Ce rapport s'écrit :

$$R_{12}(T) = \frac{I_1(T)}{I_2(T)} = \frac{K_{opt,1} K_{spec,1}}{K_{opt,2} K_{spec,2}} e^{\frac{A_1 - A_2}{T^2 + T} + \frac{B_1 - B_2}{T}} \quad (2.23)$$

Reste dans cette expression les constantes K_{opt} et K_{spec} qui dépendent entre autre des filtres optiques et des photodétecteurs utilisés. Ces constantes ne sont pas quantifiables directement et peuvent être éliminées grâce à une mesure de référence réalisée à température connue. Le rapport des intensités de fluorescence s'exprime alors selon la relation :

$$\ln\left(\frac{R_{12}(T)}{R_{12}(T_{ref})}\right) = A_1 - A_2 \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_{ref}^2}\right) + B_1 - B_2 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}}\right) \quad (2.24)$$

Le couple de coefficients $(A_1 - A_2)$ et $(B_1 - B_2)$ caractérise la sensibilité du système de mesure aux variations de la température. Les plages de détection associées aux voies 1 et 2 doivent offrir la plus grande sensibilité possible afin d'obtenir la meilleure précision sur la mesure de température.

7.4.2. SELECTION DES BANDES SPECTRALES DE DETECTION

Afin de déterminer avec précision la température des gouttes, deux bandes spectrales de détection sont sélectionnées de telle sorte que la sensibilité en température correspondante soit la plus différente possible. L'étude précédente portant sur la spectroscopie du pyrrométhène C97-8C9 a démontré que la tendance observée pour le comportement du $\beta(\lambda)$ est la même pour chaque solvant. La sensibilité en température est plutôt faible dans la zone allant de 530 nm à 580 nm, puis augmente

fortement pour finalement rejoindre un plateau vers 600 nm. La disponibilité des filtres interférentiels sur le marché a orienté notre choix sur :

- bande 1: [540 nm ; 560 nm] (largeur de la bande spectrale: 20 nm)
- bande 2: [590 nm ; 610 nm] (largeur de la bande spectrale: 20 nm)

La Figure 2.17 présente la superposition de ces bandes spectrales et les tracés du $\beta(\lambda)$ de la Figure 2.15a).

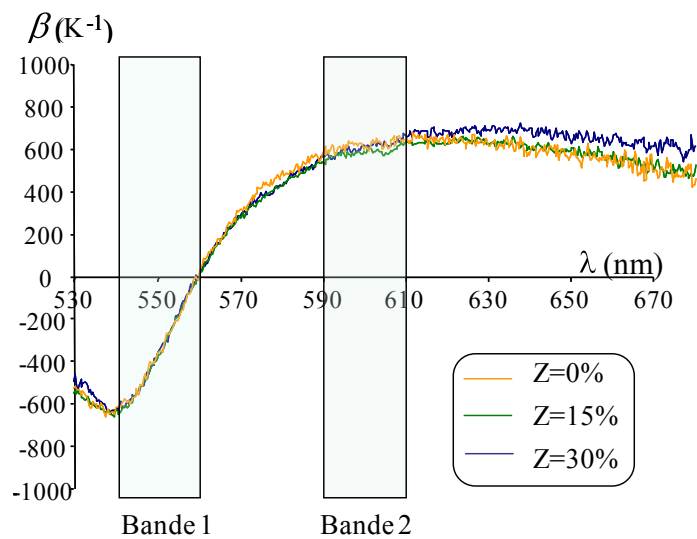


Figure 2.17 Choix des bandes spectrales de détections : optimisation de la sensibilité en température du rapport de fluorescence. Cas du mélange éthanol/3-pentanone

Caractéristique intéressante inhérente à ce choix, l'intensité de fluorescence est assez élevée et relativement bien équilibrée sur chaque bande spectrale, comparativement à la rhodamine B.

Il est dès lors possible d'estimer l'influence sur le rapport de fluorescence de la ré-absorption du signal de fluorescence due au recouvrement partiel des spectres d'émission fluorescente et d'absorption. Le calcul s'appuie sur la loi de Beer-Lambert (2.18) , avec $\varepsilon(\lambda_c)$ provenant de l'étude spectroscopique préliminaire (paragraphe 2.3.2). Dans ce cas présent, l'influence de la ré-absorption sera estimée en prenant la longueur d'onde centrale λ_c des deux bandes spectrales de détection, respectivement 550 nm et 600 nm. Les valeurs des coefficients d'extinction sont respectivement de l'ordre de $10^{-6} \text{ mol}^{-1} \cdot \text{l} \cdot \text{m}^{-1}$ et $5 \cdot 10^{-5} \text{ mol}^{-1} \cdot \text{l} \cdot \text{m}^{-1}$ pour 550 nm et 600 nm. En considérant un chemin optique de 100 μm correspondant approximativement au diamètre des gouttes générées lors de nos expériences et connaissant la concentration en traceur ($C_v=10^{-6} \text{ mol} \cdot \text{l}^{-1}$), l'influence du phénomène de ré-absorption sur le rapport de fluorescence demeure inférieure à 0,004% ce qui est négligeable.

7.4.3. CHAÎNE D'ACQUISITION DU SIGNAL

La fluorescence est induite par un laser à argon ionisé de longueur d'onde $\lambda=514,5$ nm. Le montage est conçu pour mesurer conjointement la vitesse des gouttes par LDA (Laser Doppler Anemometry), technique présentée ultérieurement. Le système LDA est composé d'une sonde laser permettant de générer deux faisceaux se croisant issus de la même source. Dans cette sonde, l'utilisation alternée de miroir et de lames séparatrices permet de générer des faisceaux lasers parallèles. Ces faisceaux sont ensuite focalisés à l'aide d'une lentille convergente achromatique (focale 310 mm) pour former à leur intersection le volume d'excitation de la fluorescence. Ce volume prend la forme d'une ellipsoïde de révolution de dimension $115 \times 115 \times 1500 \mu\text{m}^3$ du fait de l'optique utilisée.

Perpendiculairement au plan contenant les deux faisceaux lasers, le signal de fluorescence est focalisé sur une fibre optique à l'aide d'un doublet achromatique. Par la suite, un assemblage de dichroïque et de filtres optiques permet de diviser ce signal sur les bandes spectrales d'intérêts et sélectionnées ci-dessus (Figure 2.18). La lumière laser diffusée par les gouttelettes est filtrée à l'aide d'un filtre notch (Super Notch Plus, Kayser Optical, densité optique 6 à $\lambda = 514,5$ nm). La fluorescence est détectée sur les deux bandes spectrales par deux photomultiplicateurs (Hamamatsu H9307-04) équipés de deux pré-amplificateurs à réponse rapide. Le montage expérimental est plutôt compact et peut être contenu dans une boîte de dimensions 40 cm x 30 cm assurant l'obscurité pour les optiques. Le volume de mesure, résultant de l'intersection des faisceaux lasers et de la projection du centre de la fibre optique, est d'environ $200 \mu\text{m}$ dans la direction des faisceaux lasers incidents et $150 \mu\text{m}$ dans la direction transverse.

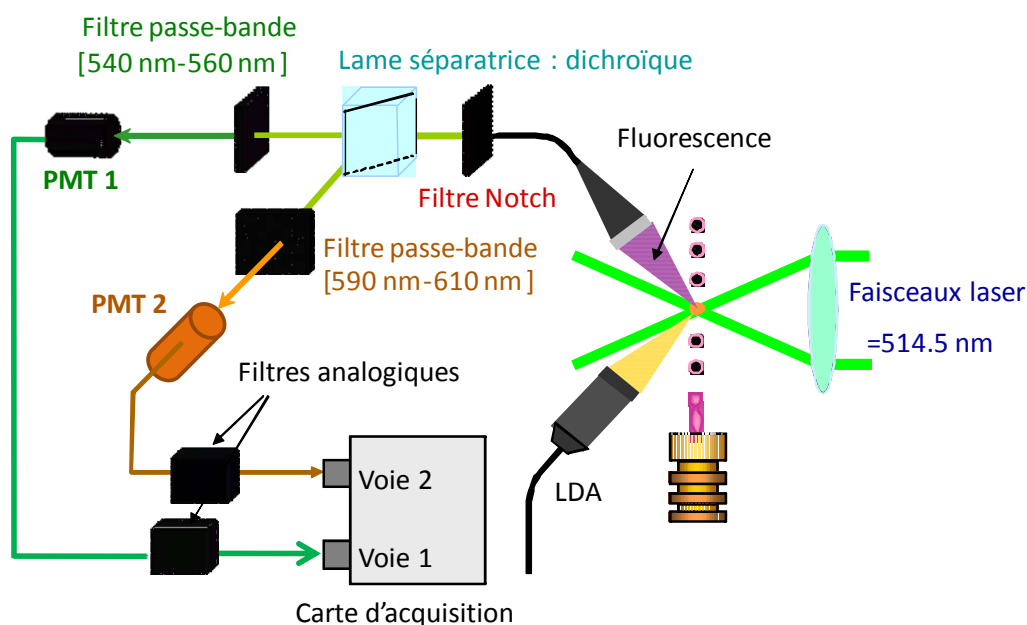


Figure 2.18 Chaîne d'acquisition du signal

Avant d'être enregistré, le signal électrique issu des photomultiplicateurs (gamme de tensions [0V ;1V]) est filtré par des filtres analogiques de fréquence de coupure modulable allant de 20 kHz à 50 kHz. Cette dernière est choisie en fonction de la fréquence de passage des gouttes, correspondant à la fréquence f de la piézocéramique, de telle sorte que le théorème de Shannon soit respecté ($f_{\text{filtre}} > 2.f$). Les acquisitions sont réalisées avec une résolution de 12 bits et une fréquence d'échantillonnage ajustable entre 50 kHz et 10 MHz.

❖ Linéarité de la chaîne de détection.

La linéarité de la chaîne de détection est un élément indispensable à la mise en œuvre de la technique optique de LIF à deux couleurs. En effet, cette caractéristique autorise les simplifications effectuées dans le rapport des intensités de fluorescence. Cette linéarité a été vérifiée en mesurant l'évolution du signal de fluorescence sur les deux voies de détection en fonction de la puissance laser. Dans le domaine de concentration et de puissance considérées, cette loi est linéaire. La Figure 2.19 présente l'évolution des intensités de fluorescence ainsi que celle du rapport résultant en fonction de la puissance laser pour une solution de n-décane ensemencé en pyrrométhène C97-8C9 de concentration $C_v = 10^{-6}$ mol/L. La température de la solution restant constante le rapport de fluorescence doit logiquement être stable. Cependant, il apparaît clairement que le rapport diminue sensiblement lorsque la puissance laser diminue. Pour s'affranchir presque totalement de ce problème, il convient donc de réaliser les mesures avec une puissance laser minimum de 1,6 U.A. correspondant à un niveau de fluorescence de 2100 niveaux (codé sur 4096 niveaux). Ce protocole sera respecté lors de toutes les expérimentations.

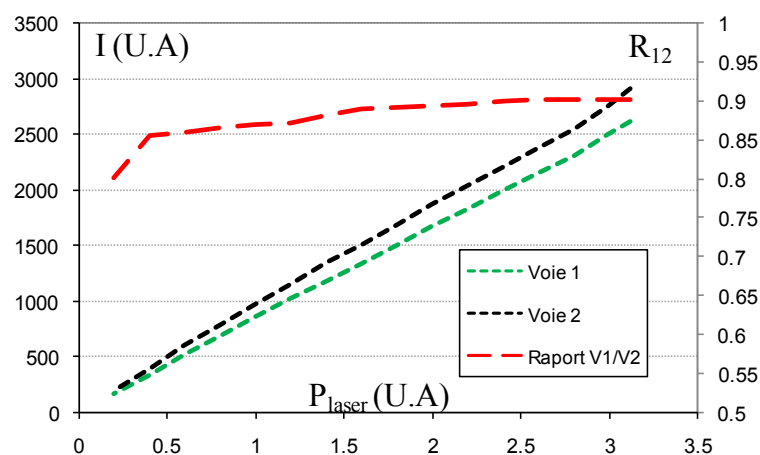


Figure 2.19 Linéarité de la chaîne d'acquisition.

La Figure 2.19 apporte une indication intéressante sur la précision de la mesure. En effet lorsqu'une goutte traverse le volume de mesure, son intensité décrit une

cloche en fonction du temps (Figure 2.16). Ainsi, une partie de la détection se fera pour des intensités dont le niveau équivalent sur la chaîne d'acquisition sera inférieur à 2100 (codé sur 4096 niveaux). Le seuil de détection étant usuellement placé à 200 niveaux, il est intéressant de calculer l'erreur induite par la non-linéarité de la chaîne sur l'intensité calculée pour une goutte de diamètre 115 μm . Un code de lancé de rayon permet de calculer l'intensité collectée par l'optique de collection pour une goutte d'un diamètre donné traversant notre système d'excitation. Les données d'entrée de ce code sont donc :

- l'indice de réfraction du liquide n
- la focale de l'optique de collection et le diamètre de la lentille
- le diamètre de la goutte
- la distribution de l'intensité laser de la zone d'excitation

La courbe obtenue en fonction de l'ordonnée de la goutte par rapport au centre du faisceau gaussien est représentée sur la Figure 2.20. Cette courbe peut facilement être interprétée en fonction du temps, la vitesse de la goutte étant de 10 m/s.

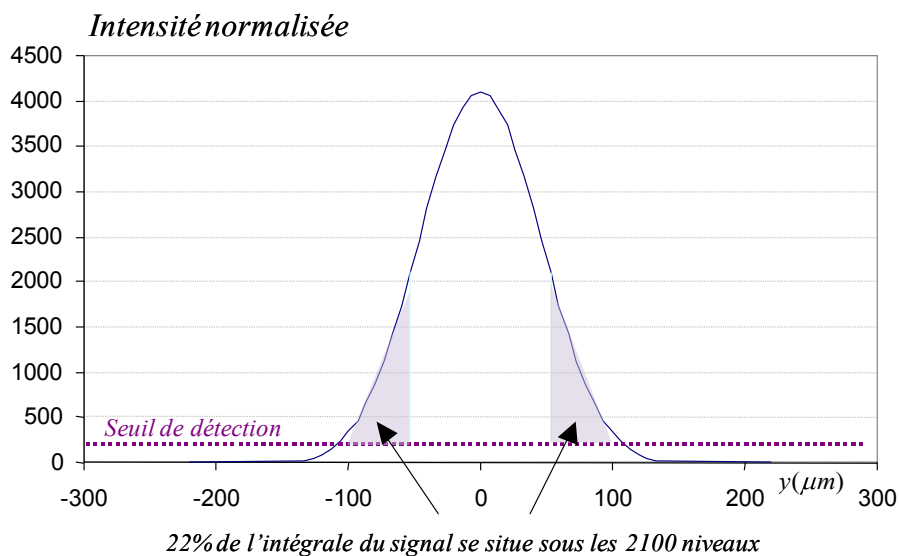


Figure 2.20 Incertitude sur la mesure liée à la non-linéarité de la chaîne d'acquisition

Ainsi, 22 % de l'intégrale du signal se situe sous les 2100 niveaux correspondant à une erreur de 1,6 % sur la valeur du rapport de fluorescence calculé à l'aide des données de la Figure 2.19.

Cependant ce cas de figure n'est pas réaliste car il représente le cas où l'intensité du signal de la goutte est à la limite de la saturation. Lors des expérimentations, la tension des photomultiplicateurs est fixée de telle sorte que pour la température la plus basse, l'intensité du signal se situe juste en dessous de la saturation (l'intensité du signal diminue lorsque la température augmente). Le Tableau 4 présente les relevés d'intensités moyennes lors d'expérimentations concernant le n-dodécane (composé

pur présentant l'échauffement le plus important). L'erreur majorée résultante y est ajoutée pour chaque température mesurée.

I_{moy} (U.A.)	3012	2688	2504	2244
T (°C)	24,8	28,5	32	42
Incertitude sur le rapport %	1,8	2,1	2,3	2,9
Erreur sur la température (°C)	-1,6	-1,9	-2,1	-2,7

Tableau 3 Incertitude liée à la non-linéarité de la chaîne de mesure sur la détermination de la température

Usuellement, l'intensité moyenne du signal collectée se situe aux environs de 3000 niveaux pour une température de 30 °C, la référence étant réalisée pour chaque produit à la température d'injection $T_{inj}=25$ °C. Dans la suite de l'étude, l'échauffement des gouttes sera calculé en faisant la différence avec la première mesure réalisée, mesure déjà affectée par cette erreur. L'erreur résultante sur le ΔT sera alors de l'ordre de 1°C dans le pire des cas.

7.4.4. CALIBRATION DU RAPPORT DE FLUORESCENCE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Cette calibration est nécessaire pour connaître la réponse du système de détection à une variation en température. Elles sont réalisées dans la cellule contrôlée en température décrite dans la section 2.3.2 (Figure 2.13). La température de la cellule est progressivement augmentée et le signal de fluorescence est enregistré sur les deux bandes de détection sélectionnées. L'augmentation en température étant assez faible, il est possible de moyenner à la fois les intensités de fluorescence et les relevés du thermocouple sur deux secondes.

L'incertitude liée à la mesure de température par le thermocouple est estimée à 0,1 °C environ sur la plage de température considérée. Finalement, le rapport de fluorescence R_{12} est calculé et l'évolution de $\ln R_{12}$ est tracé en fonction de $1/T$. L'acquisition du signal sur plusieurs MHz permet d'obtenir une bonne convergence statistique sur les moyennes des intensités de fluorescence. Le rapport entre l'écart RMS des mesures et leurs moyennes est inférieur à 0,12 % sur une voie de mesure conduisant à une erreur possible de 0,25 % environ sur le rapport de fluorescence.

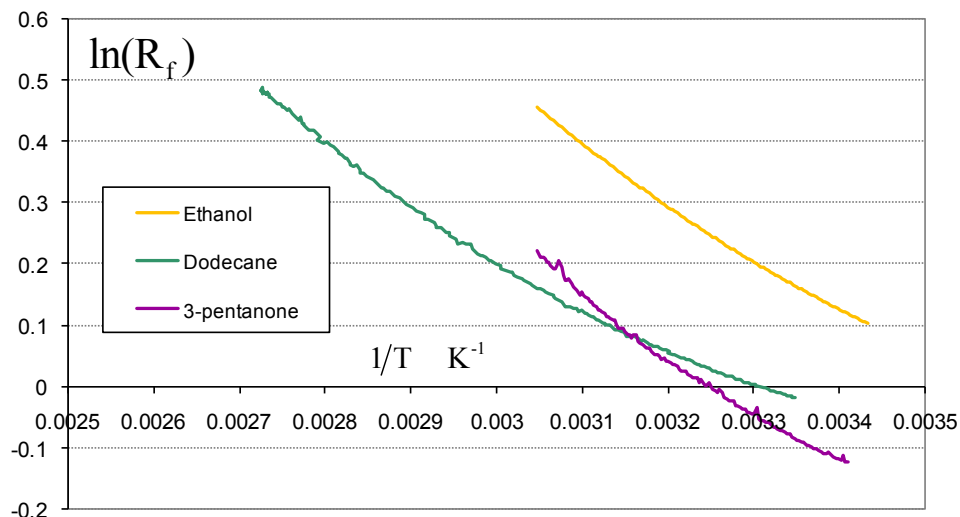


Figure 2.21 Calibrations en température pour différents composés purs : l'éthanol, le 3-pentanone et le n-dodécane.

La Figure 2.21 présente les résultats obtenus pour les composants purs. Il apparaît que le taux de variation du rapport de fluorescence varie de 0,4 %/K à 1,5 %/K. Cette sensibilité dépend bien évidemment de la température mais aussi du composé étudié, par exemple pour le n-dodécane elle vaut de 0,4 %/K à 25 °C et peut atteindre 1,51 %/K pour une température de l'ordre de 100 °C. Le Tableau 4 résume l'ensemble des sensibilités moyennes pour chaque composé pur.

Produits	Acétone	Ethanol	n-heptane	3-pentanone	n-décane	Dodécane
Sensibilité (%/°C)	1,2	0,8	0,9	1,1	0,9	0,9
Plage de mesure	[15°C-52°C]	[18°C-70°C]	[21°C-80°C]	[20°C-90°C]	[22°C-140°C]	[18°C-150°C]

Tableau 4 Sensibilité en température pour chaque produit étudié

En prenant en compte les résultats de la section 2.3.2 concernant la dépendance en température de la section efficace d'absorption, il peut être conclu que la sensibilité en température du pyrrométhène 597-8C9 est majoritairement attribuée à la dépendance en température du rendement quantique de fluorescence. Les résultats relatifs aux mélanges éthanol/ 3-pentanone et 3-pentanone /n-décane sont présentés sur les Figure 2.22a) et b) respectivement. Pour chaque fraction volumique de 3-pentanone et dans les deux cas de mélanges, les courbes de calibration se superposent presque parfaitement. Ces résultats confirment l'hypothèse faite au paragraphe 2.3.2 sur la faible influence de la composition du mélange (représentée par la fonction γ Eq.(2.17)) sur l'expression du signal de fluorescence (2.16). L'effet résultant de ces écarts modérés sur le procédé d'inversion permettant de déterminer la

température peut être évaluée. Dans le pire des cas, l'écart conduit à une variation de température d'environ $\pm 1,1^\circ\text{C}$ pour la plage de température $[20^\circ\text{C}-70^\circ\text{C}]$. Par conséquent, une paire unique de coefficients (A_1-A_2) et (B_1-B_2) peut être utilisée dans le traitement des données pour chaque type de mélange.

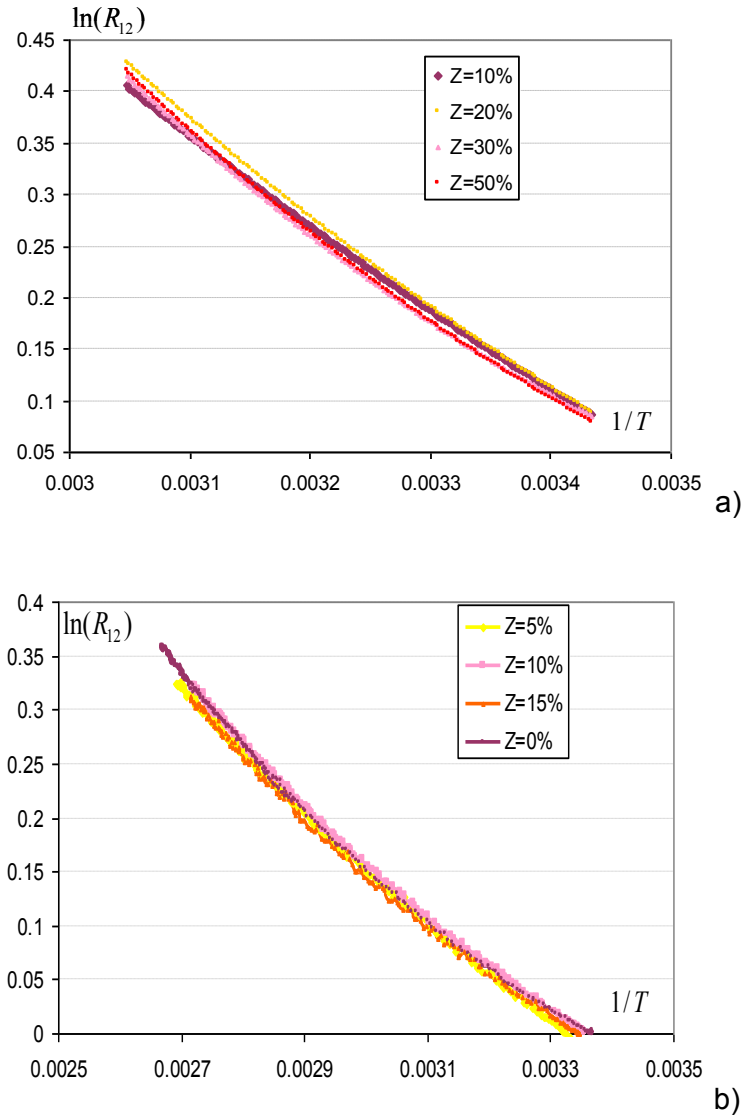


Figure 2.22 Calibrations en température des mélanges ($Z = Z_{3\text{-pentanone}}$)

- a) mélange éthanol / 3-pentanone
 b) mélange 3-pentanone / n-décane

Afin d'estimer l'incertitude sur l'évaluation des coefficients (A_1-A_2) et (B_1-B_2) , il suffit de trouver, parmi les polynômes du second degré enveloppant le rapport de fluorescence dans un intervalle de confiance, les deux couples de valeurs des coefficients polynomiaux étant les plus distants et de les comparer entre eux. Par exemple, les valeurs de (A_1-A_2) et (B_1-B_2) et leurs précisions correspondantes sont reportées dans le Tableau 7 pour le cas de trois produits représentatifs.

Solvant	A=A ₁ -A ₂	ΔA/A (%)	B=B ₁ -B ₂	ΔB/B (%)
Ethanol /3-pentanone	609027	2.2	-5119	1.6
Dodécane	682202	1.8	-4939	1.2

Tableau 5 Coefficients de calibration en température (A₁-A₂), (B₁-B₂) et leurs précisions respectives.

7.4.5. TRAITEMENT DU SIGNAL ET DETERMINATION DE LA TEMPERATURE MOYENNE

Dans un premier lieu, un relevé des intensités est réalisé dans le noir afin d'estimer le bruit de mesure de la chaîne optique sur chacune des voies. De plus, sur des distances relativement élevées par rapport au point d'injection, les gouttes s'écartent de leur trajectoire rectiligne, ce qui engendre une intersection avec le volume de mesure plus ou moins partielle. Afin de s'affranchir de cette déstabilisation, un niveau de détection pour chaque voie, réglable à partir du logiciel, permet de ne pas prendre en compte les acquisitions comportant un niveau de fluorescence trop faible correspondant à des gouttes excentrées par rapport au volume de mesure. Ce protocole favorise les gouttes dont l'intersection avec le volume d'excitation et de collection est importante et permet de s'affranchir des problèmes de non-linéarité de la chaîne de détection évoqués au paragraphe 2.4.3. Pour chaque goutte validée, les intensités dépassant le seuil, sont cumulées sur chaque voie, puis le rapport de fluorescence est calculé (Figure 2.23).

La périodicité du train de gouttelettes étudié permet de pouvoir attendre aussi longtemps que nécessaire afin de s'assurer de la convergence statistique du rapport calculé. L'écart-type sur le rapport peut ainsi être réduit et conduit à une incertitude relative sur la mesure de 0,5 °C. En général, l'acquisition est réalisée 5 fois sur une moyenne de 100000 gouttes avec une fréquence d'échantillonnage de 5 MHz.

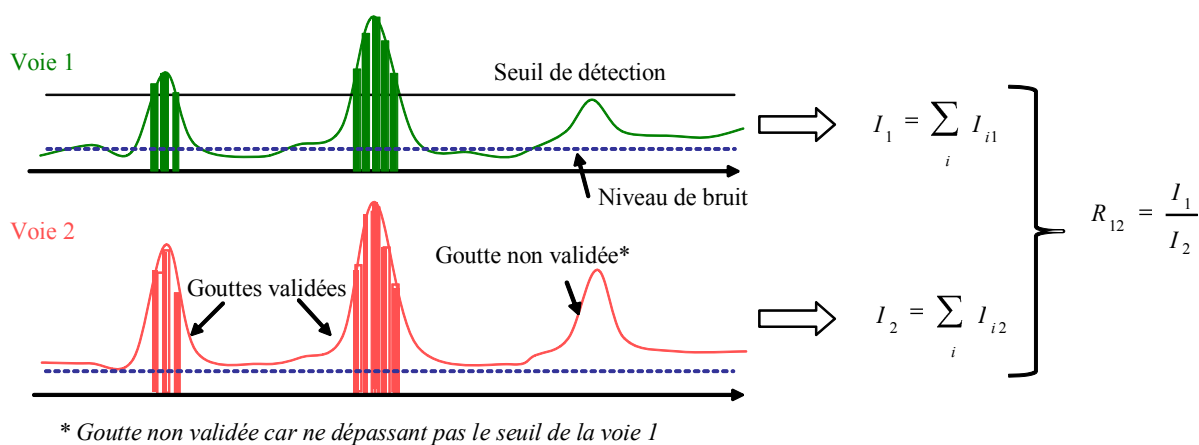


Figure 2.23 Acquisition du signal.

7.4.6. CALCUL DE L'INCERTITUDE DE MESURE SUR LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE PAR LIF DEUX COULEURS

La température déterminée par la LIF à deux couleurs est fonction de différents paramètres. L'expression différentielle de l'équation (2.24) permet d'évaluer l'incertitude sur le diamètre mesuré :

$$T = f(A, B, R_{12}, R_{12_0}, T_0)$$

tel que
$$\frac{\Delta R_{12}}{R_{12}} - \frac{\Delta R_{12_0}}{R_{12_0}} = \frac{\Delta A}{A} \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_0^2} \right) + 2A \left(-\frac{\Delta T}{T^3} + \frac{\Delta T}{T_0^3} \right) + \frac{\Delta B}{B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) + B \left(-\frac{\Delta T}{T^2} + \frac{\Delta T}{T_0^2} \right) \quad (2.25)$$

Les différentes sources d'incertitude sont donc liées à la mesure de la température de référence T_{ref} , à la connaissance des coefficients A et B et du rapport de fluorescence R_{12} ainsi que celui de référence R_{12_0} :

- La température de référence est supposée connue avec une précision de $\Delta T_0 = \pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$,
- L'incertitude relative aux coefficients A et B est donnée dans le Tableau 5,
- Les rapports de fluorescence R_{12} et R_{12_0} sont déterminés à $\pm 0,25$, cette valeur représentant la dispersion RMS des acquisitions sur un point auquel il faut rajouter les 2,1% d'erreur liés à la linéarité du système d'acquisition.

Les incertitudes sur la température relatives à chaque combustibles (pour une température de 30°C) sont présentées dans le tableau. La température de référence est quant à elle toujours fixée à $25 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Combustibles	Ethanol	Acétone	3-pentanone	n-décane	n-dodécane	n-heptane
Incertitude ($^\circ\text{C}$)	$\pm 1,7$	$\pm 1,8$	$\pm 2,1$	$\pm 1,4$	$\pm 1,4$	$\pm 1,7$

Tableau 6 Incertitudes sur la mesure de température relative à chaque combustible pour une température de l'ordre de 30°C .

Cette incertitude semble assez importante, cependant la mesure de la température est réalisée sur un grand nombre de gouttes et répétée plusieurs fois en un point donné, ce qui permet une reproductibilité de la température de $\pm 0,8 \text{ } ^\circ\text{C}$ en pratique.

8. EFFET NON LINEAIRE DE LA TAILLE DES GOUTTES

La technique précédemment décrite a été testée et développée sur plusieurs types de jets monodisperse. Ces tests ont montré un effet non linéaire lié à la taille de goutte influençant le rapport de fluorescence, en particulier lorsque des petites gouttes sont impliquées, cet effet étant inattendu. Ce phénomène avait déjà été mis en évidence sur des études impliquant la sulforhodamine B comme traceur (dans le cadre de la thèse d'Alain Delconte) et est également observé dans le cas du pyrrométhène 597-C8. Dans un premier temps, des expériences préliminaires permettront de caractériser ce phénomène. Celles-ci vont maintenant être présentées ainsi qu'une solution permettant de s'affranchir partiellement de ce phénomène. Cependant ce phénomène n'est à ce jour pas encore totalement compris et expliqué.

8.1. MISE EN EVIDENCE DU PHENOMENE

8.1.1. ORIGINE DE L'ETUDE

Dans le cadre de la caractérisation de température d'un spray d'eauensemencé par de la sulforhodamine B réalisée au LEMTA, une variation du rapport de fluorescence inexplicée est apparue en particulier lorsque la pression d'injection du spray était modifiée. Ce phénomène s'accroissait lorsque la taille moyenne des gouttes du spray tendait à diminuer. Afin d'interpréter cet effet, une étude préalable a été réalisée au LEMTA à l'aide d'un jet de goutte monodisperse. Dans le cas du jet monodisperse, les gouttes en un point donné ont toutes la même histoire : taille, vitesse et température. Sous des conditions isothermes, le rapport des intensités de fluorescence R_{12} est donc constant. Cependant, les expériences ont révélé que le rapport était modifié de manière significative lorsque la taille des gouttes diminuait (Figure 2.24). Dans le cas de la sulforhodamine B en solution dans l'eau, pour les plus grosses gouttes, le rapport de fluorescence est inférieur à la valeur de référence mesurée en cuve à la même température de liquide R_{12_0} ($R_{12} / R_{12_0} < 1$). Ce phénomène peut être expliqué par de la ré-absorption de la fluorescence sur la première bande spectrale en particulier.

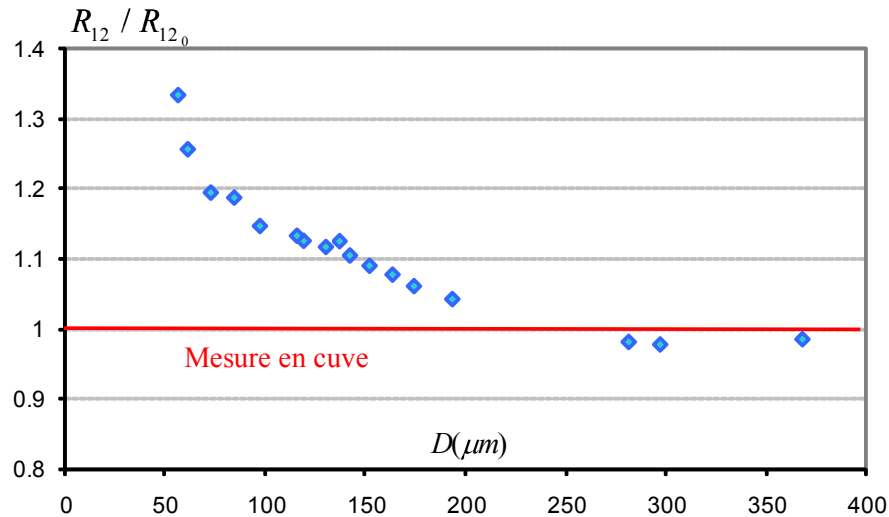


Figure 2.24 Evolution du rapport R_{12} normalisé en fonction de la taille de goutte dans des conditions isothermes : cas de la sulforhodamine B dissous dans l'eau ($C_{v_0} = 5.10^{-6}$ mol/l) (d'après les travaux de thèse d'Alain Delconte)

Dans cette expérience, la concentration en sulforhodamine B est modérée ($C_{v_0} = 5.10^{-6}$ mol/l). Afin de comprendre le phénomène, une étude spectrale a été réalisée en cuve et sur des gouttes de tailles différentes. Ces mesures de spectres sont effectuées avec beaucoup de précautions afin notamment de limiter la longueur du chemin optique du signal de fluorescence et d'éviter ainsi tout phénomène de ré-absorption. Dans un souci de comparaison entre ces différents spectres, réalisés à la fois en cuve et sur des gouttes, ils ont été normalisés par leur propre intensité intégrée sur une bande spectrale où l'effet de taille des gouttes semble négligeable. La bande spectrale [685 nm; 700 nm] a été sélectionnée et la normalisation a été réalisée par application de la relation :

$$S^*(\lambda) = \frac{S(\lambda)}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) d\lambda} \quad (2.26)$$

Les résultats sont présentés sur la Figure 2.25. Le spectre réalisé en cuve coïncide pratiquement avec celui obtenu pour une grosse goutte. Toutefois, un décalage spectral vers le bleu apparaît pour une goutte de petit diamètre, ce qui permet d'expliquer le biais observé sur le rapport de fluorescence.

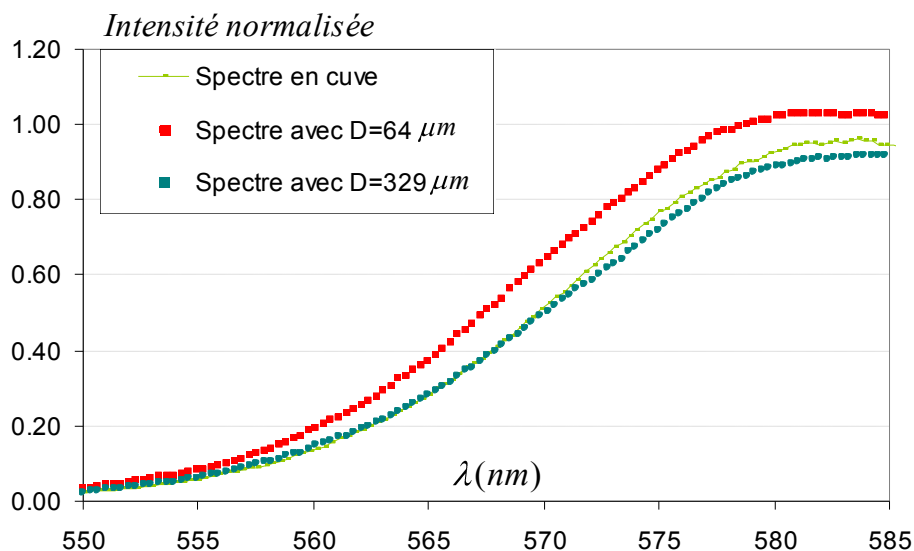


Figure 2.25 Comparaison des spectres de fluorescence obtenus pour différentes tailles de gouttes et réalisé en cuve : cas de la sulforhodamine B dissous dans l'eau ($C_{v_0} = 5 \cdot 10^{-6}$ mol/l).

8.1.2. CARACTERISATION DU PHENOMENE DANS LE CAS DU PYRROMETHENE 597-C8

Des expérimentations similaires ont été effectuées avec le pyrrométhène 597-C8 en solution dans du n-décane pur en faible concentration ($C_{v_0} = 10^{-6}$ mol/l). En jouant entre autre sur les paramètres d'injection du jet monodisperse, il a été possible de calculer le rapport de fluorescence R_{12} pour des gouttes dont le diamètre varie de 45 μm à 300 μm . Les résultats obtenus, rapportés à la valeur de référence réalisée en cuve, sont présentés sur la Figure 2.26.

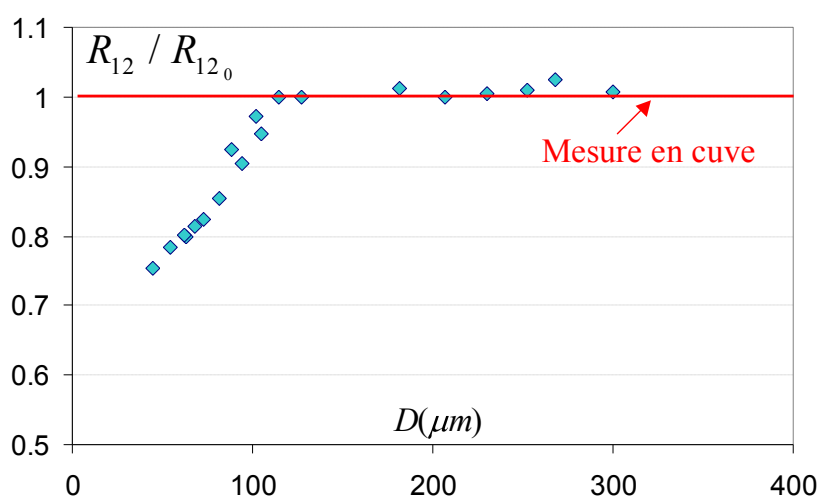


Figure 2.26 Evolution du rapport R_{12} normalisé en fonction de la taille de goutte dans des conditions isothermes.

(Cas du pyrrométhène 597-C8, $C_{v_0} = 10^{-6}$ mol/l, en solution dans le n-décane)

L'effet de la taille des gouttes peut également être mis en évidence. Néanmoins, dans le cas du pyrrométhène 597-C8 dissout dans le n-décane, le rapport chute avec la taille de goutte de manière assez importante, de l'ordre de 30% pour des gouttes de 50 μm par rapport à la référence en cuve ce qui peut entraîner une erreur sur la mesure de température de plus de 30 °C. Aucun phénomène de ré-absorption n'apparaît dans ce cas et le rapport est égal à 1 pour les gouttes de diamètre supérieur à 100 μm . Il est vrai qu'il n'y a que très peu de recouvrement entre les spectres d'émission et d'absorption pour le pyrrométhène 597-C8 [70] (Figure 2.11). Une étude spectrale a également été effectuée. La bande spectrale [517 nm; 534 nm] a été sélectionnée pour la normalisation des spectres présentes sur la Figure 2.27. Une nette déformation du spectre peut être observée, cependant, plus le diamètre de la goutte augmente plus ce spectre tend à se rapprocher de celui obtenu en cuve.

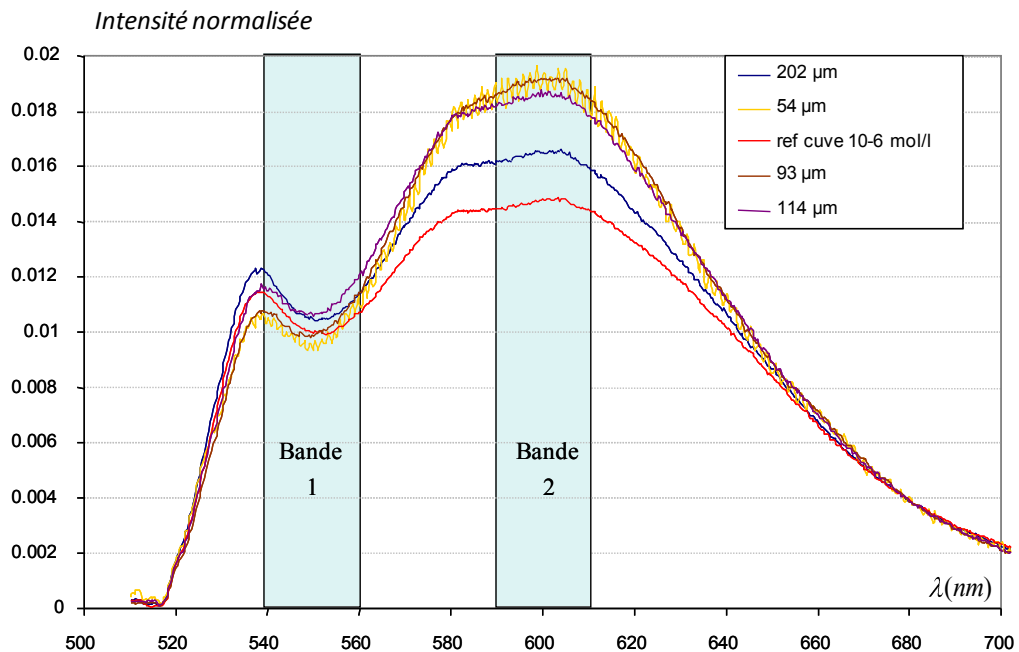


Figure 2.27 Comparaison des spectres de fluorescence obtenus pour différentes tailles de goutte et réalisés en cuve.

(Cas du pyrrométhène 597-C8, $C_{v_0} = 10^{-6}$ mol/l, en solution dans le n-décane)

Ce phénomène a une forte influence sur le rapport de fluorescence perturbant ainsi la mesure de la température moyenne, notamment dans le cas d'un spray dont la polydispersion en taille des gouttes est importante.

Afin de s'assurer que cette influence du diamètre de la goutte est bien découplée de la température, une expérience supplémentaire a été effectuée avec la solution de n-décaneensemencée par le pyrrométhène 597-C8. Les gouttes ont été injectées à une température de 51 °C. Les résultats des mesures de R_{12} / R_{12_0} sont représentés sur la Figure 2.28, la référence en cuve R_{12_0} ayant été mesurée à $T = 26$ °C. Ils sont

comparés à la première série de mesure effectuée à 26 °C. La tendance observée est identique et une translation vers le haut apparaît du fait de la différence de température.

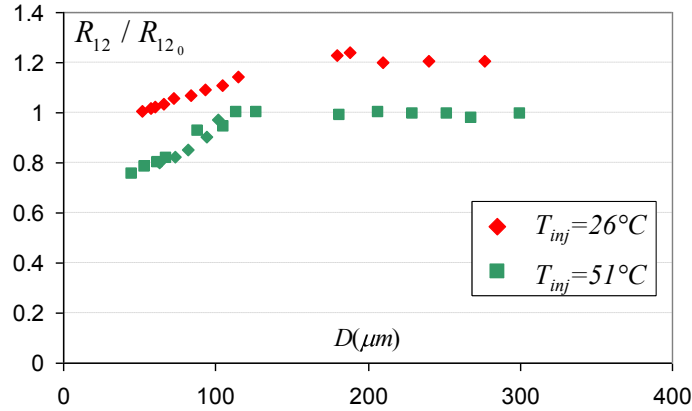


Figure 2.28: Evolution du rapport R_{12} normalisé en fonction de la taille de goutte pour deux températures d'injection différentes : cas du pyrrométhène 597-C8 ($C_{v_0} = 1.10^{-6}$ mol/l) dissout dans le *n*-décane.

L'effet lié à la taille de goutte semble découplé de la dépendance en température. Cette hypothèse fera l'objet d'une vérification ultérieure. L'équation (2.16) traduisant l'intensité de fluorescence collectée sur une bande spectrale i doit dorénavant prendre en compte ce phénomène. Une nouvelle relation décrivant l'émission fluorescente sur une bande spectrale i peut être formulée ainsi :

$$I_{f,i} = K_{opt,i} K_{spec,i} I_0 V_c C g(D) f(T) \quad (2.27)$$

où $g(D)$ est une fonction empirique décrivant l'effet non linéaire du diamètre.

