



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>

U.F.R STMP

Ecole Doctorale EMMA

THÈSE

Présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy I

Spécialité : Mécanique et Energétique

Par

Pascal LAVIEILLE

Etude expérimentale du comportement aérothermique de gouttes en écoulement, réactif ou non, par utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs

Soutenue publiquement le 12 juillet 2001 devant la commission d'examen composée de :

Rapporteurs :	M. Gérard GREHAN	Directeur de recherche au CNRS, Rouen
	M. Juan Carlos ROLON	Professeur, Ecole Centrale Paris, Paris
Examineurs :	M. Roland BORGHI*	Professeur, ESM2, Marseille
	M. Gérard LAVERGNE	Ingénieur de recherche, HDR, ONERA-DMAE, Toulouse
	M. Michel LEBOUCHE	Professeur, UHP, Nancy
	M. Fabrice LEMOINE	Maître de conférences, ENSEM, Nancy

* Président du jury

A mes parents...

Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma gratitude auprès des personnes qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

Dans un premier temps je souhaite remercier Monsieur Michel Lebouché, Professeur à l'Université Henri Poincaré-Nancy I, pour m'avoir fourni un sujet aussi ouvert, et aussi riche et varié sur le plan scientifique. Je tiens aussi à lui témoigner toute ma reconnaissance pour la confiance qu'il m'a toujours accordée et ses nombreux encouragements, qui, alliés à sa rigueur scientifique ont contribué à produire cette excellente ambiance de travail.

Je souhaite ensuite particulièrement remercier Monsieur Fabrice Lemoine, maître de conférences à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique (ENSEM) pour la qualité de son encadrement. Je soulignerai ses compétences pédagogiques et son sens de l'organisation qui m'ont permis de démarrer et de faire avancer au mieux ce travail. J'insisterai ensuite sur le suivi et l'intérêt qu'il a porté à cette recherche, qui ont contribué à l'issue de longues discussions à surmonter les nombreux problèmes rencontrés. Je terminerai, sur ces qualités humaines qui sont largement responsables du plaisir que j'ai eu à effectuer ce travail.

Ma reconnaissance va aussi à deux chercheurs de l'équipe thermique, Madame Sophie Didierjean maître de conférences à l'ENSEM et Monsieur Christian Moyne, directeur de recherche au CNRS pour leurs précieux conseils et l'enthousiasme avec lequel ils m'ont apporté leur aide.

Je remercie ensuite Madame Valérie Louis Dorr, maître de conférences à l'ENSEM pour son aide scientifique et technique concernant les problèmes de traitement du signal.

J'exprime également ma gratitude aux membres du jury qui ont accepté de juger ce travail :

Monsieur Roland Borghi, professeur à Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille, Monsieur Gérard Gréhan, directeur de recherche au CNRS, et à Monsieur Juan Carlos Rolon, professeur à l'Ecole Centrale Paris.

Je remercie plus particulièrement Monsieur Gérard Lavergne, ingénieur de recherche à l'ONERA (centre de Toulouse), qui a bien voulu croire aux aptitudes de la fluorescence et avec lequel j'ai eu le plaisir de collaborer pendant ces trois années. J'en profite pour adresser mes remerciements à Monsieur Yves Biscos, cadre technique à l'ONERA pour son aide concernant la maîtrise du jet monodisperse.

Dans l'impossibilité de citer toutes les personnes qui ont rendu appréciable cette période, je terminerai en remerciant globalement tout le personnel technique et les différents membres du laboratoires, permanents et thésards, avec lesquels mes rapports furent aussi divers qu'enrichissants.

SOMMAIRE

Nomenclature

Introduction, contexte général 1

Chapitre I

Evaporation d'une goutte : échanges de chaleur et de masse

Introduction	6
I-1 Echanges de chaleur et de masse	6
I-2 Bilan des flux	10
I-3 Equation de diffusion de la chaleur	14
I-4 Conclusion	15

Chapitre II

Les techniques de mesures en écoulement diphasique

Introduction	18
II-1- Méthode arc-en-ciel ou Rainbow	20
II-1-1 Mesure du diamètre des gouttes	20
II-1-2 Mesure de la température des gouttes	22
II-2- Méthode Infrarouge	24
II-2-1- Emissivité des gouttes	24
II-2-2- Principe de la mesure	25
II-3- Spectroscopie Raman	26
II-3-1- Introduction	26
II-3-2 Principe	27
II-3-3 Le cas des particules sphériques	27
II-4- La fluorescence exciplex	28
II-5 Conclusion	30

Chapitre III

Technique de mesure et dispositif optique

Introduction	32
III-1 La fluorescence induite par laser	33
III-1-1 Description générale du phénomène de fluorescence	33
III-1-2 Mécanismes de fluorescences et conséquences métrologiques	34
III-1-3 Application de la fluorescence à la mesure de température	36
<i>Effets du coefficient d'absorption ϵ_1</i>	38
III-1-4 Modèle de l'émission fluorescente	40
III-1-5 Effet du pH	43
III-1-6 Phénomène de blanchissement	43
III-1-7 Conclusion	44
III-2 Utilisation de la fluorescence induite par laser en milieu diphasique	45
III-2-1 Détection sur une seule bande spectrale	46
III-2-2 Méthode à deux traceurs fluorescents	47
III-2-3 La fluorescence induite par laser à deux couleurs	49
<i>Principes</i>	49
<i>Choix des différents paramètres</i>	50
<i>Calibration</i>	53
<i>Influence de l'absorption</i>	57
<i>Phénomènes de self-quenching</i>	60
<i>Cas particulier de la combustion et effet du pH</i>	61
<i>Conclusion</i>	64
<i>Dispositif optique</i>	65
III-3 Conclusion	68

Chapitre IV

Dispositif expérimental et traitement des données

Introduction	71
IV-1 Génération de jets monodisperses	71
IV-1-1 L'injecteur monodisperse	71
<i>Définition et particularités du jet monodisperse</i>	71
<i>Caractéristiques du jet de gouttes monodisperse</i>	73
IV-1-2 Le déviateur électrostatique	74
<i>Principe de fonctionnement</i>	74
<i>Fonctionnement</i>	75
IV-1-3 L'allumeur	76
IV-1-4 Dispositif d'injection	77
IV-1-5 Dispositif de déplacement	78
IV-2 Dispositif optique	79
IV-3 Traitement du signal et détermination de la température moyenne des gouttes	82

IV-3-1 Choix du filtre analogique	82
IV-3-2 Détermination de la température moyenne des gouttes	83
<i>Prise de référence</i>	83
<i>Détermination du rapport des intensités de fluorescences sur le passage d'une goutte</i>	84
IV-4 Bilan sur les incertitudes	85
IV-5 Conclusion	86

Chapitre V

Mesure de la distribution de température au sein de la goutte

Introduction	89
V-1 Modèle de l'émission fluorescente dans une goutte sphérique	91
V-1-1 Paramètres constituant le modèle d'émission fluorescente	91
V-1-2 Modélisation de l'émission de fluorescence	93
<i>Modélisation de la répartition spatiale d'intensité d'un faisceau laser</i>	94
Calcul de l'intensité d'excitation	95
<i>Calcul de l'intensité de fluorescence</i>	96
V-1-3 Réfraction d'un faisceau laser	97
<i>Matrice de transfert d'un dioptre sphérique</i>	97
<i>Matrice de transfert d'un milieu homogène</i>	99
<i>Matrice de transfert du système global</i>	99
<i>Détermination des caractéristiques du faisceau réfracté</i>	100
<i>Illustration</i>	102
V-1-4 Applications : cartes d'intensité laser	102
<i>Retour à la notion de température moyenne</i>	103
<i>Mesure locale de la température dans la goutte</i>	105
V-2 Application à la détermination de profils de température	106
V-2-1 Distribution de température dans la goutte	106
<i>Calcul du rapport des intensités de fluorescence à partir du modèle numérique</i>	107
V-2-2 Algorithme d'inversion	108
<i>Détermination du rapport des constantes optiques et spectroscopiques</i>	108
<i>Disposition spatiale des points de mesures expérimentaux</i>	109
<i>Détermination des températures</i>	111
Processus expérimental de mesure des rapports de fluorescence $(\alpha_i)_{i \in I}$	112
V-2-3 Conclusion	116
V-3 Résultats	117
V-3-1 Cartes de température	117
<i>Algorithme de construction des cartes de température</i>	118
<i>Configuration isotherme</i>	120
<i>Distribution de température en phase d'intense échauffement</i>	123
V-3-2 Distribution de température sur l'axe $(G, \vec{x})$: déconvolution	128
V-4 Conclusion	131

Chapitre VI

Résultats expérimentaux concernant le jet monodisperse

Introduction	134
VI-1 Etude aérothermique des jets monodisperses en évaporation	135
VI-1-1 Refroidissement	138
<i>Influence de la vitesse</i>	<i>142</i>
<i>Influence du paramètre de distance</i>	<i>144</i>
<i>Influence de la température d'injection</i>	<i>146</i>
VI-1-2 Effets d'un flux de chaleur transitoire sur le jet	151
<i>Influence de la taille des gouttes</i>	<i>155</i>
<i>Rôle prépondérant du transport de la phase gazeuse</i>	<i>158</i>
VI-2 Jets en combustion	159
VI-2-1 Influence de la température d'injection	163
VI-2-2 Influence de la taille des gouttes	165
VI-2-3 Influence du paramètre de distance	166
VI-2-4 Comparaison à la méthode infrarouge	168
VI-3 Conclusion	169

Conclusion générale et perspectives	172
--	------------

Références Bibliographiques	176
------------------------------------	------------

Annexes	184
----------------	------------

Nomenclature

Symboles Latins

a	Diffusivité thermique du fluide
C	Concentration en traceur fluorescent
$C=L/D_g$	Paramètre de distance
C_p	Capacité calorifique massique
D	Diamètre de la membrane d'injection
D_g	Diamètre des gouttes
f	Fréquence de la céramique piézo-électrique, ou fréquence de passage des gouttes
G	Centre de la goutte
h	Enthalpie massique du liquide
h	Coefficient de convection
h_v	Enthalpie massique de la vapeur à la température de surface de la goutte
h_m	Enthalpie moyenne massique de la goutte
I	Intensité laser
I_{eff}	Intensité laser efficace
i	Intensité locale
I_0	Intensité laser incidente
K_{opt}	Constante optique
K_{spec}	Constante spectroscopique
L_v	Chaleur latente de vaporisation
L	Distance entre les gouttes (de centre à centre)
L_{CN}	Luminance du corps noir
m	Masse de la goutte
$[M]$	Concentration moléculaire en espèces désactivantes
Q	Nombre de transitions collisionnelles
r	Densité de puissance absorbée par la goutte provenant du rayonnement de la flamme
R	Rapport des intensités de fluorescence
T	Température
T_m	Température moyenne de la goutte

V_c	Volume fluorescent collecté
V_g	Vitesse des gouttes
$\bar{v}$	Vitesse du fluide dans la goutte
$\bar{v}_v$	Vitesse d'expulsion de la vapeur à la surface de la goutte
$\bar{w}$	Vitesse de l'interface liquide gaz
$X_G = \begin{cases} xg \\ yg \\ zg \end{cases}$	Les coordonnées du centre de la goutte dans le repère absolu (O, $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$)
Y	Fraction massique de vapeur

Symboles Grecs

β	Coefficient de sensibilité à la température
ε	Emissivité du fluide
ε_l	Coefficient d'absorption ou d'extinction moléculaire du traceur pour la longueur d'onde du laser
ε_f	Coefficient d'absorption de l'intensité de fluorescence
ρ	Masse volumique
$\vec{\phi}$	Flux de chaleur dans la phase liquide
$\vec{\phi}_c$ (W.m ⁻²)	Densité surfacique de flux de chaleur fournie à la goutte par l'extérieur par échange convectif avec la phase gazeuse
ϕ_{vap}	Densité surfacique moyenne de flux de chaleur échangé par vaporisation
$\phi_m = \phi_c + \phi_{vap}$	Densité surfacique moyenne de flux de chaleur
Φ_c	Flux de chaleur apportée par convection à la goutte
Φ_{vap}	Flux de chaleur de vaporisation
$\eta_0 A_{21}, \eta_2 A_{21}$	Nombre de transitions possibles par fluorescence et phosphorescence
$\eta_1 A_{21}$	Nombre de transitions non radiatives (autres que collisionnelles)
η_f	Rendement quantique de fluorescence
λ	Conductivité thermique du fluide
λ_{eff}	Conductivité effective du liquide dans la goutte
θ	Angle des coordonnées sphériques

θ_{rg}	Angle de diffusion de l'arc-en-ciel d'ordre 2 donné par les lois de l'optique géométrique
θ_{aw}	Angle de l'arc-en-ciel d'ordre 2
$\Delta\theta_{\text{m}}$	Angle entre deux interfranges
σ	Tension superficielle
ω	Rayon du faisceau laser

Indice

0	Conditions de référence
1	Relatif à la première voie de mesure ($\lambda > 590 \text{ nm}$)
2	Relatif à la seconde voie de mesure ($525 < \lambda < 535$)
inj	Conditions d'injection
s	Relatif à la surface de la goutte

INTRODUCTION

Introduction, contexte général

La réduction de la consommation spécifique et des émissions polluantes des moteurs thermiques liés aux systèmes propulsifs, dans le domaine aéronautique ou automobile est actuellement l'un des enjeux clefs des politiques nationales et même supranationales. Le premier objectif, la réduction de la consommation spécifique s'inscrit dans le cadre d'une utilisation rationnelle et durable des combustibles fossiles mais est également directement lié à la diminution du rejet des gaz à effet de serre, tel que le CO_2 . Ce dernier point a fait l'objet d'un engagement international des principaux pays industrialisés à réduire ces émissions lors de la conférence de Kyoto (décembre 1997) et est inscrit dans la politique de recherche du cinquième programme cadre de la communauté économique européenne. Quant à elle, la réduction des émissions polluantes (NO_x par exemple) fait toujours l'objet d'intenses recherches : la formation de polluants est principalement liée à l'aérodynamique et à la cinétique de la combustion, des facteurs tels que le pré-mélange ou la température de la chambre de combustion étant particulièrement étudiés. Parmi l'ensemble des données physiques contrôlant le fonctionnement d'une chambre de combustion, le spray semble être l'un des points clefs sur lequel un grand nombre d'études théoriques, numériques et expérimentales doivent être encore entreprises. Un spray est composé de gouttes de combustible liquide présentant un large spectre de tailles et de vitesses. L'optimisation des différents paramètres de la combustion nécessite la prise en compte des différentes étapes de la vie d'une goutte dans la chambre de combustion : il s'agit de la désintégration de nappes ou de jets liquides à la sortie des injecteurs, de l'échauffement, de la phase d'évaporation intense et enfin de la mise en combustion. Durant ces différentes phases, le spray de combustible est le siège d'intenses échanges de masse et de chaleur entre les gouttes composant la phase liquide et l'environnement gazeux (Law, 1982 ; Silverman et Dunn-Rankin, 1994). Les lois d'évaporation qui régissent directement la combustion résultent de ces échanges. Les échanges de masse et de chaleur s'opèrent dans les sillages et les couches limites générés par la vitesse relative des gouttes par rapport à l'environnement gazeux constitué d'un mélange air-vapeur (Yuen et Chen, 1976). La goutte, outre le changement d'état, subit des échanges de chaleur convectifs avec la phase gazeuse et la conduction interne de la chaleur est fréquemment accentuée par la formation de vortex contrarotatifs à l'intérieur de la goutte (Johns et Beckmann, 1966). Ces vortex, générés par entraînement visqueux, sont créés et entretenus par le gradient de vitesse de la phase gazeuse à la surface de la goutte. Le régime d'interaction entre les gouttes, que l'on pourrait définir par la proximité entre les différentes

gouttes de combustibles entre elles, joue un rôle fondamental dans ces différents échanges (Chiang et Sirignano, 1993-b), mais également sur la cinématique de la goutte, elle même régie par l'équation Lagrangienne :

$$\frac{d\vec{V}_g}{dt} = \frac{3 \cdot \rho \cdot Cd}{4 \cdot \rho_g \cdot D_g} \|\vec{V} - \vec{V}_g\| \cdot (\vec{V} - \vec{V}_g) + \vec{g}$$

où Cd , le coefficient de traînée, est fortement dépendant du régime d'interaction, l'indice g désignant les grandeurs relatives à la goutte. Les grandeurs ρ_g , D_g et $\|\vec{V} - \vec{V}_g\|$ sont respectivement, la masse volumique, le diamètre et la vitesse relative de la goutte par rapport à l'environnement gazeux. Actuellement, peu d'outils de calculs prennent en compte correctement ces phénomènes d'interaction, la plupart s'appuyant partiellement sur les modèles bien connus dit de « goutte isolée ». Par exemple en régime de fortes interactions, les modèles de réduction de taille dit en « D^2 » apparaissent erronés. Les études expérimentales dans ce domaine sont encore relativement limitées, puisqu'elles ne concernent que l'étude de l'évolution de taille de la goutte (Adam 1997 ; Virepinte 1999, Silverman et Dunn-Rankin, 1994 ; Sangiovanni et Labowsky, 1982), mesurée par la technique de l'arc-en-ciel ou par analyse phase Doppler, en régime d'évaporation avec ou sans combustion. Ces données demeurent encore insuffisantes pour réellement développer de nouveaux modèles qui seront utilisés en simulation numérique, car aucune donnée n'est fournie sur l'évolution réelle de l'enthalpie de la goutte, indispensable à la réalisation de bilans énergétiques. La détermination de l'enthalpie de la goutte passe par la connaissance de sa température moyenne et de sa température de surface, caractérisant l'échange instantané de chaleur et de matière à l'interface liquide.

La simulation numérique utilise deux approches pour appréhender l'écoulement diphasique : l'approche Eulérienne et l'approche Lagrangienne. L'approche Lagrangienne est bien adaptée à ce type d'écoulement car elle permet de prendre en compte les grandeurs instantanées que rencontrent chacune des particules le long de leur trajectoire et d'introduire des modèles décrivant les phénomènes physiques mis en jeu. L'approche Eulérienne, qui utilise la théorie des milieux continus, convient mieux à la simulation de milieux denses. Les modèles physiques sont élaborés à partir de simulations numériques calées sur des expériences de bases aux conditions initiales et aux géométries simples, qui permettent de mettre en place des corrélations traduisant les lois physiques complexes en termes de sensibilité des phénomènes à différents paramètres. Ces modèles sont ensuite implantés dans des codes de calcul pouvant traiter des géométries plus complexes, proches des configurations

industrielles. L'objectif de la simulation numérique est, à moyen terme, de disposer d'outils prédictifs, afin d'évaluer l'influence des différents paramètres qui régissent l'écoulement réactif : positionnement de l'injection, géométrie des chambres de combustion, pression, type d'injecteur, effets des tourbillons, etc... La compréhension et la modélisation des différents flux de chaleur et de masse au niveau de la phase liquide nécessite donc des études approfondies et souffre du manque de données expérimentales la concernant. Ce manque de données tient à l'absence de techniques de mesure réellement efficaces dans ce domaine. L'objectif de ce travail de thèse est ainsi double :

- il est tout d'abord de développer une technique de mesure de la température de la phase liquide, qui sera fondée sur la fluorescence induite par laser, technique maîtrisée depuis de nombreuses années au laboratoire dans les milieux monophasiques. Une grande partie de ce mémoire sera consacrée à l'extension de cette technique aux milieux diphasiques (gaz-liquide). Le développement de ce type de technique est particulièrement délicat, puisqu'il s'agit d'effectuer des mesures sur des gouttes possédant des tailles de l'ordre de 100 microns, avec des vitesses de déplacement comprises entre quelques mètres et quelques dizaines de mètres par seconde, conduisant à des temps de mesure inférieurs à quelques dizaines de microsecondes.
- il est ensuite d'apporter, à l'aide des résultats fournis par cette technique, une contribution fondamentale à la compréhension du bilan énergétique effectué sur un jet monodisperse, correspondant à une situation d'écoulement générique où l'on peut faire varier de manière relativement indépendante la taille des gouttes, la température d'injection, la vitesse d'injection et le régime d'interaction (paramètre de distance).

Pour mener à bien et le plus clairement cette étude, nous montrerons tout d'abord ce que nous entendons par température d'une goutte puis nous ferons le point sur les différentes techniques de mesure de la température de gouttes existantes. L'important développement de l'application de la fluorescence induite par laser pour les milieux diphasiques sera ensuite exposé et aboutira à une technique de fluorescence induite dite à deux couleurs. Une première extension de la technique à la mesure de la distribution interne de la température dans une goutte sera ensuite présentée et quelques exemples sur des cas élémentaires seront analysés.

La dernière section de ce mémoire est consacrée aux résultats expérimentaux et à leur analyse en termes d'échanges de masse et de chaleur entre la phase liquide et la phase gazeuse.

Ces études ont été menées en étroite collaboration avec l'ONERA (centre de Toulouse), division DMAE, experte dans le domaine des jets de gouttes calibrées. Cette collaboration a permis en particulier :

- *De comparer sur certains jets tests notre technique avec la technique infrarouge développée à l'ONERA (Ravel, 1999).*
- *De s'appuyer sur les données expérimentales concernant l'évolution de la taille des gouttes sur des jets en combustion (Virepinte, 1999).*
- *D'utiliser la technique de déviation électrostatique mise au point au DMAE, permettant de faire varier les régimes d'interaction sur les jets monodisperses.*

**CHAPITRE I : EVAPORATION D'UNE
GOUTTE : ECHANGES DE CHALEUR ET DE
MASSE**

Chapitre I : Evaporation d'une goutte : échanges de chaleur et de masse

Introduction

Ce chapitre présente les mécanismes d'échanges de chaleur et de masse, intervenant lors de l'évaporation et de la combustion de gouttes. Un bilan énergétique global, permet de déterminer les données expérimentales nécessaires à la connaissance des différents flux échangés entre la goutte et son environnement gazeux.

I-1 Echanges de chaleur et de masse

La complexité et la multitude des interactions entre les phénomènes intervenant lors de la combustion d'un spray de combustible rendent délicate l'analyse directe des mécanismes physiques gouvernant la combustion. En effet, les combustibles utilisés sont généralement constitués de plusieurs corps purs. La combustion de gouttes de combustible fait alors intervenir un changement de phase de diverses espèces aux propriétés physiques distinctes, entrant en réaction de manière plus ou moins complète lors de la combustion. L'évaporation différentielle de ces divers constituants modifie ainsi constamment la composition massique des gouttes au cours de leur vie et la fraction massique des constituants de la phase gazeuse, produits par évaporation de la phase liquide au voisinage de chacune de ces gouttes. Ces phénomènes couplés à la multitude des réactions de dégradation de ces divers composants, rendent alors extrêmement ardue la compréhension de la physique.

Des modèles très simplifiés faisant intervenir une goutte isolée composée d'un seul corps pur, brûlant dans un environnement stagnant (Godsave, 1953 ; Spalding, 1953 ; Goldsmith et Penner, 1954 ; Wise et al., 1955) ont d'abord été construits. Ce problème à symétrie sphérique conduit ainsi à l'établissement de la loi dite du D^2 , en raison de la prédiction d'une décroissance linéaire au cours du temps du carré du diamètre de la goutte.

• Description phénoménologique

Nous considérons dans un premier temps la vaporisation d'une goutte froide dans un environnement stagnant, en l'absence de gravité, instantanément placée dans une atmosphère

à haute température. La pression régnant dans cet environnement se situe bien en dessous de la pression correspondant au point critique du liquide. L'absence de convection naturelle et forcée implique alors une symétrie sphérique des échanges de chaleur et de masse (Law, 1982) (figure I-1a). Dans un premier temps, la température de la goutte, en particulier la température de surface, se situe nettement en dessous de la température ambiante ; la chaleur est transmise par conduction de la surface vers le centre. A la surface de la goutte, une fraction de chaleur est transférée vers le centre de la goutte, provoquant une élévation de sa température moyenne. Une autre part de l'énergie est utilisée pour vaporiser la phase liquide jusqu'à atteindre les conditions de saturation associées à la température de surface. Si l'environnement gazeux loin de la goutte n'est pas saturé en vapeur de carburant, un gradient de concentration apparaît provoquant alors un transport de la vapeur de carburant vers les régions de plus basses concentrations. L'appauvrissement de la vapeur au voisinage de la surface de la goutte rend alors possible la poursuite de la vaporisation du liquide. Ainsi, la phase liquide est continuellement vaporisée en phase gazeuse et diffusée dans le milieu ambiant lorsqu'un gradient de concentration persiste. La cinétique d'évolution est donc régie par les temps de diffusion de la masse et de la chaleur. La phase d'échauffement de la goutte durant laquelle la réduction de taille est faible ne représentant qu'une faible part de la durée de vie de la goutte, la modélisation de ce phénomène conduit alors à une évolution linéaire de la réduction de la surface ou du carré du diamètre au cours du temps.

Le déclenchement de la réaction de combustion peut-être induit par un stimulus extérieur (étincelle, par exemple) ou lorsque la température du milieu est suffisamment élevée. La symétrie sphérique de la réaction de combustion est présentée figure I-1b. La flamme évolue comme une flamme de diffusion, maintenue à une distance de la goutte où les conditions sont proches des proportions stoechiométriques. La chaleur produite par la réaction de combustion est transportée d'une part vers l'extérieure de la sphère formée par la flamme et d'autre part vers le centre, où elle contribue à la vaporisation de la goutte et à son échauffement. De manière analogue au cas de la simple vaporisation, l'échauffement de la goutte est rapide et la surface régresse à un taux constant. Ainsi les cas d'évaporation et de combustion de la goutte sont tout à fait similaires. En effet, hormis la réaction de combustion de la phase gazeuse, les mécanismes d'évaporation et de transfert de chaleur dans la goutte sont qualitativement identiques. Durant la combustion, la flamme est perçue par la goutte

comme une ambiance à haute température, localisée sur une zone relativement confinée autour de la goutte.

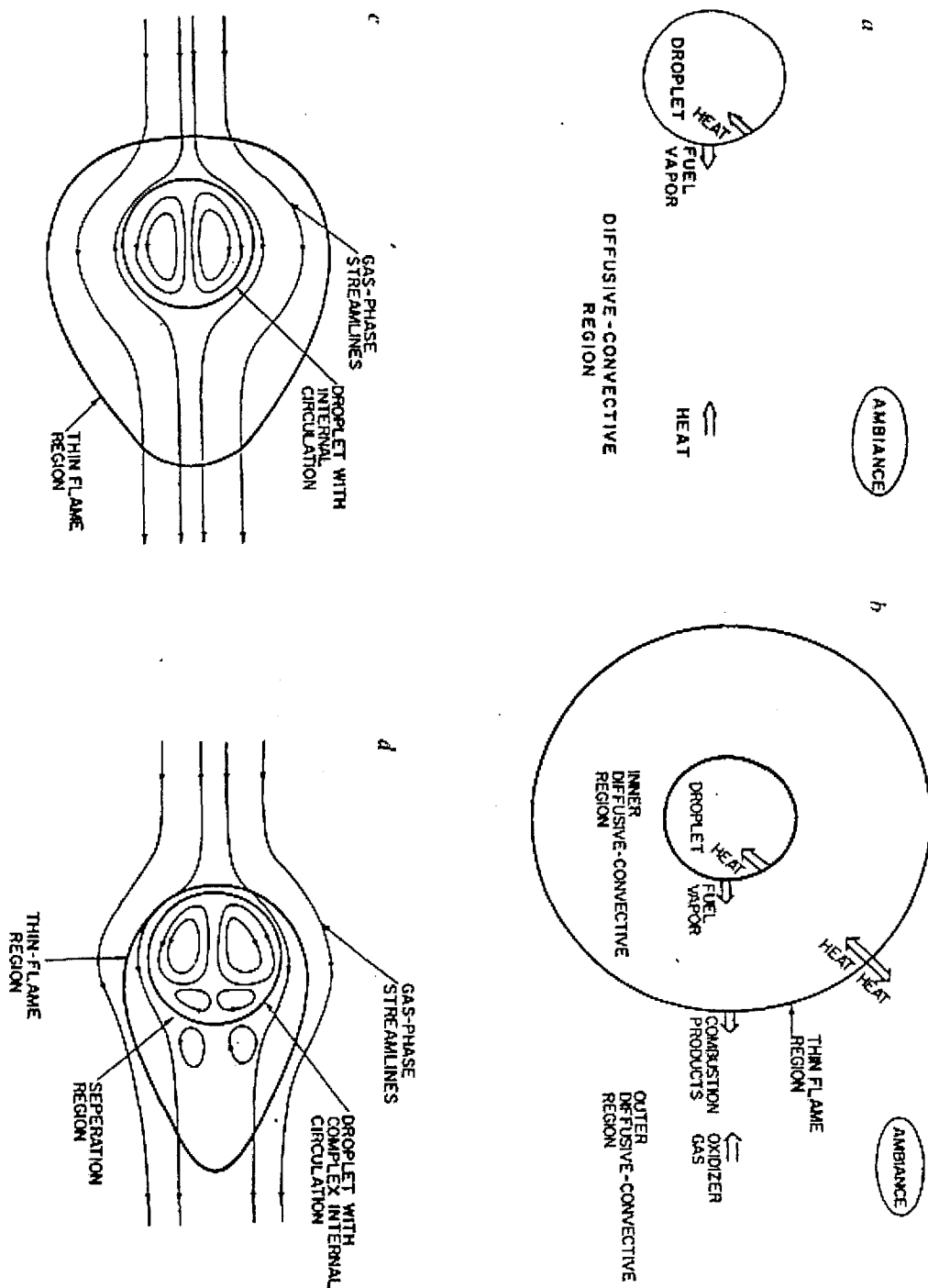


Figure I-1 : (a) Schématisation des flux lors de la vaporisation d'une goutte ; Schématisation des échanges lors de la combustion d'une goutte : (b) hypothèse de symétrie sphérique, (c) avec convection, sans séparation en deux écoulements contrarotatifs ; (d) avec convection et séparation en deux écoulements contrarotatifs. D'après Law (1982).

Lorsque les gouttes sont en mouvement, une vitesse relative différente de la vitesse radiale apparaît entre la surface de la goutte et le gaz environnant. Les forces de viscosité dues au gradient de vitesse à la surface de la goutte, induisent alors un mouvement de circulation du fluide interne à la goutte (figure I-1c). Lorsque le gradient de vitesse à la surface est suffisamment important, une séparation en deux écoulements contrarotatifs apparaît (figure I-1d). La position du front de flamme est sensible aux variations de vitesse relative entre la goutte et le milieu ambiant (figures I-1c et I-1d).

Les variations de température et de concentration entre la surface de la goutte et la position de la flamme étant extrêmement importantes, les propriétés physiques de la vapeur subissent de fortes variations, rendant alors difficile l'évaluation des nombres sans dimension, tels que le nombre de Nusselt, de Sherwood, de Reynolds ou de Spalding. Les travaux de Yuen et Chen (1976) ont ouvert la voie à l'utilisation des conditions de référence pour introduire les effets du transfert de masse et de chaleur. Les propriétés physiques du film de vapeur, lieu des échanges de chaleur et de masse sont alors déterminées selon la règle dite du '1/3'. La fraction massique de combustible Y_{ref} est choisie selon :

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

où Y_s est la fraction massique de vapeur de carburant correspondant aux conditions de saturation associées à la température de surface de la goutte, et Y_{∞} la fraction massique de vapeur à de grandes distances de la goutte. Y_{∞} sera supposée nulle.

De même, la température utilisée pour calculer les conditions de référence est définie selon :

$$T_{ref} = \frac{2.T_s + T_{\infty}}{3} \quad (I-2)$$

avec T_s la température de surface de la goutte, et T_{∞} la température de l'air ambiant, loin de la goutte.

Afin d'améliorer la compréhension des phénomènes de transport de chaleur et de masse s'établissant lors d'expériences de vaporisation et de combustion, des configurations géométriques simples sont exploitées. Nous nous limitons en effet au cadre de jets monodisperses (figure I-2), c'est-à-dire à l'étude d'une ligne de gouttes, possédant à

l'injection le même espacement le même diamètre, la même vitesse et la même température. Ces expériences sont réalisées avec un combustible qui est un corps pur : l'éthanol.

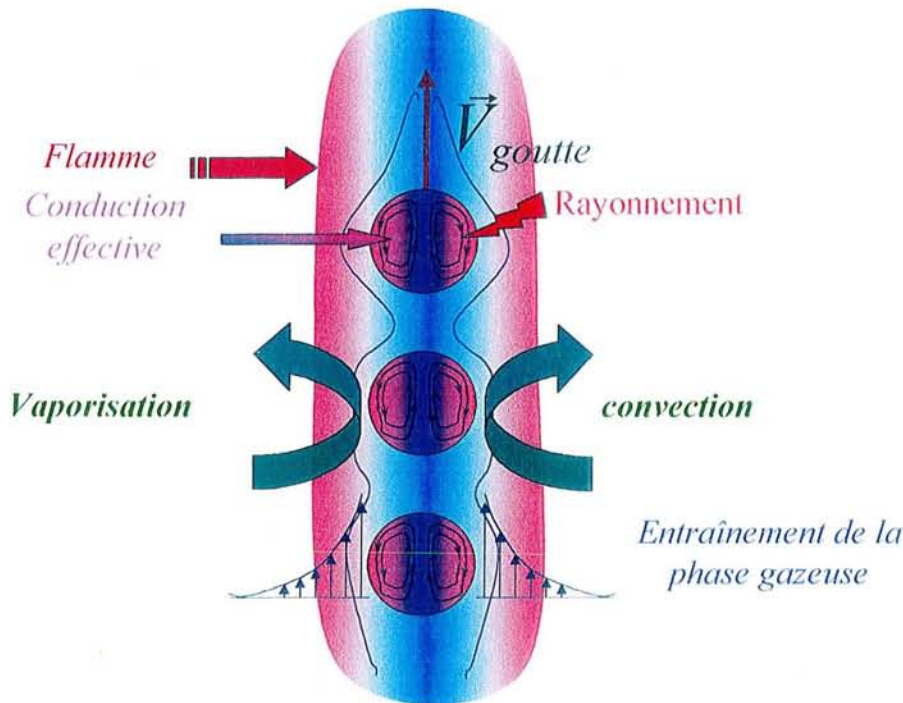


Figure I-2 : Bilan des échanges à la surface de la goutte

Les échanges de chaleur par vaporisation et par convection s'opèrent à la surface de la goutte. Le bilan d'enthalpie de la goutte permet de caractériser précisément les grandeurs physiques régissant l'évolution de ces flux de chaleur et de masse. Pour réaliser ce bilan, la détermination de la température de la phase liquide dans les diverses situations d'évaporation et de combustion est indispensable.

I-2 Bilan des flux

L'évolution de la température des gouttes est régie par la somme des flux thermiques de convection, de vaporisation et de rayonnement (figure I-2). L'absorption par la goutte d'une partie du flux de rayonnement émis par la flamme s'effectue sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde de ce rayonnement (inférieure à $10\mu\text{m}$). Cette puissance fournie à la goutte par rayonnement est le plus souvent négligée (Law, 1982 ; Silverman et Dunn-Rankin 1994). Les échanges de chaleur s'opèrent donc à la surface de la goutte. La diffusion de la chaleur au sein de la phase liquide s'effectue ensuite par conduction et convection. Nous définissons ici

les différents flux de chaleur et de masse induisant des variations d'enthalpie de la goutte afin de mettre en évidence la notion de température moyenne et de relier son évolution à celle des différents flux. Cette modélisation nous permettra ainsi d'évaluer les flux de chaleur instantanés à partir de la connaissance de l'évolution temporelle de la température moyenne.

En négligeant la dissipation thermique induite par les effets visqueux devant les flux de chaleur mis en jeu, l'équation de l'énergie dans la goutte s'écrit :

$$\rho \frac{dh}{dt} = -\text{div}(\vec{\varphi}) + r \quad (\text{I-3})$$

où r (W.m^{-3}) est la densité de puissance absorbée par rayonnement, et h (J/Kg) l'enthalpie massique du liquide définie selon :

$$h = \int_{T_0}^T C_p(T) dT \quad (\text{I-4})$$

avec C_p la chaleur massique du fluide et $\vec{\varphi}$ (W.m^{-2}) le flux de chaleur donné par la loi de Fourier :

$$\vec{\varphi} = -\lambda \cdot \vec{\text{grad}} T \quad (\text{I-5})$$

où λ ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}$) est la conductivité thermique du fluide.

Le théorème du transport appliqué au volume de liquide $V(t)$ constituant la goutte permet d'écrire :

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V(t)} \rho \cdot h \cdot dV \right) = \int_{V(t)} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot h) \cdot dV + \int_{S(t)} \rho \cdot h \cdot \vec{w} \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (\text{I-6})$$

où $\vec{w}$ est la vitesse de l'interface $S(t)$ et $\vec{n}$ la normale extérieure (figure I-3).

Pour déterminer le premier terme du second membre, nous utiliserons l'équation de l'énergie (équation I-3). Nous transformons donc ce terme afin de faire apparaître la dérivée particulière de l'enthalpie présente dans l'équation I-3.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot h) = \rho \cdot \underbrace{\left(\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}}(h) \right)}_{\frac{dh}{dt}} - \rho \cdot \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}}(h) + h \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{I-7})$$

En utilisant la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (\text{I-8})$$

il vient alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot h) = \rho \cdot \frac{dh}{dt} - \text{div}(\rho \cdot h \cdot \vec{v}) \quad (\text{I-9})$$

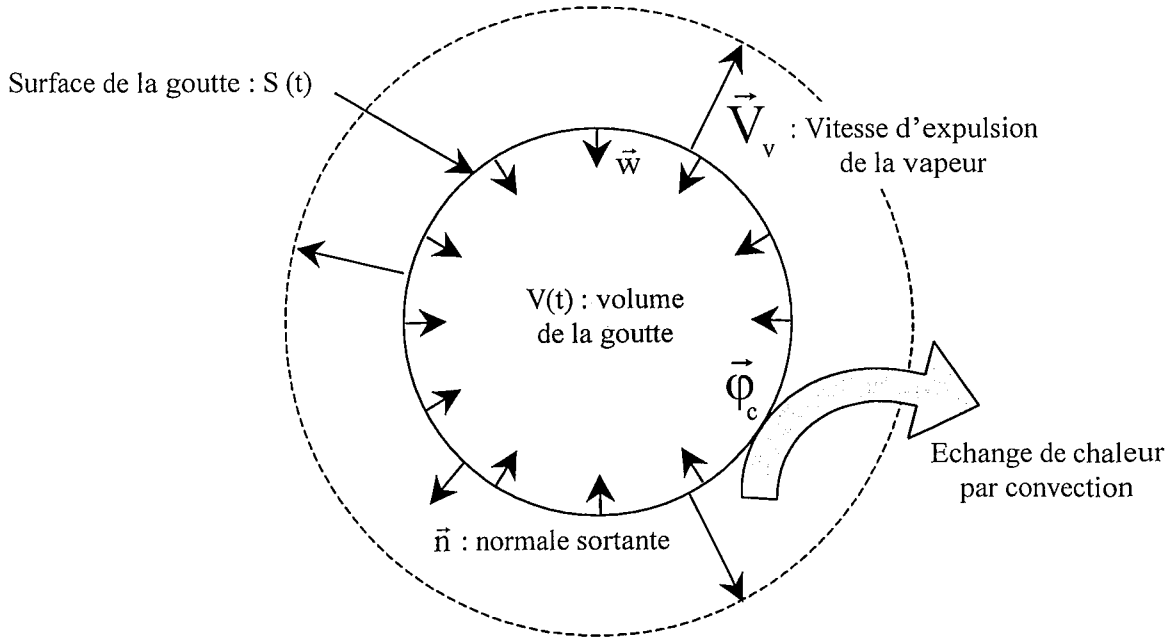


Figure I-3 : Quelques notations utilisées pour l'application du théorème du transport à la goutte en évaporation.

Ainsi l'équation I-6 devient :

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V(t)} \rho \cdot h \cdot dV \right) = \int_{V(t)} \rho \cdot \frac{dh}{dt} \cdot dV + \int_{S(t)} \rho \cdot h \cdot (\vec{w} - \vec{v}) \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (\text{I-10})$$

Soit, en utilisant l'équation de l'énergie (équation I-3) et en négligeant le rayonnement r :

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V(t)} \rho \cdot h \cdot dV \right) + \int_{S(t)} (\bar{\phi} + \rho \cdot h \cdot (\vec{v} - \vec{w})) \cdot \vec{n} \cdot dS = 0 \quad (\text{I-11})$$

Pour la masse, on a de la même manière :

$$\frac{dm}{dt} + \int_{S(t)} \rho \cdot (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{n} \cdot dS = 0 \quad (\text{I-12})$$

D'autre part, nous définissons h_m , l'enthalpie moyenne de la goutte selon :

$$\int_{V(t)} \rho \cdot h \cdot dV = m \cdot h_m \quad (I-13)$$

avec m , la masse de la goutte à l'instant t .

Ainsi le premier terme de l'équation I-11, s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(m \cdot h_m) = m \cdot \frac{dh_m}{dt} + h_m \frac{dm}{dt} \quad (I-14)$$

En utilisant les équations I-12 et I-14, l'équation I-11 devient :

$$m \cdot \frac{dh_m}{dt} + \int_{S(t)} (\vec{\varphi} + \rho \cdot (h - h_m) \cdot (\vec{v} - \vec{w})) \cdot \vec{n} \cdot dS = 0 \quad (I-15)$$

Ecrivons la condition limite à la surface de la goutte $S(t)$, pour l'équation de l'énergie.

$$\left(\vec{\varphi} + \underbrace{\rho \cdot h \cdot (\vec{v} - \vec{w})}_{\text{liquide}} \right) \cdot \vec{n} = \left(\vec{\varphi}_e + \underbrace{\rho_v \cdot h_v \cdot (\vec{v}_v - \vec{w})}_{\text{vapeur}} \right) \cdot \vec{n} \quad (I-16)$$

où h_v , ρ_v et $\vec{v}_v$ sont respectivement, l'enthalpie, la masse volumique de la vapeur à la température de surface de la goutte, et la vitesse d'expulsion de la vapeur à l'interface. $\vec{\varphi}_e$ ($W \cdot m^{-2}$) est la densité surfacique de flux de chaleur fournie par l'extérieur par échange convectif avec la phase gazeuse.

La conservation de la masse à travers la surface $S(t)$ nous donne alors :

$$\int_{S(t)} \rho \cdot (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{n} \cdot dS = \int_{S(t)} \rho_v (\vec{v}_v - \vec{w}) \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (I-17)$$

Le couplage des équations (I-16) et (I-17) permet alors d'exprimer l'équation (I-15) selon :

$$m \cdot \frac{dh_m}{dt} + \int_{S(t)} (\rho \cdot (h_v - h_m) \cdot (\vec{v} - \vec{w})) \cdot \vec{n} \cdot dS = - \int_{S(t)} \vec{\varphi}_e \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (I-18)$$

L'enthalpie de la vapeur, h_v après traversée de la surface est donnée par :

$$h_v = h + L_v \quad (I-19)$$

où L_v (J/Kg) est la chaleur latente de vaporisation.

En supposant la chaleur massique indépendante de la température, l'enthalpie moyenne de la goutte h_m s'écrit :

$$h_m = C_p \cdot T_m \quad (I-20)$$

avec T_m la température moyenne de la goutte définie selon :

$$T_m = \frac{1}{m} \int_{V(t)} \rho \cdot T \cdot dV \quad (I-21)$$

Posons Φ_c le flux de chaleur de convection apporté par l'extérieur :

$$\Phi_c = - \int_{S(t)} \vec{\phi}_c \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (I-22)$$

L'équation (I-18) devient finalement :

$$m \cdot C_p \frac{dT_m}{dt} + C_p (T_m - T_s) \frac{dm}{dt} = \Phi_c + \Phi_{vap} \quad (I-23)$$

où T_s est la température de surface de la goutte et Φ_{vap} le flux de chaleur de vaporisation, défini par :

$$\Phi_{vap} = L_v \cdot \frac{dm}{dt} \quad (I-24)$$

Le flux thermique d'échange convectif avec la phase gazeuse Φ_c s'obtient par :

$$\Phi_c = h \cdot S \cdot (T_a - T_s) \quad (I-25)$$

avec h ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) le coefficient moyen de convection sur la surface totale, S , de la goutte,

T_a la température de l'air en dehors de la couche limite thermique,

et T_s la température de la phase liquide à la surface de la goutte.

L'équation (I-23), peut aussi s'écrire :

$$\underbrace{\frac{d(m \cdot C_p T_m)}{dt}}_1 = \underbrace{h \cdot S \cdot (T_a - T_s)}_2 + \underbrace{L_v \cdot \frac{dm}{dt} + C_p T_s \frac{dm}{dt}}_3 \quad (I-26)$$

où le premier terme représente la variation totale d'enthalpie dans le volume liquide $V(t)$.

Cette variation est liée, d'une part au flux de chaleur traversant l'interface, $\Phi_c + \Phi_{vap}$ (terme 2), mais aussi au débit d'enthalpie du liquide sortant du volume $V(t)$ (terme 3). Le flux de masse lié au gradient de concentration de la vapeur à la surface de la goutte, sera évalué à partir de la mesure de la taille des gouttes.

Ainsi, l'équation (I-23) permet de relier les variations temporelles de la température moyenne de la goutte aux différents flux de chaleur et de masse.

I-3 Equation de diffusion de la chaleur

Dans ce paragraphe, nous posons donc les équations régissant la diffusion de la chaleur dans la goutte.

En négligeant le rayonnement, et en considérant la conductivité thermique indépendante des variables d'espace, la combinaison des équations (I-3) et (I-5) conduit à :

$$a.\Delta T = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\text{grad}} T \quad (\text{I-27})$$

où $a = \frac{\lambda}{\rho.C_p}$ (W/m²) est la diffusivité thermique du fluide.

La détermination de l'évolution temporelle du champ de température dans la goutte, $T(r, \theta, \varphi, t)$, nécessite d'accompagner l'équation (I-27) :

- d'une condition initiale de température $T_0(r, \theta, \varphi)$
- de conditions aux limites : la conservation de l'enthalpie à la traversée de l'interface s'écrit par combinaison des équations (I-16), (I-17) et (I-19) :

$$(\vec{\varphi} + \rho.h.(\vec{v} - \vec{w})) \cdot \vec{n} = (\vec{\varphi}_c + \rho.(h + L_v).(\vec{v} - \vec{w})) \cdot \vec{n}$$

Il paraît particulièrement intéressant de mesurer le champ de température à différents instants dans le cadre de l'élaboration de modèles numériques. En effet, ces équations permettent, d'obtenir par simulations numériques le champ de température à chaque instant. La comparaison entre les simulations et les mesures expérimentales offre ainsi la possibilité d'affiner la connaissance de certains paramètres tels que le champ de vitesse de la phase liquide dans le repère lié à la goutte ou l'évolution temporelle de la densité locale de flux surfacique. La confrontation des données expérimentales aux simulations numériques dans divers environnements gazeux et pour différentes tailles de gouttes est ainsi indispensable pour accroître nos connaissances sur les mécanismes d'échanges de chaleur s'opérant entre la goutte et son environnement.

I-4 Conclusion

La détermination de la température moyenne de la goutte est une donnée essentielle pour l'analyse de l'évolution des flux de chaleur globaux s'établissant à la surface de la goutte. La connaissance de l'évolution temporelle de la distribution de la température dans la goutte elle-même, apporte quant à elle la possibilité de mieux connaître les mécanismes de

diffusion de la chaleur au sein de la goutte. Ces données sont essentielles pour améliorer notre compréhension des échanges de chaleur et de masse s'opérant dans les chambres de combustion, et par conséquent l'adéquation des codes à des situations physiques complexes.

Dans cette thèse, nous limiterons nos actions au développement d'une technique de mesure expérimentale permettant d'approcher, d'une part la température moyenne de la goutte mais aussi la distribution de température au sein de la goutte. Une base de données comportant de nombreux résultats sur les jets de gouttes monodisperses en régime d'évaporation et de combustion sera ensuite établie et permettra d'analyser le rôle des différents paramètres d'injection sur les échanges de chaleur et de masse s'établissant sur les jets monodisperses pour ces divers régimes.

CHAPITRE II : LES TECHNIQUES DE MESURES EN ECOULEMENT DIPHASIQUE

Chapitre II : Les techniques de mesures en écoulement diphasique

Introduction

La réalisation de mesures dans les sprays, reste un véritable défi. Indispensables à la validation des modèles dynamiques et thermiques d'évolution du spray, ces mesures doivent être effectuées sur des particules de quelques dizaines à quelques centaines de microns possédant des vitesses de plusieurs dizaines de mètres par seconde. Le temps de passage d'une goutte devant un point fixe, se réduit alors à quelques microsecondes. D'autre part, la densité du nuage et le rôle primordial que joue l'interaction entre les particules interdit, sous peine de modifier totalement les conditions expérimentales, l'utilisation de mesures intrusives. Face à de telles exigences, seules les techniques de mesures optiques apportent des solutions satisfaisantes. Certaines d'entre elles utilisent la lumière laser, en raison de sa forte densité spectrale d'énergie, de sa cohérence spatiale et temporelle et surtout de la parfaite connaissance et reproductibilité des caractéristiques de l'onde électromagnétique émise.

La caractérisation d'un nuage de gouttes passe d'abord par la connaissance de données morphologiques et cinématiques. Les paramètres granulométriques de l'écoulement diphasique s'obtiennent le plus souvent par des techniques comparant l'intensité de l'émission fluorescente des gouttes ($\propto D_g^3$), à l'intensité de réflexion de la lumière laser ($\propto D_g^2$), ou par analyse du front de phase de la lumière réfléchi et/ou réfracté : PDA (Phase Doppler Analysis). Les techniques de PIV (Particle Image Velocimetry) et de LDA (Laser Doppler Anemometry), apportent l'information sur la vitesse des particules. Le couplage des mesures de taille et de vitesse offre ainsi de précieux renseignements sur la dynamique de l'écoulement. La densité du nuage de gouttes limite toutefois la gamme d'utilisation de ces techniques. Ce problème auquel vont se heurter toutes les techniques de mesure avec divers degrés de sensibilité empêche fréquemment la réalisation de mesures dans des sprays mêmes peu denses.

Les données granulométriques ne suffisent pas pour rendre compte des phénomènes aérodynamiques et thermiques qui régissent l'évolution du nuage de carburant. En effet, les flux de chaleur et de masse échangés par la goutte avec son environnement, comme les forces

dynamiques qui gouvernent le mouvement de la goutte, sont régis par les caractéristiques physiques du milieu entourant la goutte (principe de la simulation Lagrangienne). L'apport de données expérimentales telles que, la température des deux phases et la composition de la phase gazeuse, affinerait considérablement notre compréhension des phénomènes physiques gouvernant l'évolution de l'écoulement. Dans ce domaine, deux techniques offrent la possibilité de mesurer la composition et la température de la phase gazeuse :

- La mesure de la diffusion Raman, et plus spécifiquement la DRASC (Diffusion Raman Anti Stokes Cohérent) pour la mesure de température de la phase gazeuse en écoulement réactif.
- La fluorescence induite par laser. Lozano et al. (1992) et, Bazile et Stepowski (1994) utilisent les propriétés de fluorescence de l'acétone afin de déterminer la concentration et la température de la phase gazeuse.

De sérieuses limitations réduisent pour l'instant le potentiel de ces méthodes :

- La puissance du rayonnement incident mis en jeu pour la méthode DRASC provoque un claquage local du milieu liquide qui rend cette technique inopérante dans les sprays.
- Les mesures de concentration et de température en phase gazeuse par utilisation de la fluorescence induite par laser nécessitent l'utilisation de sprays d'acétone, à l'exclusion de tout autre produit. D'un emploi délicat, il n'est pas nécessairement représentatif des carburants usuels.

Parmi les nombreux paramètres à caractériser, la température de la phase liquide conserve un rôle primordial. En effet, la température de la goutte étant issue d'un bilan énergétique très complexe, la connaissance de cette donnée offre la possibilité de mieux comprendre l'influence relative des échanges de chaleur et de masse qui s'opèrent à sa surface. En raison de la capacité calorifique du carburant, la température de la goutte contient de plus, une information sur l'historique de son parcours, ce qui fait d'elle un excellent paramètre de validation des modèles numériques existants. De nombreuses questions concernant l'évolution de la température de la phase liquide au cours des phases d'évaporation ou de combustion demeurent toujours sans réponses et justifient pleinement les efforts engagés pour disposer d'une telle mesure. Ce chapitre dresse l'inventaire des

différentes méthodes de mesures de la température de la phase liquide, et des problèmes spécifiques à chacune d'entre elles qui réduisent leur champ d'application.

II-1- Méthode arc-en-ciel ou Rainbow

La méthode arc-en-ciel est une technique de mesure optique non intrusive basée sur les propriétés de diffusion quasi élastiques de la lumière laser, qui offre la possibilité de mesurer simultanément la taille et la température de gouttes sphériques (Roth et al., 1990).

II-1-1 Mesure du diamètre des gouttes

Lorsqu'un faisceau laser est focalisé sur une goutte, ses rayons sont diffusés dans toutes les directions de manière hétérogène. Un réseau d'interférences apparaît ainsi en diffusion avant, et deux directions privilégiées de diffusion de la lumière sont observables en rétro diffusion et forment les arc-en-ciel d'ordre 2 et 3 (figure II-1). Les travaux de Mie (1908) sur la diffusion d'une onde plane par une particule sphérique homogène et isotrope, déterminent la relation liant le diamètre de la particule à la structure des interférences générées en diffusion avant.

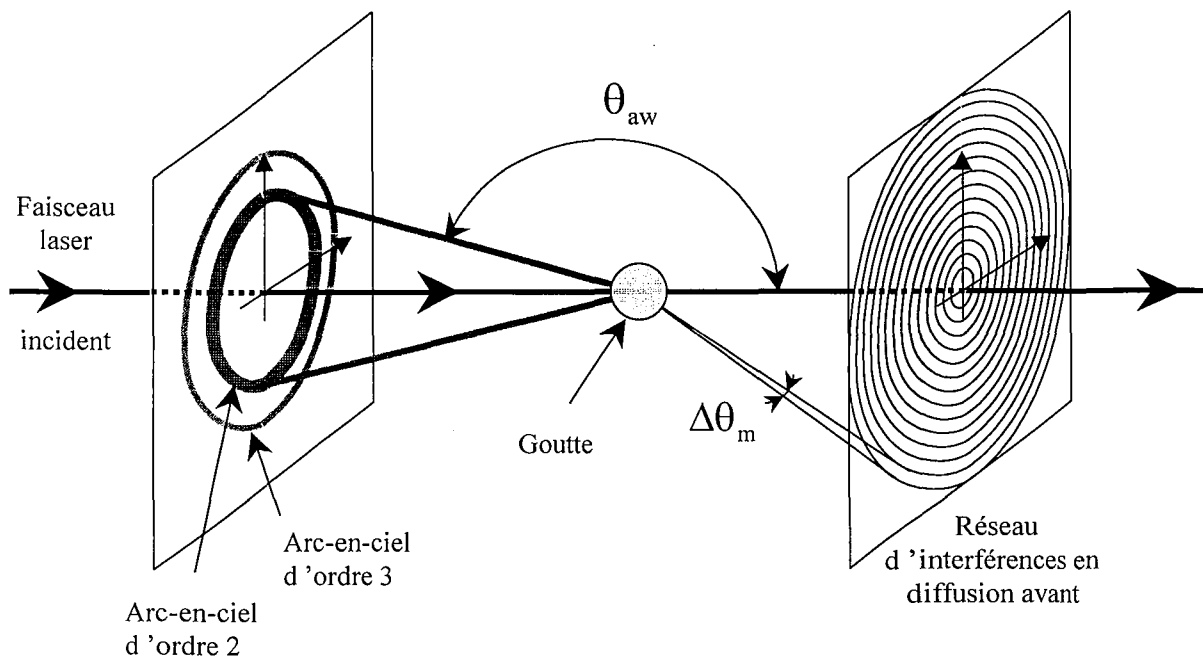


Figure II-1 : Diffusion de la lumière par une goutte sphérique

La distribution de l'intensité de la lumière suivant l'angle de diffusion θ dépend de l'indice de réfraction complexe du liquide $\bar{m} = m + in$ et du paramètre α défini par $\alpha = \frac{\pi D_g}{\lambda}$, où λ représente la longueur d'onde de la lumière laser incidente et D_g le diamètre de la goutte. Pour $\alpha \gg 1$, la distribution de l'intensité lumineuse peut-être décrite en utilisant les règles de l'optique géométrique.

En optique géométrique la lumière est constituée de rayons lumineux se propageant en ligne droite dans un milieu d'indice constant, et suivant les lois de Descartes pour la réfraction et la réflexion lorsqu'ils rencontrent une discontinuité d'indice. Le faisceau laser monochromatique focalisé sur la goutte, voit donc ses rayons réfléchis et réfractés à chaque traversée d'interface (figure II-2).

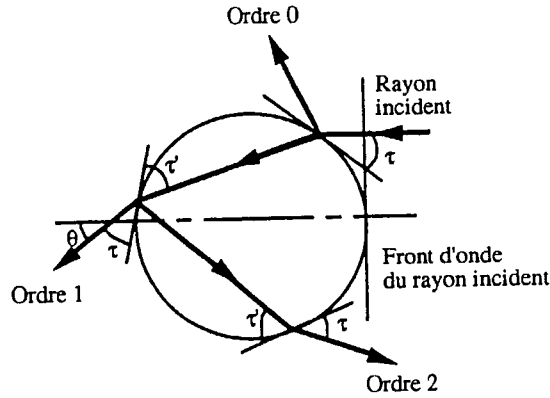


Figure II-2 : Parcours d'un rayon lumineux à travers une goutte sphérique.

Les rayons quittant la goutte après p interaction(s) avec l'interface sont dit d'ordre $p-1$. La différence de marche entre les rayons d'ordre 0 et d'ordre 1 crée ainsi en diffusion avant un réseau d'interférences. Pour un angle de diffusion avant θ compris entre 30° et 80° , l'angle $\Delta\theta_m$ (figure II-1) mesuré entre deux franges d'interférence dépend du paramètre de taille α , de la partie réelle m de l'indice de réfraction et un peu de l'angle de diffusion θ . La connaissance de l'interfrange angulaire $\Delta\theta_m$ pour un angle de diffusion θ sur une goutte d'indice m permet d'obtenir le diamètre par l'expression (König et al., 1986) :

$$D_g = \frac{2\lambda}{\Delta\theta_m \left(\cos(\theta/2) + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{1 - 2m \cos(\theta/2) + m^2}} \right)} \quad (\text{II-1})$$

L'indice de réfraction dépendant de la température, une mauvaise connaissance de sa valeur provoque une erreur dans la détermination du diamètre de la goutte. Cette erreur est toutefois relativement faible ; de plus P.Massoli (1998) montre à partir de simulations numériques que cette mesure est peu sensible à la présence de gradients d'indice dans la goutte, à condition que l'observation se fasse sous un angle de diffusion proche de 30° . Cette remarque est particulièrement utile pour effectuer des mesures de tailles de goutte lors des phases de combustion, pour lesquelles les forts gradients de température présents dans la goutte induisent de forts gradients d'indice.

II-1-2 Mesure de la température des gouttes

La diffusion de la lumière monochromatique d'un faisceau laser par une particule sphérique homogène et isotrope admet une direction privilégiée pour un angle de diffusion compris entre 120° et 170° . Cet angle de diffusion privilégié est à l'origine de l'arc-en-ciel monochromatique d'ordre 2 (figure II-1). La position angulaire de cet arc-en-ciel dépend entre autre de l'indice de réfraction de la goutte qui est lui-même lié à la température du liquide. Ainsi une mesure précise de la position angulaire du maximum d'intensité lumineuse permet d'accéder à l'indice de réfraction du liquide ce qui détermine la température de la goutte (Adam, 1997).

Descartes fut le premier à formuler une théorie pour prédire la position du maximum d'intensité, en se basant sur les lois de l'optique géométrique et l'observation des arc-en-ciel en lumière blanche. Cette théorie prédit correctement la position de l'arc-en-ciel pour des gouttes de l'ordre du millimètre, mais perd de sa précision pour des gouttes de plus petites tailles. La théorie de Lorenz-Mie (Mie, 1908 ; Lorenz, 1890) sur la diffusion élastique de la lumière élaborée au début du XX^{ème} siècle, permet d'étendre les résultats de Descartes à des gouttes de faibles diamètres. Les travaux d'Airy-Walker (Walker, 1976 ; Woßner, 1995) apportent, quant à eux, un terme correctif à la théorie de Descartes qui tient compte de l'influence du diamètre des gouttes et de la longueur d'onde λ de la lumière incidente, pour prédire correctement la position de l'arc-en-ciel d'ordre 2.

L'optique géométrique

Les lois de Descartes pour la réfraction lient les angles τ et τ' (figure II-2) par la relation :

$$m = \frac{\cos \tau}{\cos \tau'} \quad (\text{II-2})$$

Les rayons réfractés d'ordre 2 quittent la goutte sous un angle θ régit par :

$$\theta = 2 p \tau' - \tau \quad (\text{II-3})$$

ce qui nous amène par utilisation de l'équation II-2 à l'expression :

$$\theta = 2 p \operatorname{Arccos}\left(\frac{\cos \tau}{m}\right) - 2 \tau \quad (\text{II-4})$$

L'angle de diffusion θ admet un extremum pour les rayons émergents d'ordre supérieur à 1.

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 0 \quad (\text{II-5})$$

L'accumulation de lumière près de cet angle crée un arc-en-ciel de forme circulaire (figure II-1), pour les rayons d'ordre supérieur ou égal à 2. Seul l'ordre 2 est suffisamment intense pour être facilement observable.

La recherche de l'extremum pour l'ordre 2, apporte l'angle d'incidence, τ_{rg} :

$$\tau_{rg} = \sqrt{\frac{m^2 - 1}{p^2 - 1}} \quad (\text{II-6})$$

et l'angle de diffusion, θ_{rg} :

$$\theta_{rg} = 2 \left[p \arccos\left(\frac{1}{m} \sqrt{1 - \frac{m^2 - 1}{p^2 - 1}}\right) - \arcsin\left(\sqrt{\frac{m^2 - 1}{p^2 - 1}}\right) \right] \quad (\text{II-7})$$

La théorie d'Airy-Walker

Le terme correctif apporté par cette théorie, qui s'avère très utile dans le cas de petites gouttes conservant néanmoins $\alpha \gg 1$ conduit à l'expression :

$$\theta_{aw} = \theta_{rg} + \frac{1,0845}{\sin \tau_{rg}} \left(\frac{\lambda^2 \cos \tau_{rg}}{16 D_g^2} \right)^{1/3} \quad (\text{II-8})$$

où D_g est le diamètre de la goutte,

λ la longueur d'onde de la lumière laser incidente,

et τ_{rg} l'angle d'incidence défini par l'équation II-6.

La mesure de l'angle θ_{aw} et la connaissance du diamètre des gouttes permettent alors de calculer l'indice de réfraction m et d'en déduire ainsi la température de la phase liquide.

Si la mesure de taille est peu sensible aux variations de l'indice de réfraction il n'en est pas de même pour la position de l'arc-en-ciel, P.Massoli (1998) montre à partir de simulations

que la mesure de la température par cette théorie perd rapidement de sa fiabilité lorsque la goutte présente des gradients d'indice. Cette technique se révèle donc difficilement exploitable dans un environnement réactif, où les variations de température sont conséquentes.

II-2- Méthode Infrarouge

L'élaboration d'une technique de mesure non intrusive de la température d'une goutte d'éthanol, à partir de la mesure de l'intensité de son rayonnement infrarouge, a été réalisée à l'ONERA, suite aux travaux successifs de L.Nana (1993), N.Naudin (1995) et O.Ravel (1999).

II-2-1- Emissivité des gouttes

La mesure de la température d'un corps à partir de son rayonnement infrarouge nécessite la connaissance de son émissivité. En effet la luminance d'un corps noir à la température T s'exprime selon la loi :

$$L(\lambda, \theta, T) = \varepsilon(\lambda, \theta, T) \times L_{CN}(\lambda, \theta, T) \quad (II-9)$$

où L est la luminance du corps considéré,

ε l'émissivité de la surface,

L_{CN} la luminance d'un corps noir,

λ la longueur d'onde d'émission,

T la température du corps étudié,

et θ la direction d'observation par rapport à la normale à la surface.

L'absorption et l'émission étant des phénomènes symétriques (pour une longueur d'onde donnée), le calcul de l'émissivité d'une goutte peut être obtenu par la mesure de l'absorption d'une onde plane par une particule sphérique. L'utilisation de la théorie de Mie, a ainsi permis à L.Nana (1993) de calculer l'émissivité de gouttes d'éthanol.

Les travaux réalisés par la suite utilisent les émissivités calculées et tiennent compte des hypothèses suivantes :

- L'émissivité ne dépend pas de la température dans la plage de température qui est utilisée : $20^{\circ}\text{C} < T_{\text{goutte}} < 70^{\circ}\text{C}$, ainsi $\varepsilon(\lambda, \theta, T) \Rightarrow \varepsilon(\lambda, \theta)$. ($T < 78^{\circ}\text{C}$, température d'ébullition de l'éthanol).
- Dans la bande de travail $\Delta\lambda$ (8-12 μm), la goutte est considérée comme un corps opaque sur tout son diamètre.
- Le dispositif optique voit la goutte avec un angle maximal par rapport à la normale à sa surface, inférieur à 30° . Ainsi l'émissivité peut être considérée comme isotrope pour ces angles d'observation, d'où $\varepsilon(\lambda, \theta) \Rightarrow \varepsilon(\lambda)$.

II-2-2- Principe de la mesure

Un schéma simplifié du dispositif expérimental est présenté figure II-3.

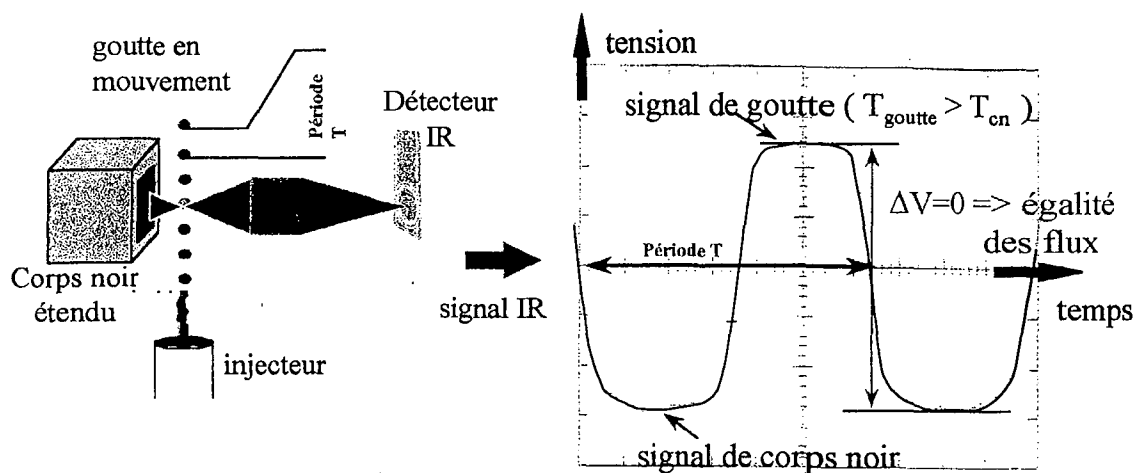


Figure II-3 : Principe de la mesure infrarouge par disparition du signal.

Un détecteur infrarouge focalisé sur le jet de gouttes mesure l'intensité du rayonnement dans la bande 8-12 μm . Un corps noir étendu de température réglable est placé en arrière plan du jet. Le détecteur infrarouge capte alors successivement à la fréquence de passage des gouttes, le flux émis par le corps noir de référence et le flux émis par la surface de la goutte. L'amplitude du signal émis par le détecteur (figure II-3), représente la différence entre le flux provenant de la goutte et celui émis par le corps noir. Afin de limiter l'influence du flux ambiant parasite et de s'affranchir des non linéarités de réponse du système, une méthode de

disparition du signal est utilisée. La température du corps noir T_{CN} est ajustée afin d'obtenir l'égalité des flux émis par la goutte et le corps noir. La température du corps noir T_{CNO} réalisant cette égalité, est appelée température équivalente de la goutte. Cette température équivalente est alors corrigée des émissivités à l'aide d'un bilan radiatif des différents flux mesurés par le détecteur pour déterminer la température vraie de la goutte.

La température ainsi extraite, représente la température de surface de la goutte indépendamment de la température du fluide dans les couches inférieures de la goutte. Cette donnée est très utile à la compréhension et à la modélisation des échanges thermiques et massiques entre la goutte et son environnement gazeux. Malheureusement le dispositif optique utilisé pour développer cette technique rend difficile son extension à des écoulements diphasiques autres que ceux du jet monodisperse. En effet la variation en température du corps noir étant limitée à $0,1^{\circ}\text{C/s}$, la méthode ne peut s'appliquer à l'étude de jets instationnaires. D'autre part, la technique utilise un bilan précis des flux radiatifs environnant la goutte, qui ne peut être facilement obtenu dans le cas des sprays.

II-3- Spectroscopie Raman

II-3-1- Introduction

La diffusion Raman résulte du choc inélastique de la lumière sur les noyaux et le nuage d'électrons de molécules diffusantes. La lumière diffusée dépend des propriétés qui régissent le mouvement des noyaux et des électrons des molécules, comme l'orientation, la distance entre les atomes, les propriétés de symétrie de la molécule, les effets de la température et de la pression sur les molécules, etc... La distorsion créée par les molécules sur l'onde électromagnétique incidente (lumière incidente) est faible, et par conséquent l'étude des propriétés de la lumière diffusée nécessite une puissance lumineuse incidente importante et une parfaite maîtrise des propriétés physiques de l'onde incidente. L'arrivée de la lumière laser a ainsi considérablement accru nos connaissances sur les propriétés de diffusion de la lumière par les molécules. Les effets de la température, de la concentration et de la pression sur l'onde électromagnétique réfléchie, sont désormais connus pour de nombreuses molécules. Par conséquent la spectroscopie Raman est aujourd'hui souvent utilisée pour l'identification de la composition chimique d'un échantillon, la détermination de sa température de son état, etc.

II-3-2 Principe

Seule une description très succincte issue de la publication de Schweiger (1990) est présentée dans cette partie. Dans cet article Schweiger offre une synthèse des travaux réalisés sur la théorie de la diffusion Raman et sur son application à l'étude de particules sphériques. La diffusion Raman rotationnelle ou vibrationnelle, est la conséquence du choc inélastique de photons avec des molécules du milieu diffusant. L'agitation moléculaire provoque un décalage de la fréquence de l'onde électromagnétique incidente. L'importance de ce décalage dépend des niveaux d'énergies rotationnelle et vibrationnelle des molécules diffusantes. Le spectre d'émission de la lumière diffusée renseigne alors sur la nature des espèces diffusantes (figure II-4). La position des pics d'intensité peut subir de faibles variations (quelques nombres d'ondes) en fonction de la pression ou d'un changement de phase de l'espèce diffusante. L'intensité des pics dépend, elle, fortement de la concentration de l'espèce dans le milieu mais aussi de la température. La température affecte également la largeur des pics et dans certains cas leur position.

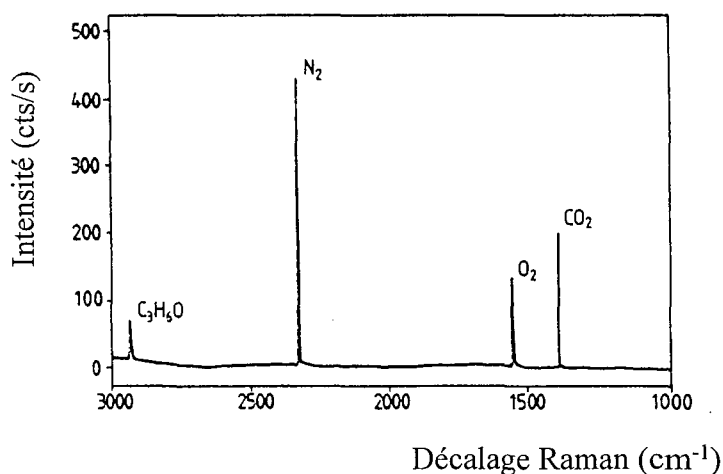


Figure II-4 : Spectre Raman de l'air contenant de la vapeur de CO₂ et d'acétone.

D'après Schweiger (1990).

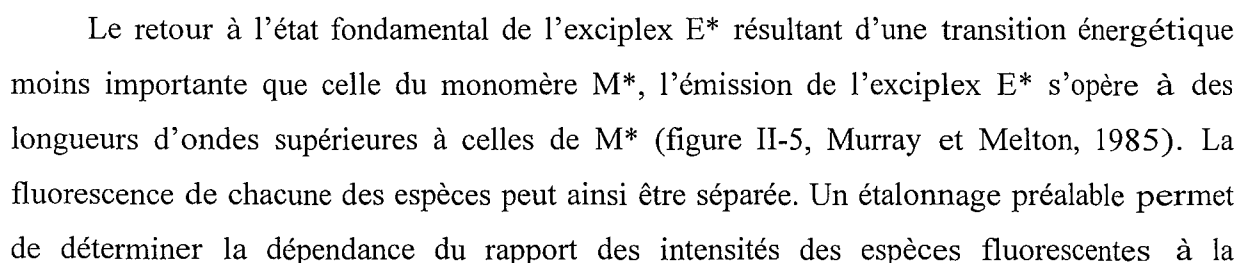
II-3-3 Le cas des particules sphériques

Le premier problème des mesures utilisant la diffusion Raman en milieu diphasique est l'impossibilité, dans la majorité des cas, de discerner la phase liquide de la phase gazeuse.

Une autre difficulté tient à l'apparition pour certaines tailles de gouttes, de pics de résonances induits par les réflexions multiples subies par la lumière lors de sa traversée dans

Malgré tous ces obstacles Müller et al. (2000) démontrent les possibilités de cette technique pour l'obtention de la température, de la taille de particules, de la concentration en vapeur de carburant et de la concentration en liquide sur des sprays de méthanol et d'éthanol en évaporation. Il faut noter que la différentiation de la température de la phase liquide et de la phase gazeuse n'a pu être réalisée.

La fluorescence est l'une des conséquences de la désexcitation d'une molécule par émission spontanée de photons. Le plus souvent l'état excité est induit par un rayonnement laser dont la longueur d'onde d'émission est accordée sur le spectre d'absorption de l'espèce fluorescente. Dans le cas de la méthode exciplex, deux espèces fluorescentes liées par une réaction chimique entrent en jeu. La première est un monomère M, susceptible d'être amené dans un état excité noté M* par l'absorption d'un rayonnement ultraviolet. Le radical primaire M* ainsi formé peut réagir avec une autre molécule N à l'état fondamental, et produire la seconde espèce fluorescente, l'exciplex E* (excited state complex) selon la réaction :



température. La température du milieu inconnu (goutte par exemple) est alors déterminée à partir de cette courbe d'étalonnage.

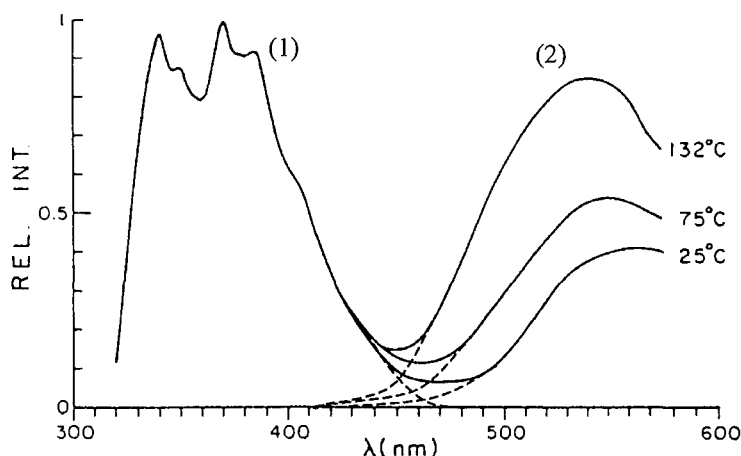


Figure II-5 : Spectres de fluorescence d'une solution de 3,10-dicyanophenanthrene et de diethylaniline en fonction de la température. (1) Fluorescence du monomère. (2) Fluorescence de l'exciplex. D'après Murray et Melton (1985).

Deux phénomènes régissent la proportion de l'exciplex E^* et du monomère M^* dans le milieu considéré. Dans le cas où l'équilibre de la réaction est atteint, la proportion de chacune des espèces ne dépend que de la constante d'équilibre de la réaction, qui suit une loi de type Arrhénius : $\exp(-\Delta H / RT)$. Dans le cas contraire, une diffusion trop lente des espèces M^* et N empêche la réaction d'atteindre son équilibre durant les quelques nanosecondes où le monomère M^* est à l'état excité. Seule une faible partie (inférieure à la proportion d'équilibre) du monomère M^* réagit pour former l'exciplex E^* . Ce phénomène se produit lorsque la viscosité du milieu est suffisamment élevée. Lorsque la température de ce milieu visqueux s'accroît, la viscosité chute alors brutalement et l'équilibre thermodynamique régit à nouveau la proportion des deux espèces (Knibbe et al., 1969). Aux basses températures la viscosité amplifie donc la dépendance en température du phénomène.

Murray et Melton (1985) proposent l'application de cette technique à la mesure de température de gouttes. Deux produits sont étudiés dont les sensibilités à la température sont de l'ordre de 1,1%/°C et 1,5%/°C pour des gammes de températures respectivement comprises entre 20 et 130°C pour le premier système, et entre 140 et 265°C pour le second.

Toutes les mesures sont réalisées dans une cuve de température contrôlée. Les auteurs évoquent les problèmes que poserait l'extension de cette technique de mesure aux sprays. Les principales difficultés présentées sont :

- L'émission fluorescente du monomère en phase gazeuse qui perturbe la mesure du rapport des intensités.
- La présence d'oxygène dans le milieu qui réduit fortement l'émission fluorescente des deux espèces, dans des proportions inconnues.

II-5 Conclusion

De nombreux obstacles à la réalisation de mesures dans les aérosols subsistent, la densité du spray étant l'un des plus difficile à surmonter. Néanmoins l'accroissement des connaissances sur le comportement de la lumière et l'exploitation de plus en plus précise de ces dernières à l'aide de modélisations numériques et d'appareils de mesures plus précis et plus rapides laissent à certaines techniques un fort potentiel de développement.

Les techniques de mesure de la température de la phase liquide étudiées dans ce chapitre présentent toutes pour l'instant de sérieuses limitations qui réduisent considérablement leur gamme d'utilisation. La technique arc-en-ciel dérive nettement en présence de gradient de température, la technique infrarouge, indiquant par ailleurs une température de surface de la goutte, nécessite une parfaite connaissance des flux radiatifs entourant la goutte, la mesure de la diffusion Raman ne permet pas de discerner la phase liquide de la phase gazeuse, enfin, l'utilisation de la fluorescence exciplex est compromise en présence d'oxygène. Toutes ces limitations sont donc peu compatibles avec un environnement réel de combustion. Ainsi, aux regards de ces conclusions, la méthode de fluorescence induite par laser (FIL) présentée dans les chapitres suivants offre une précision et des conditions d'utilisations qui semblent particulièrement prometteuses.

**CHAPITRE III : TECHNIQUE DE MESURE ET
DISPOSITIF OPTIQUE**

Chapitre III : Technique de mesure et dispositif optique

Introduction

La compréhension des échanges thermiques et massiques dans un aérosol nécessite la connaissance expérimentale de la température de la phase liquide. Ceci a conduit à la mise au point d'une technique de mesure optique, non intrusive, capable de fournir la température d'une goutte avec une résolution temporelle et une résolution spatiale très élevées. La technique de mesure présentée dans ce chapitre se base sur les propriétés de traceurs fluorescents, dont la stimulation est induite par un laser Argon ionisé.

Si l'utilisation de traceurs fluorescents en tant que colorant pour le marquage des eaux est exploitée depuis longtemps par les hydrologues, le développement de la fluorescence induite par laser en tant que technique d'étude des écoulements a quant à lui débuté plus récemment dans le cadre de la qualification des lasers chimiques (Rapagnani et Davis, 1980 ; Rapagnani et Davis, 1985 ; Leporcq et al., 1990). Employée par certains comme simple technique de visualisation, par exemple lors d'études sur le mélange de jets (Hartfield et al., 1989 ; Guiraud et al., 1989), la fluorescence induite par laser est rapidement exploitée en tant qu'outil de mesure non intrusif des propriétés locales d'un milieu liquide ou gazeux. Des paramètres tels que la concentration du traceur fluorescent (Hartfield et al., 1993 ; Hiller et Hanson, 1990 ; Dibble et al., 1984), la température (Fletcher et Mac Daniel, 1987) et la pression (Mac Daniel, 1983 ; Lemoine et Leporcq, 1995) sont obtenus en milieux gazeux. En phase liquide, la technique de mesure de la concentration du traceur, simulant en général un contaminant passif, a été initiée par Walker (1987), Bennani et al. (1990), et Arcoumanis et al. (1990). L'application de la fluorescence induite par laser à la mesure de la température a été initiée au L.E.M.T.A. sur des écoulements turbulents monophasiques par Lemoine et al. (1997 a et b), Y.Antoine (1999), et Lemoine et al. (1999). Il faut noter qu'une étape supplémentaire doit être franchie pour rendre la technique applicable aux écoulements diphasiques.

La première partie de ce chapitre rappelle les divers mécanismes régissant l'émission fluorescente, et la modélisation de certains d'entre eux. La seconde partie s'articule autour des

différents problèmes que pose la mesure par fluorescence en milieux diphasiques. L'extension de la technique de mesure de la température des milieux monophasiques, aux milieux diphasiques, jusqu'alors sans précédent, constitue une grande part des travaux de recherches effectués lors de cette thèse. La technique finale adoptée pour la totalité des expériences, fournissant la température de gouttes d'éthanol indépendamment de leur taille, de l'intensité laser incidente et de la concentration en traceur fluorescent est présentée au paragraphe III-2-3 et a fait l'objet d'un dépôt de brevet Français (Lavieille et Lemoine, 2000).

III-1 La fluorescence induite par laser

III-1-1 Description générale du phénomène de fluorescence

La fluorescence est une émission spontanée de photons consécutive à la désactivation d'une espèce moléculaire d'un état excité singulet, instable, vers un état d'équilibre, stable ou état fondamental. Pour observer ce phénomène l'état excité doit être préalablement peuplé. Différentes méthodes permettent d'y parvenir : l'excitation peut être d'origine électrique, chimique ou optique. Cette dernière couplée à l'utilisation du rayonnement laser est particulièrement intéressante, puisqu'elle fournit une importante quantité d'énergie sur une bande spectrale très réduite. De plus, la cohérence spatiale du faisceau permet de concentrer cette énergie sur un volume de mesure restreint. Toutefois pour que l'excitation laser puisse peupler l'état excité, la longueur d'onde du laser doit être accordée sur le spectre d'absorption de l'espèce fluorescente ; on parle alors de **fluorescence induite par laser**.

Il faut noter que la fluorescence n'est pas le seul phénomène participant à la désactivation de l'état excité : divers phénomènes vont concourir à limiter le flux lumineux dû à l'émission spontanée (figure III-1). Le plus important d'entre eux, lié à l'agitation moléculaire, est la désactivation collisionnelle, ou quenching. La dissipation d'énergie permettant le retour à l'état fondamental, est ici provoquée par des chocs inélastiques entre les différentes molécules présentes dans le milieu. Dans les milieux gazeux, ce phénomène dépend essentiellement de la pression et de la température, et en phase liquide, principalement de la température. D'autres phénomènes plus marginaux peuvent contribuer à la désactivation de l'état excité. Dans certains cas, le retour à l'état fondamental s'effectue par passage à un état triplet métastable, impliquant de plus longues durées de vie de l'état excité, on parle de phosphorescence.

La fluorescence représente cependant 95% des transitions potentiellement radiatives, les autres cas, encore mal connus sont regroupés sous le terme générique de transitions non radiatives, mais ne constituent avec la phosphorescence que 5% du nombre total de transitions potentiellement radiatives.

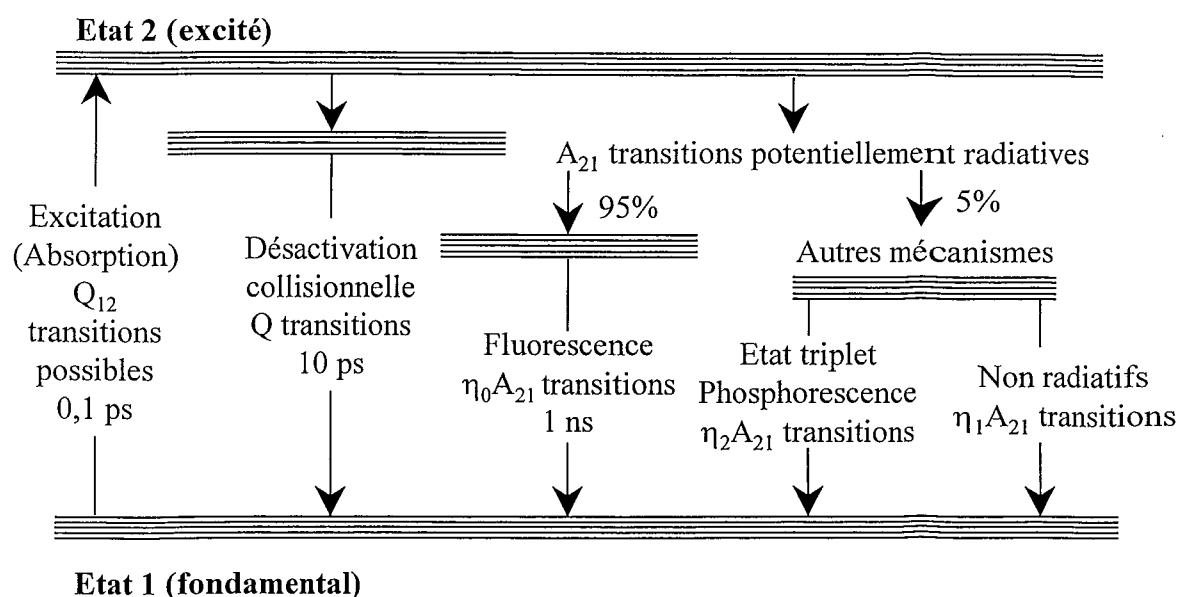


Figure III-1 : Schéma de principe de la fluorescence avec indication des ordres de grandeur des temps de transitions

III-1-2 Mécanismes de fluorescences et conséquences métrologiques

Les transitions électroniques sont des phénomènes extrêmement rapides de l'ordre de quelques picosecondes pour les mécanismes d'absorption (Wild et André, 1987). La brièveté de la transition énergétique interdit toute modification de la position géométrique des noyaux atomiques (Principe de Franck-Condon). Juste après l'absorption la molécule possède donc toujours la position géométrique de l'état stable, qui le plus souvent n'est plus en adéquation avec son état énergétique excité. Pour recouvrer son équilibre, la transition vers l'état excité sera en général suivie d'une relaxation à l'état excité accompagnée d'une dissipation d'énergie par collisions intermoléculaires et conduisant au retour à l'équilibre géométrique. Après cette relaxation la molécule reste dans un état électroniquement excité mais dans un état énergétique plus faible. Le saut d'énergie induit par l'émission spontanée lors du retour à l'état fondamental sera donc plus faible que l'énergie excitatrice fournie par le rayonnement laser pour effectuer la transition vers l'état excité. L'émission fluorescente s'opère pour cette

raison à des longueurs d'ondes supérieures à celle de la radiation excitatrice. Ce phénomène explique le décalage en longueurs d'ondes des spectres d'absorption et d'émission (figure III-2). De plus, la multiplicité des états excités, et les diverses possibilités de retour à l'état fondamental conduisent à une grande variété de transitions énergétiques par émission spontanée qui sont à l'origine de la nature polychromatique du spectre d'émission (figure III-2). En effet, en milieux condensés l'élargissement et la proximité des raies, conduisent à la formation de spectres d'absorption et d'émission d'apparence continus et monotones sur plusieurs dizaines de nanomètres.

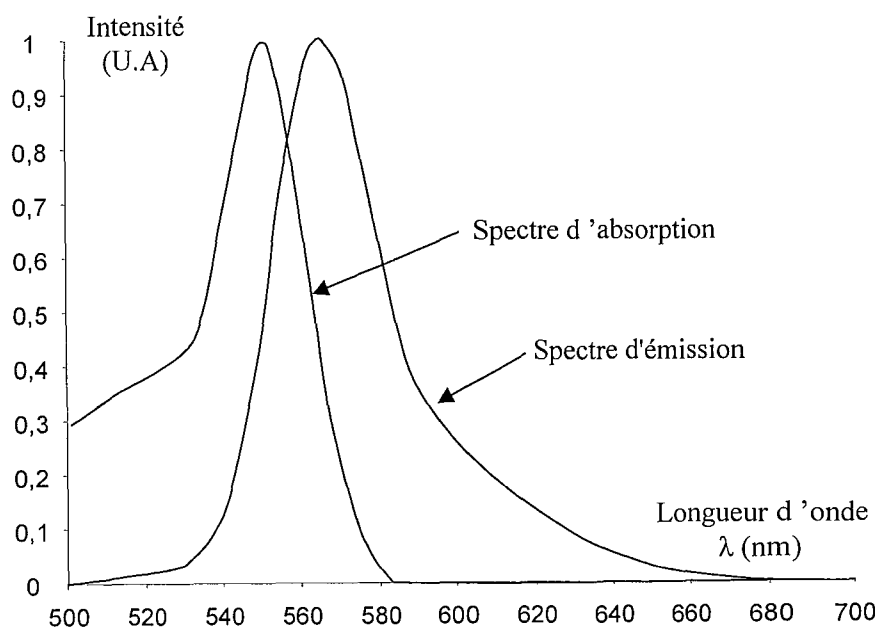


Figure III-2 : Spectres normés de la Rhodamine B en solution d'éthanol 93% à 22°C,
pH neutre.

(1) Spectre d'absorption, (2) Spectre d'émission

La rapidité des transitions électroniques et le décalage en longueurs d'ondes des spectres d'absorption et d'émission ont des conséquences métrologiques particulièrement intéressantes :

- La durée de vie très brève de l'état excité d'une valeur moyenne de 2,5 nanosecondes pour la Rhodamine B (Lopez Arbeloa et Rohatgi-Mukherjee, 1986), offre à cette technique un temps de réponse très court, permettant d'obtenir avec précision la température d'une goutte traversant un volume de mesure pendant

seulement quelques dizaines de microsecondes ou d'étudier des phénomènes très rapidement variables.

- L'émission fluorescente s'établissant à des longueurs d'ondes supérieures à la longueur d'onde excitatrice, il est aisé, au moyen d'un filtre optique, de distinguer l'intensité du signal de fluorescence de l'intensité laser.

III-1-3 Application de la fluorescence à la mesure de température

Considérons un milieu monophasique,ensemencé uniformément par un traceur fluorescent à une concentration suffisamment faible pour que la relation liant l'énergie absorbée à la concentration soit linéaire (équation III-1) . L'énergie absorbée I_{abs} par unité de volume et de temps s'écrit alors :

$$I_{abs} = I \varepsilon_1 C \quad (III-1)$$

où I ($W.m^{-2}$) est l'intensité locale du rayonnement excitateur, ε_1 ($m^2.mol^{-1}$) le coefficient d'extinction moléculaire associé à la longueur d'onde du rayonnement laser, et C ($mol.m^{-3}$) la concentration en traceur fluorescent.

Dans les milieux liquides la proximité des niveaux vibrationnels et rotationnels contribue à l'élargissement et à la superposition des raies d'absorption. La raie laser est alors susceptible d'interagir avec un très grand nombre de raies d'absorption. La fluorescence émise sera donc la somme des contributions apportées par les différentes raies et le signal de fluorescence sera proportionnel à l'intensité du rayonnement absorbé :

$$I_f = K_{opt} V_c \eta_f I \varepsilon_1 C \quad (III-2)$$

où K_{opt} est une constante caractérisant la chaîne optique, qui englobe, le facteur de forme entre le volume fluorescent et l'optique de collection, ainsi que les différents rendements des appareils constituant la chaîne optique,

V_c est le volume fluorescent collecté,

$V_c . C$ le nombre de molécules fluorescentes dans le volume V_c ,

et η_f le rendement quantique de fluorescence.

Le rendement quantique de fluorescence η_f , exprime le rapport entre l'énergie absorbée par la molécule et l'énergie réellement émise par fluorescence (André et Molinari, 1976). Autrement dit, le rendement quantique de fluorescence représente le rapport (équation III-3) entre le nombre de transitions par émission fluorescente, $\eta_0 A_{21}$ (figure III-1), sur le nombre total de transitions conduisant au retour à l'état fondamental, $A_{21} + Q$ (figure III-1), effectuées par unité de temps, tel que :

$$\eta_f = \frac{\eta_0 A_{21}}{A_{21} + Q} \quad (\text{III-3})$$

Le rendement naturel de fluorescence η_0 , qui ne dépend que de l'espèce fluorescente utilisée se situe aux alentours de 95%. Le taux d'émissions spontanées A_{21} , caractérise le nombre de transitions potentiellement radiatives par unité de temps. Le taux de collisions Q , définissant le nombre de transitions collisionnelles au cours du temps, est quant à lui, fortement influencé par la température. D'autre part, dans le cas des milieux gazeux, pour des pressions supérieures à 10^3 Pa (Lemoine et Leporcq, 1995), ou dans les milieux liquides pour lesquels la sensibilité à la pression est considérablement réduite, les phénomènes de désactivation collisionnelle sont prépondérants devant les phénomènes radiatifs :

$$Q \gg A_{21} \quad (\text{III-4})$$

Le rendement quantique de fluorescence présente donc une importante dépendance à la température. Lorsque la température du milieu s'accroît, la probabilité de chocs augmente, favorisant statistiquement la désactivation collisionnelle au détriment de l'émission fluorescente. La compétition entre l'émission spontanée et la désactivation collisionnelle est à l'origine de la décroissance du signal de fluorescence de la Rhodamine B avec l'accroissement de la température. L'exploitation de cette propriété permettra de connaître la température du milieu.

Le taux de désactivation collisionnelle est d'autre part proportionnel à la concentration moléculaire $[M]$, en espèces désactivantes. Lorsque la concentration en espèce fluorescente est suffisamment faible, les seules molécules responsables des mécanismes collisionnels sont les molécules du solvant, dont la concentration est supposée constante. Lorsque la concentration en espèce fluorescente est très élevée, le solvant n'est plus le seul responsable de la désactivation collisionnelle, une molécule fluorescente peut alors, avec une probabilité

non négligeable, contribuer à la désactivation collisionnelle. Les concentrations limites conduisant à de tels phénomènes sont traitées ultérieurement.

Ainsi pour de faibles concentrations en espèce fluorescente :

$$Q = k_q[M] \quad (\text{III-5})$$

où k_q est une constante de désactivation collisionnelle qui dépend fortement de la température, et qui peut être modélisée selon une loi de type Arrhénius (Glowacki, 1964) :

$$k_q = k_{q0} e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (\text{III-6})$$

k_{q0} désigne une constante et E_a l'énergie d'activation mise en jeu dans les collisions entre les molécules de l'espèce fluorescente et les molécules du solvant. Ces valeurs ne dépendent que des caractéristiques moléculaires du mélange du traceur avec le solvant.

Finalement, en considérant les cinq équations précédentes, lorsque le taux d'émission spontané A_{21} est négligeable devant le taux de désactivation collisionnelles Q , l'intensité de fluorescence s'exprime selon (Lemoine et al., 1996-b):

$$I_f = K_{\text{opt}} V_c \frac{\eta_0 A_{21}}{k_{q0} M} I \varepsilon_1 C e^{E_a / kT} \quad (\text{III-7})$$

III-1-3-1 Effets du coefficient d'absorption ε_1

- **Effet du coefficient d'absorption sur l'intensité laser**

Pour générer l'émission fluorescente la raie d'émission du rayonnement laser doit être accordée sur le spectre d'absorption de l'espèce (figure III-2). Plus le coefficient d'absorption est élevé, plus l'énergie absorbée sera grande (équation III-1), et plus l'émission fluorescente sera importante (équation III-2). Cette énergie prélevée au rayonnement laser a pour effet de réduire l'intensité lumineuse du faisceau au cours de son avancée dans le milieu absorbant. L'absorption obéit généralement à la loi de Beer-Lambert, qui prédit la décroissance exponentielle de l'intensité lumineuse I sur le trajet optique du rayon traversant le milieu, en fonction de l'intensité du rayonnement laser incident I_0 , du coefficient d'extinction moléculaire ε_1 propre à chaque espèce et de la concentration moléculaire $C(x)$ de la substance à l'abscisse x telle que :

$$I(x) = I_0 e^{-\varepsilon_1 \int_0^x C(z) dz} \quad (\text{III-8})$$

• **Effet de la température sur le coefficient d'absorption**

Le coefficient d'absorption ε_1 est proportionnel à la fraction de population moléculaire f_1 dans l'état énergétique de la molécule absorbant la radiation laser (Hiller et Hanson, 1990) :

$$\varepsilon_1 \sim f_1 \quad (\text{III-9})$$

Considérons alors une transition induite par un rayonnement laser à la longueur d'onde λ entre deux bandes d'énergie désignées par 1 pour l'état fondamental et par 2 pour l'état excité. Le quanta d'énergie correspondant à la transition de l'état 1 à l'état 2 est donné par :

$$E_2 - E_1 = \frac{h\lambda}{c} \quad (\text{III-10})$$

où h désigne la constante de Planck ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}^{-1}$) et c ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$) la célérité de la lumière.

Les nombres de molécules N_1 et N_2 situées dans chacun des états 1 et 2 d'énergies respectives E_1 et E_2 , sont définis suivant la loi de répartition de Boltzmann :

$$\begin{cases} N_1 = \frac{N}{Q_v} g_1 e^{-\frac{E_1}{kT}} \\ N_2 = \frac{N}{Q_v} g_2 e^{-\frac{E_2}{kT}} \end{cases} \quad (\text{III-11})$$

où k est la constante de Boltzmann :

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$$

et g_i est le nombre de niveaux possédant l'énergie E_i , g_1 et g_2 désignent donc respectivement les états de dégénérescence des états 1 et 2 ($g_2 \gg g_1$), N est la population moléculaire totale ($N = N_1 + N_2$) et Q_v la fonction de partition (Herzberg, 1951) définie par :

$$Q_v = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (\text{III-12})$$

La fraction de population moléculaire f_1 dans l'état fondamental peut-être décrite par (Herzberg, 1951) :

$$\varepsilon_1 \sim f_1 = \frac{N_1}{N} \approx \frac{g_1}{g_2} e^{(E_2 - E_1)/kT} \quad (\text{III-13})$$

Cette relation montre, sur le principe, la dépendance en température du coefficient d'absorption ε_1 . Toutefois, en milieu liquide du fait de la multiplicité des états énergétiques

constituant l'état fondamental et du nombre important de transitions possibles, il est difficile de prévoir la dépendance en température de ε_1 .

Finalement, tenant compte des équations (III-7) et (III-13), l'intensité de fluorescence s'exprime en fonction de la température selon :

$$I_f = K_{opt} V_c \frac{\eta_0 A_{21}}{k_{q0} M} I \frac{g_1}{g_2} C e^{(E_a + (E_2 - E_1)) / kT} \quad (III-14)$$

Pour simplifier l'écriture, introduisons une constante spectroscopique K_{spec} , et un coefficient de sensibilité à la température β , dépendant uniquement des propriétés physiques de la molécule, tels que :

$$K_{spec} = \frac{\eta_0 A_{21} g_1}{k_{q0} M g_2} \quad (III-15)$$

$$\beta = \frac{E_a + (E_2 - E_1)}{k} \quad (III-16)$$

L'expression générale de l'intensité de fluorescence s'écrit alors :

$$I_f = K_{opt} K_{spec} I C V_c e^{\beta/T} \quad (III-17)$$

La fluorescence est donc proportionnelle à l'intensité laser locale I , à la concentration en traceur fluorescent C , et au volume fluorescent collecté V_c . Le coefficient β caractérise la sensibilité du traceur étudié à la température.

III-1-4 Modèle de l'émission fluorescente

Considérons une solution d'espèce fluorescente en concentration $C(x,y)$ non uniforme, contenue dans un volume V . Ce volume reçoit une radiation laser incidente d'intensité I_0 dont une partie est absorbée par le milieu environnant lui même chargé en traceur fluorescent (figure III-3). Au niveau du volume de mesure V_c , situé à l'abscisse b , l'intensité lumineuse locale s'écrit :

$$I(b,0) = I_0 e^{-\varepsilon_1 \int_0^b C(x,0) dx} \quad (III-18)$$

L'intensité de fluorescence locale émise par les molécules dans ce volume de mesure I_{fe} est proportionnelle à $I(b,0)$ et au nombre de molécules situées dans le volume de mesure. L'expression déduite de l'équation (III-17), est donnée par :

$$I_{fe} = K_{spec} I(b,0) C V_c e^{\beta/T} \quad (III-19)$$

En raison du chevauchement du spectre d'émission par le spectre d'absorption (figure III-2), l'intensité de fluorescence I_{fe} polychromatique ainsi émise, dont la répartition spectrale est fournie par le spectre d'émission, va être partiellement réabsorbée par le milieu ambiant ensemencé en traceur. Nommons ϵ_2 le coefficient d'absorption pour l'émission fluorescente. L'intensité recueillie par le détecteur $I_f(b,e)$ s'écrit :

$$I_f(b,e) = K_{opt} I_{fe} e^{-\epsilon_2 \int_0^e C(b,y) dy} \quad (III-20)$$

où K_{opt} est une constante optique.

L'expression générale de l'intensité de fluorescence mesurée est par conséquent :

$$I_f(b,e) = K_{opt} K_{spec} I_0 C V_c e^{\beta/T} e^{(-\epsilon_1 \int_0^b C(x,0) dx - \epsilon_2 \int_0^e C(b,y) dy)} \quad (III-21)$$

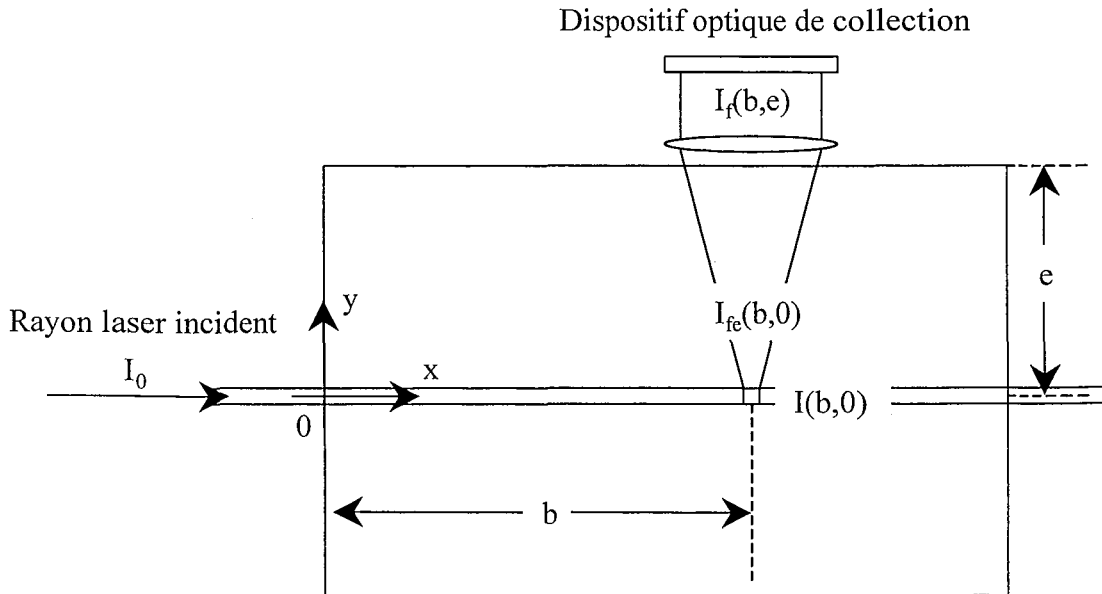


Figure III-3 : Absorption du rayonnement laser et du rayonnement fluorescent

• **Détermination du coefficient de sensibilité à la température : β**

Nous avons choisi la Rhodamine B ($C_{28}H_{31}ClN_2O_3$) comme traceur fluorescent, pour des raisons qui seront exposées ultérieurement. Plaçons nous dans le cas d'un milieu ensemencé à concentration constante et uniforme en espèces fluorescentes. Afin de limiter l'effet de la dépendance potentielle en température des coefficients d'absorption ε_1 et ε_2 , les chemins optiques b et e (figure III-3) sont réduits au maximum et l'étalonnage est réalisé à faible concentration. L'intensité de fluorescence collectée en fonction de la température est alors décrite par :

$$I_f(T) = K_{opt} K_{spec} I_0 C V_c e^{\beta/T} \quad (III-22)$$

En considérant une température de référence T_{f0} et la mesure de l'intensité de fluorescence I_{f0} correspondante, l'intensité de fluorescence détectée varie selon :

$$\ln\left(\frac{I_{f0}}{I_f}\right) = \beta \left(\frac{1}{T_{f0}} - \frac{1}{T} \right) \quad (III-23)$$

La détermination du coefficient de sensibilité à la température β s'obtient par un relevé simultané de l'intensité et de la température, à différentes températures. Cette loi est universelle pour un traceur fluorescent donné, dans un solvant donné, puisqu'aucune des caractéristiques du système de mesure n'intervient (figure III-4).

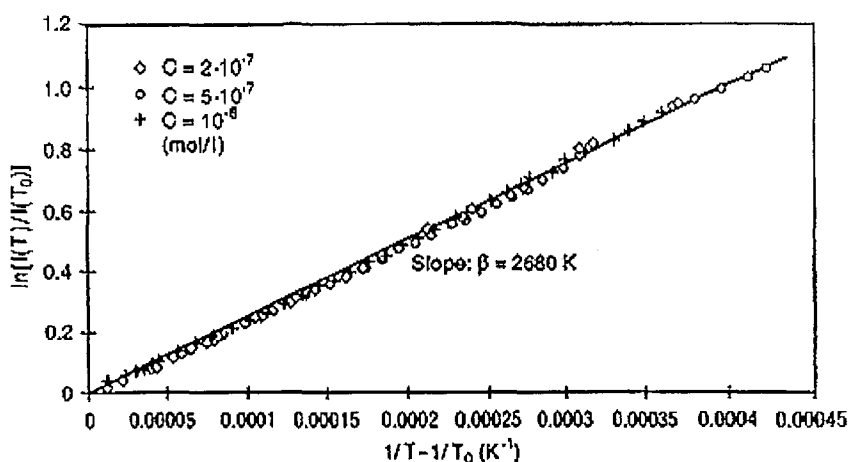


Figure III-4 : Evolution de l'intensité de fluorescence pour différentes concentrations de Rhodamine B en solution aqueuse, en fonction de la température. D'après Lemoine et al. (1996-a).

III-1-5 Effet du pH

Le spectre de fluorescence de l'espèce fluorescente varie en fonction du solvant dans lequel elle est dissoute. En particulier le pH de la solution a pour effet de provoquer une déformation et un décalage en longueurs d'ondes du spectre d'émission, de la fluorescence et probablement du spectre d'absorption. A titre indicatif la figure III-5 représente l'évolution de l'intensité de fluorescence émise par une solution de fluorescéine en fonction du pH du milieu (Linqvist, 1960). Cette émission est nulle en milieu très acide, puis s'accroît jusqu'à atteindre une valeur limite juste après la neutralité.

La Rhodamine B présente des caractéristiques similaires. L'absence d'évolution du comportement de l'émission fluorescence au delà d'un certain pH basique, confère au traceur une stabilité intéressante qui pourra être exploitée lorsque le pH ne peut être maintenu à une valeur constante.

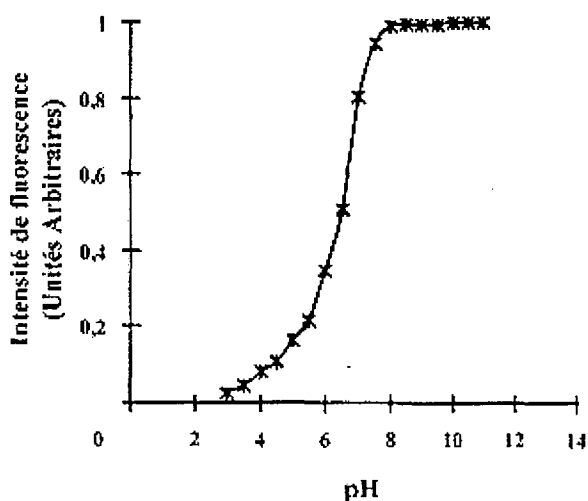


Figure III-5 : Effets du pH sur l'émission de fluorescence de la fluorescéine (d'après Linqvist, 1960).

III-1-6 Phénomène de blanchissement

Lorsqu'une solution d'espèce fluorescente est exposée à un rayonnement laser de forte intensité, ou pendant un temps suffisamment long, un phénomène de saturation se produit : les populations moléculaires à l'état fondamental diminuent, l'émission fluorescente n'est plus proportionnelle à l'intensité laser incidente et diminue au cours du temps.

Si ce phénomène de saturation, ou blanchissement n'apparaît pas lorsque les molécules sont en mouvement, et par conséquent exposées pendant des durées très brèves au rayonnement

laser, il n'en est pas de même pour les mesures effectuées dans des conditions statiques utilisées à des fins d'étalonnage des propriétés du traceur. Dans ce cas, on prendra soin d'éviter tout risque de blanchissement, en ajustant l'intensité laser, ou en agitant continuellement la solution étudiée.

III-1-7 Conclusion

Les connaissances acquises sur la fluorescence induite par laser en milieu monophasique déterminent, et quantifient l'influence des différents paramètres qui agissent sur l'émission fluorescente (équation III-21). Toutefois, le développement d'une technique de mesure utilisant la fluorescence en milieu diphasique, pour la détermination de la température de la phase liquide, pose de nouvelles questions, jusque là sans réponses.

En effet, lorsque la mesure de l'intensité de fluorescence s'effectue en milieu diphasique, le volume fluorescent excité n'est jamais constant puisqu'il s'agit de l'intersection du volume de la goutte et du volume de mesure. Cette intensité est de plus beaucoup plus brève, puisqu'elle n'existe que durant le temps de passage de la goutte dans le volume de mesure. Ces temps sont dans nos expériences inférieurs au dixième de milliseconde. Dans de telles conditions, comment discerner dans le signal de fluorescence, la part de l'intensité à attribuer aux nombres de molécules fluorescentes, donnée par le produit de la concentration par le volume fluorescent collecté, de celle de l'intensité laser incidente, pour déterminer la part due aux variations de la température (équation III-22), puisque contrairement aux milieux monophasiques, tous ces paramètres évoluent simultanément ? Comment rendre la mesure suffisamment précise sur des temps aussi brefs que le temps de passage d'une goutte de quelques dizaines de micromètres évoluant à plusieurs mètres par seconde ? Que représente cette mesure sur une goutte possédant d'importants gradients de température ?

La seconde partie de ce chapitre présente la technique de mesure mise en place pour répondre aux problèmes spécifiques des mesures de température en milieux diphasiques. Dans cette seconde partie, les expériences menées et les solutions élaborées pour déterminer la température de gouttes en mouvement par fluorescence induite par laser, sont tout à fait novatrices. Ces travaux constituent d'ailleurs une grande part des recherches menées au cours de cette thèse.

III-2 Utilisation de la fluorescence induite par laser en milieu diphasique

Possédant désormais les équations nécessaires à la détermination de la fluorescence, nous décrivons l'évolution temporelle du signal de fluorescence lors du passage d'une goutte dans le volume de mesure et nous en déduisons des solutions possibles pour la mesure de la température.

- **Morphologie du signal de fluorescence**

Le diamètre des gouttes étudié lors de ces expériences étant toujours inférieur à deux cents micromètres, l'absorption sur les chemins optiques aller (absorption du rayonnement laser) et retour (absorption du rayonnement fluorescent), peut être négligée. L'intensité de fluorescence recueillie par l'optique de réception répond alors à l'intensité laser incidente selon la loi décrite par l'équation III-22. Nous utilisons une optique de LDA (Laser Doppler Anemometry) afin de réaliser une mesure couplée de la température et de la vitesse des gouttes. Cette optique permet d'obtenir deux faisceaux laser issus de la même source grâce à une séparation optique préalable. Une lentille convergente focalise ces faisceaux cohérents initialement parallèles sur le foyer image de la lentille, réalisant ainsi un volume d'interférence sur la zone de croisement des faisceaux. Ce volume d'interférence sera le volume excitateur induisant la fluorescence. Le volume de réception situé sur un axe perpendiculaire au plan contenant les deux faisceaux est centré sur l'ellipsoïde généré par l'intersection des faisceaux (figures III-6 et III-19).

Lorsqu'une goutte, préalablementensemencée en faible concentration d'une espèce fluorescente, traverse le volume d'excitation laser avec une vitesse V , l'intensité du signal de fluorescence au cours du temps décrit une courbe en cloche (figure III-6). En effet, lors de l'entrée de la goutte dans le volume d'excitation laser seule une faible partie du volume liquide subit l'excitation laser. Le signal fluorescent induit par les molécules excitées est par conséquent relativement faible. Puis, au fur et à mesure de la pénétration de la goutte dans le volume de mesure, l'intensité de fluorescence croît proportionnellement au volume fluorescent collecté (équation III-22). Le maximum d'émission fluorescente est atteint lorsque la goutte est centrée sur le volume de mesure (figure III-6). L'intensité décroît ensuite de manière symétrique lorsque la goutte quitte le volume de mesure. La durée de vie de l'état excité du traceur fluorescent utilisé lors de ces expériences, la Rhodamine B, étant de l'ordre d'une nanoseconde, le décalage temporel entre l'excitation et l'émission fluorescente peut être totalement négligé.

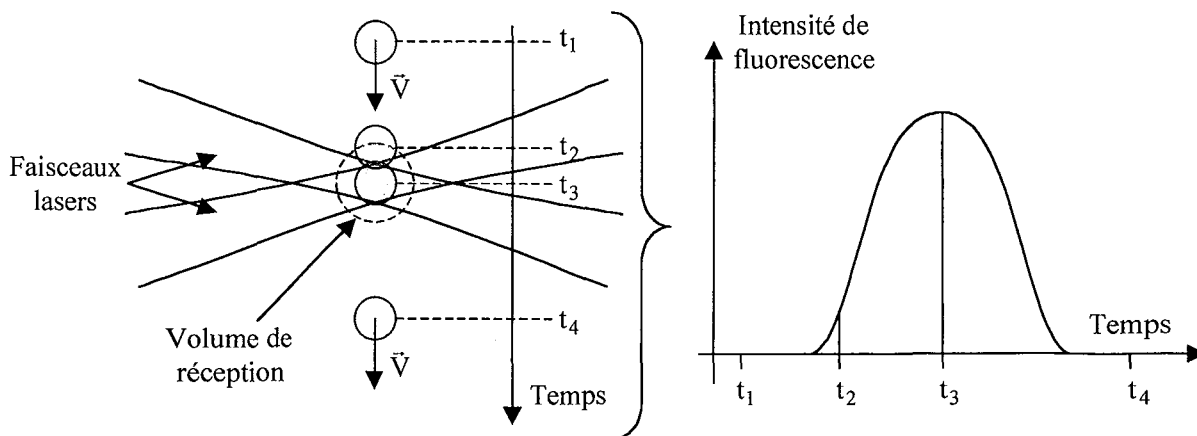


Figure III-6 : Evolution du signal de fluorescence lors du passage d'une goutte dans le volume d'excitation laser.

III-2-1 Détection sur une seule bande spectrale

- Détermination de la température

L'impossibilité de connaître avec une précision suffisante toutes les constantes de l'équation III-22, nous oblige à travailler avec des intensités relatives. La détermination de la température s'effectue par comparaison avec une intensité de référence obtenue avec une goutte de température connue. La valeur de l'intensité maximale (figure III-6), qui correspond au parfait centrage du volume de la goutte sur le volume de réception sert de valeur de comparaison. Toutefois, au regard de l'équation III-22, il apparaît que la température n'est pas le seul paramètre susceptible de modifier le maximum de l'intensité de fluorescence. Le volume fluorescent collecté, la concentration en traceur fluorescent, et l'intensité laser incidente contribuent également aux variations de l'émission fluorescente. Rappelons que le volume fluorescent collecté est le volume dans lequel les photons de fluorescence sont collectés par l'appareil de mesure. Pour qu'un photon de fluorescence soit collecté, il doit avoir été créé, ce qui nécessite la présence du liquide contenant l'espèce fluorescente et du rayonnement excitateur, et doit se situer dans la zone de réception de la lentille de collection. Le volume fluorescent collecté défini dans l'équation III-22 correspond ainsi à l'intersection du volume de la goutte avec le volume excitateur et le volume de réception (figure III-6). Ainsi, si l'obtention d'une intensité laser incidente constante entre la goutte de référence et la

goutte de température inconnue s'avère aisée, il n'en va pas de même pour le volume fluorescent collecté et la concentration.

Des travaux préliminaires effectués dans le cas très particulier des jets monodisperses (voir chapitre IV) où la taille des gouttes à l'injection est parfaitement maîtrisée (Lavieille et al., 2000-b) démontrent la possibilité d'obtenir la température des gouttes sur des jets en faible évaporation à l'aide de cette technique. Il faut pour cela savoir évaluer, entre le point de référence (point de mesure de l'intensité de fluorescence d'une goutte à une température connue) et le point de mesure, l'influence sur l'intensité de fluorescence des variations de taille, de concentration et de position de la goutte dans le volume de réception, pour pouvoir déterminer la température de la goutte. Même sur de tels jets, la contrainte de position de la goutte limite la longueur d'exploration. L'hypothèse d'un volume fluorescent collecté stationnaire et quasi constant nécessite d'effectuer des mesures en absence totale de turbulence et suppose des variations de diamètre négligeables, que seules les situations de faibles évaporations peuvent fournir.

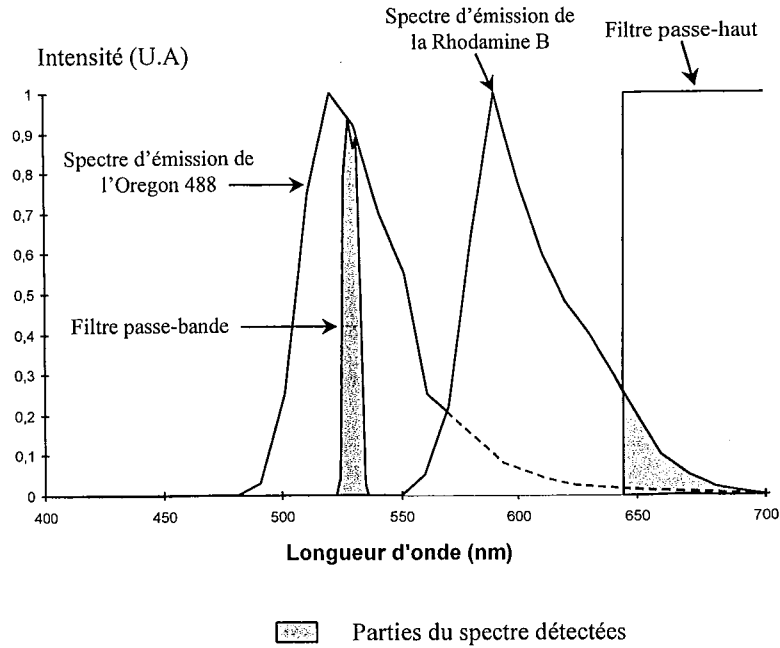
III-2-2 Méthode à deux traceurs fluorescents

L'idée consiste à utiliser un deuxième traceur fluorescent pour obtenir simultanément une information, sur le nombre de molécules fluorescentes présentes dans le volume intercepté par l'optique de collection et sur la température. Les caractéristiques physiques des deux traceurs doivent pour cela respecter de nombreuses contraintes ; leur sélection s'appuie sur différents critères : forte solubilité dans le combustible (éthanol), rendement quantique de fluorescence élevé pour une même longueur d'onde d'excitation laser, sensibilités en température différentes, et bandes spectrales de fluorescence suffisamment séparées pour pouvoir collecter de manière distincte les intensités de fluorescence de chacun des deux traceurs.

- **Principe de la mesure**

Le combustible est préalablementensemencé par deux traceurs fluorescents de concentrations respectives C_1 et C_2 . Lorsque la goutte traverse le volume de mesure, l'intensité lumineuse émise par les deux traceurs fluorescents est collectée par une même optique. Le signal optique est ensuite séparé en deux parties (Lavieille et al., 2000-a, Figure III-7). La fluorescence du premier traceur, l'Orégon, Green488 (2',7'-difluorofluorescein,

$C_{20}H_{10}F_2O_5$, $M=368,29 \text{ g.mol}^{-1}$; K.R. Gee 1999), est détectée par un filtre passe bande, et la fluorescence du second, la rhodamine B (paragraphe III-2-3-b), par un filtre passe haut. Les plages spectrales de détection de la fluorescence choisies limitent ainsi les interactions mutuelles entre les deux traceurs. Le rapport des intensités de fluorescence des deux traceurs devient alors totalement indépendant du volume de collection de la fluorescence (Lavieille et al., 2000-a). Seule la concentration relative des deux espèces demeure un paramètre important à maîtriser afin de pouvoir déduire du rapport des intensités de fluorescence la température du volume fluorescent collecté. Un étalonnage préalable fournit la loi de variation liant le rapport et la température d'une solution contenant les deux espèces fluorescentes de concentrations respectives C_1 et C_2 fixées. La température des gouttes s'obtient ensuite par la détermination du rapport des intensités de fluorescence mesurées.



• Conclusion

Cette méthode présente l'avantage d'être indifférente à la qualité du centrage de la goutte dans le volume de mesure, à la taille de la goutte et à l'intensité d'excitation laser. Cela accroît considérablement les conditions d'utilisation de la méthode. Néanmoins, la dépendance de la loi d'étalonnage au rapport des concentrations, restreint le champ d'application. Dans les cas de forte évaporation, le respect des concentrations des deux

traceurs dans la phase liquide n'est plus garanti. L'utilisation de cette technique en écoulement réactif semble donc incertaine.

III-2-3 La fluorescence induite par laser à deux couleurs

L'observation attentive des caractéristiques physiques des deux traceurs dans chacune des bandes d'émission choisies au paragraphe précédent (figure III-7), révèle une dépendance du coefficient de sensibilité à la température : β , à la longueur d'onde d'émission fluorescente. La découverte de cette propriété supplémentaire lève ainsi l'inconvénient majeur que présentait la technique à deux traceurs fluorescents, à savoir la dépendance du rapport à la concentration des deux espèces. La détection de l'émission fluorescente d'un seul traceur sur deux bandes spectrales devient ainsi suffisante pour la détermination de la température du milieu, indépendamment du volume de la goutte et de la concentration en traceur fluorescent de la phase liquide.