Le rapport de fluorescence se présente alors sous la forme :

$$R_{12} = K g_{12}(D) f_{12}(T) \quad (2.28)$$

où K représente la constante traduisant le rapport des constantes spectroscopiques et optiques, et $g_{12}(D) = g_1(D) / g_2(D)$. Cette fonction $g_{12}(D)$ a été calculée pour les deux températures d'injections testées ($T_{inj} = 26$ °C et $T_{inj} = 51$ °C) et portée sur la Figure 2.29.

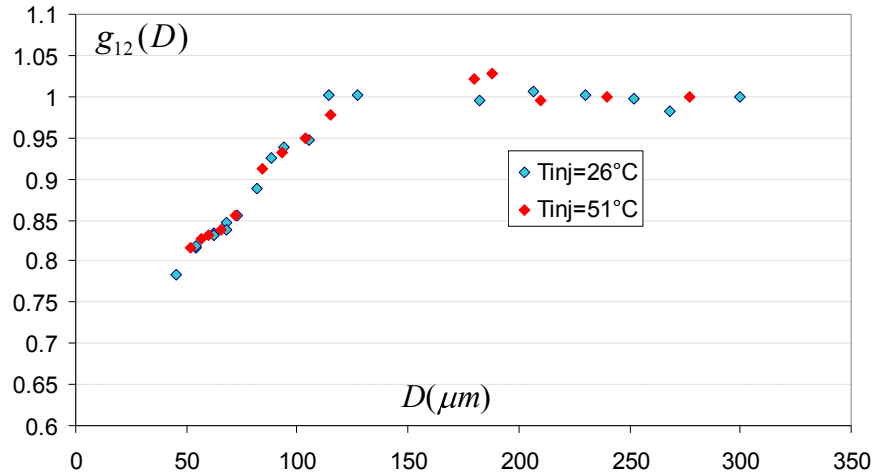


Figure 2.29 Fonction $g_{12}(D)$ calculée pour les deux conditions d'injection.

Les fonctions $g_{12}(D)$ correspondant à deux températures d'injection ($T_{inj}=26^{\circ}\text{C}$ et $T_{inj}=51^{\circ}\text{C}$) sont relativement bien superposées, la moyenne des écarts relatifs étant de 1,1% ce qui est compatible avec une erreur d'estimation de la température d'injection de l'ordre de 1°C . Ainsi, une influence nette du diamètre de la goutte sur le rapport de fluorescence se dessine. L'obtention de la fonction $g_{12}(D)$ doit permettre d'effectuer une correction du rapport de fluorescence si le diamètre de la goutte est connu.

8.2. EFFET DE LA CONCENTRATION DU TRACEUR FLUORESCENT

L'expérience consistant à mesurer le rapport de fluorescence en fonction de la taille de goutte a été renouvelée pour une concentration en traceur dix fois supérieure ($C_{v_0}=10^{-5}\text{ mol/l}$). Cette évolution est reportée sur la Figure 2.30.

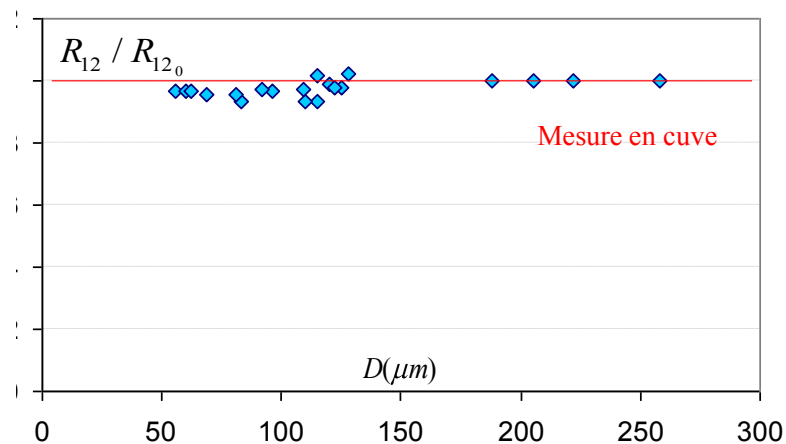


Figure 2.30 Evolution du rapport normalisé en fonction du diamètre, cas du pyrrométhène 597-C8 avec $C_{v_0}=10^{-5}\text{ mol/l}$.

Il apparaît clairement que la variation du rapport est fortement atténuée avec cette forte concentration en traceur. L'effet du diamètre de la goutte sur le signal de fluorescence semble donc être dépendant de la concentration en traceur. La nouvelle expression du signal de fluorescence proposée dans le paragraphe précédent (2.28) peut donc être améliorée.

La fonction g dépend alors à la fois du diamètre D de la goutte mais aussi de la concentration C_{v_0} en traceur. L'influence conjointe de ces deux grandeurs peut être en première approche résumée empiriquement à l'aide d'un nouveau paramètre du type $C_{v_0}^\alpha D^\beta$. Un argument basé sur l'analyse dimensionnelle nous conduit à choisir $\alpha = 1/3$ et $\beta = 1$. En pratique, cela implique, en terme d'effet sur le rapport de fluorescence, que multiplier la concentration par 10 équivaut à augmenter le diamètre de la goutte par un facteur 2,5 environ. La nouvelle expression du signal de fluorescence collectée sur une bande spectrale i devient :

$$I_{fi} = K_{opt,i} K_{spec,i} V_c I_o C_{v_0} g_i(C_{v_0}^{1/3} D) f_i(T) \quad (2.29)$$

où g_i est une fonction introduite empiriquement tenant compte de l'influence combinée du diamètre de la goutte et de la concentration en traceur. Pour valider expérimentalement cette expression, le rapport de fluorescence normalisé par rapport à la référence en cuve obtenu dans les mêmes conditions optiques et à la même température est représenté en fonction du paramètre $C_{v_0}^{1/3} D$ sur la Figure 2.31. Les comportements obtenus pour les deux concentrations semblent se superposer.

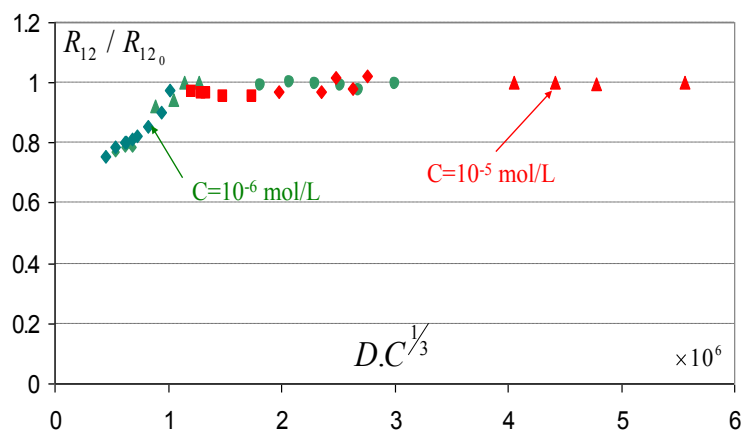


Figure 2.31 Evolution du rapport normalisé en fonction du paramètre $C_{v_0}^{1/3} D$ (cas du pyrrométhène 597-C8)

Une conséquence intéressante de ce modèle concerne le cas de goutte s'évaporant. Dans ce cas, le diamètre de la goutte décroît continûment suite à l'évaporation du liquide volatile. Cependant, le traceur fluorescent lui ne s'évapore pas, ce qui implique que la quantité $C_{v_0}^{1/3} D$ demeure constante durant l'expérience. Ainsi,

l'évolution de la température mesurée n'est pas affectée par la variation de la taille de goutte pendant l'évaporation. De l'équation (2.29) il apparaît clairement que la détermination de la température des gouttes de petites tailles nécessite une connaissance précise de la fonction $g_i(C_v^{1/3}D)$. L'étude suivante sur le jet monodisperse ne sera en aucune façon impactée par cet effet non linéaire de la taille de goutte, les expériences étant réalisées pour des gouttes de diamètres supérieurs à 100 μm . Dans le cas d'un spray (chapitre 4), la connaissance de la distribution en taille de goutte permettra de déterminer la concentration optimale en traceur et l'erreur générée par la polydispersion en taille.

8.3. TENTATIVE D'EXPLICATION DU PHENOMENE

La modification de la distribution spectrale de la fluorescence observée dans un spray est directement liée à l'addition de la contribution individuelle de chaque gouttelette traversant le volume d'excitation. Même si le phénomène reste toujours non expliqué, quelques suppositions de l'origine de l'effet de taille de goutte sur la distribution spectrale de fluorescence peuvent être discutées.

Une première interprétation du phénomène proviendrait d'apparition d'émissions stimulées au sein de la goutte du fait de l'apparition de mode de résonances morphologiques [71]. Quand de petites gouttelettes sont impliquées, une partie de la lumière incidente peut être prise au piège aux alentours de la surface de la gouttelette, au-delà de la limite de l'angle de réflexion. L'amplification de quelques longueurs d'ondes du spectre de fluorescence peut survenir si la phase de l'onde est inchangée après un nombre entier de rotation dans la goutte. En raison des hauts niveaux d'énergie alors mis en jeu, il peut en résulter une émission stimulée du traceur fluorescent et les gouttelettes se comportent alors comme des microcavités, conduisant à des pics dans le spectre de fluorescence. Ce phénomène, appelé MDR (Morphology Dependent Resonance), est principalement fonction de la taille des gouttes, de la longueur d'onde, de l'absorption et du spectre d'émission du traceur. La présence de MDRs dépend de la concentration en traceur fluorescent. Néanmoins, aucun pic n'a été observé sur les spectres de fluorescence mesurés, probablement à cause de la faible résolution du spectromètre qui est limitée à 1 nm et du fait que les spectres ne sont pas enregistrés sur une gouttelette seule, mais sur une collection de plusieurs milliers de gouttelettes. L'émission stimulée est fortement réduite voire complètement supprimée en augmentant les pertes le long du chemin optique, qui croît lorsque la concentration en traceur augmente, ce qui est cohérent avec les

[71] Azzouz H, Alkhafadiji L, Balslev S, Johansson J, Mortensen NA, Nilsson S, Kristensen A (2006) Levitated droplet dye laser. Opt Express 14: 4374-4379.

observations expérimentales. Néanmoins, des études plus poussées doivent être menées afin de tester valablement cette hypothèse, notamment en réalisant des spectres à haute résolution sur des gouttes individuelles.

Une autre interprétation peut être liée à l'augmentation de la densité locale de l'énergie excitatrice en certaines zones de laquelle la taille de goutte décroît. Les zones de fortes intensités pourraient avoir une influence sur les mécanismes de désactivation non radiative. Ce type de phénomène conduit en général à une modification du spectre, comme cela a été observé dans le cas de la Rhodamine 6G, dans des conditions statiques [72]. Cependant, cette hypothèse reste peut convaincante étant donné que la goutte est en mouvement, ce qui conduit à un temps d'exposition à l'intensité lumineuse assez faible.

Une dernière hypothèse, nettement plus convaincante provient des travaux antérieurs de Habuchi et al. [73]. La durée de vie de la fluorescence de la rhodamine 6G (R6G) en solution dans des gouttelettes composées mélange d'éthylène glycol et d'eau, dispersées dans une matrice solide, a été mesurée. Une diminution tout à fait significative de la durée de vie de la fluorescence de la R6G a été constatée lorsque le diamètre des gouttelettes diminue. Une influence de la concentration en R6G est également notée. Parallèlement, des mesures de spectrométrie d'absorption révèlent une formation de dimères de la R6G, facilitées par la diminution du diamètre des gouttes et l'augmentation de la concentration en R6G. Ainsi, le dimère aurait tendance à provoquer un important quenching de l'état excité du monomère. Parallèlement, l'étude spectrale révèle une extension du spectre vers les basses longueurs d'onde. L'augmentation du taux de production de dimères lorsque le diamètre des gouttes décroît peut être reliée à l'accroissement des forces liées à la tension superficielle, notamment au voisinage de l'interface. Cette hypothèse devra être également soigneusement testée.

9. TECHNIQUES DE MESURE COMPLEMENTAIRES

9.1. VELOCIMETRIE LASER

La vélocimétrie laser Doppler nécessite la mise en œuvre de deux faisceaux lumineux gaussiens issus d'une même source laser. Leur intersection obtenue à l'aide d'une lentille convergente forme une ellipsoïde de révolution de dimension $150 \mu\text{m} \times 1500 \mu\text{m} \times 1500 \mu\text{m}$ au sein de laquelle se crée un réseau de franges d'interférence

[72] Hung J., Castillo J., Marcano Olaizola A., (2003) Fluorescence spectra of Rhodamine 6G for high fluence excitation laser radiation, *Journal of Luminescence* 101, 263–268.

[73] Habuchi H., Kim H-B, Kitamura N. (2000) Chemical size-effect on fluorescence lifetime of rhodamine 6G in ethylene glycol/water microdroplets in polydimethylsiloxane matrix, *Journal of Photochemistry and Photobiology* 133:189-196.

(Figure 2.32). Ce dernier est constitué de franges supposées quasi-planes orientées parallèlement à la bissectrice des deux faisceaux incidents (formant un angle θ) dont l'espacement δ_f s'exprime selon :

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (2.30)$$

avec λ la longueur d'onde de la lumière laser.

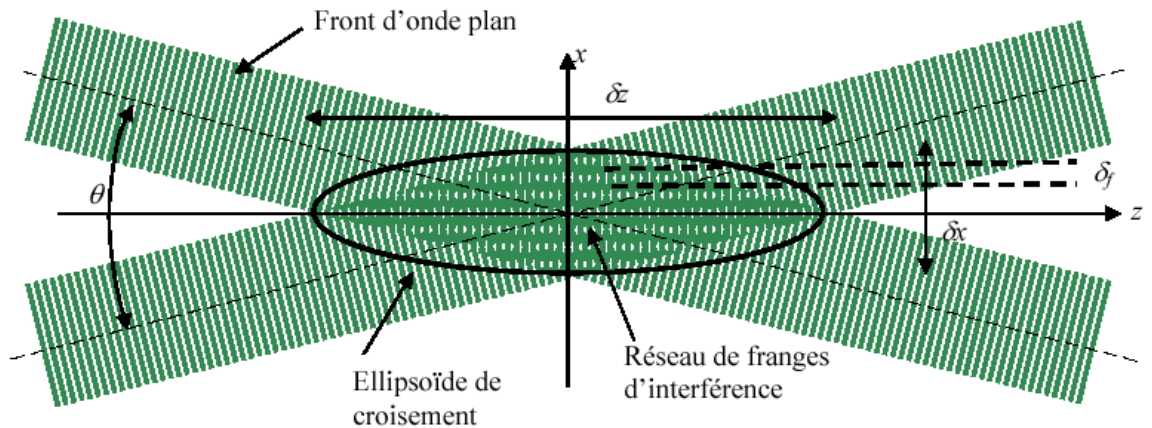


Figure 2.32 Observation des franges d'interférence

Les gouttes qui traversent la zone des franges d'interférence diffusent la lumière vue à une fréquence modulée par la périodicité des franges et la vitesse de passage des gouttes perpendiculairement aux franges (Figure 2.33). Ce signal est capté par un photomultiplicateur qui convertit le signal optique en un signal électrique. Une fois que le signal a été transformé par le photodétecteur, il passe dans un filtre passe-bas qui élimine la composante continue. Un analyseur rapide de spectre (BSA/DANTEC) détermine la fréquence Doppler f_D de modulation obtenue par transformée de Fourier. D'après la relation (2.30), cette fréquence a pour expression :

$$f_D = \frac{U_x}{\delta_f} = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} U_x \quad (2.31)$$

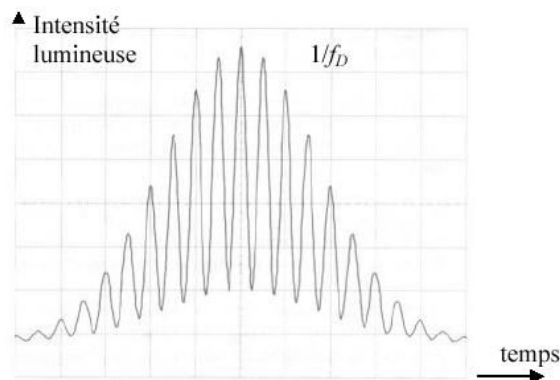


Figure 2.33 Bouffée Doppler captée par le photomultiplicateur

La détermination du signe de la vitesse se fait par la mise en place d'une cellule de Bragg, modulateur accousto-optique qui induit un décalage de fréquence de 40 MHz sur un des faisceaux et impose ainsi un défilement des franges d'interférences, nettement plus rapide que la vitesse de passage des gouttes.

Dans le cas d'un jet de gouttes monodisperse, la seule composante de la vitesse peut ainsi être déterminée à chaque point de mesure et ce de manière très précise puisque la stabilité du jet permet d'effectuer des moyennes sur un très grand nombre de bouffées. La détermination de cette vitesse est très importante car elle permet d'avoir le suivi temporel de l'évolution des paramètres de la goutte comme précisé précédemment.

9.2. MESURE DU DIAMETRE DES GOUTTES

9.2.1. PRINCIPE DE LA MESURE

Afin de caractériser parfaitement l'évaporation de gouttelette, il s'avère nécessaire de déterminer l'évolution temporelle du diamètre des gouttes.

Une goutte éclairée par un faisceau laser permet l'observation d'une figure d'interférence. En effet, les rayons d'ordre 0 (réfléchis) et d'ordre 1 (c'est à dire deux fois réfractés) se superposent en diffusion avant pour former une figure d'interférence (Figure 2.34).

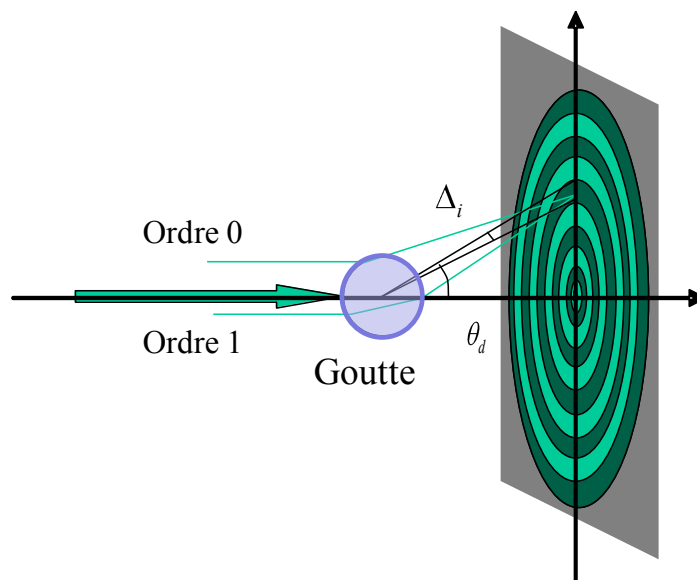


Figure 2.34 Figure d'interférence en diffusion avant.

L'interfrange angulaire peut être reliée au diamètre D des gouttes par la relation (König [74]):

$$D = \frac{2\lambda_{laser}}{\Delta i} \left(\cos\left(\frac{\theta_d}{2}\right) + \frac{n \sin\left(\frac{\theta_d}{2}\right)}{\sqrt{1 - 2n \cos\left(\frac{\theta_d}{2}\right) + n^2}} \right) \quad (2.32)$$

avec θ_d l'angle moyen de l'axe d'observation par rapport au faisceau laser incident, λ la longueur d'onde laser utilisée et n l'indice de réfraction du liquide et Δ_i l'interfrange angulaire.

Il est alors indispensable de connaître avec précision la valeur de l'indice de réfraction n de chaque produit utilisé. Les travaux de Wilms [75] et de Laurent [12] forment une base de données intéressantes et apportent une valeur moyenne obtenue par réfractométrie de ces indices de réfraction. Le Tableau 7 donne un récapitulatif des indices pour chaque produit étudié.

Produit	Ethanol	Acétone	3-pentanone	Décane	Dodécane	Heptane
n	1,36	1,35	1,39	1,41	1,42	1,39

Tableau 7 Indice de réfraction des composés purs à 25 °C

L'indice de réfraction dépend également de la température du liquide et des lois empiriques sont elles aussi à disposition (Laurent, [12]).

Concernant les mélanges bicomposant, l'indice des gouttes sera déterminé par la relation suivante :

$$n_{12} = \chi_1 n_1 + \chi_2 n_2 \quad (2.33)$$

où χ correspond à la fraction molaire du produit i . La composition retenue pour mesurer l'indice sera la composition initiale, étant données les variations modérées attendues durant les expériences. De même les indices seront déterminés à une température correspondant à la moyenne des températures mesurées lors de l'exploitation complète du jet. L'étude d'incertitude présentée dans les paragraphes suivants viendra conforter ce choix.

- [74] König G., Anders K. et Frohn A. (1986) A new light scattering technique to measure droplet diameter of periodically generated moving droplets, J. Aerosol Sci. 17, pp 157-167.
 [75] Wilm J. (2008) Développement et validation de modèles d'évaporation multi-composant, thèse de l'I.S.A.E. Toulouse.

9.2.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La source laser utilisée est un laser à Argon ionisé de longueur d'onde $\lambda = 514,5$ nm, le dispositif étant identique à celui utilisé pour la vélocimétrie laser Doppler à ceci près que l'un des faisceaux est occulté.

Les deux faisceaux se croisent au passage de la lentille convergente de focale 30 mm et l'angle des faisceaux par rapport à l'horizontale est alors de $5,1^\circ$. Afin que la caméra matricielle soit bien sur le même axe que le faisceau laser, cette dernière est alors elle aussi inclinée de 5° ($\pm 0,1^\circ$), cet angle étant mesuré à l'aide d'un inclinomètre.

De plus, afin de minimiser les effets dus aux variations d'indice de réfraction, l'angle autour duquel la figure d'interférence est observée doit être de l'ordre de $\theta_d = 30^\circ$ (Massoli [76]).

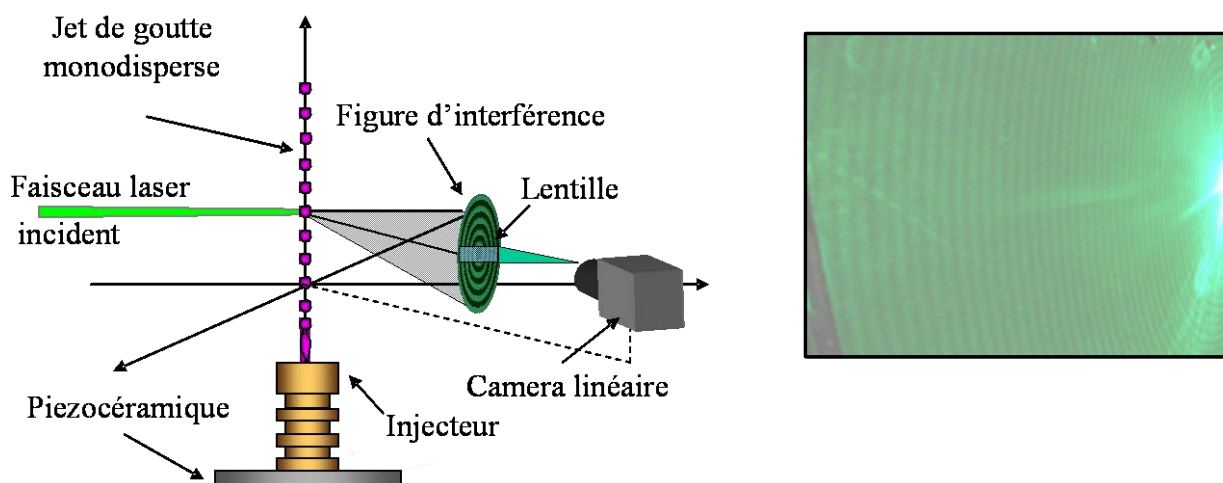


Figure 2.35 Principe de la mesure de diamètre par interférométrie en diffusion avant

La figure d'interférence est imagée à l'aide d'un objectif de focale $f = 300$ mm réglée sur l'infini sur une caméra linéaire et traitée par un logiciel permettant la lecture de la ligne de pixels (Figure 2.35).

9.2.3. ACQUISITION DES DONNEES

L'enregistrement de la figure d'interférence conduit à un diagramme d'intensité comme représenté sur la Figure 2.36.

[76] Massoli P. (1998) Rainbow refractometry applied to radially inhomogeneous spheres: the critical case of evaporating droplets, *Applied Optics* 37: 3227-3235 ets.

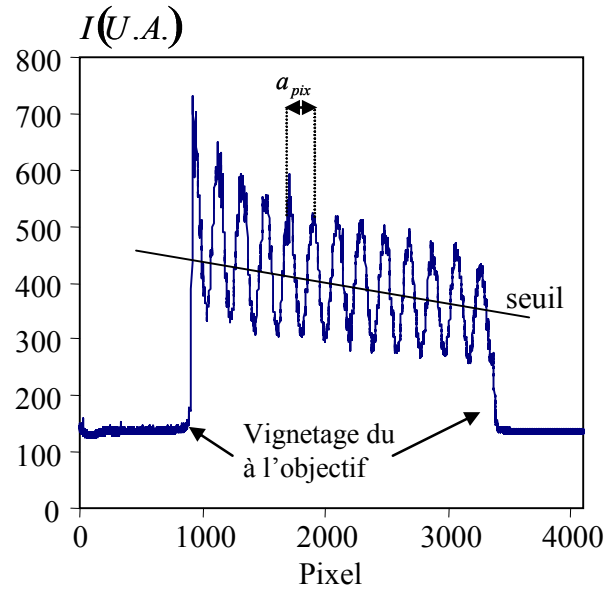


Figure 2.36 Diagramme d'intensité obtenu après traitement de la figure d'interférence.

Le signal obtenu est considéré comme périodique, du fait du faible angle solide de visée de la caméra. Seul l'angle moyen sera pris en compte lors du post-traitement. Le signal présente une structure spatiale périodique avec un vignetage aux extrémités produit par l'objectif de la caméra. Un premier filtrage sans déphasage du signal est effectué sous Matlab. Ensuite, l'extraction des sommets du signal à l'aide d'un seuil permet de déterminer la période moyenne des oscillations sous la forme d'un nombre de pixels a_{pix} .

Connaissant la résolution du capteur utilisé qui est de 4096 pixels mesurant chacun $l_{pixel} = 10 \mu m$ et les caractéristiques de l'objectif de la caméra, il devient possible de déterminer l'interfrange angulaire par la relation :

$$\Delta i = \frac{a_{pix}}{4095} 2 \arctg \left(\frac{l_b}{2f} \right) \quad (2.34)$$

où f représente la distance focale de l'objectif de la caméra, l_b la longueur de la barrette CCD et a_{pix} le nombre de pixels représentant la période moyenne du signal enregistré. Dans le cadre de cette relation (2.9), nous considérerons un angle d'observation moyen θ_d , bien que chaque pixel de la barrette présente un angle différent.

Enfin, la relation (2.32) permet de déterminer la valeur du diamètre D .

9.2.4. ETALONNAGE

Dans un premier lieu, il est difficile de connaître précisément l'angle moyen de visée de la caméra θ_d , fixé aux environs de 30° . Pour cette raison, une procédure

d'étalonnage utilisant des gouttes calibrées a été établie. Le jet monodisperse est alimenté par un débit Q_v déterminé précisément par débitmétrie. Lorsque des gouttes monodisperse sont obtenues il est possible de relier directement le diamètre D au débit liquide Q_v et à la fréquence f d'injection des gouttes :

$$D_0 = \left(f \frac{\pi}{6} \frac{1}{Q_v} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.35)$$

Pour garantir un bon niveau de précision, le liquide est collecté sur un temps relativement long (3 minutes). De plus chaque débit est relevé trois fois, permettant d'obtenir un ordre de grandeur de l'incertitude. De même, pour chaque point, obtenu par interférométrie, un minimum de cinq figures d'interférences sont enregistrées puis traitées.

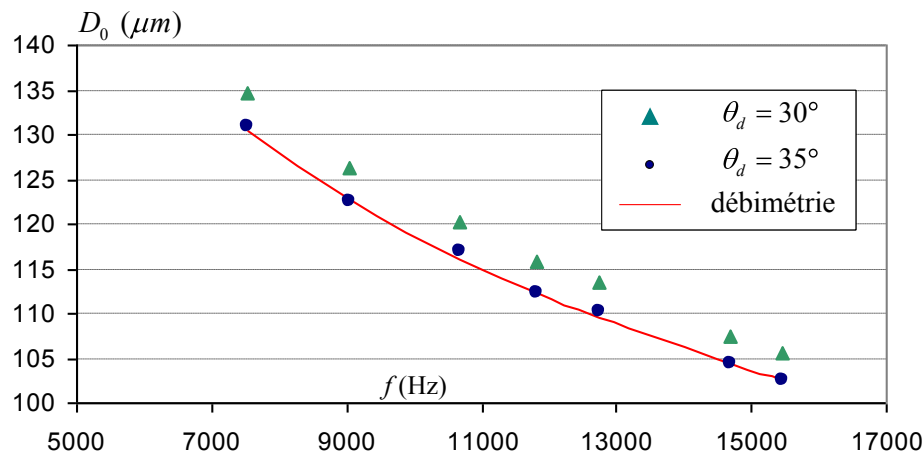


Figure 2.37 Etalonnage de la valeur de θ_d

La valeur de θ_d , permettant d'obtenir un accord optimal entre le diamètre mesuré par débitmétrie et par interférométrie en diffusion avant est de 35° (Figure 2.37). Aux vues des incertitudes expérimentales de mesure du débit, cette valeur est considérée connue à $\pm 0,5^\circ$.

9.2.5. INCERTITUDE DE MESURE

Dans la relation (2.32), trois paramètres déterminés expérimentalement contribuent à l'incertitude :

- l'interfrange Δi , calculée avec une précision de 5 % aux vues du nombre de relevés effectués (aussi grand que souhaité),

- l'angle d'observation θ_d dont l'incertitude associée est déterminée précédemment à $\pm 0,5^\circ$,
- l'indice de réfraction n dont l'incertitude est évaluée à $\pm 0,002$ compte tenu de l'évolution minimale de la température et de la composition du combustible liquide.

Dès lors, l'expression différentielle de la relation (2.32) permet de déterminer la précision de la mesure du diamètre :

$$\Delta D = \left| \frac{\partial D}{\partial \Delta i} \right| \Delta(\Delta i) + \left| \frac{\partial D}{\partial \theta_d} \right| \Delta \theta_d + \left| \frac{\partial D}{\partial n} \right| \Delta n \quad (2.36)$$

Pour un diamètre de 120 μm , voici l'incertitude relative pour chaque produit (la différence provient de l'incertitude vis à vis de l'indice de réfraction évoluant en fonction de la température et donc de la plage de température d'étude de chaque combustible, plus grande par exemple pour les produits peu volatiles comme le n-dodécane) récapitulée dans le Tableau 8.

Combustible	Ethanol	Acétone	3-pentanone	Décane	Dodécane	Heptane
Incertitude (μm)	$\pm 0,8$	$\pm 0,7$	$\pm 1,3$	$\pm 1,2$	$\pm 0,9$	$\pm 1,1$

Tableau 8 : Incertitude relative sur la détermination du diamètre pour chaque composé pur

Cette incertitude varie peu selon les combustibles et est de l'ordre de $\pm 1 \mu\text{m}$ pour une goutte de l'ordre de 120 μm . Les évaporations observées dans cette étude sont assez faibles (environ quelques microns) et cette erreur semble alors importante ; cependant, la rapidité de la technique et la reproductibilité des jets permettent de réaliser plusieurs relevés en un point donné, assurant ainsi une certaine convergence pour la mesure du diamètre. Usuellement, une dizaine de relevés sont effectués en chaque point et l'écart type des mesures est de l'ordre de $\pm 0,3 \mu\text{m}$.

10. CONCLUSIONS

L'utilisation de la configuration simplifiée du jet monodisperse doit permettre de caractériser l'évaporation de gouttes à la fois mono et bi-composant. Grâce à l'utilisation du pyrrométhène C97-8C9, la technique de LIF à deux-couleurs permettra de déterminer la mesure de la température moyenne des gouttes pour une large gamme de combustibles et de mélanges. La détermination du diamètre instantané et de la vitesse instantanée des gouttelettes complétera cette caractérisation permettant

notamment de déterminer les différents flux énergétiques intervenant lors du phénomène d'évaporation.

En particulier, l'influence des interactions aérodynamiques entre gouttes sur les transferts de chaleur et de masse fera l'objet de toute notre attention. L'effet non linéaire lié à la taille des gouttes sur le rapport de fluorescence ne perturbera pas les mesures, les gouttes générées étant toutes de diamètre supérieur à 100 microns. Par contre cet effet sera particulièrement et précautionneusement investigué pour l'étude du spray dans laquelle la polydispersion en taille est importante (chapitre 4).

Chapitre 3 :

ÉTUDE EXPERIMENTALE D'UN JET MONODISPERSE MONO ET BI-COMPOSANT EN EVAPORATION

NOMENCLATURE

Symboles latins

A, B	Constantes	
B_{MouT}	Nombre de Spalding	
C	Paramètre de distance	
C_p	Capacité calorifique	J/K
D	Diamètre	m
f	Fréquence	Hz
K	Taux d'évaporation	m ² /s
l	Longueur de diffusion	m
L	Distance goutte à goutte	m
Le	Nombre de Lewis	
L_v	Chaleur latente	J/Kg
M	Masse molaire	Kg/mol
m	Masse de la goutte	Kg
\dot{m}	Débit massique	Kg/s
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	Pa
Pe	Nombre de Peclet	
Pu	Puissance	W
Q_L	Flux de chaleur entrant dans la goutte	J
R	Rayon de la goutte	m
Sh	Nombre de Sherwood	
T	Température	°C ou K
t	Temps	s
V	Vitesse	m/s
Z	Fraction volumique	

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique	m ² /s
η	Facteur de correction	
λ	Conductivité thermique	W/mK
ρ	Masse volumique	Kg/m ³
χ	Fraction molaire	
Φ	Flux	J

Indices

0	Relatif au premier point de mesure
	Relatif à la goutte isolée sans l'écoulement de Stefan
air	Relatif à l'air
amb	Relatif à l'ambiance
c	Relatif à la convection
$corr$	Paramètre corrigé
$éb$	Relatif au phénomène d'ébullition
eff	Relatif à l'hypothèse de diffusion effective
$éq$	Relatif à l'équilibre thermodynamique
g	Relatif à la phase gazeuse
iso	Relatif à la goutte isolée
l	Relatif à la phase liquide
M	Massique

<i>m</i>	Relatif à la moyenne arithmétique
<i>r</i>	Relatif à l'axe radial
<i>ref</i>	Relatif à un état de référence
<i>T</i>	Thermique
<i>s</i>	Relatif à la surface de la goutte
<i>sat</i>	Relatif au phénomène de saturation
<i>v</i>	Relatif à la vapeur
<i>vap</i>	Relatif à la vapeur ou au phénomène d'évaporation
∞	Relatif à l'infini

CHAPITRE 3 : CARACTERISATION D'UN TRAIN DE GOUTTELETTES MONOCOMPOSANT ET BICOMPOSANT EN EVAPORATION

Ce chapitre va s'attacher à présenter l'étude de jets de gouttes monodisperses évoluant dans une ambiance surchauffée. Dans un premier lieu, une étude sur des combustibles monocomposant se focalisera sur l'influence de la nature du combustible sur les interactions entre gouttes ; en particulier, l'influence des interactions sur les phénomènes de transferts de chaleur et de masse sera étudié. De ce fait, plusieurs composés purs représentatifs de différentes familles de combustible ont été sélectionnés et investigués : l'éthanol, pour les alcools, le 3-pentanone et l'acétone pour les cétones, le n-heptane, le n-décane et enfin le n-dodécane en ce qui concerne les alcanes. L'évaporation des gouttes a été étudiée grâce aux diagnostics optiques présentés précédemment : la température des gouttes (en phase liquide) est déterminée par utilisation de la Fluorescence Induite par Laser (LIF) à deux couleurs, alors que le diamètre est déterminé par interférométrie en diffusion avant. Cette forme simplifiée de spray permet de caractériser avec précision l'évaporation de gouttes monocomposant en maîtrisant les différents paramètres d'injection : le diamètre, la vitesse, la distance entre goutte, la température.

L'étude s'étend ensuite à l'étude de mélanges bicomposant. Les objectifs de cette seconde série d'expérimentations sont multiples et serviront à préparer l'étude d'un spray bicomposant en évaporation. L'intérêt se porte donc dans un premier temps sur le choix judicieux des corps purs, qui constituent les composants du combustible à étudier. Ce choix doit notamment répondre aux impératifs liés à l'implémentation des diagnostics laser pressentis. Préalablement validée pour la mesure de gouttes monocomposant, cette étude va enfin permettre de confirmer la validité de la technique pour des gouttes bicomposant grâce au nouveau traceur, le pyrrométhène 597-C8.

11. ETUDE EXPERIMENTALE D'UN TRAIN DE GOUTTES MONOCOMPOSANT EN EVAPORATION : DE L'INFLUENCE DE LA NATURE DU COMBUSTIBLE SUR LES INTERACTIONS ENTRE GOUTTES

Les expérimentations menées sur un jet monodisperse de gouttes monocomposant en évaporation sont présentées dans ce chapitre. Ces dernières ont été menées sur plusieurs combustibles purs dont les propriétés thermophysiques sont fortement différentes afin de caractériser et de mieux comprendre le phénomène d'évaporation. L'influence de plusieurs paramètres liés à ce phénomène a été testée. Dans un premier lieu, l'intérêt s'est porté sur l'incidence de l'environnement et notamment de la température ambiante. Puis, l'influence de la nature du combustible sur le phénomène

d'évaporation a été investiguée grâce à l'étude de six combustibles représentatifs de volatilités différentes. En particulier l'impact de l'espacement réduit entre gouttes ($C=L/D$) a été étudié. Les résultats expérimentaux sont finalement confrontés aux simulations numériques fondées sur le modèle DCM présenté au cours du chapitre 1.

11.1. L'ENCEINTE D'EVAPORATION

Afin de créer des conditions ambiantes surchauffées, une enceinte thermostatée est implantée autour du jet monodisperse (Figure 3.1). Ce dispositif est constitué d'une enceinte métallique munie d'une enveloppe en céramique alimentée par un générateur d'air chaud. Cette enceinte de 12 cm de diamètre externe est haute de 15 cm.

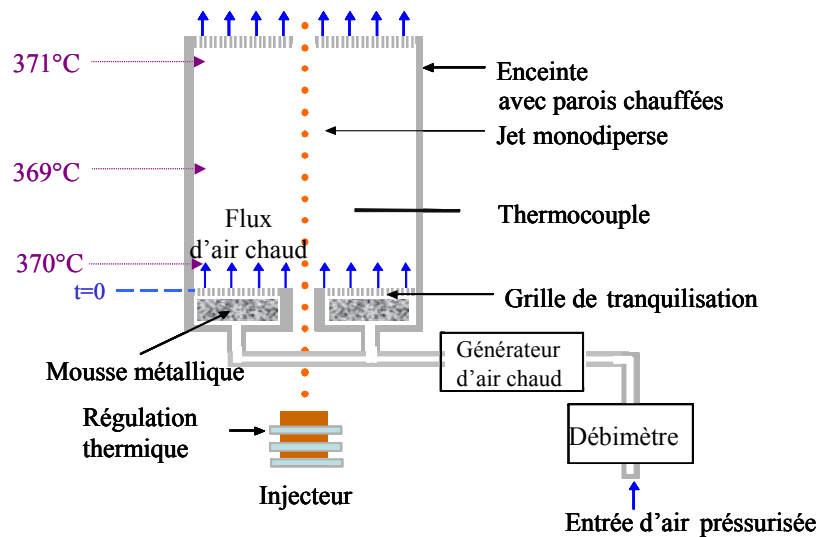


Figure 3.1 Génération des conditions de forte évaporation : schéma de l'enceinte thermostatée

L'air comprimé issu du réseau après passage dans un détendeur permettant d'ajuster sa pression est ainsi chauffé par le générateur et entre par le fond de l'enceinte, il passe ensuite par un système de grilles de tranquillisation ainsi qu'au travers d'une mousse métallique assurant une perte de charge importante permettant de laminariser l'écoulement. Le débit d'air est réglé finement au moyen d'un débitmètre à bille situé en amont du générateur d'air chaud et d'un robinet by-pass placé quant à lui en aval. De ce fait, l'air traverse la chambre à une vitesse assez faible, de l'ordre de 0,3 m/s, alors que la vitesse des gouttes est plutôt de l'ordre de 10 m/s. L'écoulement d'air bien laminarisé ne perturbera donc pas le train de gouttes.

Les gouttes sont ainsi injectées dans une chambre alimentée en air chaud ($T_{air}=600$ K) par un réchauffeur électrique. Afin de limiter les pertes thermiques, une résistance chauffante ($P=350$ W) est insérée au sein même des parois de la chambre

(Figure 3.2). La température de l'air dans l'enceinte est pratiquement uniforme et peut être élevée jusqu'à un peu moins de 400 °C. Des mesures de températures ambiantes par thermocouples ont été effectuées à différentes hauteurs de l'enceinte, ces dernières sont reportées sur la Figure 3.1. Elles témoignent de l'absence de stratification thermique dans l'enceinte.

Les problèmes potentiels liés à la saturation en vapeur ont été pris en considération avec précaution à cause des petites dimensions de la chambre (hauteur interne de 14 cm et diamètre interne de 10 cm) et de la faible vitesse de l'air injecté. Une estimation de la longueur de diffusion de la vapeur L est déterminée en considérant une diffusivité α de la vapeur de combustible dans l'air de l'ordre de $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ et un temps de diffusion t valant 25 ms. Ce dernier étant le temps nécessaire à une goutte pour traverser la chambre. Cette longueur de diffusion peut être estimée par $L = \sqrt{\alpha t} = 0,5 \text{ mm}$, ce qui est négligeable devant le diamètre interne de l'enceinte de 10 cm. Ceci nous assure des conditions de non-saturation en vapeur de combustible.

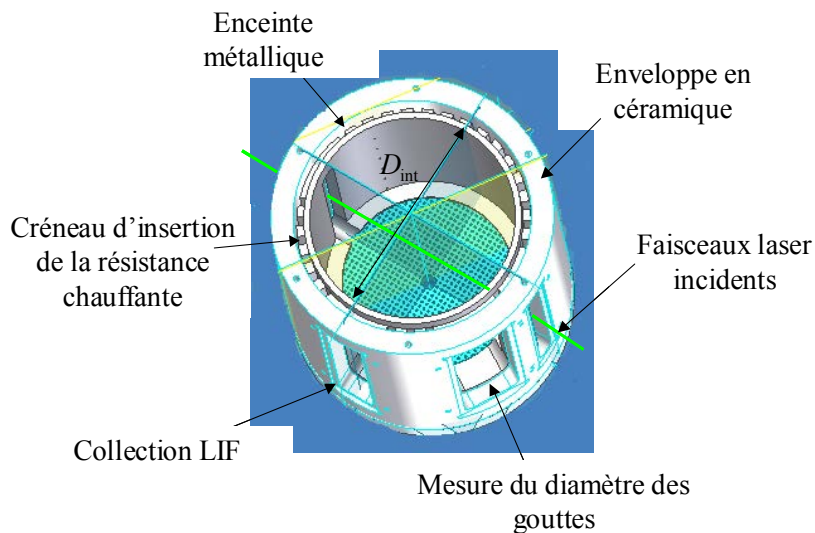


Figure 3.2 Dessin technique de l'enceinte thermostatée

Quatre accès optiques permettent l'implémentation de diagnostics optiques : les deux premiers sont dédiés au passage du laser, le troisième est situé perpendiculairement à l'axe du faisceau laser et utilisé pour la collection du signal de fluorescence. Un dernier, localisé à 30° environ par rapport au faisceau incident, permet la visualisation des interférences nécessaire à la détermination du diamètre des gouttes (voir chapitre 2). L'ensemble est enfin monté sur un dispositif tri-axial motorisé qui assure un parfait ajustement de l'enceinte par rapport au jet de gouttelettes et aux différents dispositifs de métrologie.

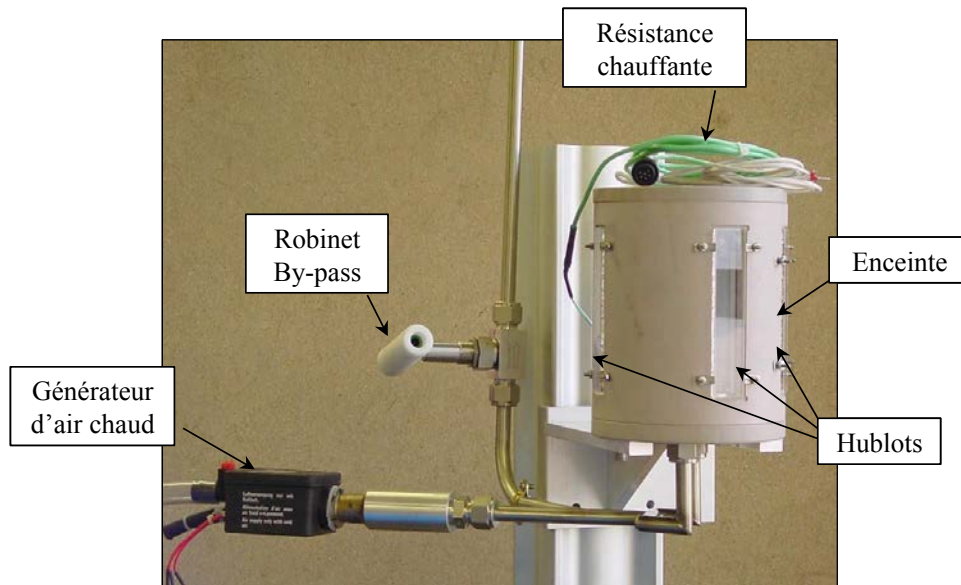


Figure 3.3 Photographie de l'enceinte thermostatée

La périodicité du jet permet de convertir la distance depuis la sortie de l'injecteur en temps à partir de la vitesse des gouttes (Eq. (2.3)). L'origine du temps est ensuite fixée au point d'entrée des gouttes dans l'enceinte.

11.2. APPROCHE EXPERIMENTALE

11.2.1. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE

L'influence de la température de l'air dans l'enceinte a été le premier point d'intérêt. La Figure 3.4 présente l'évolution temporelle de la température d'un jet de gouttes monodisperse d'éthanol pour des températures ambiantes allant de 21 °C à 360 °C, le diamètre initial des gouttes étant de l'ordre de 120 μm .

Aucune mesure ne peut être réalisée dans les quatre premières millisecondes correspondant au temps nécessaire aux gouttes pour atteindre l'accès optique. La vitesse des gouttes étant d'environ 10 m/s les relevés de température et de diamètre sont ensuite poursuivis jusqu'à 12 ms environs, temps au bout duquel le jet devient instable. Un léger échauffement peut être observé à partir d'une température ambiante de 300 °C. En dessous de cette température, un refroidissement des gouttes est observé, du fait de la prédominance du flux de chaleur prélevé par évaporation Φ_{vap} sur le flux convectif Φ_c échangé avec la phase gazeuse. L'évolution du diamètre rapporté à la première valeur mesurée montre une faible régression de celui-ci (Figure 3.5); cette régression est cependant croissante avec la température ambiante correspondant à une évaporation plus importante.

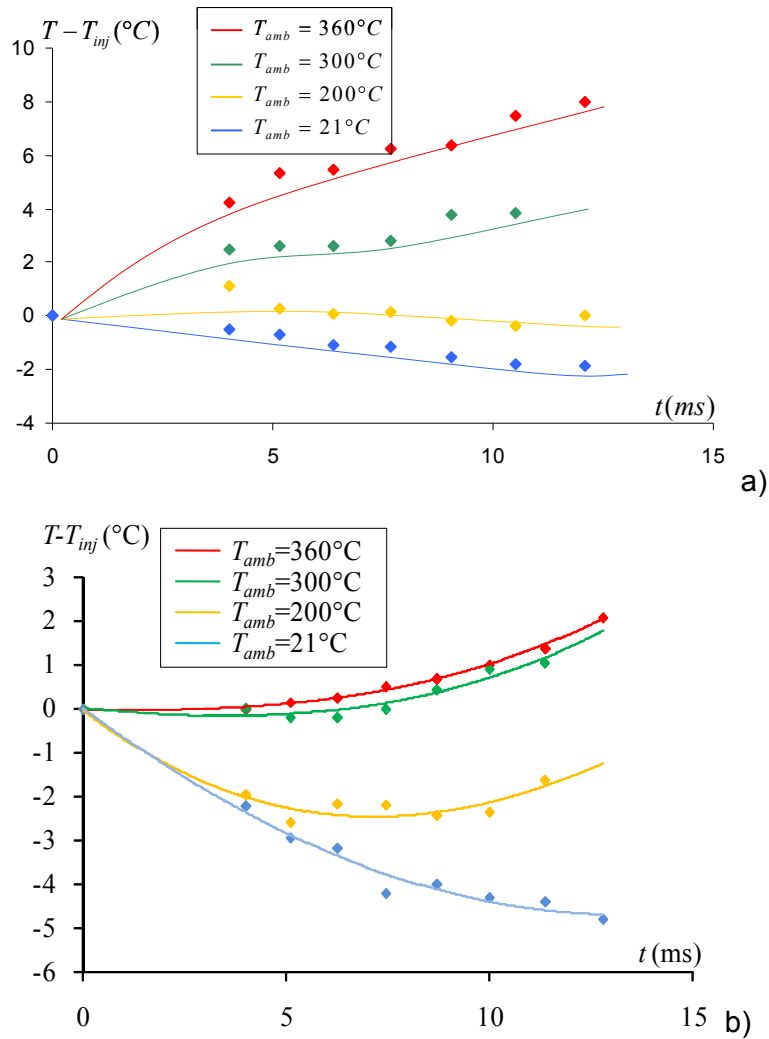


Figure 3.4 Evolution temporelle de la température des gouttes pour différentes températures ambiantes ($T_{inj}=25^\circ\text{C}$) :

- a) Cas de l'éthanol
- b) Cas du 3-pentanone

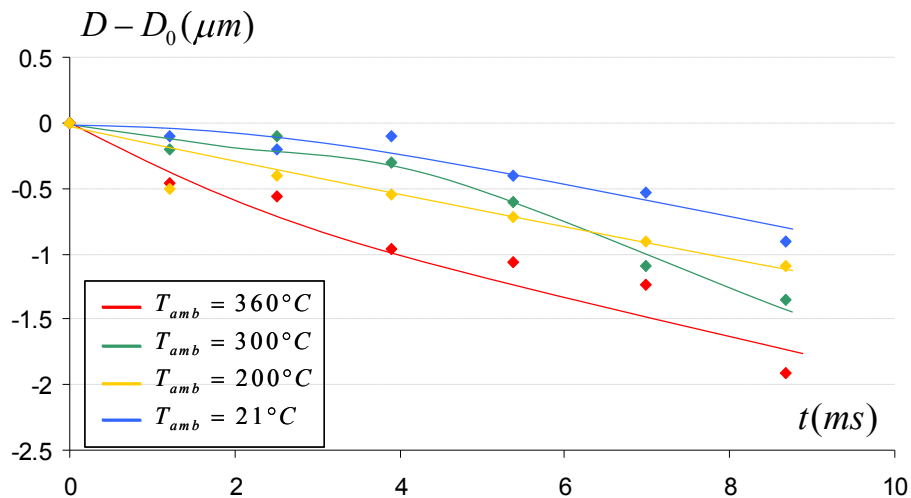


Figure 3.5 Evolution du diamètre des gouttes rapporté à la première mesure réalisée en fonction de la température ambiante pour le cas de l'éthanol ($D_0 \sim 118 \mu\text{m}$).

11.2.2. INFLUENCE DE LA NATURE DU COMBUSTIBLE

Dans la présente section, l'étude de l'évaporation des combustibles purs va être exposée. La température et le diamètre des gouttes ont été mesurés sur une large gamme de produits. Six combustibles de volatilités différentes ont été testés : l'acétone ($T_{éb}=56,5$ °C), l'éthanol ($T_{éb}=78$ °C), le 3-pentanone ($T_{éb}=101$ °C), le n-heptane ($T_{éb}=98,5$ °C), le n-décane ($T_{éb}=174$ °C), et le dodécane ($T_{éb}=216$ °C). La température de l'enceinte a été fixée à 370 °C durant toutes les expérimentations, correspondant à peu près à la température maximale possible.

Afin de découpler l'influence de la nature du combustible des autres paramètres, les jets de gouttes composés des différents combustibles purs ont été générés pour des paramètres d'injection les plus proches possibles et sous les mêmes conditions aérothermiques. L'obtention d'un jet stable et parfaitement monodisperse nécessite des ajustements d'un combustible à l'autre : pression du liquide, fréquence de la piézocéramique. C'est pourquoi, comme indiqué dans le Tableau 9, certaines différences subsistent entre les premiers points de mesures des différents produits.

Combustible	D_0 (µm)	V_0 (m/s)	T_0 (°C)	C_0	f (kHz)
Acétone	122,6	10,6	26,1	4,43	20900
Ethanol	119,6	9,01	29,7	4,53	19450
Heptane	129,3	11,8	28,6	4,42	22800
3-pentanone	121,2	10,1	28,8	4,8	18288
Décane	121,5	10,8	26,6	4,4	20800
Dodécane	110	8,12	29,6	4,48	19440

Tableau 9 Conditions d'expérimentation au premier point de mesure dans l'enceinte thermostatée pour les jets comparés sur les Figure 3.6 et Figure 3.7.

(la température d'injection est dorénavant fixée à 25 °C, l'indice 0 est relatif au premier point de mesure effectué dans l'enceinte)

Afin d'identifier clairement les phénomènes d'évaporation et d'échauffement des gouttes, il est intéressant de représenter l'évolution relative de la température $T - T_0$ ainsi que l'évolution du diamètre élevé au carré normalisé par la valeur D_0^2 relative au premier point de mesure. La température d'injection étant fixée à 25 °C pour chaque expérimentation (Figure 3.6 et Figure 3.7).

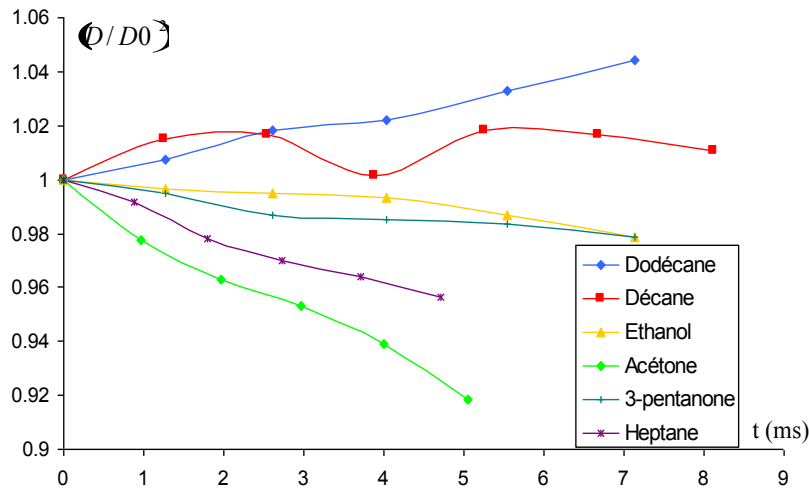


Figure 3.6 Evolution temporelle du carré du diamètre adimensionné pour les différents combustibles ($T_{amb}=370\text{ °C}$).

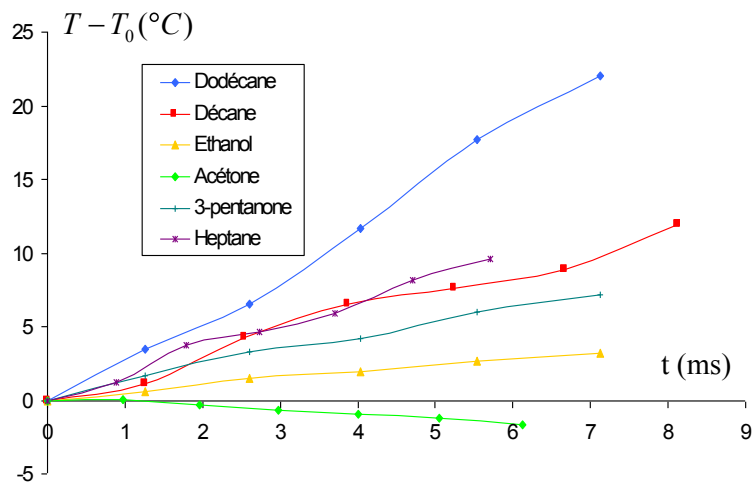


Figure 3.7 Evolution temporelle de la température relative au premier point de mesure pour les différents combustibles ($T_{amb}=370\text{ °C}$).

Dans les deux cas, des différences significatives entre les courbes sont observées. Concernant l'évolution temporelle du diamètre des gouttes, la surface de la goutte diminue comme attendu à peu près linéairement avec le temps à l'exception du n-dodécane et du n-décane. Ces deux produits sont très peu volatiles et subissent un fort échauffement : leur évaporation ne compense pas la dilatation thermique. De plus le taux d'évaporation K , représenté par la pente du diamètre au carré, augmente avec la volatilité du composé ; les courbes se rangent exactement dans le même ordre que la température d'ébullition des composés. A l'opposé, l'échauffement des gouttes, observé sur la même durée, décroît avec la volatilité des produits : plus le produit est volatil et moins l'échauffement est important. Dans le cas de l'acétone, un

refroidissement des gouttes est même observé du fait de la prédominance du flux de chaleur prélevé par l'évaporation par rapport au transfert convectif forcé avec la phase gazeuse. Pour chaque composé, malgré la température élevée de l'enceinte, les gouttes n'ont pas assez de temps pour atteindre un équilibre thermique (tableau 2).

Produits	n-dodécane	n-décane	n-heptane	3-pentanone	Ethanol	Acétone
T _{éq} (°C)	151	126	56	64	49	26

Tableau 10 Température d'équilibre calculée pour chaque composé pour une température ambiante de 370 °C (voir chapitre 1)

11.2.3. INFLUENCE DU PARAMETRE DE DISTANCE C

Pour chaque combustible pur, trois jets monodisperse avec chacun un espacement entre gouttes différents ont été investigués : dans la mesure du possible, les paramètres de distance obtenues étaient de l'ordre de 3, 4,5 et 6. Ce paramètre est l'un des éléments clés pour la compréhension des phénomènes d'interaction entre gouttes. Les corrélations existantes dans la littérature pour prendre en compte les effets des interaction entre gouttes reposent sur une correction identique des nombres de Nusselt et de Sherwood comparée à leur contrepartie correspondant à une goutte isolée en mouvement et en évaporation :

$$\frac{Nu}{Nu_{iso}} = \frac{Sh}{Sh_{iso}} = \eta(C) \quad (3.1)$$

La Figure 3.8 présente l'évolution temporelle des nombres de Nusselt et de Sherwood adimensionnés pour le cas de l'acétone. La diminution du paramètre de distance semble réduire les transferts de chaleur et de masse, ce qui est conforme aux différentes études menées précédemment.

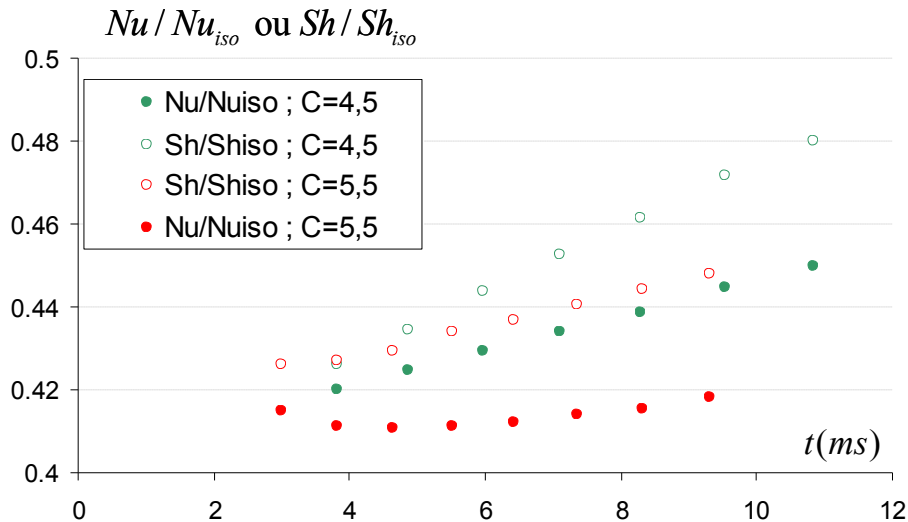


Figure 3.8: Evolution temporelle des nombres de Nusselt et de Sherwood rapportés à leur contrepartie correspondant au cas d'une goutte isolée en mouvement et en évaporation paramétré par le paramètre de distance C : cas de l'acétone.

Une étude plus poussée permettra de montrer que le paramètre de distance C n'est pas le seul facteur influençant les interactions entre gouttes.

11.3. COMPARAISON AVEC LES SIMULATIONS NUMERIQUES

11.3.1. RAPPEL DU MODELE NUMERIQUE

Les données expérimentales ont été comparées au modèle numérique se rapportant à une goutte en évaporation et en mouvement. Ce modèle est présenté dans le chapitre 1 pour le cas de gouttes bicomposant. Nous rappellerons donc dans cette section que les grandes lignes et hypothèses de ce modèle appliqué à une goutte monocomposant, isolée et en mouvement.

Dans ce modèle numérique, les hypothèses usuelles sont appliquées :

- symétrie sphérique
- phase gazeuse quasi-stationnaire
- propriétés physiques variables

La température à l'intérieur de la goutte peut être obtenue par résolution de l'équation de diffusion/convection écrite avec la variable réduite $\xi = \frac{r}{R}$:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\xi}{R} \frac{dR}{dt} \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\alpha_{l,eff}}{\xi^2 R^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi} \right), 0 \leq \xi \leq 1 \quad (3.2)$$

Dans cette dernière équation, r est la coordonnée radiale de la goutte, R est le rayon de la goutte. $\alpha_{l,eff}$ représente la diffusivité thermique effective du liquide. En effet, afin de prendre en compte les recirculations à l'intérieur de la goutte, la diffusivité est remplacée par la diffusivité effective $\alpha_{l,eff} = \chi \alpha_l$, où χ varie dans l'intervalle [1 ; 2,72], suivant le nombre de Peclet de la goutte.

Ce modèle doit fournir l'évolution temporelle de la température locale $T(r)$ dans la goutte qui par intégration fournira une valeur moyenne sur le volume de la goutte. L'équation (3.2) est résolue avec la condition initiale $T(r, t=0) = T_0$ à laquelle est ajoutée la condition aux limites suivante :

$$Q_L = m C_{pl} \frac{dT_m}{dt} + C_{pl} (T_S - T_m) \dot{m} \quad (3.3)$$

Cette évaluation du flux de chaleur entrant dans la goutte provient de l'écriture de l'équation de la conservation de l'énergie.

En négligeant les échanges radiatifs, ce qui est justifié par la température ambiante modérée au sein de l'enceinte (inférieure à 400 °C), le flux de chaleur Q_L entrant est déduit du bilan global exprimé par l'équation :

$$Q_L = \Phi_C - \Phi_{vap} \quad (3.4)$$

avec Φ_C le flux convectif échangé avec l'environnement gazeux et Φ_{vap} le flux de chaleur liée à l'évaporation de la goutte défini par :

$$\Phi_{vap} = -L_v \dot{m} \quad (3.5)$$

Les flux convectif et d'évaporation peuvent être exprimés respectivement en fonction des nombres de Nusselt et de Sherwood par :

$$\Phi_C = \pi \lambda_g D Nu (T_{amb} - T_S) \quad (3.6)$$

$$\Phi_{vap} = \dot{m} L_v = \pi \rho_g D D_g B_M Sh L_v \quad (3.7)$$

où B_M est le nombre de Spalding massique défini par :

$$B_M = \frac{Y_S - Y_{amb}}{1 - Y_S} \quad (3.8)$$

De plus, la fraction de vapeur à la surface de la goutte est déterminée en supposant l'équilibre thermodynamique liquide-vapeur :

$$\chi_S = \frac{P_{sat}(T_S)}{P} \quad (3.9)$$

avec P_{sat} la pression de vapeur saturante du combustible, P la pression ambiante et χ_S la fraction molaire de la phase gazeuse liée à Y_S , la fraction massique, par :

$$Y_S = \frac{\chi_S M_v}{\chi_S M_v + (1 - \chi_S) M_{air}} \quad (3.10)$$

où M_v et M_{air} sont respectivement la masse molaire de la vapeur et de l'air.

Les propriétés physiques en phase gazeuse ρ_g, D_g, λ_g sont évaluées à un état de référence selon la règle du « 1/3 » [25] et [26] :

$$\begin{cases} T_{ref} = T_s + (T_\infty - T_s)/3 \\ Y_{ref} = Y_s + (Y_\infty - Y_s)/3 \end{cases} \quad (3.11)$$

Dans le cas d'un jet de gouttes monodisperse, les phénomènes d'interaction entre gouttes doivent être pris en compte. Virepinte [38], puis Castanet [39] ont montré qu'une diminution de l'espacement inter-gouttes L conduit à une diminution des nombres de Nusselt et de Sherwood. Un facteur de correction $\eta(C)$, dépendant exclusivement du paramètre de distance $C=L/2R$ a été introduit afin de prendre en compte ces effets. Ce facteur de correction déterminé à l'ONERA par Atthasit et al. [40] (voir chapitre 1) et pour des gouttes d'éthanol s'évaporant dans la couche limite d'une plaque verticale chauffée, varie entre 0 et 1.

$$\eta = \frac{Nu}{Nu_{iso}} = \frac{Sh}{Sh_{iso}} = 1 - 0.57 \left(1 - \frac{1-A}{1+A} \right) \quad (3.12)$$

$$A = 0.57 e^{-0.13(C-6)}$$

où Nu_{iso} et Sh_{iso} représentent les nombres de Nusselt et de Sherwood d'une goutte isolée en mouvement et en évaporation, calculés à l'aide de la théorie du film développée par Abramzon et Sirignano (Chapitre 1, section 3.5) [22]. Notons par ailleurs que ces facteurs correctifs n'ont été étudiés que dans des cas très particuliers.

Finalement la résolution de l'équation (3.2) est effectuée à l'aide d'un schéma de Crank-Nicholson.

11.3.2. COMPARAISON SIMULATIONS NUMERIQUES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Ce modèle a été codé en Fortran et testé pour les différents résultats expérimentaux présentés précédemment.

La Figure 3.9 présente les résultats obtenus pour deux combustibles représentatifs : l'éthanol, pour lequel la relation d'Atthasit (Eq. (3.12)) avait été déterminée initialement, et le n-dodécane.

Dans les deux cas, un écart tout à fait significatif entre l'expérience et la simulation apparaît. Cette approche implique une similitude des échanges thermiques et massiques de la goutte avec la phase gazeuse, hypothèse bien vérifiée pour des nombres de Lewis unitaires (Eq. (3.12)). Le modèle de la goutte isolée et en évaporation étant relativement bien validé par ailleurs, il convient de se focaliser sur le modèle décrivant l'influence des interactions entre gouttes sur les phénomènes de transferts de chaleur et de masse.

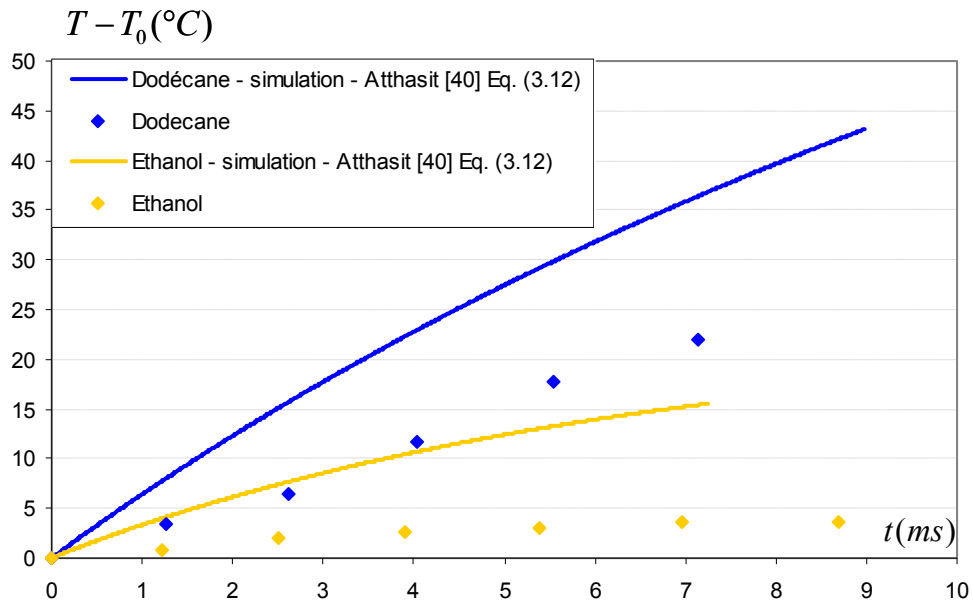


Figure 3.9. Comparaison entre les résultats expérimentaux (□) et les résultats numériques (-) réalisés avec la corrélation d'Atthasit (Eq (3.12)).

11.4. PHENOMENES D'INTERACTION.

Afin de comprendre et de préciser les phénomènes d'interactions entre gouttes, la détermination des nombres de Nusselt et de Sherwood, caractéristiques des transferts massique et thermique, est nécessaire. Ils seront calculés à partir des données expérimentales et comparés à leur valeur théorique pour une goutte isolée afin de mettre en avant les effets résultants des interactions entre gouttes. Ces résultats sont ensuite interprétés en fonction de l'espacement des gouttes et de la volatilité du combustible.

11.4.1. DETERMINATION EXPERIMENTALE DES NOMBRES DE NUSSOLT ET DE SHERWOOD

D'après les équations (3.6) et (3.7), il est possible d'estimer les nombres de Sherwood et de Nusselt en connaissant l'évolution de la masse de la goutte, de sa température de surface et de sa température moyenne. Une des difficultés vient de l'absence de données concernant la température de surface qui n'est pas mesurée directement. Cette dernière est comprise entre la température moyenne de la goutte et la température d'ébullition du combustible. Les mesures correspondant au commencement de la phase d'échauffement des gouttes, la valeur de T_s doit être proche de la température moyenne T_m . Cependant, cette supposition implique une trop grande incertitude sur la détermination expérimentale des nombres caractéristiques. C'est pourquoi T_s sera déterminée de manière itérative. Une procédure pas-à-pas a donc été implémentée pour déterminer les nombres de Nusselt et de Sherwood. Pour la première itération, $T_s(t)$ est supposée égale à la température moyenne des gouttes $T_m(t)$. Les différentes étapes de la procédure itérative sont résumées ci-après.

Etape 1: Le diamètre mesuré expérimentalement est corrigé afin de lui soustraire l'influence de la dilatation thermique. Cette correction est réalisée grâce à la connaissance de l'évolution de la densité du combustible en fonction de la température :

$$D_{corr} = D(\rho(T_m)/\rho(T_{m,t=0}))^{1/3} \quad (3.13)$$

Cette correction est nécessaire notamment pour les produits présentant une faible volatilité pour lesquels cette dilatation est importante (Figure 3.6). Suivant la loi du D^2 , le taux d'évaporation K est déterminé par interpolation linéaire de la courbe expérimentale du diamètre au carré :

$$D_{corr}^2(t) = D_{corr}^2(t=0) - Kt \quad (3.14)$$

Le débit massique de la vapeur est ainsi obtenu par :

$$\dot{m} = -\frac{\pi}{4} \rho_l(T_{t=0}) D_{corr}(t) K \quad (3.15)$$

L'hypothèse d'un taux d'évaporation constant est incertaine, puisque ce dernier, dans le cas usuel d'une goutte isolée, est fonction des conditions surfaciques (T_s, Y_s) variant au cours du temps. Cependant, cette hypothèse est en général confirmée par les résultats expérimentaux représentés sur la Figure 3.6, qui témoigne la tendance linéaire de l'évolution du D^2 .

Etape 2: La dérivée temporelle de la température dT_m/dt est calculée grâce à une interpolation des résultats expérimentaux relatifs à la température. Typiquement, une interpolation linéaire est suffisante comme le montre la Figure 3.4 . Cette évaluation reste convenable dans le sens où les mesures ne s'étalent que sur une période limitée de la phase d'échauffement.

Etape 3: Les propriétés physiques ρ_g, D_g, λ_g sont calculées à partir de la relation « loi du 1/3 » (Eq. (3.11)).

Etape 4: Le nombre de Sherwood résulte alors des équations (3.7) et (3.15).

Etape 5: Q_L est estimé par application de l'équation (3.3). En considérant l'équilibre énergétique de l'évaporation (Eq. (3.4)), il est possible de déterminer la valeur du flux convectif Φ_C et ainsi le nombre de Nusselt par l'équation (3.6).

Etape 6: Les évolutions de la température et de la taille des gouttes sont ensuite simulées en utilisant les valeurs des nombres de Nusselt et de Sherwood obtenues aux étapes 4 et 5. Les simulations sont réalisées en supposant une

température de goutte uniforme égale à la température moyenne mesurée au premier point de mesure T_0 comme condition initiale.

La procédure numérique est la même que celle précédemment présentée excepté le fait que les nombres de Nusselt et de Sherwood sont ici connus à l'avance. L'équation de diffusion de la chaleur, Eq. (3.2), est de nouveau résolue par un schéma de type Crank-Nicholson.

Un pas de temps de 0,01 ms est utilisé pour résoudre l'équation (3.2) avec une bonne précision. A chaque pas de la résolution, la valeur de T_s est mise à jour et les flux énergétiques recalculés.

Etape 7: Une estimation de la température de surface est déduite de l'étape 6; la procédure retourne ensuite à l'étape 3. La procédure itérative s'arrête lorsque les nombres de Nusselt et de Sherwood converge avec une erreur inférieure à 1 %. Généralement 3 à 4 boucles sont nécessaires pour satisfaire cette condition.

A chaque itération, nous nous assurons de la bonne adéquation de la température et du diamètre simulés avec les données expérimentales par utilisation de leur interpolation. A titre de vérification, on peut constater que les températures et les diamètres simulés sont superposés aux résultats expérimentaux sur les Figure 3.10 et Figure 3.11.

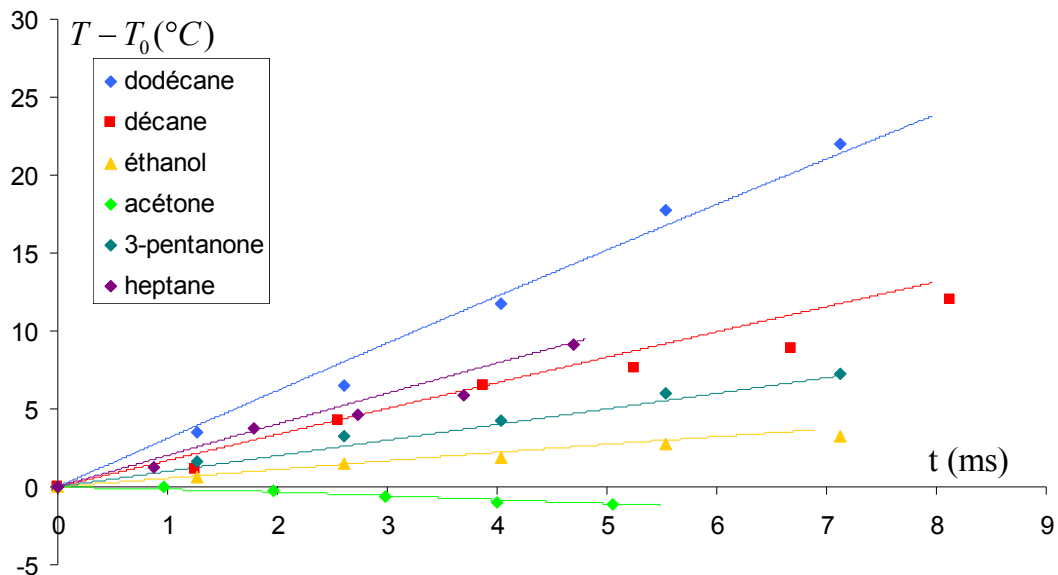


Figure 3.10 Evolution temporelle de la température des gouttes: simulation avec les nombres de Nusselt et de Sherwood extraits expérimentalement.
(les conditions initiales pour chaque combustibles sont données dans le Tableau 9).

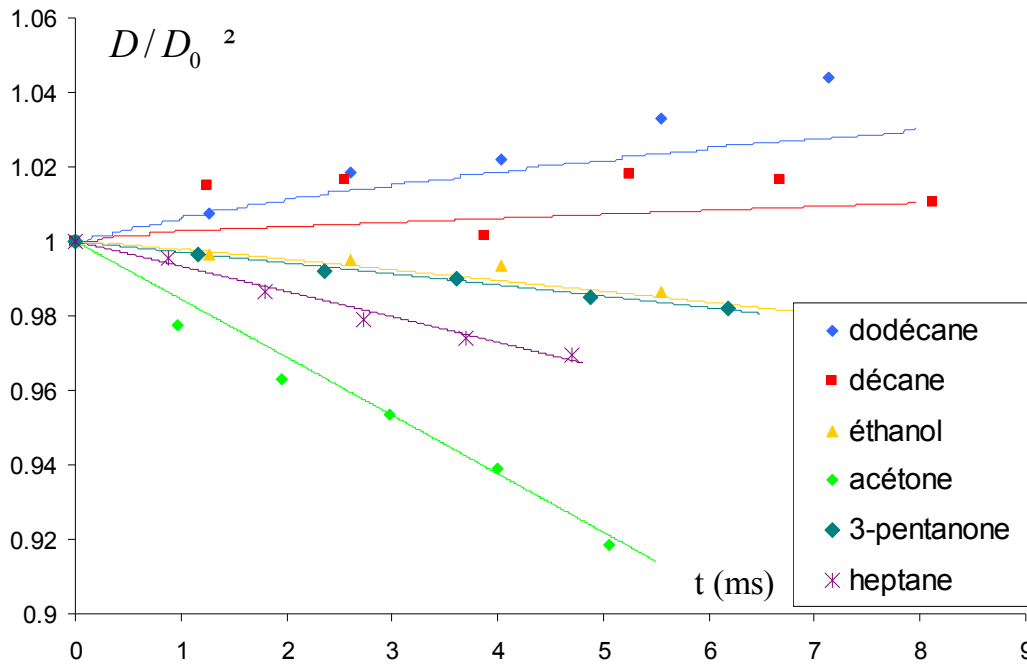


Figure 3.11 Evolution temporelle du carré du diamètre des gouttes : simulation avec les nombres de Nusselt et de Sherwood extraits expérimentalement. (les conditions initiales pour chaque combustibles sont données dans le Tableau 9).

Les simulations sont bien évidemment concluantes et en accord avec les données expérimentales. La connaissance de ces nombres caractéristiques permettra de les corréliser à d'autres paramètres relatifs à l'arrangement géométrique et à la volatilité du combustible.

11.4.2. INCERTITUDES SUR LA DETERMINATION DES NOMBRES DE NUSSOLT ET DE SHERWOOD

La connaissance des incertitudes sur l'évaluation des nombres de Nusselt et de Sherwood est nécessaire à la bonne interprétation des résultats obtenus. Les variations expérimentales de la température et des diamètres des gouttes sont parfois de trop faibles amplitudes pour déterminer ces nombres avec précision. C'est par exemple le cas des combustibles les moins volatiles qui présentent un très faible taux d'évaporation tels que le n-décane ou le n-dodécane. La procédure d'inversion ne permet donc pas de déterminer de façon fiable le nombre de Sherwood dans le cas de ces combustibles. D'un autre côté, le nombre de Nusselt peut quant à lui être correctement évalué puisque Q_L est prédominant devant Φ_{vap} dans ces cas. Mis à part cette exception pour le nombre de Sherwood pour les combustibles n-dodécane et n-décane, il a été possible de déterminer les nombres de Nusselt et de Sherwood pour tous les autres cas et de préciser ainsi l'incertitude de calcul correspondante.

Dans le cas d'une interpolation linéaire sur un ensemble de N points de mesures (x, y) , l'incertitude sur la pente a de la droite d'ajustement par la méthode des moindres carrés peut être évaluée par la relation suivante [77]:

$$\Delta a = \sqrt{\Delta y^2 + a\Delta x^2} \sqrt{\frac{N}{N\sum_i x_i^2 - \left(\sum_i x_i\right)^2}} \quad (3.16)$$

Δa , Δx et Δy désignent respectivement les incertitudes moyennes sur la pente de la droite de régression et sur les mesures de x et de y .

L'utilisation de la relation (3.16) est immédiate dans le cas de la dérivée temporelle de la température dT_m/dt et dans le cas du taux d'évaporation K (étape 1 et 2). Connaissant la précision sur la mesure de la température (chapitre 2) de l'ordre de $\pm 0,8$ °C en relatif, suffisant pour le calcul d'une pente, et celle sur la mesure du diamètre de l'ordre de $\pm 0,4$ μm , il est alors possible d'obtenir les limites maximales et minimales des courbes dD^2/dt et dT_m/dt . Ces valeurs sont ensuite entrées dans la procédure d'inversion et la propagation de ces incertitudes permet d'obtenir un encadrement des nombres de Nusselt et de Sherwood.

Le Tableau 11 résume toutes les mesures. Il inclut la moyenne temporelle sur l'ensemble de la série de mesure des nombres de Nusselt et de Sherwood ainsi que leurs incertitudes correspondantes pour chaque cas étudié. En fonction du combustible considéré et des conditions expérimentales associées, la précision sur la détermination expérimentale des nombres de Sherwood et de Nusselt varie de 2 à 25 %. Bien évidemment, cette méthode de détermination des incertitudes ne tient pas compte des imprécisions inhérentes aux hypothèses effectuées dans le modèle décrit précédemment.

Combustibles	D_0 (μm)	V_0 (m/s)	T_0 (°C)	C_0	f (kHz)	Nu	$\frac{\Delta Nu}{Nu}$ (%)	Sh	$\frac{\Delta Sh}{Sh}$ (%)
Acétone	106,8	6,5	24,1	3,3	20800	1,139	11,2	1,24	10,9
	122,6	10,6	26	4,53	20900	2,15	9,3	2,54	7
	131,5	13,3	25,5	5,5	20800	2,34	9,5	2,37	8,5
Ethanol	130,2	11,8	29,8	6,1	18555	1,885	11	5,4	10,8
	119,6	9	29,7	4,5	19450	0,77	23	1,84	25
	112,4	6,2	29,1	3,05	20563	1,25	10	3,4	11
Heptane	131	11,8	28,6	5,3	22800	1,62	12,2	6,3	14,5
	122,8	9,6	26,8	3,75	22700	0,92	12	2,2	24
	134,4	14,3	28,1	4,53	21900	1,535	10	4	15

[77] Taylor J. (2000), Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques, Masson Sciences, Edition Dunod.

3-pentanone	121,3	8,7	28,8	4	20300	0,65	15	2,43	16
	118,2	10	29	4,8	18290	0,6	14	3,7	13
n-décane	128,3	10,8	27	4,4	20800	0,96	12	X	
	124,8	12,6	27,2	5,4	18500	0,76	20		
	119,1	5,6	31,5	3	18500	0,99	12		
n-dodécane	99	5,6	30,3	3	22500	0,79	3		
	129	11,4	29,3	6,9	15150	0,88	2		
	110	8,1	30	4,4	19440	0,87	2,8		

Tableau 11 Liste de toutes les expérimentations réalisées incluant les moyennes temporelles des nombres de Nusselt et de Sherwood avec leurs incertitudes respectives.

11.4.3. INTERPRETATION DU PHENOMENE D'INTERACTION

L'analyse des effets des interactions sur les transferts de masse et de chaleur est difficile, les nombres de Nusselt et de Sherwood dépendant de nombreux paramètres tels que les nombres de Reynolds, de Prandtl, de Schmidt et de Spalding. Une méthode consiste à les comparer aux valeurs des nombres de Nusselt et de Sherwood obtenues dans le cas d'une goutte isolée pour laquelle des modèles théoriques sont déjà disponibles dans la littérature et validés pour ce type de cas. Ces derniers sont présentés dans le chapitre 1.

Rappelons seulement ici l'expression des nombres de Nusselt et de Sherwood dans le cas d'une goutte isolée en mouvement s'évaporant pour une approche quasi-stationnaire de l'évaporation et en tenant compte de la théorie du film :

$$\begin{cases} Nu_{iso} = \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \left(2 + \frac{Nu_0 - 2}{F(B_T)} \right) \\ Sh_{iso} = \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M} \left(2 + \frac{Sh_0 - 2}{F(B_M)} \right) \end{cases} \quad (3.17)$$

avec B_T le nombre de Spalding thermique défini par :

$$B_T = \frac{Cp_g (T_{amb} - T_s)}{L_v + Q_L / \dot{m}} \quad (3.18)$$

et le nombre de Spalding massique défini par :

$$B_M = \frac{Y_S^g - Y_{amb}^g}{1 - Y_S^g} \quad (3.19)$$

Dans l'équation (3.17) Nu_0 et Sh_0 correspondent aux nombres de Nusselt et de Sherwood sans présence de l'écoulement de Stefan ; Abramzon et Sirignano suggèrent de choisir la corrélation de Cliff (Eq. (1.42) et (1.43) du chapitre 1) pour les calculer.

❖ Influence du paramètre de distance : cas général

Comme présenté dans la section 3.9 du chapitre 1, les corrélations usuellement suggérées par les différents auteurs pour prendre en compte les effets des interactions entre gouttes dépendent seulement de l'arrangement géométrique des gouttes caractérisé ici par le paramètre de distance C dont nous rappelons la définition :

$$C = V / fD \quad (3.20)$$

Les Figure 3.12 et Figure 3.13 représentent l'évolution de Nu/Nu_{iso} et de Sh/Sh_{iso} en fonction du paramètre de distance C pour chacune des conditions testées et pour l'ensemble des combustibles expérimentés.

Sur ces deux figures, chaque expérience est représentée par un point correspondant à l'étude d'un jet de combustible pour un paramètre de distance donné. Cependant, il y a en général une petite variation temporelle des nombres de Nusselt et de Sherwood sur l'intervalle de temps correspondant aux mesures. Le nombre de Sherwood n'a pu être déterminé pour les combustibles présentant une faible volatilité (le n-décane et le n-dodécane).

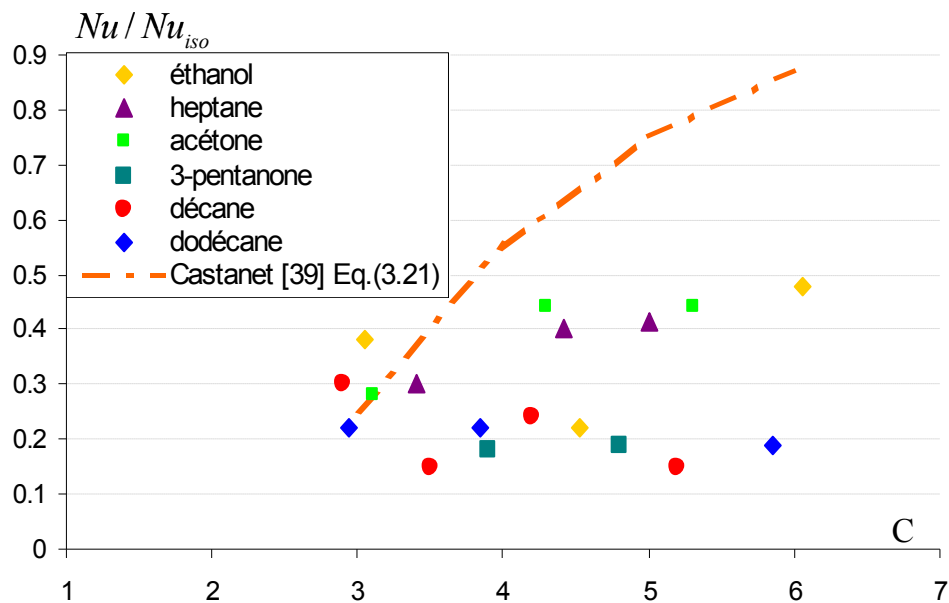


Figure 3.12 Nombre de Nusselt normalisé représenté en fonction du paramètre de distance C

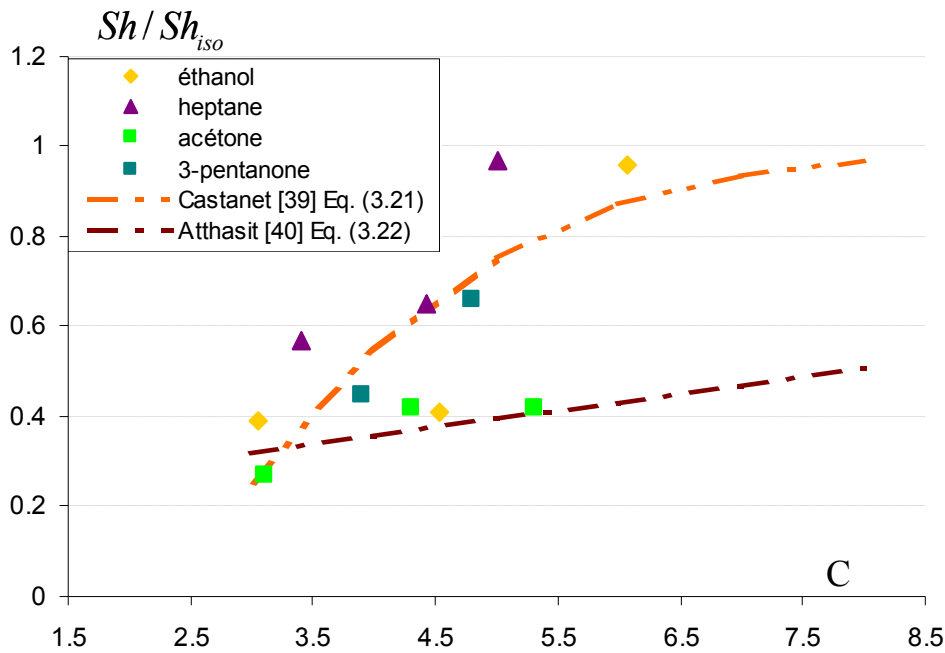


Figure 3.13 Nombre de Sherwood normalisé représenté en fonction du paramètre de distance C

Une dispersion relativement large des données expérimentales est observée aussi bien pour le nombre de Nusselt que le nombre de Sherwood. Pour le nombre de Nusselt, deux branches distinctes semblent se distinguer : la première est orientée vers le haut et correspond aux combustibles très volatiles (acétone, éthanol et n-heptane) dont la température d'ébullition est inférieure à 100 °C. La seconde est orientée vers le bas et comprend les combustibles peu volatiles (3-pentanone, n-décane et n-dodécane). Cependant aucune tendance n'apparaît clairement : le paramètre de distance C semble insuffisant pour décrire les effets résultants des interactions pour des combustibles présentant des volatilités différentes.