Ce mécanisme qui n'est pas décrit par le modèle de l'émission fluorescente proposé au paragraphe III-1, pourrait résulter de la sensibilité à la température de la répartition de la population moléculaire sur les différents états rovibrationnels de l'état fondamental et de l'état excité. Ce phénomène tendrait ainsi à privilégier certaines transitions en fonction de la température. L'élévation de la température affecte alors le spectre de fluorescence de deux manières : l'accroissement de la probabilité de collisions (Quenching) provoque une réduction globale de l'intensité de fluorescence sur toutes les longueurs d'ondes, et la redistribution statistique des états énergétiques provoque une distorsion de ce spectre. Cette évolution non homothétique du spectre d'intensité de fluorescence avec la température, qui sera confirmée par des tests spectroscopiques, constitue les bases de la technique à deux couleurs développée dans cette thèse.

III-2-3-a Principes

La détection du signal de fluorescence s'effectue sur deux bandes spectrales distinctes notées respectivement par les indices 1 et 2. La fluorescence détectée sur la première voie, lorsque l'absorption du signal peut être négligée (cas d'une goutte), s'exprime selon :

$$I_{f1}(T) = K_{opt1} K_{spec1} I_0 C V_c e^{\beta_1/T} \quad (III-24)$$

où K_{opt1} est une constante optique caractérisant la chaîne optoélectronique de détection sur cette première bande spectrale, K_{spec1} une constante spectroscopique dépendant uniquement des propriétés de la molécule sur la première bande spectrale, et β_1 le coefficient de sensibilité à la température caractérisant cette première plage de longueurs d'ondes. I_0 , C , V_c sont respectivement l'intensité laser incidente, la concentration moléculaire en traceur fluorescent, et le volume fluorescent collecté.

De manière analogue, l'intensité de fluorescence de la seconde voie, I_{f2} suit la loi :

$$I_{f2}(T) = K_{opt2} K_{spec2} I_0 C V_c e^{\beta_2/T} \quad (III-25)$$

La détermination du rapport des intensités de fluorescence, permet d'éliminer la dépendance à la concentration, à l'intensité laser incidente et au volume fluorescent collecté. Ce rapport s'écrit ainsi :

$$R_f = \frac{I_{f1}}{I_{f2}} = \frac{K_{opt1} K_{spec1}}{K_{opt2} K_{spec2}} e^{\frac{\beta_1 - \beta_2}{T}} \quad (III-26)$$

La mesure du rapport des intensités de fluorescence $R_f(T_0)$ de la solution à une température T_0 connue, est préalablement réalisée afin d'éliminer la constante, $\frac{K_{opt1} K_{spec1}}{K_{opt2} K_{spec2}}$. Finalement,

considérant les conditions de référence, le rapport des intensités de fluorescence est uniquement sensible à la température selon la relation :

$$\ln\left(\frac{R_f(T)}{R_f(T_0)}\right) = (\beta_1 - \beta_2) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (III-27)$$

La précision de la mesure est ainsi conditionnée par la valeur du facteur $(\beta_1 - \beta_2)$ qui caractérise la sensibilité du système aux variations de la température. Les plages de détection caractérisant les voies 1 et 2 doivent être choisies pour offrir la plus grande valeur possible du coefficient $(\beta_1 - \beta_2)$.

III-2-3-b Choix des différents paramètres

Différentes raisons justifient le choix de l'éthanol comme carburant expérimental. La première s'appuie sur le fait qu'il s'agisse d'un carburant monophasique, contrairement au

kérosène dont la composition chimique très variée nuit à sa stabilité en raison des grandes différences de volatilité des produits qui le composent. La seconde tient en la parfaite connaissance et stabilité de ses propriétés physiques, ce qui facilite alors la reproductibilité des expériences et permet de déterminer précisément les nombres sans dimension caractérisant la physique des processus étudiés, afin de rendre ces expériences transposables à d'autres combustibles.

Une fois le carburant connu, le choix des paramètres restant est une étape essentielle à l'élaboration de la technique de mesure, puisqu'il conditionne la précision de cette dernière, régie par le coefficient $(\beta_1 - \beta_2)$. La difficulté réside dans l'obtention d'un traceur fluorescent hautement soluble dans le combustible, ici l'éthanol, présentant un rendement quantique élevé, et deux plages de longueurs d'ondes possédant des sensibilités à la température très différentes. Ces propriétés varient de plus sensiblement en fonction de la longueur d'onde d'excitation laser adoptée.

La dépendance spectrale de l'intensité de fluorescence à la température de différents traceurs à diverses longueurs d'ondes d'excitations a été testée. La Rhodamine B ($C_{28}H_{31}ClN_2O_3$, de masse molaire $M=479,02 \text{ g.mol}^{-1}$), excitée à 514,5nm par la raie verte d'un laser Argon ionisé, semble offrir les meilleures conditions d'exploitation de la méthode. Sa faible sensibilité au blanchissement facilite de plus la détermination des paramètres spectroscopiques en conditions statiques.

Afin de déterminer les plages de longueurs d'ondes optimales de détection de la fluorescence, c'est-à-dire, celles qui offriront la plus grande différence de sensibilité à la température, trois spectres d'émission de la Rhodamine B à trois températures $T=24,5^\circ\text{C}$, $T=36^\circ\text{C}$ et $T=57^\circ\text{C}$ ont été obtenus (figure III-8), à l'aide d'un spectromètre à réseau possédant une résolution spectrale de 0,36nm. La forte décroissance de l'intensité globale de fluorescence avec l'accroissement de la température témoigne de la grande sensibilité du traceur à la température. Les conditions expérimentales mises en œuvre pour la réalisation de ces spectres veillent à réduire au maximum les chemins optiques, afin de restreindre l'influence potentielle de la variation des coefficients d'absorption avec la température. Dans ces conditions, l'évolution de l'intensité relative de fluorescence en fonction de la température est régie par l'équation III-23. Le coefficient de sensibilité à la température en fonction de la longueur d'onde laser, $\beta(\lambda)$, se calcule alors à l'aide de l'équation :

$$\text{Ln}\left(\frac{I_{f1}(\lambda)}{I_{f2}(\lambda)}\right) = \beta(\lambda)\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) \quad (\text{III-28})$$

où $I_{fi}(\lambda)$ est l'intensité de fluorescence à la longueur d'onde λ , correspondant à la température T_i , $i=1,2$.

Deux spectres, réalisés à deux températures différentes suffisent alors pour obtenir le coefficient $\beta(\lambda)$, le troisième servant uniquement à vérifier la cohérence des mesures. La faible puissance du signal de fluorescence en début et en fin de spectre (figure III-8) nuit à la précision de la valeur du coefficient de sensibilité à la température dans ces régions. Toutefois, l'évolution générale de β en fonction de la longueur d'onde se distingue nettement. Le coefficient β présente de faibles valeurs pour des longueurs d'ondes inférieures à 545nm, puis s'accroît brutalement pour atteindre une valeur pratiquement constante au delà de 585nm.

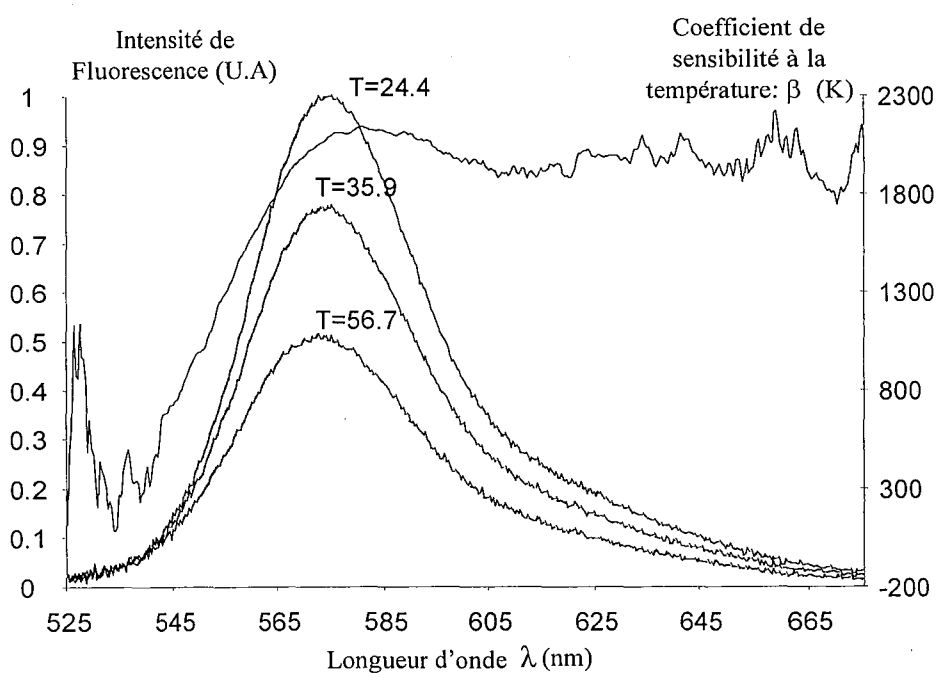


Figure III-8 : Evolution du spectre d'émission de fluorescence de la Rhodamine B en fonction de la température, et variation du coefficient de sensibilité à la température en fonction de la longueur d'onde.

Ainsi, en considérant les différentes classes de filtres disponibles chez les fabricants de composants optiques, les fenêtres de détection offrant la plus grande différence de sensibilité à la température, sont (figure III-9) :

- Voie 1 : un filtre passe-haut possédant une fréquence de coupure de 590nm.
- Voie 2 : un filtre passe bande, centré sur la longueur d'onde, $\lambda_c=530\text{nm}$, de largeur de bande, $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$.

Malgré la faible énergie disponible dans la seconde bande spectrale, [525 nm ; 535 nm], le signal de fluorescence est suffisamment intense pour être détecté par un photomultiplicateur. Cette bande spectrale se situe dans une zone de forte absorption du milieu ambiant (figure III-9) ; l'influence de la réabsorption de la fluorescence sur cette voie fait l'objet du paragraphe III-2-3-d.

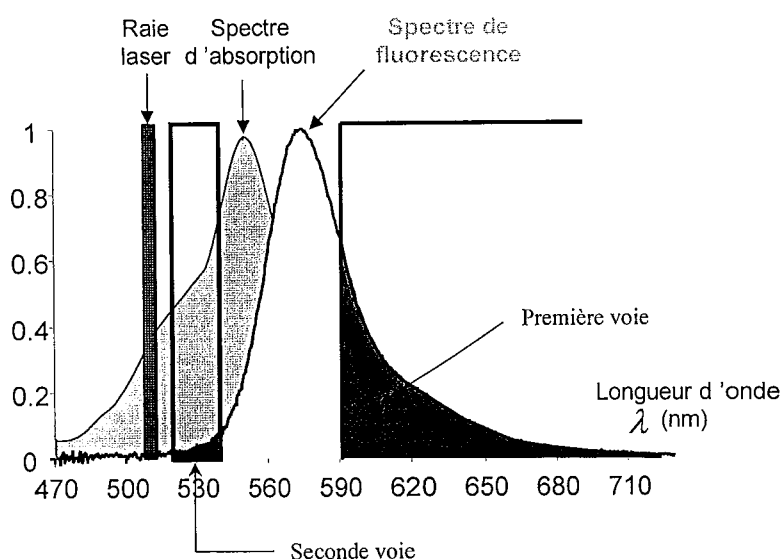


Figure III-9 : Zones de détection choisies pour chacune des voies, sur le spectre de fluorescence de la Rhodamine B dans l'éthanol 99%, 1% d'eau.

III-2-3-c Calibration

Afin de quantifier plus précisément la valeur des coefficients de sensibilité à la température β_1 et β_2 fournis par le spectromètre, une calibration utilisant les filtres optiques précédemment choisis est effectuée à l'aide de photomultiplicateurs. L'éthanolensemencé uniformément en Rhodamine B, à une concentration $C_0=2,5.10^{-6} \text{ mol.l}^{-1}$, est progressivement chauffé dans une cuve en verre. Les chemins optiques sont réduits au maximum et

l'uniformisation de la température est assurée par un agitateur. L'agitation de la solution évite également le phénomène de photoblanchissement du traceur. Le relevé simultané de l'intensité de fluorescence sur chacune des voies à différentes températures, couplé à l'utilisation de l'équation III-23, permet alors d'établir les courbes d'étalonnages qui constituent la figure III-10.

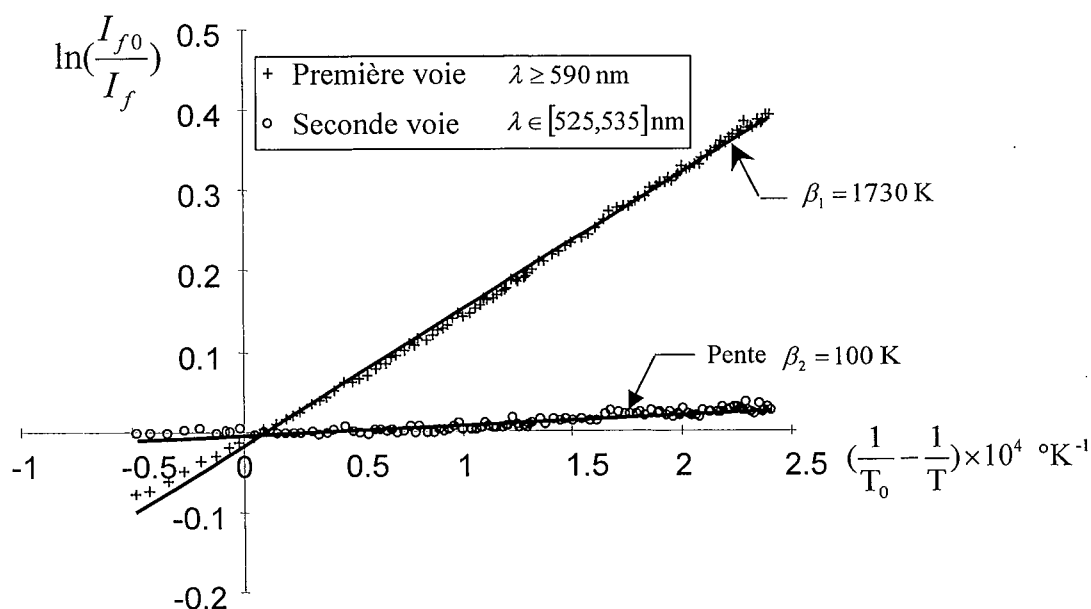


Figure III-10 : Calibration de l'intensité de fluorescence en fonction de la température sur les deux bandes spectrales (Ethanol 99%, 1% d'eau, $C_0 = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ mol.l}^{-1}$).

Conformément aux données fournies par le spectromètre, la première voie possède une grande sensibilité à la température ($\beta = 1730 \text{ K}$), de l'ordre de 2% par degré, contrairement à la deuxième voie qui reste quasiment insensible aux fluctuations de température.

Toutefois la valeur des pentes de sensibilité à la température sur chacune des voies doit être considérée avec beaucoup de réserve. En effet, si les précautions nécessaires sont prises pour limiter au maximum les phénomènes d'évaporation, susceptibles de générer des variations de la concentration en espèce fluorescente, il n'en va pas de même pour la dilatation volumique de l'éthanol, qui ne peut-être contenue. Ainsi, la valeur élevée du coefficient d'expansion volumique de l'éthanol, $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$ de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ à 40°C , provoque une expansion du volume d'environ 6%, lorsque la température s'élève de 20°C à 60°C . L'expansion volumique contribue à la réduction de la concentration volumique en espèce

fluorescente. Ce phénomène se superpose à la réduction naturelle de l'intensité de fluorescence avec la température. La sensibilité réelle du traceur est par conséquent inférieure (d'environ 150 K) à la sensibilité mesurée. Le rapport de fluorescence demeure par contre tout à fait insensible à ces variations.

• Effet de la concentration sur la sensibilité en température du rapport R_f

La figure III-11, présente les variations du rapport des intensités de fluorescence $\ln(R_{f0}(T_0)/R_f(T))$ en fonction de la température $(1/T_0 - 1/T)$ (équation III-27). Deux étalonnages sont effectués, le premier est réalisé à une concentration initiale $C_0 = 5.10^{-6} \text{ mol.l}^{-1}$, le second à une concentration deux fois plus faible $C_0 = 2,5.10^{-6} \text{ mol.l}^{-1}$. Dans les deux cas les points de mesures sont alignés sur des droites de pentes, $(\beta_1 - \beta_2) = 1670 \text{ K}$ pour la concentration $C_0 = 5.10^{-6} \text{ mol.l}^{-1}$ et $(\beta_1 - \beta_2) = 1630 \text{ K}$ pour la seconde concentration. Cette valeur correspond à une réduction du rapport des intensités de fluorescence de l'ordre de 2%, pour une élévation de la température du milieu de 1°C . L'écart entre les deux pentes peut être inclus dans l'incertitude que comporte la reproductibilité de l'expérience d'étalonnage.

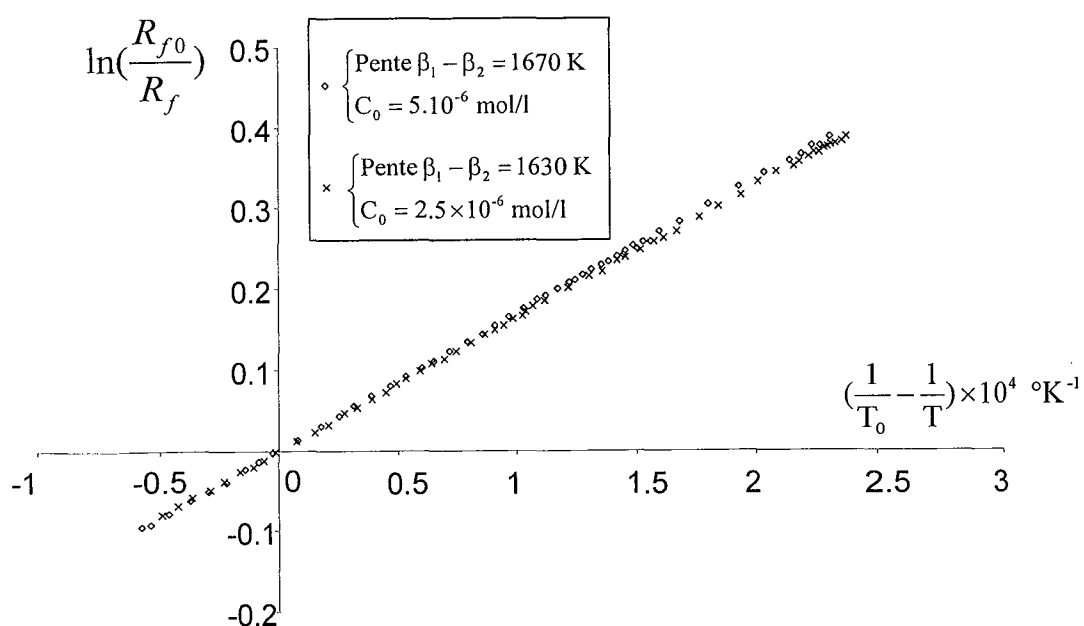


Figure III-11 : Courbe d'étalonnage du rapport de fluorescence en fonction de la température ; étude de l'effet de la concentration en espèce fluorescence (Ethanol 99%).

Ainsi, en accord avec l'équation III-26, lorsque les phénomènes de réabsorption et de 'self-quenching' des molécules fluorescentes sont minoritaires, l'étalonnage du rapport des

intensités de fluorescence de chacune des voies est indépendant de la concentration en espèce fluorescente.

- **Indépendance du rapport R_f à l'intensité laser incidente**

L'effet de la puissance laser incidente sur l'intensité de fluorescence de chacune des voies est présenté sur la figure III-12. La cuve en verre contenant de la Rhodamine B dissoute dans l'éthanol en faible concentration est utilisée. La solution, constamment agitée afin d'éviter le phénomène de blanchissement et d'assurer l'homogénéité de la température, est excitée par un rayonnement laser de puissance réglable. En accord avec les équations III-24, et III-25, la fluorescence recueillie par le détecteur est proportionnelle à l'intensité laser incidente (échelle de gauche, figure III-12). Le rapport des intensités de fluorescence (échelle de droite, figure III-12) confirme alors son indépendance à la puissance laser incidente (équation III-26), à la linéarité près des appareils constituant la chaîne d'acquisition. Les fluctuations du rapport de fluorescence n'excèdent pas 1%, pour une puissance laser variant dans un rapport allant de 1 à 10. Considérant la sensibilité du rapport de fluorescence à la température, cette incertitude induit une erreur relative sur la température inférieure à $0,5^\circ\text{C}$.

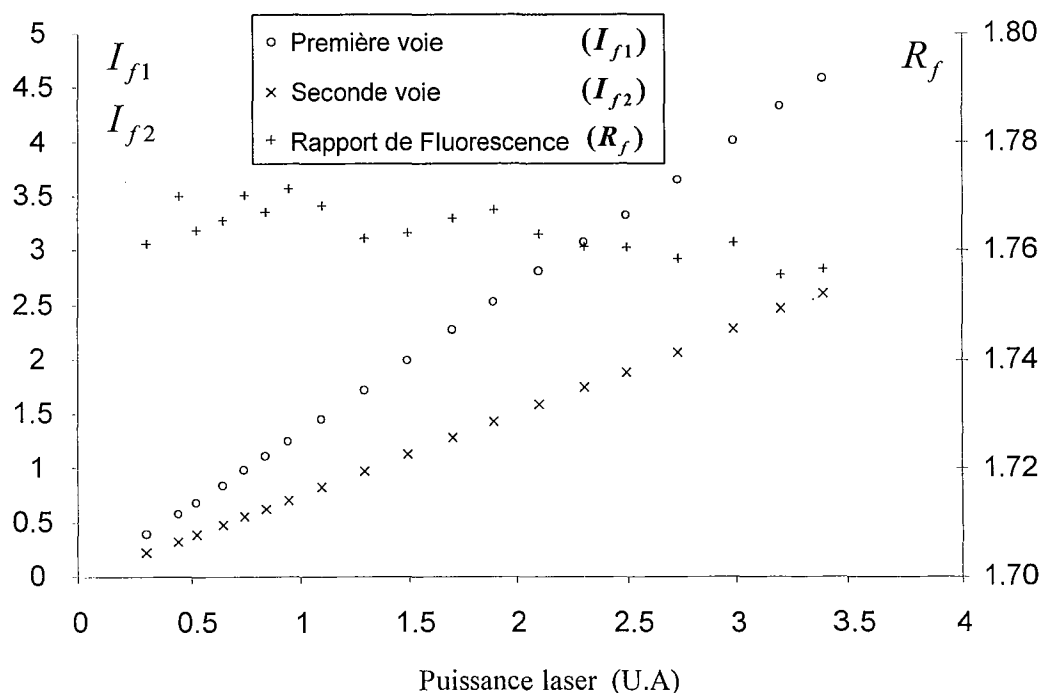


Figure III-12 : Variation de l'intensité de fluorescence et du rapport des intensités de fluorescence en fonction de la puissance du rayonnement incident.

- **Indépendance du rapport, R_f , au volume collecté**

Le dispositif expérimental précédent est conservé, avec cette fois une puissance laser constante. Des lentilles achromatiques de différentes distances focales sont placées sur l'optique de collection, pour modifier la taille du volume fluorescent collecté. Ces expériences n'affectent nullement la précision sur le rapport de l'intensité de fluorescence.

- **Conclusion**

L'utilisation du rapport des intensités de fluorescence de chacune des voies, s'avère particulièrement intéressant, puisque conformément au modèle proposé au paragraphe III-2-3-a, sa valeur n'est pas modifiée par les variations de concentration du milieu, par l'intensité laser incidente, ou par le volume fluorescent collecté. Le rapport est de plus relativement sensible à la température du milieu, et cette sensibilité n'est pas influencée par une variation de la concentration du milieu ambiant. Ainsi, l'utilisation de l'équation III-27, est particulièrement adaptée à la mesure de la température sur des gouttes de combustible en évaporation, pour lesquelles le volume et la concentration en espèce fluorescente varient.

Dans le cas présent, les fenêtres spectrales de détection de la fluorescence ont été optimisées pour l'éthanol. Pour d'autres combustibles, les bandes spectrales optimales sont certainement différentes mais n'altèrent en rien la généralité de cette technique.

L'objectif des deux paragraphes suivants est de cerner précisément les limites d'application de la technique. Dans quelle mesure l'absorption, négligée dans l'équation III-27, influe sur la détermination de la température ? Jusqu'où la concentration en traceur fluorescent peut-elle augmenter avant que les phénomènes de self-quenching de l'espèce fluorescente ne viennent modifier les propriétés du traceur ?

III-2-3-d Influence de l'absorption

- **Mesure**

La mesure de l'influence du chemin optique sur le milieu absorbant s'effectue dans une cuve en verre de base rectangulaire contenant la solution d'éthanol purensemencée d'une concentration uniforme $C=5.10^{-6}$ mol.l⁻¹ de Rhodamine B. La solution, continûment agitée et hermétiquement fermée afin de limiter l'évaporation, est naturellement maintenue à la température ambiante : $T=22^{\circ}\text{C}$. La figure III-3 schématise le dispositif d'étude choisi pour procéder à la détermination des différents coefficients d'absorption.

Dans un premier temps, le chemin optique « e » est fixé. Le relevé de l'intensité de fluorescence en fonction du chemin optique b, permet de vérifier la loi d'évolution décrite au paragraphe III-1-4 :

$$I_f(b_1, e) = I_f(b_2, e) e^{-\varepsilon_1 C(b_2 - b_1)} \quad (\text{III-29})$$

où $I_f(b, e)$ est l'intensité de fluorescence recueillie par le détecteur en fonction des chemins optiques b, et e définis sur la figure III-3,

ε_1 est le coefficient d'absorption (ou d'extinction molaire) de l'espèce pour la longueur d'onde laser utilisée : $\lambda = 514,5 \text{ nm}$,

et C la concentration en espèce fluorescente.

Le coefficient d'extinction molaire pour la longueur d'onde laser (figure III-13) est :

$$\varepsilon_1 = 7,91 \cdot 10^6 \text{ mol}^{-1} \cdot \text{l.m}^{-1} \text{ pour } \lambda = 514,5 \text{ nm à } T = 22^\circ\text{C}$$

Dans la deuxième partie de l'expérience, l'objectif est cette fois de déterminer la réabsorption de la fluorescence émise sur chacune des voies de détection. Pour cela le chemin optique « b » du laser est fixé. La variation du chemin optique retour, « e », est utilisée pour mesurer cette réabsorption. La loi d'évolution (équation III-21) est ici décrite par :

$$I_{fi}(b, e_1) = I_{fi}(b, e_2) e^{-\varepsilon_{fi} C(e_2 - e_1)} \quad (\text{III-30})$$

où $I_{fi}(b, e)$, est l'intensité de fluorescence collectée par la voie i ($i=1,2$), en fonction des chemins optiques « b » et « e »,

et ε_{fi} le coefficient d'extinction moléculaire de la voie i.

La position des fenêtres de détection des voies 1 et 2 sur le spectre d'absorption (figure III-9) de l'espèce fluorescente laisse présager une réabsorption bien plus importante pour la seconde voie d'acquisition. Les mesures effectuées le confirment :

$$- \quad \varepsilon_{f1} = 1,49 \cdot 10^6 \text{ mol}^{-1} \cdot \text{l.m}^{-1} \text{ pour la voie } \lambda > 590 \text{ nm à } T = 22^\circ\text{C}$$

- $\varepsilon_{f2} = 11,7 \cdot 10^6 \text{ mol}^{-1} \cdot \text{l} \cdot \text{m}^{-1}$ pour $\lambda \in [525 \text{ nm} ; 535 \text{ nm}]$ à $T=22^\circ\text{C}$

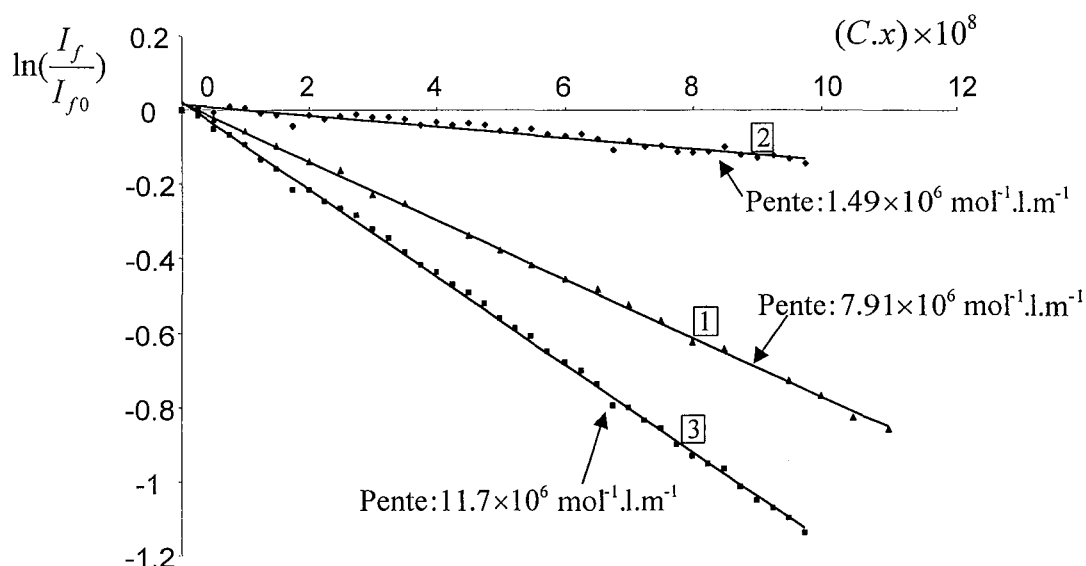


Figure III-13 : Evolution de l'intensité de fluorescence en fonction du chemin optique (x) :

1. Pour le rayonnement laser
2. Pour l'émission fluorescente de la première voie
3. Pour l'émission fluorescente de la seconde voie

• Conséquences

La réabsorption de la fluorescence par le milieu sur la seconde voie s'avère être huit fois plus élevée que sur la première voie. Cette forte dissymétrie entre les deux voies d'acquisition modifie notablement le rapport des intensités de fluorescence lorsque les chemins optiques sont suffisamment longs, ce qui compromet bien sûr l'utilisation de la technique pour de tels chemins optiques. Dans le cadre de notre étude, le diamètre des plus grosses gouttes n'excède pas $230 \mu\text{m}$ ce qui maintient l'influence de l'absorption de la fluorescence à des valeurs inférieures à 0,6% soit une erreur maximale de $0,3^\circ\text{C}$. Pour des gouttes de plus grandes tailles, ou dans le cadre de mesures effectuées sur des sprays, pour lesquels l'absorption sur les chemins optiques joue un rôle non négligeable, l'adjonction d'une voie supplémentaire apportant une information sur l'absorption apparaît donc nécessaire.

III-2-3-e Phénomènes de self-quenching

Lorsque la concentration dépasse un seuil critique, des phénomènes de self-quenching évoqués au paragraphe III-1-3 modifient la loi d'évolution du rendement quantique de fluorescence (Lopez Arbeloa et al., 1989). Les molécules du solvant ne sont plus les seules espèces responsables des mécanismes de désactivation collisionnelle. Les chocs entre les molécules fluorescentes prennent une importance statistique notable. L'évolution du rendement quantique de fluorescence avec la concentration en traceur fluorescent est décrite par la loi de Perrin (Bruhat, 1992 ; Bazile et Stepowski, 1994) selon :

$$\eta_f = \eta_{f0} e^{-C/C^*} \quad (\text{III-31})$$

où η_f est le rendement quantique à la concentration C en espèce fluorescente, et C^* la concentration critique.

η_{f0} représentant la limite du rendement quantique de fluorescente lorsque les phénomènes de self-quenching n'ont pas d'influence.

Pour la Rhodamine B, la concentration critique C^* s'élève à 0,6 mol/l (Lopez Arbeloa et al., 1989). Ainsi, pour garder un rendement quantique de fluorescence constant avec une précision de 1% ($\eta_f / \eta_{f0} = 0.99$), le rapport C/C^* ne doit pas excéder 0,01, soit $C < 6 \cdot 10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$. La pression de vapeur saturante de la Rhodamine B étant négligeable devant celle de l'éthanol, l'évaporation d'une goutte d'éthanolensemencée en Rhodamine B s'effectue avec un nombre de molécules de Rhodamine B en phase liquide constant. Finalement, lorsqu'une goutte de diamètre initial D_0 ,ensemencée d'une concentration initiale $C_0 = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ mol.l}^{-1}$ en Rhodamine B s'évapore, la réduction de taille autorisée pour maintenir le rendement quantique de fluorescence constant à 1% près est de :

$$\frac{D}{D_0} = \left(\frac{C_0}{0.01 C^*} \right)^{1/3} \cong 0.075 \quad (\text{III-32})$$

Même lors des expériences en combustion présentant les plus forts taux d'évaporation, une telle réduction de taille n'est jamais atteinte. Nous négligerons donc les phénomènes de self-quenching dans toute la suite de cette étude.

III-2-3-f Cas particulier de la combustion et effet du pH

La réalisation de la mesure de la température d'une goutte lors de la combustion du jet doit se parer de vérifications préalables.

Le premier problème supplémentaire inhérent aux mesures optiques sur la phase liquide en milieu réactif provient du rayonnement de la flamme dont l'intensité peut créer un signal parasite venant perturber la mesure. La vérification de l'importance des perturbations induites par le rayonnement de la flamme est aisée pour notre système. Il suffit de supprimer le rayonnement laser à l'origine de la fluorescence, pour observer l'intensité résiduelle fournie par la flamme. Le rayonnement de la flamme sur les plages de longueurs d'ondes choisies pour les deux voies se révèle bien inférieur au centième de l'intensité de fluorescence, ce qui n'altère pas la précision de la technique en milieu réactif. La seconde vérification consiste à s'assurer qu'il n'y a pas de modification des propriétés physiques de la phase liquide susceptibles de modifier le phénomène physique sur lequel s'appuie la mesure. Pour cela des gouttes en sortie de flamme (figure III-14) sont récupérées et l'analyse de la fluorescence du produit en fonction de la température est réalisée.

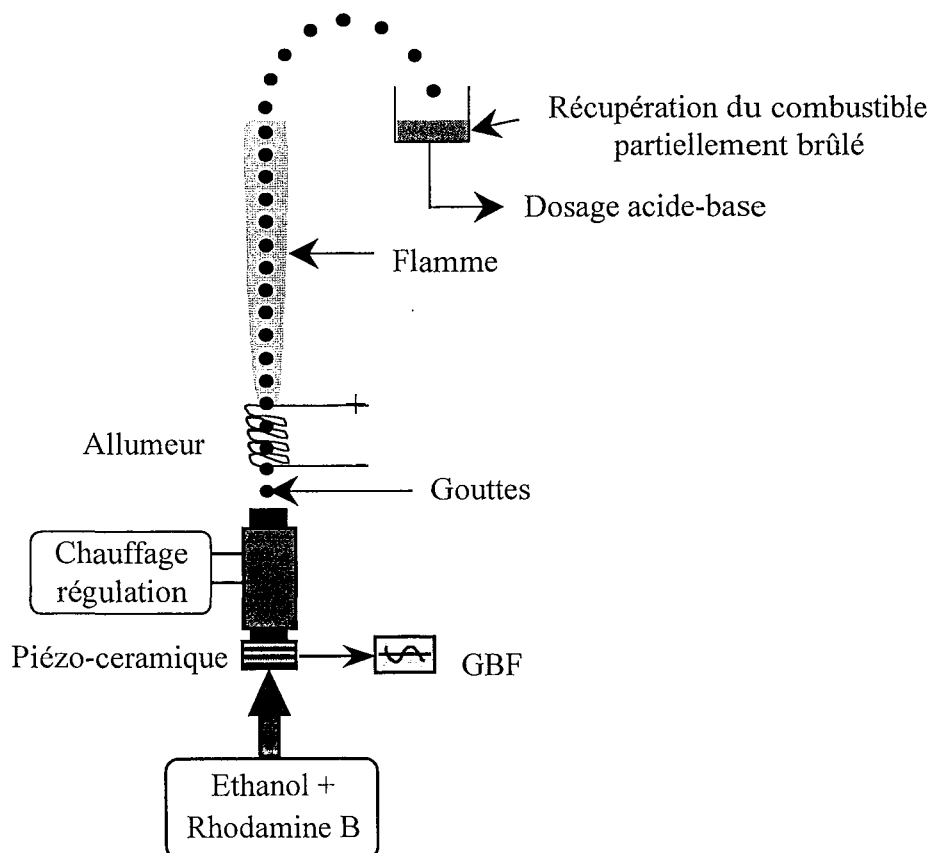


Figure III-14 : Vérification et analyse des propriétés de la phase liquide après la combustion.

Cette analyse révèle que la mise en combustion d'une solution d'éthanol préalablementensemencée en Rhodamine B, provoque un décalage du spectre d'émission qui modifie notablement le rapport des intensités de fluorescence de chacune des voies (figure III-15). Le décalage du spectre d'émission (et certainement du spectre d'absorption) est provoqué par l'apparition d'une forme acide. La récupération en sortie de flamme de gouttes d'éthanol préalablementensemencées en Rhodamine B offre la possibilité de doser la quantité d'acide produit. Le pH de la solution ainsi obtenue prend une valeur légèrement inférieure à 5. Le dosage de cette acidité par une solution de soude vient compléter nos connaissances sur l'évolution du rapport des intensités de fluorescence en fonction de la basicité de la solution. Cette évolution est directement liée au décalage spectral du spectre d'émission. En effet, l'acidification du milieu provoque une élévation de l'intensité de fluorescence sur la première voie et une réduction de l'intensité sur la seconde (figure III-15), ce qui accroît le rapport des intensités de fluorescence.

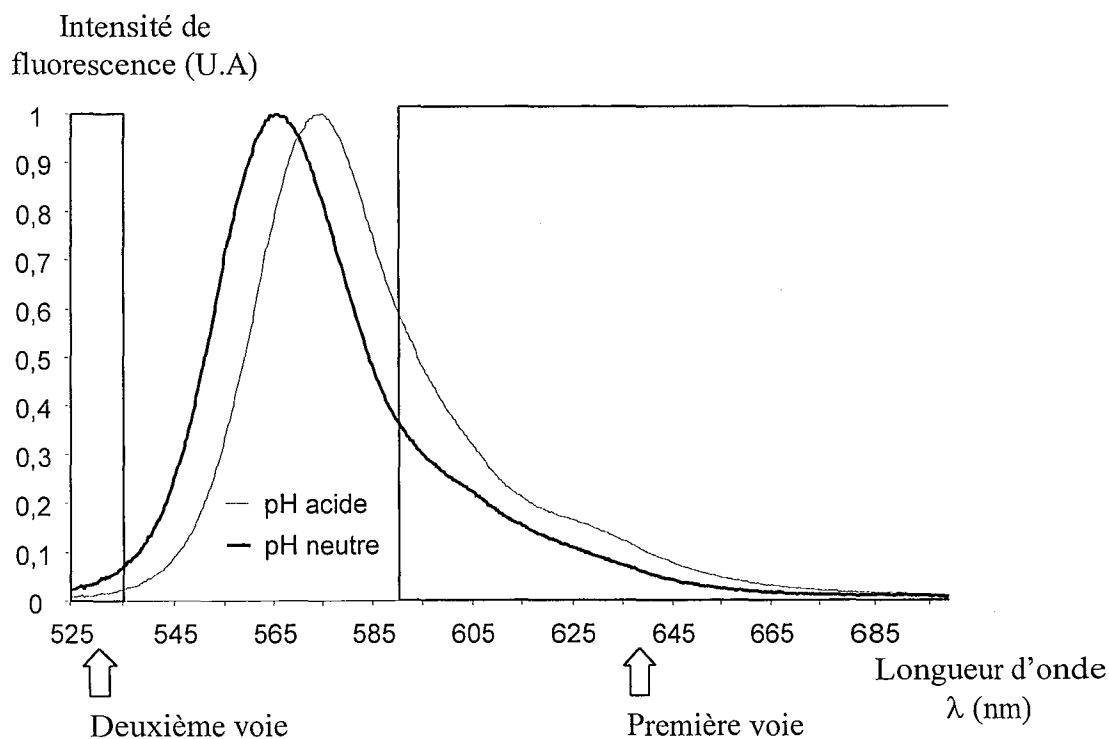


Figure III-15 : Comparaison des spectres d'émission de la Rhodamine B en solution neutre, et en solution acide (pH=5).

L'adjonction d'une solution de soude ($C_{\text{soude}}=4,5 \cdot 10^{-2} \text{ mol.l}^{-1}$) au sein de la solution acide, induit donc une élévation du pH de la solution et par conséquent un décalage vers la gauche du spectre d'émission qui provoque une baisse du rapport des intensités de fluorescence (figure III-16). Lorsque le pH de la solution dépasse la valeur 7,6, le rapport des intensités de fluorescence n'évolue plus, quelle que soit la basicité de la solution.

Cette propriété est donc exploitée pour élaborer un produit stable en milieu réactif. L'utilisation d'un produit de pH basique offre en effet la possibilité de neutraliser l'effet de l'acidité créée au cours de la combustion. Lorsque la concentration en base est suffisante pour maintenir le produit à un pH basique tout au long de l'expérience de combustion, les propriétés de fluorescence du traceur perdurent.

Le dosage de la solution constituée de gouttelettes récupérées en sortie de flamme démontre qu'une concentration de $3 \cdot 10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$ de soude compense l'acidité générée au cours de la combustion. Ainsi, l'emploi d'une solution comportant $12 \cdot 10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$ de soude garantit avec une marge confortable la stabilité de la solution pour la totalité des expériences effectuées.

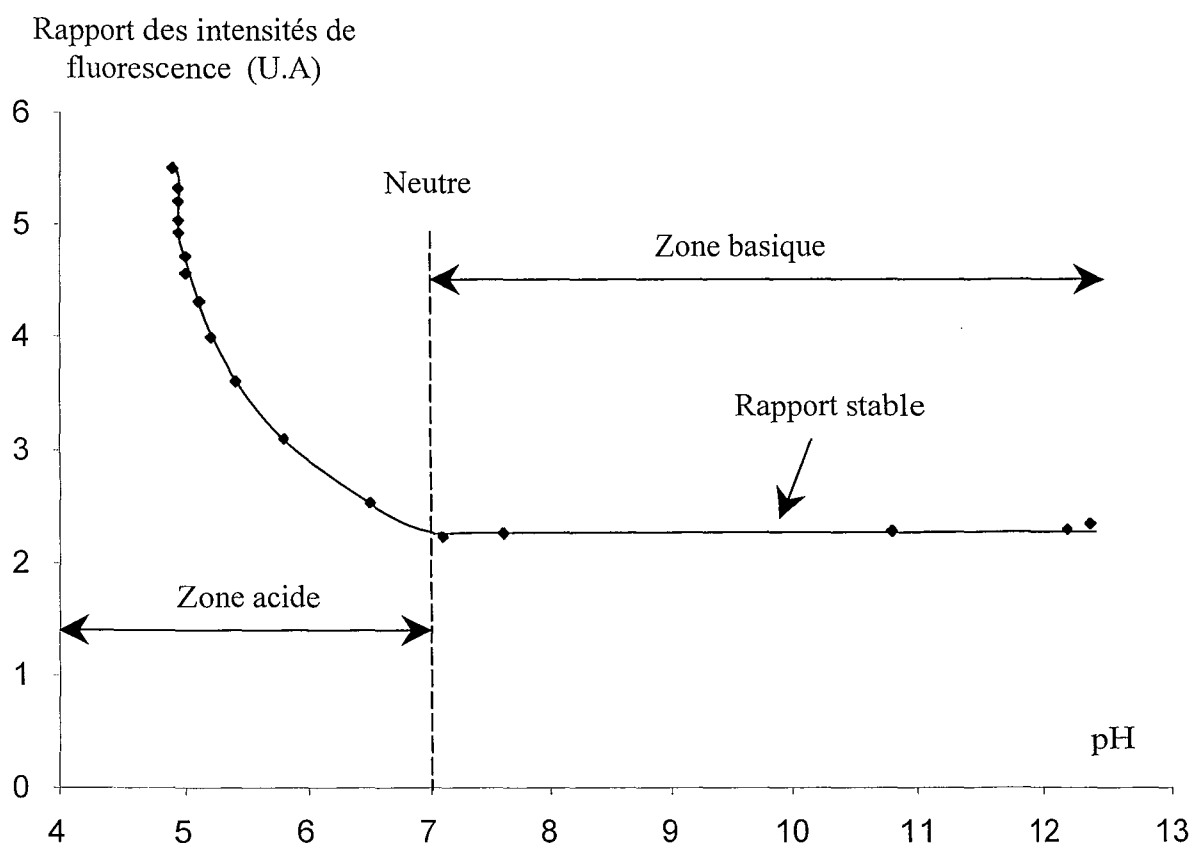


Figure III-16 : Evolution du rapport des intensités de fluorescence en fonction du pH du combustible (ensemencé en rhodamine B).

L'utilisation d'une solution basique, provoque une légère translation du spectre d'émission par rapport à celui de la solution neutre qui s'accompagne d'une modification des coefficients de sensibilité de chacune des voies. Une nouvelle expérience d'étalonnage a par conséquent été effectuée avec la solution basique. Les conditions expérimentales restent identiques, l'étalonnage se déroule dans une cuve de base rectangulaire, les chemins optiques sont réduits au minimum, et l'homogénéité en température et en concentration est assurée par un brassage continu de la solution. Les résultats présentés sur la figure III-17, révèlent une légère atténuation de la différence des coefficients de sensibilité ($\beta_1 - \beta_2$), consécutive au décalage spectral, qui s'établit désormais à 1550.

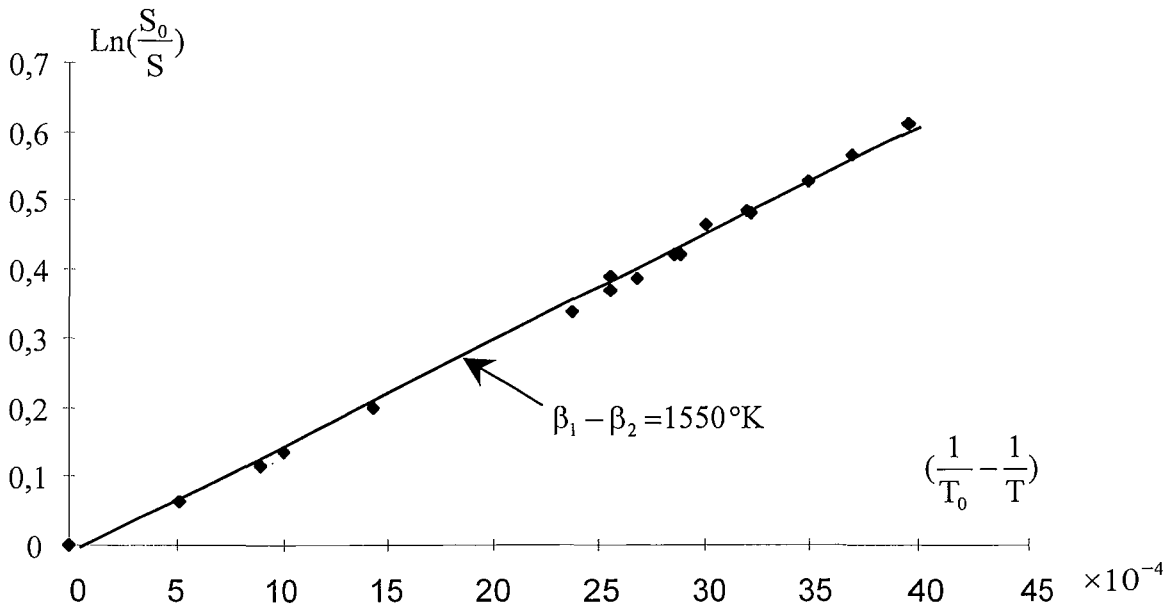


Figure III-17 : Calibration de la constante ($\beta_1 - \beta_2$) de la Rhodamine B en solution basique,
 $C_{\text{soude}} = 12.10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$

III-2-3-g Conclusion

La fluorescence induite par laser à deux couleurs possède l'avantage de fournir un signal présentant une dépendance notable à la température, de l'ordre de 2% par degré, et totalement indépendant, de la concentration en traceur utilisée pour ensemençer le combustible, de l'intensité laser incidente, et du nombre de molécules fluorescentes interceptées par le dispositif de collection. L'indépendance de cette information à la concentration du traceur fluorescent n'est garantie qu'à condition de veiller à ne pas dépasser la concentration critique de $6.10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$. Afin de ne pas dégrader la précision sur la mesure de la température (inférieure à $0,5^\circ\text{C}$), le produit, $C \times$ de la concentration par la longueur du

chemin optique doit rester inférieur à 10^{-9} mol.l⁻¹.m. Ces conditions sont facilement réalisables dans le cadre des mesures que nous avons effectuées, puisque le diamètre maximum des gouttes étudiées est de l'ordre de 230µm.

En raison de l'apparition d'une forme acide en phase liquide au cours des expériences de combustion, la fiabilité des mesures effectuées ne sera garantie que par l'utilisation d'un produit comportant une concentration initiale en base suffisamment élevée. Nous avons montré qu'une concentration initiale en soude égale à 12.10^{-3} mol.l⁻¹, apporte une stabilité suffisante au produit, pour la totalité des nos expériences en milieu réactif.

III-2-3-h Dispositif optique

Nous avons ainsi développé un dispositif optique expérimental de mesure de la température de la phase liquide par fluorescence induite par laser à deux couleurs (figure III-18). Deux faisceaux parallèles, issus d'un laser Argon ionisé fournissant un rayonnement continu à une longueur d'onde de 514,5 nm, sont focalisés par une lentille achromatique convergente (Distance focale : 310mm). Le volume d'excitation formé par l'intersection des faisceaux laser avec ce dispositif optique (N°1) couramment utilisé, constitue un ellipsoïde de dimensions 150x150x1500 µm³ (figure III-19). Ce type de montage différentiel permet de mesurer conjointement la vitesse des gouttes par vélocimétrie laser à effet Doppler. Une fibre optique couplée à un doublet de lentilles achromatiques recueille le signal de fluorescence émis par les gouttes sur un axe perpendiculaire au plan contenant les deux faisceaux laser. Le volume de collection de fluorescence ainsi créé est centré sur le volume d'excitation laser. Le volume de mesure est alors formé par l'intersection du volume d'excitation et du volume de collection ; ses dimensions sont ainsi 115x115x150 µm³ (figure III-19). Ce volume peut toutefois être considérablement réduit en modifiant à la fois les optiques de focalisation des faisceaux laser et de collection du signal. Le signal lumineux transmis par la fibre optique traverse en premier lieu un filtre holographique (Super Notch Plus, Kayser Optical) visant à supprimer l'intensité de la lumière diffusée sur les gouttes par le laser (figure III-18).

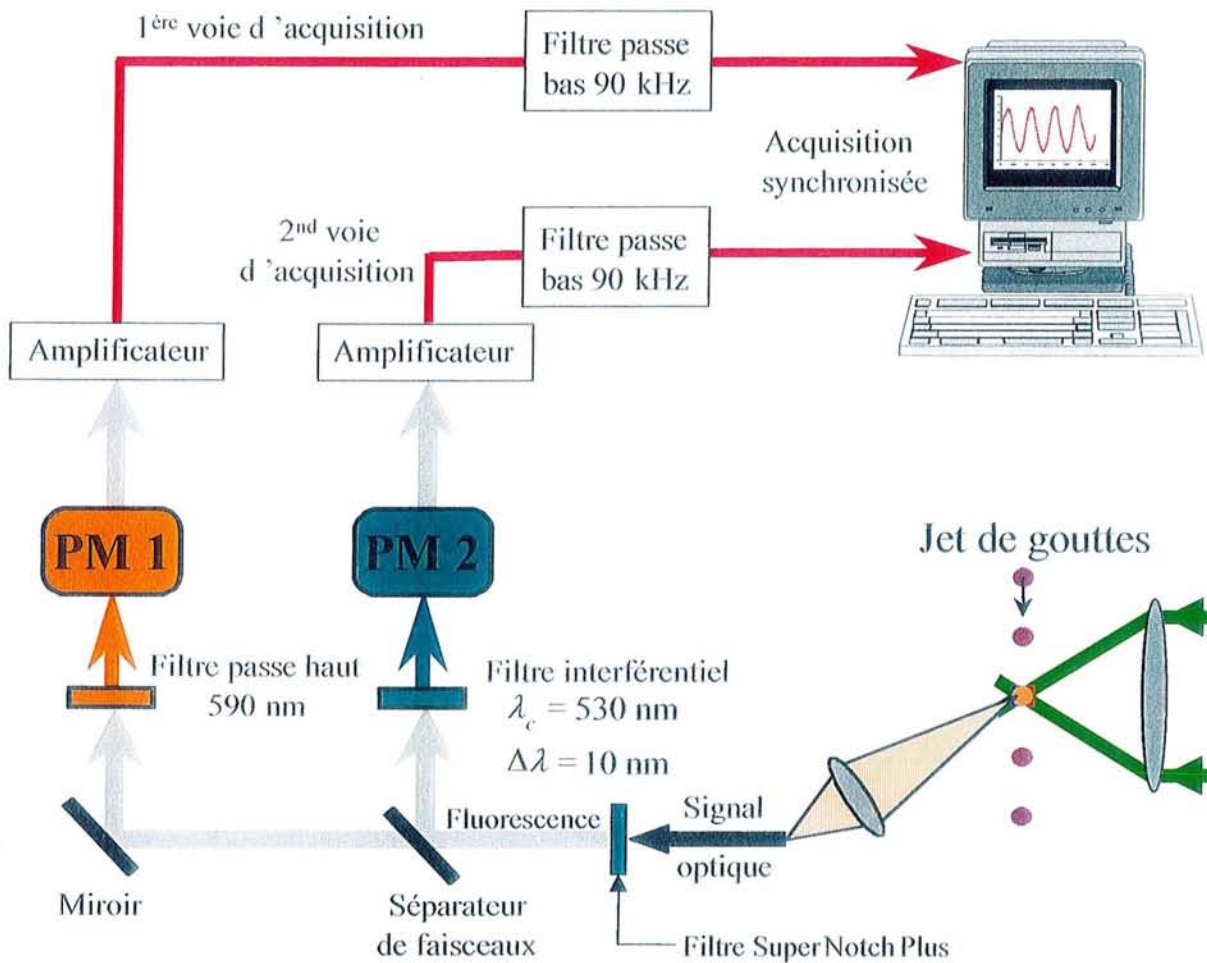


Figure III-18 : Schéma du dispositif optoélectronique utilisé pour la détermination de la température de la phase liquide par utilisation de la F.I.L à deux couleurs.

La diffusion de Mie provoquée par l'interaction des faisceaux laser avec la goutte est minimale sur l'axe de collection (perpendiculaire au plan contenant les faisceaux) mais possède une intensité suffisante, lorsqu'elle n'est pas atténuée, pour interférer avec le signal de fluorescence. Le filtre Notch est un filtre coupe bande d'une largeur de 5 nm, présentant une densité optique de 10^6 sur cette bande centrée sur la longueur d'onde $\lambda = 514,5 \text{ nm}$. En présence de ce filtre, l'intensité de diffusion atteint des niveaux non détectables par les photomultiplicateurs assurant la détection du seul signal de fluorescence.

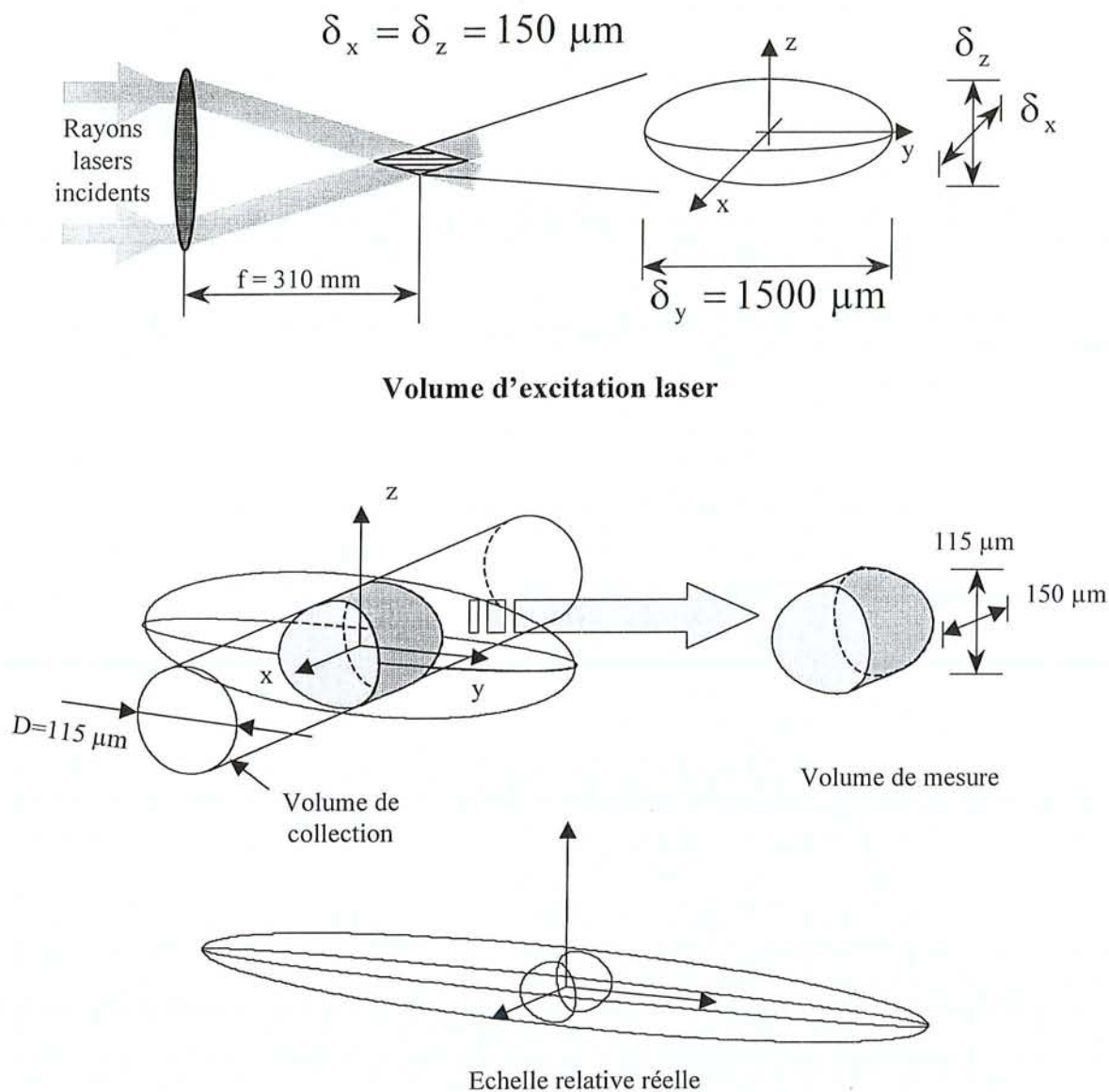


Figure III-19 : Exemple de configuration du volume de croisement des faisceaux. Grandeurs caractéristiques du volume d'excitation, du volume de collection de la fluorescence et du volume de mesure. Les volumes de mesures sont ici calculés sans considérer la déformation induite par la traversée de l'interface d'une goutte sphérique.

Le signal ainsi débarrassé de la lumière diffusée est scindé en deux parties par un séparateur de faisceaux. La première partie du signal de fluorescence traverse un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure se situe à 590 nm , puis est dirigée vers un photomultiplicateur (Hamamatsu, R2066) couplé à un amplificateur, assurant la conversion du signal lumineux en tension électrique. Les tubes photomultiplicateurs ont été sélectionnés pour leur grande sensibilité et stabilité spectrale dans la gamme d'émission de la Rhodamine B (figure III-20).

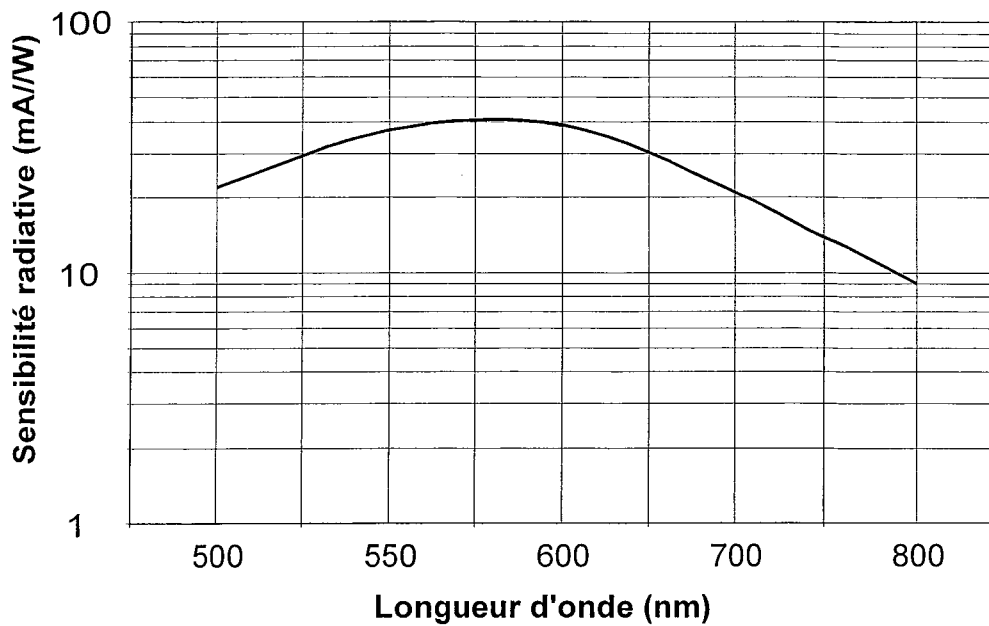


Figure III-20 : Courbe de sensibilité des photocathodes (R2066 Hamamatsu).