Ces données sont comparées aux résultats obtenus par Castanet [39] et Atthasit [40]. Ces derniers ont étudié le cas de gouttes d'éthanol s'évaporant au sein d'une flamme ou dans la couche limite thermique d'une plaque verticale chauffée. Les corrélations proposées par les deux auteurs sont rappelées ici :

Pour Castanet [39] :

$$\frac{Nu}{Nu_{iso}} = \frac{Sh}{Sh_{iso}} = \eta(C) \quad (3.21)$$

avec $\eta(C) = \tanh(0,36C - 0,82)$, avec $C \geq 3$

et pour Atthasit [40] :

$$\frac{Sh}{Sh_{iso}} = 1 - 0.57 \left[1 - \frac{1 - \exp -0.13 C - 6}{1 + \exp -0.13 C - 6} \right] \quad (3.22)$$

Ces corrélations sont également portées sur les Figure 3.10 et Figure 3.11. Pour des paramètres de distance allant de 2,5 à 6, les résultats présentés se situent en dessous des corrélations proposées par les deux auteurs et ce de manière significative. Toutefois, ces corrélations sont limitées au cas de goutte d'éthanol et ont été obtenues pour des températures ambiantes bien supérieures. De plus cette comparaison montre que les rapports Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} ont des valeurs très différentes, ce qui n'avait pas été remarqué dans le cas de gouttes en combustion étudiées par Castanet [39].

De plus, l'utilisation d'une seule correction pour le transfert de chaleur et de matière repose sur l'hypothèse d'un nombre de Lewis unitaire. Cette hypothèse reste correcte pour des gouttes d'éthanol et d'acétone ; cependant, le nombre de Lewis correspondant aux autres combustibles s'en éloigne quelque peu. Le Tableau 12 récapitule les nombres de Lewis déterminés expérimentalement pour chaque combustible. Les nombres de Lewis diminuent avec la volatilité du combustible. Ce nombre, pouvant aussi être interprété comme le rapport entre transferts thermique et massique par diffusion est plus important pour les combustibles peu volatiles pour lesquels un échauffement plus conséquent apparaît alors qu'une faible diminution du diamètre induite par évaporation est observée.

Produits	n-dodécane	n-décane	n-heptane	3-pentanone	Ethanol	Acétone
Le	2,6	2,1	1,55	1,6	1,3	1

Tableau 12 Récapitulatif des nombres de Lewis de chaque combustible (pour une température de l'ordre de 25°C)

❖ Cas de l'acétone

Le cas particulier de l'acétone est présenté ici ; en effet, ce combustible volatil dont le nombre de Lewis est de l'ordre de l'unité correspond au cas le plus proche des deux modélisations des interactions présentées précédemment (Atthasit [40] et Castanet [39]). Les valeurs expérimentales des nombres de Nusselt et de Sherwood normalisés sont reportées dans le Tableau 13 avec les valeurs obtenues par les équations (3.21) et (3.22).

Nous pouvons noter que les valeurs obtenues pour les différents paramètres de distances étudiés sont proches de celles calculées avec la corrélation d'Atthasit [40]. Les simulations réalisées à partir de la corrélation d'Atthasit [40] sont représentées sur les Figure 3.14 et Figure 3.15 et superposées aux résultats expérimentaux.

C	Atthasit [40]	Castanet [39]	Nu/Nu _{iso}	Sh/Sh _{iso}
	Eq.(3.22)	Eq.(3.21)	(expérimental)	(expérimental)
3,3	0,33	0,35	0,31	0,29
4,5	0,37	0,67	0,41	0,42
5,5	0,41	0,82	0,42	0,44

Tableau 13 Comparaison entre les déterminations expérimentales des nombres adimensionnés Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} et leurs valeurs issues des corrélations pré-existantes

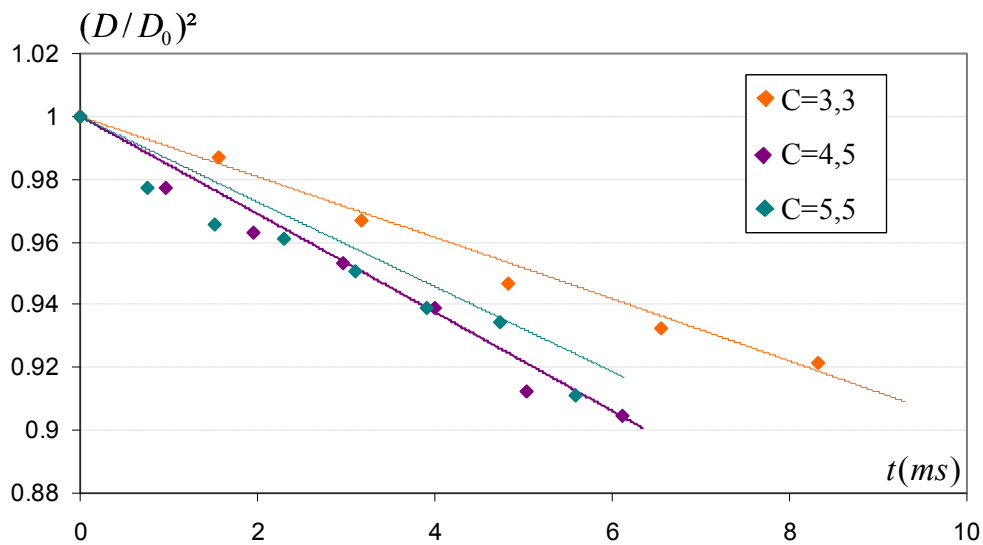


Figure 3.14 Evolution temporelle carré du diamètre normalisé : cas de l'acétone (ligne : simulations avec la corrélation d'Atthasit [40] ; symbole : résultats expérimentaux)

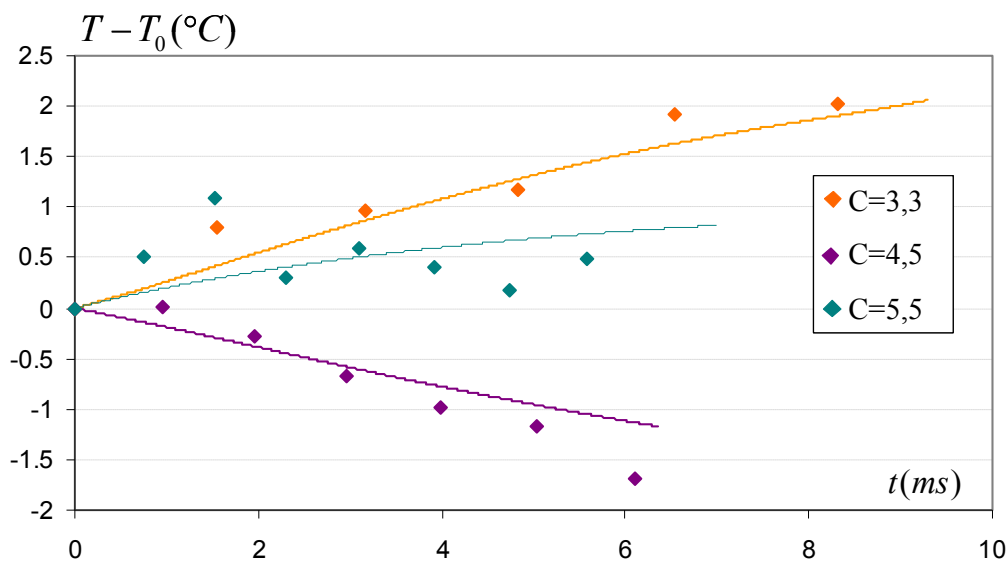


Figure 3.15 Evolution temporelle de la température : comparaison avec les simulations numériques, cas de l'acétone

(ligne : simulations avec la corrélation d'Atthasit [40] ; symboles : résultats expérimentaux)

Comme attendu, ces simulations se superposent correctement avec les données expérimentales même si la corrélation empirique utilisée provient d'expériences portant sur l'étude de goutte d'éthanol. Cette remarque est à mettre en parallèle avec les résultats de Maqua [47] qui avait constaté dans ses études de combustibles bicomposant formés d'éthanol et d'acétone que les simulations tendaient à s'écarter des données expérimentales avec l'augmentation de la fraction massique d'éthanol.

❖ Prise en compte de la nature du combustible sur les phénomènes d'interactions

Le paramètre de distance seul ne suffisant pas à interpréter les phénomènes d'interactions entre gouttes, les nombres de Nusselt et de Sherwood sont ici interprétés en fonction de l'espacement des gouttes et de la volatilité du combustible.

Afin de décrire les effets d'interaction qui réduisent le transfert de chaleur et de matière, il est intéressant de comparer le temps t_l séparant le passage de deux gouttes consécutives en une position donnée 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 Abramzon et Sirignano pour prendre en compte l'effet de la convection forcée sur les transferts.

Le premier temps caractéristique, représentatif de l'espacement entre gouttes, t_l peut alors être défini par :

$$t_l = \frac{1}{f} \quad (3.23)$$

Ce dernier est aisément raccordé au paramètre de distance par l'équation (3.20).

Le deuxième temps introduit, caractéristique de la nature du combustible, se présente sous la forme qui a été suggérée par Gokalp [78] et Wu [79] pour décrire les effets de la turbulence sur le taux d'évaporation :

$$t_{2,M,T} = \frac{\delta_{M,T}}{V_r} \quad (3.24)$$

Dans cette expression, δ correspond à l'épaisseur de film comme défini par la théorie du film (voir chapitre 1). Son expression est rappelée ici :

$$\delta_M = D \frac{F_M}{Sh_0 - 2} \quad (3.25)$$

$$\delta_T = D \frac{F_T}{Nu_0 - 2} \quad (3.26)$$

-
- [78] Gokalp I., Chauveau G., Simon O., Chesneau X. Mass transfer from liquid fuel droplets in turbulent flow, *Combust. Flame* 89 (1992) 286-298
 [79] Wu J.-S., Liu Y.-J., Sheen H.-J., Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 44 (2001) 4593-4603

V_r est la vitesse radiale d'expulsion des gaz due à l'écoulement de Stefan en supposant une symétrie sphérique de l'évaporation :

$$V_r = \frac{\dot{m}}{4\pi\rho_g R^2} \quad (3.27)$$

Un nouveau temps adimensionnel t^* est alors introduit comme le rapport de ces deux temps caractéristiques :

$$t^* = \frac{\delta f}{V_r} \quad (3.28)$$

Dans l'expression de t^* , la vitesse d'expulsion V_r et les épaisseurs des films thermique et massique δ permettent de prendre en compte l'effet de la volatilité des combustibles sur les transferts de chaleur et de masse. Ainsi t^* permet alors d'ordonner les combustibles en fonction de leur volatilité : ce dernier est d'autant plus élevé que le produit est peu volatil. En effet, une faible volatilité correspond à une haute résistance aux transferts (valeur importante de δ) et à une faible vitesse V_r . De plus t^* diminue lorsque la fréquence des gouttes f augmente, ce qui coïncide avec la dépendance au paramètre de distance C observée dans les études précédentes.

Les évolutions de Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} sont représentées en fonction de ce temps adimensionnel t^* sur la Figure 3.16.

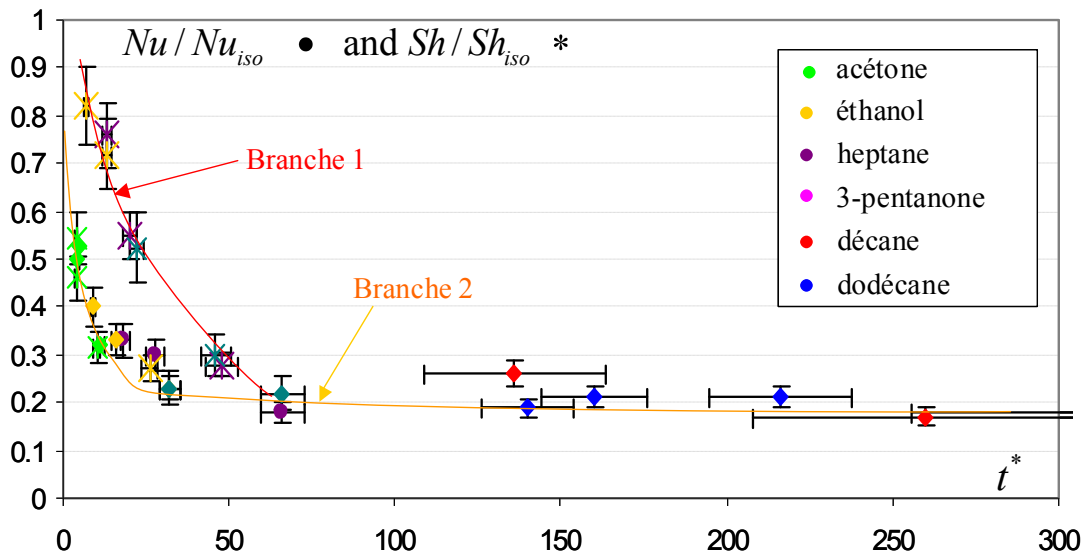


Figure 3.16 Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} représentés en fonction de t^* . Identification des deux branches données en Eq. (3.29).

Les incertitudes sur t^* , Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} ont été ajoutées sur les points expérimentaux (voir Tableau 11). L'incertitude sur le temps t^* provient de l'incertitude sur l'épaisseur de film δ et de la vitesse d'expulsion V_r , dont la détermination est particulièrement imprécise pour les produits très peu volatile, c'est-à-dire le n-décane et le n-dodécane.

❖ Tentative d'interprétation physique

Afin d'interpréter l'influence de la nature du combustible sur les interactions entre gouttes, considérons le système simplifié de deux gouttes de même caractéristique évoluant sur une trajectoire rectiligne. Dans le premier cas (cas 1 de la Figure 3.17), le combustible est de faible volatilité, la goutte de tête s'échauffe fortement et s'évapore peu : la vitesse d'expulsion des gaz V_r est alors faible. A l'instant t , l'environnement autour de la goutte se charge ainsi en vapeur du combustible. Dans le cas d'un combustible peu volatile, cette vapeur reste confinée dans le film caractérisant les échanges de la goutte avec l'extérieur au vu de la faible vitesse d'expulsion. La goutte suivante parvient à l'instant $t + \Delta t$ à l'emplacement $x + \Delta x$ dont l'environnement gazeux est riche en combustible. L'évaporation est donc ralentie, puisque le gradient de concentration en vapeur diminue. De même, concernant le transfert de chaleur, la vapeur expulsée qui reste aux alentours de la goutte est plus froide que l'environnement gazeux ; ceci tend alors à réduire les transferts de chaleur au sein de la goutte.

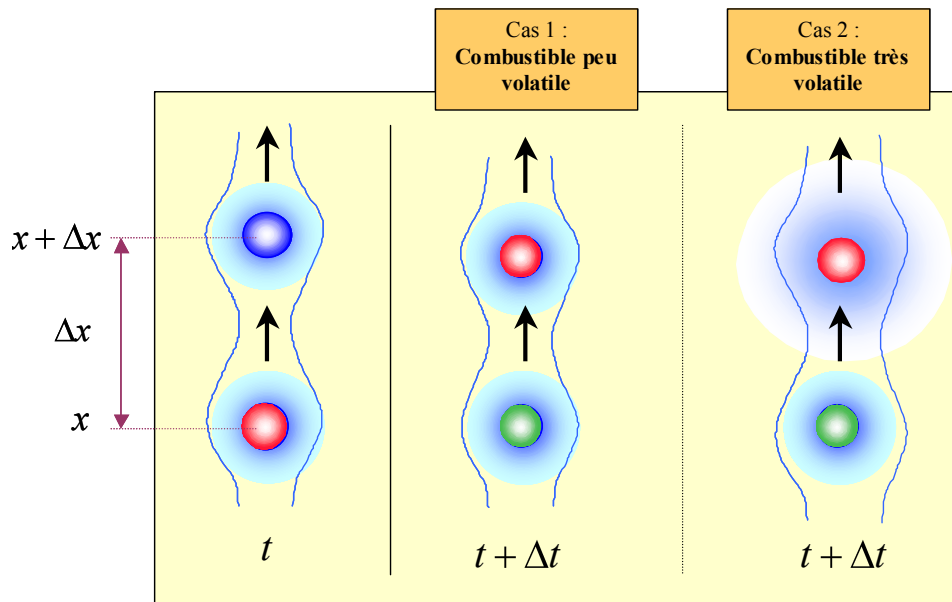


Figure 3.17 Tentative d'interprétation des phénomènes d'interactions : influence de la nature du combustible

Considérons maintenant le cas d'un combustible très volatile (cas 2 de la Figure 3.17). La goutte de tête à l'instant t s'évapore fortement dégageant de la vapeur avec

une vitesse radiale d'expulsion élevée ; la vapeur du combustible est rapidement avertée. Lorsque la goutte suivante arrive à l'instant $t + \Delta t$ à la position $x + \Delta x$ l'environnement gazeux est peu chargé en vapeur du combustible. Ceci tend à accroître le gradient de concentration en vapeur et donc à accroître l'évaporation. De même, l'influence sur les transferts de chaleur sera plus modérée que dans le cas d'un produit peu volatil, la vapeur est certes plus froide mais se diffuse rapidement dans la phase gazeuse environnante. Ainsi la température ambiante aux alentours de la surface de la goutte n'est que très peu affectée par cette vapeur expulsée plus froide. Lorsqu'un combustible de faible volatilité est mis en jeu, il y a une tendance à l'accroissement de la résistance aux transferts du fait de la stagnation de la vapeur expulsée au voisinage de la trajectoire des gouttes. Il s'agit donc bien d'un effet d'interaction entre gouttes. Cette stagnation de vapeur est directement liée à la vitesse d'expulsion V_r , mais doit être comparée au temps que met une goutte pour parcourir la distance séparant deux gouttes consécutives.

❖ Formulation d'un modèle empirique

Sur ces courbes, nous remarquons qu'une augmentation du temps t^* tend à réduire Nu/Nu_{iso} et Sh/Sh_{iso} : une faible volatilité et une fréquence élevée de gouttes sont deux facteurs qui contribuent à augmenter les effets des interactions sur les transferts de masse et de chaleur. Contrairement aux autres représentations impliquant le paramètre de distance C (Figure 3.12 et Figure 3.13), une nette tendance apparaît ; il est alors possible de regrouper les données en deux groupes de points formant chacun une branche. La première branche correspond au rapport Nu/Nu_{iso} de chaque combustible et au rapport Sh/Sh_{iso} de l'acétone. La seconde branche est composée des rapports Sh/Sh_{iso} de l'éthanol, du n-heptane et du 3-pentanone.

Une loi empirique peut être attribuée à chacune des branches selon :

$$\eta t^* = \frac{1-A}{Bt^*+1} + A \quad (3.29)$$

Pour la branche 1 : $A = 0.155335$, $B = 1.416767$, $C = 0.535026$

Pour la branche 2 : $A = 0.155335$, $B = 6.503406 \cdot 10^{-7}$, $C = 54302.36$; cette loi empirique correspond à un domaine de validité tel que $t^* \leq 50$.

L'existence de deux branches suggère que t^* n'est probablement pas encore suffisant pour tenir compte de tous les effets qui permettraient d'interpréter correctement nos expériences. D'autres paramètres pourraient être pris en compte sachant que par exemple, les gouttes d'éthanol et de n-heptane ont un nombre de Spalding B_M massique particulièrement petit devant celui des gouttes d'acétone (0,2 pour l'éthanol et le n-heptane, 1 pour l'acétone).

Finalement avec quelques restrictions concernant le domaine d'application, l'équation (3.29) peut être utilisée afin de rendre compte des effets des interactions entre gouttes sur les transferts de chaleur et de masse pour un jet de gouttes monodisperse. Les simulations peuvent être réalisées comme décrit précédemment grâce à la procédure d'inversion sauf pour le calcul des nombres de Nusselt et de Sherwood qui découle maintenant de l'équation (3.29). Les résultats obtenus sont représentés sur les Figure 3.18 et Figure 3.19.

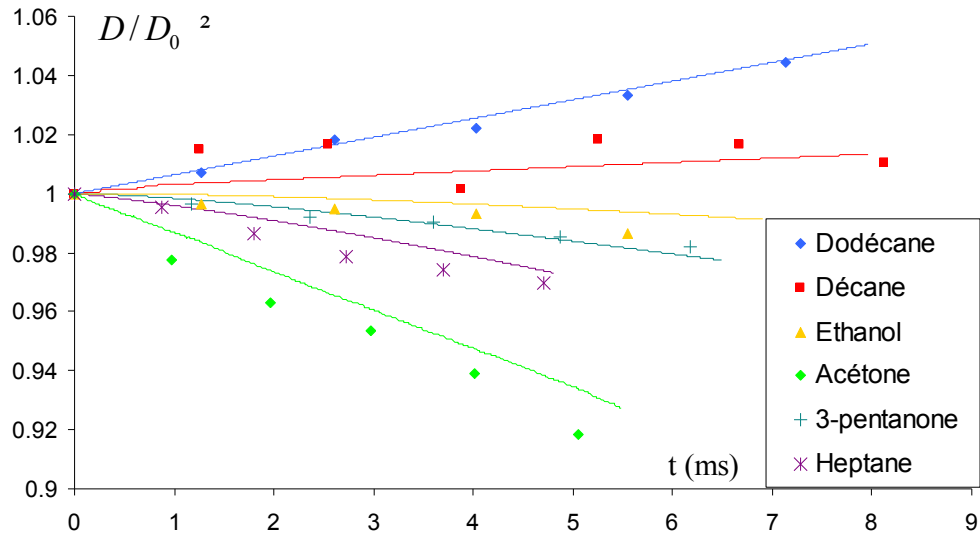


Figure 3.18 Evolution temporelle du carré du diamètre des gouttes : simulations réalisées en utilisant l'équation (3.29).

(les conditions initiales pour chaque combustibles sont données dans le Tableau 9).

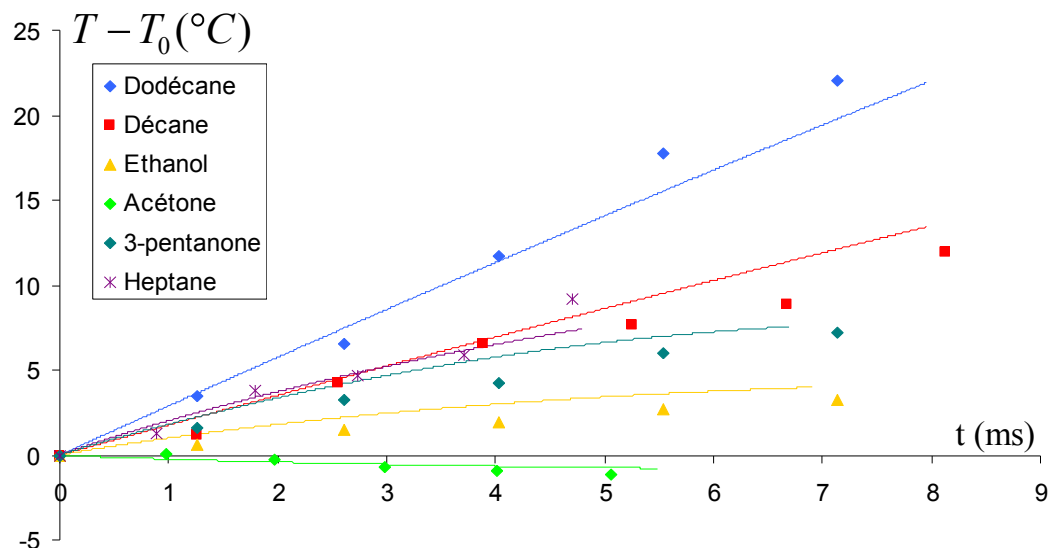


Figure 3.19 Evolution temporelle de la température des gouttes : simulations réalisées en utilisant l'équation (3.29).

(les conditions initiales pour chaque produits sont données dans le Tableau 9).

A partir de ces figures nous pouvons constater que l'application de la corrélation (3.29) est plutôt satisfaisante pour prendre en compte les effets des interactions entre gouttes sur les transferts de chaleur et de masse.

Ces résultats sont représentés pour trois combustibles (acétone, éthanol et n-décane) et comparés aux résultats obtenus avec la corrélation de Castanet (Eq. (3.21)).

Cette comparaison confirme que la corrélation de Castanet n'est pas adaptée même pour le cas de l'éthanol dans ces conditions opératoires. Cette corrélation ne tient compte que de l'arrangement géométrique via le paramètre C . Cependant, dans la présente étude le paramètre de distance ne varie que peu (de 2,5 à 6), cette dernière se focalisant sur l'effet de la volatilité du combustible sur le phénomène d'interaction entre gouttes. Il est alors constaté que ce paramètre a une forte influence sur l'échauffement de la goutte ; l'évaporation se caractérisant par l'évolution du diamètre est bien prédite par les trois simulations. Cette étude a en effet essentiellement présenté la phase d'échauffement de la goutte, l'évaporation sur la durée des expériences étant limitée.

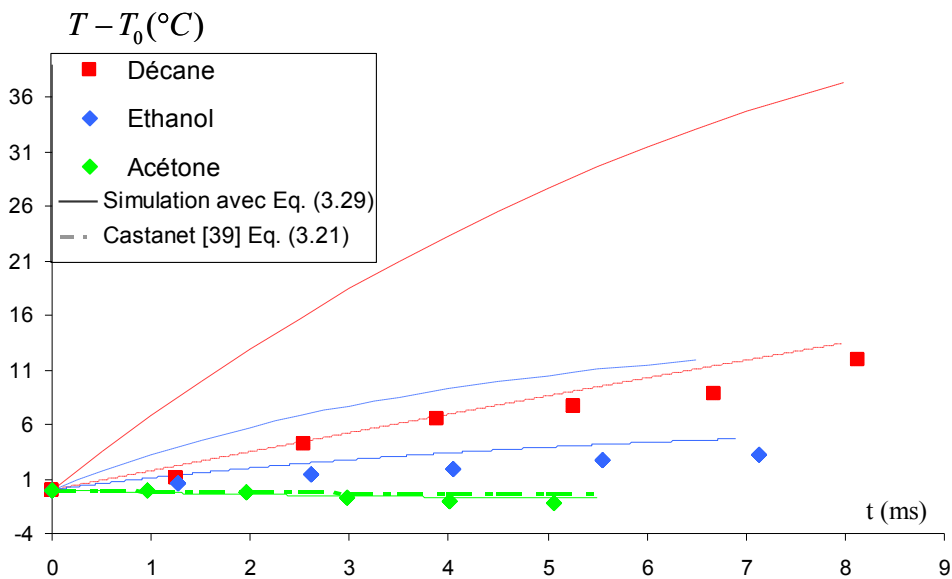


Figure 3.20 Evolution temporelle de la température dans le cas de gouttes en évaporation: cas de l'acétone ($V_0=10,6$ m/s $D_0=122,6$ μm $T_0=26$ °C $C_0=4,53$) de l'éthanol ($V_0=9$ m/s $D_0=119,6$ μm $T_0=29,7$ °C $C_0=4,5$) et du n-dodécane ($V_0=10,8$ m/s $D_0=121,5$ μm $T_0=30$ °C $C_0=4,4$).

Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation en utilisant l'équation (3.29) et la corrélation préexistante de Castanet et al. [39] (Eq (3.21))

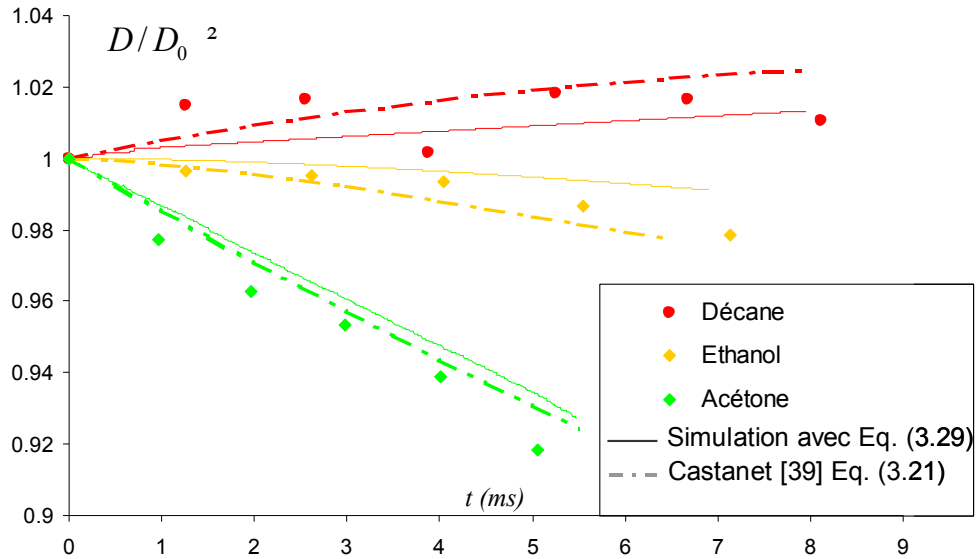


Figure 3.21 Evolution temporelle du carré du diamètre des gouttes en évaporation (même conditions que pour la figure précédente)

11.5. CONCLUSION

L'étude du jet monodisperse en évaporation a clairement montré que l'arrangement géométrique des gouttes et la volatilité du combustible semblent jouer un rôle décisif sur la manière dont les interactions entre gouttes viennent modifier les transferts de masse et de chaleur. Afin de décrire les résultats obtenus, un nouveau temps adimensionnel a été introduit. Il compare le temps séparant le passage de deux gouttes consécutives en un point donné et le temps caractéristique du transfert de la chaleur ou de la matière à travers le film de diffusion introduit par Abramzon et Sirignano [22] pour prendre en compte l'effet de la convection forcée sur les transferts. Ce paramètre semble plus approprié pour décrire les résultats expérimentaux que le paramètre de distance à lui seul, qui lui ne tient compte que de l'arrangement géométrique. Toutefois, cette étude doit être poursuivie afin de clarifier les effets susceptibles de provenir d'autres paramètres tels que par exemple les nombres de Spalding ou de Reynolds, ces paramètres évoluant trop peu lors des expériences présentées ci-dessus.

12. ETUDE D'UN JET MONODISPERSE DE GOUTTES BINAIRES EN EVAPORATION

Nous nous sommes attachés à évaluer les performances de la technique de LIF à deux couleurs en utilisant le pyrrométhène 597-8C9 pour la mesure de température d'un mélange bicomposant. L'objectif est de préparer l'étude de l'évaporation d'un spray de combustible bicomposant dans un écoulement chauffé et turbulent.

12.1. CHOIX DU COMPOSANT MINORITAIRE

Comme cité précédemment, il est important que les composants choisis possèdent certaines propriétés spectroscopiques afin de satisfaire notamment aux diagnostics optiques développés pour mesurer les paramètres liés à l'évaporation du combustible. Les études menées par l'ONERA/DMPH ont conduit à choisir comme composant minoritaire le 3-pentanone, dont la fluorescence induite en phase gazeuse permet la caractérisation de la distribution en vapeur de l'écoulement sans sensibilité au quenching par l'oxygène. Dans une première approche, notre choix du second composant s'est orienté sur l'éthanol. Ce produit présente une volatilité plus importante que le 3-pentanone et a déjà été fortement étudié dans la littérature. Toutefois le caractère non idéal des mélanges éthanol/3-pentanone sera mis en évidence. C'est pourquoi une nouvelle série d'expérimentations a été réalisée afin d'identifier le bon candidat pour le mélange. Un mélange de type alcane/3-pentanone sera envisagé.

12.2. CARACTERISATION EXPERIMENTALE ET CHOIX DU COUPLE BINAIRE RETENU

La comparaison entre les deux types de mélanges retenus alcool/cétone et alcane/cétone est réalisé dans cette section. Des mesures de température ont été réalisées à la température ambiante $T_{amb}=370^{\circ}\text{C}$, pour différentes fractions volumiques Z de 3-pentanone. Les évolutions temporelles de la température de ces dernières sont représentées sur les Figure 3.22 et Figure 3.23.

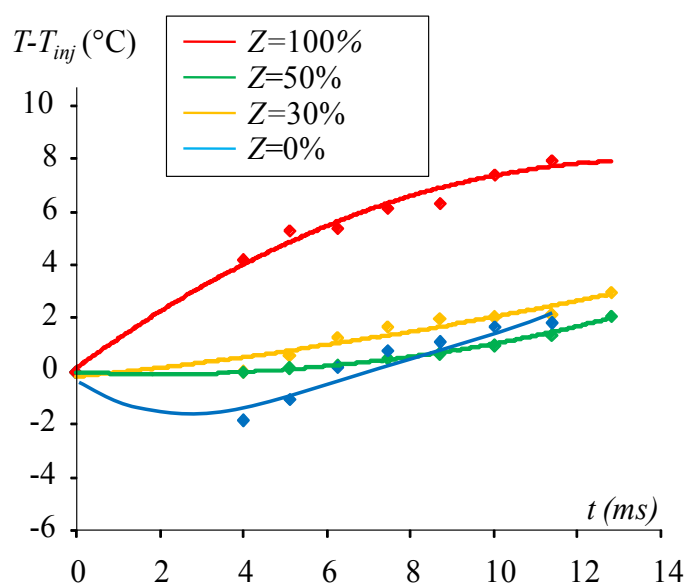


Figure 3.22 Evolution temporelle de la température des gouttes pour différentes fractions volumiques de 3-pentanone ($T_{amb}=360^{\circ}\text{C}$) pour le mélange éthanol/3-pentanone.

Considérons d'abord le mélange éthanol/3-pentanone : les gouttes composées de 3-pentanone pur subissent l'échauffement le plus important que les gouttes possédant une fraction d'éthanol, ce qui est cohérent avec la volatilité du composé dont le point d'ébullition est 103 °C alors qu'il n'est que de 78 °C pour l'éthanol. Les gouttes composées d'éthanol pur subissent une phase initiale de léger refroidissement et s'échauffent à un taux comparable à celui observé pour le 3-pentanone. Le comportement des mélanges est plus singulier : la courbe correspondant à $Z=30\%$ se situe entre celles à $Z=100\%$ et $Z=50\%$. Cette situation peut paraître surprenante, car la fraction du composé le plus volatile (éthanol) est plus importante dans le mélange à $Z=50\%$, ce qui devrait conduire à un échauffement plus faible. Ce phénomène semble indiquer que le mélange éthanol/3-pentanone n'est pas idéal, l'un des composants pouvant accélérer l'évaporation de l'autre, ce qui conduit à une modification du bilan énergétique global [80].

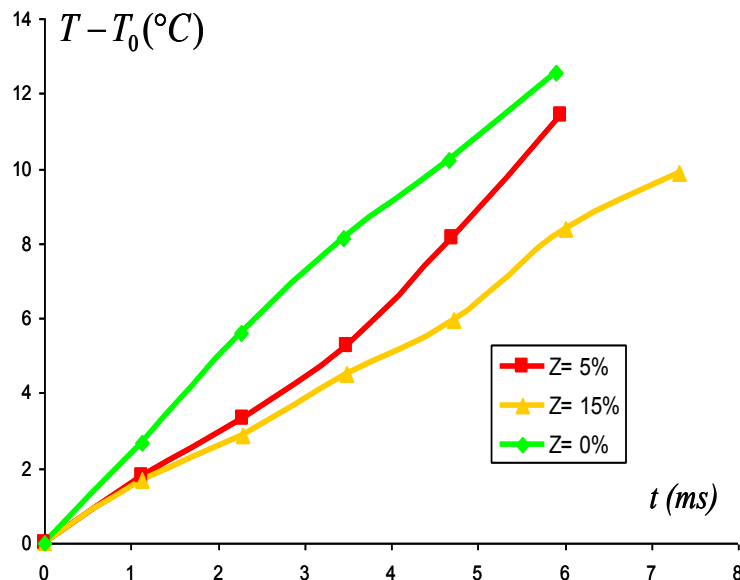


Figure 3.23 Evolution temporelle de la température des gouttes pour différentes fractions volumiques de 3-pentanone ($T_{amb}=360^\circ\text{C}$) pour le mélange n-décane/3-pentanone

Les mélanges 3-pentanone/n-décane se comportent eux de manière plus classique. Une très faible fraction de 3-pentanone dans le mélange implique un ralentissement de l'échauffement du fait de la chaleur prélevée par l'évaporation du composé le plus volatile (3-pentanone). Quant à lui, le n-décane est très peu volatile, sa température d'ébullition étant de 180 °C, ce qui conduit à des taux d'échauffement assez importants. Il aurait été intéressant de continuer les mesures sur un temps plus long

[80] Scott W. Campbell, Richard A. Wilseak, et George Thodos (1987) Vapor-liquid Equilibrium measurements for the ethanol-acetone system at 372.7, 397.7 and 422.6 K, J. Chem. Eng. Data, 32, 357-362.

afin d'examiner si les comportements des mélanges tendent à se rapprocher de celui du n-décane pur. Cependant, la stabilité du jet monodisperse sur une distance longue est insuffisante.

L'utilisation du couple éthanol/3-pentanone apparaît délicate pour son utilisation dans l'expérience en écoulement turbulent chauffé, puisque le mélange de ces deux composés ne semble pas idéal. De plus il apparaît difficile de prendre en compte cette non-idéalité faute de données sur celle-ci. Il sera plus sûr de s'orienter sur un mélange de type n-décane/3-pentanone.

12.3. COMPARAISON AVEC L'ETUDE NUMERIQUE

12.3.1. RAPPELS

Les simulations numériques ont été réalisées avec le modèle bicomposant présenté dans le chapitre 1. Les hypothèses sont celles rappelées dans le paragraphe 11.3.1 de ce chapitre. La composition de la phase liquide est représentée par une approche à composants discrets (Sirignano [22]). Les concentrations des espèces et la température à l'intérieur de la goutte peuvent être obtenues par résolution des équations de diffusion Eq. (3.2). L'équation (3.2) est résolue avec les conditions initiales $T(r,t=0)=T_{inj}$ et $Y_{i,l}(r,t=0)=Y_{i,l,inj}$ auxquelles sont ajoutées les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} 4\pi R^2 \lambda_l \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R} = Q_L \\ \dot{m}_i = \dot{m} Y_{i,l,S} - 4\pi R^2 \rho_l D_{i,l} \left. \frac{dY_{i,l}}{dr} \right|_{r=R} \end{cases} \quad (3.30)$$

12.3.2. APPLICATION DE LA NOUVELLE CORRELATION SUR LES COMBUSTIBLES BINAIRES SELECTIONNES.

La nouvelle corrélation (3.29) a été utilisée pour les simulations afin de prendre en compte les interactions entre gouttes :

$$\begin{cases} \frac{Nu}{Nu_{iso}} = \eta(t^*) \\ \frac{Sh_i}{Sh_{iso,i}} = \eta_i(t^*) \end{cases} \quad (3.31)$$

Le composant i du mélange renvoyant à la branche 1 ou 2 de la corrélation (3.29).

Le calcul du temps t^* a été réalisé avec précaution. En effet, le calcul de la vitesse radiale d'expulsion de chaque composant est difficilement quantifiable. Le temps adimensionnel t^* est alors obtenu par :

$$t_i^* = \frac{\delta_i}{fV_{r,tot}} \quad \text{avec} \quad V_{r,tot} = \frac{\dot{m}}{\rho_v \pi D^2} \quad (3.32)$$

Il a été choisi de calculer pour chaque composant une épaisseur de couche limite δ_i . La vitesse radiale d'expulsion totale $V_{r,tot}$ découlera directement de la valeur du débit massique que nous pouvons calculer à chaque pas de temps.

Les résultats de la comparaison entre l'expérience et la simulation numérique en supposant les mélanges idéaux sont reportés sur la Figure 3.24.

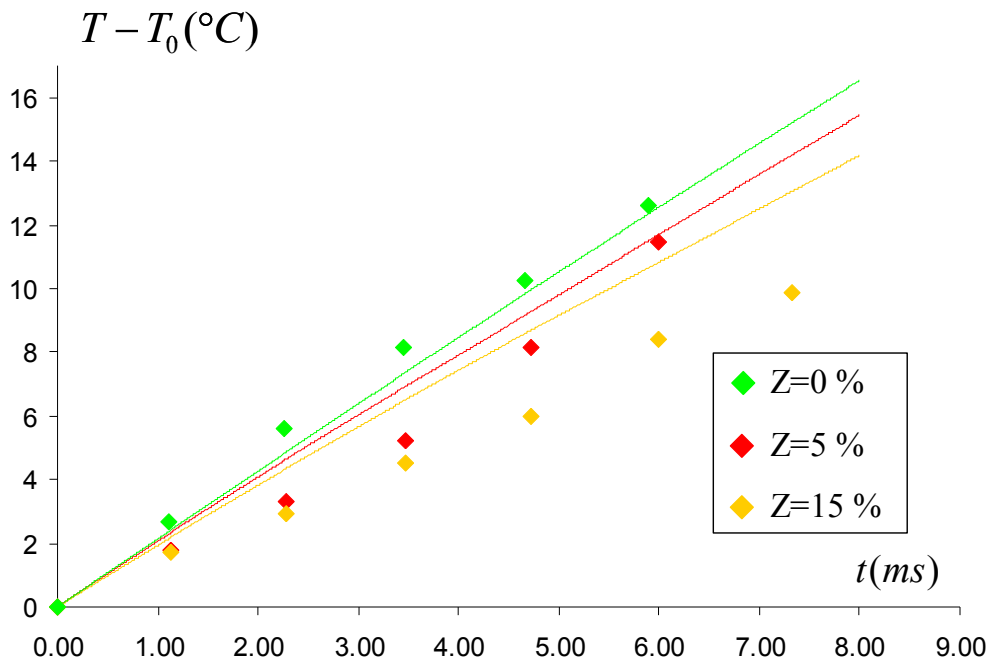


Figure 3.24 Evolution temporelle de la température des gouttes binaires composées d'un mélange n-décane/3-pentanone, comparaison entre les données expérimentales et les simulations en utilisant l'équation (3.29)

La température du composé pur, le n-décane, et ainsi son comportement sont comme attendu assez bien prédits par la simulation. Un ajout même modéré du composant plus volatile, le 3-pentanone, influence les simulations en température. Cependant, même si la nouvelle corrélation appliquée vient corriger les simulations, les calculs numériques de la température des mélanges surestiment l'évolution de la température obtenue expérimentalement.

Des expérimentations complémentaires sont à présent nécessaires pour développer cette nouvelle prise en compte des effets des interactions sur les transferts de chaleur et de masse en examinant avec soin le cas des gouttes bicomposant ou multicomposant plus généralement.

13. CONCLUSIONS

L'étude d'un jet monodisperse en évaporation dans des conditions bien contrôlées en température a permis de mettre en évidence une influence tout à fait notable de la volatilité du combustible au-delà de l'influence connue du paramètre de distance sur les phénomènes d'interaction entre gouttes. Cette influence de la volatilité est introduite par l'intermédiaire d'un temps caractérisant le transit de la vapeur au travers de la couche d'échange convectif avec la phase gazeuse. Ce temps est adimensionné par un temps de transport de la goutte sur l'espacement intergoutte. Les nombres de Nusselt et de Sherwood, normalisés par leur contrepartie correspondant à la goutte isolée peuvent être décrits en fonction du rapport de ces deux temps.

D'autre part, l'expérience du jet monodisperse a permis un choix optimal du couple de combustibles constituant le mélange binaire qui sera utilisé dans l'expérience d'injection d'un spray bicomposant dans un écoulement turbulent chauffé. Le mélange utilisé sera composé majoritairement de n-décane auquel sera ajouté une faible fraction de 3-pentanone (maximum 15 % en volume), composé auquel des propriétés de fluorescence en phase gazeuse sont connues.

Chapitre 4 :

CARACTERISATION DE L'EVAPORATION D'UN SPRAY BICOMPOSANT INJECTE DANS UN ECOULEMENT TURBULENT CHAUFFE

NOMENCLATURE

SYMBOLES LATINS

C_V	Concentration molaire volumique	Mol/l
D	Diamètre	m
I	Intensité de fluorescence	
l	Chemin optique	m
L	Relatif à l'échelle intégrale de turbulence	m
N	Nombre de goutte	
n	Indice de réfraction	
P	Pression du réservoir	Pa
Q	Débit	l/s
R	Rapport de fluorescence	
Re	Nombre de Reynolds	
St	Nombre de Stokes	
T	Température	°C
t	Temps	ms
U	Vitesse longitudinale	m/s
V	Vitesse radiale	
Z	Fraction volumique	

SYMBOLES GRECS

λ	Relatif à l'échelle de Kolmogorov de turbulence	m
μ	Viscosité dynamique	Pa
ν	Viscosité cinématique	m ² /s
τ	Temps caractéristique de la turbulence	s
ρ	Masse volumique	kg/m ³
Φ	Angle de déphasage	rad

INDICES

$0 - inj$	Relatif à l'injection
air	Relatif à l'écoulement porteur
amb	Relatif à l'air ambiant
d	Relatif à l'effet Doppler
$éb$	Relatif au phénomène d'ébullition
g	Relatif à la phase gazeuse
$i, 1, 2 \text{ ou } 3$	Relatif au détecteur / à la bande spectrale i, 1, 2 ou 3
l	Relatif au combustible
ref	Relatif à un état de référence

CHAPITRE 4 : CARACTERISATION DE L'EVAPORATION D'UN SPRAY BICOMPOSANT INJECTE DANS UN ECOULEMENT TURBULENT CHAUFFE

L'objet de ce chapitre porte sur une expérimentation commune avec le département DMPH (Département des Mesures Physiques) de l'ONERA (Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales). Celle-ci consiste à caractériser l'évaporation d'un spray de combustible bi-composant composé du mélange de deux corps purs, injecté dans un écoulement surchauffé et dont le taux et la structure de la turbulence sont contrôlés. Dans cette étude, des diagnostics optiques ont été développés afin de caractériser le brouillard de gouttes en évaporation : la température moyenne et la granulométrie. Pour déterminer l'évolution de la température moyenne au sein du spray, la technique de fluorescence induite par laser (LIF) à deux couleurs, préalablement présentée, s'est avérée particulièrement intéressante. L'utilisation conjointe de la granulométrie phase Doppler a permis de déterminer l'histogramme granulométrique du spray. Plusieurs combustibles monocomposant et bicomposant choisis précédemment ont été étudiés.

14. INTRODUCTION ET CADRE GENERAL

14.1. QUELQUES DEFINITIONS CONCERNANT LES SPRAYS

Un spray est une dispersion de gouttes de liquide dans une phase porteuse gazeuse. Ce dernier est usuellement issu de l'atomisation d'un liquide. Dans un sens général, l'atomisation est définie comme l'action de séparer un corps solide ou liquide en particules ou en gouttes. Dans le contexte de la combustion, la pulvérisation est l'opération par laquelle un combustible liquide est divisé en gouttelettes, qui sont dispersées dans la phase gazeuse, provoquant leur évaporation et le mélange de la vapeur à l'air. La réaction de combustion se produit ensuite en phase gazeuse avec libération d'énergie thermique. Le plus souvent, elle se pratique en faisant passer le liquide sous pression, avec ou sans mise en rotation préalable, avec ou sans prémélange avec un gaz (air pressurisé ou vapeur) au travers d'un ou plusieurs orifices. La quantité de mouvement initiale du jet et le dispositif de pulvérisation contribuent aussi à la fonction très importante de mélange de l'air (la phase porteuse) et du combustible. La qualité de ce mélange influence fortement le rendement de combustion et les émissions polluantes issues de cette dernière.

Les atomiseurs industriels produisent des brouillards polydispersés en taille et en vitesse. Il n'existe actuellement aucune relation universelle permettant de décrire le processus d'atomisation et de fournir la distribution en taille de gouttes en fonction des

paramètres spécifiques de l'injecteur (pression d'injection, diamètre des orifices de l'injecteur ...). Cependant divers diamètres moyens sont couramment introduits pour préciser la polydispersion du brouillard de gouttelettes et sont calculés comme un rapport de moments de différents ordres (Eq. (4.1)). L'intérêt de ces diamètres tient dans le fait qu'ils sont indépendants du type de distribution :

$$(D_{qp})^{q-p} = \frac{\int_0^{+\infty} P(D)D^q dD}{\int_0^{+\infty} P(D)D^p dD} \quad (4.1)$$

Ainsi on obtient la relation :

$$(D_{qp})^{q-p} = \frac{(D_{q0})^q}{(D_{p0})^p} \quad (4.2)$$

La grandeur D_{10} (Eq.(4.3)) nous informe de la moyenne arithmétique du diamètre des gouttes :

$$D_{10} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N D_{pi} \quad (4.3)$$

Autre exemple, le diamètre D_{43} donne la moyenne arithmétique de la distribution volumique alors que D_{20} est le diamètre de la goutte dont la surface est la surface moyenne des gouttes (la surface totale d'interface liquide-gaz est $S = N\pi(D_{20})^2$). De même, D_{30} est le diamètre de la goutte dont le volume est le volume moyen des gouttes : si V est le volume de fluide contenu dans le spray mesuré, alors $V = N\pi D_{30}^3 / 6$.

De l'équation (4.2) on peut exprimer le diamètre dit de Sauter D_{32} défini par :

$$D_{32} = \frac{\sum D_{pi}^3}{\sum D_{pi}^2} = \frac{(D_{30})^3}{(D_{20})^2} \quad (4.4)$$

qui est donc équivalent au rapport $6V/S$. Nous savons que ce nombre est particulièrement significatif pour la combustion : plus le diamètre de Sauter est petit, plus la surface d'interface liquide est grande pour un même volume de spray injecté, ce qui est favorable à la combustion complète du carburant.

Lorsque le spray est injecté dans un écoulement turbulent, les gouttelettes subissent un phénomène de dispersion. Cette dispersion est liée aux caractéristiques de la turbulence de l'écoulement. De nombreuses interactions ont lieu entre la turbulence d'une part et les gouttelettes d'autre part. Pour de faibles concentrations en particules – cas d'un écoulement dilué – le mécanisme prépondérant est la dispersion des particules par la turbulence du fluide (*one-way coupling*). Dans ce cas, la présence des particules n'affecte pas la dynamique de la phase porteuse. Lorsque cette

concentration augmente, des interactions entre phases apparaissent, les particules dispersées par la turbulence agissant à leur tour sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent (*two-way coupling*). Finalement pour un écoulement porteur fortement chargé en particules, des interactions inter-particules, telles que des collisions, viennent perturber la dynamique de l'écoulement et ce de manière non négligeable (*four-way coupling*).

D'après Hardalupas [81], le *two-way coupling* apparaît à partir d'un chargement massique, correspondant au rapport des débits massiques des particules et du fluide supérieur à 10%. Pour notre étude, l'effet des particules sur la phase porteuse sera limité : le chargement massique ne dépassant pas 5% selon Cochet [82].

14.2. MESURE DE LA TEMPERATURE DANS UN SPRAY : BREFS ELEMENTS DE CONTEXTE.

La mesure de la température d'un spray est une question cruciale pour de nombreuses applications industrielles, comme l'évaporation des gouttes dans les chambres de combustion (Sazhin [83], Maqua [84]) ou le refroidissement de surface chaude (Castanet [85]). La thermométrie par réfractométrie d'arc-en-ciel, fondée sur la diffusion élastique de la lumière, est une technique principalement destinée à la mesure de températures de gouttes individuelles sphériques. Cette technique est fondée sur la mesure de l'indice de réfraction lui-même dépendant de la température. Les principes et un certain nombre de résultats concernant la réfractométrie d'arc-en-ciel standard se trouvent dans les travaux initiaux de Roth et al. ([86] et [87]) tout d'abord appliqués à la mesure de température et de taille de gouttes monodisperses en évaporation ou en combustion. Les travaux de Van Beeck et Riethmuller ([88], [89])

-
- [81] Hardalupas Y. (1989) Velocity and particule-flux characteristics of turbulent particule-laden jets, Proc. R. London.
 - [82] Cochet M.(2007), Evaporation de gouttelettes polydispersées dans un écoulement de canal fortement turbulent . Analyse de la formation du mélange diphasique par imagerie de fluorescence, Thèse de INPT, Toulouse.
 - [83] Sazhin SS (2006) Advanced models for fuel droplets heating and evaporation. Progress in Energy and Combustion Science 32 162-214
 - [84] Maqua C, Castanet G, Grisch F, Lemoine F, Kristiadi T, Sazhin SS (2008) Monodisperse droplet heating and evaporation: Experimental study and modelling International Journal of Heat and Mass Transfer 51 3932-3945.
 - [85] Castanet G, Lienard T, Lemoine F (2009) Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall International. Journal of Heat and Mass Transfer 52 670-6.
 - [86] Roth N., Anders K., Frohn A. (1992) Simultaneous determination of refractive index and droplet size using Mie theorie, Proc. Of the 6th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal), Vol. 1, 15.5.1-15.5.5.
 - [87] Roth N., Anders K., Frohn A. (1996) Size intensive rainbow refractometry : theoretical aspects, Proc. Of the 8th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal), Vol. 1, 9.2.1-9.2.6.
 - [88] Van Beeck J., Riethmuller M. (1994) Simultaneous determination of temperature and size of droplets from the rainbow using the Airy theory, Proc. Of the 7th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal), Vol. 2, 21.5.1-21.5.6.
 - [89] Van Beeck J., Riethmuller M. (1995) Non-intrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops, Applied Optics 34 : 1633-1639.

et [90]) et de Walker [91] se sont focalisés à la mesure de la température de gouttes individuelles dans un spray.

Des développements plus récents de la technique, appelés thermométrie d'arc-en-ciel global (GRT), permettent à la fois d'obtenir des informations sur la température de la phase liquide et sur la distribution granulométrique du spray, tout en évitant certains inconvénients liés à la technique d'arc-en-ciel ponctuelle. Cette technique a été initiée par Van Beeck [92] à l'institut Von Karman (Bruxelles). De nombreuses techniques ont été développées pour mesurer localement la température de la phase liquide d'un brouillard de gouttelettes. La technique d'arc-en-ciel globale aspire à lisser les effets de sphéricité rencontrés habituellement lors de son application standard sur des gouttes individuelles (Vetrano et al. [93], Van Beek et al. [94]). Cette méthode repose sur l'élargissement du volume de mesure : un grand nombre de gouttes traverse ainsi ce volume au même instant et contribue à l'arc-en-ciel généré. Puisque la position de l'arc-en-ciel dépend de l'indice de réfraction du liquide contenu dans le volume de mesure et de la distribution granulométrique, l'utilisation d'une méthode inverse permet de remonter à la valeur moyenne de l'indice de réfraction et ainsi à la température du liquide en question. L'influence du caractère non uniforme de la température des gouttes sur la position de l'arc-en-ciel est encore peu investigué.

D'autres techniques sont basées sur la fluorescence induite par laser présentée dans le chapitre 2. La méthode dite de « fluorescence exciplex » utilise la dépendance en température de la fluorescence d'un état complexe excité (exciplex) issu de la réaction chimique entre une molécule excitée du traceur – introduit au préalable au sein du liquide – et une molécule à l'état stable (monomère) (Murray et Melton [95], Gossage et Melton [96]). Cependant les concentrations à la fois en traceur et en monomère doivent rester constantes durant toute l'expérimentation, ce qui est difficilement réalisable dans le cas de l'étude d'un spray en évaporation. De plus, cette technique est sensible au quenching par l'oxygène et les expérimentations doivent être réalisées sous atmosphère neutre.

L'extension de la technique de LIF deux couleurs présentée précédemment à un brouillard de goutte n'est pas directe. Le phénomène de diffusion de la fluorescence dans le brouillard, qui dépend de la longueur d'onde, peut potentiellement influencer la distribution spectrale de la fluorescence et ainsi la mesure de la température

-
- [90] Van Beeck J., Riethmuller M. (1996) Rainbow phenomena applied to the measurement of droplet size and velocity and the detection of nonsphericity, *Applied Optics* 35, No. 13, 2259-2266.
 - [91] Walker J.D. (1976) Rainbow from single drops of water and other liquids, *Am. J. Phys.* 44, 421-433.
 - [92] Van Beeck, J., Giannoulis, D., Zimmer, L., Riethmuller, M.L. (2000) Global rainbow thermometry for droplet temperature measurement, *Optical Letter* 24: 1696-1698.
 - [93] Vetrano MR, Gauthier S, Beek J, Boulet P, Buchlin JM (2006) Characterization of a non-thermal water spray by global rainbow thermometry. *Experiments in Fluids* 40 15-22
 - [94] Van Beeck J, Grosjes T, De Giorgi MG (2003) Global rainbow thermometry assessed by airy and Lorenz-Mie theories and compared with phase doppler anemometry. *Applied Optic* 42 4016-4022
 - [95] Murray MA and Melton LA (1985) Fluorescence methods for determination of temperature in fuel spray. *Applied Optics* 24 2783-2787
 - [96] Gossage HE and Melton LA (1987) Fluorescence thermometers using intermolecular exciplex. *Applied Optics*: 26 2256-2259

(Bruchhausen [97]). Il a été constaté que le spectre de fluorescence enregistré sur un spray subit un décalage spectral vers le bleu par rapport à celui enregistré en cuve.

La section suivante va s'attacher à présenter les techniques expérimentales développées pour la caractérisation d'un spray.

15. TECHNIQUES DE MESURES

La caractérisation complète d'un spray en évaporation nécessite la détermination précise de la température locale moyenne de sa phase liquide ainsi que l'évolution de l'histogramme granulométrique. Les techniques expérimentales développées dont la technique LIF à deux couleurs, préalablement présentée pour l'étude d'un jet monodisperse, vont être étendues pour l'étude d'un spray. La mesure de l'histogramme granulométrique sera réalisée à l'aide d'un système PDA (Particle Dynamic Analyser). Ces méthodes vont dès à présent être présentées ainsi que leur implémentation pour l'étude d'un spray.

15.1. MESURE DE LA TAILLE DE PARTICULE PAR GRANULOMETRIE PHASE DOPPLER (PDA)

Cette technique de mesure est tout comme la mesure de vélocimétrie laser basée sur la détection de bouffée Doppler (chapiter 2, section 4). Le montage de base est donc identique à celui d'un dispositif de vélocimétrie laser Doppler ; seul le dispositif de détection des bouffées est modifié.

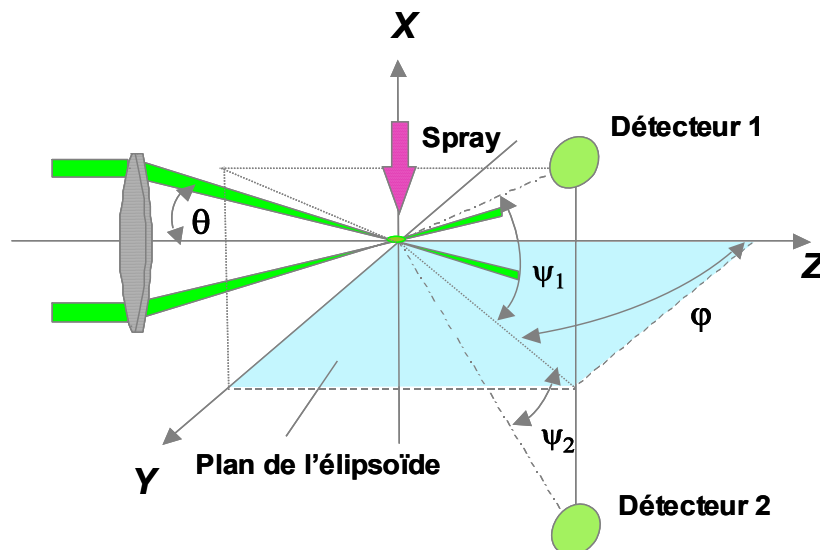


Figure 4.1 Dispositif optique de la technique PDA

[97] Bruchhausen M, Delconte A, Blondel D (2006) Temperature measurements in polydisperse sprays by means of laser-induced fluorescence on three spectral bands. *Atomization and Spray* 16 599-614.

Le principe consiste à analyser les bouffées Doppler à l'aide de 2 détecteurs, dans deux directions différentes (Figure 4.1). Les fréquences de modulation des bouffées (fréquence Doppler) sont identiques, mais les signaux sont déphasés entre eux, et ce déphasage dépend du rayon de courbure de la particule et donc de son diamètre, si la particule est supposée sphérique (Figure 4.2).

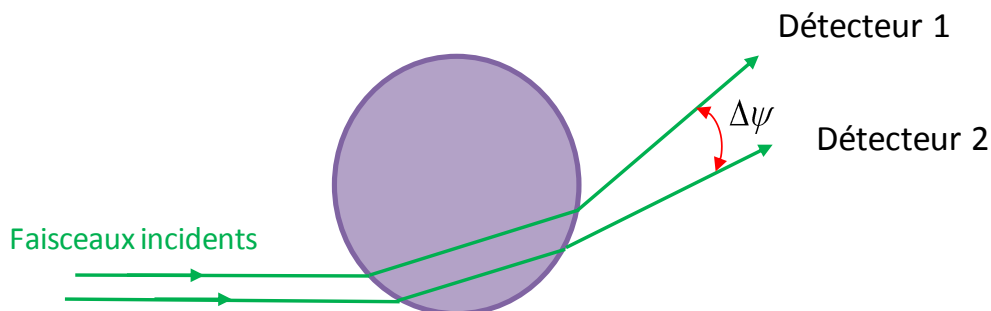


Figure 4.2 Principe de la mesure PDA

L'intensité du rayon incident est en partie réfléchi et réfracté. Le rapport d'intensité est donné par les coefficients de Fresnel et dépend de l'angle d'incidence, de la polarisation et de l'indice de réfraction. L'angle de réflexion est quant à lui donné par la loi de Descartes. La phase est issue de la longueur de chemin optique du rayon. Ainsi la majorité du signal est contenu dans les trois premiers modes de réfraction (Figure 4.3).

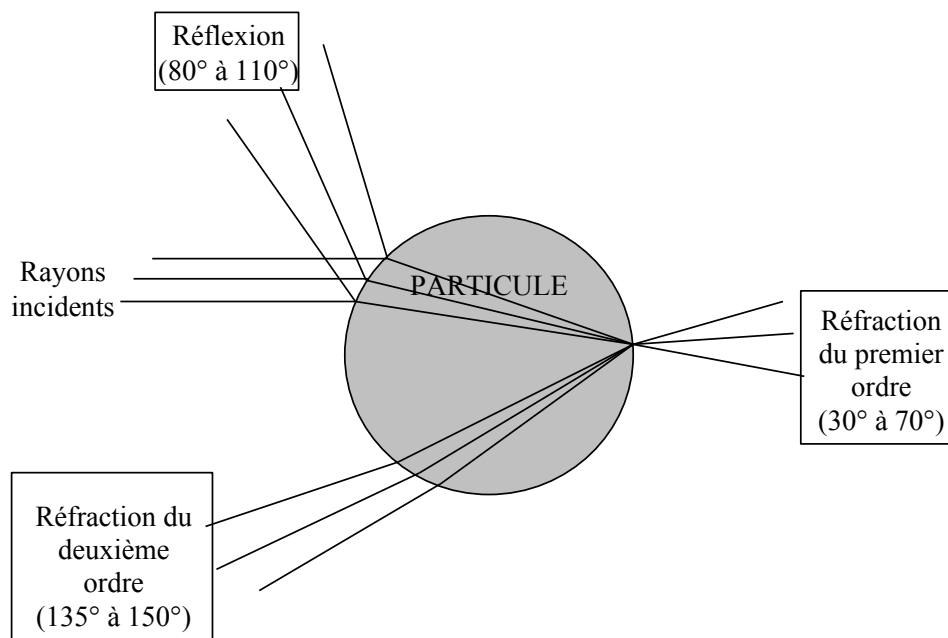


Figure 4.3 Les 3 principes d'interaction de la lumière avec une particule

Il est ainsi possible de travailler avec la lumière réfractée ou la lumière réfléchi, suivant que la particule est transparente ou opaque. Le déphasage Φ_{12} (Figure 4.4)

entre les signaux captés par chacun des deux détecteurs est déterminé par la mesure de l'intervalle de temps Φ_{12} entre deux passages à 0 des signaux correspondants, et en divisant ce temps par la durée de la bouffée Doppler τ_D afin de lever la dépendance à la vitesse :

$$\Phi_{12} = \frac{\tau_{12}}{\tau_D} \cdot 360^\circ \quad (4.5)$$

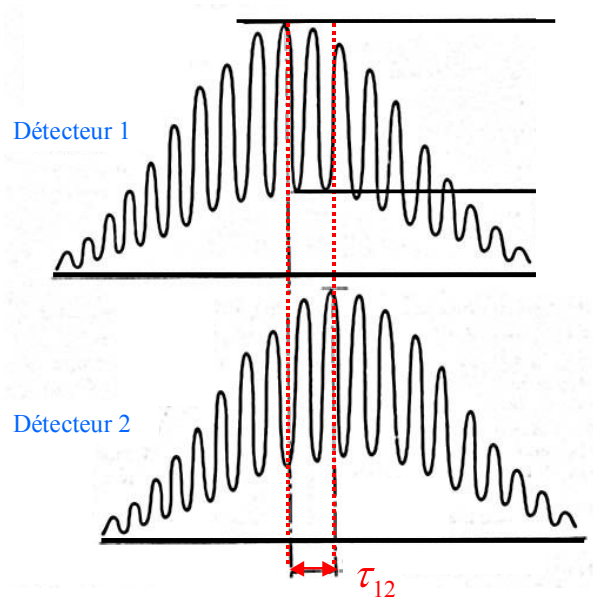


Figure 4.4 Mesure du déphasage de deux bouffées Doppler

Si le détecteur est placé de telle manière qu'un mode de diffusion soit dominant, une relation linéaire entre le déphasage et le diamètre de la particule existe. Le déphasage augmente avec la taille de la particule et les phases sont comprises entre 0 et 2π (360°). Ainsi si une particule a une taille telle qu'un saut de 2π se produise, elle ne pourra pas être discriminée par rapport à une particule beaucoup plus petite. Pour lever cette ambiguïté, un troisième détecteur est ajouté ce qui permet d'étendre de manière importante la gamme de mesure (Figure 4.5).

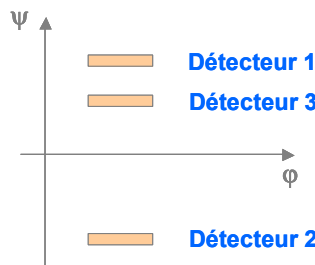


Figure 4.5 Montage à trois détecteurs de phase

Une double mesure est donc pratiquée : celle du déphasage Φ_{12} entre les signaux reçus par les détecteurs 1 et 2 et celle du déphasage Φ_{13} entre les signaux reçus par les détecteurs 1 et 3.

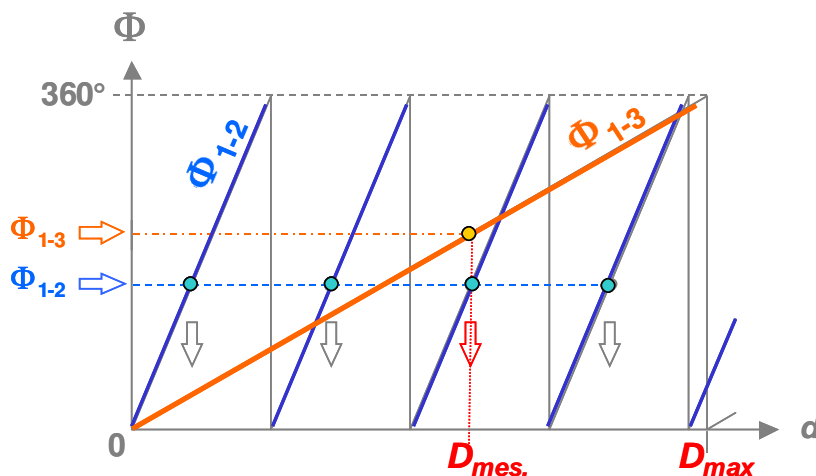


Figure 4.6 Principe de la mesure de déphasage Φ_{12} et Φ_{13}

Ainsi il est possible de contourner l'ambiguïté de 2π . L'évolution de Φ_{13} permet d'obtenir un ordre de grandeur du diamètre et la mesure de Φ_{12} permet d'affiner cette valeur (Figure 4.6).

La technique phase Doppler permet donc de restituer après un traitement statistique l'histogramme granulométrique de particules en mouvement traversant le volume de mesure pendant un temps donné. De plus, des corrélations de type taille/vitesse peuvent être obtenues.

15.2. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE MOYENNE D'UN BROUILLARD DE GOUTTE PAR LIF DEUX COULEURS.

La détermination de la température d'un spray par LIF deux couleurs est réalisée et basée sur les mêmes principes que ceux présentés dans le chapitre 2. Les modifications inhérentes à l'implémentation de la technique pour un brouillard de gouttes résident principalement dans l'acquisition du signal et le traitement des données.

15.2.1. DISPOSITIF OPTIQUE ET TRAITEMENT DES DONNEES.

Le volume de mesure de la LIF deux couleurs est créé par l'intersection de deux faisceaux laser issus d'un laser à argon ionisé. L'ellipsoïde de révolution obtenue correspondant à la zone d'intersection des deux faisceaux, s'étend sur 1200 μm dans la longueur et a un diamètre de 150 μm dans la direction transverse. Le signal de fluorescence est collecté à 90° à l'aide d'un doublet achromatique puis séparé sur les

deux bandes de détection ; le dispositif d'acquisition est par la suite identique à celui présenté figure 2.13. Le signal de fluorescence est moyenné sur un nombre N de gouttes pour chacune des bandes spectrales et le rapport de fluorescence est calculé par la relation suivante :

$$R_{12} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^p I_{fik,1}}{\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^p I_{fik,2}} \quad (4.6)$$

avec i l'indice de la goutte, k l'indice lié à l'échantillonnage du signal à 10 kHz, p le nombre d'échantillons pour la $i^{\text{ième}}$ goutte. La température mesurée correspond à une température moyennée sur le volume total de liquide qui traverse le volume de mesure sur le temps d'acquisition. Usuellement, cette dernière se réalise sur 5000 gouttes minimum. Chaque point de mesure est effectué au moins deux fois afin de s'assurer de sa reproductibilité.

15.2.2. PRISE EN COMPTE DE L'EFFET NON LINEAIRE DE LA TAILLE DE GOUTTE

Même si le phénomène physique concernant l'effet non linéaire de la taille de goutte sur le rapport de fluorescence n'est pas complètement interprété, il est possible de minimiser cet effet sur la mesure. Les expériences précédentes ont montré qu'une augmentation de la concentration en traceur tendait à atténuer l'effet de taille de gouttes sur le rapport de fluorescence. C'est pourquoi il a été décidé de réaliser les expériences avec une forte concentration ($C_v=10^{-5}$ mol/l) en pyrrométhène 597-C8, ce qui entraîne une erreur systématique moins importante sur les mesures. La Figure 4.7 présente le rapport R_{12}/R_{12_0} en fonction du diamètre de goutte pour les différentes concentrations testées. Une courbe de tendance a été ajoutée sur les résultats obtenus à forte concentration de traceur ($C_v=10^{-5}$ mol/l) permettant d'estimer la dérive pour des gouttes de diamètre inférieur à 50 μm . Cette dernière est de l'ordre de 4% pour les gouttes de diamètre 35 μm , ce qui correspond ici à une sous estimation de 4 °C environ pour une température moyenne de 100 °C.

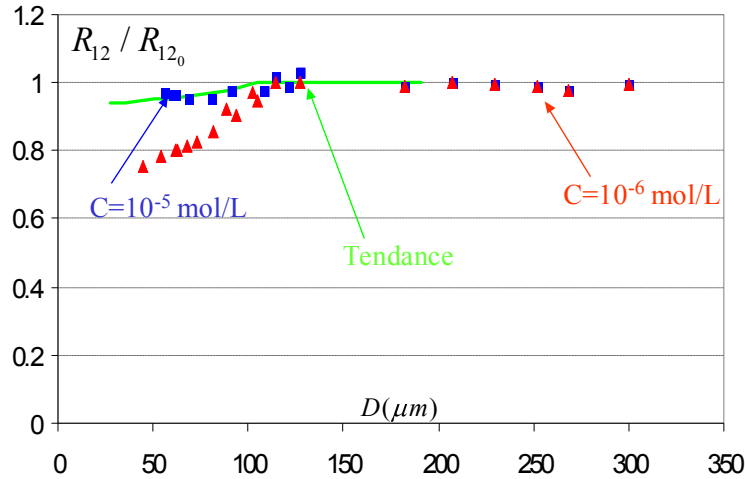


Figure 4.7 Comparaison entre les évolutions du rapport normalisé R_{12} / R_{12_0} en fonction du diamètre pour les deux concentrations $C_v=10^{-5}$ mol/l et $C_v=10^{-6}$ mol/l.

15.2.3. DYNAMIQUE DE LA LIF DANS UN SPRAY POLYDISPERSE

Lorsque la technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs est appliquée à un spray, la polydispersion en taille des gouttes pose le problème de la dynamique de mesure. La détection des gouttes repose sur un seuil d'intensité. Le signal des gouttes est codé sur 4096 niveaux de quantification : le seuil est fixé à 100 niveaux afin d'être supérieur au bruit dans le noir et au bruit oscillatoire des alimentations haute tension des photomultiplicateurs. La dynamique, en terme d'intensité de fluorescence, est donc de l'ordre de 40.

Le signal de fluorescence émis par une goutte est lié à :

$$\int_{\mathcal{G}} I(x, y, z) C(x, y, z) e^{\frac{A}{T(x, y, z)^2} + \frac{B}{T(x, y, z)}} d\mathcal{G} \quad (4.7)$$

où \mathcal{G} est le volume total de la goutte, I la densité locale d'énergie.

Si la concentration en traceur C et la température T sont considérés comme uniformes sur la goutte, alors :

$$\int_{\mathcal{G}} I(x, y, z) C(x, y, z) e^{\frac{A}{T(x, y, z)^2} + \frac{B}{T(x, y, z)}} d\mathcal{G} = C e^{\frac{A}{T^2} + \frac{B}{T}} \int_{\mathcal{G}} I(x, y, z) d\mathcal{G} \quad (4.8)$$

Lorsque le front d'onde exciteur est plan et que la goutte est totalement incluse dans le domaine d'excitation, le terme d'intensité peut s'écrire :

$$\int_{\mathcal{G}} I(x, y, z) d\theta = I_0 \mathcal{G} \quad (4.9)$$

avec \mathcal{G} est le volume de la goutte.

Dans ce cas, si le diamètre maximal est connu, le diamètre minimum détectable s'obtient par :

$$D_{\min} = \left(\frac{I_{\min}}{I_{\max}} \right)^{1/3} D_{\max} = \left(\frac{100}{4096} \right)^{1/3} D_{\max} \quad (4.10)$$

Lorsque le front d'onde excitateur correspond à celui d'un faisceau gaussien focalisé (Figure 4.8), une telle approche n'est plus valable et :

$$\int_{\Omega} I(x, y, z) d\theta = \zeta(D) = \alpha D^k \quad (4.11)$$

où ζ est l'intégrale de l'énergie sur la goutte et α et k sont déterminés empiriquement.

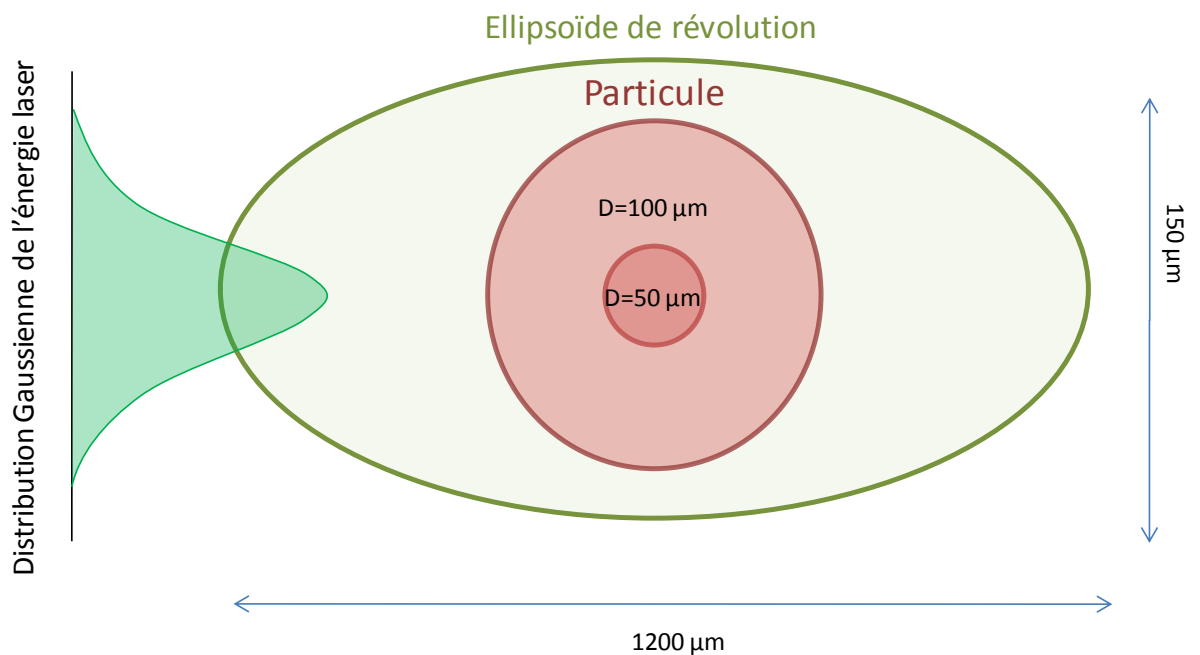


Figure 4.8 Aspect Gaussien de l'énergie laser et ses conséquences

Cette intégrale peut être déterminée par application de la Théorie de Lorentz Mie Généralisée (TLMG), développée initialement au Coria ([98] et [99]). Ce code restitue la répartition de l'intensité lumineuse au sein d'une goutte traversée par un faisceau laser, en prenant en compte les phénomènes d'absorption et de réflexions internes par résolution des équations de Maxwell. Les paramètres d'entrée de ce code sont le rayon du faisceau laser au col dont la répartition d'énergie est gaussienne, la longueur d'onde du rayonnement incident, les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, le type de polarisation du rayonnement et le maillage de l'espace.

- [98] Gouebest G., Gréhan G. (2000) Generalized Lorenz-Mie Theories, from past to future, *Atomisation and spray* 1à(3-5) : 277-333.
- [99] Mees L., Gouebest G., Gréhan G. (2001) Interaction between femtosecond pulses and a spherical microcavity : internal fields, *opt. Commun* 199 :33-38

Le caractère gaussien de la répartition de l'énergie conduit à une évolution de l'intensité de fluorescence rayonnée s'éloignant de la dynamique en D^3 . Cette évolution, déterminée pour des gouttes variant d'un diamètre de 25 μm à 150 μm est présentée Figure 4.9. Cette courbe est adimensionnée de telle sorte que l'intensité des gouttes de diamètre 150 μm correspondent à 4096 niveaux, soit le maximum déterminé par la dynamique de la carte d'acquisition.

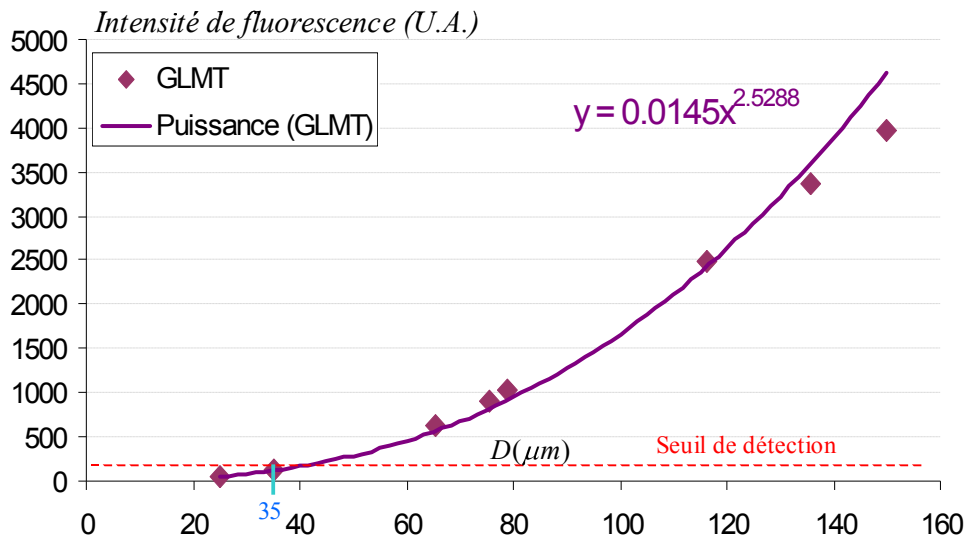


Figure 4.9 Dynamique de l'intensité de fluorescence déterminée à l'aide de la TLMG en fonction de la taille de goutte

Un calcul préliminaire de la dynamique en taille a été réalisé à l'aide de la mesure d'un histogramme granulométrique à chaud obtenu à l'aide d'un PDA correspondant à l'injecteur qui sera utilisé lors de cette expérience, c'est-à-dire un spray issu d'un injecteur ultrasonique injecté dans un écoulement turbulent chauffé (Figure 4.10). Les photomultiplicateurs sont réglés de telle manière à obtenir un taux de saturation en nombre de gouttes de 5%. Le plus gros diamètre détectable sans saturation est donné par :

$$\int_{D_{\max}}^{\infty} P(D) = 0,05 \quad (4.12)$$

L'histogramme de la Figure 4.10 et l'application de la relation (4.12) conduisent à $D_{\max} \approx 150 \mu\text{m}$. Si une goutte de diamètre D_{\max} correspond à 4096 niveaux d'intensité, le diamètre des plus petites gouttes atteignant le seuil de détection (100 niveaux) sera donné par :

$$D_{\min} = \frac{D_{\max}}{40^{1/k}} \quad (4.13)$$

ce qui conduit à $D_{\min} \approx 35 \mu\text{m}$ avec $k=2,53$.

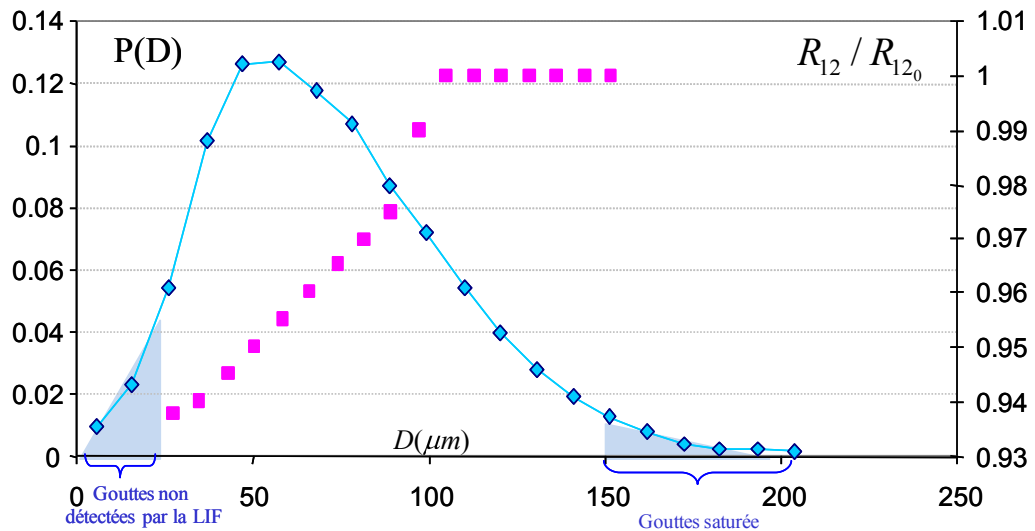


Figure 4.10 Histogramme granulométrique à chaud : zone de détection de la LIF

Ainsi, connaissant de manière correcte cette dynamique, il sera possible de quantifier l'erreur systématique du fait de l'effet non linéaire de taille.

La plage de détection de la LIF en diamètre est donc connue et caractérisée par $D_{\min} \approx 35 \mu\text{m}$ et $D_{\max} \approx 150 \mu\text{m}$. Afin d'évaluer l'erreur systématique induite par l'effet non linéaire de la taille de goutte sur les mesures, il est nécessaire de recalculer la densité de probabilité du diamètre après filtrage par la LIF suivant :

$$P_{LIF}(D) = \frac{P(D)}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} P(D)dD} \quad (4.14)$$

L'erreur $\varepsilon(D)$ sur le rapport normalisé reporté sur la Figure 4.10 en fonction de la taille de goutte, permettra de calculer l'erreur moyenne générée sur le rapport de fluorescence $\varepsilon(R_{12}/R_{12_0})$ par l'ensemble de la distribution de taille, tel que :

$$\varepsilon(R_{12}/R_{12_0}) = \frac{1}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} P(D)dD} \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \varepsilon(D)P(D)dD \quad (4.15)$$

Des essais préliminaires ont été réalisés à Nancy afin de valider la technique de fluorescence induite par laser dans un spray polydispersé froid. De plus, elles ont permis d'optimiser les réglages de la chaîne de détection, notamment la valeur des tensions des photomultiplicateurs.

16. MANIPULATIONS PREPARATOIRES : VALIDATION DE LA MESURE.

Des essais préliminaires aux expériences qui seront menées à l'ONERA ont été effectués au LEMTA. Un spray issu du même injecteur ultrasonique que celui utilisé à l'ONERA a été expérimenté. La création du brouillard de gouttes est réalisée à l'aide d'un injecteur ultrasonique type « Sonics » (Figure 4.11), il a été choisi pour sa forme affinée et donc son faible encombrement ce qui évitera ainsi une trop grande perturbation du profil des vitesses et du taux de turbulence de l'écoulement dans la veine d'essais. La buse de l'injecteur est de type méplat ce qui engendre un spray dont l'angle de génération est d'environ 60° , angle plutôt large garantissant un bon entraînement des gouttes par l'écoulement.



Figure 4.11 Injecteur ultrasonique « Sonics » et son alimentation

L'amplitude de l'alimentation, fixée à 20%, permet d'obtenir un diamètre moyen D_{10} des gouttes de l'ordre de $90 \mu\text{m}$, leur diamètre moyen de Sauter D_{32} étant d'environ $120 \mu\text{m}$ et leur vitesse U de l'ordre de $2,8 \text{ m/s}$ à 40 mm de la zone d'injection, soit une vitesse proche de celle de l'écoulement d'air généré à l'ONERA.

Le liquide étudié, le n-décane ensemencé par une forte concentration en pyrrométhène 597-C8 ($C_v=10^{-5} \text{ mol/l}$), est injecté à l'air libre dans des conditions quasi-

isotherme. Néanmoins, un échauffement du liquide est observé, ceci étant inhérent au fonctionnement de l'injecteur ultrasonique. Les objectifs de ces mesures préliminaires sont multiples :

- vérifier l'applicabilité de la méthode et tester sa mise en œuvre,
- rechercher la valeur optimale des tensions des photomultiplicateurs,
- quantifier l'incidence des petites gouttes sur l'évaluation de la température.

La Figure 4.12 présente le dispositif expérimental. Une caractérisation complète du spray à froid a donc été effectuée : la température est évaluée par LIF deux couleurs et la distribution en taille de goutte est déterminée par granulométrie Phase Doppler (PDA).

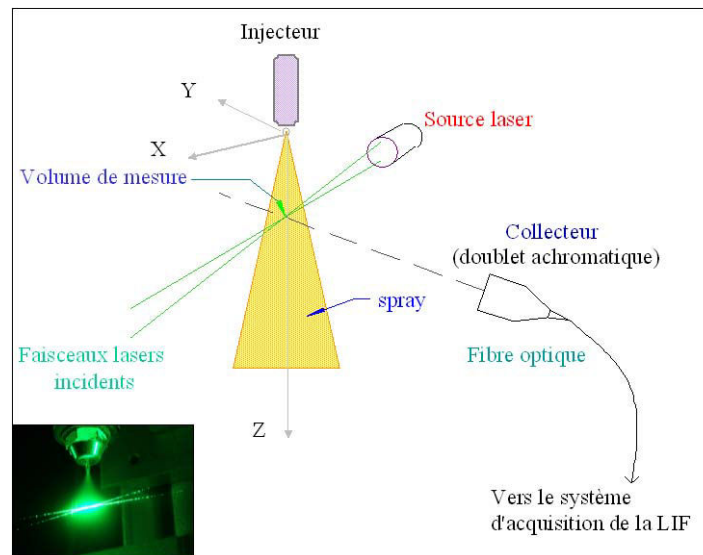


Figure 4.12 Dispositif expérimental

Dans un souci de comparaison, les conditions d'injection sont les plus proches possibles de celles de la veine d'essai de Palaiseau. Le n-décane préalablementensemencé en pyrrométhène 597-C8 est injecté avec un débit $Q=1$ l/h à la température ambiante de $T=24,2$ °C. Un relevé de température du spray à 30 mm de l'injection réalisé à l'aide d'un thermocouple nous donne une température du spray $T_{\text{spray}}=26,2$ °C légèrement supérieure de la température ambiante. Cet échauffement naturel provient du passage par l'injecteur ultrasonique, qui dissipe de la chaleur.

Dans un premier lieu, une mesure de la granulométrie au centre du spray a été effectuée, à 30 mm de l'injection. L'histogramme granulométrique est représenté sur la Figure 4.13. Le pic de l'histogramme se situe aux alentours de 40 μm . Aux environs de cette taille de goutte, l'effet résiduel de la taille des gouttes sur le rapport de fluorescence n'est pas complètement négligeable, il est de l'ordre de 4 %.