La seconde voie d'acquisition utilise un filtre interférentiel permettant de conserver uniquement l'intensité lumineuse de fluorescence située sur la plage de longueurs d'ondes [525 nm ; 535 nm]. Le signal optique est alors converti en tension par un tube photomultiplicateur suivi d'un amplificateur, similaire au précédent. A ce stade, les deux voies d'acquisition possèdent une fréquence de coupure de 10 MHz donnée par le système de conversion courant tension des Photomultiplicateurs. Aussi, afin d'éviter les phénomènes de repliement de fréquences, et dans le but d'extraire une information optimale du signal de fluorescence, un filtre analogique passe bas doté d'une fréquence de coupure de 90 kHz est inséré dans la chaîne de détection. La numérisation du signal électrique issu des deux voies de fluorescence est effectuée par deux cartes d'acquisitions synchronisées (DAS 1802ST Keithley) avec un décalage inférieur à 300 nanosecondes. Ces deux cartes pilotées par un logiciel d'acquisition permettent un échantillonnage simultané des signaux à la fréquence maximale de 333 kHz. La conversion analogique numérique s'effectue sur 12 bits soit 4096 niveaux.

III-3 Conclusion

Une technique de mesure optique non intrusive de la température de goutte fondée sur l'utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs a été développée. Cette technique, qui peut être couplée à la LDV, permet de mesurer conjointement à la vitesse, la

température de gouttelettes d'éthanol avec une résolution temporelle élevée et ce, indépendamment du volume de la goutte, de la concentration en traceur fluorescent et de l'intensité laser incidente. Cette technique, bien sûre applicable à la mesure de la température de gouttelettes chauffées en évaporation, peut également être employée en milieu réactif, puisque le rayonnement de la flamme n'interagit pas avec le rayonnement fluorescent. Toutefois, pour assurer la fiabilité de la technique de mesure en milieu réactif, il faut impérativement utiliser une solution possédant une basicité initiale suffisante, afin de garantir la stabilité de la loi de dépendance du rapport des intensités de fluorescence à la température.

Nous présentons dans la première partie du chapitre suivant le dispositif expérimental permettant la réalisation des différents jets monodisperses sur lesquels ont été effectuées nos mesures, ainsi que la totalité des appareils constituant le banc de mesure. La seconde partie du chapitre est consacrée à l'explication du traitement du signal adopté pour la détermination de la température moyenne des gouttes, qui sera employé pour la totalité des mesures présentées au chapitre VI.

CHAPITRE IV : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TRAITEMENT DES DONNEES

Chapitre IV : Dispositif expérimental et traitement des données

Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons le banc de mesure expérimental et le traitement du signal mis en œuvre pour déterminer la température moyenne des gouttes. Dans la première partie nous décrirons le fonctionnement de l'ensemble des appareils contribuant à la réalisation des différents types de jets monodisperses qui seront utilisés. La description du dispositif optique complet, permettant l'obtention conjointe de la température et de la vitesse des gouttes, fera alors l'objet de la seconde partie. Puis nous clôturerons le chapitre par la description du traitement du signal effectué pour permettre la détermination de la température moyenne des gouttes composant le jet monodisperse.

IV-1 Génération de jets monodisperses

La totalité des expériences sont réalisées sur des jets de gouttelettes monodisperses. Selon le type de jet souhaité, deux configurations expérimentales sont utilisées :

- l'injecteur monodisperse seul, permettant d'obtenir une périodicité du passage des gouttes à des fréquences proches des fréquences naturelles de fragmentation du jet.
- l'injecteur monodisperse couplé au déviateur électrostatique.

L'adjonction du déviateur électrostatique, offre la possibilité d'étendre les performances de l'injecteur monodisperse à des plages de fréquences bien inférieures aux fréquences naturelles du jet, mais s'avère en contrepartie plus délicat à manipuler.

IV-1-1 L'injecteur monodisperse

IV-1-1-1 Définition et particularités du jet monodisperse

Un jet de gouttes est dit monodisperse si toutes les gouttes sont émises dans une seule direction, avec en tous points du jet, la même taille, la même vitesse, et le même espacement entre les gouttes. L'avantage de ce type de jet, réside dans sa parfaite stationnarité. En effet toutes les gouttes d'un tel jet possèdent en chaque position la même histoire et par conséquent les mêmes propriétés physiques. Des moyennes très précises sur les grandeurs aérothermiques caractéristiques peuvent ainsi être effectuées. De plus l'étude de leur évolution temporelle est

ramenée à une étude de l'évolution spatiale, supprimant ainsi toutes les difficultés inhérentes au suivi de gouttes.

Conçu à l'ITLR (Institut für Thermodynamik Luft und Raumfahrt), Université de Stuttgart, le générateur de gouttes monodispersées utilisé (Berglund et Liu, 1973 ; König et al., 1986) permet de définir avec précision la taille, la vitesse et la distance entre les gouttes à la sortie de l'injecteur. Le principe de son fonctionnement est le suivant : une céramique piézo-électrique, alimentée par un générateur de fréquences, génère des vibrations qui sont transmises au liquide du corps de l'injecteur, jusqu'à son extrémité composée d'une membrane percée en son centre d'un orifice calibré. Ces vibrations induisent à la surface du jet liquide de faible diamètre une instabilité hydrodynamique de type Rayleigh. Cette instabilité s'amplifie jusqu'à la désintégration du jet en une série de gouttes. Pour des fréquences de désintégration bien spécifiques, situées autour de la fréquence naturelle de désintégration du jet, ces gouttes forment un jet monodisperse (figure IV-1). Cette plage de fréquence permet d'obtenir des jets monodisperses possédant des paramètres de distances, $C=L/D_g$, situés entre 2 et 6, où L est la distance entre les gouttes (de centre à centre, figure IV-1) et D_g le diamètre des gouttes.

La figure IV-1 présente la désintégration d'un jet d'éthanol obtenu avec un orifice de diamètre $D=100\mu\text{m}$.

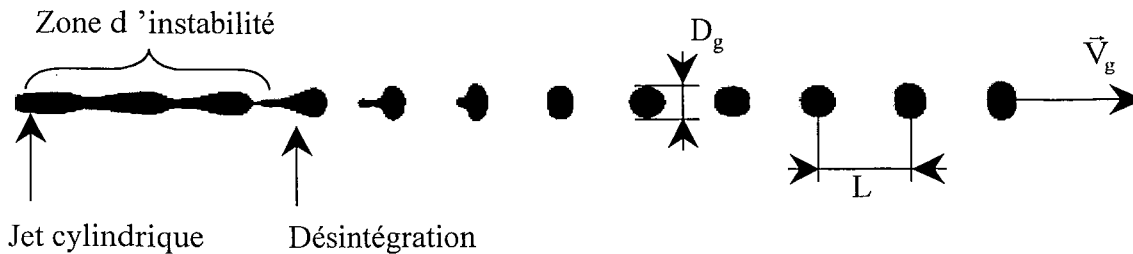


Figure IV-1 : Désintégration d'un jet liquide en gouttes monodispersées.

Selon l'importance des effets de la tension superficielle devant les forces d'inerties, caractérisée par le nombre de Weber, $We = \frac{\rho.R.V^2}{\sigma}$, la distance (en fait le temps) nécessaire à la formation de gouttes sphériques varie notablement. Ainsi, pour un orifice d'un diamètre de $100\mu\text{m}$ cette distance avoisine les 20 mm, alors qu'il faut moins de 10 mm pour obtenir des gouttes sphériques avec un orifice de $50\mu\text{m}$.

IV-1-1-2 Caractéristiques du jet de gouttes monodisperse

La détermination des différents paramètres permettant de caractériser le jet de gouttes monodisperse (figure IV-2) est obtenue par la connaissance du débit (Q) de liquide injecté, de la fréquence (f) de la céramique piézo-électrique, et du diamètre (D) de la membrane.

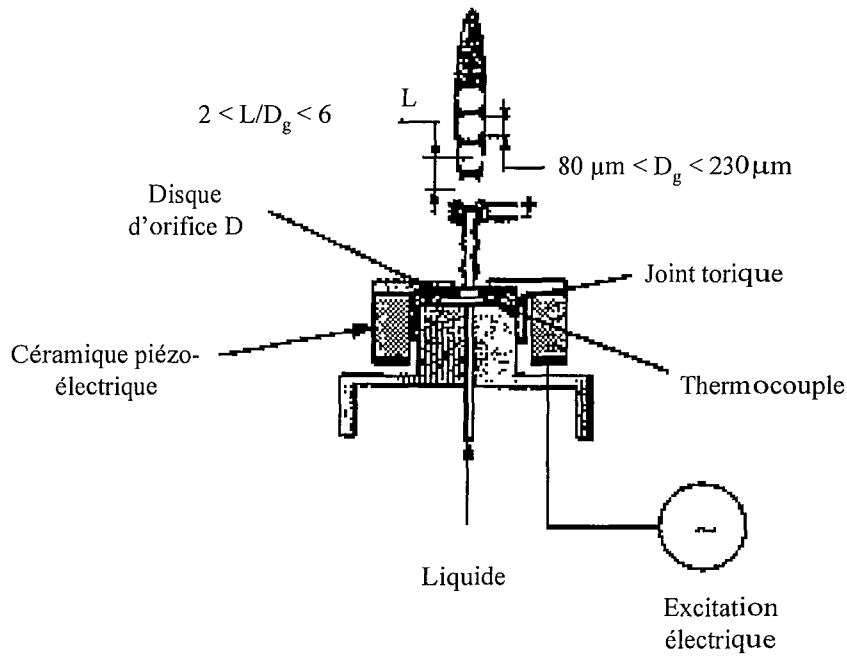


Figure IV-2 : Schéma du générateur de goutte

L'équation de conservation de la masse permet d'obtenir le diamètre (D_g) des gouttes, en fonction du débit Q. Soit :

$$Q = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{D_g}{2} \right)^3 f \quad (\text{IV-1})$$

où f est la fréquence de la céramique piézo-électrique,

Ainsi :

$$D_g = \sqrt[3]{\frac{6Q}{\pi f}} \quad (\text{IV-2})$$

La distance entre les gouttes est obtenue par la conservation de la fréquence de passage des gouttes, et la connaissance de leur vitesse, mesurée par vélocimétrie laser à effet Doppler.

$$L = \frac{V_g}{f} \quad (\text{IV-5})$$

La fréquence d'excitation de la céramique doit être choisie dans une plage définie par la théorie de Rayleigh (1878). Il existe une longueur d'onde optimale pour laquelle la désintégration du jet est la plus efficace :

$$\lambda_{\text{opt}} \cong 4,51 D \quad (\text{IV-6})$$

Le diamètre des gouttes associé à la longueur d'onde optimale est alors :

$$D_g = 1,9D \quad (\text{IV-7})$$

La fréquence optimale correspondante s'obtient selon :

$$f_{\text{opt}} \cong 0,198 \frac{V_{\text{inj}}}{D} \quad (\text{IV-8})$$

Le paramètre de distance donné par $C=L/D_g$ est alors de l'ordre de 2,5. L'intensité de la vibration induite par la céramique piézo-électrique permet d'obtenir des jets monodisperses sur une plage de valeurs située autour de cette fréquence naturelle. Le paramètre de distance entre les gouttes peut-être ajusté sur des valeurs allant de 2 à 6. Pour réaliser des jets possédant des paramètres de distance supérieurs à 6, il est alors nécessaire d'utiliser le déviateur électrostatique.

IV-1-2 Le déviateur électrostatique

Le déviateur électrostatique a pour objectif d'accroître notablement le paramètre de distance du jet initialement formé par l'injecteur monodisperse. Ce dispositif offre l'avantage de modifier le paramètre de distance C tout en gardant les autres paramètres initiaux (vitesse et diamètre initial des gouttes) constants.

IV-1-2-1 Principe de fonctionnement

Le déviateur placé à la sortie de l'injecteur est composé de deux parties :

- La première partie sert à charger les gouttes qui doivent être éliminées du jet. Pour cela l'anneau de charge (d'un diamètre de 600 μm) placé à la limite de cassure du jet (figure IV-3) émet de manière synchrone avec le passage des gouttes, des impulsions électriques positives dont l'amplitude réglable, s'échelonne sur des gammes de tensions allant de 15 à 300 Volts. L'injecteur entièrement conducteur étant relié à la masse, la conductivité électrique du ligament liquide dont l'extrémité se situe au niveau de l'anneau de charge provoque sous l'effet de la mise en tension de l'anneau de charge un déplacement des électrons qui viennent s'accumuler sur l'extrémité du film liquide. Un champ électrique apparaît entre l'extrémité du ligament liquide relié à la masse et l'anneau de charge possédant un potentiel positif. Lors de

la rupture du ligament liquide la goutte formée emporte alors avec elle les charges négatives piégées dans le volume liquide.

- La seconde partie du déviateur comporte deux plaques conductrices parallèles d'une hauteur de 25 mm encadrant le jet. Celle de droite est portée à un potentiel négatif réglable de 0 à -5 kVolts, celle de gauche, possédant le récupérateur de gouttes, est connectée à la masse. Les gouttes chargées négativement sont alors déviées par le champ électrique créé entre les deux plaques. L'ajustement de la tension de l'anneau de charge et de la tension du champ électrique permet ensuite de faire passer les gouttes chargées dans le récupérateur. Les gouttes ne possédant pas de charges électriques conservent une trajectoire parfaitement rectiligne, et forment ainsi le nouveau jet de gouttes monodisperse possédant un paramètre de distance démultiplié.

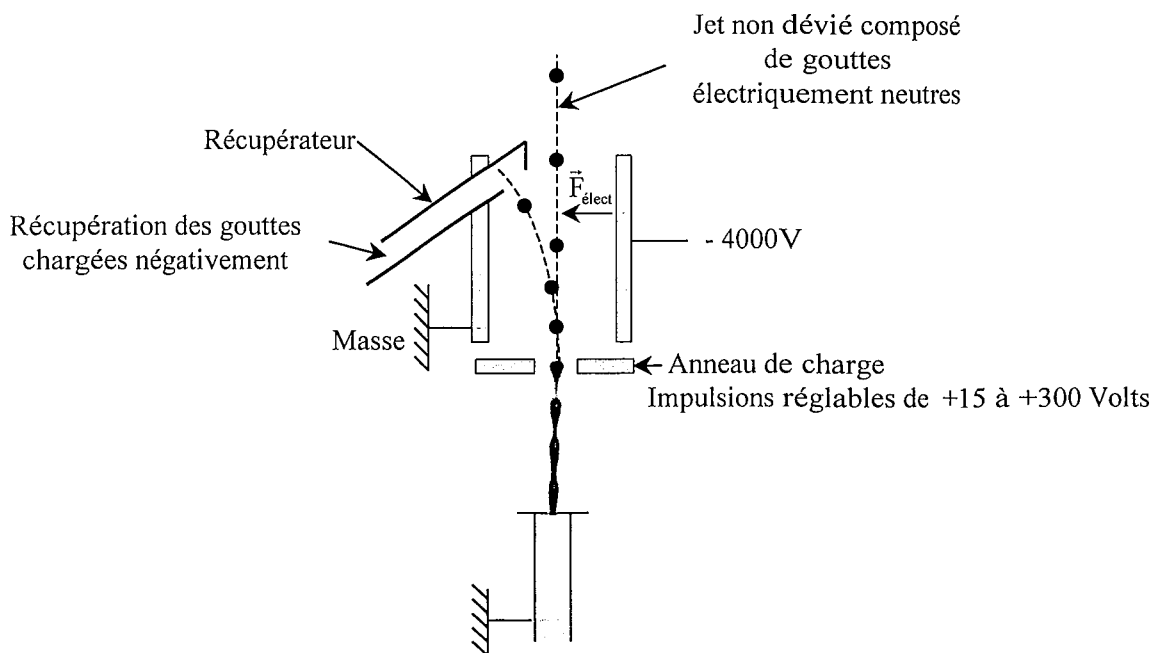


Figure IV-3 : Principe de fonctionnement du déviateur électrostatique

IV-1-2-2 Fonctionnement

Pour contrôler la déviation des gouttes, les impulsions électriques apportées à l'anneau de charge sont commandées par un diviseur de fréquence (figure IV-4). Pour assurer l'émission synchrone de l'impulsion électrique avec le passage de la goutte, le diviseur est alimenté par le signal appliqué à la céramique piézo-électrique de l'injecteur dont la fréquence

régie la cadence de passage des gouttes. Couplé à un réglage du déphasage entre le signal de la céramique piézo-électrique et celui de l'anneau de charge ce dispositif permet de dévier, 1 goutte sur 2, 2 gouttes sur 3, ..., jusqu'à 63 gouttes sur 64. Le paramètre de distance entre les gouttes peut alors être multiplié par des facteurs allant de 2 à 64.

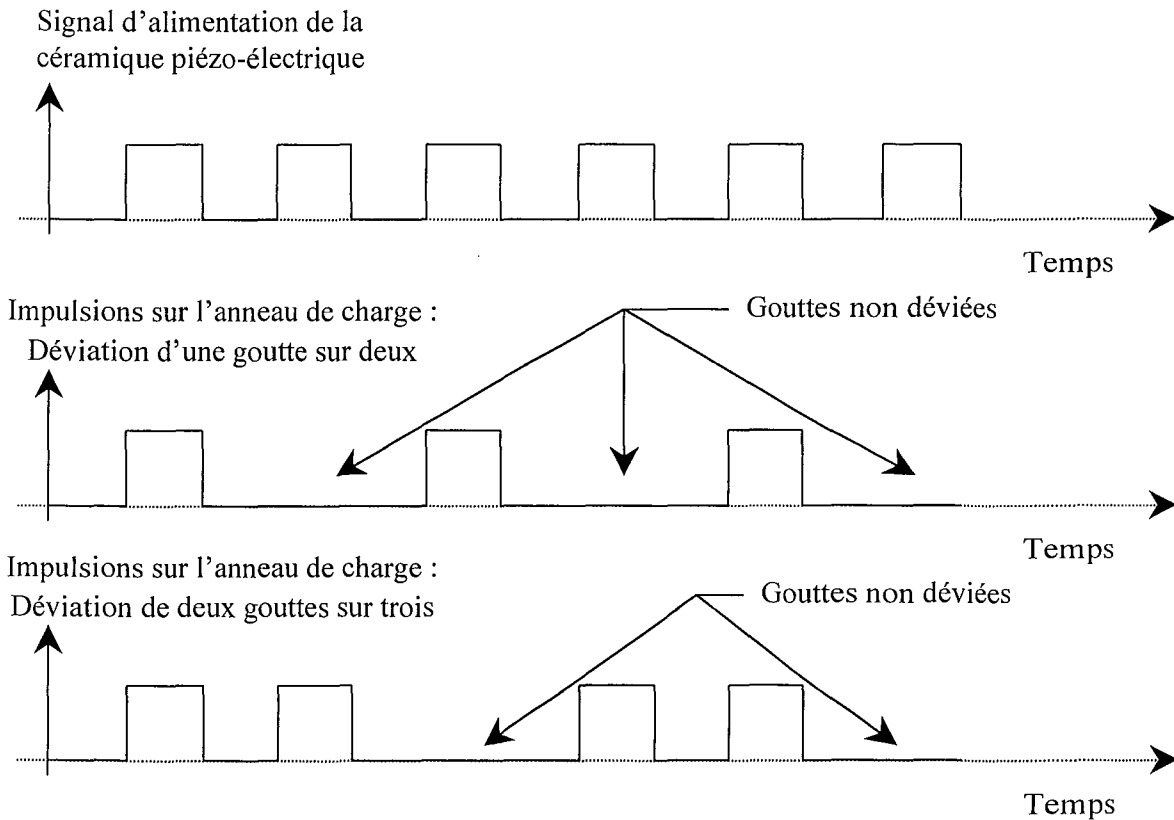


Figure IV-4 : Procédé de synchronisation des impulsions de l'anneau de charge sur la fréquence de la céramique piézo-électrique.

IV-1-3 L'allumeur

La combustion est initiée par un solénoïde chauffé fortement par effet Joule (figure IV-5). Le jet de gouttes en passant à l'intérieur de la spire, d'un diamètre intérieur de 3mm et d'une hauteur de 5mm, reçoit un important flux de chaleur qui provoque l'allumage du mélange air-vapeur, et l'inflammation du jet. La tension aux bornes de la spire nécessaire à l'allumage est de l'ordre de 6 Volts, le courant associé de 8 Ampères. Ces valeurs sont données à titre indicatif, la puissance nécessaire à l'allumage du jet variant très fortement avec les conditions d'injection, notamment avec la température d'injection et le paramètre de distance.

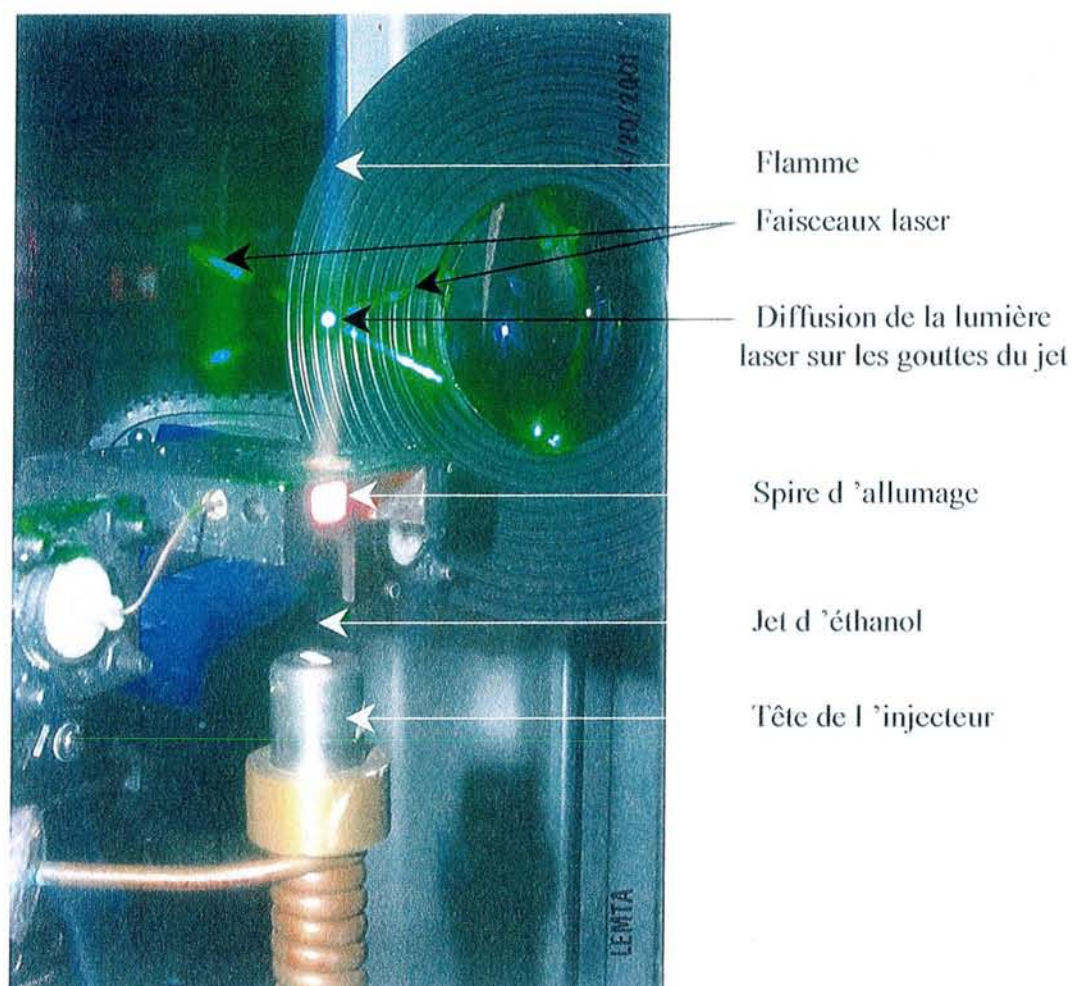


Figure IV-5 : Dispositif d'allumage du jet.

IV-1-4 Dispositif d'injection

La pression d'injection de l'éthanol est maintenue constante tout au long de l'expérience à l'aide d'un réservoir d'air de grande capacité (figure IV-6). Afin d'éviter une obstruction de la membrane située à la sortie de l'injecteur, un filtre à particules d'une porosité de $10\mu\text{m}$ est placé en amont de l'injecteur. Un serpentin en cuivre entourant le corps de l'injecteur parcouru par un écoulement d'eau de température régulée par un bain thermostatique assure la mise en température du combustible aux conditions d'injection souhaitées. La température d'injection de l'éthanol, juste avant sa sortie de la membrane, est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé à l'extrémité du corps de l'injecteur.

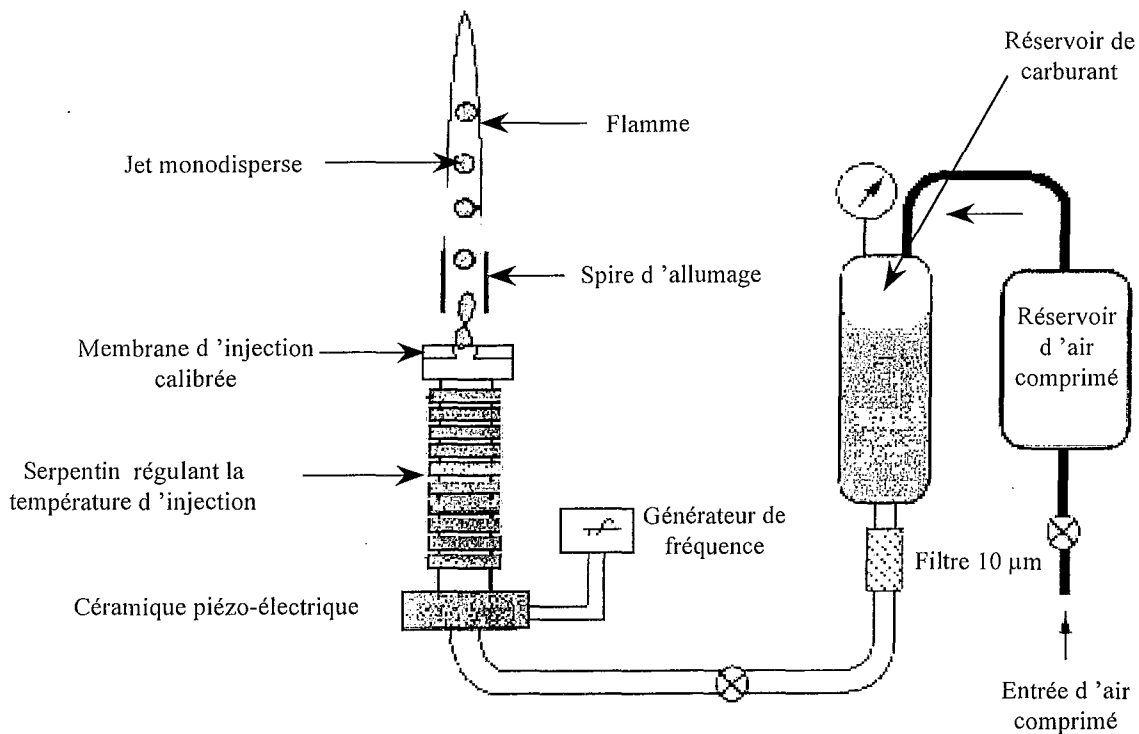


Figure IV-6 : Dispositif d'injection.

IV-1-5 Dispositif de déplacement

Afin de faciliter les réglages et de garantir une superposition constante du volume de collection sur le volume d'excitation, le système optique est fixe. L'ajustement du volume de mesure en différents points du jet nécessite donc le déplacement de l'injecteur. Ce déplacement est assuré par des molettes micrométriques sur les axes X et Z, et par une commande pas à pas sur l'axe Y d'une résolution de 12 µm (figure IV-7). En raison de la grande sensibilité du procédé de cassure du jet aux vibrations extérieures, l'ensemble du dispositif d'injection ainsi que les optiques de mesures sont placés sur une table d'optique en nid d'abeille, posée sur un ensemble de pieds actifs à amortissements pneumatiques.

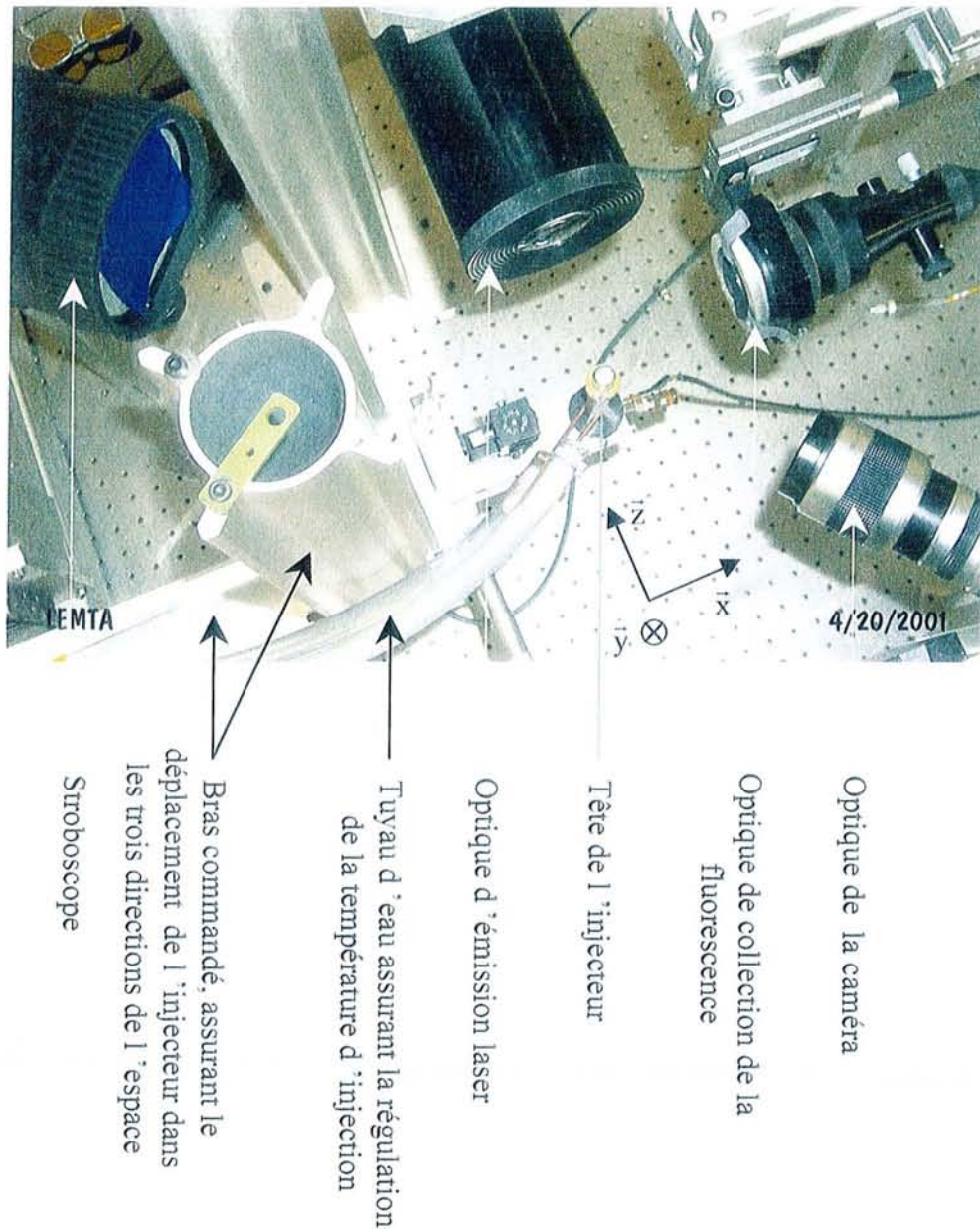


Figure IV-7 : Banc de mesure

IV-2 Dispositif optique

Au dispositif optique présenté au chapitre III vient s'ajouter la chaîne de vélocimétrie laser (figure IV-8). Le signal Doppler recueilli en diffusion avant, traverse une lame dichroïque afin d'éliminer l'intensité de fluorescence et de ne conserver que les longueurs d'ondes proches de la longueur d'onde du laser. Un photomultiplicateur assure la conversion photoélectrique du signal qui est alors transmis à un BSA (Burst Spectrum Analyser, Dantec,

Enhanced), réalisant une transformée de Fourier rapide, afin de déterminer la fréquence Doppler permettant la détermination de la vitesse des gouttes.

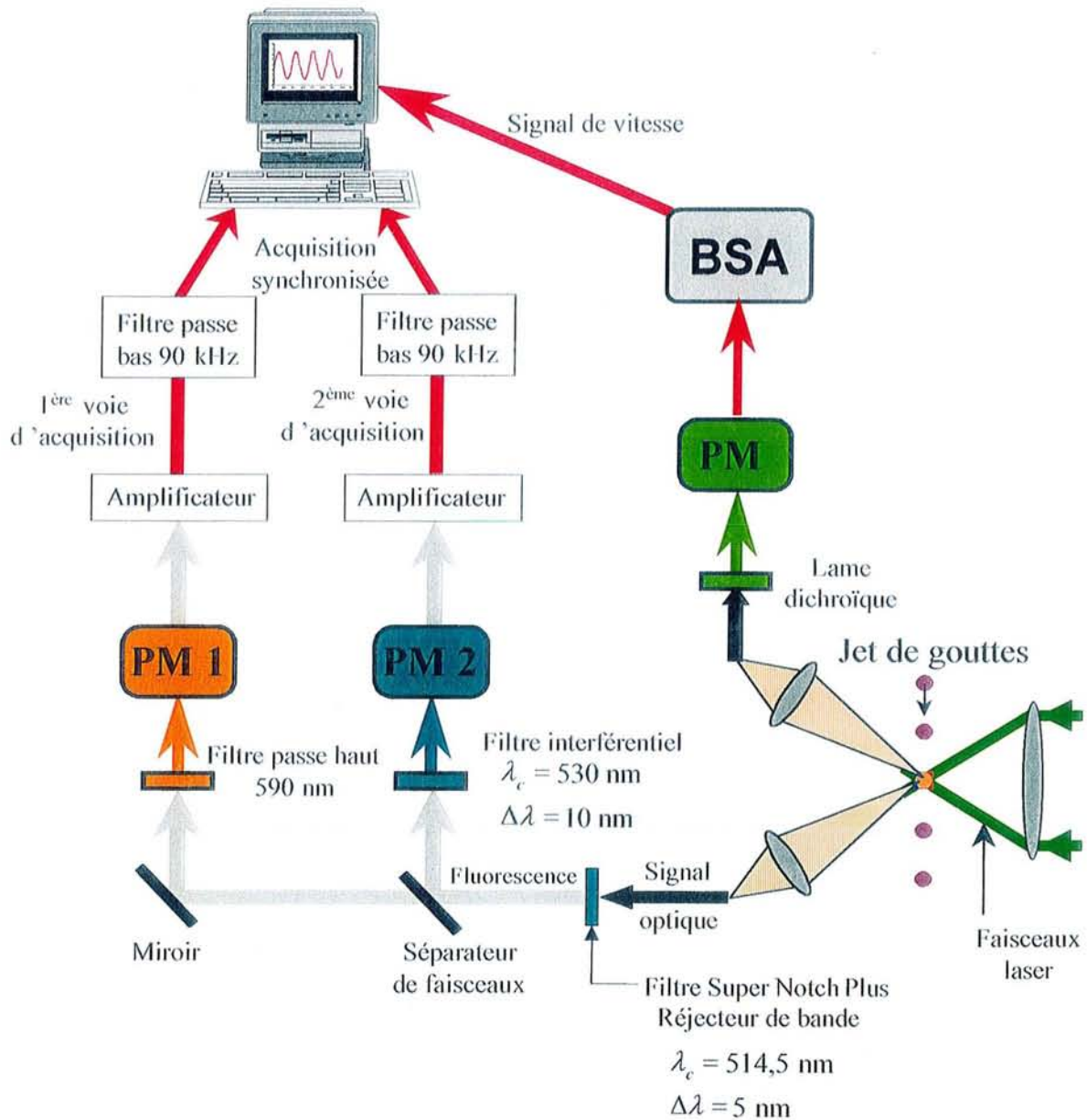


Figure IV-8 : Dispositif optique

Deux dispositifs optiques sont utilisés, le premier nommé système optique 1, présenté en fin du chapitre III crée un volume de mesure dont les dimensions avant la déformation générée par l'interface de la goutte sont $115 \times 115 \times 150 \mu\text{m}$. Ce dispositif sert à la détermination de la température moyenne de la goutte. La signification précise du terme 'de température moyenne' sera fournie au chapitre V.

• *Système optique 2*

Ce second système est spécialement conçu pour la mesure de la distribution interne de la température dans la goutte. L'utilisation d'une lentille de collection de distance focale égale à 90mm permet de générer un diamètre de collection au foyer objet de $68\ \mu\text{m}$. De la même manière la modification de l'optique d'émission laser contribue à réduire de manière considérable le volume de mesure. L'adjonction d'un élargisseur de faisceaux possédant un facteur de grossissement de 1,9 et le remplacement de la lentille frontale d'une distance focale de 310 mm par une lentille d'une distance focale de 80 mm, permettent de créer un volume d'excitation de dimensions $20 \times 20 \times 90\ \mu\text{m}^3$ (figure IV-9). Le volume de mesure ainsi généré sans prendre en compte la déformation induite par la goutte a pour dimensions $20 \times 20 \times 68\ \mu\text{m}^3$.

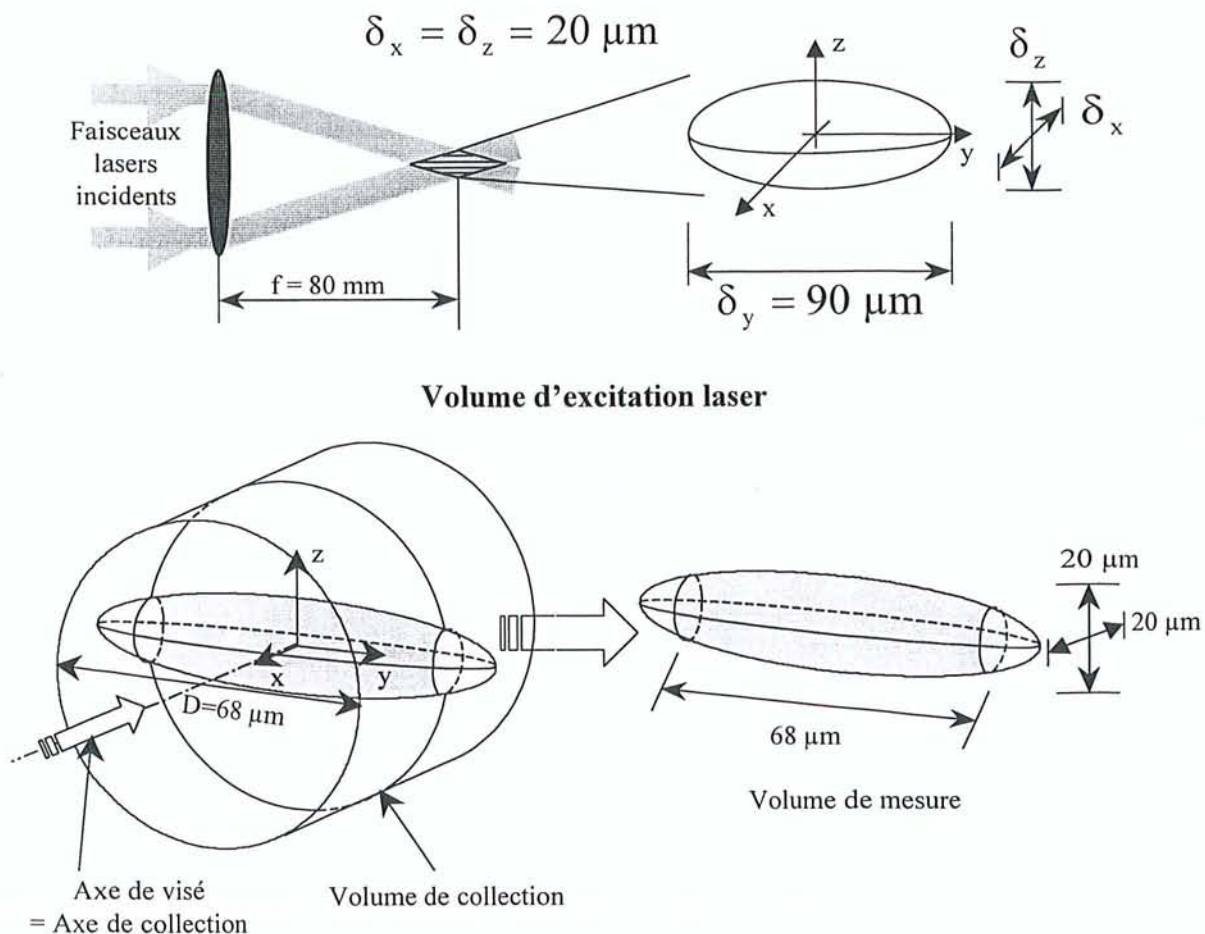


Figure IV-9 : Grandeurs caractéristiques du volume d'excitation, du volume de collection et volume de mesure, pour le système optique à volume de mesure réduit (Optique 2).

IV-3 Traitement du signal et détermination de la température moyenne des gouttes

Cette partie présente le processus de traitement du signal aboutissant à la détermination de la température moyenne des gouttes passant en une position donnée du jet, caractérisée par sa distance au point d'injection. Les mesures sont réalisées avec le système optique présentant un volume de mesure de l'ordre de la taille de la goutte (Dispositif optique 1, figure III-19). Le processus de traitement mis en œuvre pour la détermination des variations de la température au sein de la goutte à partir du système optique 2 n'est abordé qu'au chapitre V en raison de sa spécificité.

IV-3-1 Choix du filtre analogique

Les variations d'intensités du signal de fluorescence se caractérisent par des variations du nombre de photons collectés en un temps donné, par les photomultiplicateurs. Le processus d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs couvre toutes les gammes de fréquences et obéit à une statistique de Poisson. Par conséquent, la tension électrique résultant de la conversion photoélectrique de l'ensemble de la chaîne (Gaskey et al., 1990) restitue toutes les gammes de fréquences contenues dans la bande passante des appareils. La fréquence de coupure de cet ensemble se situant à 10 MHz un filtrage analogique précédent l'échantillonnage à 333 kHz du signal effectué par les cartes d'acquisition se révèle indispensable. La fréquence de coupure du filtre analogique passe-bas, doit être judicieusement choisie. En effet, une fréquence trop élevée laisse un bruit important rendant difficile la détection des gouttes et à l'inverse, un filtrage trop sévère provoque des distorsions considérables sur le signal (figure IV-10) qui dénaturent alors l'évolution temporelle de la fluorescence lors du passage de la goutte dans le volume de détection. Un filtre analogique passe-bas d'une fréquence de coupure de 90 kHz semble offrir un bon compromis, cette fréquence est suffisamment basse pour éviter tout phénomène de repliement de fréquence que pourrait générer l'échantillonnage à 333 kHz (Vérification du théorème de Shannon : fréquence de coupure inférieure à la moitié de la fréquence d'échantillonnage), et offre de plus, un filtrage conséquent du bruit. Elle est en outre suffisamment élevée pour laisser passer les premières harmoniques du signal. En effet, la fréquence de passage des gouttes étant toujours inférieure à 20 kHz, les quatre premières harmoniques ne sont jamais modifiées. Ce filtre sera ainsi utilisé pour réaliser toutes les mesures sur la température moyenne des gouttes.

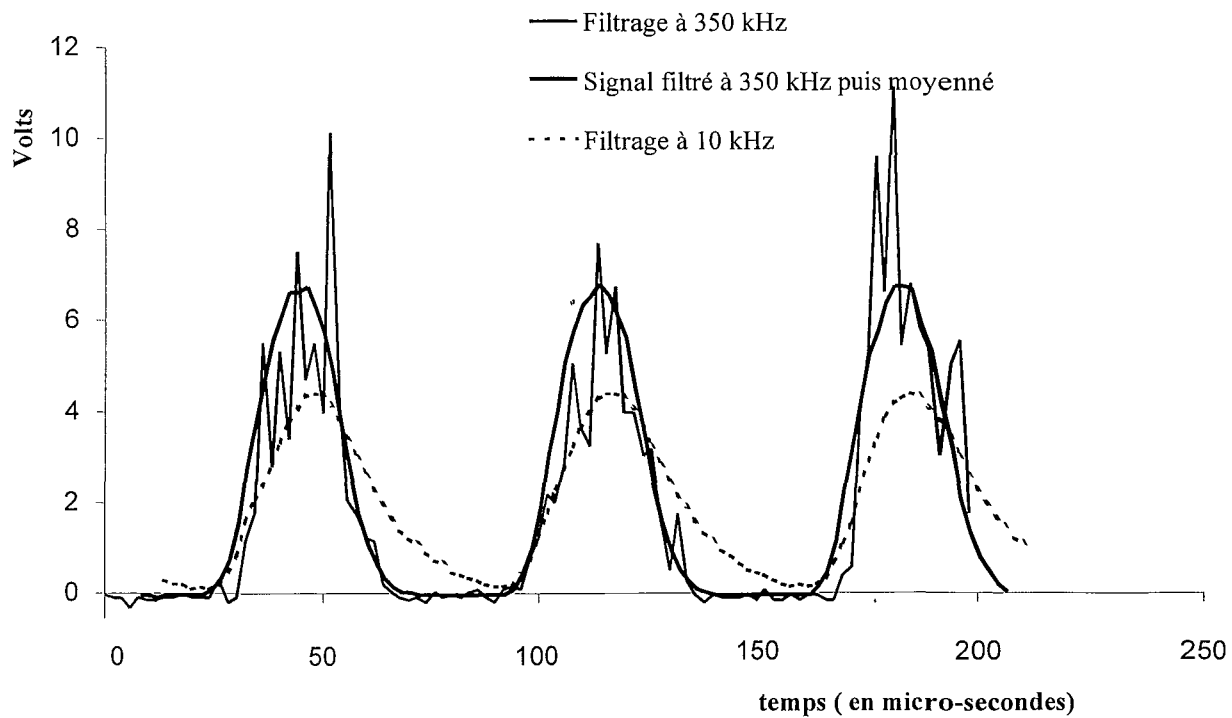


Figure IV-10 : Exemple d'influence du filtrage analogique sur le signal de fluorescence lors du passage des gouttes. L'acquisition est ici réalisée par un oscilloscope à 700 kHz.

IV-3-2 Détermination de la température moyenne des gouttes

IV-3-2-1 Prise de référence

La température T de la goutte est donnée selon l'équation III-27 à partir du rapport des intensités de fluorescence et des conditions de références, selon :

$$T = \left(\frac{1}{\beta_1 - \beta_2} \ln \left(\frac{R_f(T)}{R_f(T_0)} \right) + \frac{1}{T_0} \right)^{-1} \quad (\text{IV-9})$$

où $R_f(T_0)$ est le rapport des intensités de fluorescences à la température T_0 et $(\beta_1 - \beta_2)$ la différence des coefficients de sensibilité à la température de chacune des voies d'acquisition, mesurée une fois pour toute par une expérience d'étalonnage. La mesure de ce rapport s'effectue à la sortie de l'injecteur sur la partie non fragmentée (de forme cylindrique) d'un jet injecté à la température ambiante ; la température de la nappe liquide est alors supposée égale à celle donnée par le thermocouple placé dans le corps de l'injecteur.

IV-3-2-2 Détermination du rapport des intensités de fluorescence sur le passage d'une goutte

Lorsque les mesures de température sur le jet de gouttes sont effectuées à des distances au point d'injection de l'éthanol suffisamment élevées, les grosses structures du milieu ambiant interagissent avec le jet et engendrent un passage aléatoire des gouttes dans le volume de mesure. Afin de pouvoir analyser les données recueillies dans de telles situations le signal est divisé en blocs élémentaires d'une durée réglable choisie selon la stabilité du jet pour contenir entre une et cinq gouttes. La synchronisation des deux cartes permet une acquisition des signaux avec un déphasage négligeable entre les deux voies, de l'ordre de 300 nanosecondes. Afin de rejeter les acquisitions comportant un niveau de fluorescence trop faible un premier test s'appuie sur la valeur moyenne du signal. Tant que celle-ci n'est pas supérieure à un certain seuil l'acquisition est réitérée sans être analysée. Cette condition offre l'avantage de ne pas prendre en compte les gouttes ne faisant qu'effleurer le volume de mesure, pour lesquelles le rapport signal sur bruit est trop faible. Lorsque le niveau du signal de fluorescence est suffisant, (cas des gouttes traversant correctement le volume de mesure) l'intégrale du signal sur des durées correspondant au temps de passage des gouttes est réalisée sur chacune des voies. Le rapport des signaux intégrés sur chacune des voies $R_{fi} = \frac{A_{i1}}{A_{i2}}$ est ainsi déterminé (figure IV-11). Lorsqu'un nombre suffisant de blocs est validé, le rapport moyen $R_f = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m R_{fi}$ peut être obtenu avec une précision inférieure à 1%. L'équation IV-9 permet alors d'obtenir la température des gouttes au point de mesure considéré.

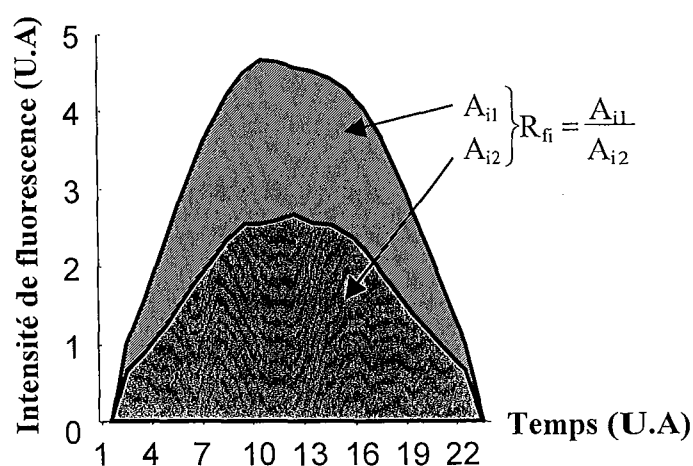


Figure IV-11 : Détermination du rapport des intensités de fluorescence lors du passage des gouttes.

IV-4 Incertitudes et précision de la technique

- Diamètre des gouttes

La détermination du diamètre des gouttes se fait à partir de la mesure du débit de combustible à la sortie de l'injecteur et de la détermination de la fréquence de passage des gouttes (équation IV-2), c'est-à-dire la fréquence appliquée à la céramique piézo-électrique. Cette fréquence étant connue au hertz près, la totalité de l'incertitude est attribuable à la précision de la mesure de débit, évaluée à 5%. L'incertitude sur la détermination du diamètre des gouttes est alors de 1,7%.

- Vitesse des gouttes

La vitesse des gouttes est donnée par le BSA (Burst Spectrum Analyser), dont la précision est de 0,5 % sur la gamme de vitesses étudiée, soit environ, sur une gamme de [0, 10 m/s], une incertitude de 5cm/s.

- Température relative : $T-T_0$

Le rapport moyen de fluorescence est calculé avec un nombre de rapports élémentaires suffisants pour obtenir une convergence de la moyenne correspondant à une dispersion de la température inférieure à 0,2°C. La non linéarité de la chaîne d'acquisition mesurée inférieure à 0,5% crée une dispersion sur le rapport des intensités de fluorescence qui induit une incertitude supplémentaire de 0,25 °C. Les variations de température entre les différents points du jet sont donc déterminées, lorsque les écarts de températures sont faibles, avec une incertitude inférieure à 0,5°C, qui représente le bruit intrinsèque à la mesure.

Pour des écarts de température plus importants, l'incertitude sur les variations de température se trouve accrue de l'incertitude sur la valeur du coefficient ($\beta_1 - \beta_2$) nécessaire à la conversion du rapport des intensités de fluorescence en température. Considérant une détermination du coefficient ($\beta_1 - \beta_2$) avec une précision de 2%, l'équation IV-9 nous permet de calculer l'incertitude ΔT sur la température relative $T-T_0$ selon :

$$\Delta T = 0,025 \cdot |T - T_0| \quad (\text{IV-10})$$

En additionnant ces incertitudes, l'erreur sur l'écart entre la température de référence et la température mesurée est donnée par :

$$\Delta T = 0,45 + 0,025 \cdot |T - T_0| \quad (\text{IV-11})$$

En considérant les conditions les plus désavantageuses : $T-T_0 = 40^\circ\text{C}$

On obtient $\Delta T = 1,4^{\circ}\text{C}$

- Température absolue

La température absolue souffre de l'incertitude supplémentaire induite par la détermination des conditions de références : T_0 et R_0 , qui sont respectivement la température et le rapport de fluorescence associé. L'imprécision sur la détermination de ces conditions génère une incertitude supplémentaire de 1°C . L'incertitude sur la température absolue s'exprime ainsi selon :

$$\Delta T = 1,45 + 0,025 \cdot |T - T_0| \quad (\text{IV-12})$$

Soit une erreur de $2,45^{\circ}\text{C}$ dans le cas le plus défavorable.

IV-5 Conclusion

Le dispositif expérimental présenté apporte ainsi la possibilité de créer une grande variété de jets monodisperses en simple évaporation ou en combustion. La stationnarité de ces différents types de jets offre ainsi la possibilité d'obtenir les caractéristiques dynamiques et thermiques du jet avec une grande précision. Par cette technique de mesure optique non intrusive la température des gouttes est déterminée avec une résolution de l'ordre du degré. La réalisation de ces mesures en différents points d'un même jet fournit alors le champ de vitesse et le champ de température du jet. La mesure parallèle de la vitesse avec une résolution inférieure à 5 centimètres par seconde permet alors de remonter avec une grande précision à l'évolution temporelle de la température des gouttes. Ce suivi temporel de la goutte apporte des informations indispensables à l'analyse des transferts de chaleur et de masse s'opérant sur la goutte. Les résultats obtenus par cette technique sont présentés et analysés au chapitre VI.

La volonté de connaître avec une plus grande précision la signification du terme de 'température moyenne' lorsque la goutte possède une répartition non uniforme de sa température, nous a conduit à l'élaboration d'un modèle numérique (chapitre V) permettant le calcul de la répartition de l'intensité de fluorescence dans la goutte. Ce modèle a pour premier objectif de mieux comprendre le poids mathématique accordé aux différentes zones du volume de la goutte pour la détermination de la température moyenne. Les données fournies par ce modèle révèlent de plus la possibilité de détecter des variations de la température de la goutte, lorsque le volume de mesure atteint des dimensions suffisamment petites devant celles de la goutte. Le couplage de ces mesures à un algorithme d'inversion basé sur le modèle

numérique accroît alors la précision des mesures brutes. La fin du chapitre présente ainsi quelques expériences test, et les résultats prometteurs obtenus par cette technique.

**CHAPITRE V : MESURE DE LA DISTRIBUTION
DE TEMPERATURE AU SEIN DE LA GOUTTE**

Chapitre V : Mesure de la distribution de température au sein de la goutte

Introduction

La nécessité de caractériser les phénomènes de diffusion thermique au sein de la goutte nous a amené à développer une technique de mesure locale de la température, susceptible d'apporter une information précise sur la distribution de la température dans la goutte.

Les transferts thermiques mis en jeu dans les gouttes jouent un rôle capital sur l'évolution de l'écoulement diphasique. En effet, la nature du modèle de conduction utilisé pour modéliser les échanges thermiques s'opérant dans la goutte modifie notablement la cinétique d'évaporation et par voie de conséquence toute l'évolution de la réaction de combustion. La définition d'un modèle de conduction adapté se révèle donc primordiale pour la modélisation de l'écoulement diphasique. Quatre modèles d'évaporation sont classiquement utilisés (Abramzon et Sirignano, 1987 ; Abramzon et Sirignano, 1989 ; Prakash et Sirignano, 1978 ; Prakash et Sirignano, 1980), la pertinence de chacun d'eux dépendant des configurations expérimentales employées et du degré de complexité que l'on souhaite introduire.

- Le modèle en D^2 :

Dans ce modèle la température de la goutte est supposée constante et uniforme au cours du temps. Toute la chaleur absorbée par la goutte sert à la vaporisation du fluide. L'utilisation de ce modèle conduit à une décroissance linéaire au cours du temps du carré du diamètre de la goutte, justifiant ainsi son appellation :

$$D_g^2 = D_{g0}^2 - C_e \cdot t \quad (V-1)$$

où D_{g0} est le diamètre de la goutte au temps $t=0$, et C_e une constante d'évaporation.

- Le modèle de conduction infinie :

Ce second modèle, suppose la conduction de la chaleur au sein de la goutte infiniment plus rapide que les variations de la température de surface, la température de la goutte reste alors uniforme mais varie avec le temps.

- Les modèles de conduction limitée et effective.

Dans ces modèles, le profil de température de la goutte n'est pas uniforme et varie avec le temps. Pour le modèle de conduction limitée, la conduction est contrôlée par la conductivité thermique de la phase liquide. Afin de prendre en compte l'accentuation des échanges de chaleur induits par la présence de vortex contrarotatifs au cœur de la goutte, le second modèle choisit lui, une valeur de conductivité supérieure à celle du fluide appelée conductivité effective (Johns et Beckmann, 1966). Cette conduction effective se calcule selon :

$$\lambda_{\text{eff}} = \chi \cdot \lambda \quad (\text{V-2})$$

où λ est la conductivité thermique du liquide, et χ un coefficient multiplicatif dépendant du nombre de Péclet :

$$\chi = 1,86 + 0,86 \times \tanh\left(2,225 \times \log_{10}\left(\frac{Pe_l}{30}\right)\right) \quad (\text{V-3})$$

où $Pe_l = Re_l Pr_l$, Re_l et Pr_l étant respectivement le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl du liquide. Le nombre de Péclet dépend ainsi des propriétés de la phase liquide, du diamètre de la goutte et de la vitesse maximale du liquide à la surface de la goutte (Johns et Beckmann, 1966). Le paramètre χ varie ainsi de 1, lorsque le nombre de Péclet tend vers zéro, à 2,72 lorsque la convection domine les échanges de chaleur (cas des grosses gouttes, $Pe_l > 100$).

Ce dernier modèle illustre bien la variété des échanges thermiques s'opérant dans les gouttes, en fonction de leur taille et des propriétés physiques de la phase liquide. La réalisation de mesures permettant l'étude de la diffusion de la chaleur au sein de la goutte, apporte ainsi des données essentielles à la compréhension des mécanismes d'échange.

Dans ce chapitre, nous présentons une extension de la technique de fluorescence à deux couleurs permettant d'accéder à la variation spatiale de température dans la goutte. Les propriétés de périodicité et de stationnarité du jet seront mises à profit pour accroître la précision de la mesure, et le couplage à un modèle de calcul de l'intensité locale de fluorescence par des considérations d'optique géométrique permettra d'affiner la résolution spatiale de la technique. L'objectif est en effet d'atteindre des échelles suffisamment petites devant le diamètre de la goutte pour mieux comprendre les phénomènes de couplage entre la convection et la conduction, qui gouvernent les transferts de chaleur au sein de la goutte.

La première partie du chapitre présente le modèle mis au point pour le calcul de la répartition de l'intensité d'excitation laser et de l'émission de fluorescence dans la goutte. La seconde couple les mesures effectuées au modèle numérique afin d'obtenir, à partir d'un algorithme d'inversion, le profil de température dans la goutte. Enfin, la troisième partie présente les résultats obtenus ; d'abord dans des configurations test permettant d'évaluer l'incertitude des mesures, puis sur les gouttes en échauffement d'un jet en combustion afin d'observer la diffusion de la chaleur dans la goutte.

V-1 Modèle de l'émission fluorescente dans une goutte sphérique

Ce modèle cherche à prédire la répartition de l'intensité de fluorescence dans une goutte sphérique soumise au rayonnement laser généré par les deux faisceaux croisés provenant de l'optique de vélocimétrie laser. La goutte se comporte comme un dioptré sphérique vis à vis de l'émission laser et de la fluorescence. La déviation de l'axe des faisceaux lors de la traversée de l'interface est alors calculée selon les lois de Descartes pour la réfraction. L'évolution de l'intensité d'un faisceau laser à répartition d'énergie Gaussienne réfracté par une interface sphérique (H.Kogelnik et T.Li., 1966) sera ensuite déterminée pour connaître l'intensité laser en tous points de la goutte. Les réflexions partielles des faisceaux sur les différentes interfaces gaz-liquide ainsi que les interférences induites par la cohérence des faisceaux laser ne seront pas prises en compte par le modèle. L'intensité de fluorescence locale en chaque point de la goutte est alors considérée comme proportionnelle à l'intensité laser. Les lois de l'optique géométrique permettent ensuite de déduire l'intensité globale de fluorescence recueillie par le collecteur (voir annexe VI).

V-1-1 Paramètres constituant le modèle d'émission fluorescente

Afin de pouvoir estimer l'influence des différents paramètres qui régissent l'intensité de fluorescence collectée, l'émission de fluorescence de chaque élément de volume de la goutte situé dans le champ de vision du dispositif optique de collection est évaluée (figure V-1). L'intégration de la contribution des différents éléments de volume détermine alors l'intensité de fluorescence recueillie par la voie d'acquisition. Dans toute la modélisation, l'intensité locale de fluorescence est proportionnelle à l'intensité d'excitation laser. Pour le calcul des intensités globales recueillies par le collecteur, l'absorption du signal laser (annexe IV) et du signal de fluorescence (annexe I) le long des différents chemins optiques sont prises en compte.