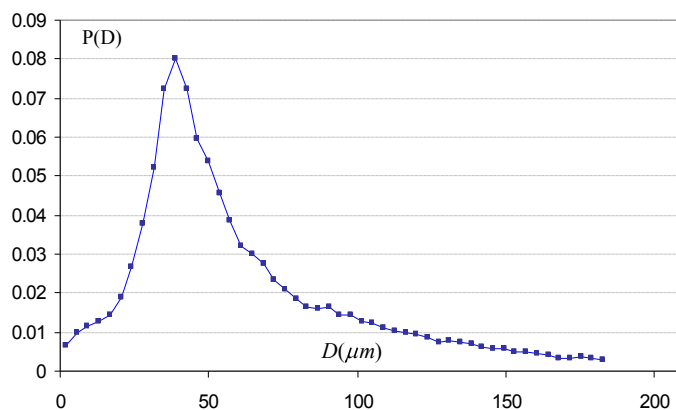


Figure 4.13 Histogramme granulométrique du spray à z=30mm

Une exploration axiale du rapport de fluorescence et de la température du spray déduite de celui-ci a été réalisée. L'évolution du rapport normalisé relevé ainsi que la température résultante sont reportées sur la Figure 4.14. La normalisation du rapport de fluorescence s'effectue par rapport à une mesure réalisée en cuve à la température de référence $T_{ref}=24,6\text{ °C}$.

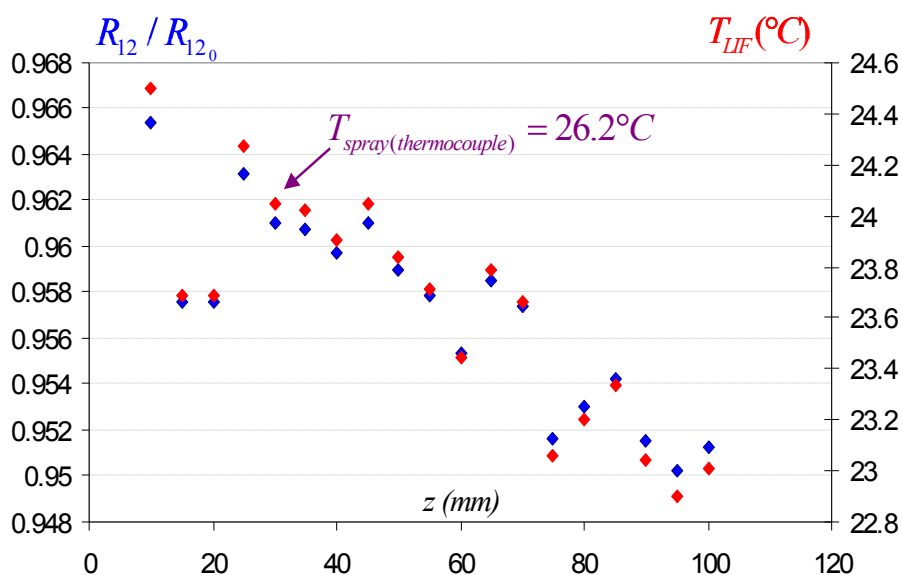


Figure 4.14 Profil axial du rapport normalisé R_{12} / R_{12_0}

Une sous estimation de la température de l'ordre de 2,5 °C est constatée à 30 mm de l'injection. Cette dernière est en parfait accord avec l'effet non maîtrisé de la taille des gouttes. Une légère diminution du rapport le long de l'axe est aussi observée. Cette diminution peut potentiellement être attribuée au refroidissement des gouttes par évaporation. Elle peut aussi résulter d'une influence résiduelle de l'évolution de la granulométrie des gouttes. Néanmoins, cet effet ne peut avoir qu'un faible impact aux vues de l'évolution très modeste de la granulométrie du spray le long de l'axe Z (Figure 4.15).

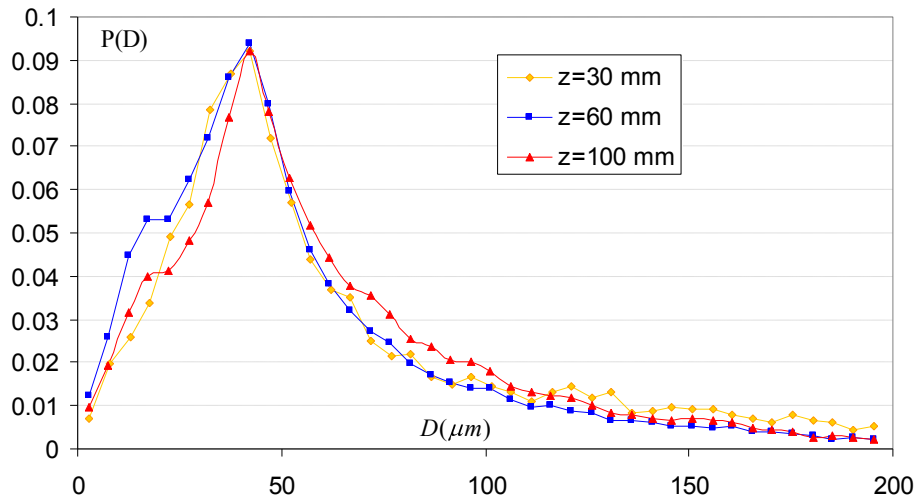


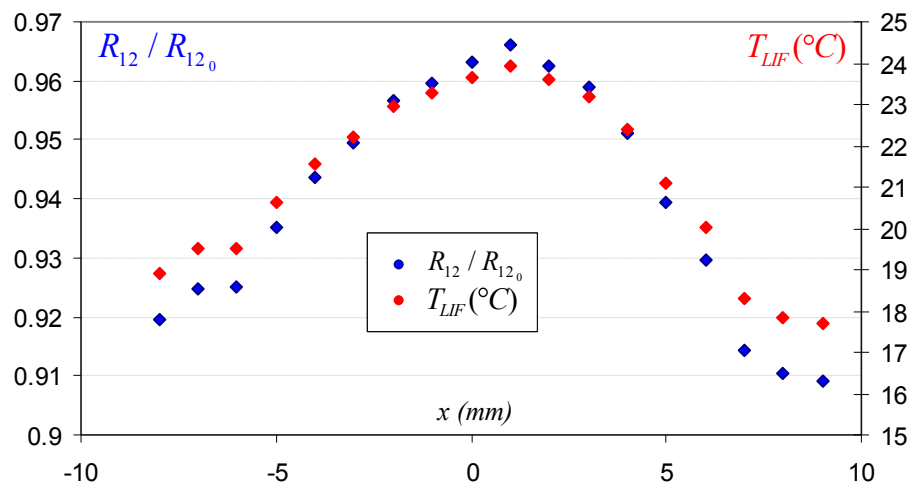
Figure 4.15 Evolution de l'histogramme granulométrique le long de l'axe Z

Le Tableau 14 résume les caractéristiques du spray le long de l'axe Z.

z (mm)	20	30	40	60	80	100
D_{10} (μm)	71,41	61,76	58,35	54,28	54,38	60,37
D_{32} (μm)	122,6	116,9	114	106,2	104,3	108
V_{moy} (m/s)	1,32	1,36	1,39	1,43	1,45	1,46

Tableau 14 Caractéristiques principales du spray le long de l'axe z

Des explorations radiales du rapport de fluorescence ont également été réalisées. Elles sont représentées sur la Figure 4.16 ainsi que les profils de température correspondants déterminés par LIF deux couleurs.



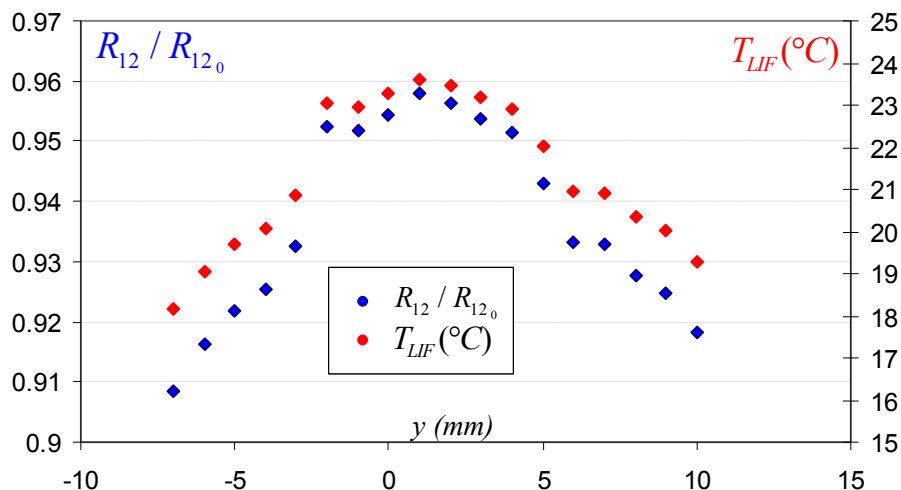


Figure 4.16 Profils radiaux de température en $z=30\text{mm}$

Les mesures apparaissent relativement bien symétriques. Une différence notable de température entre le centre et le bord du spray est constatée. Cependant ce résultat est à prendre avec précaution. Afin d'expliquer ce comportement, l'évaporation doit être prise en considération pouvant être plus importante sur les bords du spray où des phénomènes de recirculations allongent notablement le temps de séjour du fait de la convection avec l'air ambiant. Les histogrammes granulométriques relevés le long de l'axe radial Y en $Z=30\text{ mm}$ sont reportés sur la Figure 4.17. Le diamètre des gouttes a tendance à augmenter aux bords du spray, contrairement à la vitesse moyenne des gouttes qui diminue significativement. L'évolution des grandeurs caractéristiques du spray le long de l'axe radial est récapitulée dans le Tableau 15.

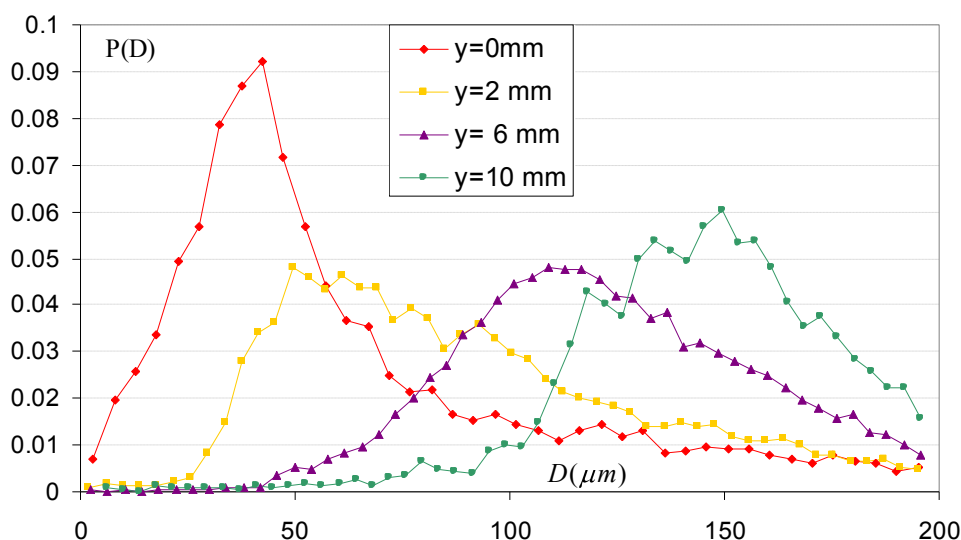


Figure 4.17 Evolution de l'histogramme granulométrique le long de l'axe Y ($Z=30\text{ mm}$)

y (mm)	0	2	4	6	8	10
D_{10} (μm)	61,76	88,9	100,3	122,8	133,8	146,6
D_{32} (μm)	122,6	123,5	124,6	136,9	145	156
V_{moy} (m/s)	1,36	0,979	0,698	0,512	0,444	0,416
erreur % (*)	3,6	2,7	1,4	0,9	0,5	0,1

Tableau 15 Grandeurs caractéristiques principales du spray le long de l'axe y pour $z=30$ mm

*(erreur sur la mesure issue de l'effet non linéaire de la taille de goutte)

Ces expériences préparatoires ont permis de quantifier l'incidence des gouttes de petites tailles sur le rapport de fluorescence et d'estimer les erreurs potentielles. La technique de mesure de LIF à deux couleurs pourra être utilisée pour l'étude d'un spray de gouttes polydispersées. L'incertitude de mesure de la technique LIF deux couleurs est estimée à ± 1 °C à laquelle il faut ajouter une sous estimation de l'ordre de 3,5 °C du fait de l'effet non linéaire de la taille de gouttes pour les mesures sur l'axe centrale du spray. Le calcul du pourcentage d'erreur est réalisé à partir des données issues des mesures préliminaires sur le jet monodisperse (Figure 4.7) et par application de la relation (4.15).

17. PRESENTATION DE LA VEINE D'ESSAI

17.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Seules les caractéristiques principales de la veine d'essai située à l'ONERA/DMPH seront rappelées dans cette section. Une description complète de la veine d'essai est cependant disponible dans la thèse de Magalie Cochet [82]. Le dispositif expérimental, schématiquement représenté sur la Figure 4.18, permet de générer un brouillard de gouttes dans un écoulement chauffé, dont la turbulence et les conditions aux limites sont bien contrôlées.

De l'air pressurisé traverse un réchauffeur (Watlow) qui permet d'atteindre une température de 560 K en entrée de veine pour un débit de 9 g/s soit un débit d'air chaud correspondant à $Q_{\text{air}}=20520$ l/h. Viens ensuite un générateur de turbulence, initialement développé par Santavicca et Videto [100] composé d'un cylindre équipé d'un disque à trous (45 trous de 3 mm de diamètre). Ce dernier est recouvert de résistances chauffantes d'une puissance totale de 5,25 kW afin de minimiser les pertes thermiques à la sortie du réchauffeur. Le jet d'air issu des 45 trous impacte un convergent directement lié à la section carrée (92 x 92 mm²) de la veine d'essai longue de 800 mm. Un module de visualisation (10 cm de long) amovible le long de cette

100 Videto B.D., Santavicca B.A. (1991), A turbulent flow system for studying turbulent combustion processes, Combustion Science and technology 76, 159-164.

dernière constitue un accès optique indispensable à l'implémentation des diagnostics lasers.

Un tel dispositif permet de générer une forte turbulence dont le taux peut atteindre 30 % avec une bonne isotropie dans la majeure partie de la veine. Cette turbulence décroît selon une loi en Z^{-2} , rejoignant le comportement d'une turbulence de grille en phase finale. L'air préchauffé à 560 K a une vitesse de 2 m/s tout au long de la veine d'essai. Malgré la minimisation des pertes thermiques du dispositif, un gradient thermique longitudinal non négligeable apparaît tout au long de la veine d'essai. Les températures mesurées à chaque entrée de secteur sont précisées sur la Figure 4.18.

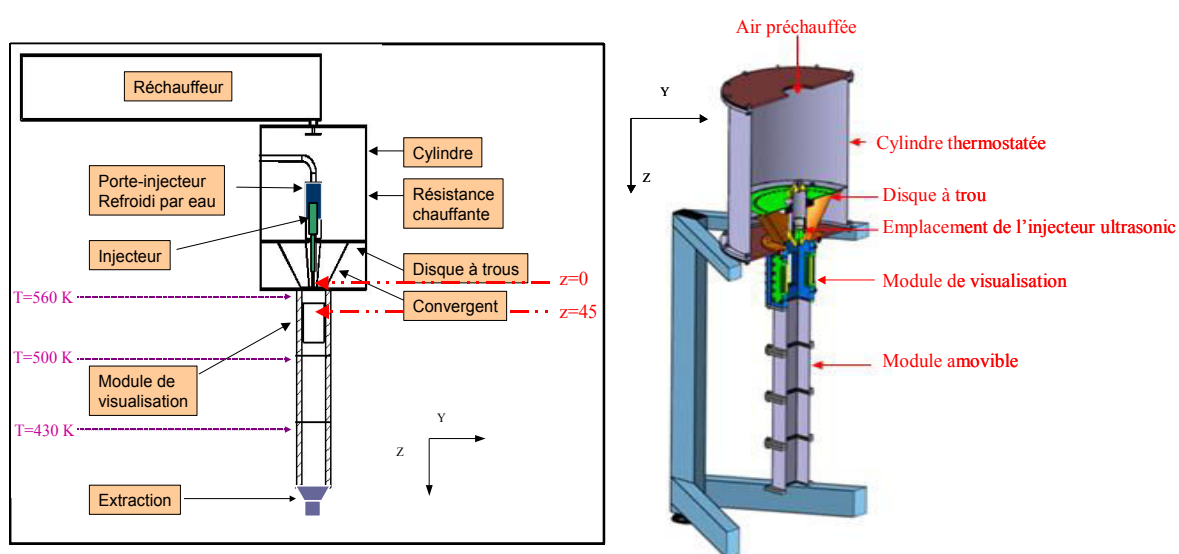


Figure 4.18 Schémas du dispositif expérimental

L'amplitude de l'alimentation, fixée à 20%, permet d'obtenir un diamètre moyen D_{10} des gouttes de l'ordre de 90 μm incompatible avec les 60 μm donné par le constructeur, leur diamètre moyen de Sauter D_{32} d'environ 120 μm et leur vitesse U de l'ordre de 2,8 m/s à 40 mm de l'injection, soit une vitesse assez proche de celle de l'écoulement d'air généré à l'ONERA. Le débit du combustible est de 1 l/h. La Figure 4.19 présente l'évolution de la vitesse axiale U des gouttes mesurée avec le PDA. Cette vitesse est initialement légèrement supérieure à celle de la phase porteuse et décroît par la suite jusqu'à atteindre asymptotiquement la vitesse du gaz. L'injecteur ultrasonique est implanté à l'intérieur du générateur de turbulence sur l'axe de la veine d'essais de façon à ce que le plan de sortie de la tête de l'injecteur soit affleurant au niveau de l'entrée de la veine. Les mesures optiques dans le spray sont donc réalisables à partir de 45 mm en aval du méplat de l'injecteur. Celui-ci est installé sur un porte-injecteur équipé d'une double paroi régulée en température par un circuit d'eau. Ceci évite l'échauffement de l'injecteur par l'écoulement et le maintient à une

température de 300 K qui garantit son bon fonctionnement. La température d'injection est quant à elle mesurée à l'aide d'un thermocouple de type K inséré à l'entrée de l'injecteur.

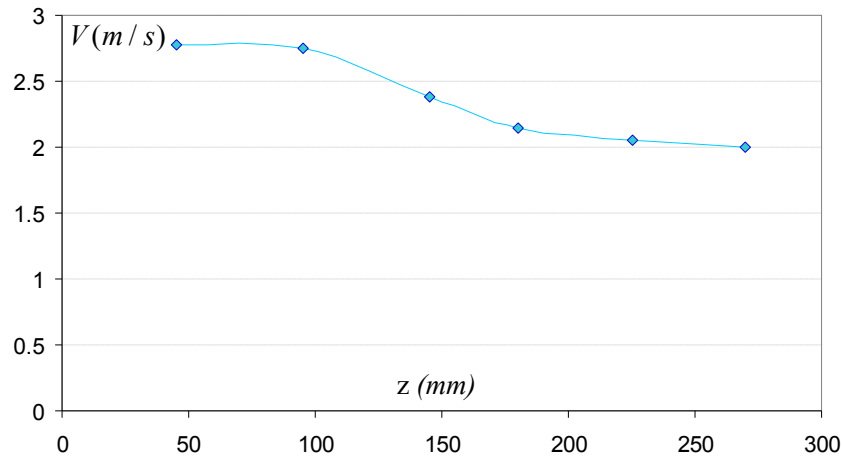


Figure 4.19 Evolution de la vitesse axiale des gouttes

L'histogramme granulométrique mesuré par le PDA à 45 mm de l'injection est donné sur la Figure 4.20. Il est comparé à celui obtenu à froid lors des expériences préparatoires. Cependant les conditions ne sont pas exactement les mêmes : les manipulations à froid ayant été réalisées sans écoulement adjacent. Le diamètre moyen des gouttes D_{10} est égal $D_{10}=61,2 \mu\text{m}$ pour $T_{air}=293 \text{ K}$ et sans écoulement adjacent et de $D_{10}=73,2 \mu\text{m}$ pour une température de l'air de $T_{air}=560 \text{ K}$ avec un écoulement très turbulent de vitesse moyenne 2 m/s. L'histogramme tend à se décaler vers les diamètres plus importants. Ceci aura pour effet de réduire les erreurs de mesure induites par l'effet non linéaire de la taille de goutte (Chapitre 2, section 3).

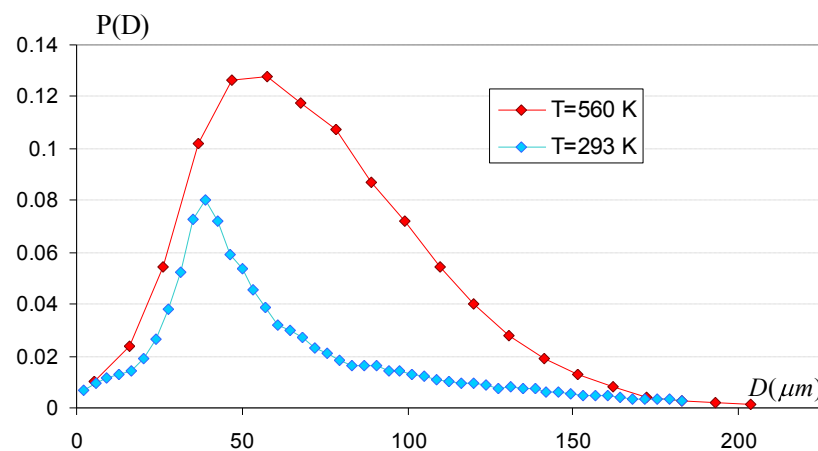


Figure 4.20 Pdf de la distribution de tailles des gouttes à 45 mm de l'injection pour deux températures ambiantes ($T_{amb}=293 \text{ K}$ sans écoulement adjacent et $T_{amb}=560 \text{ K}$, avec écoulement adjacent turbulent).

Tout le dispositif de mesure de température par LIF deux couleurs a ensuite été implanté autour de la veine d'essai et fixé sur un banc de déplacement 3D afin d'explorer la veine aussi bien verticalement que radialement. Une photographie de l'ensemble du dispositif avec sa métrologie est donnée sur la Figure 4.21.

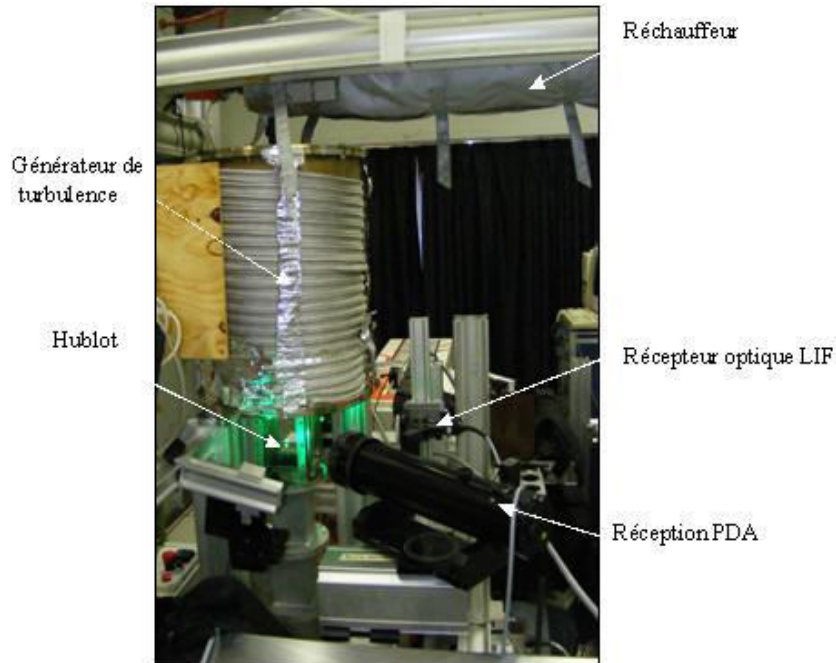


Figure 4.21 Photographie du montage expérimental.

17.2. ECOULEMENT PORTEUR

L'écoulement porteur généré dans la veine a été caractérisé lors de la thèse de Magalie Cochet [82]. Nous présentons donc ici les caractéristiques principales de ce dernier, obtenues sans la présence de l'injecteur.

L'écoulement porteur se développe dans un canal de section carré de côté 92 mm avec une vitesse débitante de 2 m/s. Conséquence négative des hauts niveaux de turbulence (supérieurs à 30% en entrée de veine), l'hypothèse de Taylor n'est pas valable avant la zone dite établie, c'est à dire pour $Z > 370$ mm. Dès lors, trois phases d'écoulement se distinguent : la phase d'entrée, la phase de transition et la zone établie.

La première phase correspond à Z compris entre 60 mm et 150 mm. Cette zone se situe directement à la sortie du convergent. Elle est fortement turbulente et de grosses structures tourbillonnaires relativement anisotropes y sont visibles. De plus, l'écoulement passe d'un comportement proche d'un jet en début de zone, avec une vitesse axiale élevée et décroissant radialement vers un écoulement dont le

comportement s'assimile plus à un sillage en fin de zone pour $Z > 160$ mm, dans ce cas la vitesse en périphérie est plus importante que la vitesse axiale.

La zone de transition ($155 \text{ mm} < Z < 375 \text{ mm}$) se caractérise quant à elle par une harmonisation progressive des fluctuations se réalisant en amont de l'homogénéisation radiale de la vitesse moyenne longitudinale. En effet, la vitesse moyenne longitudinale \bar{U} présente toujours des profils creux avec des valeurs loin de l'axe supérieures à celles du centre. La vitesse radiale présente quant à elle des profils déjà très plats tout comme les écart-types de vitesse u' et v' . Ces derniers ont de plus tendance à se superposer parfaitement impliquant une très bonne isotropie de l'écoulement dès cette zone.

La zone établie, définie à partir de $Z > 375$ mm se caractérise par une bonne homogénéité (profils radiaux et longitudinaux de vitesse très plats) et toujours une bonne isotropie (superposition de profils des fluctuations turbulentes). Les niveaux de turbulence restent cependant assez élevés (supérieurs à 25%).

En outre, une première évaluation de l'échelle intégrale longitudinale de turbulence est disponible dans le Tableau 16 [82].

Z (mm)	L (mm)
60	21,5
230	22,9
310	24
400	25,5

Tableau 16 Evaluation de l'échelle intégrale longitudinale de turbulence (d'après Cochet [82])

La thèse de Magalie Cochet [82] rapporte de plus qu'une évolution de la vitesse débitante ne vient que très peu perturber les résultats présentés ci-dessus tout comme la présence du système d'injection.

Finalement, les caractéristiques générales de l'écoulement établi (pour $Z > 375$ mm) avec la présence du système d'injections sont les suivantes :

Echelle intégrale longitudinale L (mm)	25,5
Echelle de Kolmogorov λ (μm)	160
Taux de turbulence	25%
Re_L basé sur l'échelle intégrale de la turbulence	$425 < Re_L < 850$
Re_λ basé sur l'échelle de Kolmogorov de la turbulence	$113 < Re_\lambda < 160$
τ_L (ms), temps relatif à l'échelle intégrale de la turbulence	51
τ_λ (ms), temps caractéristique de Kolmogorov de la turbulence	1,75

Tableau 17 Caractéristiques principales de l'écoulement porteur pour $U=2$ m/s et $Z > 375$ mm

18. ETUDE D'UN SPRAY BICOMPOSANT EVOLUANT DANS UN ECOULEMENT TURBULENT CHAUFFE

Les expériences et les résultats qui sont décrits dans ce chapitre proviennent de la collaboration entre l'ONERA Palaiseau et le LEMTA. L'étude consiste à caractériser l'évaporation d'un spray bi-composant injecté dans un écoulement chauffé dont la turbulence est contrôlée. Notre contribution a permis la détermination de la température du spray, paramètre indispensable à la bonne compréhension des phénomènes d'évaporation. La technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs a donc été implémentée sur de la veine d'essai du DMPH. Comme choisi précédemment, des mélanges n-décane/3-pentanone, pour des fractions volumiques Z en 3-pentanone allant de 0 à 15% ont été étudiés. Une caractérisation granulométrique de la phase liquide a été obtenue à l'aide du PDA. De surcroît, un couplage de la technique LIF deux couleurs et du PDA expérimentée et développée au LEMTA a permis d'effectuer des mesures de température par classe de taille de goutte.

Des mesures de température ont été effectuées selon les axes vertical (Z) et radial (Y) de la veine d'essai. Les trois premiers secteurs correspondant à 470 mm de long ont été explorés. Le taux d'acquisition, conditionnant directement la durée des mesures et variant de 1000 gouttes/s à l'entrée de la veine à 5 gouttes/s en fin de veine a conduit à investiguer majoritairement le premier secteur de la veine.

18.1. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les expériences ont toutes été accomplies dans les mêmes conditions expérimentales : $T_{air}=560$ K, $V_{air}=2$ m/s et $Q_l=1$ l/h (débit du liquide injecté). La concentration en traceur fluorescent est fixée à $C_v = 10^{-5}$ mol/l afin de minimiser les effets de la taille de goutte sur le rapport de fluorescence. La connaissance de la granulométrie permet en amont d'évaluer l'erreur systématique de mesure liée à l'effet non linéaire de la taille de goutte.

L'erreur moyenne induite par la distribution de taille, calculée à l'aide de la relation (4.17) est évaluée à 3,3% sur le rapport de fluorescence ce qui correspond à une sous estimation de la température d'environ 3,5 °C.

- **Cas du n-décane pur**

Cette première section se focalise sur l'évaporation d'un combustible monocomposant, le n-décane. La Figure 4.22 présente l'évolution de la température moyenne du combustible le long de l'axe du spray. Afin de bien visualiser l'évolution relative, la température d'injection lui est soustraite ($T_{inj}=25$ °C).

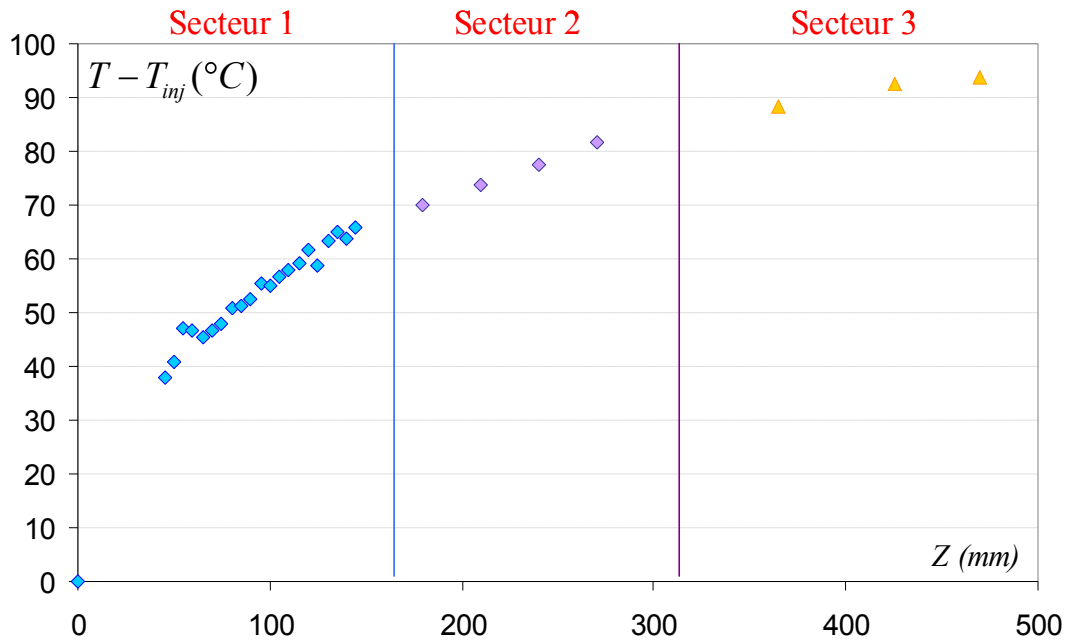


Figure 4.22 Evolution de la température du spray le long de l'axe central de la veine

Un fort échauffement du liquide de l'ordre de 90 °C est constaté. Les raccords au niveau des différents secteurs de la veine d'essais sont très cohérents et dans la continuité de l'évolution alors que les mesures n'ont pas été réalisées le même jour. De plus, des mesures de granulométrie ont été effectuées sur les deux premiers secteurs explorés. Quelques histogrammes granulométriques sont reportés sur la Figure 4.23 paramétrés par leur distance à l'injecteur. L'évolution de ces histogrammes le long de l'axe du spray demeure assez modeste. Cependant, il est assez difficile de conclure avec seulement des mesures sur l'axe central.

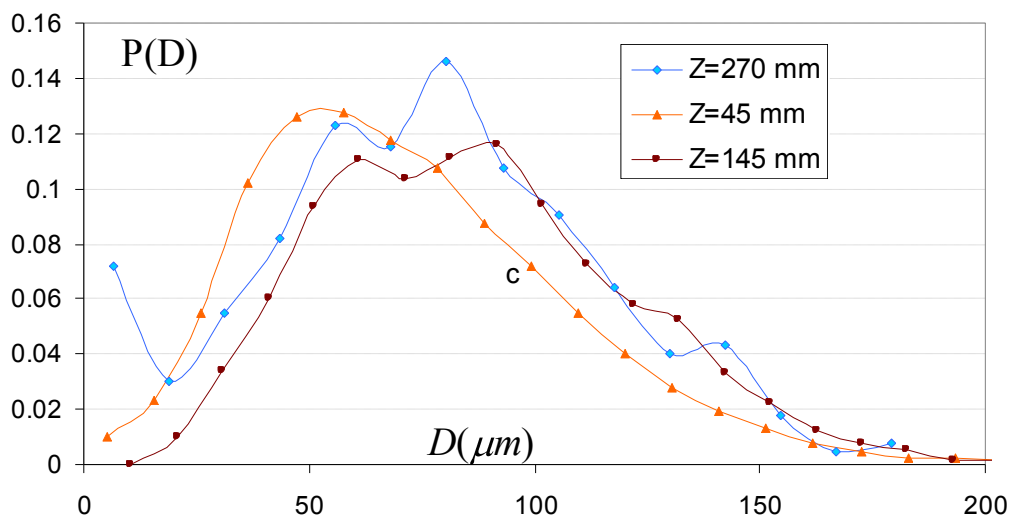


Figure 4.23 Histogrammes granulométriques relevés le long de l'axe Z

Le Tableau 18 récapitule les caractéristiques du spray enregistrées le long de l'axe vertical de la veine d'essai.

z (mm)	45	95	145	180	225	270
D_{10} (μm)	72.35	78	87	79.28	72.4	76
D_{32} (μm)	103	108	112.1	106.7	106.8	108.1
V_{moy} (m/s)	2.78	2.75	2.38	2.15	2.05	2

Tableau 18 Caractéristiques du spray le long de l'axe vertical Z de la veine (V_{moy} =vitesse moyenne des gouttes)

Des profils radiaux de la température du spray ont également été effectués sur le premier secteur. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 4.24. A l'entrée du secteur, un important gradient de température est observable, de l'ordre de $\Delta T=30$ °C entre la mesure sur l'axe central et le bord de la veine, c'est-à-dire sur 35 mm. A cette position, la granulométrie présente majoritairement des petites gouttes. En effet, les petites gouttes sont plus susceptibles de suivre les structures turbulentes, ce qui allonge leur temps de séjour et donc conduit à un échauffement plus important, d'autant plus que le combustible est peu volatil.

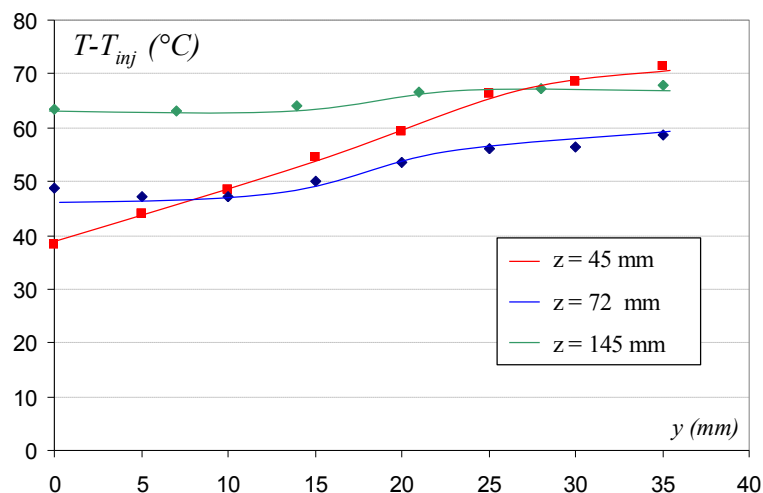


Figure 4.24 Profils radiaux de la température

Le calcul du nombre de Stokes permet de soutenir cette hypothèse. Ce dernier permet de caractériser l'interaction d'une goutte et d'une structure turbulente et s'exprime par :

$$S_t = \frac{\tau_v}{\tau_g} \quad (4.16)$$

avec τ_v le temps de réponse dynamique de la goutte et τ_g un temps caractéristique des grosses structures turbulentes de l'écoulement porteur.

Le temps de réponse dynamique, qui correspond au temps de réponse d'une particule pour atteindre sa vitesse finale suite à une perturbation de l'écoulement porteur, est défini par :

$$\tau_v = \frac{\rho D^2}{18\mu_g} \quad (4.17)$$

où D et ρ sont respectivement le diamètre et la masse volumique de la goutte, et μ_g la viscosité dynamique de la phase gazeuse.

L'hypothèse de Taylor, applicable dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, permet d'évaluer le temps caractéristique de l'écoulement porteur par un simple rapport entre l'échelle intégrale de la turbulence L et la vitesse de ce dernier V_g , c'est-à-dire :

$$\tau_g = \frac{L}{V_g} \quad (4.18)$$

avec $L_g = 0,025$ m, d'après la thèse de Magalie Cochet [82], et nous avons $V_g = 2$ m/s, soit $\tau_v = 12,5$ ms.

Le nombre de Stokes a ainsi pu être calculé pour différentes classes de taille de gouttes. Ils sont reportés sur le Tableau 19.

D (μm)	τ_v (10⁻²s)	St	
35	0.2	0.18	Les gouttes sont emportées par les structures de l'écoulement
70	1.1	0.8	
100	1.7	1.3	
125	2.6	2.1	Les gouttes traversent les structures turbulentes
150	4.3	3.4	
185	6.6	5.3	

Tableau 19 Détermination du nombre de Stokes

Ces calculs montrent que les petites gouttes sont entraînées par les structures tourbillonnaires de l'écoulement, ce qui allonge leur temps de séjour et participe à une acquisition d'enthalpie importante, se traduisant par un fort échauffement dans le cas du n-décane, en accord avec l'interprétation proposée pour la Figure 4.24.

Ce gradient, très conséquent en entrée de secteur, diminue progressivement pour finir par s'homogénéiser à 145 cm de l'injecteur. En effet le fort taux de turbulence tend à mélanger les gouttes de taille et d'histoire différentes, ce qui conduit à une homogénéisation spatiale de la température du liquide. Dans les secteurs suivants de la veine d'essais, aucune mesure de température radiale du liquide n'a été effectuée, du fait du trop faible taux d'acquisition.

• Cas des mélanges binaires

Les résultats issus de l'étude des mélanges sont portés sur la Figure 4.25. La température d'injection étant la même pour chaque solution ($T_{inj}=25^{\circ}\text{C}$), seules leurs évolutions par rapport à cette température sont présentées.

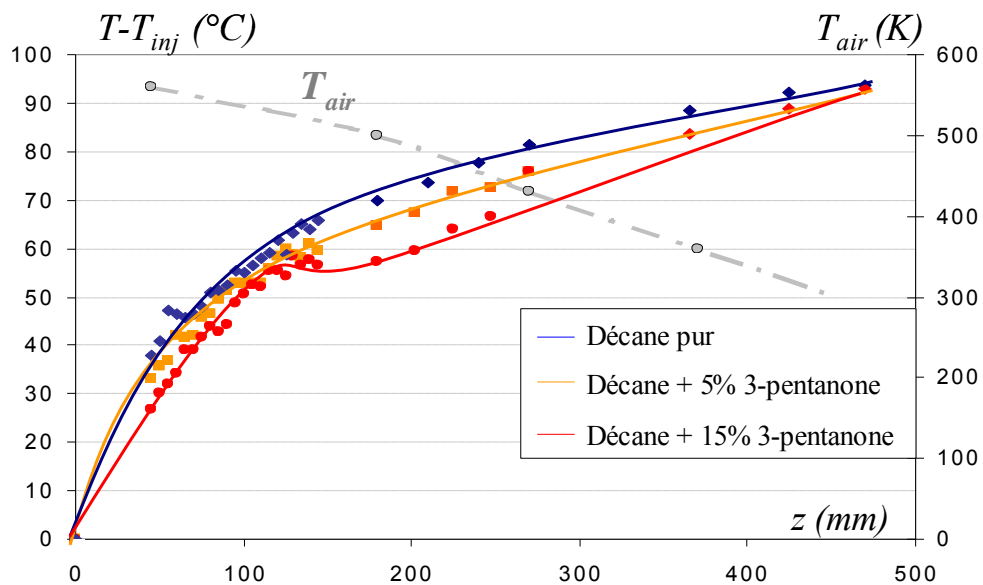


Figure 4.25 Profils axiaux de la température pour les différents combustibles multi et mono-composant

L'influence du 3-pentanone, produit plus volatile que le n-décane, sur le comportement des mélanges est substantielle même pour un simple ajout de 5% en fraction volumique. Comme attendu, l'échauffement initial est d'autant plus faible que la fraction initiale de 3-pentanone est importante.

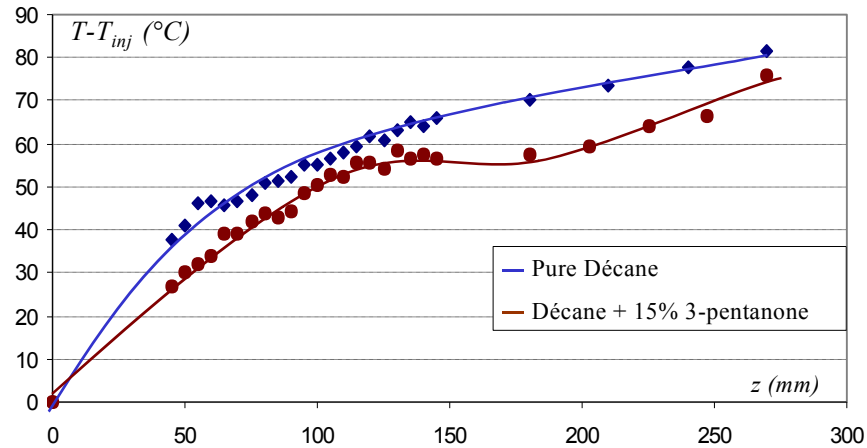


Figure 4.26 Zoom de la figure 30 sur les deux premiers secteurs d'étude

La Figure 4.26 se focalise sur l'évolution en température dans les deux premiers secteurs, pour le mélange de composition $Z=15\%$. Il présente un pseudo-plateau localisé au milieu de la phase d'échauffement. Ce plateau peut être attribué à la différence importante entre les nombres de Péclet massique et thermique caractérisant les phénomènes différentiels de masse et de chaleur. Dans cette zone, le 3-pentanone se situe majoritairement à la surface de la goutte où il s'évapore à une température quasi-constante. Suite à cette phase d'évaporation et à cause du lent procédé de diffusion du 3-pentanone à l'intérieur de la goutte, l'échauffement des gouttes se poursuit graduellement, du fait de la faible volatilité du n-décane.

Le Tableau 20 présente les températures d'équilibre d'une goutte isolée s'évaporant à la température $T_{amb}=560$ K. Le comportement du n-décane et des mélanges se rejoignent en fin de secteur 3, et les températures de la phase liquide tendent approximativement vers la température d'équilibre du n-décane à 560 K et ce en dépit du gradient longitudinal de la température ambiante.

Produit	n-décane	3-pentanone
$T_{\text{équilibre}}$ (°C)	119.8	60.40

Tableau 20 Température d'équilibre d'une goutte isolée de n-décane et de 3-pentanone à une température ambiante de 560 K

• Etude complémentaire

L'étude sur le jet monodisperse de plusieurs produits de volatilités différentes avait conduit à des résultats intéressants. Pour cela, différents combustibles de volatilités différentes ont été injectés dans l'écoulement turbulent chauffé décrit précédemment. Une forte influence de la volatilité du combustible est également constatée (Figure

4.27). L'échauffement des combustibles, mesuré dans des conditions similaires, est d'autant plus important que la volatilité est faible. Le moins volatile, le n-dodécane subit un échauffement de plus de 120°C sur une distance de 500 mm. En ce qui concerne les produits les plus volatiles, le flux thermique prélevé par l'évaporation prédomine par rapport aux flux de chaleur échangé par convection forcée avec la phase gazeuse. Ainsi, un refroidissement significatif peut être observé dans le cas de l'acétone et de l'éthanol.

Dans le cas de l'éthanol, une petite discontinuité apparaît entre les mesures dans le secteur 1 et dans le secteur 2. Cette discontinuité est difficile à interpréter en l'état actuel.

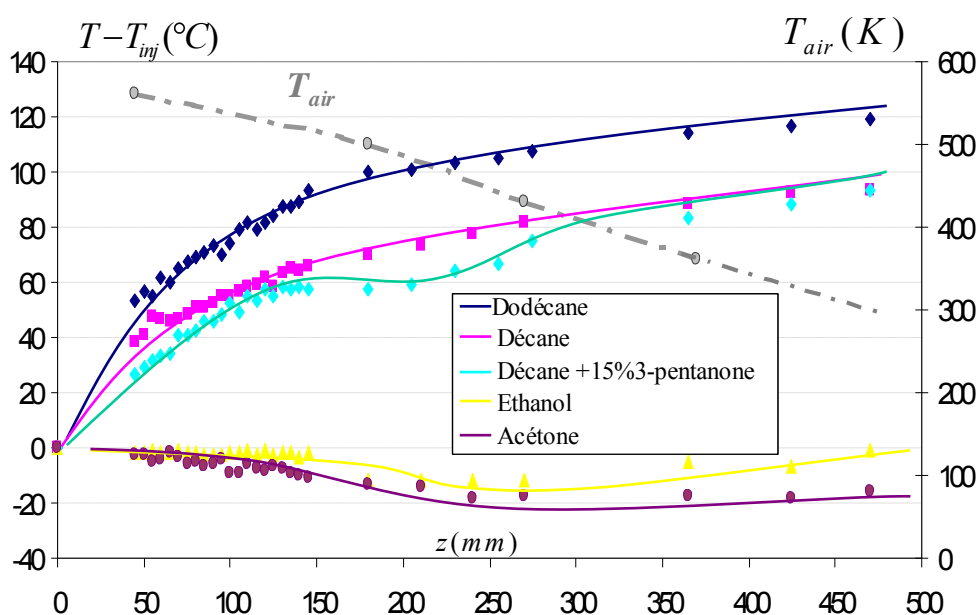


Figure 4.27 Evolution axiale de la température de la phase liquide pour différents combustibles

Les phases d'échauffement sont principalement concentrées sur la première section de mesure. Le ralentissement de la montée en température qui suit peut partiellement être attribué par la diminution de la température de l'écoulement porteur. Les températures d'équilibre des différents produits ont été déterminées en fonction de la température ambiante (Figure 4.28). Ces dernières sont reportées sur le Tableau 21 pour chaque combustible pour une température ambiante de 560 K et de 400 K, températures représentatives de gradient longitudinal de la température de l'air. Le n-décane et le n-dodécane tendent vers leur température d'équilibre respective, c'est-à-dire 120 °C pour le n-décane et 140 °C pour le n-dodécane à $T_{air}=560$ K.

Après une phase de refroidissement significative, la température des gouttelettes d'éthanol augmente à nouveau au niveau du troisième secteur ce qui pourrait traduire une inversion du poids des flux de chaleur prélevés par évaporation et apportés par convection forcée.

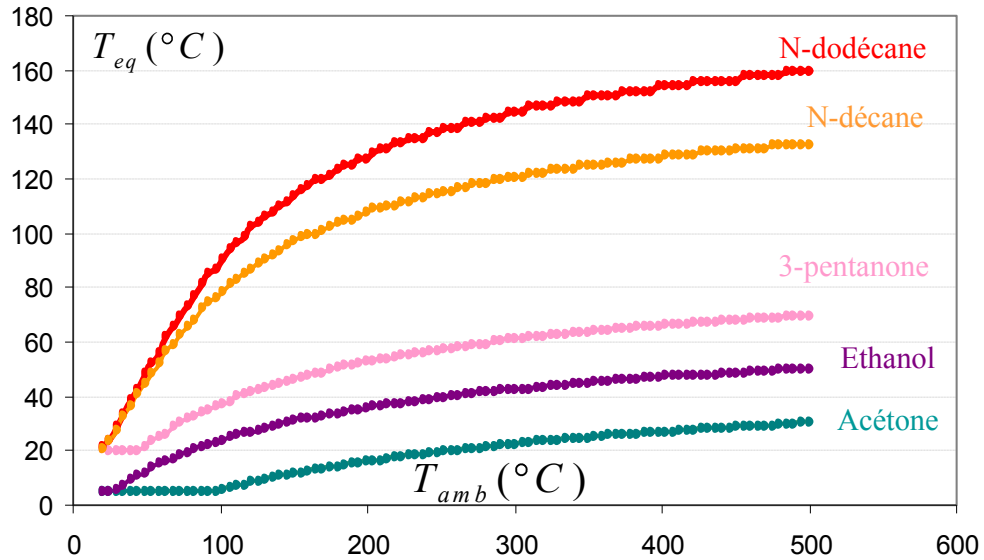


Figure 4.28 Evolution des températures d'équilibre calculées pour chaque combustible en fonction de la température ambiante

Produits	Dodécane	n-décane	3-pentanone	Ethanol	Acétone
$T_{\text{équilibre}} (\text{°C})$ à 560 K	142	119	60.4	42.2	22.2
$T_{\text{équilibre}} (\text{°C})$ à 400 K	104	90	42.5	27.7	19
$T_{\text{inj}} (\text{°C})$	26	25	25	28	31

Tableau 21 Température d'équilibre de chaque produits dans une ambiance à 560 K

Les résultats expérimentaux ont mis en évidence la phase d'échauffement des gouttes. L'étude des mélanges se révèle intéressante avec l'apparition d'un pseudo-plateau. Les futures manipulations qui seront conduites à l'ONERA Palaiseau viseraient à caractériser la phase gazeuse grâce à la fluorescence du 3-pentanone gazeux. Nous nous intéresserons maintenant à la mise en œuvre de couplage LIF/PDA appliqué à la mesure de température par classe de taille de goutte.

18.2. COUPLAGES PDA/LIF: APPLICATION A LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE PAR CLASSE DE TAILLE DE GOUTTES

La technique de couplage PDA/LIF développée au LEMTA permet d'obtenir la température moyenne d'un spray par classe de taille de goutte. Elle a été appliquée à deux solutions différentes : le n-décane pur et un mélange n-décane et 15% de 3-pentanone. Dans un premier temps, la faisabilité de ce procédé et l'acquisition des données vont être présentées. Dans un second temps la méthode de traitement

développée spécialement pour ces combustibles sera exposée. En effet, une correction issue des études préliminaires sur le jet monodisperse permet de limiter l'erreur due à l'effet non linéaire de la taille de goutte sur les résultats couplés obtenus.

18.2.1. DEVELOPPEMENT DE LA TECHNIQUE DE COUPLAGE

La technique phase doppler (PDA) tout comme celle de fluorescence induite par laser à deux couleurs (LIF) sont des méthodes optiques ponctuelles non intrusives. L'idée de conjuguer ces deux techniques semble très attrayante pour la caractérisation complète d'un spray en évaporation. La section suivante va s'attacher à montrer la réalisation de ce couplage.

❖ Faisabilité de la technique

Pour ces deux techniques de mesures, PDA et LIF, les deux dispositifs optiques de réception collectent soit la diffusion de la lumière soit la fluorescence émise lors du passage d'une goutte à travers le volume d'excitation laser. Ces deux phénomènes, compte tenu de la vitesse de la lumière et de la durée de vie de l'état excité de fluorescence ($\sim 10^{-9}$ s) peuvent être considérés comme instantanés par rapport au temps de passage de la goutte. Si l'on suppose que les deux volumes de mesures coïncident exactement spatialement, le passage de la goutte vue par les deux techniques se produit simultanément.

Les deux techniques de mesure reposent sur le traitement des données extraites du signal utile qui a dépassé un seuil d'intensité imposé. Le passage des gouttes est ainsi daté par le temps d'arrivée et le temps de transit de la goutte dans le volume de mesure. En ce qui concerne la fluorescence induite par laser, l'intégration du signal sur chacune des 2 voies de mesure ainsi que le temps d'arrivée et le temps de transit de la goutte sont datés par le temps d'arrivée. Du point de vue de l'acquisition du processeur PDA, l'information sur la taille, la vitesse et le temps de transit sont enregistrés eux aussi chronologiquement.

Une analyse des chronogrammes des temps d'arrivée et des temps de transit des gouttelettes permet d'extraire les passages qui coïncident temporellement (Figure 4.29). Ces derniers correspondent à la détection simultanée d'une goutte par les deux techniques. La synchronisation de ces dernières à l'aide d'une horloge externe déclenchée par l'acquisition du PDA et l'utilisation de la même fréquence d'échantillonnage permet d'associer deux à deux les données récupérées. De plus, et dans un souci d'optimisation, le processeur PDA est piloté par le logiciel d'acquisition de la LIF. L'acquisition des deux signaux commence ainsi au même instant, avec la même horloge et les données reçues par les deux processus sont stockées dans le même fichier. Une procédure d'extraction rapide des événements coïncidents a été développée et calcule notamment un taux de coïncidence.

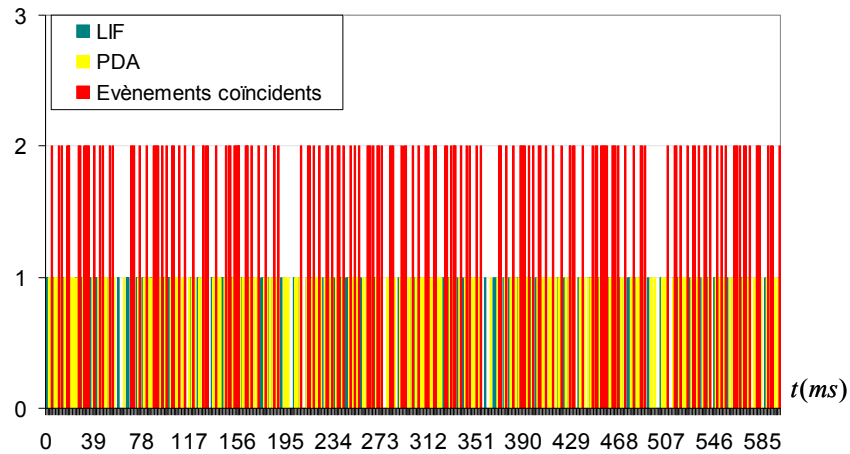


Figure 4.29 Chronogramme des temps d'arrivée des événements LIF /PDA sur 600 ms

Grâce à un tri statistique, les informations telles que la taille, la vitesse, les intensités de fluorescence saisies sur le passage d'une goutte sont associées et offrent une perspective de traitement de l'information des intensités de fluorescence par classe de taille ou de vitesse de goutte.

❖ Difficultés rencontrées

Des ambiguïtés ont dues être levées lors du traitement du signal notamment concernant la détection d'une goutte conjointe aux deux techniques. En effet, les gouttes doivent être parfaitement sphériques pour être enregistrées par le processeur PDA. Ce critère de sphéricité n'existe pas au niveau de l'acquisition des données par la LIF. Ainsi certaines gouttes peuvent se retrouver acceptées par la LIF et rejetées par le PDA.

L'utilisation cependant indépendante de ces deux diagnostics dans les mêmes conditions permet de mettre en évidence que le taux de détection (gouttes/seconde) de la LIF est inférieur à celui du PDA. Les deux techniques ne présentent en effet pas la même sensibilité par rapport à la taille de goutte. Pour un angle de détection de 60° par rapport à l'axe des faisceaux lasers de l'optique de réception, le PDA détecte usuellement des gouttes dont le diamètre varie de $4 \mu\text{m}$ à $150 \mu\text{m}$. La dynamique de la LIF varie elle de $35 \mu\text{m}$ à $150 \mu\text{m}$. Des critères de détection et de validation ont été mis en place et sont récapitulés sur la Figure 4.30.

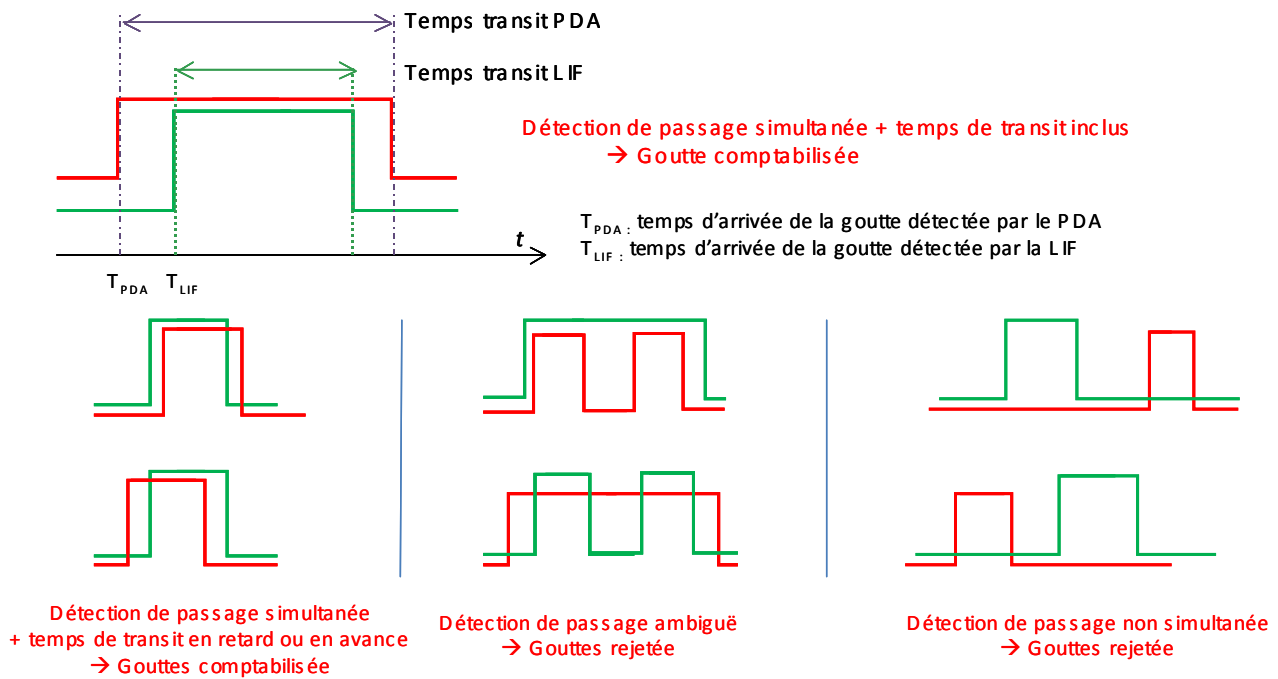


Figure 4.30 Critères de traitement des événements coïncidents LIF/PDA

❖ Mise en œuvre

Le dispositif expérimental associant les techniques LIF et PDA est représenté sur la Figure 4.31. Dans un premier temps, il est nécessaire d'optimiser la coïncidence spatiale des deux volumes de mesures.

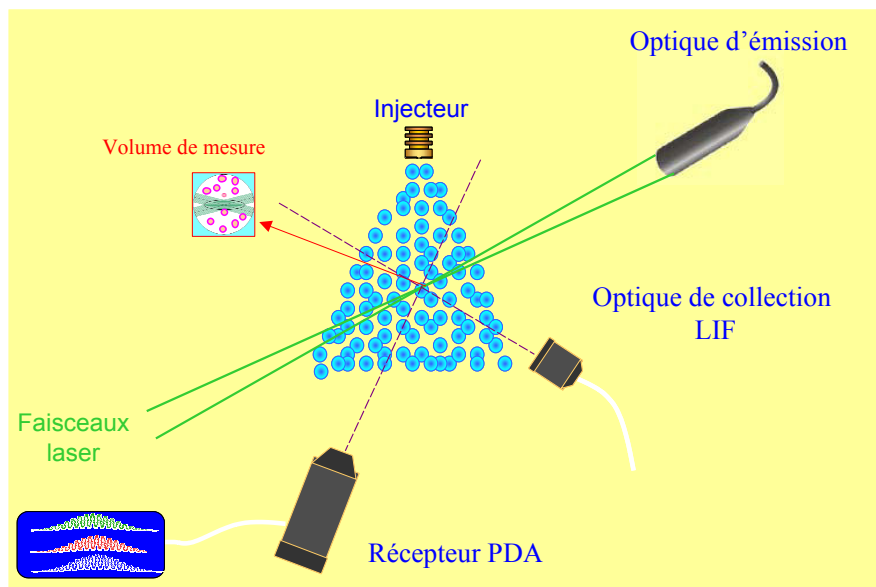


Figure 4.31 Dispositif expérimental nécessaire aux mesures de couplage

Une acquisition avec visualisation en temps réel du taux de coïncidence permet de réaliser des réglages manuels fins assurant ainsi la coïncidence spatiale du volume de mesure du PDA et de celui de la LIF.

Le chronogramme temporel présenté sur la Figure 4.32 montre que le nombre d'évènements coïncidents est en général plutôt limité. Il est alors important dans le post traitement de ne prendre en compte que la densité de probabilité du diamètre correspondant aux évènements coïncidents pour obtenir des températures par classe de taille de gouttes cohérentes.

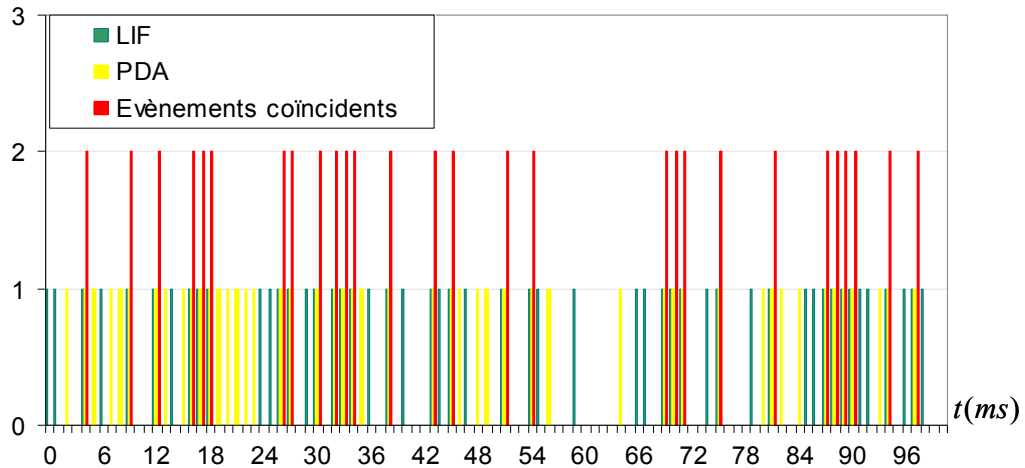


Figure 4.32 Chronogramme temporel pour les acquisitions LIF et PDA sur 0,1 s

Afin d'assurer la convergence des intensités de fluorescence sur chacune des classes de tailles de goutte, un grand nombre de gouttes communes est nécessaire. Les temps d'acquisition sont alors très longs. Dans la pratique, les caractéristiques d'acquisition sont réglées au préalable soit par un nombre de gouttes à acquérir soit par une durée maximale, la première des deux conditions rencontrées provoquant l'arrêt de l'acquisition.

Les expériences réalisées à Palaiseau se sont restreintes à une durée d'acquisition de 400 s afin de limiter la taille des fichiers de données. Cependant, le faible taux d'acquisition de gouttes (900 gouttes/s en entrée de secteur 1 et 200 gouttes/s à sa sortie) et un taux de coïncidence moyen de l'ordre de 40% ont imposé la réalisation de trois acquisitions cumulables au minimum par point de mesure. La convergence de la température est alors correcte pour 20 classes de taille de gouttes.

18.2.2. CORRECTION DE L'EFFET NON LINEAIRE DE LA TAILLE DE GOUTTE.

La section 2 du chapitre 2 présentait l'effet non linéaire de la taille de gouttes sur le rapport de fluorescence. La mesure de température sur des petites gouttes (diamètre inférieur à 90 μm) peut apparaître légèrement biaisée, cet effet est néanmoins réduit par l'utilisation d'une forte concentration en traceur fluorescent ($C_v = 10^{-5}$ mol/l).

Les données issues du couplage LIF/PDA nous permettent d'obtenir la distribution en température par classe de taille de gouttes. Connaissant l'erreur relative commise sur le rapport de fluorescence en fonction du diamètre de la goutte (Figure 4.7) grâce à l'étude préliminaire sur le jet monodisperse, une correction a été appliquée sur les données en température des gouttes de diamètres inférieurs à 100 μm . L'équation de cette correction résulte de l'extrapolation de la courbe représentant l'évolution du rapport normalisé en fonction du diamètre et s'exprime par :

$$R_{12} / R_{12_0} = 7,5 \cdot 10^{-4} D + 0,912 \quad (4.19)$$

pour $35 \mu\text{m} < D < 100 \mu\text{m}$ et pour $D > 100 \mu\text{m}$, le rapport vaut 1.

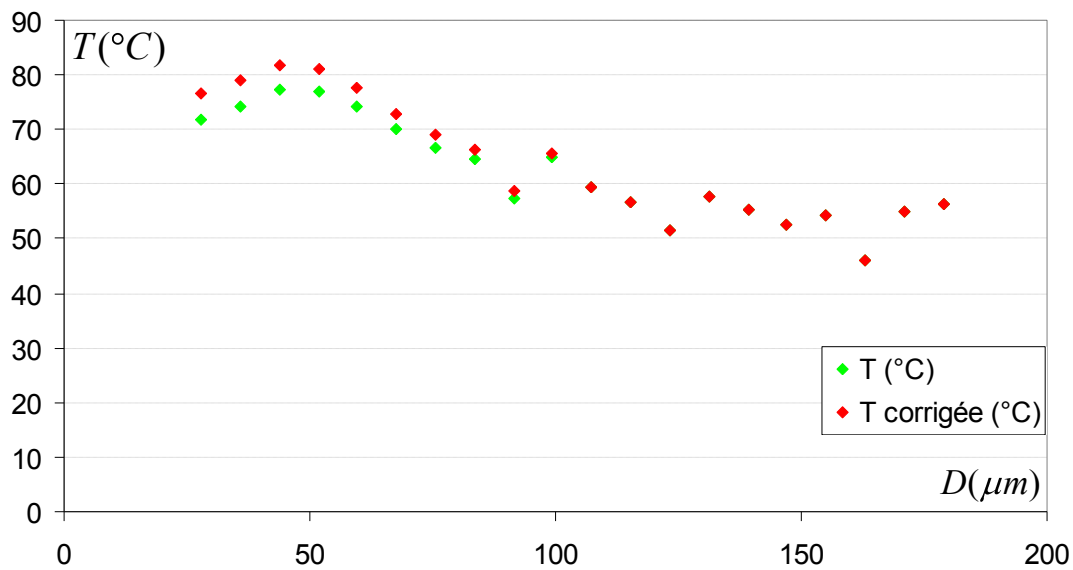


Figure 4.33 Influence de la correction sur la distribution en température par classe de taille de gouttes

Cette correction a été appliquée à l'ensemble des résultats acquis par la technique de couplage PDA/LIF et permet notamment de réduire l'erreur systématique sur les mesures. Les courbes de la Figure 4.33 présentent l'influence de cette correction sur le traitement d'une série de mesures réalisée à Palaiseau concernant du n-décane pur ensemencé en forte concentration en pyrrométhène ($C_v = 10^{-5} \text{ mol/l}$).

La prise en considération de la dynamique de la LIF vis à vis de la taille de goutte (voir section 2 de ce chapitre) conduit à tronquer les données sur leur partie significative, c'est-à-dire sur une plage de taille variant de 35 μm à 150 μm . De surcroît, toutes les données ont alors été corrigées et les résultats présentés ci-après prennent tous en considération cette correction.

18.2.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les mesures de couplages LIF/PDA ont été réalisées au niveau du secteur 1 et selon l'axe vertical. Deux combustibles ont été étudiés : le n-décane pur et un mélange n-décane et 15% de 3-pentanone.

- **Cas du n-décane pur**

L'évolution de la température moyenne des gouttes, relativement à la température d'injection, est portée sur la Figure 4.34 en fonction du diamètre moyen de la classe de taille, pour différentes distances axiales Z.

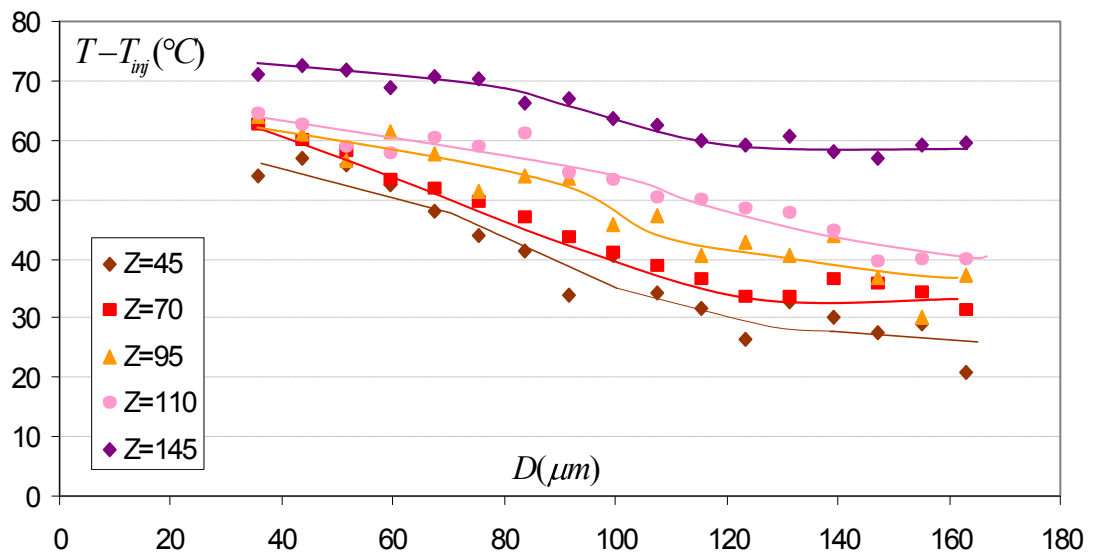


Figure 4.34 Evolution en fonction du diamètre de la température des gouttes corrigée pour différentes distances à l'injecteur Z

Comme attendu, les gouttes de petit diamètre présentent une température plus élevée que celles de diamètres supérieures, situées à la même distance de l'injecteur. Ces différences sont d'autant plus importantes que la mesure est réalisée proche de l'injection : 25 °C en entrée de secteur pour un diamètre variant de 35 μm à 150 μm et 12 °C sur la même plage de diamètres à sa sortie.

- **Cas du mélange n-décane et 15% de 3-pentanone**

Quelques points de mesures ont aussi été effectués dans le cas de ce mélange et sont représentés sur la Figure 4.35.

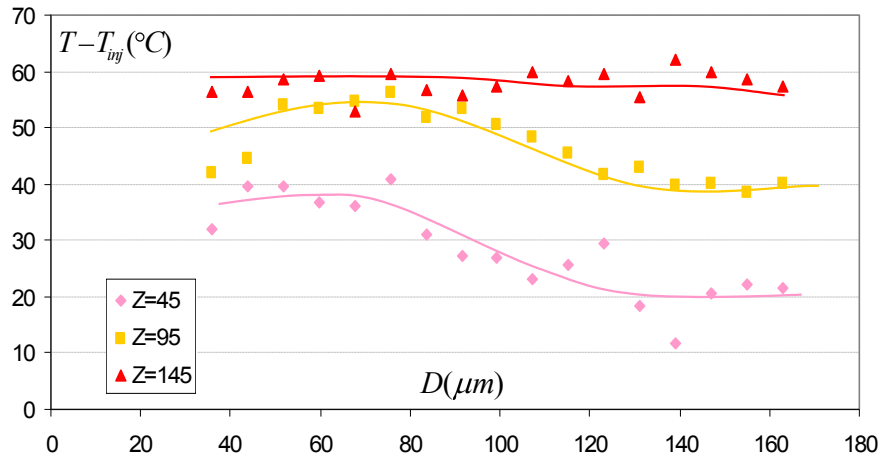


Figure 4.35 Evolution de la température corrigée des gouttes en fonction du diamètre des gouttes pour le mélange n-décane et 15% de 3-pentanone

Comme précédemment, les petites gouttes présentent un échauffement plus important. Au niveau du premier point de couplage réalisé, c'est à dire à 45 mm de l'injection, des différences de température entre les grosses et les petites gouttes sont similaires à celles rencontrées pour le n-décane. Toutefois, cette différence tend à s'estomper en sortie de secteur 1. Les Figure 4.36 et Figure 4.37 permettent de confronter les résultats acquis d'une part sur le n-décane pur et d'autre part sur le mélange n-décane/ 15% de 3-pentanone à $z=45$ mm et $z=145$ mm.

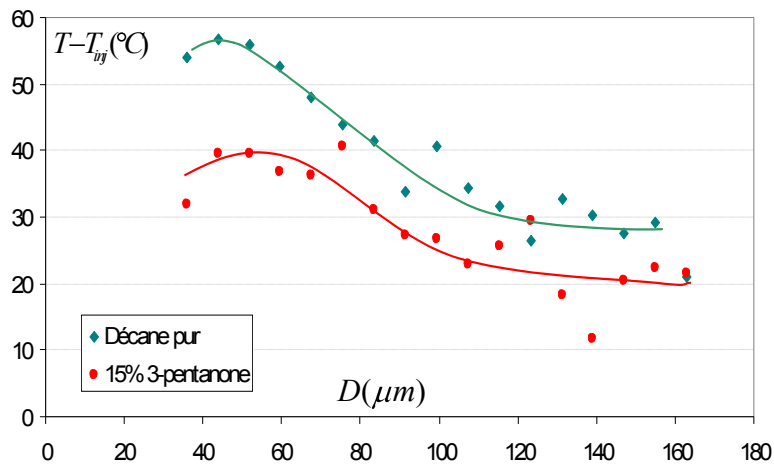


Figure 4.36 Comparaison des couplages des deux combustibles à $z=45$ mm

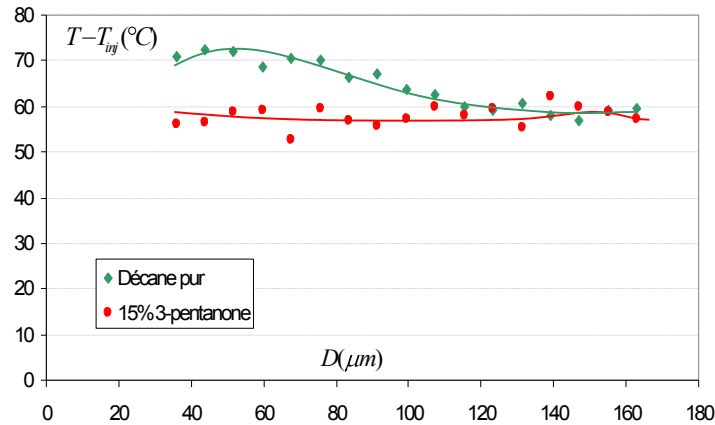


Figure 4.37 Comparaison des couplages des deux combustibles à $z=145\text{mm}$

L'homogénéisation de la température des gouttes quelque soit la classe de taille à $Z=145\text{ mm}$, semble confirmée pour le mélange n-décane/3-pentanone (15%), ceci comparativement au comportement du n-décane pour lequel des différences subsistent. Ce phénomène d'homogénéisation de la température sur l'ensemble des classes de taille considérées apparaît au même niveau ($z=145\text{ mm}$) que le pseudo-plateau observé sur la Figure 4.26.

19. CONCLUSIONS

L'étude d'un spray bicomposant injecté dans un écoulement turbulent chauffé a été réalisée à l'ONERA Palaiseau à l'aide de différentes techniques optiques non intrusives :

- la LIF deux couleurs avec comme nouveau traceur le pyrrométhène 597-8C9.
- La granulométrie phase Doppler (PDA)
- Le couplage LIF deux couleurs/PDA

L'étude menée sur le jet monodisperse (chapitre 2) a permis non seulement d'améliorer et d'approfondir cette technique mais aussi de choisir les composants purs des mélanges binaires étudiés. Différents combustibles monocomposant ont été testés afin de mesurer leur échauffement dans l'écoulement ; celui-ci semble fortement corrélé à la volatilité des espèces expérimentées. Puis des mélanges binaires de type n-décane/3-pentanone ont été considérés. Il s'agissait de deux combustibles de volatilité différente. L'ajout d'une fraction, même modérée de 3-pentanone au n-décane conduit à un effet significatif de la dynamique de l'échauffement et à l'apparition d'un pseudo-plateau.

Une méthode de couplage LIF/PDA testée sur cette expérimentation apparaît comme prometteuse. Cette dernière a prouvé son caractère opérationnel et des

mesures de températures par classe de taille de gouttes ont ainsi pu être menées à bien.

L'étude se poursuivra par une caractérisation de la distribution de vapeur de 3-pentanone dans l'écoulement à l'ONERA/DMPH grâce aux propriétés de fluorescence du 3-pentanone en phase gazeuse. L'attente réside notamment en une meilleure compréhension du pseudo-plateau observé pour le mélange bicomposant n-décane et 15% de 3-pentanone.

Ensuite la modélisation des gouttelettes pourra être confrontée aux expériences, la concentration de la phase vapeur de 3-pentanone en phase gazeuse permettant l'obtention de conditions aux limites réalistes.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce mémoire a présenté les principaux résultats de l'étude de l'évaporation de combustibles mono et bicomposant dont le comportement a été caractérisé à l'aide de diagnostics optiques. La compréhension de ce phénomène s'est orientée sur deux bancs expérimentaux complémentaires permettant :

(i) le développement de diagnostics optiques nécessaires à la caractérisation expérimentale,

(ii) l'étude fondamentale du phénomène d'évaporation et plus particulièrement l'effet des interactions entre goutte et de la volatilité des composés mis en jeu sur les phénomènes de transports de chaleur et de masse entre les deux phases,

(iii) l'obtention de données expérimentales sur un spray bicomposant en évaporation, dans des conditions bien contrôlées (champ de vitesse, température de l'air, turbulence).

Les combustibles usuels étant constitués de plusieurs composants de volatilités différentes, une étude de l'effet de la volatilité des combustibles sur les phénomènes de transport de masse et de chaleur a été menée. L'objectif final est d'améliorer les modèles d'évaporation de gouttes multicomposant implantés dans les codes de calculs, où ces aspects ne sont en général pas pris en compte.

Une étude préliminaire, essentiellement bibliographique a permis de mettre en évidence les paramètres clés caractérisant l'évaporation d'une goutte. Une approche quasi-stationnaire de l'évaporation est à la base de la modélisation du comportement d'une goutte isolée immobile. La théorie du film ainsi que de nombreuses corrélations empiriques permettent d'appréhender le cas plus réaliste de gouttes en mouvement. En revanche, le cas de gouttes multicomposant en interaction n'a été que très peu investigué. L'un des premiers objectifs de ces travaux a donc été de mettre en place un banc expérimental permettant de caractériser l'évaporation de plusieurs combustibles monocomposant de volatilités différentes en se focalisant notamment sur les effets des interactions entre gouttes sur les transferts de chaleur et de masse. La première expérimentation mise en place a donc été une configuration simplifiée d'un spray se présentant sous la forme d'un jet monodisperse offrant la possibilité de modifier le régime d'interaction. Le calcul des flux énergétiques gouvernant l'évaporation des gouttes nécessite notamment la connaissance de la température, du diamètre et de la vitesse instantanés de ces dernières. Cette étude expérimentale a requis au préalable le développement de diagnostics optiques performants : la fluorescence induite par laser pour la détermination de la température moyenne des gouttes, l'interférométrie en diffusion avant pour la mesure du diamètre instantané et la vélocimétrie laser assurant la connaissance de la vitesse des gouttes.

De même, une seconde étude expérimentale basée sur l'étude d'un spray bicomposant injecté dans un écoulement turbulent chauffé a été développée. L'intérêt de ce dernier est double :

- (i) le développement de nouveaux diagnostics optiques : dans un premier temps la mise en place de la fluorescence induite par laser à deux couleurs pour la mesure de la température puis le développement d'une métrologie innovante, le couplage LIF/ PDA assurant des mesures de températures par classe de tailles de gouttes ;
- (ii) la création d'une base de données destinée à valider des simulations de type Euler-Lagrange.

On peut donc dégager les différents apports de ce travail et leurs perspectives.

La fluorescence induite par laser : intérêt d'un nouveau traceur, le pyrrométhène 597-8C9

Cette technique optique non intrusive permet la mesure de la température moyenne des gouttes. Développée au LEMTA, cette technique est basée sur l'ensemencement préalable des combustibles par un traceur fluorescent dont l'émission est sensible à la température. Les traceurs usuellement exploités sont notamment la rhodamine B et la sulforhodamine B. Trois bandes spectrales de détection sont alors nécessaires à la détermination de la température dans le cas de combustible bicomposant car ces traceurs présentent une dépendance importante à la composition. La mesure de la température s'avère dès lors très contraignante sur le plan métrologique. L'utilisation dans ces travaux d'un nouveau traceur avec des propriétés spectroscopiques remarquables a permis de s'affranchir de la troisième bande spectrale de détection. Ce traceur, le pyrrométhène 597-8C9 outre sa solubilité significative dans de nombreux combustibles (alcane, cétones, alcools, aromatiques) présente une dépendance négligeable à la composition des mélanges. La fluorescence induite par laser à deux couleurs a ainsi pu être implémentée pour différents combustibles mono et bicomposant, en utilisant le même traceur fluorescent.

Néanmoins, l'effet non-linéaire de la taille des gouttes, constatés expérimentalement, doit encore faire l'objet d'investigations afin d'élaborer une réelle interprétation physique.

Etude de jets monodisperse : première approche de la prise en compte de l'effet des interactions entre gouttes sur les phénomènes de transfert de chaleur et de masse

L'étude bibliographique a montré la nécessité de prendre en compte les effets des interactions entre gouttes sur les transferts de chaleur et masse. Ainsi plusieurs jets monodisperse calibrés et injectés dans une enceinte contrôlée en température ont permis l'étude de l'évaporation de différents combustibles de volatilités différentes. Cette-ci a permis de mettre en évidence une influence tout à fait notable de la volatilité du combustible au-delà de l'influence connue du paramètre de distance sur les

phénomènes d'interaction entre gouttes. L'introduction d'un nouveau temps adimensionnel a rendu possible la classification des composés purs étudiés en fonction de leur volatilité et de l'arrangement géométrique du jet. La représentation des nombres de Nusselt et de Sherwood, déterminés expérimentalement notamment grâce à l'évolution de la température moyenne et du diamètre des gouttes, normalisés par leur contrepartie correspondant à la goutte isolée (déterminés à l'aide de simulations basées sur des modélisations connues) en fonction de ce rapport de temps caractéristiques permet de proposer une première modélisation pour la prise en compte des effets d'interactions entre gouttes sur les phénomènes de transport de chaleur et de masse entre phases. Cependant, cette modélisation nécessite d'être affinée en fonction des combustibles investigués afin de cerner précisément l'influence d'autres paramètres tels que par exemple les nombres de Spalding, Reynolds ou de Prandtl.

Il sera alors nécessaire de s'appuyer sur l'apport croisé de nouvelles expériences et de résultats numériques provenant de codes basés sur une approche de type Simulation Numérique Directe (DNS). L'obtention de données expérimentales plus fines et plus précises nécessitera le développement d'un nouveau banc expérimental permettant notamment d'accroître la température ambiante jusqu'au moins 500°C et éventuellement de travailler sous pression. Le banc actuel permet principalement l'observation des phases d'échauffement des combustibles, ce qui correspond à une phase de faible évaporation pour les combustibles peu volatiles en particulier. Afin d'étudier les phases d'évaporation des combustibles à la température d'équilibre, il pourra être intéressant d'injecter dans l'enceinte surchauffée un combustible préchauffé à sa température d'équilibre préalablement calculée. L'enceinte à forte température permettra l'observation d'une évaporation plus importante et un calcul plus précis des flux pour les composés les plus volatiles.

Etude d'un spray bicomposant injecté dans un écoulement turbulent chauffé

Cette expérience réalisée à l'ONERA Palaiseau a permis d'appliquer la technique de LIF deux couleurs à un spray polydispersé en taille. L'utilisation conjointe du PDA a permis la caractérisation granulométrique de la phase liquide du spray. Des travaux préliminaires sur la configuration simplifiée du jet monodisperse ont été cependant nécessaires. Ils ont permis notamment de choisir les deux composants du mélange : le n-décane (peu volatile) et le 3-pentanone (très volatile) dont les propriétés fluorescentes en phase gazeuse permettent la caractérisation de la distribution de la vapeur dans cette phase lors de l'évaporation du spray bicomposant. De plus, l'utilisation de jets monodisperse a permis de mettre en évidence un effet non linéaire de la taille de goutte sur l'intensité de fluorescence lorsque des gouttes de petites tailles étaient impliquées. Cet effet semble être correctement décrit par un paramètre unique impliquant le diamètre des gouttes et la concentration en traceur fluorescent même si son origine physique n'a toujours pas été complètement expliquée. Il conduit à une erreur systématique sur la mesure de la température qui a été évaluée à l'aide de

l'étude préalable sur un jet monodisperse. L'application de la LIF à l'étude d'un spray a dès lors été possible, cet effet ayant été quantifié et atténué par l'utilisation d'une forte concentration en traceur fluorescent.

Différents combustibles monocomposant ont été testés afin de mesurer leur échauffement dans l'écoulement ; celui-ci semble fortement corrélé à la volatilité des espèces expérimentées. Puis des mélanges bicomposant de type n-décane/3-pentanone ont été investigués. Il en résulte l'apparition d'un pseudo-plateau dans l'échauffement du combustible composé de 15% de 3-pentanone et de 85% de n-décane. L'étude future menée à l'ONERA de la phase gazeuse grâce aux propriétés fluorescentes de la vapeur du 3-pentanone permettra probablement de comprendre ce phénomène, possiblement lié aux conditions aux limites relatives à la concentration de la vapeur au voisinage des gouttes.

Par la suite, il sera intéressant de confronter ces résultats expérimentaux aux calculs numériques. Dans un premier temps, une comparaison avec l'évolution simple d'une goutte isolée pourrait être intéressante. Il sera alors nécessaire d'introduire des modèles permettant de décrire l'effet de la turbulence de la phase gazeuse sur l'évaporation. La connaissance de la température moyenne du spray et de la granulométrie de ce dernier permet la détermination des paramètres d'entrée pour les simulations. L'évolution de la température ambiante et les expériences de caractérisation de la concentration en vapeur dans la phase gazeuse assureront la connaissance des conditions aux limites à appliquer.

Enfin, l'introduction d'une nouvelle technique expérimentale basée sur le couplage des méthodes LIF et PDA est prometteuse. Cette technique développée par Alain Delconte dans le cadre de sa thèse réalisée au LEMTA permet de réaliser des mesures de température par classe de taille de goutte. Les premiers résultats obtenus sur cette configuration de spray injecté dans un écoulement turbulent chauffé ont permis de montrer des différences de température importantes selon de la classe de taille des gouttes. Ce nouveau type de données expérimentales offre la perspective de la validation d'une simulation numérique globale de type Euler-Lagrange de l'écoulement diphasique, simulation qui sera menée à l'ONERA à l'aide de la plateforme de calcul CEDRE.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Doué N. (2005) Modélisation de l'évaporation de gouttes multi-composants, Thèse de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.
- [2] Sirignano W.A. (1983) Fuel droplets vaporization and spray combustion theory, *Prog Energy Combust Sci* 9: 291-322.
- [3] Landis R.B. et Mills A.F. (1974) Effect of internal resistance on the vaporization of binary droplets, *Fifth Int. Heat Transfer Conf.*, Tokyo, Japan, Paper B7-9.
- [4] Burger M., Schmehl R., Prommerberger K., Schäfer O., Koch R. et Wittig S. (2003) Droplet evaporation modelling by the distillation curve model: accounting for kerozene fuel at elevated pressures, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 46:4403-4412.
- [5] Homann S. et Renz U. (2003) Numerical simulation of fuel sprays at high ambient pressure: the influence of real gas effects and gas solubility on droplet vaporisation, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 46: 3017-3028.
- [6] Le Clercq P. et Bellan J. (2004) Direct numerical simulation of a transitional temporal mixing layer laden with multicomponent-fuel evaporating drop using continuous thermodynamics, *Phys. Fluids*, pp. 1884-1907.
- [7] Cotterman R.L., Bender R., Prausnitz J.M.(1985) Phase equilibria for mixture containing very many components. Development and application of continuous thermodynamics for chemical process design, *Industrial and engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 24, n° 1, pp.194 – 203.
- [8] Hallet W.L.H. (2000) A simple model for the Vaporization of Droplets with Large Number of Components, *Combustion and flame* 121:334-344.
- [9] Hallett W.L.H. et Grimwood C. A Simple Continuous Mixture Evaporation Model with Multiple Distribution Functions, communication internet : <http://www.genie.uottawa.ca/profs/hallett/hallettqs.pdf>.
- [10] Abdel-Qader Z. et Hallett W.L.H. The Role of Liquid Mixing in Evaporation of Complex Multicomponent Mixtures : Modeling using, communication internet : <http://by.genie.uottawa.ca/profs/hallett/hallettld.pdf>.
- [11] Harstad K.G., Leclercq P.C., Bellan J. (2003) Statistical model of multicomponent-fuel drop evaporation for many droplet flow simulations. *AIAA Journal*, vol.41, n°10, pp.1858-1874.
- [12] Laurent C. (2008), Développement et validation de modèles d'évaporation multi-composant, Thèse de l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse
- [13] Guibert J.C., Carburant et moteur, Tome 1, Edition Technip, 1997.
- [14] Borghi R. et Champion M. (2000) Modélisation et théorie des Flamme, éd. Technip Paris.
- [15] Prakash S., Sirignano W.A., Liquid fuel droplet heating with internal circulation, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 21, pp. 885-895, 1978.
- [16] Ranz W. E. et Marshall W. R. (1952) Evaporation from drops, *chemical engineering progress*, vol. 48, pp. 141-180.
- [17] Frossling N, (1938). Evaporation of falling drops, *garlands Beitr. Geophys.*, vol 52, pp.170.