- *Détermination de l'intensité laser*

L'obtention de l'intensité de fluorescence d'un élément de volume nécessite en premier lieu la connaissance de l'intensité d'excitation fournie par les faisceaux laser en ce point. La détermination de cette intensité d'excitation passe d'abord par la prise en compte du caractère Gaussien de la répartition d'intensité du faisceau laser (Han et al., 1983) en fonction de la distance à son axe de symétrie (annexe III). Il faut ensuite tenir compte de la focalisation des faisceaux laser induite par la sphéricité de l'interface liquide-gaz, et de la réfraction de leur axe de symétrie lorsque ceux-ci n'arrivent pas perpendiculairement à la surface de la goutte (annexe II). Il est également nécessaire de déterminer l'atténuation de l'intensité du laser consécutive à l'absorption de Beer-Lambert du rayonnement par le traceur fluorescent le long du chemin optique (figure V-1).

- *Détermination de l'intensité de fluorescence*

Le rayonnement fluorescent émis par le point M, proportionnel à l'intensité d'excitation, subit aussi une atténuation sur le chemin optique retour menant au détecteur, entre le point M et le point de sortie de la goutte (figure V-1). Cette absorption provoquée par le chevauchement des spectres d'absorption et d'émission de la Rhodamine B, dépend de la bande spectrale de détection. L'intégration des intensités locales de fluorescence de chaque élément de volume situé dans le champ du dispositif optique de collection, permet alors de déterminer l'intensité de fluorescence globale collectée. Le volume de mesure, c'est-à-dire le volume de la goutte dans lequel la fluorescence est détectée, est alors formé par l'intersection du volume excité par les deux faisceaux laser avec le volume collecté par le détecteur (figure III-19 et IV-9, lorsque la déformation induite par la sphéricité de l'interface n'est pas prise en compte).

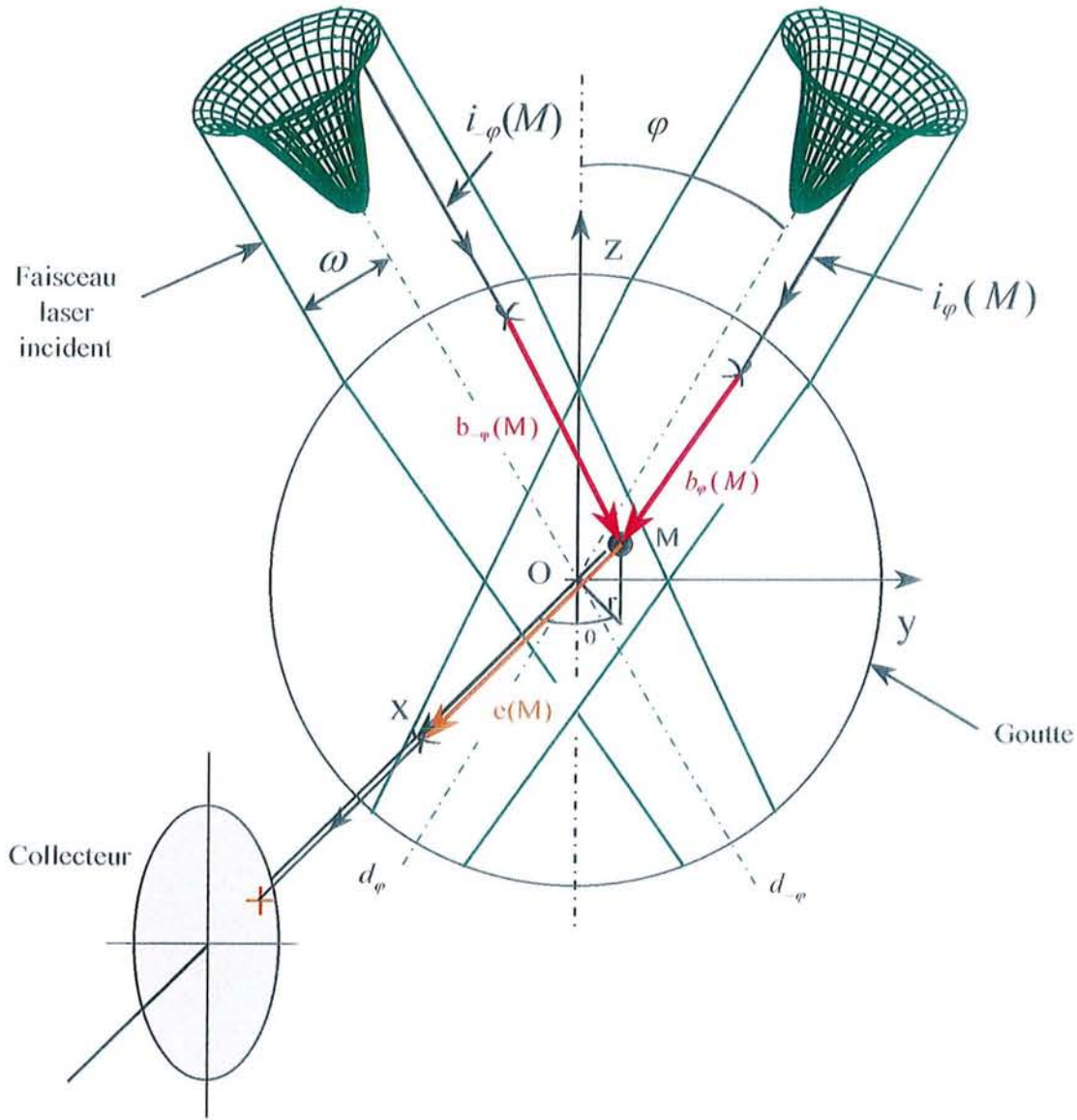


Figure V-1 : Modélisation du signal de fluorescence.

V-1-2 Modélisation de l'émission de fluorescence

Soit $d\Omega(M)$ un élément de volume de la goutte centré en M. Cet élément de volume contient une concentration C de traceur fluorescent, et reçoit une excitation laser d'intensité locale $i(M)$. L'intensité fluorescente émise, proportionnelle à l'intensité d'excitation locale $i(M)$ et à la concentration moléculaire C de traceur fluorescent, suit la loi (Lemoine, 1996-b) :

$$i_{\text{fluo}} = i(M)\varepsilon_i\eta C(M)d\Omega(M) \quad (\text{V-4})$$

où ε_i est le coefficient d'absorption moléculaire du traceur fluorescent et η le rendement quantique de fluorescence. L'émission fluorescente de l'élément de volume $d\Omega$, centré en M est isotrope ; seule la fraction située dans l'angle solide du récepteur est récupérée. L'intensité

fluorescente collectée est ensuite convertie par la chaîne optique. Soit K_{opt} une constante relative à la chaîne optique de détection. Soit $e(M)$ le chemin optique principal parcouru par le rayonnement fluorescent au travers de la goutte pour arriver au collecteur, et ε_f le coefficient d'absorption du signal de fluorescence. En supposant la concentration dans la goutte constante, l'intensité de fluorescence au bout de la chaîne d'acquisition issue de cet élément de volume est donnée par :

$$i_{collecté}(M) = K_{opt}.i(M).\varepsilon_1.\eta.C.e^{-C\varepsilon_f e(M)}d\Omega(M) \quad (V-5)$$

L'intensité globale reçue par le récepteur est donc :

$$I_{fluo} = \int_{M \in V_c} K_{opt}.i(M).\varepsilon_1.\eta.C.e^{-C\varepsilon_f e(M)}.d\Omega(M) \quad (V-6)$$

Avec V_c le volume de collection des photons de fluorescence ou volume de mesure.

La modélisation du rendement quantique de fluorescence η , en fonction de la température T aboutit à (voir équation III-17) :

$$\varepsilon_1.\eta = K_{spec}.e^{\beta/T} \quad (V-7)$$

où K_{spec} et β sont des constantes ne dépendant que de la spectroscopie de la molécule dans le solvant.

Le calcul de l'intensité locale d'excitation $i(M)$, nécessaire à la détermination de l'intensité de fluorescence collectée (équation V-6) s'effectue selon les étapes suivantes :

V-1-2-1 Modélisation de la répartition spatiale d'intensité d'un faisceau laser.

Soit I l'intensité globale du laser, d'axe Oz . L'intensité du rayon laser est une gaussienne centrée sur l'axe de révolution du rayon (Han et al., 1983) (figure V-2).

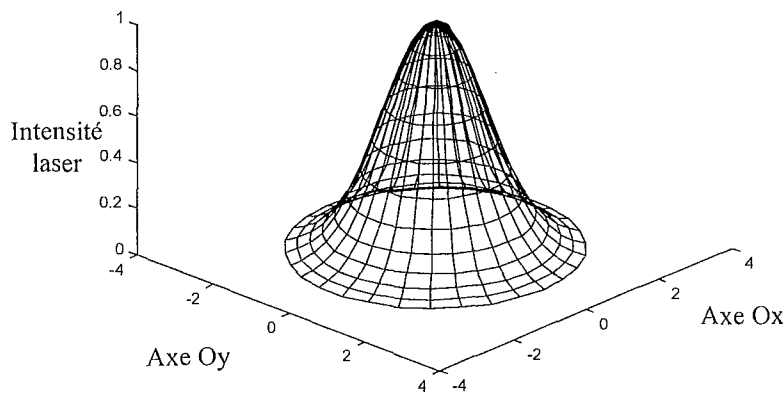


Figure V-2 : Répartition spatiale d'intensité d'un faisceau laser.

En utilisant les coordonnées cylindriques, la répartition spatiale d'intensité du faisceau laser est de la forme :

$$i(r, \theta) = K e^{-(r/R)^2 / 2} \quad (V-8)$$

où K et R sont des constantes à déterminer. Le rayon du faisceau laser ω est défini comme la distance à l'axe du laser pour laquelle l'intensité acquière la valeur $i_{\max}/e^2$; où $i_{\max}$ est l'intensité maximale du faisceau (en $r=0$). Cette définition permet à partir de l'équation V-8, d'obtenir la valeur de R, soit : $R=\omega/2$. L'intensité d'un faisceau laser de rayon ω , est donc de la forme :

$$i(r, \theta) = K e^{-(2r/\omega)^2 / 2} \quad (\text{en } W.m^{-2}) \quad (V-9)$$

où r est la distance à l'axe du faisceau.

L'intensité globale du faisceau traversant un disque de rayon R est alors :

$$P(R) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^R K.r.e^{-2(r/\omega)^2} dr.d\theta \quad (\text{en Watts}) \quad (V-10)$$

$$\text{soit} \quad P(R) = \frac{\omega^2}{4} . 2\pi.K.(1 - e^{-2(R/\omega)^2}) \quad (\text{en Watts}) \quad (V-11)$$

Quand R tend vers l'infini, $P(R)$ tend vers $2\pi.K.\frac{\omega^2}{4}$, ce qui représente la puissance globale P du faisceau, et permet de déduire la constante K. Pour $R=\omega$, $P(\omega) = 0,86 \times P$. Le disque de rayon ω est donc traversé par 86% de la puissance totale du faisceau.

Finalement l'intensité locale d'un faisceau laser de puissance P et de rayon ω est donnée par :

$$i(r) = \frac{2.P}{\pi.\omega^2} . e^{-2(\frac{r}{\omega})^2} \quad (\text{en } W.m^{-2}) \quad (V-12)$$

Le dispositif optique générant le volume d'excitation laser est créé par l'intersection de deux faisceaux laser (chapitre IV). Par conséquent, l'intensité d'excitation en un point M de la goutte s'obtient par sommation des contributions de chaque faisceau en ce point. Les phénomènes d'interférences provoqués par la cohérence spatio-temporelle des faisceaux n'étant pas pris en compte.

V-1-2-2 Calcul de l'intensité d'excitation

Le calcul de l'intensité reçue par un point M de la goutte dépend de la position de ce point par rapport à l'axe du faisceau laser et du chemin optique parcouru dans la goutte pour arriver au point M. L'atténuation du faisceau incident étant donnée par la loi de Beer-Lambert

et sa convergence par H. Kogelnik et T.Li (1966). Soit d_φ l'axe de symétrie du faisceau laser d'angle φ avec l'axe Oz (figure V-1). $d(M, d_\varphi)$ la distance du point M à la droite d_φ , l'intensité au point M est alors :

$$i(M) = i_\varphi(d(M, d_\varphi))e^{-\varepsilon_1 C b_\varphi(M)} + i_{-\varphi}(d(M, d_{-\varphi}))e^{-\varepsilon_1 C b_{-\varphi}(M)} \quad (V-13)$$

où $b_\varphi(M)$ est le chemin optique parcouru par le laser (d'angle $+\varphi$) dans la goutte pour arriver au point M et $b_{-\varphi}(M)$ celui parcouru par le deuxième laser (angle $-\varphi$). De même, i_φ et $i_{-\varphi}$ sont les distributions d'intensités données par l'équation (V-12) des faisceaux laser d'angle respectif $+\varphi$ et $-\varphi$ avec l'axe Oz ; ainsi

$$i(M) = \frac{2.P}{\pi} \left[\frac{e^{-2\left(\frac{d(M, d_\varphi)}{\omega_\varphi}\right)^2 - \varepsilon_1 . C . b_\varphi(M)}}{\omega_\varphi^2} + \frac{e^{-2\left(\frac{d(M, d_{-\varphi})}{\omega_{-\varphi}}\right)^2 - \varepsilon_1 . C . b_{-\varphi}(M)}}{\omega_{-\varphi}^2} \right] \quad (V-14)$$

où P est la puissance de chaque faisceau laser et, ω_φ et $\omega_{-\varphi}$ sont respectivement les rayons des faisceaux laser d'angle $+\varphi$ et d'angle $-\varphi$ avec l'axe Oz. En raison de la convergence des faisceaux induite par la traversée de l'interface sphérique, les rayons ω_φ et $\omega_{-\varphi}$ dépendent de la position du point M ; ce calcul fait l'objet du paragraphe V-1-3.

V-1-2-3 Calcul de l'intensité de fluorescence

En supposant la concentration constante, l'intensité globale de fluorescence collectée (équation V-6 et V-7) devient :

$$I_{\text{fluo}} = K_{\text{opt}} . K_{\text{spec}} . C . \int_{M \in V_c} i(M) . e^{-C . \varepsilon_f . \varepsilon(M)} . e^{\beta/T(M)} . d\Omega(M) \quad (V-15)$$

avec pour $i(M)$ l'expression donnée par l'équation V-14.

L'intensité de fluorescence émise par chacune des voies de fluorescence en fonction de la position relative de la goutte par rapport au volume d'excitation et au volume de collection, s'obtient à partir de l'expression V-15. Le passage d'une voie de fluorescence à l'autre ne nécessitant qu'une modification du coefficient de sensibilité à la température β , du coefficient d'absorption de la fluorescence ε_f , et du produit $K_{\text{opt}} . K_{\text{spec}}$ ajusté à partir d'une référence expérimentale.

L'évaluation numérique de l'expression V-15 passe par la détermination de quelques données géométriques telles que, la position des axes des faisceaux après leur traversée de l'interface, et les différentes distances utilisées dans l'expression V-14, mais aussi par la connaissance du rayon des faisceaux laser en fonction du chemin optique parcouru dans la goutte. Afin de ne pas alourdir inutilement cette partie, les calculs de géométrie spatiale sont reportés en annexe. Le calcul de la réfraction d'un faisceau laser à travers le dioptré sphérique formé par la goutte fait l'objet du paragraphe suivant.

V-1-3 Réfraction d'un faisceau laser

H.Kolgelnik et T.Li (1966) utilisent les matrices de transfert d'un système optique afin de déterminer les caractéristiques d'un faisceau de lumière cohérente traversant ce système.

Le système optique en question est ici la goutte d'éthanol d'indice n , considérée comme un dioptré sphérique. Ce calcul s'établit pour des rayons para-axiaux.

V-1-3-1 Matrice de transfert d'un dioptré sphérique

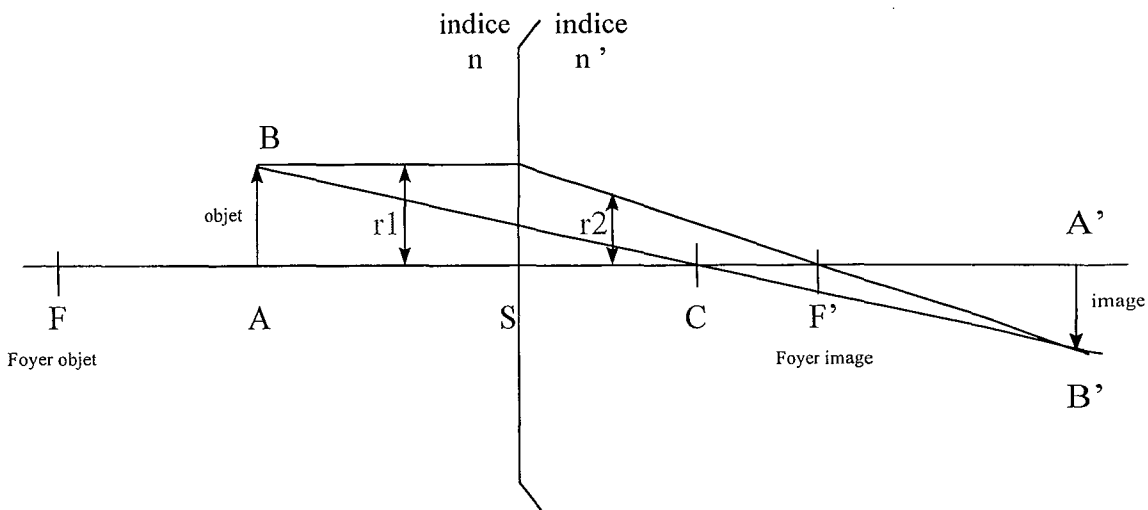


Figure V-3 : Parcours des rayons lumineux à travers un dioptré sphérique

L'image A' du point A par le dioptré sphérique vérifie :

$$\frac{n'}{SA'} - \frac{n}{SA} = \frac{n'-n}{SC} = V \quad (\text{V-16})$$

où V est la vergence du dioptré sphérique. Avec $SC = R$, rayon de la goutte assimilable à une lentille boule. Les foyers F et F' vérifient :

$$\frac{n'}{SF'} = V = -\frac{n}{SF} \quad (V-17)$$

Par définition, la matrice de passage du dioptré sphérique est du type :

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_1 \\ r_1' \end{bmatrix}, \text{ avec } A, B, C, D \text{ les coefficients caractérisant le dioptré sphérique.}$$

où $\begin{cases} r_1 : \text{La hauteur du rayon incident} \\ r_1' : \text{La pente du rayon incident} \end{cases}$ et $\begin{cases} r_2 : \text{La hauteur du rayon sortant} \\ r_2' : \text{La pente du rayon sortant} \end{cases}$ (figure V-3).

La matrice de transfert permet ainsi de déterminer la pente et la distance à l'axe optique d'un rayon, juste après sa traversée de l'interface, en fonction de sa pente et de sa distance à l'axe optique juste avant son entrée dans l'interface. Les coefficients de la matrice de passage du dioptré sphérique s'obtiennent aisément, en considérant par exemple les trajectoires respectives, d'un rayon incident parallèle à l'axe optique, et d'un rayon provenant du foyer objet.

- Détermination de A,B,C,D

La traversée de l'interface n'induit pas de changement sur la hauteur du rayon, ainsi $r_1 = r_2$ d'où $A = 1$ et $B = 0$. Considérons un rayon arrivant parallèle à l'axe de révolution du système optique, soit $r_1' = 0$, il passe alors par F' ainsi $r_2' = -\frac{r_1}{SF'} = C \cdot r_1 + D \cdot \underbrace{r_1'}_0$. D'où

$C = \frac{-1}{SF'} = \frac{n - n'}{n'R}$. De même, un rayon provenant de F ressort parallèle à l'axe. Ainsi avec

$r_1' = \frac{r_1}{f}$, $r_2' = 0$. Soit $0 = C \cdot r_1 + D \cdot \frac{r_1}{f}$, d'où $D = -C \cdot f$

$$D = -C|SF| = -C \cdot \frac{n}{V} = -C \cdot \frac{R \cdot n}{n' - n} = \frac{n}{n'}$$

La matrice de passage d'un dioptré sphérique de rayon R s'écrit ainsi :

$$DS = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n - n'}{n'R} & \frac{n}{n'} \end{bmatrix} \quad (V-18)$$

V-1-3-2 Matrice de transfert d'un milieu homogène

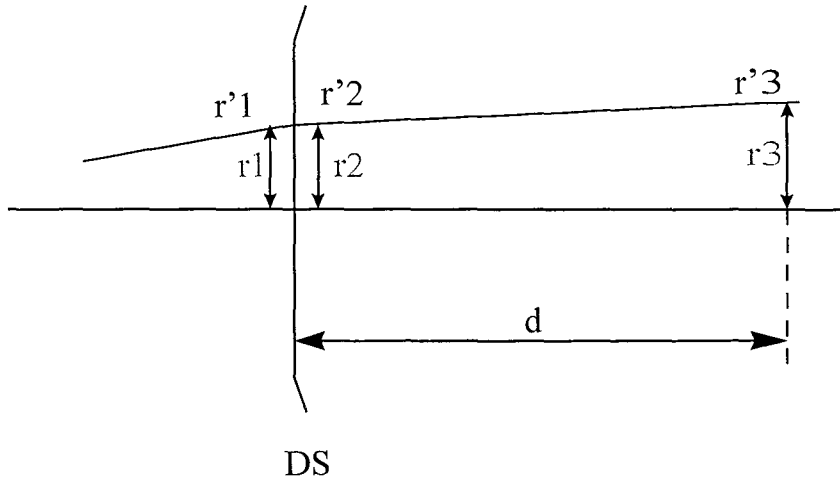


Figure V-4 : Propagation d'un rayon lumineux en milieu homogène

La matrice de passage permettant d'avancer d'une distance d , dans un milieu homogène (figure V-4) est :

$$\begin{bmatrix} r_3 \\ r'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} \quad (\text{V-19})$$

V-1-3-3 Matrice de transfert du système global

Afin de ramener les notations au cas particulier de la goutte d'éthanol dans l'air, l'indice n correspondant à l'air est pris égal à 1, et l'indice n' correspondant à l'éthanol est désormais appelé n .

Par combinaison des deux systèmes précédents, la matrice de passage de l'entrée du dioptr sphérique à une distance z en aval du dioptr est alors :

$$T = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{nR} & \frac{1}{n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + z \cdot \frac{1-n}{nR} & \frac{z}{n} \\ \frac{1-n}{nR} & \frac{1}{n} \end{bmatrix} \quad (\text{V-20})$$

Cette matrice de passage permet (H.Kogelnik et T.Li., 1966) de déterminer l'évolution des caractéristiques du faisceau laser lorsqu'il se situe à une distance z en aval du dioptr sphérique, en fonction de ses caractéristiques juste avant son entrée dans le dioptr.

V-1-3-4 Détermination des caractéristiques du faisceau réfracté

Le faisceau laser est caractérisé par le nombre complexe q défini par (H.Kogelnik et T.Li, 1966) :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (V-21)$$

où R est le rayon de courbure du front d'onde, et ω le rayon du faisceau laser.

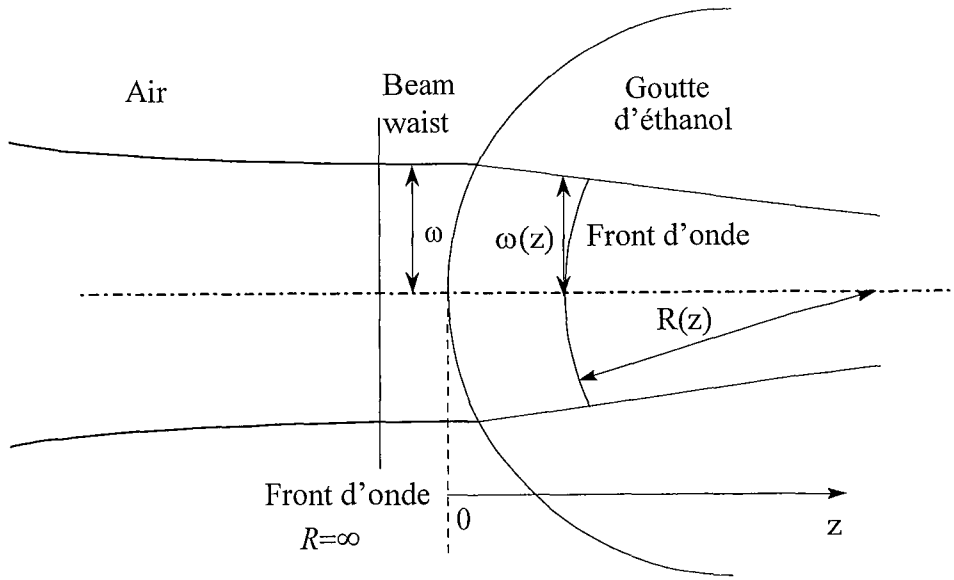


Figure V-5 : Réfraction d'un faisceau de lumière cohérente par une goutte cylindrique

Soit $T = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ la matrice de transfert du système optique, et q_1 , q_2 , les nombres complexes caractérisant respectivement le rayon en entrée, et en sortie du système optique. La relation liant q_1 et q_2 est alors (H.Kogelnik et T.Li, 1966) :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (V-22)$$

Le faisceau est focalisé sur la goutte de telle sorte que l'on puisse considérer que le beam waist (col) se trouve juste avant l'entrée dans la goutte (figure V-5). Le front d'onde est donc plan à ce niveau (H. Kogelnik and T.Li, 1966).

Ainsi q_1 , le nombre complexe associé au rayon incident est donné par (équation V-21) :

$$\frac{1}{q_1} = -j \frac{\lambda}{\pi \omega_1^2} = \frac{j}{z_1} \quad (V-23)$$

avec $z_1 = -\frac{\pi \omega_1^2}{\lambda}$. D'après l'équation (V-22), q_2 est déterminé selon la relation :

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C + D(\frac{1}{q_1})}{A + B(\frac{1}{q_1})}$$

ainsi, par identification des parties réelles et imaginaires, il vient :

$$\begin{cases} \frac{1}{R_2} = \frac{CA + (\frac{1}{z_1})BD}{A^2 + (\frac{B}{z_1})^2} \\ \frac{-\lambda}{\pi \omega_2^2} = \frac{(\frac{1}{z_1})(DA - BC)}{A^2 + (\frac{B}{z_1})^2} \end{cases} \quad (V-24)$$

En considérant les coefficients A,B,C,D de la matrice de transfert T (équation V-20) reliant les propriétés d'un rayon à l'entrée de la goutte à celles d'un rayon situé à une distance z en aval de l'interface, la détermination du rayon du faisceau laser ω_2 en fonction de la distance z parcourue dans la goutte de rayon R, d'indice n, est donnée par (équation V-24) :

$$\omega_2^2 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{(1 + z(\frac{1-n}{nR}))^2 + (\frac{z\lambda}{n\pi\omega_1^2})^2}{\frac{\lambda}{n\pi\omega_1^2}} \quad (V-25)$$

V-1-3-5 Illustration

Dans le cadre de notre étude de la température moyenne de gouttes d'éthanol, la focalisation des faisceaux laser d'une longueur d'onde de $\lambda=514,5$ nm, par la lentille convergente possédant une distance focale de 310mm, réduit leur diamètre de 1,35mm en sortie de la fibre optique à 146 μm au col. Ainsi $\omega_1=73$ μm , l'indice de l'éthanol étant de

$n=1,36$, le rayon du faisceau laser en fonction de la distance z en aval de l'interface sphérique d'une goutte de $200\mu\text{m}$ de diamètre suit la loi :

$$\omega_2^2 = 1.638.10^{-7} \cdot \frac{(1 - 2647z)^2 + 510.6 \times z^2}{22.60} \quad (\text{en m}^2) \quad (\text{V-26})$$

La figure V-6 présente l'évolution du rayon du faisceau dans la goutte d'éthanol. La réfraction du faisceau réduit presque son diamètre d'un facteur 2 entre l'entrée et la sortie de la goutte.

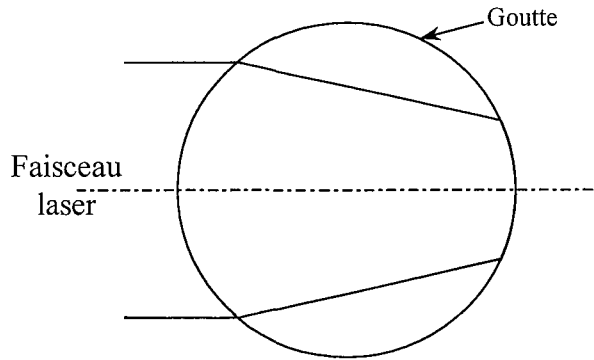


Figure V-6 : Evolution du rayon d'un faisceau laser d'un diamètre de $146 \mu\text{m}$ réfracté par une goutte d'éthanol de $200 \mu\text{m}$ de diamètre (Figure à l'échelle).

V-1-4 Applications : cartes d'intensité laser

L'étude de la répartition de l'intensité laser incidente au sein de la goutte a pour objet de déterminer les zones de la goutte qui concourent majoritairement à l'émission du signal de fluorescence et par conséquent à la détermination de la température. En effet, le signal de fluorescence émis par chacune des voies est régi selon l'équation V-15, c'est-à-dire, que l'intensité présente une dépendance à la température en $e^{\beta/T}$ ainsi qu'une proportionnalité à l'intensité laser locale dans la goutte. Ainsi la température déduite du rapport des intensités de fluorescence collectées est naturellement plus affectée par la température des zones les plus éclairées par le laser. Le rapport des intensités globales collectées par le détecteur reflète alors une température moyenne de la goutte pondérée par l'intensité d'excitation. La carte d'intensité de l'excitation laser dans le volume de la goutte permet ainsi de visualiser les zones de plus grande pondération pour le calcul de la température obtenue par fluorescence. Les résultats sont présentés pour les deux volumes d'excitation utilisés, le premier de l'ordre

de la taille des gouttes, $115 \times 115 \times 146 \mu\text{m}^3$ (figure III-19) est employé à la détermination de la température dite 'moyenne' des gouttes. Le second (figure IV-9) de dimensions $20 \times 20 \times 68 \mu\text{m}^3$ sera utilisé pour réaliser les mesures sur la répartition de la température dans les gouttes.

V-1-4-1 Retour à la notion de température moyenne

Le calcul de la répartition de l'intensité laser est effectué sur une goutte de $200 \mu\text{m}$ de diamètre. Avec le système optique utilisé pour la détermination de la température moyenne le diamètre des faisceaux laser au col (beam waist) est de $146 \mu\text{m}$. La figure V-7 représente la répartition de l'intensité des faisceaux laser dans la goutte lorsque la goutte est parfaitement centrée sur le volume de mesure, c'est-à-dire que les axes des faisceaux laser passent par le centre de la goutte. Cette intensité est intégrée sur l'axe perpendiculaire au plan de la feuille (Ox). Malgré son faible volume, la convergence des faisceaux situe la zone la plus intense sur le bord opposé au point d'entrée des faisceaux dans la goutte (figure V-7).

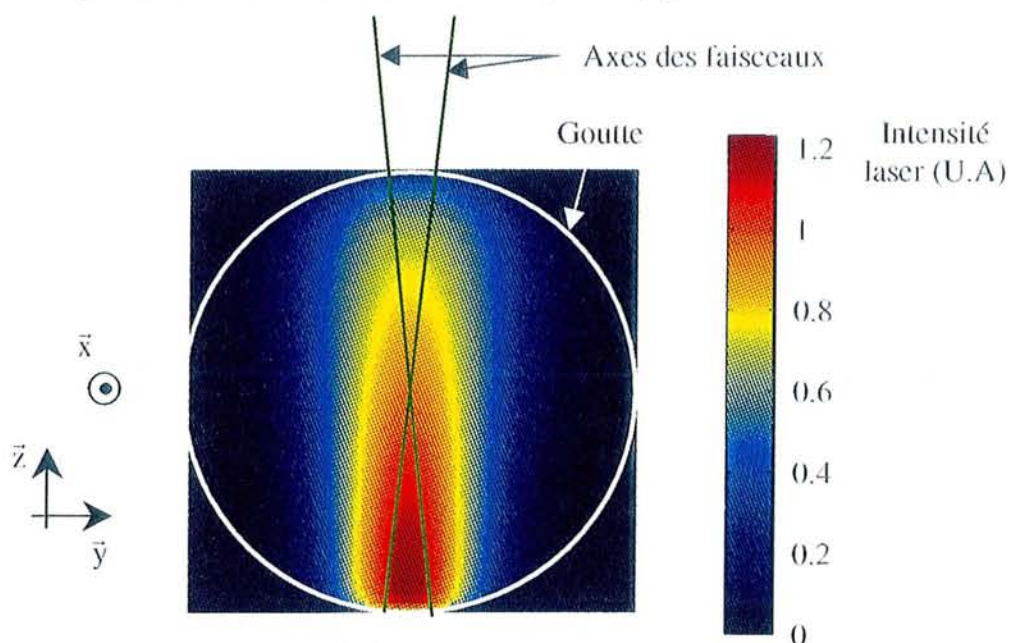


Figure V-7 : Répartition de l'intensité laser intégrée sur la profondeur de champ (axe Ox), dans une goutte de $200 \mu\text{m}$ de diamètre en position centrée. Diamètres d'entrées des faisceaux laser de $146 \mu\text{m}$.

La position centrée de la goutte sur le volume de mesure n'est pas l'unique position choisie pour effectuer le calcul de la valeur moyenne de la température dans la goutte. L'intégration de l'intensité s'opère sur tout le temps de passage de la goutte dans le volume d'excitation laser (figure IV-11 et paragraphe IV-3-2). La figure V-8 représente la valeur des intensités des

faisceaux laser additionnés sur le passage d'une goutte décrite par 19 points d'acquisition entre son entrée dans le volume de mesure ($y_g = -90\mu\text{m}$) et sa sortie ($y_g = 90\mu\text{m}$).

Passage d'une goutte devant l'optique de collection :

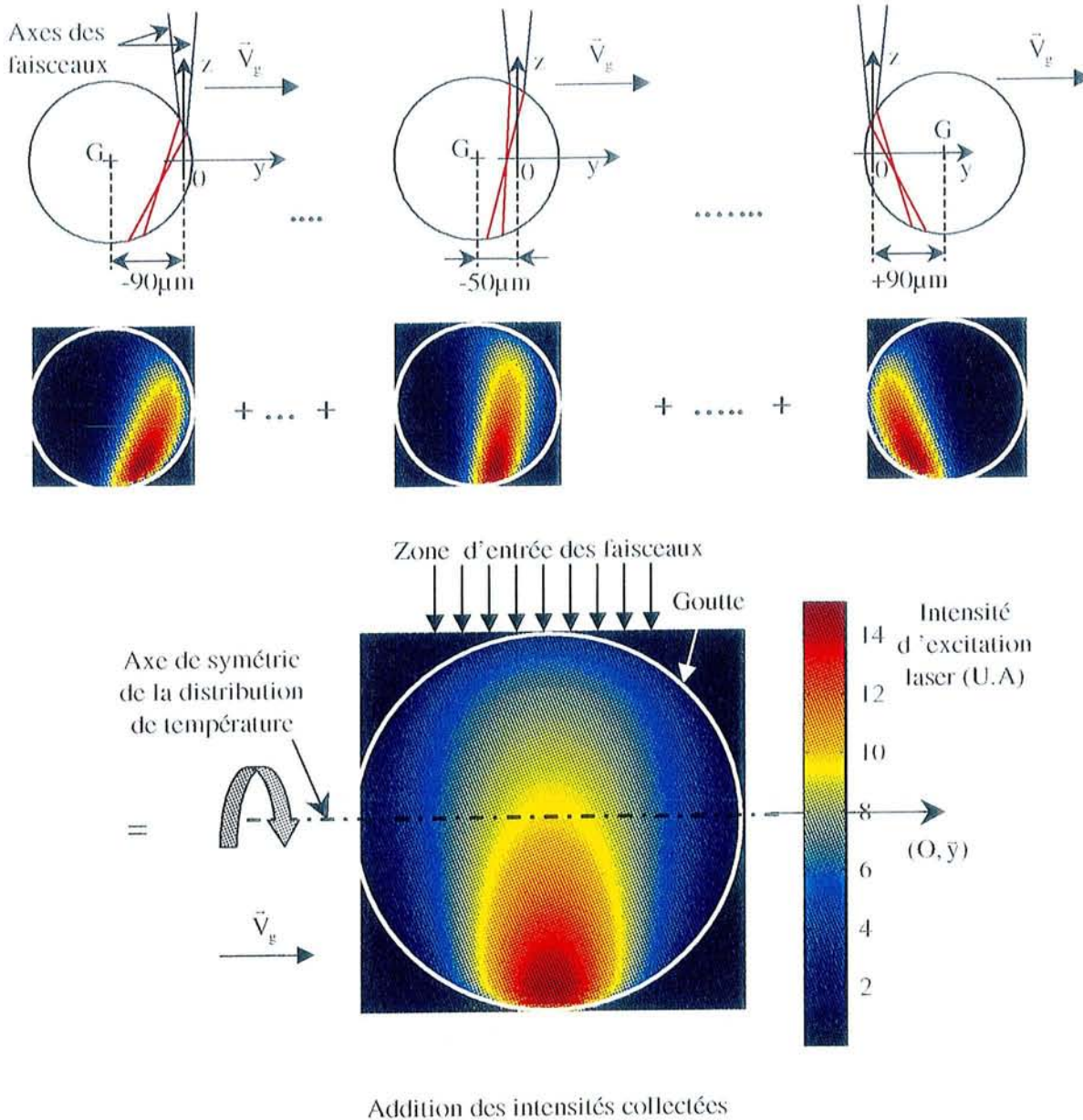


Figure V-8 : Répartition de l'intensité laser intégrée sur l'axe Ox dans une goutte de $200\mu\text{m}$ de diamètre. Cette répartition de l'intensité est calculée par sommation de 19 répartitions d'intensité décrivant le passage de la goutte dont les positions du centre évoluent de $-90\mu\text{m}$ à $+90\mu\text{m}$ avec un pas de $10\mu\text{m}$ entre chaque position.

Cette carte d'intensité reflète ainsi plus justement la pondération attribuée à chacune des zones de la goutte pour effectuer le calcul de la température moyenne par le procédé vu au chapitre IV. Le haut de la figure V-8, représente l'évolution des axes des faisceaux réfractés pour différentes positions ($y_g = -90, -50, +90 \mu\text{m}$) du centre de la goutte par rapport au repère $(O, \vec{y}, \vec{z})$. Les cartes d'intensité associées à ces positions sont représentées en dessous. La carte d'intensité globale résultant de la sommation des intensités laser aux différentes positions est déduite au bas de la figure V-8. La majorité du volume possède une intensité supérieure à la moitié du maximum. De plus la symétrie du champ de température autour de l'axe Oy (explications au paragraphe V-2-1), rapproche la température mesurée de la véritable température moyenne définie au Chapitre I (équation I-21).

V-1-4-2 Mesure locale de la température dans la goutte

Le système optique utilisé pour la détermination de profils de température dans la goutte apporte une résolution spatiale bien meilleure que le système précédent puisque le diamètre au col des faisceaux laser atteint, après focalisation par une lentille d'une distance focale de 80mm, une taille de $20 \mu\text{m}$ (figure IV-7). La figure V-9 représente la répartition de l'intensité laser dans une goutte de $200 \mu\text{m}$ de diamètre avec ce système optique lorsque la goutte est en position centrée (l'axe des faisceaux laser passant par le centre de la goutte).

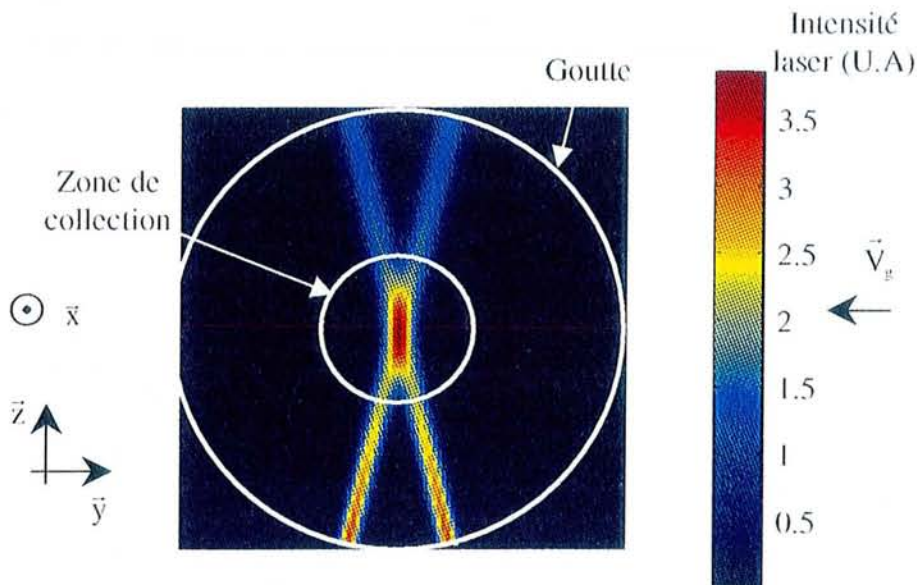


Figure V-9 : Répartition de l'intensité laser intégrée sur l'axe de collection (axe Ox) dans une goutte de $200 \mu\text{m}$ de diamètre en position centrée. Le diamètre d'entrée des faisceaux laser dans la goutte est de $20 \mu\text{m}$. La zone de collection de la fluorescence s'effectue sur un cône dont le disque possède à l'entrée dans la goutte un diamètre de $68 \mu\text{m}$.

Le volume de la goutte participant à la détermination de la température est alors considérablement restreint et atteste de la possibilité d'effectuer des mesures locales de la température dans la goutte. Ce volume peut être davantage réduit en modifiant le grossissement choisi pour l'optique de collection. Pour les distances focales choisies, l'intensité lumineuse est alors collectée sur un disque de $68\mu\text{m}$ de diamètre (figure V-9). La faible taille du volume de mesure par rapport à la goutte peut alors être exploitée pour obtenir la répartition de la température, ce qui nous permettra de mieux comprendre la nature des échanges thermiques s'opérant dans la goutte.

L'exploitation brute des données à partir du rapport des intensités de fluorescence pour chaque position de la goutte devrait en principe permettre d'observer la répartition de la température dans la goutte. Cependant, la longueur du volume de mesure de $68\mu\text{m}$ selon l'axe $(O, \bar{z})$, lisse les variations spatiales de température. Aussi, un couplage des mesures avec un modèle numérique de l'émission fluorescente devrait permettre d'améliorer la résolution spatiale de la mesure de température. L'inconvénient de ce procédé est d'obtenir des résultats dépendant du modèle de répartition de la température introduit dans l'algorithme de simulation de l'intensité de fluorescence.

Le paragraphe suivant présente ainsi le modèle de répartition de la température introduit dans le code de simulation de l'intensité de fluorescence et la méthode de déconvolution utilisée pour déterminer le profil de température. Enfin, nous porterons une attention particulière aux différentes sources d'erreurs et aux biais éventuels engendrés par le modèle.

V-2 Application à la détermination de profils de température

Toutes les coordonnées (cartésiennes) sont référencées dans le repère $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ dont l'origine est à l'intersection des axes des faisceaux non déviés (figure V-1). Conformément au dispositif expérimental, seule la goutte se déplace par rapport au repère. Les coordonnées de la goutte dans ce repère sont définies par $X_G(x_g, y_g, z_g)$. L'axe optique du dispositif de collection est l'axe $(O, \bar{x})$. La goutte se déplace suivant l'axe $(O, \bar{y})$.

V-2-1 Distribution de température dans la goutte

L'axe du train de gouttes étant orienté selon la direction des forces de pesanteur, la symétrie des échanges de chaleur et de masse et des forces qui s'exercent sur la goutte confère à l'écoulement une symétrie de révolution autour de cet axe. La distribution de température

dans la goutte est donc de type $T(r,y)$ dans le repère $(G, \vec{r}, \vec{y})$ lié à la goutte, où l'axe $\vec{r}$ est quelconque dans le plan perpendiculaire à l'axe $\vec{y}$ passant par G (figure V-10).

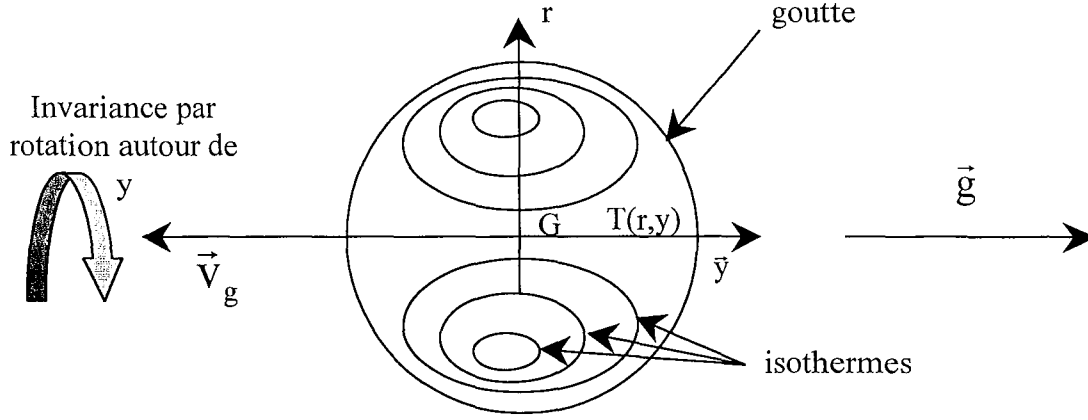


Figure V-10 : Invariance par rotation du profil de température autour de l'axe $(G, \vec{y})$.

Exemple pour une goutte présentant deux vortex contrarotatifs.

V-2-1-1 Calcul du rapport des intensités de fluorescence à partir du modèle numérique

L'intensité de fluorescence collectée par la première voie d'acquisition est (équation V-15) :

$$I_{\text{fluol}}(T(r, y), X_G) = K_{\text{opt}_1} \cdot K_{\text{spec}_1} \cdot C \cdot \underbrace{\int_{M \in V_c} i(M) \cdot e^{-C \cdot \varepsilon_{f1} \cdot e(M)} \cdot e^{\beta_1 / T(M)} \cdot d\Omega(M)}_{I_{\text{eff}_1}(T(r, y), X_G)} \quad (\text{V-27})$$

où ε_{f1} et β_1 sont respectivement les coefficients d'absorption de la fluorescence et de sensibilité à la température relatifs à la voie 1, T représente la distribution de température dans la goutte et X_G les coordonnées du centre de la goutte dans le repère cartésien $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Afin de simplifier les notations, le calcul portant sur l'intégration numérique est noté I_{eff_1} , intensité efficace de fluorescence relative à la première voie de mesure.

De la même manière, l'intensité de fluorescence collectée par la seconde voie d'acquisition s'exprime selon :

$$I_{\text{fluol}_2}(T(r, y), X_G) = K_{\text{opt}_2} \cdot K_{\text{spec}_2} \cdot C \cdot \underbrace{\int_{M \in V_c} i(M) \cdot e^{-C \cdot \varepsilon_{f2} \cdot e(M)} \cdot e^{\beta_2 / T(M)} \cdot d\Omega(M)}_{I_{\text{eff}_2}(T(r, y), X_G)} \quad (\text{V-28})$$

Le rapport des intensités de fluorescence simulé par le modèle s'exprime donc en fonction de la distribution de la température, $T(r,y)$ et de la position de la goutte par rapport au système optique définie par le vecteur X_G , selon :

$$R_{\text{simulé}}(T(r,y), X_G) = \frac{K_{\text{opt1}} \cdot K_{\text{spec1}}}{K_{\text{opt2}} \cdot K_{\text{spec2}}} \cdot \frac{I_{\text{eff1}}(T(r,y), X_G)}{I_{\text{eff2}}(T(r,y), X_G)} \quad (\text{V-29})$$

I_{eff1} et I_{eff2} étant les intensités efficaces de fluorescence relatives aux deux voies d'acquisition, calculées à partir du modèle précédemment décrit.

V-2-2 Algorithme d'inversion

V-2-2-1 Détermination du rapport des constantes optiques et spectroscopiques

La première étape consiste à déterminer le rapport des constantes d'appareils,

$\frac{K_{\text{opt1}} \cdot K_{\text{spec1}}}{K_{\text{opt2}} \cdot K_{\text{spec2}}}$, (équation V-29). L'expérience nous permet de connaître le rapport des intensités

de fluorescence $R_{\text{exp}}(T_0)$ à une température connue T_0 . Cette référence s'obtient en réalisant une mesure du rapport des intensités de fluorescence sur la nappe cylindrique précédant la cassure du jet injecté à température ambiante. La faible distance séparant la nappe liquide de la sortie de l'injecteur ainsi que le faible écart de température entre la phase liquide et la température ambiante permettent de postuler l'égalité entre la température du fluide constituant la nappe et celle du fluide contenu dans le corps de l'injecteur dont la température T_0 est déterminée à l'aide d'un thermocouple de type K (chapitre IV). Ainsi, le rapport des constantes optiques et spectroscopiques s'obtient en introduisant dans le modèle numérique la distribution de température $T(r,y)=T_0$ selon :

$$\frac{K_{\text{opt1}} \cdot K_{\text{spec1}}}{K_{\text{opt2}} \cdot K_{\text{spec2}}} = R_{\text{exp}}(T_0) \cdot \frac{I_{\text{eff2}}(T_0, X_G)}{I_{\text{eff1}}(T_0, X_G)} \quad (\text{V-30})$$

L'idée d'utiliser le modèle de l'intensité de fluorescence dans la goutte pour déterminer une constante à partir d'une référence expérimentale mesurée sur une nappe cylindrique peut paraître surprenante mais n'altère en rien la précision sur la valeur de cette constante. En effet l'avantage de la technique est de proposer, pour peu que le chemin optique soit suffisamment faible, un rapport ne dépendant que de la température du volume liquide éclairé. Ainsi, lorsque la température du volume éclairé est uniforme, la répartition de l'intensité dans ce volume n'a pas d'influence sur le rapport des intensités de fluorescence. C'est pourquoi quelle que soit la position de la goutte, définie par le vecteur X_G , et la taille de goutte imposée, si les

chemins optiques dans la goutte n'excèdent pas $250\mu\text{m}$, le rapport simulé $\frac{I_{\text{eff}2}(T_0, X_G)}{I_{\text{eff}1}(T_0, X_G)}$ est déterminé avec une incertitude inférieure à 1%, et par conséquent le rapport $\frac{K_{\text{opt}1} \cdot K_{\text{spec}1}}{K_{\text{opt}2} \cdot K_{\text{spec}2}}$ est connu avec une précision supérieure à 1%.

V-2-2-2 Disposition spatiale des points de mesures expérimentaux

L'objectif est d'obtenir, à partir de l'algorithme d'inversion, la température le long de l'axe $(G, \bar{x})$. La distribution de la température $T(r, y)$ dans la goutte est à priori totalement inconnue. L'invariance par rotation autour de l'axe $(G, \bar{y})$ étant la seule condition connue. Afin de maintenir la stabilité de l'inversion du modèle numérique, le nombre de zones de température inconnues ne doit pas être trop élevé. Le respect de ces conditions nous conduit à choisir une distribution de température en calottes sphériques isothermes délimitées par la zone de collection (figure V-11). La température en dehors de la zone de collection n'est pas à priori imposée par le modèle, puisqu'elle n'intervient pas dans le calcul du rapport des intensités de fluorescence. Afin de faciliter la vision dans l'espace des axes du repère par rapport au jet de gouttes, le lecteur pourra s'appuyer sur la figure V-14.

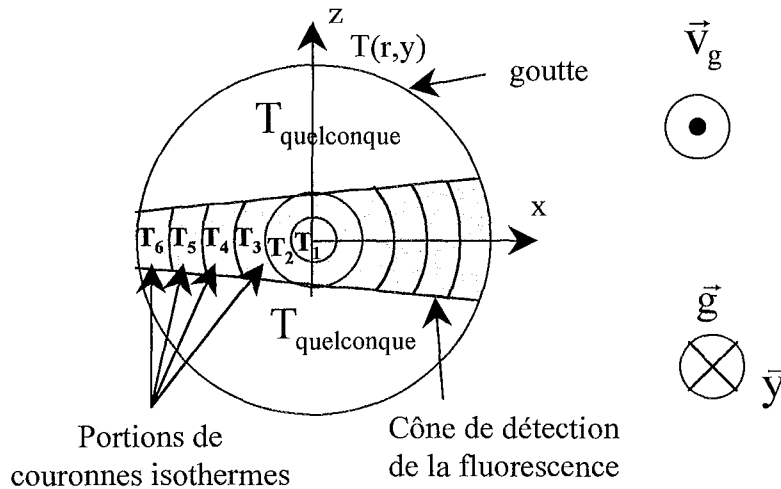
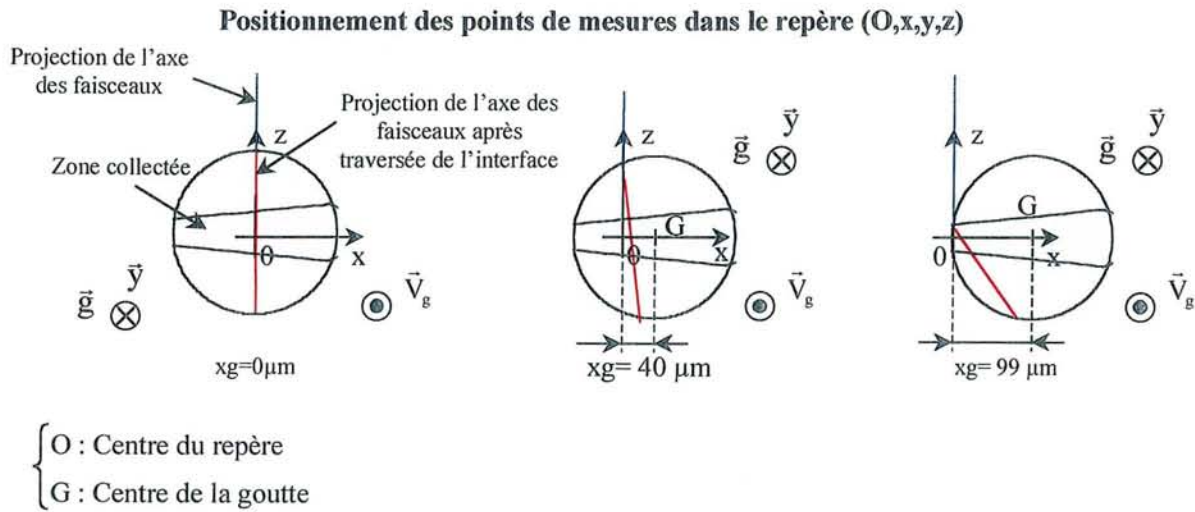


Figure V-11 : Détermination de la forme de la distribution de la température imposée par le modèle numérique.

Afin de déterminer le profil de température s'établissant dans la zone de collection de la fluorescence, les points de mesures expérimentaux doivent mettre en jeu les différentes

couronnes du modèle numérique. Pour cela, nous avons choisi de déplacer le jet à différentes abscisses x (Figure V-12).



Positionnement des points de mesures dans le repère lié à la goutte (G, x, y, z)

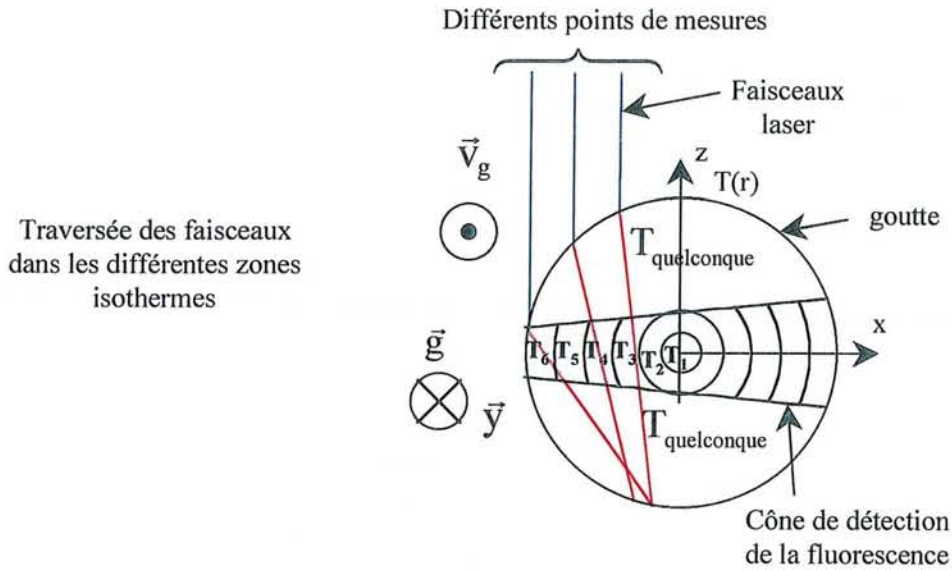


Figure V-12 : Déviation des axes des faisceaux laser pour différents points de mesures, et zone de collection de la fluorescence.

L'axe du jet est perpendiculaire au plan de la feuille, les axes des faisceaux lasers sont contenus dans le plan $(O, \vec{y}, \vec{z})$ et se croisent en O lorsqu'ils ne subissent pas de déviation par l'interface sphérique. La lentille de collection des photons de fluorescence se situe sur l'axe $(O, \vec{x})$ du côté des x positifs, de telle sorte que le point O et le foyer objet de la lentille de collection soient confondus. Ces points de mesures permettent alors de faire intervenir à tour

de rôle différentes régions allant du centre à la périphérie de la goutte. Les mesures sont réalisées lorsque le centre de la goutte a pour ordonnées $y_g = 0$ et pour côte $z_g = 0$.

Le faible diamètre des faisceaux ($20 \mu\text{m}$) devant la taille de la goutte ($200 \mu\text{m}$) et l'étroitesse du cône de collection des photons de fluorescence (d'un diamètre d'entrée de $68 \mu\text{m}$ et de sortie d'environ $32 \mu\text{m}$) concourent à réduire la zone sur laquelle la température est étudiée (figure V-12). Le modèle numérique n'impose effectivement l'uniformité de la température que sur des zones très étroites le long de l'axe Ox. En dehors de ces zones, le champ de température peut être quelconque. La distribution de température introduite dans le modèle se révèle finalement peu contraignante. Elle se résume à découper le volume de collection en différentes tranches de températures totalement indépendantes.

V-2-2-3 Détermination des températures

L'ensemble des entiers naturels compris entre 1 et N, où N est le nombre de couronnes de température inconnues est noté I. Soit $(x_{gi})_{i \in I}$ les différentes abscisses du centre de la goutte utilisées pour déterminer le rapport des intensités de fluorescence expérimentalement, et $(\alpha_i)_{i \in I}$ les rapports expérimentaux de fluorescence obtenus aux positions $(x_{gi})_{i \in I}$. Le but est alors de déterminer les températures $(T_i)_{i \in I}$ de la distribution proposée telles que :

$$\underbrace{R_{\text{simulé}}((T_i)_{i \in I}, x_{gj})}_{\text{Calcul}} = \underbrace{\alpha_j}_{\text{expérience}} \quad \forall j \in I \quad (\text{V-31})$$

où $R_{\text{simulé}}$ est le rapport des intensités de fluorescence simulé défini par l'équation (V-29).

Posons :

$$E_j((T_i)_{i \in I}) = R_{\text{simulé}}((T_i)_{i \in I}, x_{gj}) - \alpha_j \quad \forall j \in I \quad (\text{V-32})$$

l'écart entre le rapport simulé et le rapport expérimental pour la position du centre de la goutte (x_{gj}). Il faut alors ajuster la distribution $(T_i)_{i \in I}$ pour obtenir :

$$E_j((T_i)_{i \in I}) = 0 \quad \forall j \in I \quad (\text{V-33})$$

Le processus de résolution est itératif : la méthode de Newton (voir annexe VII) est appliquée aux fonctions E_j de variables $(T_i)_{i \in I}$, jusqu'à convergence vers la distribution de température vérifiant les équations V-33.

V-2-2-4 Processus expérimental de mesure des rapports de fluorescence $(\alpha_i)_{i \in I}$

Le but est de déterminer le rapport des intensités de fluorescence aux points $(X_{Gi})_{i \in I}$, caractérisés par leur différentes abscisses, $(xg_i)_{i \in I}$ telles que :

$$X_{Gi} = \begin{vmatrix} xg_i \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (V-34)$$

Les mesures s'effectuent à l'aide d'un oscilloscope HP54624A (d'une résolution de 8 bits). Les volumes d'excitation et de collection sont préalablement centrés par la recherche d'un maximum d'intensité de fluorescence sur un jet cylindrique d'un diamètre de 50 μ m précédent la cassure du jet. Une fois ce réglage obtenu, un orifice d'un diamètre de 100 μ m est monté sur l'injecteur pour permettre la réalisation de jets de gouttes possédant des diamètres de l'ordre de 200 μ m. Les mesures nécessitant une grande stabilité du jet notamment sur la précision et la reproductibilité de la position des gouttes par rapport au volume de mesure, celles-ci ne peuvent pas être réalisées à de grandes distances du point d'injection. Toutefois, la nécessité de travailler sur des gouttes sphériques afin de pouvoir confronter les résultats aux modèles numériques de propagation de la chaleur existant, impose d'effectuer les mesures à une distance supérieure à 20mm de l'injection. Aussi, afin de prolonger la zone où la position des gouttes est relativement stable et répétitive, le jet est isolé des mouvements de l'air ambiant au niveau de la zone de fragmentation à l'aide d'un tube composé d'un matériau isolant d'une hauteur de 26mm (figure V-13).