- [18]Clift R., Grace J. R. et Weber M. E. (1978) Bubbles, drops and particles, New York: Academic.
- [19]Abramzon B., Sirignano W.A (1987)., Approximate theory of single droplet vaporization in a convective field : effect of variable properties, Stephan flow and transient liquid heating., Thermal Eng. Joint Conf., Vol.1, ASME JSME, pp.11-18.
- [20]Kneer R., Schneider M., Noll B. et Wittig S. (1993) Diffusion controlled evaporation of a multicomponent droplet: theoretical studies on the importance of variable liquid properties, Int. J. Heat and Mass Transfer 36: 2403-2415.
- [21]Abramzon B. and Sirignano W. A. (1989) Droplet vaporization model for spray combustion calculations, International Journal of heat and mass transfer : vol. 32, pp. 1605.
- [22]Prakash S., Sirignano W.A., Liquid fuel droplet heating with internal circulation, Int. J. Heat and Mass Transfer 21, pp. 885-895, 1978.
- [23]Prakash S., Sirignano W.A., Theory of convective fuel droplet vaporization with unsteady heat transfer in the circulating liquid phase, Int. J. Heat and Mass Transfer 23, pp. 253-268,1980.
- [24]Tong A.Y. et Sirignano W.A. (1986) Multicomponent droplet vaporization in high temperature gas, Combust. Flame 66, 221-235.
- [25]Hubbard G. L., Denny V. E. et Mills A. F. (1975) Droplet evaporation: effects of transients and variable properties, International Journal of Heat and Mass Transfer., vol. 18, pp. 1003-8.
- [26]Yuen C. et Chen L. W. (1976) On drag of evaporating liquid droplets, Combustion science and technology, vol. 14, pp. 147-154.
- [27]Poling B., Prausnitz J., O'Connell J. (2001),The properties of gases and liquids Fifth edition, Mac Gauss Hill.
- [28]Li C.C. (1976) AIChE J., in press.
- [29]Grundberg L. et Nissan A.H. (1948) Trans. Faraday Soc., vol. 44, pp. 1013.
- [30]Grundberg L. et Nissan A.H. (1950) Ind. Eng. Chem., vol. 42, pp. 885.
- [31]Scheibel E.G. (1954) Ind. Eng. Chem., vol. 46, pp. 2007.
- [32]Wassiljewa A. (1904) Physik. Z., vol. 5, pp. 737.
- [33]Wilke C.R. (1950) J. Chem. Phys., vol. 18, pp. 517.
- [34]Blanc A. (1908) J. Phys., vol. 7, pp. 825.
- [35]Reichenberg D. (1974) The Viscosities of Gas Mixtures at Moderate Pressures, NPL Rep.Chem. 29, National Physical Laboratory, Teddington, England.
- [36]Sangiovanni J.J., Kesten A.S., (1976) Effect of droplet interaction on ignition in monodispersed droplet streams, Sixteenth International Symposium on Combustion, The Combustion Institute.
- [37]Sangiovanni J.J., Labowski M. (1982), Burning times of linear fuel droplet arrays: a comparison of experiment and theory, Combust. Flame 45 15-30.

- [38] Virepinte J. F., Biscos Y., Lavergne G., Magre P., Collin G. (2000), A rectilinear droplet stream in combustion : droplet and gas phase properties, *Combustion science and technology* 150 143.
- [39] Castanet G., Lebouché M., Lemoine F. (2005), Heat and mass transfer of combusting monodisperse droplets in a linear stream, *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 3261.
- [40] Atthasit A. (2003) Etude expérimentale des phénomènes d'interaction dans les jets diphasiques denses au moyen de jets rectilignes monodisperses, Toulouse: école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.
- [41] Labowsky M. (1980), Calculation of the burning rates of interacting fuel droplets, *Combust. Sci. Technol.* 22 217-226.
- [42] Marberry M., Ray A.K., Leung K. (1984), Effect of multiple particle interactions on burning droplets, *Combust. Flame* 57 237-245.
- [43] Brzustowski T.A., Twardus E.M., Wojcicki S., and Sobiesiak A. (1979), Interaction of two burning droplets of arbitrary size, *AIAA Journal*, vol. 17, pp. 1234-1242.
- [44] Labowsky M. (1980), Calculation of the burning rates of interacting fuel droplets, *Combustion Science and Technology*, vol. 22, pp. 217-226.
- [45] Umemura A., Ogawa S and Oshima N.(1981), Analysis of the interaction between two burning droplets, *Combust. Flame*, vol. 41, pp. 45-55.
- [46] Chiang C. H., Sirignano W. A. (1993), Interacting, convecting, vaporizing fuel droplets with variable properties, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 875.
- [47] Imaoka R. T., Sirignano W. A. (2005), Vaporization and combustion in three-dimensional droplet arrays, *Proceedings of the Combustion Institute* 30 1981.
- [48] Imaoka R. T., Sirignano W. A. (2005), Transient vaporization and burning in dense droplet arrays, *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 4354.
- [49] Maqua C. (2007) Contribution à la compréhension de l'évaporation de gouttes de combustible bi-composant à l'aide de méthodes optiques, thèse de l'I.N.P.L. Nancy
- [50] Castanet G. (2004) Etude aérothermique d'un jet de gouttes monodispersé en évaporation et en combustion à l'aide de méthodes optiques, thèse de l'U.H.P Nancy 1
- [51] Virepinte J. F. (1999) Etude expérimentale du comportement des gouttes d'interaction, Thèse de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, Toulouse
- [52] Silverman M.A. et Dunn-Rankin D. (1994) Experimental investigation of a rectilinear droplet stream flame, *Comb. Sci. Tech.* 100: 57-73
- [53] Mulholland J.A, Srivastava R.K. et J.O.L. Wendt (1988) Influence of droplet spacing on drag coefficient in nonevaporating, monodisperse stream, *AIAA Journal* 26, No. 10: 1231-1237
- [54] Lavielle P. (2001) Etude expérimentale du comportement aérothermique de gouttes en écoulement, réactif ou non, par utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs, thèse de l'U.H.P, Nancy 1.
- [55] Lemoine F., Wolff M., Lebouché M. (1996) Simultaneous concentration and velocity measurements using combined laser-induced fluorescence and laser Doppler velocimetry, *Exp. In Fluids* 20, 178-188.

- [56] Lavieille P., Lemoine, F., Lavergne, G., Virepinte, J.F., Lebouché, M. (2000) Temperature measurements on droplets in monodisperse stream using laser-induced fluorescence, *Exp. in Fluids* 29, 429.
- [57] Lemoine F., Leborcq B. (1995) An efficient optical pressure measurement in compressible flows by laser-induced iodine fluorescence, *Experiments in Fluids* 19, 150-158.
- [58] Valeur B. (2004) *Invitation à la fluorescence moléculaire*, Édition De Boeck Université.
- [59] Coolen M.C.J., Kieft R.N., Rindt C.C., van Steenhoven AA (1999) Application of 2-D LIF temperature measurements in water using a Nd: YAG laser, *Exp. Fluids* 27 420-426.
- [60] Lemoine F., Antoine Y., Wolff M., Lebouché M. (1999) Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in a turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA *Exp. Fluids* 28 315-323.
- [61] Copetta J., Rogers C. (1998) Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements *Exp. Fluids* 25 1-15.
- [62] Sakakibara J., Adrian R. (1999) Whole field measurements of temperature in water using two-color laser induced fluorescence *Exp. Fluids* 26 7-15.
- [63] Sakakibara J., Adrian R.J. (2004) Measurement of temperature field of Rayleigh-Bénard convection using Two-Color Laser Induced Fluorescence *Exp. Fluids* 37 331-340.
- [64] Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G. (2001) Evaporating and combusting droplet temperature measurement using two colors laser-induced fluorescence *Exp. Fluids* 31 45-55.
- [65] Glovacki J. (1964) Further investigation into the fluorescence quenching of dyes by neutral salts, *acta Physica Plonica*, vol 15, pp 767-780.
- [66] Zhao Y. et Qiu H.H. (2004) Measurements of Multicomponent Microdroplet Evaporation by Using Novel Optical Techniques, 12th Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- [67] Wilms J., N. Roth N., Arndt S. et Weigand B. (2004) Determination of the composition of multicomponent droplets by rainbow refractometry, 12th Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- [68] Maqua C., Castanet G., Doué N., Lavergne G., Lemoine F. (2006) Temperature measurements of binary droplets using three color laser-induced fluorescence, *Exp. Fluids* 40 786 – 797.
- [69] Wolff M., Delconte A., Schmidt F., Gucher P., Lemoine F. (2007) High-pressure Diesel spray temperature measurements using two-colour laser-induced fluorescence *Meas. Sci. Technol.* 18 697-706.
- [70] Deprédurand V., Miron P., Labergue A., Wolff M., Castanet G., Lemoine F., A temperature sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating droplets. *Measurement Science and Technology*, vol 19, Issue 10 (2008).
- [71] Azzouz H, Alkhafadiji L, Balslev S, Johansson J, Mortensen NA, Nilsson S, Kristensen A (2006) Levitated droplet dye laser. *Opt Express* 14: 4374-4379.
- [72] Hung J., Castillo J., Marcano Olaizola A., (2003) Fluorescence spectra of Rhodamine 6G for high fluence excitation laser radiation, *Journal of Luminescence* 101, 263–268.

- [73] Habuchi H., Kim H-B, Kitamura N. (2000) Chemical size-effect on fluorescence lifetime of rhodamine 6G in ethylene glycol/water microdroplets in polydimethylsiloxane matrix, *Journal of Photochemistry and Photobiology* 133:189-196.
- [74] König G., Anders K. et Frohn A. (1986) A new light scattering technique to measure droplet diameter of periodically generated moving droplets, *J. Aerosol Sci.* 17, pp 157-167.
- [75] Wilm J. (2008) Développement et validation de modèles d'évaporation multi-composant, thèse de l'I.S.A.E. Toulouse.
- [76] Massoli P. (1998) Rainbow refractometry applied to radially inhomogeneous spheres: the critical case of evaporating droplets, *Applied Optics* 37: 3227-3235 etc.
- [77] Taylor J. (2000), Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques, Masson Sciences, Edition Dunod.
- [78] Goklap I., Chauveau G., Simon O., Chesneau X. Mass transfer from liquid fuel droplets in turbulent flow, *Combust. Flame* 89 (1992) 286-298
- [79] Wu J.-S, Liu Y.-J, Sheen H.-J, Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets, *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 44 (2001) 4593-4603
- [80] Scott W. Campbell, Richard A. Wilseak, et George Thodos (1987) Vapor-liquid Equilibrium measurements for the ethanol-acetone system at 372.7, 397.7 and 422.6 K, *J. Chem. Eng. Data*, 32, 357-362.
- [81] Hardalupas Y. (1989) Velocity and particule-flux characteristics of turbulent particule-laden jets, *Proc. R. London.*
- [82] Cochet M.(2007), Evaporation de gouttelettes polydispersées dans un écoulement de canal fortement turbulent . Analyse de la formation du mélange diphasique par imagerie de fluorescence, Thèse de INPT, Toulouse.
- [83] Sazhin SS (2006) Advanced models for fuel droplets heating and evaporation. *Progress in Energy and Combustion Science* 32 162-214
- [84] Maqua C, Castanet G, Grisch F, Lemoine F, Kristiadi T, Sazhin SS (2008) Monodisperse droplet heating and evaporation: Experimental study and modelling *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 3932-3945.
- [85] Castanet G, Lienard T, Lemoine F (2009) Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall *International. Journal of Heat and Mass Transfer* 52 670-6.
- [86] Roth N., Anders K., Frohn A. (1992) Simultaneous determination of refractive index and droplet size using Mie theorie, *Proc. Of the 6th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal)*, Vol. 1, 15.5.1-15.5.5.
- [87] Roth N., Anders K., Frohn A. (1996) Size intensive rainbow refractometry : theoretical aspects, *Proc. Of the 8th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal)*, Vol. 1, 9.2.1-9.2.6.
- [88] Van Beeck J., Riethmuller M. (1994) Simultaneous determination of temperature and size of droplets from the rainbow using the Airy theory, *Proc. Of the 7th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal)*, Vol. 2, 21.5.1-21.5.6.
- [89] Van Beeck J., Riethmuller M. (1995) Non-intrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops, *Applied Optics* 34 : 1633-1639.

- [90] Van Beeck J., Riethmuller M. (1996) Rainbow phenomena applied to the measurement of droplet size and velocity and the detection of nonsphericity, *Applied Optics* 35, No. 13, 2259-2266.
- [91] Walker J.D. (1976) Rainbow from single drops of water and other liquids, *Am. J. Phys.* 44, 421-433.
- [92] Van Beeck, J., Giannoulis, D., Zimmer, L., Riethmuller, M.L. (2000) Global rainbow thermometry for droplet temperature measurement, *Optical Letter* 24: 1696-1698.
- [93] Vetrano MR, Gauthier S, Beek J, Boulet P, Buchlin JM (2006) Characterization of a non-thermal water spray by global rainbow thermometry. *Experiments in Fluids* 40 15-22
- [94] Van Beeck J, Grosgees T, De Giorgi MG (2003) Global rainbow thermometry assessed by airy and Lorenz-Mie theories and compared with phase doppler anemometry. *Applied Optic* 42 4016-4022
- [95] Murray MA and Melton LA (1985) Fluorescence methods for determination of temperature in fuel spray. *Applied Optics* 24 2783-2787
- [96] Gossage HE and Melton LA (1987) Fluorescence thermometers using intermolecular exciplex. *Applied Optics*: 26 2256-2259
- [97] Bruchhausen M, Delconte A, Blondel D (2006) Temperature measurements in polydisperse sprays by means of laser-induced fluorescence on three spectral bands. *Atomization and Spray* 16 599-614.
- [98] Gouebest G., Gréhan G. (2000) Generalized Lorenz-Mie Theories, from past to future, *Atomisation and spray* 1à(3-5) : 277-333.
- [99] Mees L., Gouesbest G., Gréhan G. (2001) Interaction between femtosecond pulses and a spherical microcavity : internal fiels, *opt. Commun* 199 :33-38
- [100] Videto B.D., Santavicca B.A. (1991), A turbulent flow system for studying turbulent combustion processes, *Combustion Science and technology* 76, 159-164.

ANNEXES

ANNEXE A

EXEMPLE D'UN FICHIER D'ENTREE DES PARAMETERS POUR LES SIMULATIONS

Listes des paramètres d'entrée:

=====

Racine des fichiers de sortie:

C=3.3

Durée simulée en ms:

15d0

Pas de temps en ms:

0.01d0

Nombre de pas entre 2 enregistrements des données:

1

Intervalle de temps en ms entre 2 profils (aucun profil si l'intervalle est supérieur à la durée simulée):

0.5d0

Diamètre initial en μm :

107.2d0

Diamètre minimal pour les calculs :

25d0

Paramètre de distance initial:

3.3d0

Modèle de la trainée (0: loi de vitesse imposée, 1:goutte isolée(Haywood Renkzibulut), 2:Virepinte (gouttes en interaction), 3: Atthasit (interaction), 4: Abramzon(article))

0

Loi de vitesse($V[\text{m/s}] = a.t^2+b.t+c$ avec t en ms)

0

-0.1134d0

7.122d0

Sens du déplacement des gouttes si modèle de trainée(1:vers le haut, 2:vers le bas, 3: pas de prise en compte de la gravité)

3

Température ambiante ($^{\circ}\text{C}$) ($T_{\text{inf}} = a.h^6+b.h^5+c.h^4+d.h^3+e.h^2+f.h+g$ avec h en mm et $0 < h < 80$ mm)

0d0

0d0

0d0

0d0

0d0

0d0
374d0

Imposer une température de combustion spécifique au composant :

0

Vitesse du gaz ($V_p = Vit_p(1) + Vit_p(2) * h + Vit_p(3) * h^2$ avec h en mm)

0d0
0d0
0d0
0d0
0d0
0d0
0.3D0

Pression atmosphérique en Pa:

101325D0

Température moyenne initiale (°C):

24.1D0

Température de surface initiale (°C):

24.2D0

Température initiale au centre (°C):

24D0

Temps initial en ms:

5.7d0

Hauteur initial en mm:

40d0

Précision sur la convergence de Ts (en °C)

0.01

Précision sur la convergence de mdot (en relatif)

0.01

Modèle de transfert thermique (0:infini, 1:limité, 2:effectif, 3:Hill):

2

Résolution de type T ou flux imposé (0: T, 1: Flux)

1

Modèle de transfert massique (0:infini, 1:limité, 2:effectif, 3:Hill):

2

Résolution de type Y ou flux imposé (0: Y, 1: Flux)

0

Essayer une résolution analytique pour le problème en T (0:Non, 1: Oui)

0

Essayer une résolution analytique pour le problème en C (0:Non, 1: Oui)

0

Nombre de mailles selon r pour la résolution numérique:

80

Nombre de mailles selon r pour la résolution analytique:

200

Nombre de modes de la série pour la résolution analytique:

150

Type de maillage selon r pour l'équation de la chaleur (0:maillage régulier, 1:maillage reserré sur le bord de la goutte)

0

Type de maillage selon r pour l'équation du transport de la matière (0:maillage régulier, 1:maillage reserré sur le bord de la goutte)

0

Nombre de mode de Legendre pour les vortex de Hill:

40

Pas de temps dans Hill (normalisé par le pas de temps convectif ou diffusif d'un élément):

40d-3

Nombre de mailles selon theta pour l'écriture des résultats:

100

Coefficient K dans l'expression du coefficient de frottement des vortex:

12.69D0

Règle pour le calcul des conditions de référence (0:'1/2', 1:'1/3')

1

Méthode de calcul du nombres de Reynolds dans Nu0 et Sh0 (0:'utilisation de Rho_ref', 1:'rho_amb (Abramzon)')

1

Méthode de calcul des nombres de Nusselt et de Sherwood (0:'Clift', 1:'Ranz-Marshall')

0

Formule pour calculer eta (0:'isolée' 1:'IJHMT 2005', 2:'virepinte, 3:'Atthasit')

3

C fixé dans le calcul du eta

0

Formule de Us (0:'1/6pi', 1:'1/32')

1

Les mélanges sont considérés idéaux (0:'non', 1:'oui')

0

Prise en compte de la dilatation liée à l'échauffement et au changement de composition (1: calcul juste du bilan de matière) :

1

Prise en compte de la régression de surface dans le modèle de diffusion :

1

Type de fraction dans la condition initiale (0: massique, 1: volumique, 2: molaire)

1

Condition initiale (0:celle du fichier, 1:reprendre un calcul, 2: champ T et C à partir d'un ancien calcul)

0

Nom de fichier en cas de reprise à partir d'un calcul si précédent différent de 0

'D:\FTP\Etudes\Evaporation des gouttes\AA_legendre.txt'

Instant initial en ms (si cet instant n'est pas contenu le choix se porte sur l'instant immédiatement après.)

2.4e0

ANNEXE B

PROPRIETES PHYSIQUES DES COMBUSTIBLES PURES

**** Propriété de l'air ***

Cp vapeur Domaine de validité=[0 1300] **

```

subroutine Cpv_air(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0
Cp=1024.9D0 + Ta * ( Ta * ( 5.7628D-4 - 2.4225D-7 * Ta ) - 0.21674D0 )
end

```

lambda vapeur Domaine de validité=[0 1300] **

```

subroutine lambdav_air(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0
lambda= 3.752D-4 + Ta * ( 9.3257D-5 - 2.5946D-8 * Ta )
end

```

rho vapeur Domaine de validité=[0 1300] **

```

subroutine rhov_air(T,rho, drho,Pa)
implicit none
real *8 T,rho,Pa, drho
rho=3.48D-3*Pa/(T+273.15D0)
drho=-0.00348d0*Pa/((273.15d0+ T)**2d0)
end

```

mu vapeur Domaine de validité=[0 1300] **

```

subroutine muv_air(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0
mu= 4.6487D-6 + Ta * ( 5.0808D-8 - 1.3347D-11 * Ta )
end

```

**** Propriété de l'éthanol ***

Cp liquide Domaine de validité=[0 50] **

subroutine Cpl_eth(T,Cp)

implicit none

real *8 T,Cp

$Cp = 15039D0 + (T + 273.15D0) * ((T + 273.15D0) * (0.41431D0 - 3.9583D-4 * (T + 273.15D0)) - 130.53D0)$

end

Cp vapeur **

subroutine Cpv_eth(T,Cp)

implicit none

real *8 T,Cp

real *8 Ta

Ta=T+273.15D0

$Cp = 469.67D0 + Ta * (4.2301D0 - 1.5571D-3 * Ta)$

end

lambda liquide **

subroutine lambdal_eth(T,lambda)

implicit none

real *8 T,lambda

real *8 Ta

Ta=T+273.15D0

$lambda = (6.1572D0 + Ta * (3.1333D-5 * Ta - 0.024127D0)) * 0.1D0$

end

lambda vapeur **

subroutine lambdav_eth(T,lambda)

implicit none

real *8 T,lambda

real *8 Ta

Ta=T+273.15D0

$lambda = 1.8037D-3 + Ta * (7.419D-6 + 1.1536D-7 * Ta)$

end

rho liquide **

subroutine rho_l_eth(T,rho,drho)

implicit none

real *8 T,rho,drho

```
rho= 1053.6D0 - 0.925D0 * ( T + 273.15D0 )
drho=-0.925d0
end
```

rho vapeur **

```
subroutine rhov_eth(T,rho, drho,Pa)
implicit none
real *8 T,rho,Pa, drho
rho= 5.541D-3 * Pa / ( T + 273.15D0 )
drho=-0.005541d0*Pa/(273.15d0+ T)**2d0
end
```

lv **

```
subroutine Lv_eth(T,Lv)
implicit none
real *8 T,Lv
Lv= 120.91D3 * ( 516.2D0 - ( T + 273.15D0 ) ) **0.38D0
end
```

Ps **

```
subroutine Ps_eth(T,Ps)
implicit none
real *8 T,Ps,Tref
Tref=T+273.15D0;
Ps=133.32D0 * exp( 18.9119D0 - 3803.98D0 / ( Tref - 41.68D0 ) )
end
```

mu liquide **

```
subroutine mul_eth(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
mu=10**(686.64D0 / ( T + 273.15D0 ) - 5.282D0 )
end
```

mu vapeur

```
subroutine muv_eth(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
mu= 2.9211D-8 * ( T + 273.15D0 ) - 1.9757D-7
end
```

**** Propriétés de l'acétone ***

Cp liquide **

```
subroutine Cpl_ace(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
Cp=2102D0+2.49999999D0*T+0.01D0*T*T
end
```

Cp vapeur **

```
subroutine Cpv_ace(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
Cp=1.288833017070519D3 + 2.87164226237022D0 * T -
6.751968312366998D-4 * T**2 - 4.294101222277591D-7 * T**3
end
```

lambda liquide **

```
subroutine lambdal_ace(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda
lambda=0.165D0-2.70D-4*T+1D-6*T*T
end
```

lambda vapeur **

```
subroutine lambdav_ace(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda
real *8 Tref,Tb_acetone,n
Tref=T+273.15D0
Tb_acetone=329.4D0 !temperature de vaporisation de l'acetone (K)
n=2D0-0.0372D0*(Tref/Tb_acetone)**2D0
lambda=1D-3*(13.2D0-0.0313D0*(Tb_acetone-273D0))*(Tref/273D0)**n
!conductivite thermique de l'acetone vapeur (W.m-1.K-1)
end
```

rho liquide **

```
subroutine rho_l_ace(T,rho,drho)
implicit none
real *8 T,rho, drho
```

```

real *8 Ts,Tc_acetone,rho_STP
real *8 Cex
Ts=T+273.15D0
Tc_acetone=508.1D0 !temperature critique de l'acetone (K)
rho_STP=790D0 !densite de l'acetone liquide aux conditions STP (kg.m-3)
Cex= 3.694D-3 - 6.512D-6 * rho_STP + 3.181D-9 * rho_STP * rho_STP
!coefficient d'expansion de l'acetone liquide
rho= rho_STP * ( 1D0 - 1.8D0 * Cex * ( Ts - 288.6D0 ) - 0.09D0 * ((Ts -
288.6D0)/(Tc_acetone))**2d0) !densite de l'acetone liquide (kg.m-3)
drho=rho_STP*(-1.8d0*Cex-0.18*(Ts-288.6)/Tc_acetone**2d0)
end

```

rho vapeur **

```

subroutine rhov_ace(T,rho,drho,P_gaz)
implicit none
real *8 T,rho, drho
real *8 P_gaz,Ru,M_acetone,R_acetone,Ts
Ts=T+273.15D0
Ru=8.3145D0 !constante des gaz parfaits (J.kg-1.K-1)
M_acetone=58.08D-3 !masse molaire de l'acetone (kg.mol-1)
R_acetone=Ru/M_acetone !constante de l'acetone (J.kg-1.K-1)
rho=P_gaz/(R_acetone*Ts) !densite de l'acetone vapeur (kg.m-3)
drho=-P_gaz/(Ts**2d0*R_acetone)
end

```

lv **

```

subroutine Lv_ace(T,Lv)
implicit none
real *8 T,Lv
real *8 Ts,Tb_acetone,Tc_acetone
Ts=T+273.15D0
Tb_acetone=329.4D0 ! temperature de vaporisation de l'acetone (K)
Tc_acetone=508.1D0 !temperature critique de l'acetone (K)
Lv=1000D0*(489D0*((Tc_acetone-Ts)/(Tc_acetone-Tb_acetone))**0.38)
!chaleur latente de vaporisation de l'acetone (J.kg-1)
end

```

Ps **

```

subroutine Ps_ace(T,Ps)
implicit none
real *8 T,Ps

```



```

real *8 P_gaz,Tb_acetone,Ru,M_acetone,R_acetone,Lv,Ts
P_gaz=101325D0 !%pression du gaz ambiant (Pa)
Tb_acetone=329.4D0 !temperature de vaporisation de l'acetone (K)
Ru=8.3145D0 !constante des gaz parfaits (J.kg-1.K-1)
M_acetone=58.08D-3 !masse molaire de l'acetone (kg.mol-1)
R_acetone=Ru/M_acetone !constante de l'acetone (J.kg-1.K-1)
call Lv_ace(T,Lv)
Ts=T+273.15D0
Ps=P_gaz*exp((Lv/R_acetone)*(1D0/Tb_acetone-1D0/Ts));
end

```

mu liquide **

```

subroutine mul_ace(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
mu = 3.98D-4 - 4.096666667D-006 * T + 2.233333333D-8 * T * T
end

```

mu vapeur

```

subroutine muv_ace(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
mu = 0.65278207660598d0 + 0.00284548537158d0 * T -
4.493286957517476D-7 * T * T
mu=mu*1D-5
end

```

**** Propriete du n-decane ***

Cp liquide **

```

subroutine Cpl_ndecane(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp,Ta
Ta=T+273.15d0
Cp=1.31d3+3.01*Ta
end

```

Cp vapeur **

```

subroutine Cpv_ndecane(T,Cp)
implicit none

```

```
real *8 T,Cp, T1
T1=T+273.15d0
Cp=T1*(6.751d0+T1*(0.795d-6*T1-3.715d-3))-55.59
end
```

lambda liquide **

```
subroutine lambdal_ndecane(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda,Ta
Ta=T+273.15d0
lambda=0.203d0-243d-6*Ta
end
```

lambda vapeur **

```
subroutine lambdav_ndecane(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda,Ta
Ta=T+273.15d0
lambda=422d-9*Ta**(1.8d0)
end
```

rho liquide **

```
subroutine rhol_ndecane(T,rho,drho)
implicit none
real *8 T,rho, drho,Ta
Ta=T+273.15d0
rho=962d0-0.8d0*Ta
drho=-0.8d0
end
```

rho vapeur **

```
subroutine rhov_ndecane(T,rho,drho,P)
implicit none
real *8 T,rho, drho,Ts
real *8 P
Ts=T+273.15D0
rho=17.11d-3*p/Ts
drho=-17.11d-3*p/Ts**2d0
end
```

lv

```
subroutine Lv_ndecane(T,Lv)
```

```

implicit none
real *8 T,Lv,Tc,Ta
Ta=T+273.15D0
!Tc=617.6d0
!Lv=39.178d3*(Tc-Ta)**0.38d0
Tc=619d0 ! Article Abramzon
Lv=9.453d0*4184d0*(Tc-Ta)**0.38d0 ! Article Abramzon
end

```

Ps

```

subroutine Ps_ndecane(T,Ps)
implicit none
real *8 T,Ps,Ta
Ta=T+273.15D0
Ps=133.32d0*exp(16.0114d0-3456.8d0/(Ta-78.67d0))
!Ps=101325d0*exp(11.495d0-5141.36d0/Ta) ! Article Abramzon
end

```

mu liquide **

```

subroutine mul_ndecane(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu,Ta
Ta=T+273.15D0
!mu =10**(558.61d0/(Ta-4.937d0)) !!!
mu =10**(558.61d0/Ta-4.937d0)
end

```

mu vapeur

```

subroutine muv_ndecane(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu,T1
T1=T+273.15d0
mu=(0.564d0+1.75d-3*(T1-300d0))*1d-5 ! Article Abramzon
!mu=1.75d-8*T1-0.25d-6
end

```

**** Propriete du 3-pentanone ****

Cp liquide

```

subroutine Cpl_3_pentanone(T,Cp)
implicit none

```

```

real*8 T,Cp
Cp=(-1.85557D0+0.025782D0*(T+273.15D0)-4D-
5*(T+273.15D0)**2D0)*1000D0
end

```

Cp vapeur

```

subroutine Cpv_3_pentanone(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
real *8 Ta,a0,a1,a2,a3,a4,M
Ta=T+273.15D0
a0= 3.001000D1
a1=3.939000D-1
a2=-1.907000D-4
a3=3.398D-8
a4=0
M=86.134D0
Cp=(a0+a1*Ta+a2*Ta**2D0+a3*Ta**3D0+a4*Ta**4D0)/M*1000D0
end

```

lambda liquide **

```

subroutine lambdal_3_pentanone(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda
real *8 Ta,Tc,Tb,M,Tr,alpha,beta,gamma,AA, A
Ta=T+273.15D0
Tc=561.5D0
Tb=102D0+273.15D0
M=86.134D0
Tr=Ta/Tc
alpha=1.2D0
beta=0.5D0
gamma=0.167D0
AA=0.00383D0
A=AA*Tb**alpha/M**beta/Tc**gamma
lambda=A*(1-Tr)**0.38D0/Tr**(1D0/6D0)
end

```

lambda vapeur **

```

subroutine lambdav_3_pentanone(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda,Tc

```

```

real *8 Ta,Pc,M,Tr,gamma,LGtr,Cpentane,Dc,C,f,LGint,LG
Ta=T+273.15D0
Pc=37.3D0
Tc=561.5D0
M=86.134D0
Tr=Ta/Tc
gamma=210D0*((Tc*M**3D0)/Pc**4D0)**(1D0/6D0)
LGtr=8.757D0*(exp(0.0464D0*Tr)-exp(-0.2412D0*Tr));
Cpentane=0.73D0+2D0+3.18D0+3.68D0+4.56D0
Dc=2.80D0
C=Cpentane+Dc
f=-0.082D0*Tr+1.045D0*Tr**2D0+0.037D0*Tr**3D0;
LGint=C*f
LG=LGint+LGtr
lambda=LG/gamma
end

```

rho liquide **

```

subroutine rho_l_3_pentanone(T,rho,drho)
implicit none
real *8 rho,T, drho
rho=0.814D0*1d3
drho=0d0
end

```

rho vapeur **

```

subroutine rho_v_3_pentanone(T,rho,drho,Pa)
implicit none
real *8 T,Ta,rho,Pa,M,R,drho
Ta=T+273.15D0
M=86.134D-3
R=8.314472D0
rho=Pa/(R/M*Ta)
drho=-Pa/(2*R/M*Ta**2d0)
end

```

Lv**

```

subroutine Lv_3_pentanone(T,Lv)
implicit none
real *8 T,Lv,Ta,M
Ta=T+273.15D0

```

```

M=86.134D0
Lv= -4.6310709D-5*Ta**2D0 - 3.468689D-2*Ta + 5.2971880*1D1
Lv=Lv*1D6/M
end

```

Ps **

```

subroutine Ps_3_pentanone(T,Ps)
implicit none
real *8 T,Ps,Tref,A,B,C,D

Tref=T+273.15D0
A= -8.162816D0
B=-6.689601D3
C=7.003289D1
D= 5.650483D-6
Ps=dexp((A*dlog(Tref) + B/Tref + C + D*Tref**2D0 ))*1000D0
end

```

mu liquide **

```

subroutine mul_3_pentanone(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu,Ta,A,B

Ta=T+273.15D0
A=-4.123D0
B= 979.8D0
mu=exp( A + B/ Ta )/1000D0
end

```

mu vapeur

```

subroutine muv_3_pentanone(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu,Ta,nu,Pc,Tc,M,Tr,mur,a,mup

Ta=T+273.15D0
nu=2.7D0
Pc=37.3D0
Tc=561.5D0
M=86.134D0
Tr=Ta/Tc
mur=52.46D0*nu**2D0*Pc/Tc**2D0
a=2D0*9.04D0+2D0*6.47D0+12.02D0
mup=M**(1D0/2D0)*Ta/(a*((1+(4D0/Tc))*(1D0+0.36D0*Tr*(Tr-
1D0)))*(1D0/6D0))*(Tr*(1+270D0*mur**4D0)/(Tr+270D0*mur**4D0))

```

```
mu=mup*1D-7
end
```

```
**** Propriete dodecane ***
```

```
Cp liquide **
```

```
subroutine Cpl_dodecane(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
Cp=2.18D0 + 0.0041d0*(T + 273.15D0-300d0 )
end
```

```
Cp vapeur **
```

```
subroutine Cpv_dodecane(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0
Cp=0.2979D0 + 1.4394*(Ta/300d0)-0.1351d0*(Ta/300d0)**2d0
end
```

```
lambda liquide **
```

```
subroutine lambdal_dodecane(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0
lambda= 0.1405d0-0.00022d0* (Ta-300d0)
end
```

```
lambda vapeur **
```

```
subroutine lambdav_dodecane(T,lambda)
implicit none
real *8 T,lambda
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0
lambda=0.02667d0 * (Ta/300d0) -0.02087d0
end
```

```
rho liquide **
```

```
subroutine rho_l_dodecane(T,rho,drho)
implicit none
```

```
real *8 T,rho,drho
rho= 744.11D0 - 0.771D0 * ( T + 273.15D0-300d0 )
drho=-0.771d0
end

rho vapeur **
subroutine rhov_dodecane(T,rho, drho,Pa)
implicit none
real *8 T,rho,Pa, drho
! rho= 5.541D-3 * Pa / ( T + 273.15D0 )
rho=0d0
drho=0d0
! drho=-0.005541d0*Pa/(273.15d0+ T)**2d0
end

lv **
subroutine Lv_dodecane(T,Lv)
implicit none
real *8 T,Lv, Tc
Tc=659d0
Lv= 37.44D0* ( Tc - T+ 273.15D0 ) **0.38D0
end

Ps **
subroutine Ps_dodecane(T,Ps)
implicit none
real *8 T,Ps,Tref
Tref=T+273.15D0;
Ps= exp( 8.1948D0 - 7.8099*(300d0/Tref)-9.0098*(300d0/Tref)**2d0 )
end

mu liquide **
subroutine mul_dodecane(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
mu=1d-3*exp(2.0303d0*(300d0/( T + 273.15D0 ))**2d0+1.1769*(300d0/( T +
273.15D0 )) )
end

mu vapeur
subroutine muv_dodecane(T,mu)
implicit none
```



```

real *8 T,mu
mu= (0.5651D0+1.041d-3* ( T + 273.15D0 -300d0))*1d-5
end

**** Propriete eau      ***

Cp liquide **
subroutine Cpl_eau(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp,Cp0,Cp1,Cp2
real *8 Ta
Ta = T
Cp0=-4.6971666336494900d-11*Ta**5d0 + 1.4763627992189900d-8*Ta**4d0
- 1.7831929712251800d-6*Ta**3d0 + 1.1133589025213000d-4*Ta**2d0 -
3.3775891405898000d-3*Ta + 4.2174348767484100d0
Cp1=2.2217312021313200d-14*Ta**6d0 - 1.6602641663197200d-11*Ta**5d0
+ 4.9826219844576900d-9*Ta**4d0 - 7.2286752253144600d-7*Ta**3d0 +
6.2421970505002300d-5*Ta**2d0 - 2.5229340349524300d-3*Ta +
4.2145180242146100d0
Cp2=1.0119024192975800d-8*Ta**5d0 - 1.5036776289518700d-5*Ta**4d0 +
8.9156011564769500d-3*Ta**3d0 - 2.6359869765922500d0*Ta**2d0 +
3.8857384080100900d2*T - 2.2840127415707900d4
if (Ta<=100d0) then
Cp = Cp0*1d3
else
if (Ta<=300d0) then
Cp = Cp1*1d3
else
Cp = Cp2*1d3
endif
endif
endif
end

Cp vapeur **

subroutine Cpv_eau(T,Cp)
implicit none
real *8 T,Cp
real *8 Ta
Ta=T+273.15D0

if (Ta>373d0) then

```

```

      Cp = -1.47184d-11*Ta**5d0 + 6.26791d-8*Ta**4d0 - 1.04788d-04*Ta**3d0 +
8.59852d-2*Ta**2d0 - 3.39803d1*Ta + 7.11124d3

```

```

      else

```

```

      Cp = 7.8125d-10*Ta**4d0-9.8854d-7*Ta**3d0+4.787d-4*Ta**2d0-
0.1035*Ta+10.216d0

```

```

    endif

```

```

  end

```

```

lambda liquide **

```

```

  subroutine lambdal_eau(T,lambda)

```

```

  implicit none

```

```

  real *8 T,lambda

```

```

  real *8 Ta

```

```

  Ta=T

```

```

  lambda= 1d-3*(5.8566d-07*Ta**4d0 - 1.2380d-04*Ta**3d0 - 1.0539d-3*Ta**2d0
+ 1.9399d+00*Ta + 5.6094d02)

```

```

  end

```

```

lambda vapeur **

```

```

  subroutine lambdav_eau(T,lambda)

```

```

  implicit none

```

```

  real *8 T,lambda

```

```

  real *8 Ta

```

```

  Ta=T+273.15D0

```

```

  if (T>373d0) then

```

```

    lambda = 4.3933d-9*Ta**3d0-5.4311d-6*Ta**2d0+2.3685d-3*Ta-0.33101d0

```

```

  else

```

```

    lambda = 7.5d-5*Ta**2d0 + 2.6d-2*Ta + 4.190000d0

```

```

  endif

```

```

  end

```

```

rho liquide **

```

```

  subroutine rho_l_eau(T,rho,drho)

```

```

  implicit none

```

```

  real *8 T,rho,drho

```

```

  real *8 Ta

```

```

  Ta=T+273.15

```

```

  rho= -2.59286d-9*Ta**5d0+3.84892d-6*Ta**4d0-2.24256d-3*Ta**3d0 +
6.34677d-1*Ta**2d0-86.2753d0*Ta+5431.3d0

```

```

  drho= -2.59286d-9*5d0*Ta**4d0+3.84892d-6*4d0*Ta**3d0-2.24256d-
3*3d0*Ta**2d0 + 6.34677d-1*2d0*Ta-86.2753d0

```

```

  end

```

rho vapeur **

```

subroutine rhov_eau(T,rho, drho,Pa)
implicit none
real *8 T,rho,Pa, drho
rho= 2.165D-3 * Pa / ( T + 273.15D0 )
drho= -(2.165D-3 * Pa) / ( T + 273.15D0 )**2d0
end

```

lv **

```

subroutine Lv_eau(T,Lv)
implicit none
real *8 T,Lv
real *8 Ta
Ta=T
Lv= 1d6/18d0*(-8.9385177d-9*Ta**4d0 + 5.1669901d-6*Ta**3d0 - 1.0239662d-
3*Ta**2d0 + 2.1721266d-2*Ta + 4.4364150d1)
end

```

Ps **

```

subroutine Ps_eau(T,Ps)
implicit none
real *8 T,Ps,Tref
Tref=T+273.15D0;
Ps=133.0d0*exp(18.3036d0 - 3816.44d0/(-46.13d0 + Tref))
end

```

mu liquide **

```

subroutine mul_eau(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu
real *8 Ta
Ta=T
mu=1d-6*(3.32314d-5*Ta**4d0 - 9.26183d-03*Ta**3d0 + 1.00280d+00*Ta**2d0
- 5.59059d1*Ta + 1.78729d3)
end

```

mu vapeur

```

subroutine muv_eau(T,mu)
implicit none
real *8 T,mu

```

```
real *8 Ta
Ta=T+273.15d0
mu=(2d-5*Ta**2d0+2.02d-2*Ta+2.11d0)*1d6
end
```

AUTORISATION DE SOUTENANCE

INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE
DE LORRAINE

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur Sergei SAZHIN, Professeur, Université de Brighton, Royaume-Uni

Monsieur Gérard LAVERGNE, Directeur de Recherche, ONERA, Toulouse

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Madame DEPRETURAND Valérie

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

"Approche expérimentale de l'évaporation de sprays de combustibles multicomposant"

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Mécanique et Energétique** »

Fait à Vandoeuvre, le 06 octobre 2009

Le Président de l'I.N.P.L.,

F. LAURENT



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

TEL. 33/03.83.59.59.59
FAX. 33/03.83.59.59.55

APPROCHE EXPERIMENTALE DE L'EVAPORATION DE SPRAYS DE COMBUSTIBLES MULTICOMPOSANT

Résumé

Des diagnostics optiques non intrusifs ont été utilisés afin d'investiguer les mécanismes gouvernant l'évaporation de trains de gouttes en interaction ou de sprays. Une technique basée sur la fluorescence induite par laser (LIF) à deux couleurs du pyrrométhène 597-8C9 C ensemencé en très faible concentration dans le liquide à étudier a été développée pour obtenir la température moyenne de gouttes combustibles mono et bicomposant (alcane, alcool, cétones) et des mélanges alcanes/cétone et cétones/alcools en évaporation évoluant dans un train de gouttes monodisperse. En parallèle, l'évolution du diamètre des gouttes a été déterminée par interférométrie en diffusion avant. L'évolution temporelle de la température et du diamètre des gouttes en évaporation a été mesurée pour une large gamme de paramètres d'injection et d'interaction. Plusieurs combustibles présentant différentes volatilités ont ainsi été étudiés dans une chambre d'évaporation dont la température ambiante est contrôlée. Les paramètres caractérisant les transferts de chaleur et de masse représentés par les nombres de Nusselt et de Sherwood, intervenant dans le mécanisme d'évaporation des gouttes en interaction, ont été calculés à partir des données expérimentales, ce qui a permis la caractérisation de l'influence des interactions entre gouttes sur les transferts, en mettant en évidence un effet notable de la volatilité du combustible.

Par la suite, la technique de LIF à deux couleurs a été étendue à la mesure de la température moyenne d'un spray composé de gouttes binaires composées d'un mélange n-décane / 3-pentanone, injecté dans un écoulement turbulent chauffé. Le développement d'une technique de couplage de la technique LIF avec la granulométrie phase Doppler (PDA) a permis la mesure de températures par classe de taille de goutte.

Title

Experimental approach of the evaporation of multicomponent fuel sprays

Abstract

Non intrusive optical diagnostics are used in order to investigate the mechanisms that govern the droplets evaporation. A new technique based on two colours laser-induced fluorescence (LIF) of the pyrromethene 597-8C was developed to obtain the mean temperature of evaporating bicomponent fuel droplets in a linear monodisperse droplet stream. In parallel size evolution of the droplet was measured thanks to forward scattering methods. Data on evaporating and interacting droplet streaming linearly have been collected for different injection parameters and several monocomponent fuels that exhibit different volatilities and bicomponent fuels (mixture of n-decane and 3-pentanone), in a temperature controlled evaporation chamber. Heat and mass transfers parameters (Nusselt and Sherwood numbers) involved in the evaporation process of interacting droplets are inferred from the experimental data. The result exhibits a strong influence of the volatilities of the fuel on the effect of the interaction on heat and mass transfers.

Then the 2-colours LIF technique was extended to measure the mean temperature within a spray made of bicomponent droplets (n-decane / 3-pentanone), injected in a hot air flow where the turbulence and boundary conditions are controlled. By means of a coupling with the PDA (Particle Dynamic Analyser), temperature for each size of droplets was determined.

Discipline

Mécanique et Energétique

Mots clés

Spray, multicomposant, température, fluorescence induite par laser, gouttes, diagnostics optiques, évaporation, interaction.