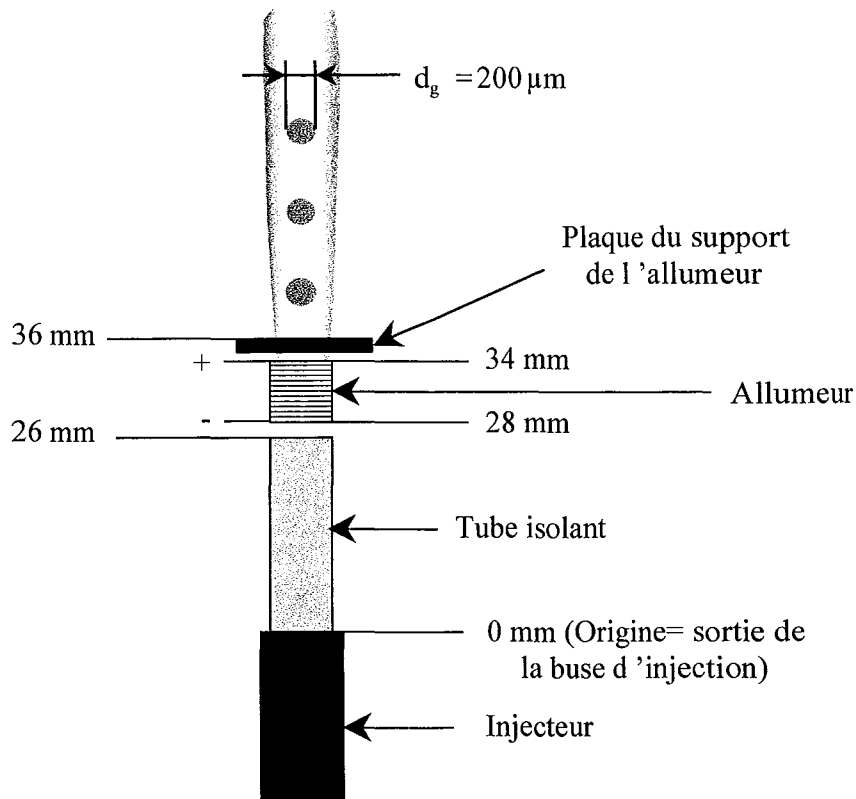


Figure V-13 : Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de gradients de température dans des gouttes de $200 \mu\text{m}$ de diamètre.

- Détermination de la position sur les axes de référence (axes $(O, \bar{x})$ et $(O, \bar{z})$)

Le déplacement du jet selon l'axe $(O, \bar{x})$ (figure V-14) est réalisé à partir d'une molette de déplacement micrométrique dont les graduations permettent d'évaluer la position avec une précision de $10 \mu\text{m}$. La première étape consiste à déterminer la position pour laquelle l'axe du jet passe au point de croisement (O) des faisceaux laser. Pour cela, un balayage le long de l'axe $(O, \bar{x})$ est effectué, le point médian entre les deux points pour lesquels la fluorescence peut être considérée comme nulle est pris comme point $x_g=0$. Le même procédé est utilisé pour le centrage du jet selon l'axe $(O, \bar{z})$. Les graduations de la vis micrométrique commandant le déplacement sur l'axe $(O, \bar{x})$ sont ensuite utilisées pour situer la position des gouttes par rapport à ce point de référence. Ainsi z_g est fixé à zéro, x_g est déterminé par la vis micrométrique, le déplacement selon $\bar{y}$ étant lié au mouvement des gouttes.

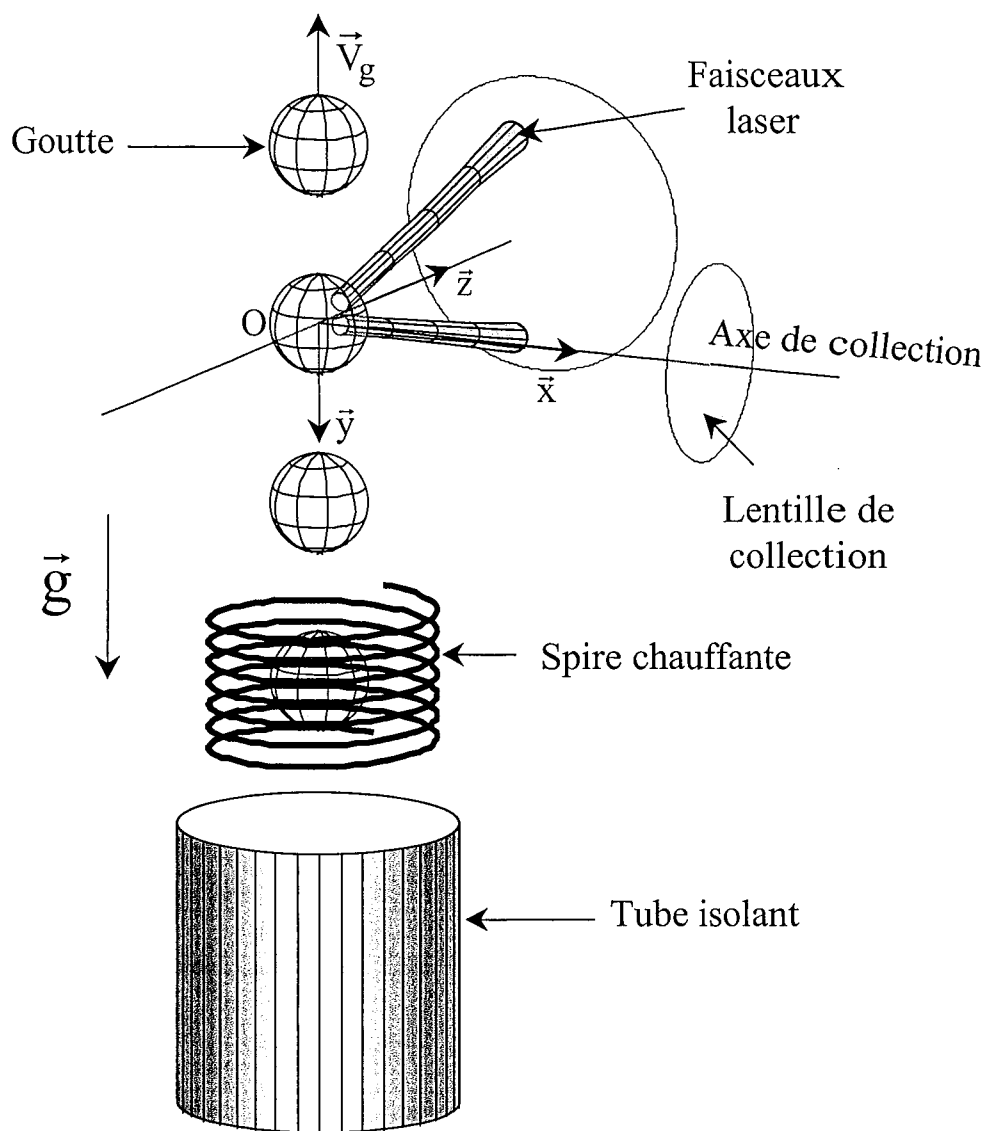


Figure V-14 : Dispositif expérimental et positionnement des axes. Les différentes mesures sont effectuées en déplaçant l'axe du jet selon la direction $\vec{x}$.

L'axe $(O, \vec{y})$ est orienté selon la direction de la force de gravité (figure V-14). Les mesures de température effectuées sont réalisées lorsque l'ordonnée du centre de gravité de la goutte est nulle ($y_g=0$). Cette position correspond à une position médiane entre l'entrée et la sortie de la goutte dans le volume de mesure. L'acquisition simultanée des signaux de fluorescence à très haute fréquence (20MHz) permet de déterminer cette position médiane avec une grande précision. C'est en cette position que le rapport des intensités de fluorescence entre les deux voies est calculée (figure V-15).

- Lissage

Le signal temporel de fluorescence produit par le passage d'une goutte étant entaché d'un bruit Poissonnien trop important pour pouvoir obtenir à un instant donné un rapport des intensités de fluorescence entre les deux voies de mesures avec une précision satisfaisante, nous effectuons une moyenne sur le passage de 8000 gouttes devant le volume de mesure. La parfaite stationnarité du signal est donc nécessaire. Ces conditions ne peuvent être réalisées que si la position des gouttes est parfaitement reproductible. C'est pourquoi ces mesures ne peuvent pas être réalisées à de grandes distances de l'injection, pour lesquelles les grosses structures de l'air ambiant produisent une dispersion des trajectoires des gouttes du jet. La carte d'acquisition de l'oscilloscope, synchronisée sur les fronts montants du signal carré alimentant la céramique piézo-électrique désintégrant le jet, acquière alors les différents signaux de fluorescence avec un déphasage constant par rapport au signal carré. La moyenne temporelle des signaux de même phase apporte ainsi la distribution du signal de fluorescence moyen en fonction de la position de la goutte dans le volume de mesure (figure V-15, première et deuxième voies).

L'échantillonnage de l'oscilloscope s'effectue sur 8 bits à une fréquence de 20 MHz. Le passage d'une goutte est alors décrit par plus de 1000 points. Pour réaliser ces mesures la fréquence de coupure du filtre analogique passe bas placé en tête de la chaîne d'acquisition ne doit pas être trop basse afin de ne pas lisser le rapport des signaux de fluorescence et donc les variations spatiales de température lors du passage de la goutte dans le volume de mesure. Pour décrire correctement les variations spatiales d'intensité de fluorescence, correspondant aux variations de température, nous avons choisis de conserver les 6 premières harmoniques du signal. La fréquence de passage d'une goutte étant au maximum de 20 kHz, nous optons pour un filtre passe bas d'une fréquence de coupure à 120kHz. Nous avons vérifié que l'utilisation d'un filtre analogique présentant une fréquence de coupure supérieure ne conduisait pas à une meilleure description du signal. Cette situation de sur-échantillonnage (20MHz) du signal devant la fréquence de coupure du filtre (120 kHz) permet d'exploiter la redondance de l'information afin d'accroître la précision relativement basse imposée par la numérisation sur 8 bits du signal. Un rapport moyen des intensités de fluorescence est ainsi déterminé à partir du rapport point par point des signaux de fluorescence. Ce rapport est obtenu par la réalisation d'une moyenne glissante prenant en compte 13 points autour du point concerné (6 points en amont et 6 points en aval, figure V-15). L'erreur induite par la numérisation de chacune des voies de fluorescence sur 8 bits, soit 256 niveaux, passe ainsi de

0,4 % à 0,11% ($0,4/\sqrt{13}$). L'erreur de numérisation sur le rapport des intensités de fluorescence atteint alors 0,22%, ce qui conduit, considérant une sensibilité à la température de l'ordre de 2% par degré, à une incertitude sur la détermination de la température relative de 0,1°C. L'erreur induite par la numérisation n'est donc plus contraignante.

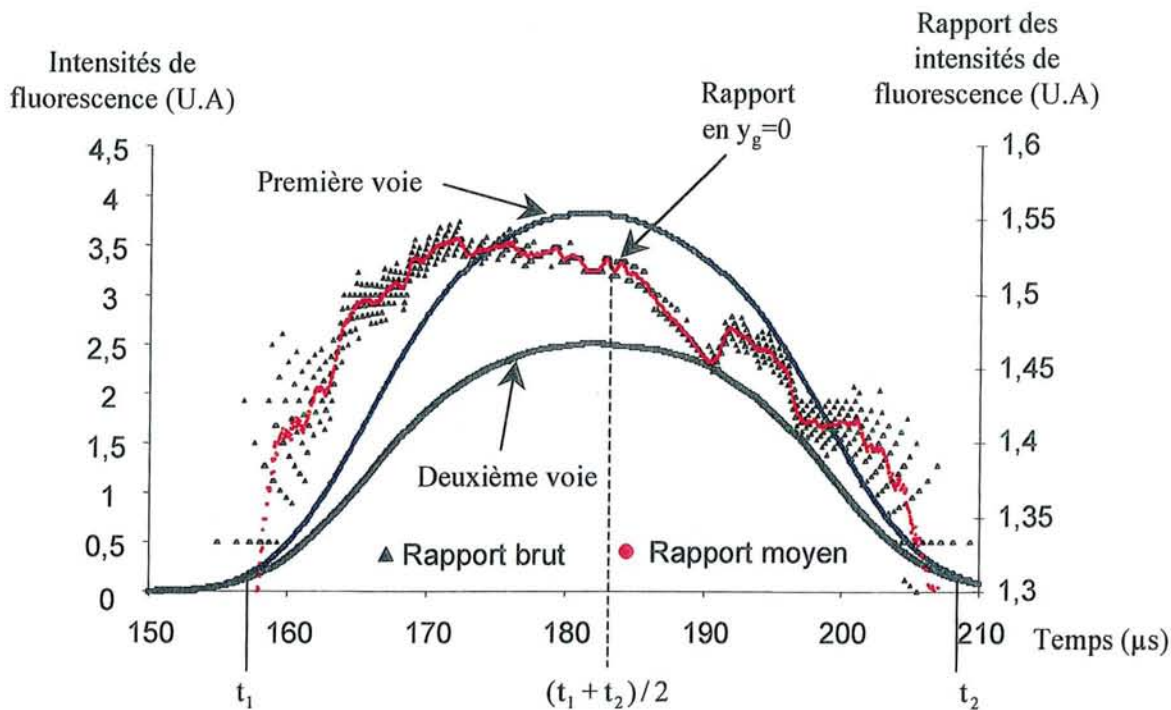


Figure V-15 : Exploitation de l'évolution moyenne du signal de fluorescence obtenu sur chacune des voies à l'oscilloscope, pour déterminer le rapport moyen des intensités de fluorescence au cours du passage de la goutte.

V-2-3 Conclusion

L'exploitation de la périodicité et de la stationnarité du passage des gouttes dans le volume de mesure alliée à une taille relativement réduite de ce dernier, permet d'obtenir des mesures locales de la température avec une importante précision relative. La plus grande incertitude réside alors dans le positionnement spatial des différents volumes : volume d'excitation, volume de collection et volume de la goutte. Les rapports de fluorescence recueillis sur les différents points de l'axe de collection ($G, \bar{x}$) permettent ainsi dans un premier temps d'obtenir une répartition de la température moyenne, pondérée par la répartition spatiale d'intensité laser du volume de mesure en ces différents points.

L'utilisation de l'algorithme d'inversion permettra ensuite d'obtenir la température des différentes couronnes isothermes introduites dans le modèle. Afin de maintenir la stabilité de l'algorithme d'inversion la taille de ces couronnes ne peut être trop inférieure à la taille du volume de mesure. L'inversion n'apporte donc des renseignements complémentaires aux données brutes que lorsque le volume de mesure prend en compte simultanément plusieurs couronnes de température (figure V-12).

V-3 Résultats

Dans ce paragraphe nous présentons des résultats obtenus en situation quasi isotherme, afin de valider la méthodologie, et au cours de la phase d'intense échauffement de la goutte lors de son entrée dans la flamme. La première configuration permet d'évaluer la précision des résultats et la seconde offre la possibilité d'observer la diffusion de la chaleur dans les gouttes. La première partie de ce paragraphe présente les répartitions de températures dans la goutte calculées dans les deux situations. La seconde utilise le modèle d'inversion pour affiner la résolution spatiale de la température mesurée sur l'axe $(G, \bar{x})$.

V-3-1 Cartes de température

L'objectif est de visualiser la répartition de la température dans un repère lié au centre de la goutte $(G, \bar{r}, \bar{y})$, $\bar{r}$ étant la coordonnée radiale contenue dans le plan perpendiculaire à l'axe de symétrie $(G, \bar{y})$. La difficulté est de localiser la position du volume de mesure dans la goutte pour les différentes positions du centre de la goutte dans le repère absolu. En effet, la déviation des faisceaux laser due à la traversée de l'interface ne maintient pas le centre du volume au point O lorsque le centre de la goutte s'éloigne du centre du repère. Le protocole de construction des cartes de température suivi est le suivant : nous calculons d'abord les températures à partir des rapports d'intensités de fluorescence (équation III-27) obtenus pour les différentes positions $(x_g, y_g, z_g=0)$ de la goutte dans le repère absolu $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$. A chaque position $(x_g, y_g, z_g=0)$ de la goutte correspond alors une position du volume de mesure. La position du centre du volume de mesure doit être calculée dans le repère $(G, \bar{r}, \bar{y})$ afin de situer le lieu des points, dans le repère lié à la goutte, ayant contribué au calcul de la température. L'algorithme utilisé pour calculer la position du volume de mesure et réaliser le changement de repère est décrit dans la première partie de ce paragraphe. Les parties suivantes sont consacrées à l'analyse des résultats obtenus.

V-3-1-1 Algorithme de construction des cartes de température

- Positionnement spatial des points de mesures.

L'évolution temporelle du rapport des intensités de fluorescence lors du passage de la goutte dans le volume de mesure pour différentes abscisses x_g imposées, permet de constituer une carte des rapports des intensités de fluorescence en fonction des coordonnées $(x_g, y_g, 0)$ de la goutte dans le repère $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$. La coordonnée y_g est déterminée à partir de la connaissance de la vitesse des gouttes, mesurée par LDV, et de l'écart de temps séparant le point d'ordonnée $y_g=0$, et le point courant. Le point d'ordonnée $y_g=0$ étant déterminé comme l'instant médian entre l'entrée et la sortie de la goutte dans le volume de mesure (figure V-15). L'abscisse x_g est donnée par la vis micrométrique (Paragraphe V-2-2-4).

- Détermination du centre de la zone de plus forte intensité laser

Connaissant ainsi le rapport des intensités de fluorescence en fonction des coordonnées $(x_g, y_g, 0)$ dans le repère $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, nous cherchons alors à déterminer la zone de la goutte vue par l'optique de collection, qui a subi l'excitation laser la plus intense. C'est en effet la température de cette zone qui est majoritairement responsable du rapport de fluorescence obtenu pour une position du centre de la goutte $(x_g, y_g, 0)$ donnée. Le calcul de la déviation des axes des faisceaux est effectué par application des lois de Descartes à la réfraction dans l'espace à trois dimensions. La figure V-16 présente les différentes vues de la goutte et des faisceaux laser lorsque le centre de la goutte est éloigné du centre du repère ($x_g=-60 \mu\text{m}$, $y_g=-40 \mu\text{m}$, $z_g=0 \mu\text{m}$). La région de la goutte subissant la plus grande excitation laser se situe au voisinage du point de croisement apparent des axes des faisceaux sur la projection sur le plan $(O, \bar{y}, \bar{z})$ (En haut, à gauche figure V-16). Nous choisissons ce point comme celui ayant le plus grand poids pour le calcul de la température. Ce choix qui apparaît comme le seul vraisemblable considérant le modèle utilisé pour le calcul de la distribution de l'intensité laser, pourrait, lorsque les réflexions multiples des faisceaux dans la goutte sont prises en compte, se révéler mal adapté pour certaines positions de la goutte par rapport aux faisceaux. D'autres zones vues par le collecteur pourraient en effet subir une excitation laser non négligeable et contribuer ainsi à la détermination de la température relevée pour cette position. N'ayant pas la possibilité d'évaluer ces effets, ils sont ici considérés comme marginaux, et par conséquent négligés. Pour les déplacements réalisés, il a été vérifié que ce point de croisement apparent se situait toujours dans la zone collectée. La projection sur le plan $(O, \bar{y}, \bar{z})$ permet alors de déterminer les coordonnées (y_m, z_m) du centre de cette zone (en

haut à gauche figure V-16). L'abscisse x_m du centre de la zone la plus éclairée par la goutte est alors déduite de la projection sur le plan $(O, \vec{x}, \vec{z})$, la côte z_m ayant été précédemment déterminée (En haut à droite figure V-16).

Goutte de $200\mu\text{m}$ de diamètre : $(x_g = -60\mu\text{m} ; y_g = -40\mu\text{m} ; z_g = 0\mu\text{m})$

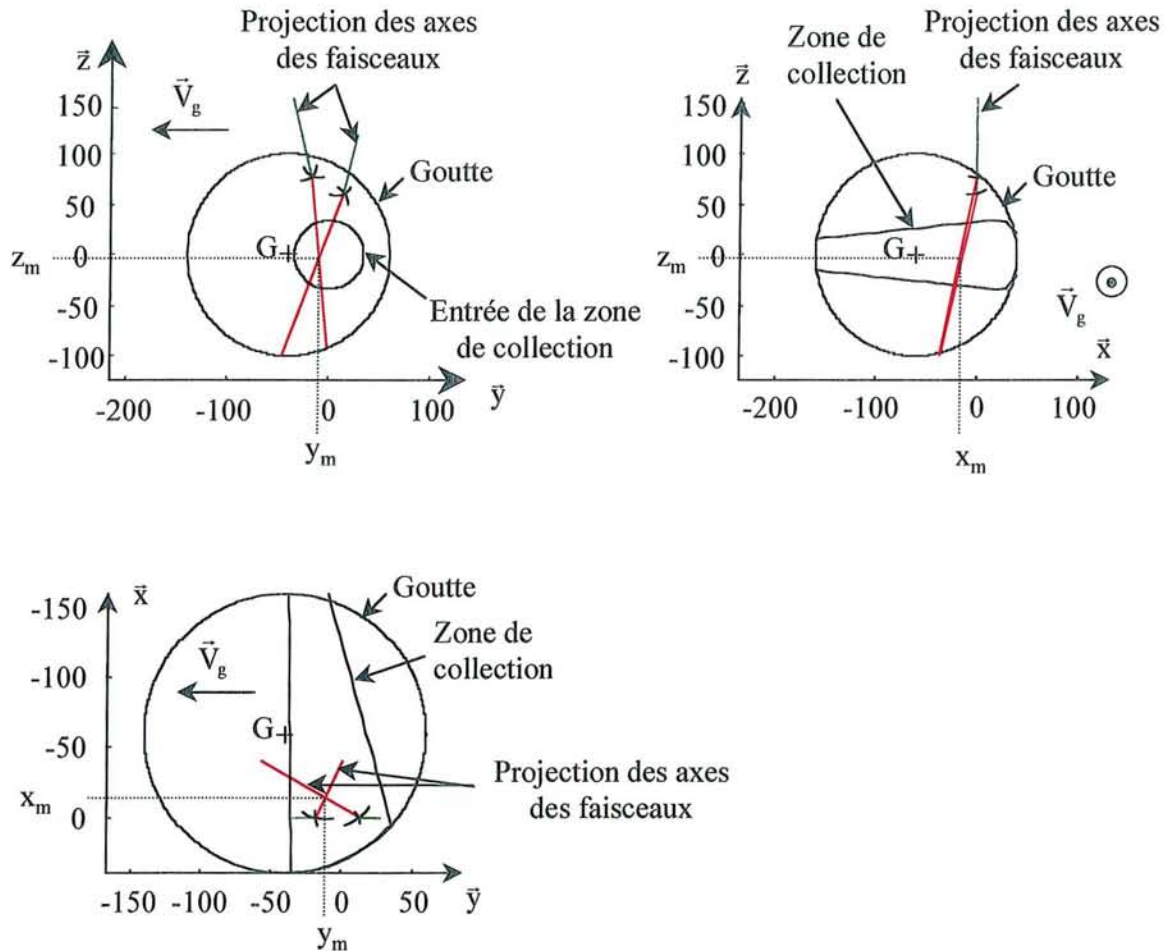


Figure V-16 : Positions des axes des faisceaux et du volume de collection pour une position du centre de la goutte éloignée du centre du repère.

Lorsque les axes des faisceaux ne se croisent pas réellement (en haut à droite figure V-16) la moyenne des abscisses des deux points de côtes z_m situés sur les axes des faisceaux est utilisée pour obtenir x_m . La distance entre ces deux points de côtes z_m (inférieure à $10\mu\text{m}$ en tout état de cause, et le plus souvent inférieure à $5\mu\text{m}$) situés sur les axes des faisceaux reste très faible devant le diamètre des faisceaux (d'environ $20\mu\text{m}$) et ne remet pas en cause la faible taille du volume de mesure selon la direction $\vec{x}$.

- Changement de repère

Connaissant désormais les coordonnées (x_m, y_m, z_m) du centre de la zone supposée subir la plus grande excitation laser dans le repère absolu $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, nous pouvons situer ce point dans le repère $(G, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ lié au centre de la goutte. Les coordonnées (x_{2m}, y_{2m}, z_{2m}) de ce point dans le repère $(G, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ sont calculées selon :

$$\begin{vmatrix} x_{2m} \\ y_{2m} \\ z_{2m} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} x_m \\ y_m \\ z_m \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} x_g \\ y_g \\ z_g \end{vmatrix} \quad (V-35)$$

Nous profitons enfin de la symétrie de la température autour de l'axe $(G, \bar{y})$ pour rapporter ces coordonnées dans le repère tournant $(G, \bar{r}, \bar{y})$ où r est la distance d'un point à l'axe de symétrie $(G, \bar{y})$. Les coordonnées (r_{3m}, y_{3m}) du point dans le repère tournant $(G, \bar{r}, \bar{y})$ sont obtenues selon :

$$\begin{vmatrix} r_{3m} \\ y_{3m} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sqrt{x_{2m}^2 + z_{2m}^2} \\ y_{2m} \end{vmatrix} \quad (V-36)$$

Pour chaque position (x_g, y_g, z_g) du centre de la goutte dans le repère $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, la position (r_{3m}, y_{3m}) du point de plus forte intensité du volume de mesure dans le repère $(G, \bar{r}, \bar{y})$ est déterminée. La température calculée pour cette position de la goutte est ainsi attribuée à ce point. Une interpolation linéaire entre les points est ensuite effectuée pour relier les mesures obtenues aux différentes positions de la goutte et ainsi constituer la carte de température dans le repère $(G, \bar{r}, \bar{y})$.

V-3-1-2 Configuration isotherme

Afin de tester la méthode, une expérience est effectuée en condition de gouttes isothermes. Pour cela, le jet est injecté à une température égale à la température ambiante et la zone de fragmentation est entourée d'un tube de 26mm afin d'éviter toute perturbation d'ordre aérodynamique du jet. L'évolution de la température moyenne des gouttes à la sortie du tube est présentée sur la figure V-17.

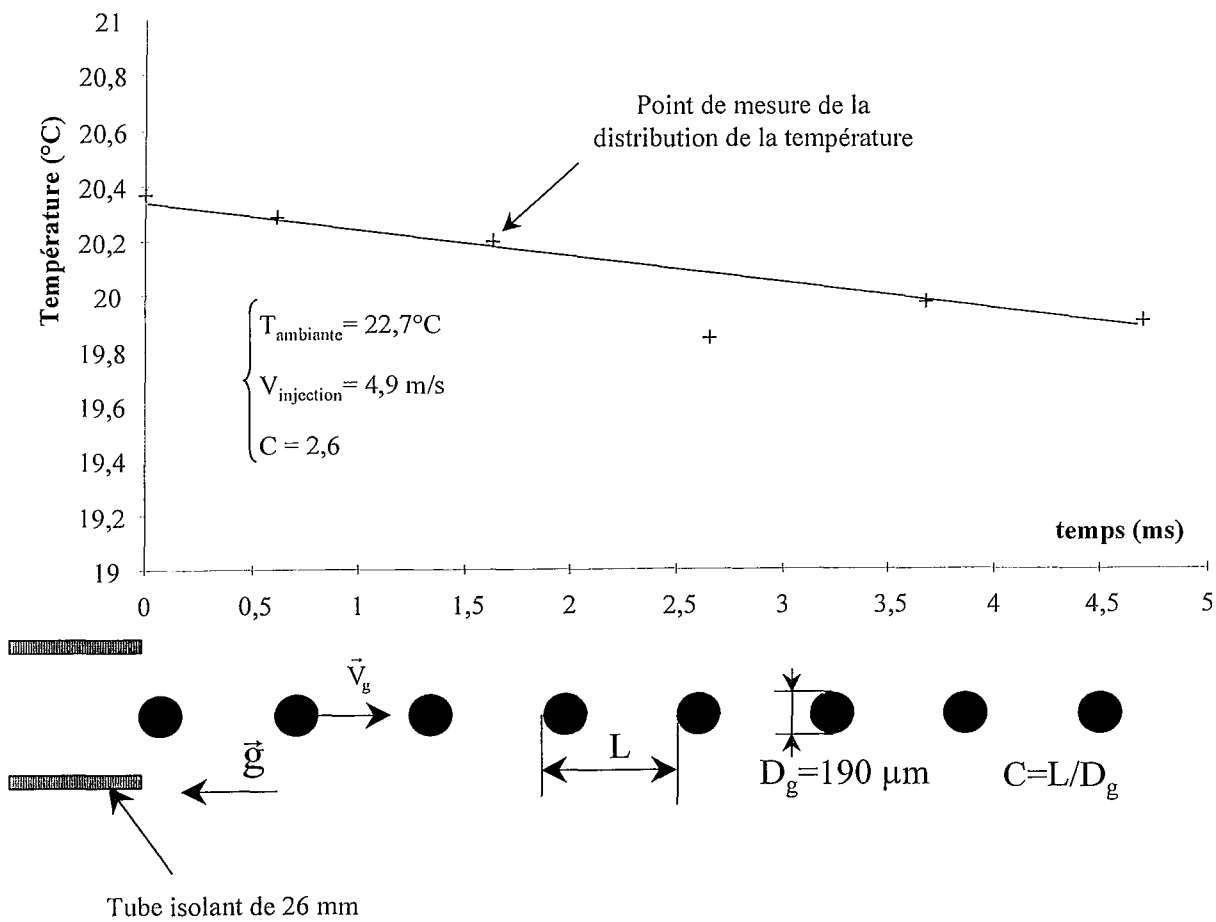


Figure V-17 : Evolution temporelle de la température moyenne des gouttes à la sortie du tube, et position du point sur lequel est effectuée la mesure de la distribution de la température.

La décroissance de la température moyenne ne dépassant pas $0,5^{\circ}\text{C}$ sur 5 ms, la répartition de la distribution de la température dans la goutte devrait être homogène. La mesure de la répartition de la température est réalisée à 1,6 ms après la sortie du tube. Les rapports de fluorescence obtenus aux différentes abscisses x_g (-85 ; -65 ; -45 ; -25 ; -15 ; -5 ; 5 ; 15 ; 25 ; 35 ; 45 ; 55 ; 65 ; 85 μm) sont rassemblés sur la figure V-18.

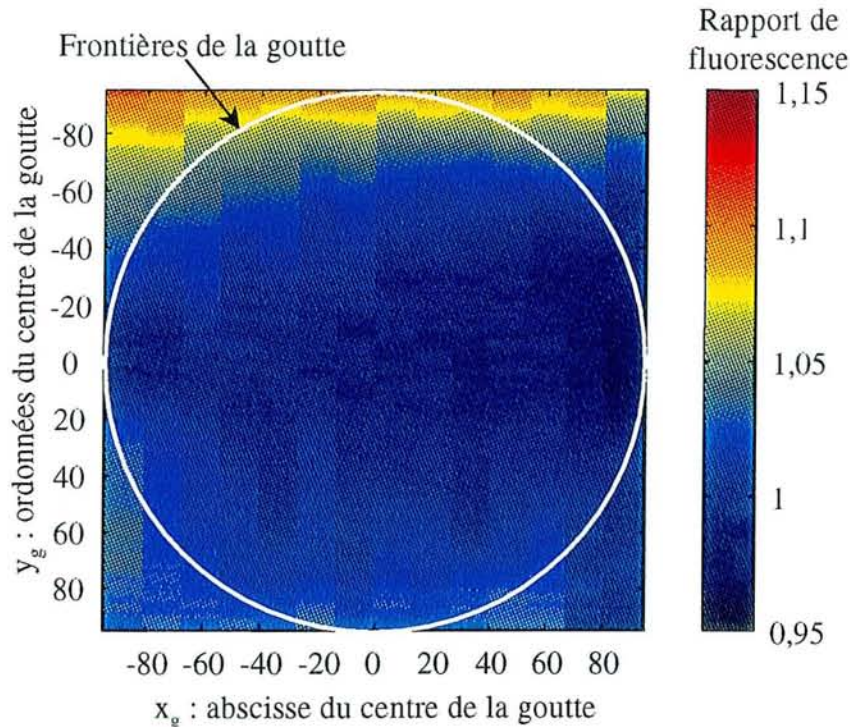


Figure V-18 : Répartition des rapports de fluorescence en fonction de la position de la goutte dans le repère $(O, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, z_g est maintenu égal à zéro.

La conversion des rapports de fluorescence en température et le positionnement de ces valeurs dans le repère $(G, \bar{r}, \bar{y})$ lié à la goutte permettent alors d'obtenir la carte de température (figure V-19). Des mesures proches de la surface de la goutte sur l'axe $(G, \bar{y})$ ne peuvent être réalisées en raison de la déviation des faisceaux. L'échelle de température a volontairement été dilatée afin de pouvoir quantifier l'incertitude de la mesure. La température de la goutte présente une répartition relativement homogène comme le prédisait la courbe d'évolution temporelle de la température moyenne. Ainsi la température des gouttes ne possède qu'une dispersion de 2°C , excepté pour le bas de la goutte (ou pour la partie haute de la carte des rapports de fluorescence, figure V-18), c'est-à-dire lorsque l'ordonnée est supérieure à $40\text{ }\mu\text{m}$ dans le repère $(G, \bar{r}, \bar{y})$, pour laquelle la chute de température est plus importante. Cette chute de température trouve sans doute son origine dans la cinétique de diffusion de la chaleur. L'apparition de vortex contrarotatifs sur des gouttes de cette taille ($D_g=190\text{ }\mu\text{m}$), peut être à l'origine de cette zone de basse température. Des explications plus détaillées sont fournies ultérieurement à la lumière des résultats obtenus en combustion. L'exclusion de cette zone de basse température nous permet de majorer l'incertitude sur la répartition relative de température dans la goutte à environ 2°C .

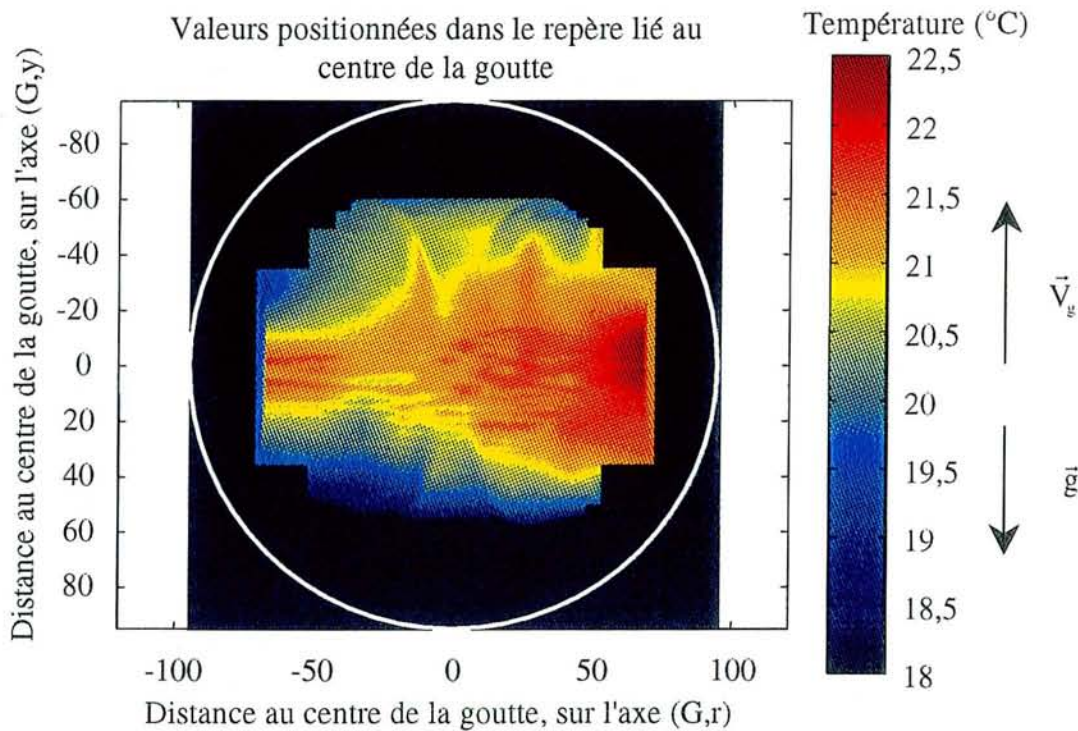


Figure V-19 : Répartition de la température dans la goutte obtenue 1,6 ms après la sortie du tube. Cette répartition est déduite des rapports de fluorescence de la figure V-18.

V-3-1-3 Distribution de température en phase d'intense échauffement

Un jet monodisperse (diamètre des gouttes de $188\mu\text{m}$) est injecté à une température de 26°C , et mis en combustion à l'aide de l'allumeur situé à la sortie du tube isolant (figure V-13). L'évolution temporelle de la température moyenne des gouttes du jet représentée sur la figure V-20 permet d'observer le fort réchauffement des gouttes consécutif à la mise en combustion du jet. L'origine des temps est fixée à la sortie de l'allumeur, ce qui correspond sensiblement au point de naissance de la flamme.

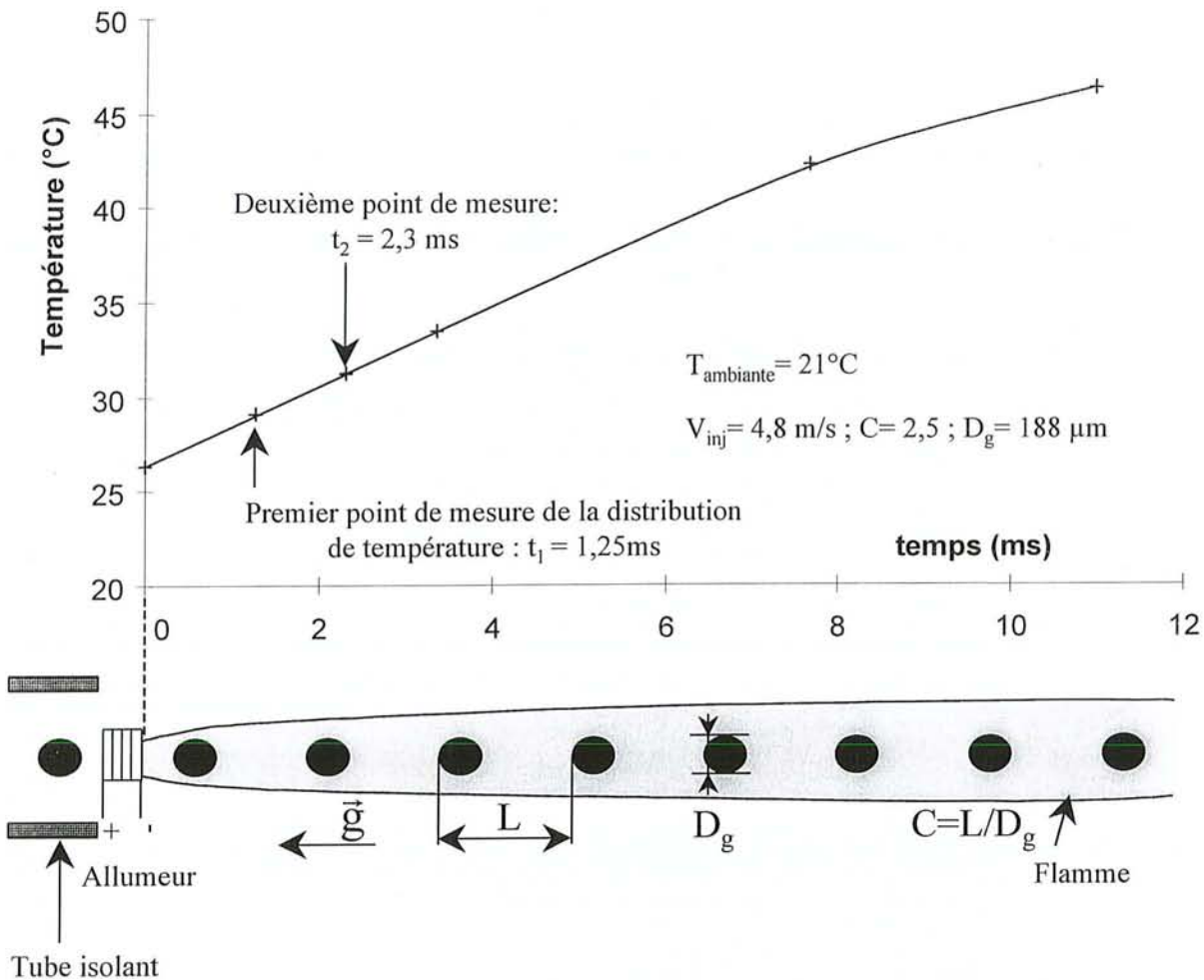


Figure V-20 : Evolution temporelle de la température moyenne des gouttes, après leur entrée dans la flamme, et positionnement des points pour lesquels la mesure de la distribution de température est effectuée.

Les distributions de température obtenues aux instants $t_1 = 1,25\text{ ms}$ et $t_2 = 2,30\text{ ms}$ (figure V-21), témoignent bien de l'intense réchauffement global de la goutte entre ces deux instants très rapprochés. La diffusion de la chaleur dans la goutte ne s'effectue pas radialement, mais pénètre majoritairement en aval de la goutte, c'est-à-dire dans la partie exposée au sillage. Ces résultats s'accordent ainsi avec les simulations numériques prédisant une accentuation du transfert de la chaleur provoquée par la présence de vortex contrarotatifs (Chiang et al., 1992). Ces vortex (figure V-22) sont alimentés par les contraintes tangentielles de cisaillement à la surface de la goutte induites par le gradient de vitesse locale de la couche limite gazeuse.

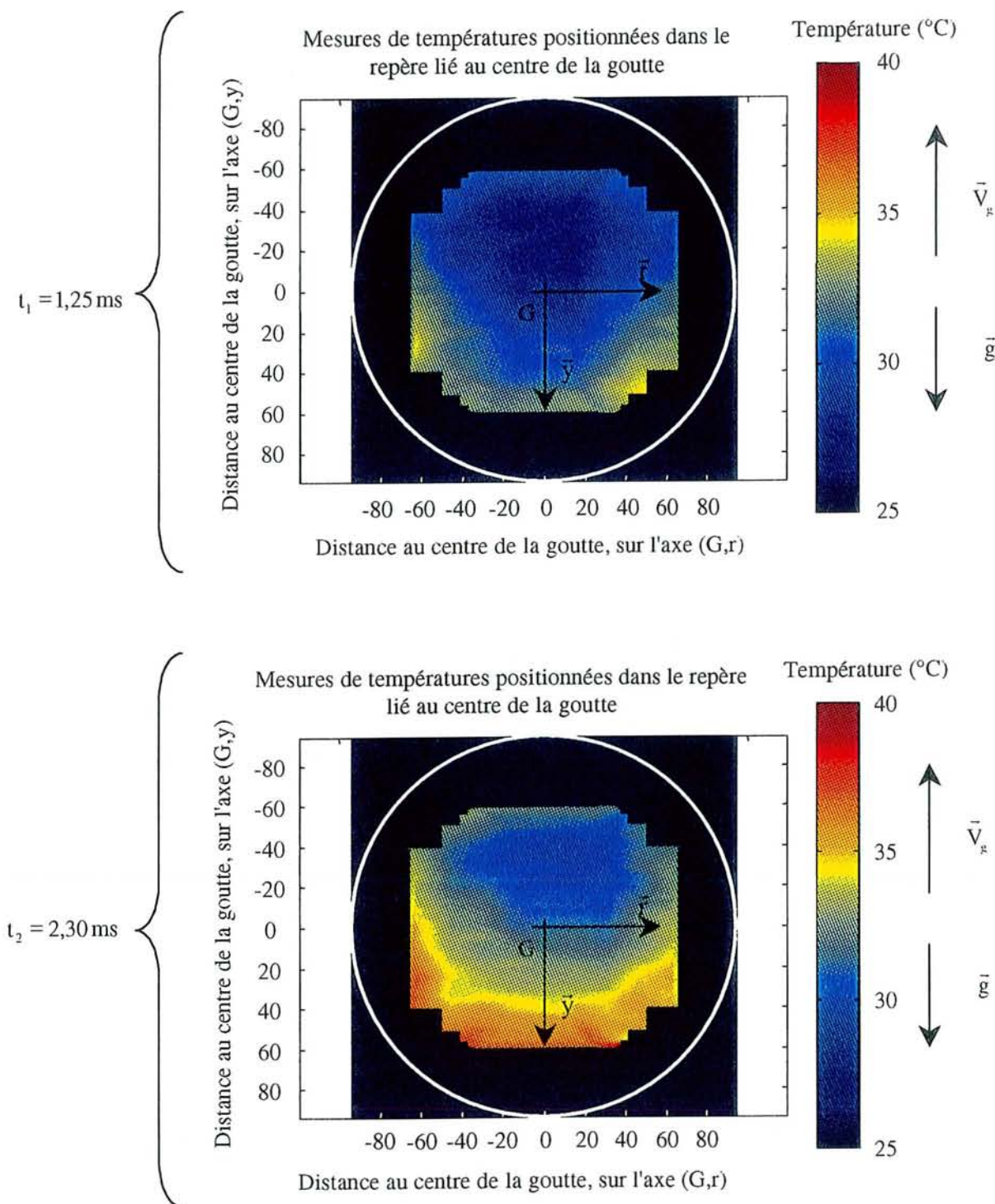


Figure V-21 : Distribution de température dans les gouttes d'un jet en combustion aux instants $t_1 = 1,25 \text{ ms}$ et $t_2 = 2,30 \text{ ms}$. Les cartes de température sont obtenues à partir des intensités de fluorescence aux abscisses $x_g = [-80 -60 -40 -20 0 20 40 60 80] \mu\text{m}$.

Chiang et al. (1992) simulent la diffusion de la chaleur s'opérant dans une goutte de n-octane soudainement injectée dans une atmosphère à haute température. Les lignes de courant qui s'établissent rapidement sont représentées sur la figure V-22. Les échanges de chaleur s'opérant à la surface de la goutte, cette région est la première à subir l'échauffement. La quantité de chaleur accumulée lors du passage du fluide près de la surface est alors ramenée par le vortex vers le centre de la goutte et produit ainsi la diffusion de la chaleur représentée sur la figure V-23-a. Il apparaît alors dans un premier temps une diffusion de la chaleur s'opérant par la région située en aval de la goutte. Un accord qualitatif peut donc être constaté.

Lorsque la convection l'emporte sur la conduction (nombre de Péclet élevé), les isothermes peuvent prendre une allure très proche des lignes de courants (figure V-23-b). Enfin l'effet de la conduction finit par atténuer les différences de température et former les isothermes présentées sur la figure V-23-c.

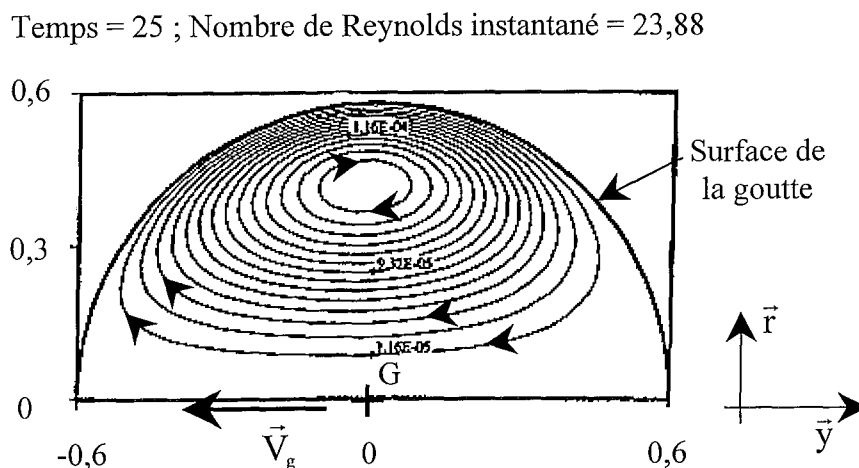


Figure V-22 : Lignes de courants s'établissant dans la goutte en mouvement. D'après Chiang et al. (1992).

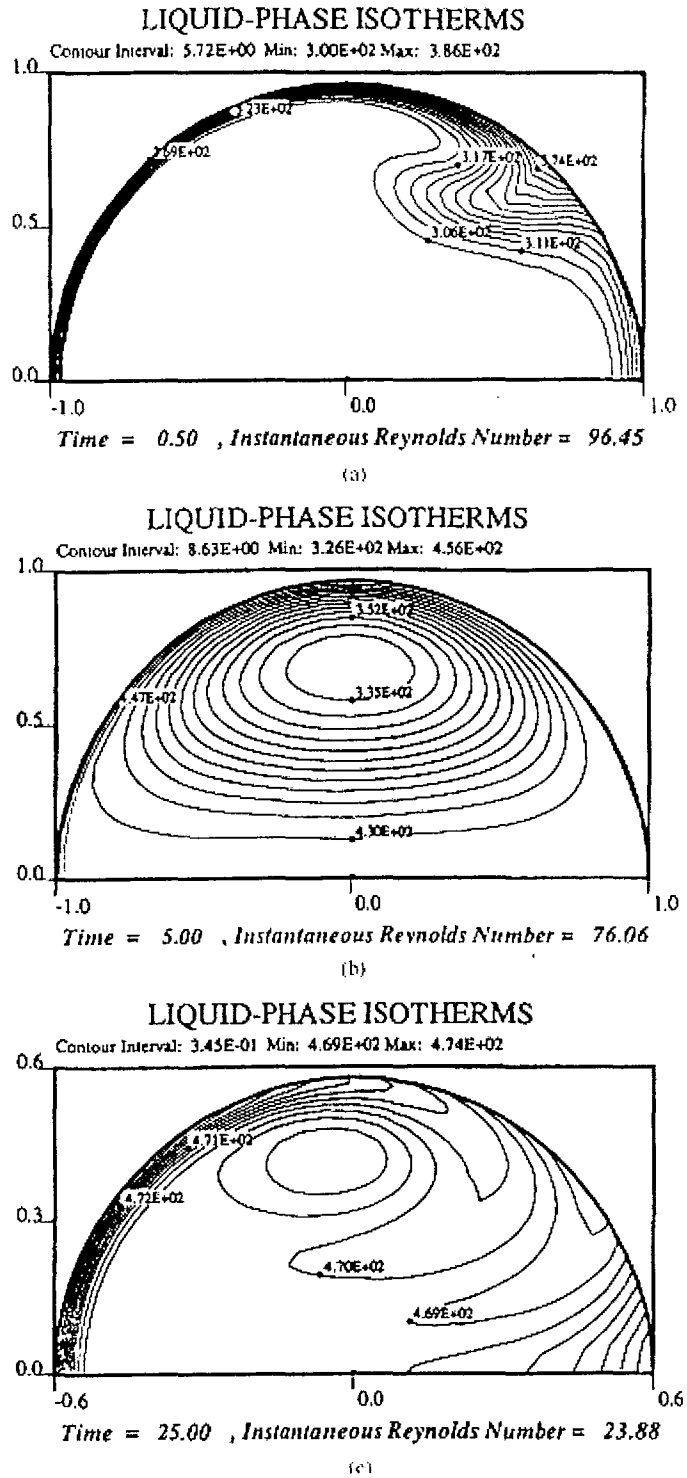


Figure V-23 : Evolution des isothermes au cours de la phase d'échauffement de la goutte, à trois instants différents (temps sans dimension) : (a) $t=0,50$; (b) $t=5,00$ et (c) $t=25$.

Le carburant simulé est un n-octane. D'après Chiang et al. (1992)

V-3-2 Distribution de température sur l'axe (G, $\vec{x}$) : déconvolution

L'algorithme d'inversion est appliqué au profil des intensités de fluorescence obtenu sur l'axe (G, $\vec{x}$) à $t=2,3$ ms après la mise en combustion des gouttes (de $188\mu\text{m}$ de diamètre). Les mesures sont réalisées avec un volume de mesure ayant pour dimensions $20 \times 20 \times 68\mu\text{m}^3$ (figure IV-9) lorsque la déformation optique induite par le dioptre sphérique formé par la goutte n'est pas prise en compte. La température obtenue pour chaque position de la goutte donnant un poids plus important aux régions subissant l'excitation laser la plus intense, les variations spatiales de la température sont ainsi partiellement intégrées sur le volume de mesure.

Le modèle d'inversion doit alors permettre d'obtenir une information plus précise de la température locale du milieu. Les calottes isothermes choisies (de rayons : $16,9$; $26,3$; $37,3$; $53,8$; $72,9$; $94\mu\text{m}$), et la projection des axes des faisceaux dans le repère lié à la goutte pour les différents points de mesures ($x_g = [-93 \ -80 \ -60 \ -40 \ -20 \ 0 \ 20 \ 40 \ 60 \ 80 \ 93]$, $y_g = 0$, $z_g = 0$) sont représentées sur la figure V-24. Pour obtenir la température des zones isothermes deux inversions indépendantes ont été réalisées (figure V-25), la première utilise les mesures obtenues pour les abscisses négatives ($x_g = [-93 \ -80 \ -60 \ -40 \ -20 \ 0]$), la seconde utilise les abscisses positives ($x_g = [0 \ 20 \ 40 \ 60 \ 80 \ 93]$). Cela explique le fait que les températures n'apparaissent pas tout à fait symétriques par rapport à l'axe (G, $\vec{y}$), et permet de vérifier la sensibilité de l'inversion à l'incertitude des mesures. Les températures de ces différentes couronnes déterminées par le modèle d'inversion révèlent une faible différence, excepté au centre, avec les températures brutes correspondant à la température moyenne sur le volume de mesure. La taille des couronnes isothermes étant proche de la taille du volume de mesure ces résultats ne sont pas surprenants. La différence de température entre le centre de la goutte et le point suivant situé à $20\mu\text{m}$ du centre apparaît en effet plus accentuée pour les deux inversions (celles effectuées du côté droit et du côté gauche, figure V-25).

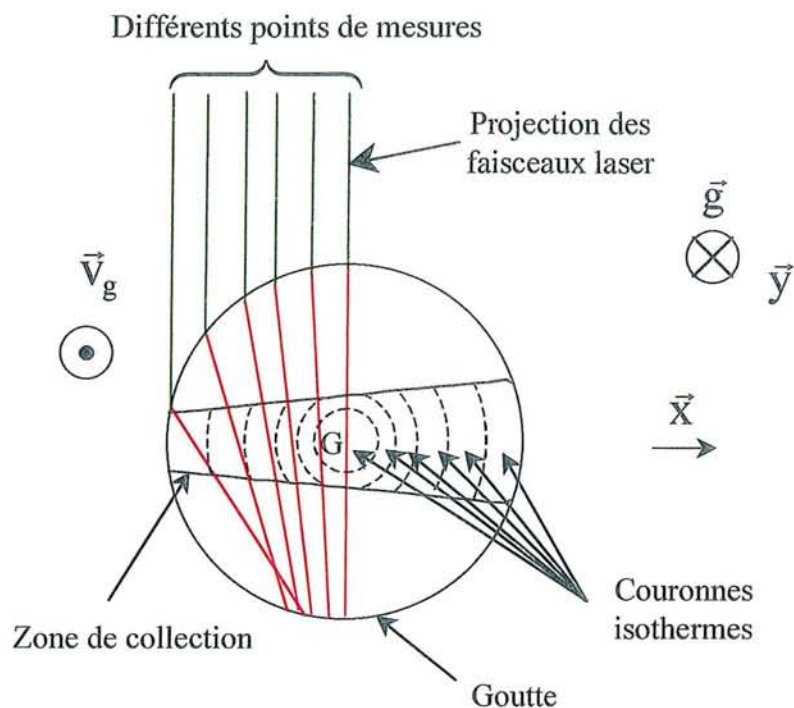


Figure V-24 : Position des points de mesures et des zones de température isothermes.

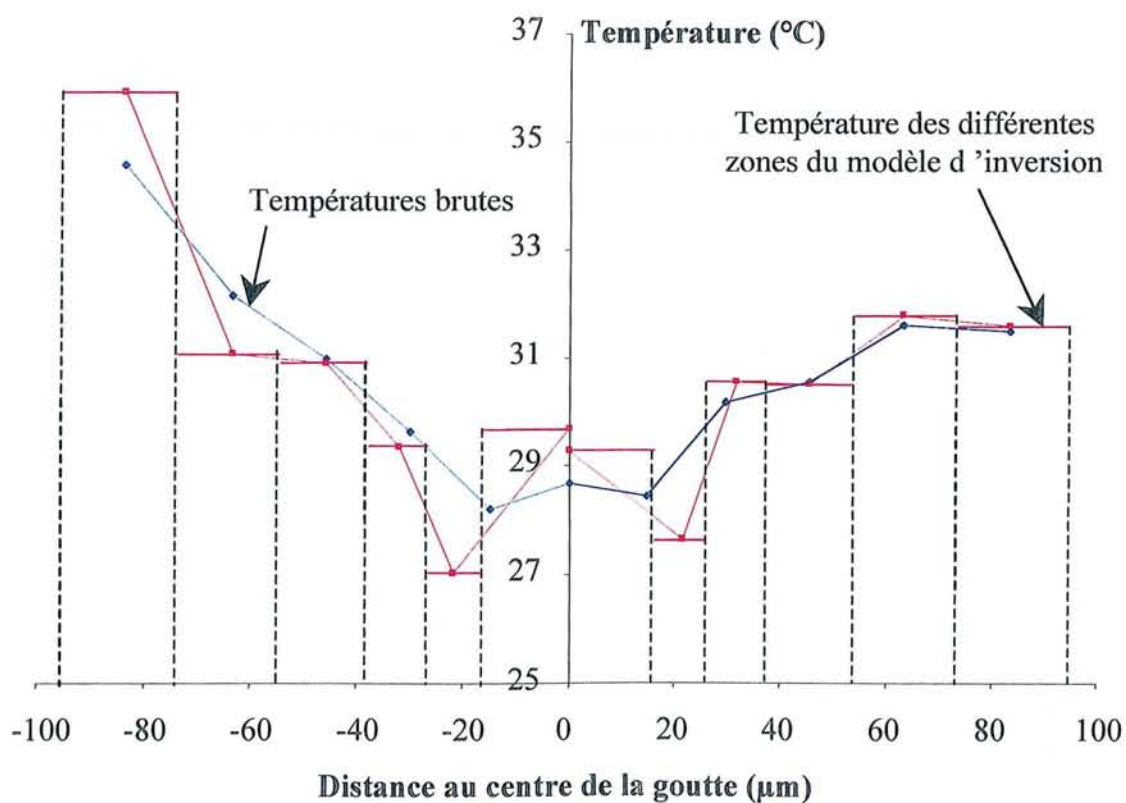


Figure V-25 : Températures issues de la mesure et températures issues du modèle d'inversion.

Lorsque les deux premières couronnes isothermes sont choisies avec des rayons plus faibles (couronnes de rayons : 7,4 ; 22,2 ; 37,3 ; 53,8 ; 72,9 ; 94 μ m) la différence de température entre les deux zones les plus proches du centre de la goutte est encore accentuée (figure V-26).

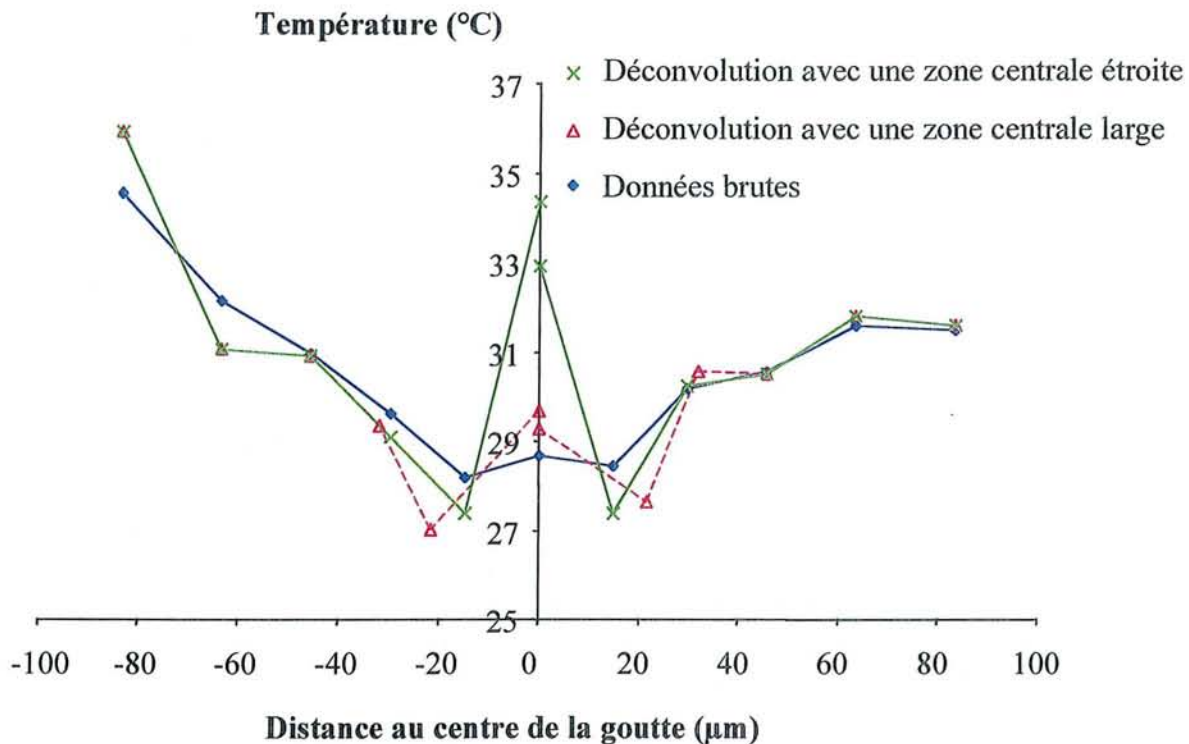


Figure V-26 : Températures issues de la mesure et températures issues du modèle d'inversion, avec une couronne isothermes centrale de plus petite taille.

Ces résultats montrent qu'il est probable que la région située sur l'axe $(G, \bar{y})$ possède une température plus élevée au centre sans que le phénomène soit observable par les mesures directes souffrant de l'intégration du volume de mesure sur le gradient de température. Le couplage de ces résultats et de la carte de températures obtenue à $t_2 = 2,30$ ms (figure V-21), témoignerait alors d'une situation intermédiaire entre la figure V-23-a et V-23-b.

Si cette inversion démontre la possibilité de l'existence d'une zone plus chaude située sur l'axe de symétrie de l'écoulement de la goutte et pouvant dénoter la présence du transport convectif de la chaleur, ces résultats ne permettent pas de conclure sur la valeur précise de la température de cette zone très étroite en raison de l'incertitude relative de la mesure entre les trois points de mesures les plus au centre de la goutte. Ce sont en effet les différences de température intégrées sur le volume de mesure obtenues entre ces trois points qui permettent majoritairement de déduire par l'algorithme d'inversion la valeur de la température des deux

premières couronnes. Cette différence étant faible l'incertitude a une grande influence sur la valeur de la température calculée par l'inversion.

V-4 Conclusion

Nous avons ainsi vu, comment l'utilisation d'un modèle numérique de calcul de l'intensité de fluorescence pouvait fournir de précieux renseignements sur la position et la répartition de la zone de mesure utilisée pour le calcul de la température. Ces données ont été exploitées afin d'évaluer le poids des différentes régions de la goutte intervenant pour le calcul de la température moyenne et pour le calcul de la température locale. L'utilisation d'un volume de mesure réduit pour la mesure locale de la température a permis d'obtenir des profils de température à différentes positions du centre de la goutte. La combinaison de ces profils offre alors, en utilisant l'hypothèse d'axisymétrie de l'écoulement autour de l'axe $(G, \bar{y})$ la possibilité d'établir la distribution de la température autour de cet axe. Les cartes de température obtenues sur des gouttes à 20°C pénétrant dans une atmosphère à 1800°K (induit par la flamme) mettent en évidence la présence d'un réchauffement accentué sur la région située en aval de la goutte, sur la partie exposée au sillage de l'écoulement gazeux (figure V-21). Ce réchauffement est caractéristique d'une diffusion de la chaleur accrue par la circulation du fluide au sein de la goutte (figure V-22). Ces résultats s'accordent qualitativement aux simulations numériques menées par Chiang et al. (1992) (figure V-23).

Enfin, l'utilisation combinée des mesures obtenues sur l'axe $(G, \bar{x})$ et de l'algorithme d'inversion démontre la possibilité de l'existence d'une zone plus chaude située sur l'axe de symétrie $(G, \bar{y})$ de l'écoulement induite par le transport de chaleur par convection. Une élévation de quelques degrés de la température sur une largeur d'environ 10 micromètres autour de l'axe ne serait pas décelable sans l'utilisation de l'algorithme d'inversion en raison de la taille du volume de mesure.

Ces résultats préfigurent les exploitations qui peuvent être effectuées à partir des signaux de fluorescence fournis par les expériences. Des modèles de calcul plus performants prenant en compte les réflexions multiples de la lumière dans la goutte, offriraient des informations plus précises sur la pondération due à l'excitation laser. Des configurations optiques associées à ces simulations pourraient être dégagées afin de réduire davantage le volume de mesure et d'accroître ainsi le caractère local de la mesure.

Entre autres perspectives liées à l'application de cette technique, la confrontation des cartes de température obtenues aux simulations numériques devrait alors apporter une meilleure compréhension des mécanismes gouvernant les échanges de chaleur dans la goutte.

CHAPITRE VI : RESULTATS EXPERIMENTAUX
CONCERNANT LE JET MONODISPERSE

Chapitre VI : Résultats expérimentaux concernant le jet monodisperse

Introduction

Nos connaissances sur les mécanismes dynamiques et thermiques régissant l'évolution de la phase gazeuse et de la phase liquide d'un spray de carburant sont encore trop imprécises pour produire des modèles numériques apportant une prédiction conforme à l'expérience dans les diverses situations d'évaporation et de combustion. La faible quantité de grandeurs expérimentales mises à notre disposition, pour appuyer les études et valider des modèles, consécutive à la complexité du développement d'outils métrologiques adaptés à de tels environnements, explique une bonne part de ces lacunes.

Dans ces modélisations où les phénomènes d'interaction entre les gouttes jouent un rôle primordial, la connaissance de la température est un outil fondamental pour la validation des calculs. En effet, la température de la phase liquide résulte de l'ensemble des échanges thermiques et massiques instantanés, mais aussi passés du fait des temps de transfert de la chaleur au sein de la goutte.

Ce chapitre a deux principaux objectifs :

- Le premier, dédié à l'étude de différents types de jets monodisperses démontre l'importance de la connaissance de la température moyenne pour la compréhension des mécanismes d'échanges. La connaissance de l'évolution temporelle de la température de la phase liquide, couplée à la séparation et au contrôle des différents paramètres caractérisant le jet, permet d'analyser qualitativement l'incidence relative des différents flux de chaleur et de masse en fonction des environnements rencontrés par le jet. La première partie de ce chapitre étudie les situations d'évaporation sans combustion et la seconde s'attelle aux environnements réactifs. Pour chacune des deux parties, l'analyse de la sensibilité de l'évolution de la température aux différents paramètres caractérisant le jet, tels que la vitesse, le diamètre des gouttes, la distance entre les gouttes, la température d'injection, est effectuée afin de mettre en évidence les mécanismes dominants dans les diverses situations. Les nombres de Reynolds opératoires pour les

différentes expériences décrites dans ce chapitre, s'établissent à des valeurs inférieures à 100 pour la totalité des expériences, et inférieures à 15 pour les expériences de combustion. Il faut noter que ces nombres de Reynolds ont été déterminés en utilisant la règle du 1/3 pour calculer les propriétés physiques de la phase gazeuse et la vitesse absolue des gouttes ; c'est-à-dire en considérant la vitesse du gaz environnant comme nulle. Il est important de signaler, que l'évaporation des gouttes et la prépondérance des phénomènes d'interactions entre les gouttes ne permettent pas d'associer à une valeur du nombre de Reynolds un régime d'écoulement correspondant au cas de la sphère isolée.

- Le second vise à comparer certains résultats avec la technique infrarouge développée à l'ONERA (Toulouse), afin d'observer l'importance des différences et les complémentarités des deux techniques.

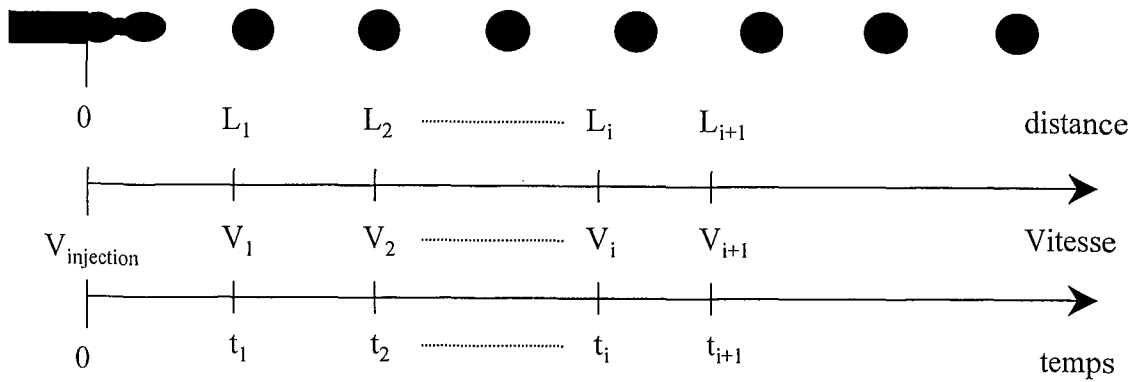
VI-1 Etude aérothermique des jets monodisperses en évaporation

Les mécanismes d'évaporation sur les jets monodisperses restent difficiles à modéliser malgré la simplicité de la géométrie de l'écoulement liquide et la parfaite connaissance des paramètres d'injection. Cette difficulté témoigne de la prépondérance et de la complexité des mécanismes d'interaction entre les gouttes, s'opérant par l'intermédiaire de la phase gazeuse, sur les échanges de chaleur et de masse. Ces échanges s'écartent fortement de ceux obtenus par les modèles de « goutte isolée » (Chiang et Sirignano, 1993-b).

L'étude de la température de la phase liquide a été menée sur deux situations d'évaporation. La première consiste à observer le refroidissement de jets monodisperses à température ambiante, en fonction des différents paramètres caractérisant le jet. La seconde étudie l'évolution de la température des gouttes après leur passage dans un élément chauffant (l'allumeur) utilisé à une température légèrement inférieure à la température réalisant l'inflammation du jet.

- Conversion de l'échelle spatiale en échelle temporelle

Afin de pouvoir comparer la cinétique des processus d'échange sur des jets possédant des vitesses d'injection différentes, l'évolution spatiale de la température de la phase liquide en fonction de la distance au point d'injection est convertie en évolution temporelle, l'origine des temps étant fixée à l'injection. Pour cela, la connaissance du champ Eulérien de la vitesse, mesuré par vélocimétrie laser, est utilisée (figure VI-1).



Le calcul du temps depuis la sortie de l'injecteur s'effectue selon :

$$\begin{cases} t_1 = \frac{L_1}{V_1} \\ t_{i+1} = t_i + \frac{L_{i+1} - L_i}{(V_{i+1} + V_i)/2} \end{cases}$$

Figure VI-1 : Conversion de la distance à la buse d'injection en temps depuis la sortie de l'injecteur.

La vitesse est supposée constante au cours de la fragmentation du jet. Le temps t_1 écoulé entre le point d'injection et le premier point de mesure est alors calculé selon $t_1 = L_1/V_1$, où L_1 est la distance séparant l'injecteur du premier point de mesure. Le procédé est ensuite itératif. Le temps supplémentaire mis par la goutte pour aller du point de mesure i au point de mesure $i+1$, est calculé à partir de la vitesse moyenne de la goutte entre ces deux points (figure VI-1).

- Evolution de la vitesse du jet

La décroissance de la vitesse des gouttes, et par conséquent le coefficient de traînée, dépendent fortement du paramètre de distance (Chiang et Sirignano, 1993 a et b; Silverman et Sirignano 1994 ; Adam 1997). La figure VI-2 présente l'évolution de la vitesse de gouttes de $101\mu\text{m}$ de diamètre, en fonction de la distance au point d'injection, pour 5 paramètres de distance ($C=3,0$; $C=5,6$; $C=10,4$; $C=21,1$ et $C=37,7$). Ces paramètres de distance sont obtenus grâce au déviateur électrostatique. La décroissance de la vitesse en fonction de la distance parcourue est pratiquement linéaire pour les 5 paramètres de distance étudiés. Cette décroissance de la vitesse est d'autant plus marquée que le paramètre de distance est élevé. Ces résultats s'accordent avec les études précédemment citées basées sur l'évolution du coefficient de traînée de jets monodisperses. Ce dernier est en effet évalué comme une fonction croissante du paramètre de distance.

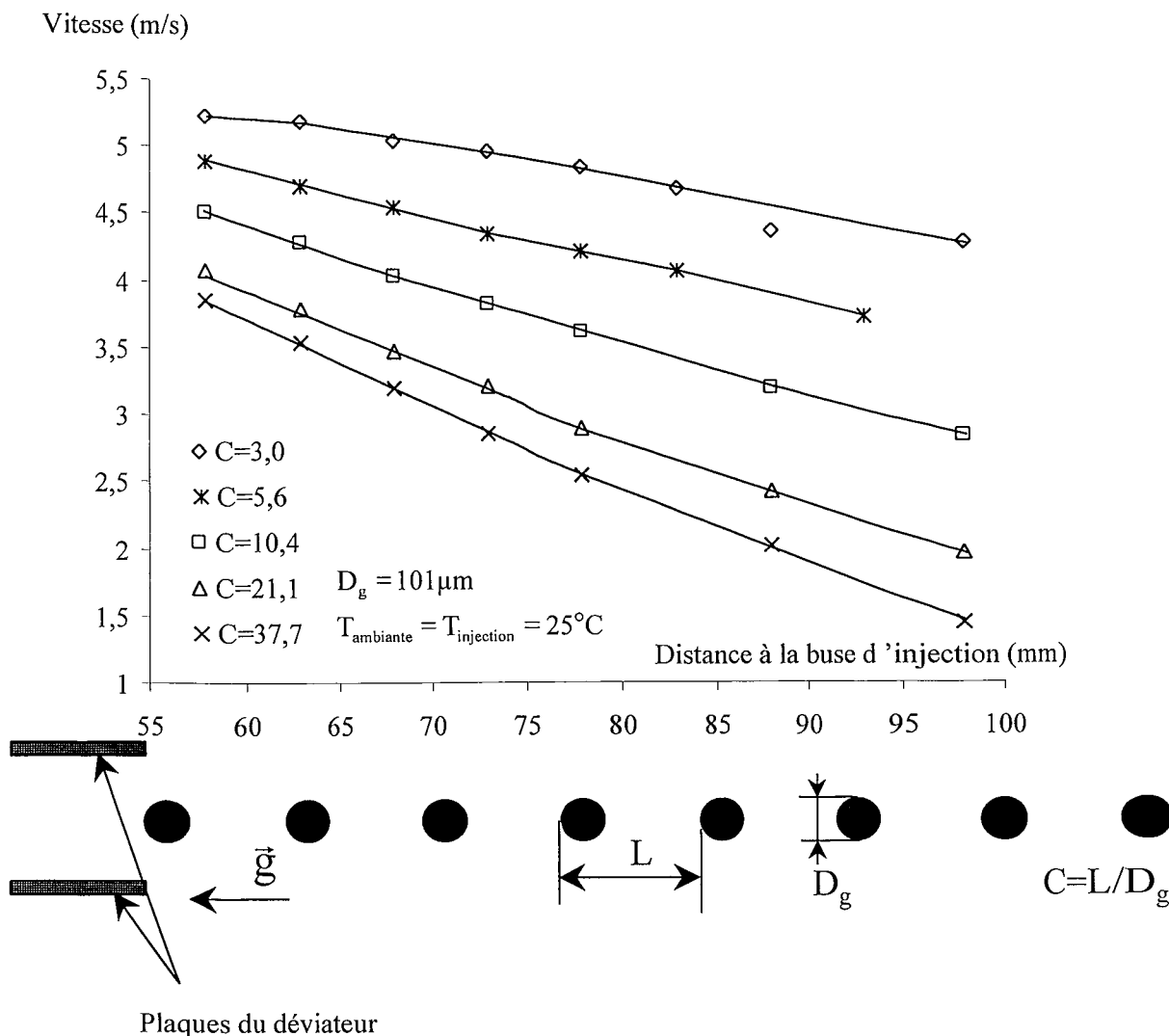


Figure VI-2 : Evolution de la vitesse des gouttes en fonction de la distance à la buse d'injection, pour différents paramètres de distance. Mesure LDA (Laser Doppler Anemometry).

- Analyse des flux de chaleur

L'étude effectuée au chapitre I, met en évidence par l'équation I-23 la relation liant la somme du flux de convection et du flux de vaporisation à la variation de masse et à la variation de température moyenne. En posant :

$$\varphi_m \cdot S = \Phi_c + \Phi_{\text{vap}} \quad (\text{VI-1})$$

où Φ_c et Φ_{vap} sont respectivement le flux de convection et le flux de vaporisation définis au chapitre I, et S la surface de la goutte, φ_m (W.m^{-2}) représente alors la densité

surfactive moyenne de flux fournie à la goutte. Considérant ces notations, et en supposant la masse volumique de l'éthanol constante, l'équation I-23 s'écrit ainsi :

$$\underbrace{\frac{D_g}{6} \cdot \rho \cdot C_p \cdot \frac{dT_m}{dt}}_A + \underbrace{\frac{\rho}{2} \cdot C_p \cdot (T_m - T_s) \cdot \frac{dD_g}{dt}}_B = \varphi_m \quad (\text{VI-2})$$

avec D_g le diamètre de la goutte. L'analyse des ordres de grandeur des différents termes de cette équation en fonction des régimes d'évaporation rencontrés nous permettra ainsi de savoir dans quels cas et avec quelle précision la variation temporelle de la température moyenne de la goutte nous renseigne sur la densité surfactive moyenne de flux reçue par la goutte, φ_m . Il est important de remarquer que pour toutes les expériences réalisées

au cours de ce chapitre le terme $\frac{dD_g}{dt}$ est toujours négatif, de plus la conduction de la chaleur étant toujours plus rapide que la réduction du diamètre, les termes A et B sont alors toujours de même signe. En effet, lorsque la température de surface est supérieure à la température moyenne de la goutte ($B > 0$), la température moyenne de la goutte croît au cours du temps (d'où $A > 0$). De manière symétrique lorsque la température de surface de la goutte est inférieure à la température moyenne ($B < 0$) la température moyenne de la goutte décroît au cours du temps. Ainsi, même lorsque le terme B ne peut être négligé pour déterminer la valeur de la densité surfactive moyenne de flux de chaleur φ_m , l'étude de la dérivée temporelle de la température moyenne (et donc du signe de A) permet de déterminer le signe de φ_m .

VI-1-1 Refroidissement

Dans cette partie nous étudions le refroidissement de gouttes injectées à une température supérieure à la température ambiante.

- *Analyse des ordres de grandeurs de l'équation VI-2.*

Examinons les ordres de grandeurs des quantités A et B de l'équation VI-2.

Posons φ_{vap} et φ_c les densités surfactives moyennes de flux échangées à la goutte par vaporisation et par convection, ainsi :

$$\varphi_{\text{vap}} + \varphi_c = \varphi_m \quad (\text{VI-3})$$

$$\text{avec } \varphi_{\text{vap}} = \frac{\Phi_{\text{vap}}}{S} = \frac{L_v}{S} \frac{dm}{dt}.$$

Ainsi :

$$\frac{B}{\varphi_m} = \frac{\rho \cdot \frac{C_p}{2} \cdot (T_m - T_s) \cdot \frac{dD_g}{dt}}{\rho \cdot \frac{L_v}{2} \cdot \frac{dD_g}{dt} + \varphi_c} \quad (\text{VI-4})$$

Les densités de flux φ_c et φ_{vap} sont toutes deux négatives, le rapport $\frac{B}{\varphi_m}$ peut ainsi, en

négligeant le flux convectif, être majoré par $\frac{B}{\varphi_{vap}}$ soit :

$$\frac{B}{\varphi_m} \leq \frac{C_p \cdot (T_m - T_s)}{L_v} \quad (\text{VI-5})$$

Considérant les caractéristiques thermodynamiques de l'éthanol à la température moyenne de

$$30^\circ\text{C} : \begin{cases} \rho = 773 \text{ Kg.m}^{-3} \\ C_p = 2510 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}, \text{ et en majorant l'écart de température } (T_m - T_s) \text{ à } 10^\circ\text{C}, \text{ il vient} \\ L_v = 929000 \text{ J.Kg}^{-1} \end{cases}$$

finalement : $B \leq 2,7\%$ de φ_m .

La densité de flux à la surface de la goutte peut alors être identifiée avec une très bonne approximation à la quantité A de l'équation VI-2. Les variations de diamètre sur les jets en évaporation étudiés étant de plus inférieures à 2 %, la dérivée temporelle de la température moyenne de la goutte est proportionnelle à la variation de la densité surfacique de flux, avec une erreur inférieure à 5%. L'étude de l'évolution de la dérivée temporelle de la température moyenne nous renseigne ainsi, avec une excellente précision sur l'évolution du flux de chaleur prélevé à la surface de la goutte.

• Mécanismes du refroidissement

Le refroidissement de jets monodisperses injectés à une température supérieure ou égale à la température ambiante se déroule toujours en deux étapes ; la figure VI-3 donnée à titre d'exemple illustre ce phénomène.

- La première phase se caractérise par une forte décroissance de la température des gouttes (de 0 à 10 mm, sur la figure VI-3). Durant cette phase la richesse de l'air ambiant constituant la couche limite du jet est très loin des conditions de saturation en vapeur d'éthanol correspondant à la température d'injection ($T_{inj} = 46,6^\circ\text{C}$). L'air pauvre en vapeur de combustible s'enrichit donc par vaporisation de la phase liquide. La mise en mouvement de l'air, initialement immobile au point d'injection, accentue de plus fortement les effets de la convection forcée.

Ainsi, les effets combinés de la vaporisation et de la convection forcée prélèvent un important flux de chaleur aux gouttes, ce qui provoque leur refroidissement.

- La seconde phase se caractérise par une décroissance beaucoup moins prononcée de la température. Durant cette phase l'air transporté par entraînement visqueux avec le jet de gouttes s'est enrichi en vapeur de carburant. Ce mélange de l'air avec la vapeur d'éthanol chaude prélevée aux gouttes a de plus accru la température au sein de la couche limite gazeuse. Les gouttes évoluent donc dans un air plus chaud, présentant une vitesse relative par rapport aux gouttes plus faible. Pour ces deux raisons le flux de chaleur échangé par convection forcée s'en trouve réduit. De plus l'air de la couche limite étant désormais plus proche des conditions de saturation le flux de chaleur prélevé par évaporation s'est lui aussi notablement réduit. La réduction des effets combinés de la convection forcée et de l'évaporation explique ainsi la décroissance plus modérée de la température.

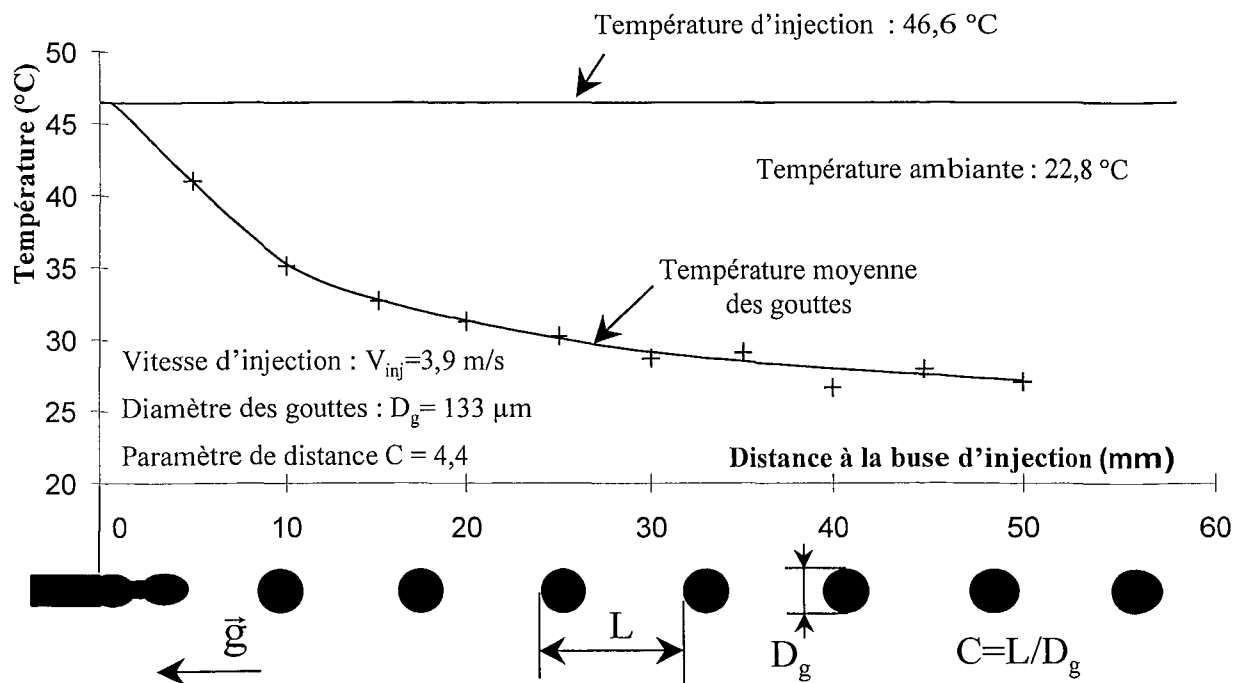


Figure VI-3 : Exemple type du refroidissement d'un jet monodisperse.

Une décroissance extrêmement modérée est toutefois observée même sur les derniers points de mesure. Ce phénomène peut être interprété comme consécutif aux processus de diffusion et de mélange de la vapeur de carburant, contribuant à appauvrir en vapeur et à refroidir l'air au voisinage de la goutte, ce qui entretient

ainsi des flux d'évaporation et de convection modérés responsables du lent refroidissement des gouttes.

- ***Profil de vitesse radiale de la phase gazeuse***

Durant la seconde phase du refroidissement, le transport de l'air au voisinage des gouttes joue un rôle capital sur la cinétique des échanges de flux de chaleur et de masse. Afin de quantifier l'épaisseur de la couche limite dynamique qui s'établit autour du jet, des mesures de la vitesse de l'air entraîné (figure VI-4) ont été réalisées par vélocimétrie laser (LDV) en utilisant le volume de mesure de petites dimensions (Système optique 2) : $20 \times 20 \times 70 \mu\text{m}^3$ (figure IV-9). Pour réaliser cette expérience et afin d'avoir un volume de mesure compatible avec l'échelle de l'écoulement nous avons choisi des gouttes de taille relativement importante : $187 \mu\text{m}$.

Pour effectuer ces mesures, l'air ambiant a préalablement été saturé en particules de fumée. Afin d'analyser uniquement le signal Doppler des particulesensemencées dans l'air, sur les zones pour lesquelles les gouttes traversent le volume de mesure, le signal Doppler issu des gouttes a été éliminé en exploitant la périodicité du passage des gouttes. Ainsi la vitesse obtenue sur l'axe du jet et sur les points distants de moins d'un rayon de goutte de l'axe du jet, correspond à la vitesse de l'air entre les gouttes. Il est alors intéressant de constater que la vitesse sur l'axe du jet, $5,1 \text{ m/s}$, est très proche de la vitesse des gouttes : $5,5 \text{ m/s}$. Le profil de vitesse radiale obtenu à 22 mm du point d'injection témoigne en outre de la largeur de la colonne d'air transportée par le jet. L'air est entraîné par le jet sur des distances supérieures à six fois le diamètre des gouttes et il faut être à une distance de plus d'un diamètre et demi de goutte pour observer une réduction de moitié de la vitesse de l'air. Ces résultats montrent le rôle clef joué par la phase gazeuse, et expliquent l'importance des phénomènes de transport de la phase gazeuse sur l'évolution des processus d'échanges durant les deux phases du refroidissement.

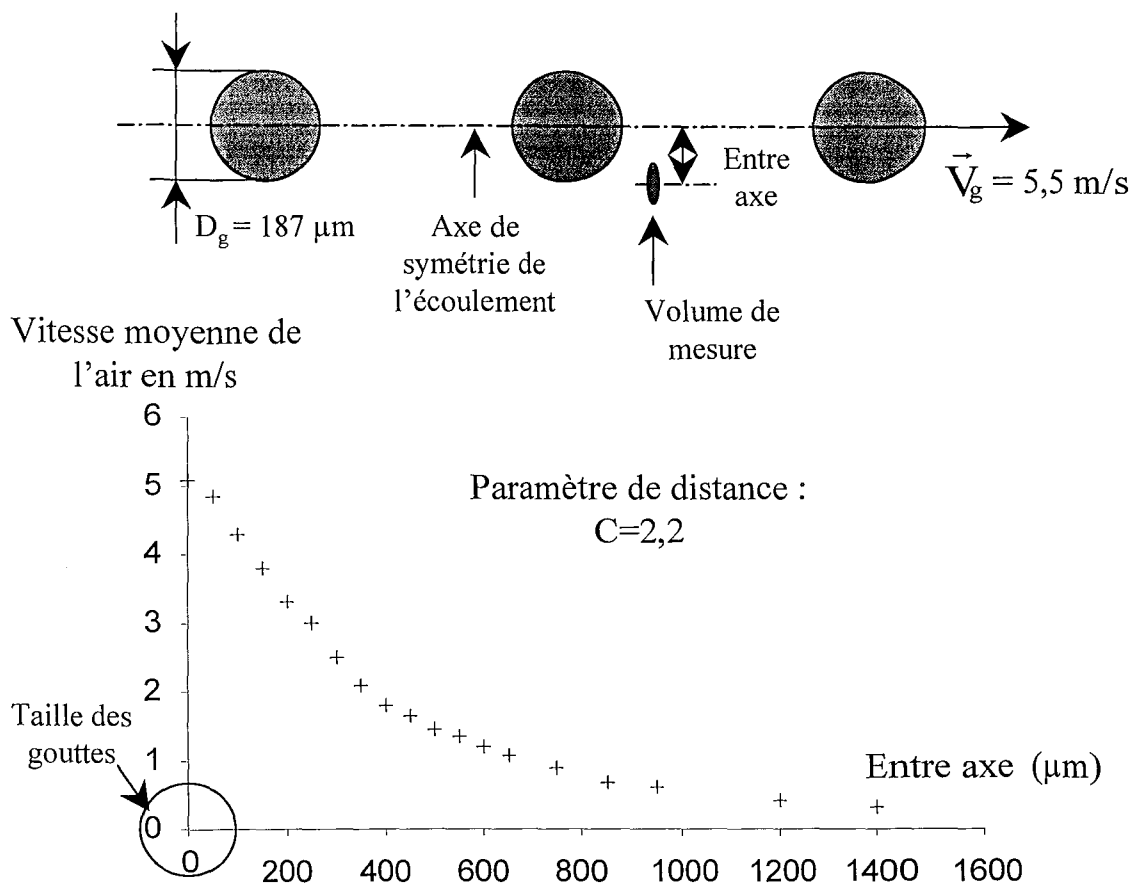


Figure VI-4 : Profil de vitesse radiale de l'air entraîné autour d'un jet monodisperse. La mesure est réalisée à 22 mm du point d'injection.

VI-1-1-a Influence de la vitesse

Les mesures de vitesse de l'air effectuées sur l'axe du jet révèlent finalement un faible gradient de vitesse dans la couche limite générée par le mouvement de la colonne de gouttes en raison de la grande épaisseur de la couche limite gazeuse. Ceci, nous le verrons, a une forte incidence sur les échanges de masse et de chaleur entre les gouttes et la phase gazeuse. La figure VI-5 présente deux séries d'expériences effectuées sur des jets possédant, pour chaque série, des diamètres de gouttes et des paramètres de distances voisins. Lors de la première série d'expériences le diamètre des gouttes est de $108 \mu\text{m}$ et le paramètre de distance de l'ordre de 3,2. Le refroidissement de deux jets possédant des vitesses de gouttes de 4 et 7 m/s est alors étudié. L'évolution temporelle de la température des gouttes apparaît peu affectée par la forte différence de vitesse caractérisant ces deux expériences. L'accroissement traditionnel des échanges convectifs lié à l'élévation de la vitesse, et plus précisément au gradient de vitesse, est ici annulé par les grandes dimensions de la colonne d'air entourant le jet.

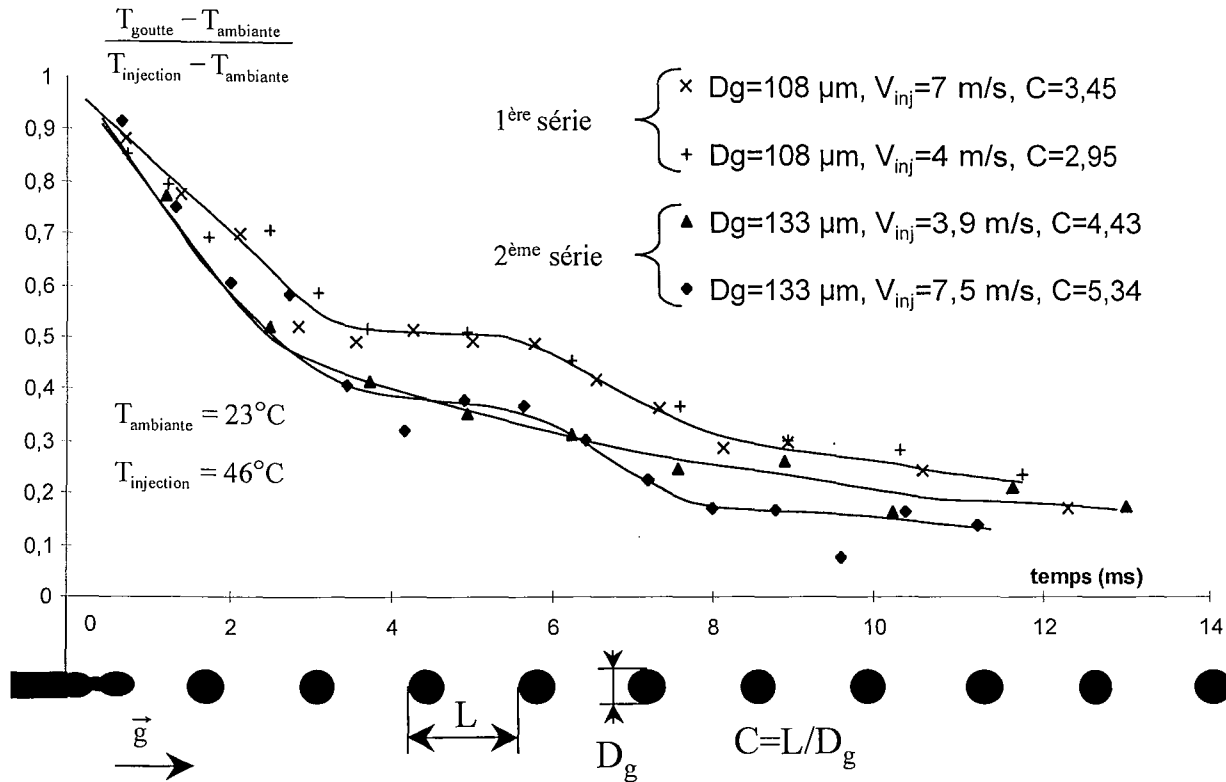


Figure VI-5 : Refroidissement de gouttes, en fonction de la vitesse pour deux séries de jet :

1. $D_g = 108 \mu\text{m}$, $C \approx 3,2$
2. $D_g = 133 \mu\text{m}$, $C \approx 4,9$

La seconde série de mesures réalisée sur des jets possédant des paramètres de distances et des diamètres de gouttes légèrement supérieurs, de valeurs moyennes respectives 4,9, et 133 μm , vient confirmer les résultats précédemment obtenus. Une fois de plus la grande différence de vitesse entre les deux jets n'élève pas l'intensité du flux de chaleur prélevé aux gouttes par échange convectif avec la phase gazeuse.

L'écart des courbes entre les deux séries, qui se creuse au cours de la première phase de refroidissement est typique des effets que provoquent les variations du paramètre de distance qui passe de 3,2 à 4,9 entre la première et la deuxième série (cf. paragraphe VI-1-1-b).

Le refroidissement du jet, s'écarte toutefois quelque peu du refroidissement type précédemment évoqué. A la seconde phase de refroidissement, débutant pour des temps supérieurs à 3 ms, vient en effet s'adjoindre une nouvelle accélération de la chute de température à partir de 5,5 ms. Cette nouvelle phase peut s'expliquer par l'accroissement de la dispersion des trajectoires des gouttes du jet, elle-même provoquée par une augmentation probable du niveau de turbulence de la phase gazeuse.

VI-1-1-b Influence du paramètre de distance

L'air entraîné par le jet semblant être à l'origine de la stabilisation apparente de la température à des valeurs supérieures à la température ambiante, il est intéressant d'étudier l'effet sur le refroidissement du jet de l'accroissement du paramètre de distance. L'augmentation de ce dernier implique effectivement une réduction de l'épaisseur de la couche limite entraînée par le jet et permet donc d'évaluer l'influence de la persistance des effets de sillage sur la cinétique de refroidissement des gouttes.

La figure VI-6 présente le refroidissement de quatre jets dont les paramètres de distances s'échelonnent de 6,1 à 91,8. Ces paramètres de distances sont obtenus par le système de déviation électrostatique sur des gouttes de 100 μm de diamètre possédant une vitesse en sortie des plaques du déviateur de l'ordre de 5,9 m/s. A l'instant du passage des gouttes à la sortie des plaques du déviateur, qui est choisi comme origine des temps, les gouttes possèdent pour les quatre jets considérés une température de 36 °C (à un degré près). La température de l'air ambiant est de 25°C. Les quatre courbes de refroidissement présentent toutes, les deux phases de refroidissement précédemment observées sur les jets possédant de faibles paramètres de distance. L'accroissement du paramètre de distance abaisse la température du palier apparent caractérisant la seconde phase. En effet, l'augmentation du paramètre de distance induit une réduction du flux de vapeur de combustible apporté à une goutte donnée par le sillage des précédentes. Les gouttes doivent donc s'évaporer davantage pour atteindre les conditions de saturation ce qui abaisse par conséquent leur température. D'autre part, la décroissance de la pression de vapeur saturante avec la diminution de la température facilite l'atteinte des conditions de saturation. La température de palier qui s'établit, correspond donc à un compromis entre les conditions de saturation et le taux d'évaporation.

La présence d'un palier à une température supérieure à la température ambiante pour les différents jets, témoigne du rôle non négligeable de la persistance des effets de sillage. En effet, pour obtenir un équilibre à une température supérieure à la température ambiante, le flux convectif et le flux de chaleur prélevés par vaporisation doivent être nuls. Ces conditions sont obtenues lorsque la fraction de vapeur correspond aux conditions de saturation et que la température de l'air est proche de la température de surface de la goutte.

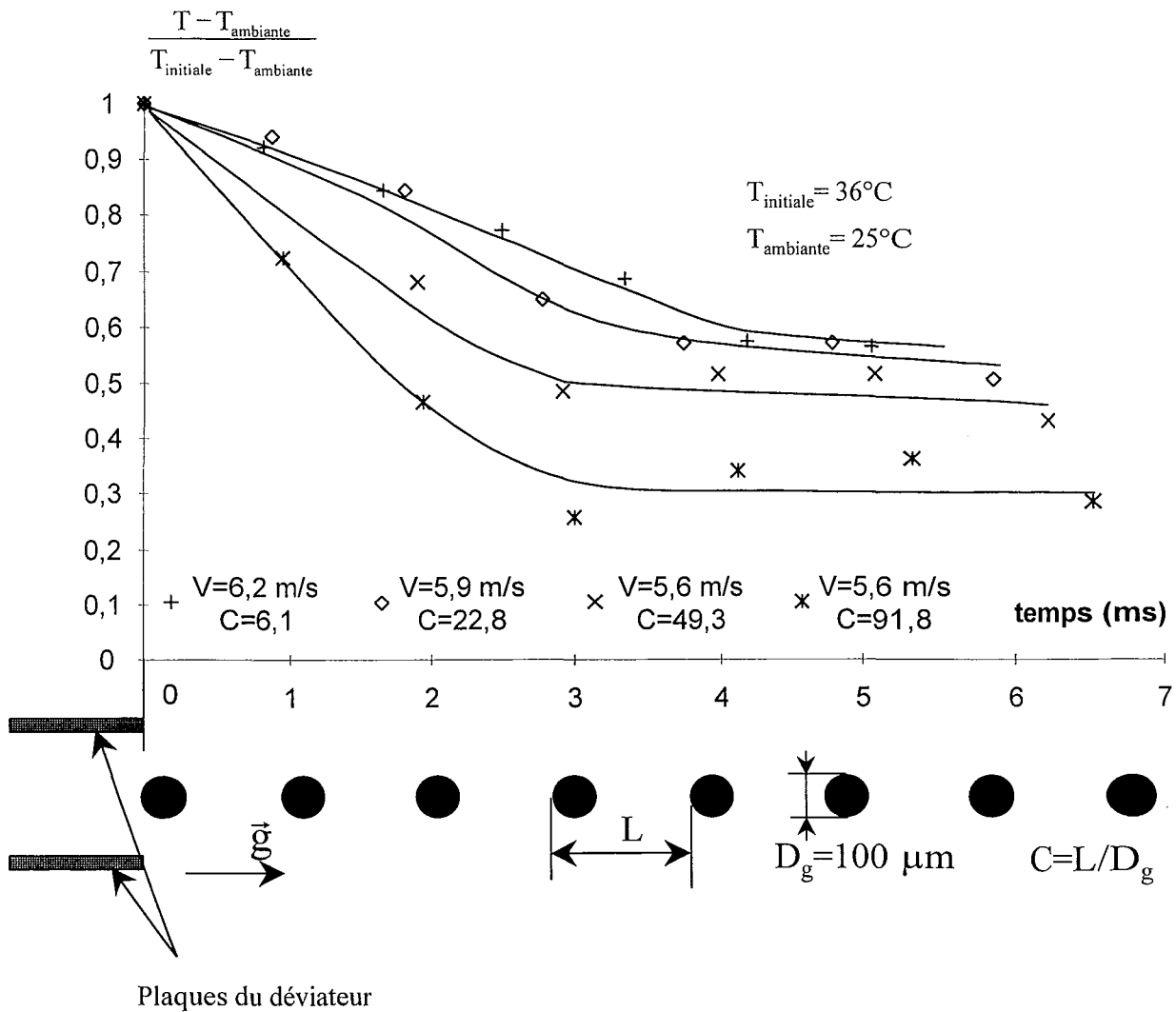


Figure VI-6 : Etude du refroidissement des gouttes pour différents paramètres de distance. La sortie des plaques du déviateur est prise comme origine des temps. Les vitesses et les paramètres de distances fournis sont calculés en $t=0$.

Ainsi il est intéressant de constater que même pour des paramètres de distance de 91,8, les interactions entre les gouttes restent relativement bien marquées. En effet même pour de tels paramètres de distance la fréquence de passage des gouttes en un point de l'axe du jet est encore de l'ordre de 600 gouttes par secondes. Dans ces conditions la persistance des interactions entre les gouttes semble moins surprenante.

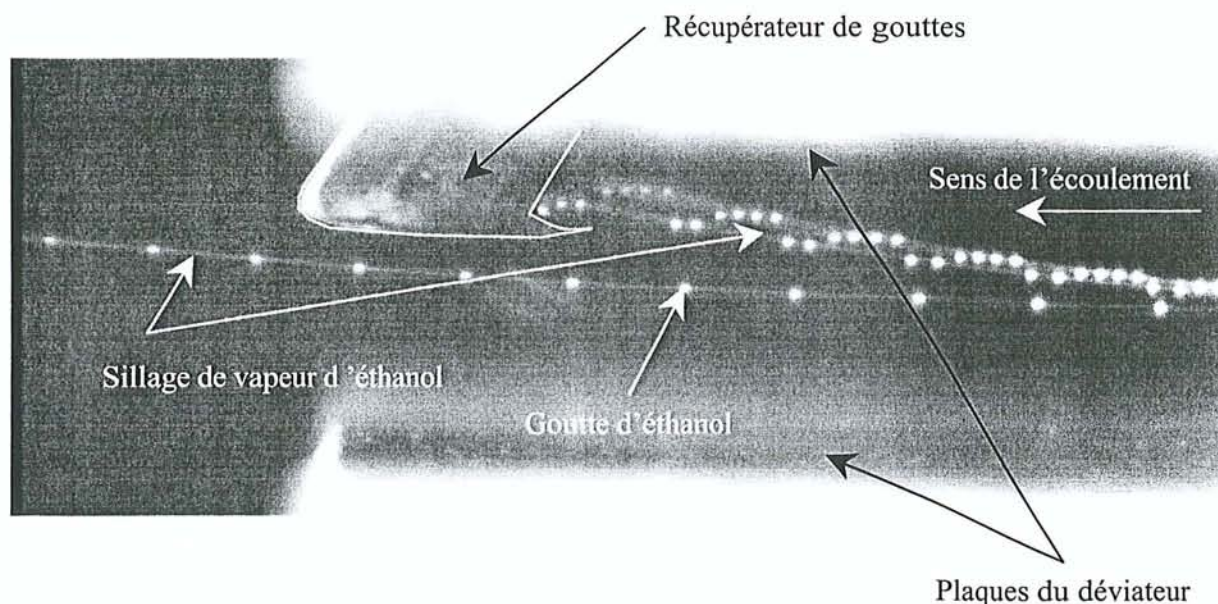


Figure VI-7 : Image de la caméra prise entre les plaques du déviateur par éclairage stroboscopique, l'angle d'éclairage met en évidence le sillage de vapeur d'éthanol laissé par les gouttes.

La figure VI-7 illustre bien l'importance des effets de sillage. L'angle particulier de l'éclairage stroboscopique entre les plaques du déviateur permet d'observer la diffusion de la lumière sur la vapeur de carburant. Cette dernière reste encore visible pour le jet central (non dévié) possédant un paramètre de distance relativement important.

VI-1-1-c Influence de la température d'injection

Connaissant désormais le rôle primordial de la couche limite gazeuse entourant le jet et la persistance de ses effets même pour de grands paramètres de distance, il est intéressant d'observer l'évolution de ces échanges thermique et massique en fonction de la température d'injection. Pour cela des jets possédant des paramètres géométriques (diamètre de goutte, et paramètre de distance) identiques ainsi qu'une même vitesse d'injection, mais des températures d'injection différentes ont été réalisés. L'analyse est effectuée sur deux tailles de gouttes : 106 et 221 μm de diamètre.

• Gouttes de 106 μm de diamètre.

Le refroidissement de gouttes de l'ordre de 100 μm renseigne, à partir de la dérivée temporelle de la température, sur l'évolution instantanée de la somme des flux de chaleur

prélevés aux gouttes (voir introduction du paragraphe VI-1-1). De plus la capacité calorifique de ces gouttes étant relativement faible, les variations de flux se traduisent par d'importantes variations de la dérivée de la température moyenne, ce qui les rend plus facilement détectables.

La figure VI-8, présente les résultats obtenus sur des jets de gouttes de $106\ \mu\text{m}$ de diamètre, possédant des paramètres de distance de 3, et des vitesses d'injections de $7,4\ \text{m/s}$. Trois températures d'injection ont été testées : 21°C , 35°C et 53°C .

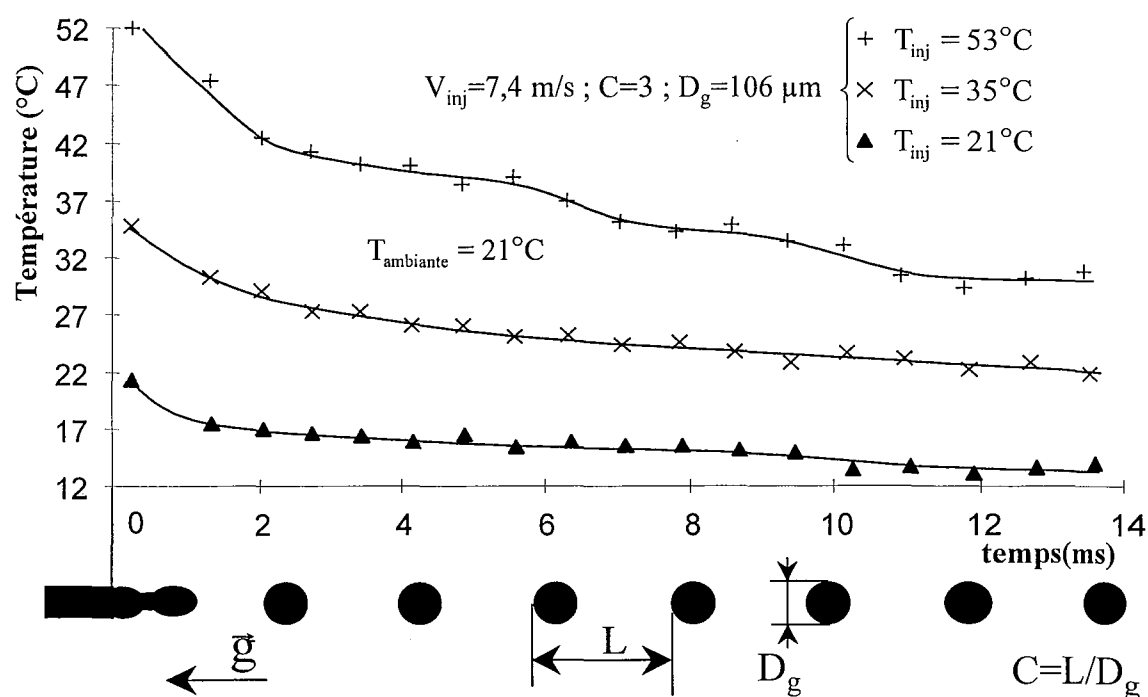


Figure VI-8 : Refroidissement de trois jets de gouttes d'éthanol de $106\ \mu\text{m}$ de diamètre, pour trois températures d'injection.

Une fois de plus, la première phase caractérisée par une forte chute de la température des gouttes, en raison de l'importance des flux de chaleur issus de la convection et de l'évaporation, est suivie d'une décroissance plus faible de la température induite par la réduction de ces flux. La comparaison de ces courbes permet de constater une décroissance plus brutale de la température lors de la première phase de refroidissement lorsque la température d'injection est élevée. La chaleur extraite aux gouttes par évaporation et par convection augmente ainsi avec la température d'injection. En effet, lorsque la température d'injection est plus élevée, l'accroissement de la différence de température entre l'air ambiant et la surface de la goutte provoque alors une élévation du flux convectif. De même, une

élévation de la température des gouttes implique une augmentation de la pression de vapeur saturante associée à la température de surface de la goutte. L'accroissement de l'écart, entre la pression de vapeur au voisinage des gouttes et la pression de vapeur saturante associée à la température de surface de la goutte accentue alors le flux de chaleur prélevé par évaporation.

Lors de la seconde phase de refroidissement, une forte séparation des températures persiste sur des temps longs en fonction de l'histoire du jet. Ce phénomène est lié au transport de la phase gazeuse dont les caractéristiques thermophysiques dépendent fortement des transferts de masse et de chaleur antérieurs entre la goutte et la couche limite gazeuse.

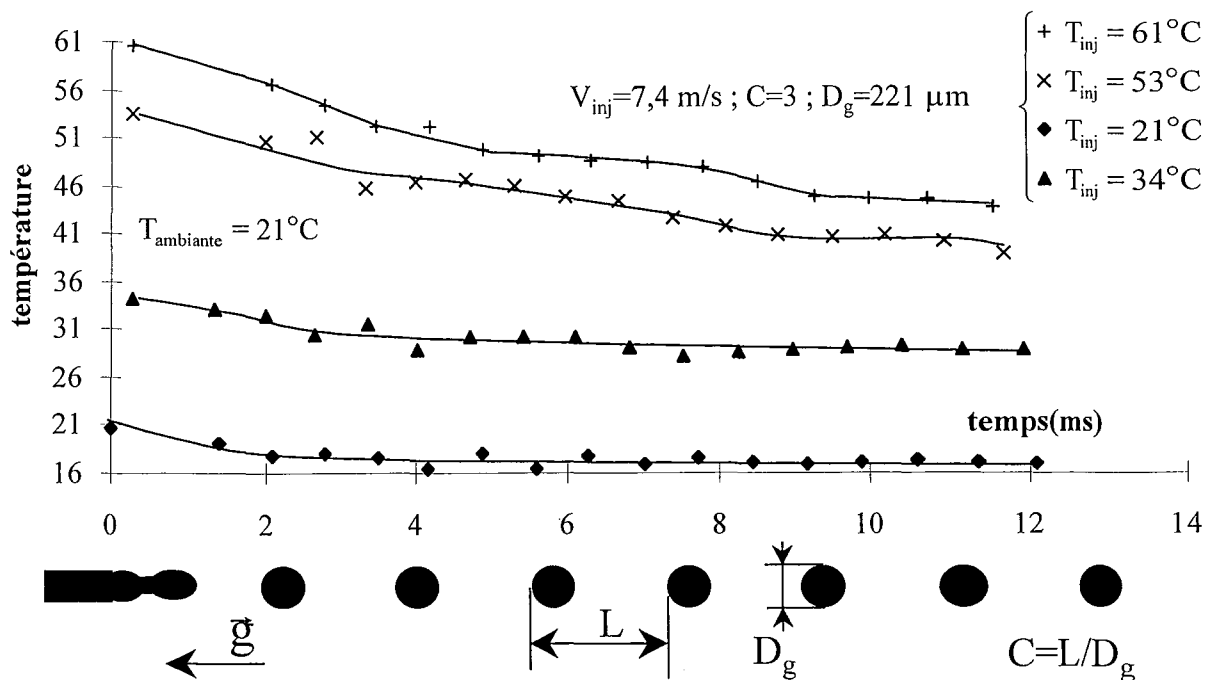
La comparaison des trois courbes permet d'observer une atténuation de la décroissance de la température lors de la seconde phase, associée à l'abaissement de la température d'injection. La décroissance de la température au cours de la deuxième phase qui débute 2 ms après la sortie de l'injecteur, est ainsi de l'ordre de $1,2^{\circ}\text{C}/\text{ms}$ pour le jet injecté à 53°C , alors qu'elle n'est plus que de $0,5^{\circ}\text{C}/\text{ms}$ lorsque les gouttes sont injectées à 35°C , et termine à $0,3^{\circ}\text{C}/\text{ms}$ pour les gouttes injectées à température ambiante.

En effet les échanges thermiques et massiques dans la couche de mélange air-vapeur entraînée par le jet dépendent du gradient de concentration en vapeur d'éthanol et du gradient de température. Ces gradients sont d'autant plus importants que la température du jet est élevée. Les propriétés de la couche limite régissant directement l'intensité des flux de chaleur et de masse à la surface de la goutte, l'accentuation des échanges dans la couche de mélange gazeuse, se traduit directement par un accroissement des flux de chaleur et de masse prélevés à la surface de la goutte. Il n'est alors pas surprenant d'observer une décroissance plus marquée de la température pour des jets possédant des températures d'injection plus élevées.

La compréhension du rôle respectif de la convection et de la vaporisation au cours de ces phases pourrait être affinée par la connaissance de l'évolution de la taille des gouttes du jet, de la température et de la fraction de vapeur de carburant de la phase gazeuse. Toutefois au regard de la courbe de température réalisée sur le jet injecté à 21°C , pour lequel le flux convectif (gain) et le flux thermique prélevé par vaporisation (perte) sont de signes opposés, on constate une prédominance des effets de la vaporisation. En effet, même au cours de la seconde phase de refroidissement qui débute 4°C en dessous de la température ambiante, la température continue de décroître régulièrement jusqu'aux environs de $13,5^{\circ}\text{C}$ sur les derniers points de mesures, soit $7,5^{\circ}\text{C}$ en dessous de la température ambiante. La prédominance du flux de chaleur prélevé par vaporisation devant le flux convectif est ainsi mise en évidence.

• **Gouttes de 221 μm de diamètre.**

Pour des gouttes de cette taille la décroissance de la température est plus progressive (figure VI-9) et les deux phases caractérisant le refroidissement pour les gouttes de 100 μm ne peuvent plus être distinguées.



Deux raisons sont à l'origine de ce phénomène :

- Pour les gouttes possédant des diamètres de l'ordre de 200 μm , les flux de chaleur prélevés génèrent des variations moins importantes de la température en raison de la plus grande capacité thermique des gouttes par unité de surface d'échange.
- D'autre part, pour des gouttes de cette taille la température mesurée par fluorescence s'écarte plus facilement, en présence de forts gradients de température, de la température moyenne exacte (au sens volumique, chapitre I), la pondération des différentes zones de la goutte n'étant pas tout à fait homogène (voir paragraphe V-1-4-1, figure V-8). Les temps de conduction de la chaleur dans la goutte peuvent donc atténuer l'évolution instantanée de la température mesurée, par rapport à l'évolution instantanée de la température moyenne, qui elle, est directement gouvernée par la somme du flux de convection et du flux d'évaporation (voir introduction du paragraphe VI-1-1).

Pour ces différentes raisons, les variations importantes des flux de chaleur instantanés seront donc atténuées par la façon de les mesurer, c'est-à-dire à partir de l'analyse de la dérivée temporelle de la température mesurée par fluorescence. Il s'en suit une décroissance plus progressive de la température mesurée atténuant fortement la transition entre les deux phases de refroidissement.

L'interprétation sur la position relative et l'évolution des différents paliers de température en fonction de la température d'injection reste cependant identique à celle effectuée pour des gouttes de 106µm.

- **Comparaison entre les deux tailles de gouttes**

Cette deuxième série de courbes sur des gouttes de 221 µm a été réalisée en veillant à conserver le même paramètre de distance et les mêmes températures d'injection que pour les gouttes de 106µm. La vitesse du jet n'ayant que très peu d'influence sur la cinétique de refroidissement celle-ci a été maintenue entre les deux expériences, malgré le non respect de

la conservation du nombre de Reynolds ($Re = \frac{V_g \cdot D_g}{\gamma}$). La comparaison des courbes de température effectuées sur des gouttes de 106 µm avec celles effectuées sur des gouttes de 221 µm, révèle des variations de température nettement moins importantes dans le cas des gouttes de gros diamètre. Le tableau suivant permet de quantifier les chutes de température sur les différents jets entre l'instant initial et l'instant t=12 ms.

	D _{g1} =106 µm	D _{g2} =221 µm	Rapport des ΔT entre D _{g1} =106 µm et D _{g2} =221µm
T _{inj} =53°C	ΔT ₁ =23,6 °C	ΔT ₂ =12,5°C	ΔT ₁ /ΔT ₂ =1,9
T _{inj} =35°C	ΔT ₁ =12,6°C	ΔT ₂ =5,4°C	ΔT ₁ /ΔT ₂ =2,3
T _{inj} =22°C	ΔT ₁ =7,8°C	ΔT ₂ =3,8°C	ΔT ₁ /ΔT ₂ =2,1

Il faut également noter le rapport des diamètres de goutte entre les deux expériences : D_{g1}/D_{g2}=2,1. Il est alors intéressant de constater que le rapport des chutes de température entre les deux expériences est constant et égal au rapport des diamètres de gouttes. Ainsi, avec φ_m la densité moyenne de flux total extraite à la goutte définie à l'équation VI-2, l'évolution de la température moyenne de la goutte en négligeant la variation de masse (terme B) est régie par :

$$\rho \cdot \frac{\pi}{6} \cdot D_g^3 \cdot C_p \cdot \frac{dT_m}{dt} = \phi_m \cdot \pi \cdot D_g^2 \quad (\text{VI-6})$$

soit

$$\frac{dT_m}{dt} = \frac{6 \cdot \phi_m}{\rho \cdot D_g \cdot C_p} \quad (\text{VI-7})$$

ainsi en négligeant les variations du diamètre de la goutte qui sont inférieures à 1%, et celles de ρ et C_p qui sont inférieures à 1% sur la plage de température considérée, il vient :

$$\Delta T = T_m(t_2) - T_m(t_1) = \frac{6}{\rho \cdot D_g \cdot C_p} \int_{t_1}^{t_2} \phi_m(t) \cdot dt \quad (\text{VI-8})$$

Lors des expériences précédentes, le rapport des chutes de températures étant dans le rapport inverse des diamètres, l'intégrale de la densité de flux de chaleur a par conséquent la même valeur pour les deux expériences. Ce phénomène pourrait ainsi mettre en évidence une loi de similitude entre les expériences sur les processus d'évaporation et de convection.

VI-1-2 Effets d'un flux de chaleur transitoire sur le jet

Afin d'accroître nos connaissances sur les mécanismes de transfert nous avons analysé l'effet d'une impulsion thermique sur le jet. Cette impulsion est générée par la spire constituant l'allumeur. Cette dernière est alimentée à une tension légèrement inférieure à la tension générant l'inflammation de la vapeur d'éthanol. La puissance alors dissipée par la spire de 6 mm de hauteur est d'environ 20 Watts. L'entrée du jet dans la spire s'effectue à 15 mm du point d'injection afin d'éviter que la membrane d'injection soit chauffée par le rayonnement de la spire. Le jet constitué de gouttes de 109 μm ($V_{inj}=4,5$ m/s, $C=2,6$) est injecté dans le sens opposé à la gravité. L'évolution temporelle de la température des gouttes est représentée sur la figure VI-10.

L'accroissement de la température des gouttes entre l'entrée ($t=3,5$ ms) et la sortie de la spire ($t=4,8$ ms) ne dépasse pas 2°C. La température continue de croître longtemps après la sortie de spire pour atteindre 28,1°C à $t=13,1$ ms, soit une élévation de température de 8,6°C par rapport à la température des gouttes lors de leur entrée dans la spire. La question est alors de savoir si cette durée est attribuable au temps de conduction de la chaleur dans la goutte ou à un gain additionnel d'énergie transmis aux gouttes après la sortie de spire. Nous avons donc procédé à une évaluation numérique du temps de diffusion de la chaleur dans la goutte. Pour cela l'équation de diffusion radiale de la chaleur (équation VI-9) en coordonnées sphériques a

été résolue numériquement. La conductivité thermique λ de l'éthanol a été remplacée par la conductivité effective selon : $\lambda_{\text{eff}} = 2,72.\lambda$ (Johns et Beckman, 1966), afin de prendre en compte l'accentuation de la diffusion de la chaleur induite par les mouvements du liquide dans la goutte.

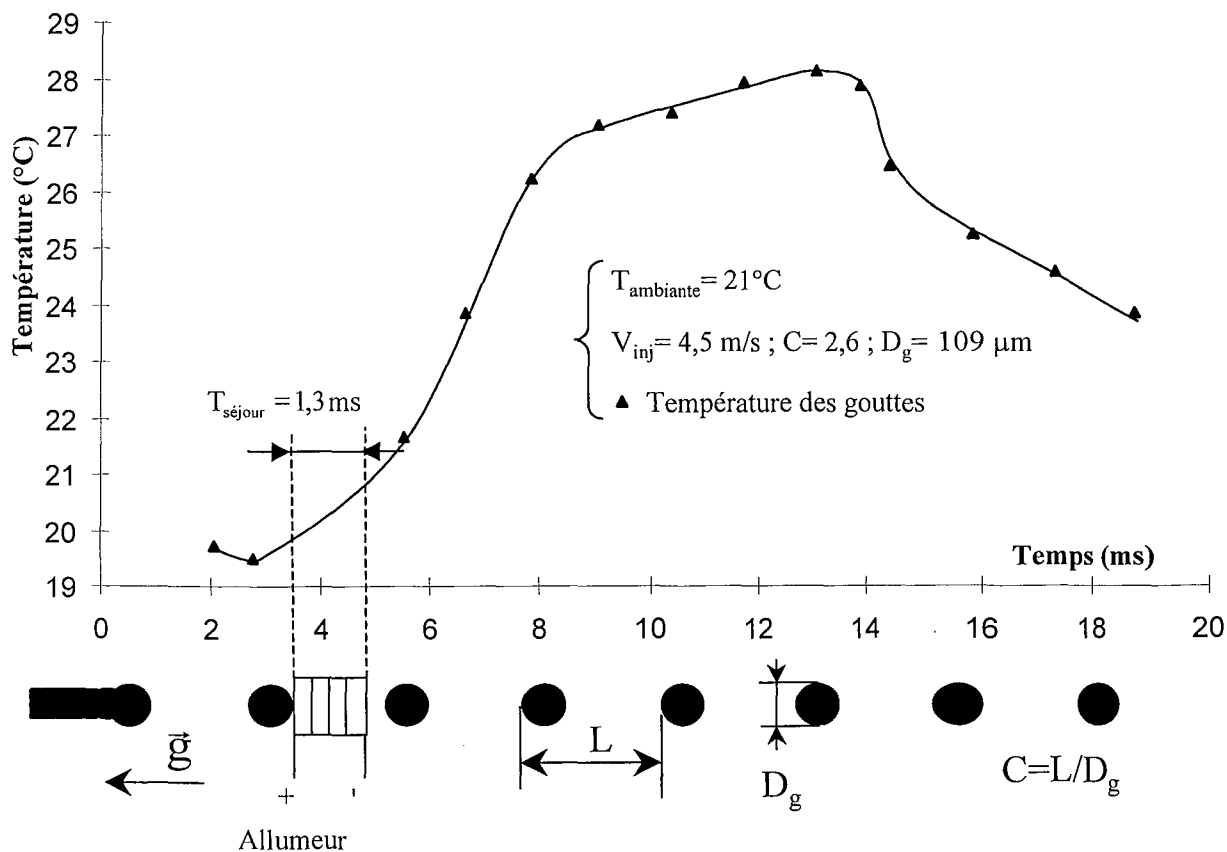


Figure VI-10 : Evolution de la température des gouttes de 109 µm de diamètre après leur passage dans l'allumeur chauffé à une température légèrement inférieure à la température d'inflammation du jet.

En supposant la diffusion radiale de la chaleur et en négligeant les effets de la régression de la surface de la goutte l'équation de diffusion thermique I-27 devient ainsi en coordonnées sphériques :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a_{\text{eff}}}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r.T) \quad (\text{VI-9})$$

où $a_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\rho.C_p}$, avec λ_{eff} la conductivité thermique effective de la phase liquide.

Afin de simuler, un gain important d'énergie à la surface de la goutte lors de la traversée de la spire qui ne serait pas détecté par la mesure de température par fluorescence, la périphérie de la goutte est initialement imposée à une température proche de la température d'ébullition de l'éthanol ($T_{eb} = 78^{\circ}\text{C}$), qui est la température maximale de la phase liquide.

Soit r la distance au centre de la goutte, les conditions initiales imposées sont alors les suivantes (figure VI-11) :

- Pour $r \in [0; 0,9R]$, $T(r) = T_i$
- et pour $r \in [0,9R; R]$, $T(r) = T_i + 50^{\circ}\text{C}$

La condition à la surface de la goutte est $\phi(r = R) = 0$

Le flux de chaleur à la surface de la goutte est choisi nul. L'évolution temporelle du profil de température ainsi calculé est représentée sur la figure VI-11. Le temps nécessaire pour obtenir un profil de température relativement homogène est de l'ordre d'une milliseconde. La température moyenne qui correspond aussi à la température d'équilibre de la goutte, isolée de l'extérieur, peut être calculée à chaque instant, en supposant la capacité thermique de la goutte constante selon :

$$T_{\text{équilibre}} = \frac{1}{4.\pi.R^3} \int_0^R T(r).4.\pi.r^2.dr \quad (R(t)=\text{constante}) \quad (\text{VI-10})$$

Comme nous l'avons vu au chapitre V (paragraphe V-1-4-1), la taille du volume de mesure utilisé et la technique de détermination de la température basée sur l'intégration du signal de fluorescence sur la totalité du temps de passage de la goutte dans le volume de mesure concourent à obtenir une température mesurée proche de la température moyenne de la goutte ($T_{\text{équilibre}}$), même lorsque celle-ci possède une répartition non homogène de la température.

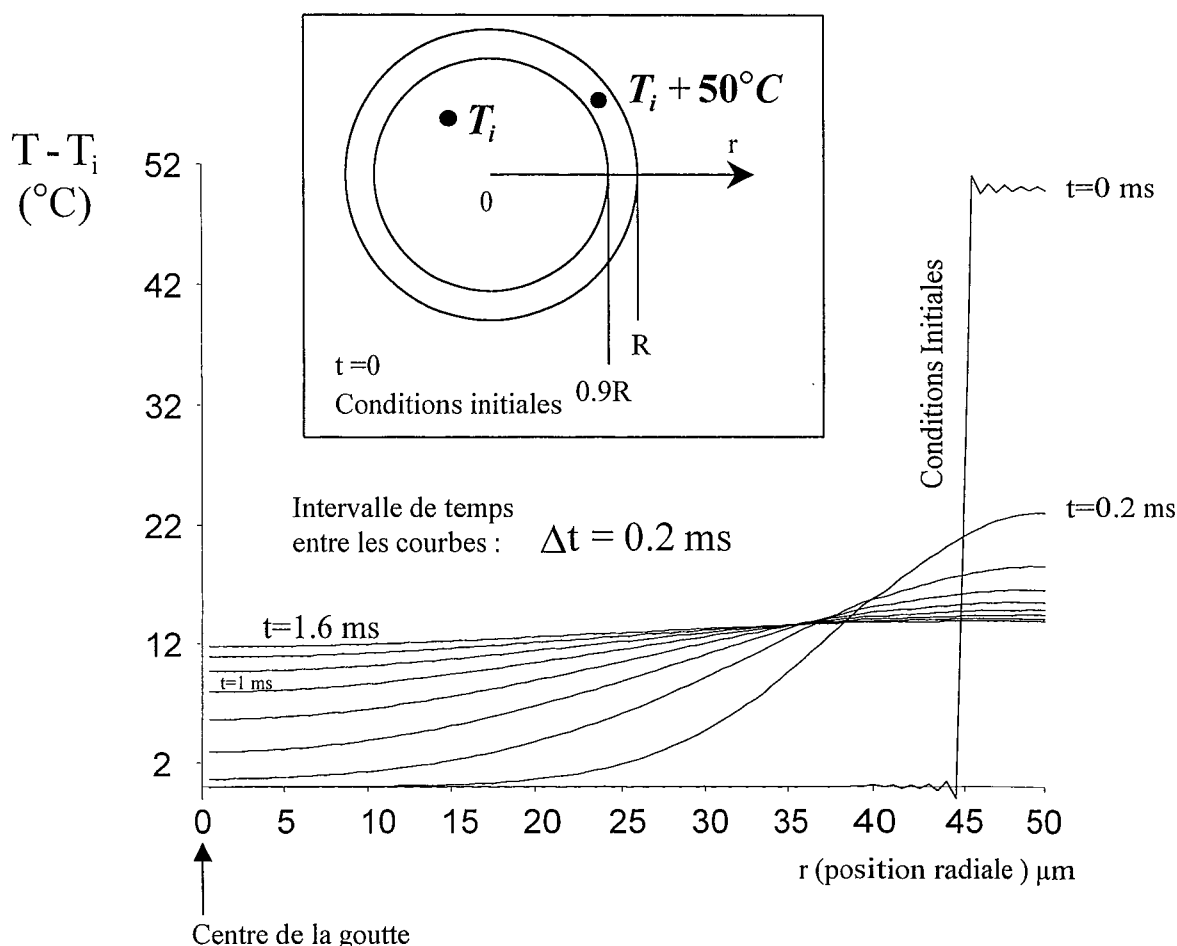


Figure VI-11 : Simulation numérique de l'évolution temporelle des profils radiaux de la température dans une goutte de 100 µm de diamètre.

Afin d'évaluer le décalage entre la température mesurée et la température d'équilibre de la goutte, les profils de température obtenus par la résolution de l'équation de la chaleur (figure VI-11) ont été introduits dans le modèle de simulation de l'intensité de fluorescence décrit au chapitre V. La température mesurée par fluorescence induite par laser pour les différents profils de température a ainsi pu être simulée. Les résultats sont présentés sur la figure VI-12. Malgré la forte hétérogénéité de la répartition de la température dans la goutte au temps $t=0,2$ ms (figure VI-11), la mesure obtenue par fluorescence fournit une température qui atteint déjà 85% de la température d'équilibre. La mesure se révèle finalement pratiquement insensible à la distribution de la température dans la goutte. Considérant ces résultats, la température mesurée peut ainsi être considérée comme pratiquement égale à la température moyenne (au sens de la relation I-21) de la goutte à chaque instant. L'accroissement de température observé entre la sortie de la spire et l'instant $t=13,1$ ms où la température des gouttes atteint un

maximum, correspond bien à un gain d'énergie et non au temps de diffusion de la chaleur dans la goutte.

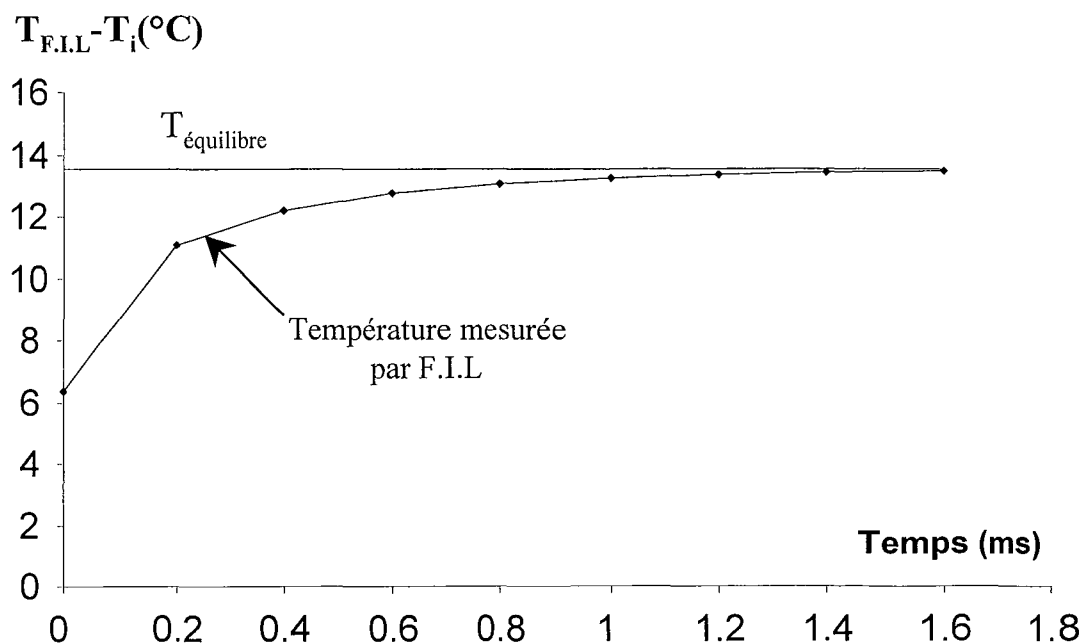


Figure VI-12 : Effet de la pondération volumique de la technique sur la détermination de la température.

Finalement, une faible part de l'énergie est fournie à la goutte durant son temps de passage dans la spire. Il semble alors que la puissance dissipée par la spire chauffe essentiellement la phase gazeuse, et contribue à la vaporisation de l'éthanol. Du fait du faible paramètre de distance ($C=2,6$), un transport important de la phase gazeuse réchauffée lors de son passage dans la spire est engendré. L'échange convectif forcé entre la phase gazeuse et la phase liquide élève alors fortement la température des gouttes bien après leur sortie de la spire.

IV-1-2-a Influence de la taille des gouttes

Une expérience comparable est réalisée sur un jet de gouttes de 180 μm de diamètre ($V_{inj}=5,5$ m/s, $C=2,1$). Afin d'obtenir des gouttes sphériques dans la zone d'échange thermique l'entrée de la spire est cette fois placée à 27 mm de l'injection (distance nécessaire à l'obtention de gouttes sphériques), ce qui correspond à un temps d'environ 4,6 ms. Les mesures obtenues (figure VI-13) présentent une allure semblable aux cas des gouttes plus petites. La différence de température entre la température d'entrée de spire ($T=16,5^\circ\text{C}$) et la

température d'injection ($T=21^{\circ}\text{C}$) résulte du fort refroidissement des gouttes dans la zone de fragmentation du jet. Comme précédemment, la phase d'échauffement a lieu sur un temps d'environ 8 ms. Cependant l'élévation de température entre l'entrée dans la spire et le maximum de température qui était de $8,6^{\circ}\text{C}$ pour des gouttes de $109\text{ }\mu\text{m}$ est désormais de $4,2^{\circ}\text{C}$ pour les gouttes de $180\text{ }\mu\text{m}$. Ces mesures ne permettent cependant pas de conclure sur l'intégrale de la densité de flux (équation VI-8), d'une part, parce que ne connaissant pas l'évolution temporelle de la taille des gouttes nous ne pouvons affirmer (contrairement à l'étude des jets en refroidissement) que le terme B de l'équation VI-2 puisse être négligé, et d'autre part parce que les gradients de température ont un effet plus important sur des grosses gouttes. En effet, si l'effet des gradients de température influe peu sur la détermination de la température moyenne lorsqu'il s'agit de gouttes de $100\mu\text{m}$ de diamètre, ces derniers prennent une importance non négligeable pour des gouttes de $200\mu\text{m}$. Une simulation numérique identique à la précédente démontre qu'au lieu des 0,2 ms nécessaire pour atteindre 85% de l'élévation de la température dans le cas de gouttes de $100\mu\text{m}$ de diamètre, ce temps passe à 2,6 ms pour des gouttes de $200\mu\text{m}$. Ce décalage entre la température moyenne et la température mesurée lorsque les gradients de température sont importants explique l'élévation plus progressive de la température après la sortie de la spire pour les gouttes de $180\mu\text{m}$ de diamètre.

Il est aussi intéressant de noter, que contrairement aux gouttes de $109\mu\text{m}$, le refroidissement brutal de la température après l'atteinte du maximum n'apparaît pas. Plusieurs raisons expliquent ce phénomène : la première tient à la disparition du flux de chaleur extrait par convection. En effet dans l'expérience réalisée sur de petites gouttes l'écart entre la température maximale de la phase liquide et la température ambiante est de plus de 7°C , alors qu'il est nul pour des gouttes de $180\mu\text{m}$. La différence des paramètres de distance entre les deux expériences et l'impact des grosses structures de l'air ambiant sur les trajectoires peuvent aussi différer l'appauvrissement de la couche limite gazeuse du jet et retarder ainsi l'extraction du flux de chaleur par vaporisation.

Malgré ces différences, le mécanisme de réchauffement reste le même : lors de la traversée de la spire, la phase liquide ne reçoit qu'une faible part de l'énergie. La majorité du réchauffement de la goutte se produit après la sortie de la spire où il est permis de supposer que la phase gazeuse chauffée dans la spire et transportée par le jet génère un important flux thermique par convection à la surface de la goutte.

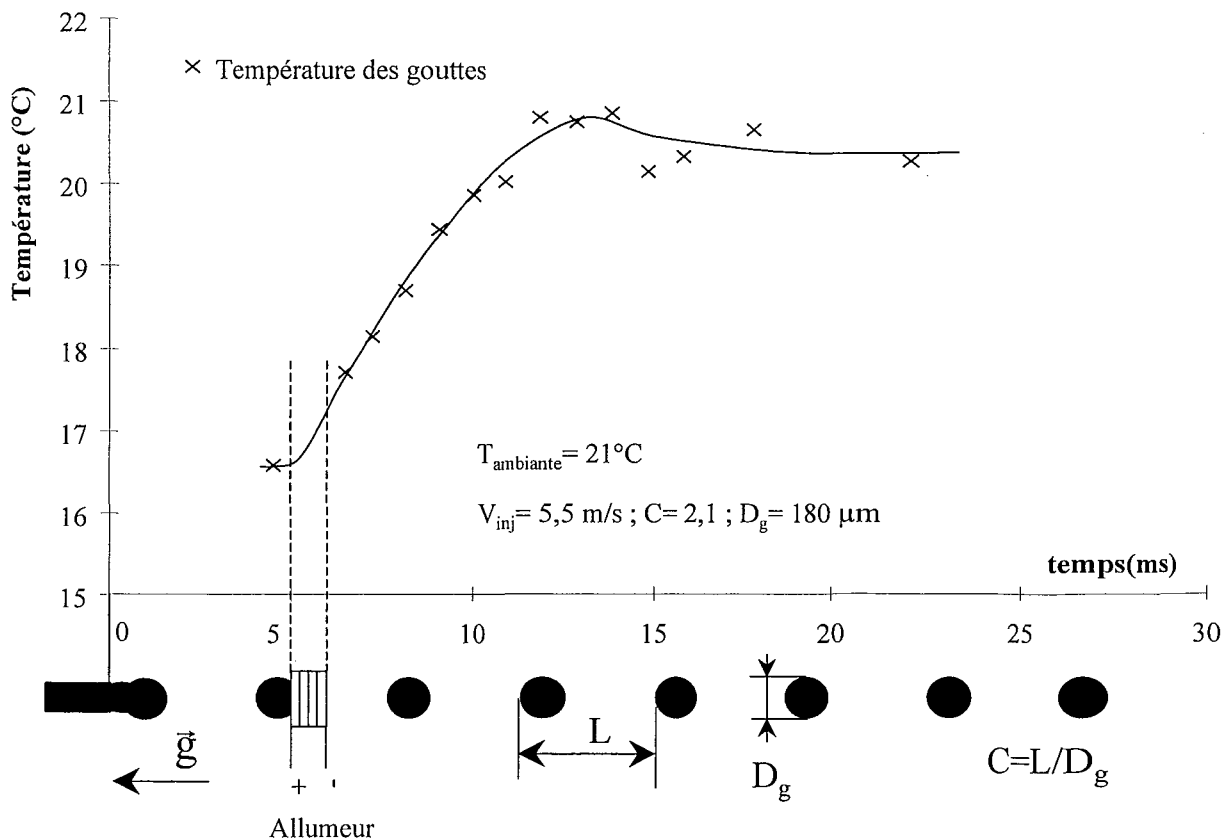


Figure VI-13 : Evolution de la température des gouttes de $180 \mu\text{m}$ de diamètre après leur passage dans l'allumeur chauffé à une température légèrement inférieure à la température d'inflammation du jet.

Des mesures DRASC réalisées à l'ONERA DMPH (Centre de Palaiseau) portant sur la température de la phase gazeuse située entre les gouttes d'un jet monodisperse (Virepinte, 1999), sortant d'une spire identique, également chauffée à une température légèrement inférieure à la température d'inflammation du jet, confirment cette analyse. La phase gazeuse garde, sur l'axe du jet, une température supérieure à 100°C sur les 25 premiers millimètres suivant la sortie de la spire. Ces résultats (figure VI-14), même s'ils ne sont pas obtenus sur un jet parfaitement identique au précédent, confirment la présence d'un flux convectif positif responsable du réchauffement du jet.

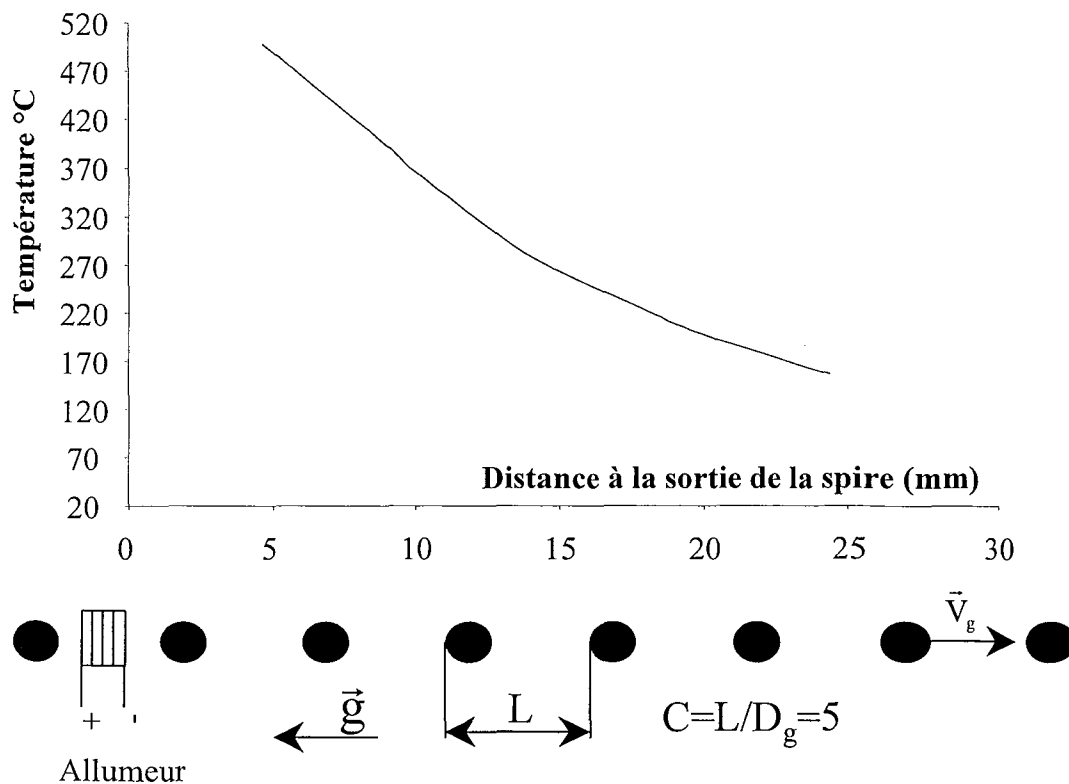


Figure VI-14 : Profil longitudinal de température de la phase gazeuse sur l'axe du jet à la sortie de la spire, obtenu par mesure DRASC. D'après Virepinte (1999).

IV-1-2-b Rôle prépondérant du transport de la phase gazeuse

Les expériences précédentes étant réalisées sur des jets ascendants (sens opposé à la gravité), la colonne d'air entraînée par le jet était alors assistée par le panache thermique généré par la spire. Aussi afin de vérifier la prépondérance des effets du transport de la phase gazeuse, une expérience sur un jet descendant possédant des paramètres d'injection identiques au jet précédent est réalisée. Les résultats présentés sur la figure VI-15 permettent de vérifier que malgré une direction du jet contraire à celle du panache de convection naturelle, l'élévation de la température des gouttes est même plus importante que dans l'expérience précédente ; ce qui prouve la prédominance de l'entraînement de l'air par le jet. Lors de cette seconde expérience (injection dans le sens de la gravité) il apparaît cependant une décroissance plus précoce de la température certainement liée à la différence des épaisseurs des couches limites thermiques. En effet, pour le jet ascendant, le panache thermique assiste la colonne d'air entraînée par le jet, ce qui aboutit à une épaisseur de la couche limite thermique bien supérieure à celle de la seconde expérience (jet injecté dans le sens de la gravité). Le

refroidissement des gouttes par convection forcée est ainsi fortement limité pour le jet ascendant.

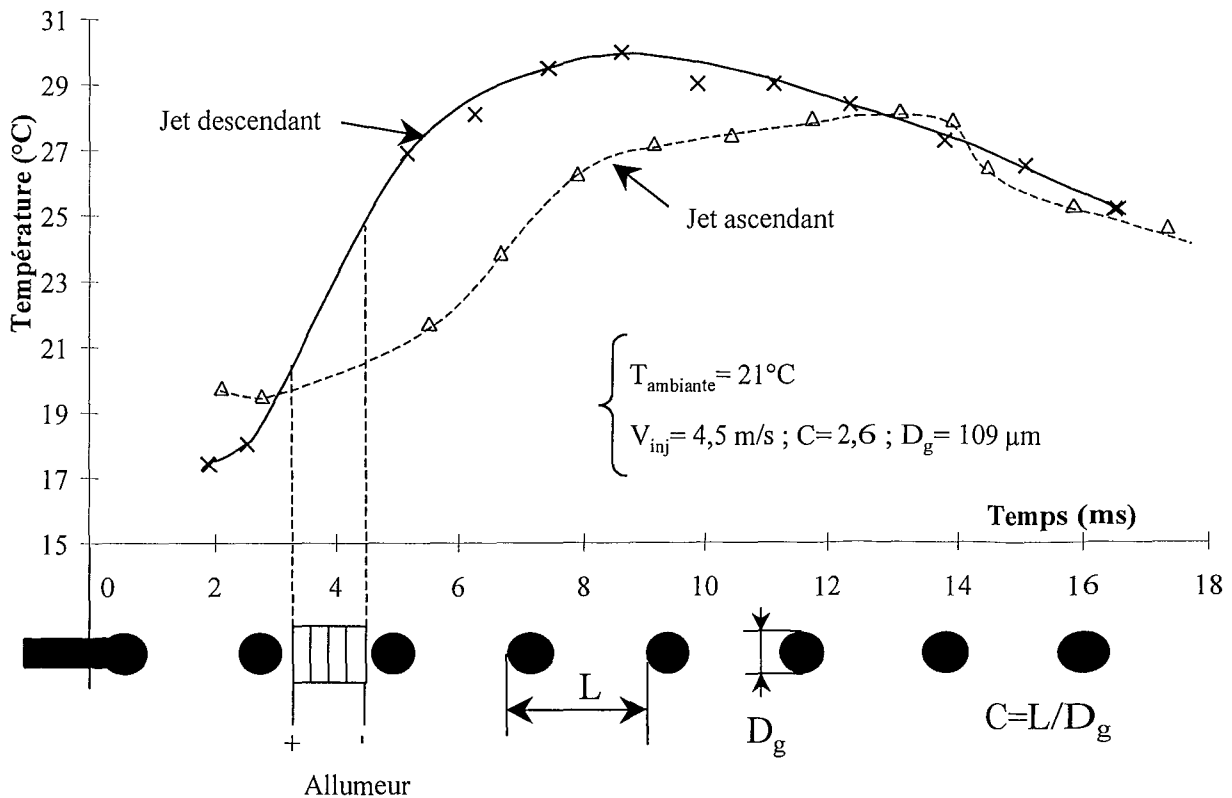


Figure VI-15 : Comparaison de l'effet de l'impulsion thermique pour les jets ascendants et descendants ($D_g=109\mu\text{m}$).

VI-2 Jets en combustion

Dans cette partie nous observerons la cinétique d'évolution de la température des gouttes de différents jets monodisperses. De manière analogue à la partie précédente, l'étude systématique de l'influence des différents paramètres caractérisant le jet fournit des renseignements sur l'évolution des flux de chaleur et de masse. L'exploitation de ces données permet alors d'avancer des hypothèses sur les mécanismes d'échanges thermiques et massiques.

- **Analyse de la relation liant la température moyenne et le flux surfacique**

Afin d'estimer avec quelle pertinence la dérivée temporelle de la température moyenne nous renseigne sur la densité surfacique de flux de chaleur, ϕ_m , (équation VI-2) nous évaluons le terme :

$$\frac{B}{A} = \frac{3 \cdot \frac{dD_g}{dt} \cdot (T_m - T_s)}{D_g \cdot \frac{dT_m}{dt}} \quad (VI-11)$$

Considérant les résultats de Virepinte (1999) sur l'analyse du taux de combustion de jets monodisperses en fonction du paramètre de distance, le terme : $\frac{1}{D_g} \cdot \frac{dD_g}{dt}$ peut être en valeur absolue majoré par $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ (ms)}^{-1}$ pour les expériences de combustion effectuées. Ainsi :

$$\frac{B}{A} \leq \frac{3,6 \cdot 10^{-2} \cdot (T_s - T_m)}{\frac{dT_m}{dt}} \quad (VI-12)$$

Pour les différentes expériences effectuées, la phase d'échauffement de la goutte se caractérise par un accroissement de la température de l'ordre de $1,5^\circ\text{C/ms}$. D'où :

$$\frac{B}{A} \leq 2,4 \cdot 10^{-2} \cdot (T_s - T_m) \quad (VI-13)$$

La différence entre la température de surface et la température moyenne de la goutte pouvant aller jusqu'à 20°C lors des premières millisecondes de la phase d'échauffement, le terme B peut alors valoir dans les cas extrêmes, jusqu'à la moitié du terme A.

Ainsi, A et B étant de même signe, l'étude de la dérivée temporelle de la température moyenne fournit une bonne indication sur l'évolution de la densité de flux ϕ_m , cependant cette donnée n'est pas suffisante pour évaluer qualitativement sa valeur.

- **Caractéristiques expérimentales des jets en combustion**

Pour réaliser ces expériences, le jet est orienté dans le sens opposé à la force de gravité afin d'éviter une remontée de la flamme vers la buse d'injection. L'allumeur assurant la mise en combustion du jet est placé suffisamment loin du point d'injection afin d'obtenir un jet de gouttes parfaitement sphériques lors de l'apparition de la flamme et d'éviter que le rayonnement de la spire sur la buse influe sur la température d'injection. Ainsi, lorsque la température de la spire est suffisante, la température d'inflammation de la vapeur d'éthanol est atteinte (environ 1000°C) et génère une flamme laminaire légèrement conique. Comme le

montre le cliché de la figure VI-16, la flamme prend naissance dans la spire et s'élargit de manière importante sur les trois premiers millimètres au dessus de la sortie de la spire. Cette flamme d'éthanol est essentiellement bleue avec quelques zones oranges dont la proportion varie fortement en fonction des paramètres d'injection utilisés. Les gouttes d'éthanol composant le jet, évoluent au centre de cette flamme avec des trajectoires, dont la dispersion induite par les grosses structures turbulentes de l'écoulement gazeux de la flamme, s'accroît avec l'éloignement de la sortie de spire. Pour la totalité des jets réalisés, l'extinction de la flamme se produit bien avant la vaporisation totale de la phase liquide, lorsque le débit de vapeur de carburant n'est plus suffisant pour entretenir la réaction de combustion.

- *Température et position de la flamme*

Des mesures réalisées par la technique DRASC (Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente) à l'ONERA-DMPH (Virepinte, 1999 ; Virepinte et al., 2000) fournissent une valeur de la température moyenne de la phase gazeuse évoluant entre 1500 K au centre du jet et 2000 K sur la périphérie (figure VI-17). La température de la phase liquide restant toujours inférieure à la température d'ébullition, (78°C pour l'éthanol à pression atmosphérique) la température de la phase gazeuse au voisinage des gouttes est par conséquent soumise à de très forts gradients de température. Ainsi, pour des jets possédant de faibles paramètres de distance, la température moyenne de la phase gazeuse sur l'axe du jet est certainement bien inférieure à la température moyenne de 1500K donnée par les mesures DRASC. Ces mesures DRASC ne permettent pas en effet de déceler de tels gradients de température en raison de la résolution spatiale de la technique. L'ellipsoïde de révolution formé par l'intersection des faisceaux laser possède dans deux directions une dimension de quelques dizaines de microns, mais la plus grande dimension, qui pour des raisons techniques est malheureusement placée perpendiculairement à l'axe du jet avoisine le millimètre. Ces mesures mettent néanmoins en évidence l'importance des variations de température présentes dans la phase gazeuse. La température doit en effet se répartir dans une gamme de températures allant de la température de surface des gouttes (inférieure à 78°C) à la température de la flamme adiabatique de l'ordre de 2000 K et ce, sur quelques diamètres de gouttes.

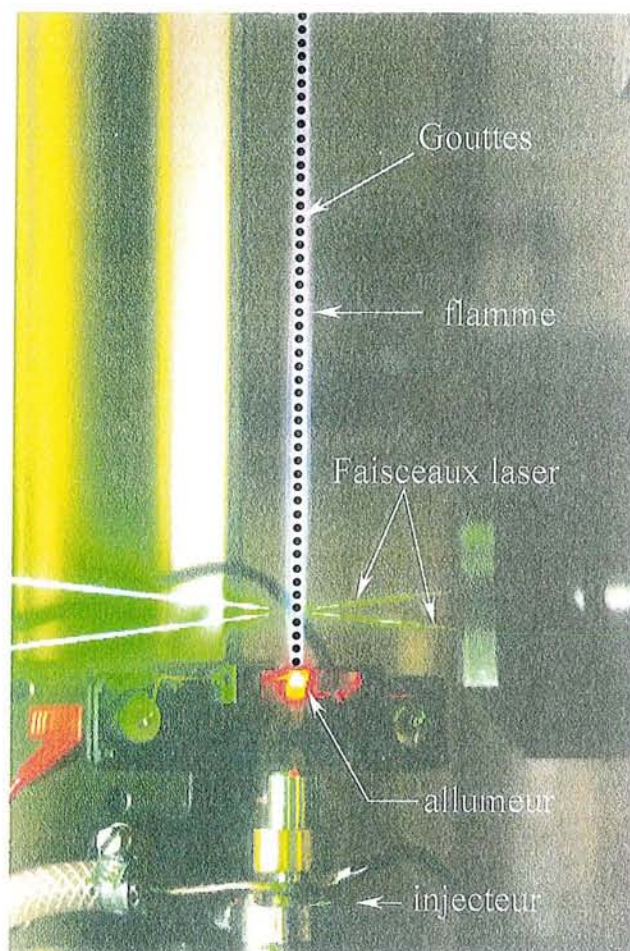


Figure VI-16 : Cliché d'un jet en combustion, les gouttes sont fictives afin de schématiser l'écoulement liquide.

Conformément aux constatations expérimentales la distance entre l'axe du jet et le maximum de température de la flamme dépend fortement du paramètre de distance du jet étudié (figure VI-17).

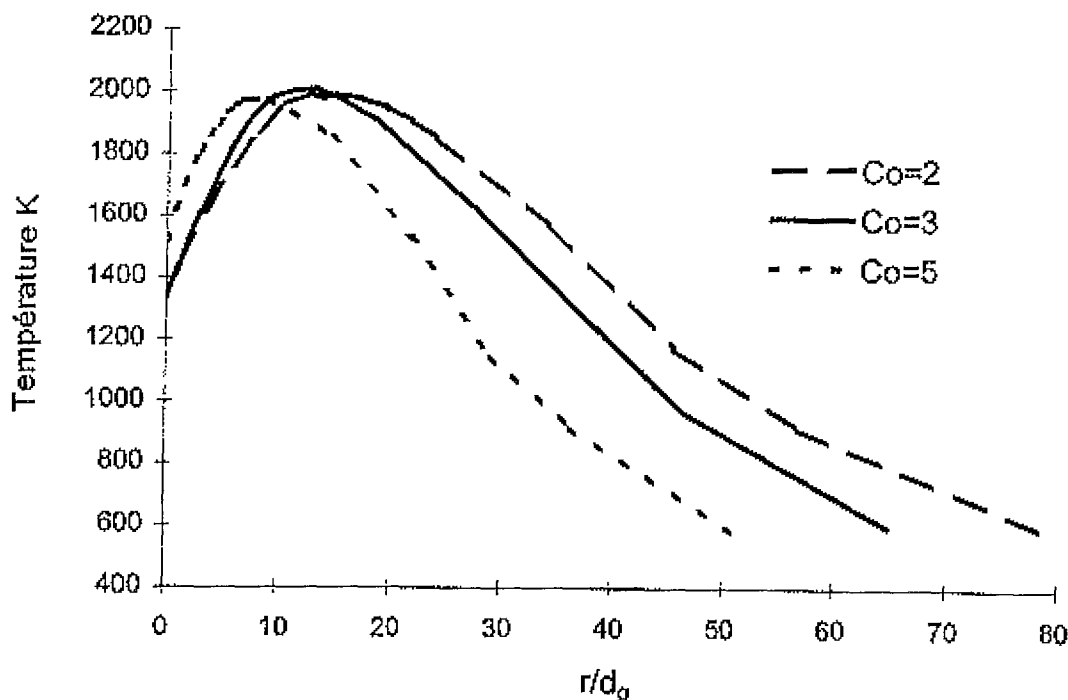


Figure VI-17 : Profils radiaux de température à une distance de 25mm de la sortie de l'allumeur. D'après Virepinte (1999).

VI-2-1 Influence de la température d'injection

Dans cette première série d'expériences, deux jets injectés respectivement à 34 et 50°C sont mis en combustion (figure VI-18). Les paramètres d'injection sont : $D_g = 200 \mu\text{m}$, $C=1,8$ et $V_{inj}=3,6 \text{ m/s}$. Le carburant est un mélange d'éthanol et de soude à une concentration de $12.10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$, afin de maintenir la solution à un pH suffisamment élevé pour garantir des propriétés de fluorescence constantes (voir paragraphe III-2-3-f).

L'instant de sortie de l'injecteur est pris comme origine des temps. La température à la sortie de la spire est, pour les jets injectés à 34 et 50°C, légèrement inférieure à la température d'injection. Cet effet provient du refroidissement des gouttes par vaporisation entre le point d'injection et l'entrée de spire distants de 30 mm. Pour ces deux jets, l'évolution de la température moyenne de la goutte se déroule en deux étapes. Lors des 20 premières millisecondes suivant la sortie de la spire, la température s'élève fortement, jusqu'à atteindre une température proche de 62°C. La deuxième phase se caractérise par une parfaite stabilité de la température moyenne autour de cette valeur.

Cette expérience met en évidence les deux phases successives caractérisant le régime de combustion du jet.

Lors de la première phase qui peut être qualifiée de phase d'échauffement, la température de surface de la goutte est basse, la pression de vapeur saturante est alors peu élevée ; ainsi, le faible écart entre la pression de vapeur au voisinage de la surface liquide et la pression de vapeur saturante modère fortement le flux thermique prélevé à la goutte par vaporisation. Les flux thermiques apportés par convection et par rayonnement jouent alors un rôle prédominant ; la grande majorité de cette énergie contribue alors à l'échauffement de la goutte (Law, 1982).

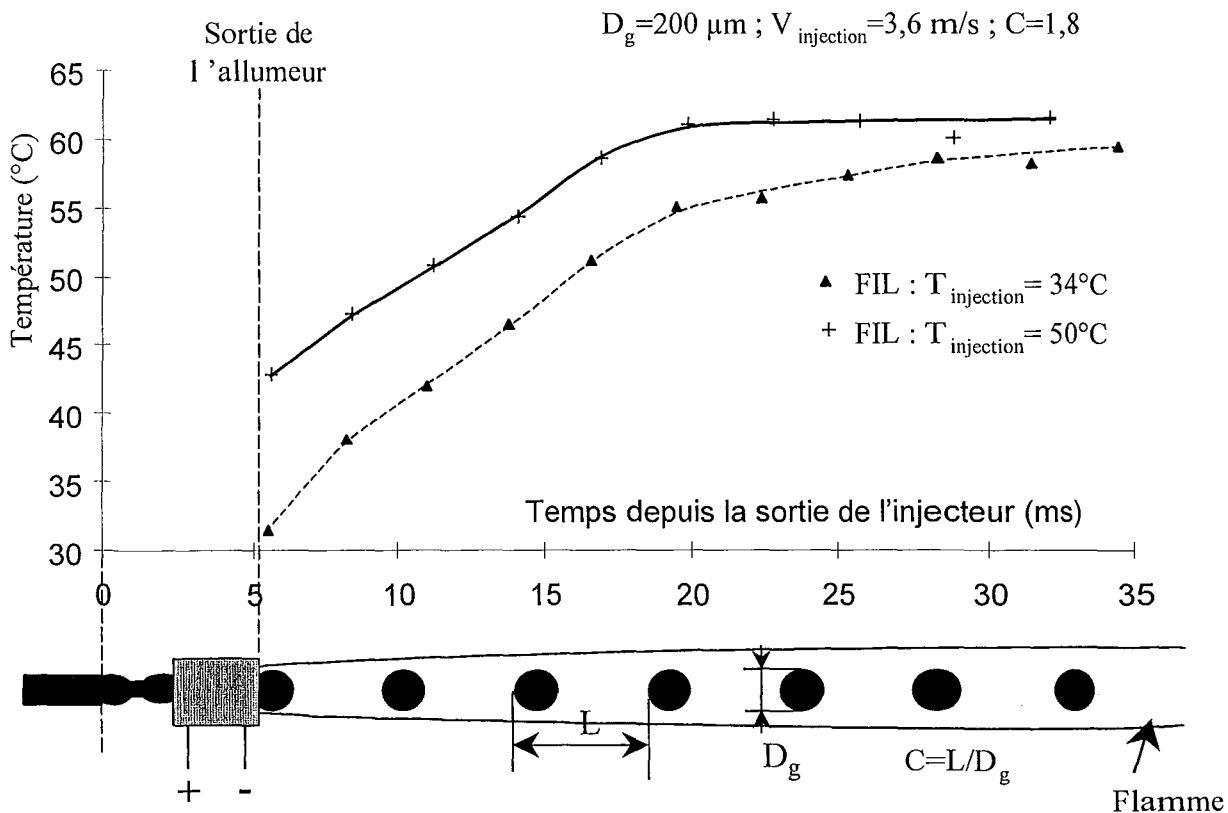


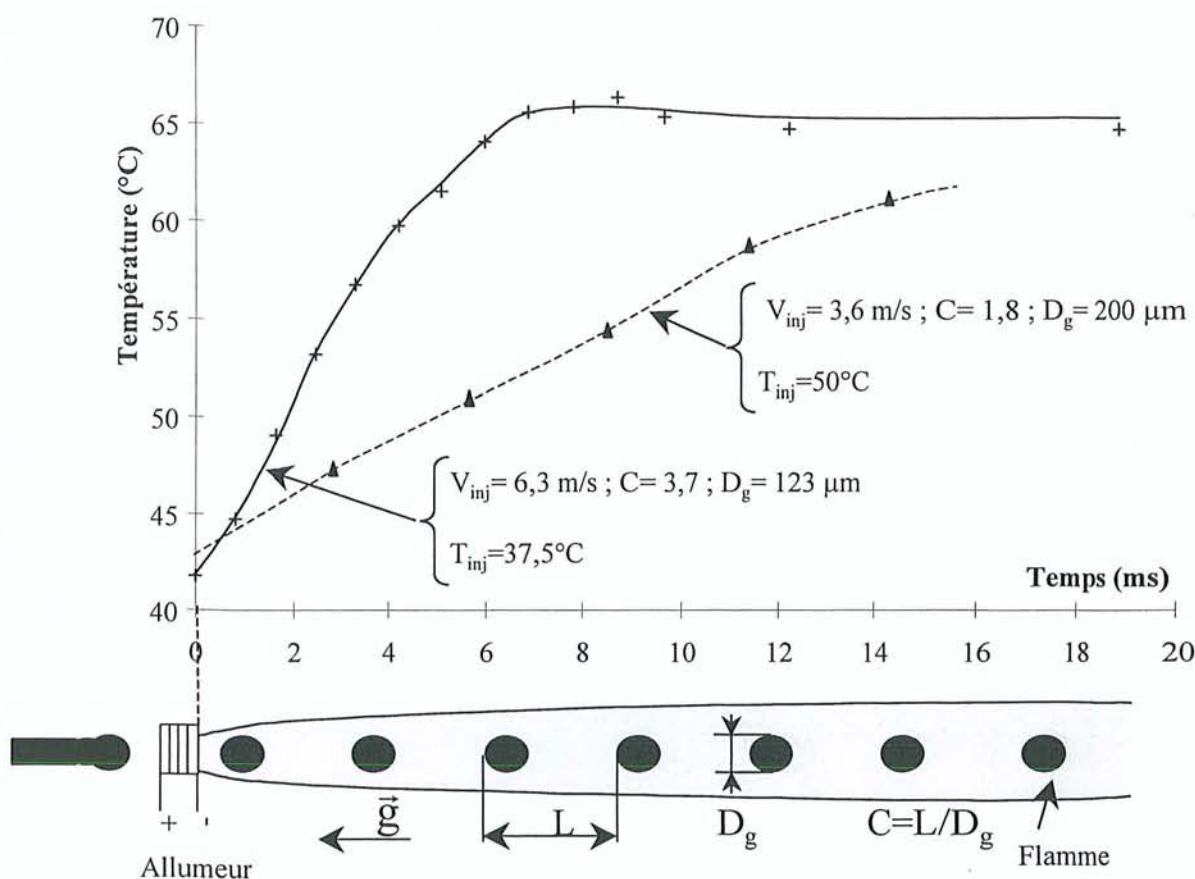
Figure VI-18 : Influence de la température d'injection sur des jets en combustion.

Lors de la seconde phase, la totalité de l'énergie fournie par la flamme à la phase liquide est employée à la vaporisation des gouttes, la température étant pratiquement constante. Le débit de vapeur à la surface de la goutte est par conséquent élevé. L'écart entre la pression de vapeur au voisinage des gouttes et la pression de vapeur saturante associée à la température de surface garde ainsi une valeur importante. L'alimentation continue de la flamme en vapeur de combustible permet de maintenir cet écart dans le temps. L'effet du transport de la vapeur pour les gouttes en fort régime d'interaction, comme dans le cas présent ($C=1,8$), restreint toutefois le débit de vapeur prélevé aux gouttes. Les mesures effectuées sur les tailles de

gouttes par Virepinte (1999), démontrent en effet un accroissement du débit d'évaporation lorsque le paramètre de distance croît entre 2 et 12. Pour des paramètres de distance supérieurs à 12, le débit de vapeur atteint la valeur limite correspondant à la théorie de la goutte isolée.

VI-2-2 Influence de la taille des gouttes

Les fortes évaporations générées par les expériences de combustion, de 11% à 30% de variation de volume en 10 ms (Virepinte, 1999), pour des paramètres de distance allant de 2,2 à 12 ($C > 12$ est assimilable à l'évaporation d'une goutte isolée), modifient de manière non négligeable la taille des gouttes du jet au cours des quelques millisecondes suivant l'entrée des gouttes dans la flamme. Ainsi le palier de température constaté sur des gouttes d'environ 200 μm est un état de pseudo-équilibre pendant lequel la taille des gouttes est en perpétuelle régression. Afin d'étudier l'évolution de ce palier et la cinétique d'échauffement en fonction de la taille des gouttes, une expérience de combustion sur des gouttes d'un diamètre initial de 123 μm est présentée figure VI-19. Les paramètres d'injection sont : $C=3,7$; $V_{\text{inj}}=6,3$ m/s et $T_{\text{inj}}=37^\circ\text{C}$. L'entrée des gouttes dans l'allumeur s'effectue à une distance de 16 mm du point d'injection afin d'assurer la sphéricité des gouttes. L'instant de sortie de la spire est choisi comme origine des temps. L'évolution de la température des gouttes présente une évolution comparable aux expériences précédentes. La première phase de montée rapide de la température est suivie d'une stabilisation autour d'une température de 66°C . Comme pour l'étude des jets en évaporation, la grande différence réside dans l'évolution temporelle de la température moyenne. Les gouttes d'un diamètre initial de 123 μm passent de 42°C à 66°C , en moins de 7 ms soit une élévation de $3,4^\circ\text{C/s}$, alors qu'elle n'est que de $1,5^\circ\text{C/s}$ pour les gouttes de 200 μm ; il faut en effet 11 ms pour gagner 16°C (de 42 à 58°C). Même si ces jets ne possèdent pas des paramètres de distance identiques, l'influence du paramètre de distance étudié au paragraphe suivant, ne permet pas de réduire de manière significative les écarts entre les temps de montée. Cette différence reste bien caractéristique de la variation de taille des gouttes. La température de palier, 66°C , légèrement supérieure aux cas des autres jets en combustion étudiés dans ce chapitre doit être considérée avec beaucoup de prudence. Pour cette expérience le combustible utilisé possède initialement 7% d'eau, aussi l'évaporation différentielle de ces deux corps (éthanol et eau) peut être à l'origine de ce décalage.



VI-2-3 Influence du paramètre de distance

Afin d'étudier l'influence du paramètre de distance sur la cinétique d'échauffement des gouttes, nous utilisons dans cette partie le déviateur électrostatique et l'allumeur pour réaliser la combustion du jet. L'allumeur est placé en sortie des plaques du déviateur électrostatique ; l'encombrement spatial de l'ensemble repousse le premier point de mesure, situé juste à la sortie de la spire, à une distance de 56 mm du point d'injection. Les paramètres d'injection communs sont $V_{inj}=8\text{ m/s}$; $T_{inj}=38^\circ\text{C}$ et $D_g=115\mu\text{m}$. Quatre paramètres de distance sont réalisés $C=3,8$; $7,2$; $10,5$ et $13,7$. Si l'on accroît davantage le paramètre de distance, le débit de vapeur fourni par les gouttes n'est plus suffisant pour entretenir la combustion. L'évolution temporelle de la température moyenne des gouttes de ces quatre jets est présentée sur la figure VI-20. Cette expérience montre que l'accroissement du paramètre de distance provoque une augmentation de la vitesse de montée en température des gouttes.

Parallèlement, les études menées (Virepinte, 1999) sur l'évolution des débits d'évaporation des gouttes de jets monodisperses en fonction du paramètre de distance, mettent

en évidence un accroissement notable du débit d'évaporation avec l'élévation du paramètre de distance. Le couplage de ces deux résultats démontre que, malgré l'accentuation du flux thermique prélevé par évaporation lorsque le paramètre de distance s'accroît, le flux thermique global reçu par la goutte s'élève. Ainsi, l'apport d'énergie provenant de la flamme croît plus vite que le flux thermique de vaporisation (en valeur absolue).

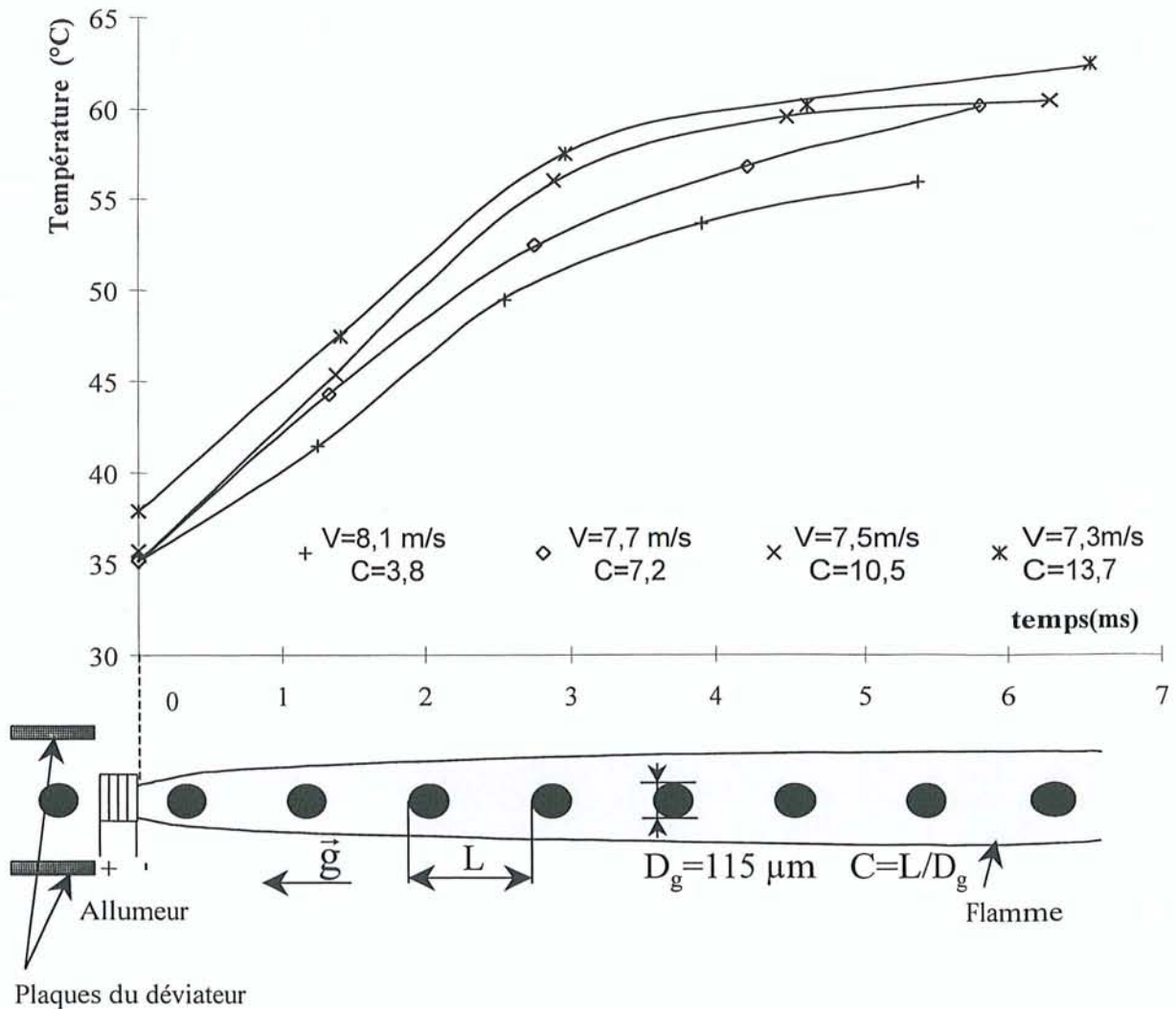


Figure VI-20 : Influence du paramètre de distance sur des jets en combustion.

L'élévation notable de l'énergie apportée par la flamme lorsque le paramètre de distance s'accroît s'explique par la diminution de l'épaisseur de la couche de mélange entraînée qui induit une réduction importante de la distance du front de flamme à la surface des gouttes (Silverman et Dunn-Rankin, 1994). Ces résultats, qualitativement observables à l'œil nu, sont

confirmés par des mesures DRASC (figure VI-17) effectuées à l'ONERA (Palaiseau). La température plus élevée au voisinage des gouttes et le gradient de vitesse plus important dans la couche limite engendrent ainsi un échange convectif forcé bien supérieur.

La dispersion des trajectoires des gouttes pour les mesures effectuées à de grandes distances du point d'injection induisant une réduction trop importante de la probabilité de présence des gouttes dans le volume de mesure, la zone de stabilisation de la température n'a pu être atteinte. Cependant, au regard de l'évolution de la température pour le jet possédant un paramètre de distance initial de 13,7, le palier de température ne semble pas s'écarter de beaucoup de la température de 62°C constatée lors des autres expériences de combustion.

VI-2-4 Comparaison à la méthode infrarouge

Dans ce paragraphe nous avons comparé les résultats obtenus par fluorescence induite par laser à deux couleurs avec ceux donnés par thermométrie infrarouge, développée à l'ONERA par Ravel (1999). La comparaison est présentée sur la figure VI-21. Les conditions d'injection sont $C=1,8$; $D_g=200 \mu\text{m}$ et $V_{inj}=3,6 \text{ m/s}$. L'étude est effectuée pour deux températures d'injection : 34 et 50°C. La technique de thermométrie infrarouge (IR) développée à l'ONERA (centre de Toulouse) est fondée sur une analyse du rayonnement infrarouge de la phase liquide, dans une fenêtre spectrale où le rayonnement de la flamme est négligeable (paragraphe II-2). Le rayonnement infrarouge de la goutte est comparé à celui d'un corps noir placé en arrière plan du jet dont la température peut être ajustée très précisément. La température du corps noir est ajustée pour obtenir un rayonnement infrarouge égal à celui de la goutte. La connaissance de cette température, et de l'émissivité de la goutte permet alors de déduire la température de surface des gouttes. Pour les deux expériences à 34 et 50°C, respectivement représentées en pointillé et en trait plein, la température de surface mesurée par IR reste toujours supérieure à la température moyenne mesurée par FIL. L'écart entre ces deux températures est important lors de la phase de montée en température, ce qui s'accorde avec la diffusion de la chaleur de la surface vers l'intérieur, les échanges de flux étant surfaciques. Les deux températures se confondent lorsque la goutte est à l'équilibre thermique ; il n'y a alors plus de différence entre la température moyenne et la température de surface. Ces résultats démontrent l'excellent accord des deux techniques en situation d'équilibre thermique.

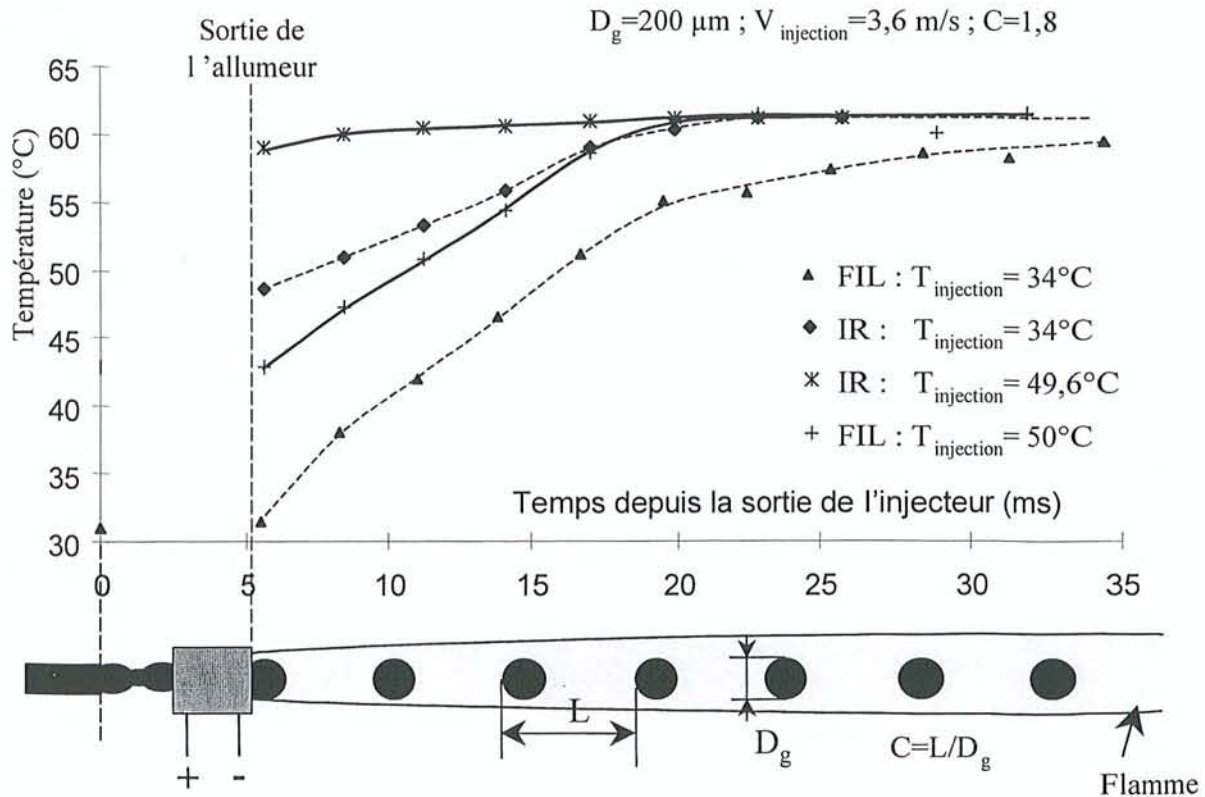


Figure VI-21 : Evolution de la température des gouttelettes en combustion en fonction de la distance au point d'injection.

- Mesure Infrarouge (I.R) : température de surface
- Mesure par Fluorescence Induite par Laser (F.I.L) : température moyenne

VI-3 Conclusion

La connaissance de la température des gouttes s'avère être un outil indispensable à la compréhension des mécanismes d'échange de chaleur entre la phase liquide et la phase gazeuse. L'utilisation de la température fournie par fluorescence induite par laser, couplée à la technique de vélocimétrie Laser, a permis d'étudier l'évolution temporelle de la température des gouttes. Le choix d'un volume de mesure de l'ordre de la taille de la goutte, et le processus d'intégration sur la totalité du temps de passage de la goutte dans le volume de mesure pour obtenir la température (paragraphe V-1-4-1), offre ainsi la possibilité de se rapprocher de la température moyenne de la goutte. Les simulations effectuées sur une goutte présentant une répartition hétérogène de la température (figure VI-11) démontrent que la température mesurée par fluorescence induite par laser est très proche de la température moyenne de la goutte (figure VI-12), pour des gouttes de $100 \mu\text{m}$ de diamètre. Cette propriété permet alors de déterminer les variations instantanées des échanges surfaciques globaux

s'opérant à la surface de la goutte (voir introduction du paragraphe VI-1-1). Pour les gouttes d'un diamètre voisin de $200\mu\text{m}$, la température mesurée s'éloigne davantage de la température moyenne, ce qui nous oblige à travailler sur l'intégrale des flux surfaciques sur des temps plus longs (équation VI-8).

Les études menées sur les jets en évaporation et en combustion, en isolant un à un l'effet des différents paramètres caractérisant le jet, ont ainsi mis en évidence des mécanismes prépondérants régissant l'évolution thermique des trains de gouttes monodisperses.

- ***Bilan sur les jets en évaporation***

Toutes les expériences menées sur des jets en évaporation soulignent le rôle fondamental du transport de la phase gazeuse entourant le jet. L'étude du refroidissement de jets injectés à une température supérieure à la température ambiante a démontré que, même pour des distances entre les gouttes de l'ordre de 90 fois le diamètre des gouttes, l'enrichissement et le réchauffement de la colonne d'air transportée par le jet était capable de maintenir la température des gouttes au dessus de la température ambiante. D'autre part, nous avons mis en évidence l'influence du paramètre de distance sur l'amplitude du refroidissement durant la phase initiale de mise en vitesse et d'enrichissement de la phase gazeuse.

En raison du transport de la phase gazeuse, l'évolution de la température des gouttes de jets en refroidissement, apparaît très peu sensible à la vitesse d'injection des gouttes. Les expériences menées sur des jets en évaporation possédant une même température d'injection et un même paramètre de distance semblent en outre présenter des densités moyennes de flux surfaciques comparables.

La seconde partie de l'étude, concernant l'effet d'une impulsion thermique, a confirmé le rôle essentiel du transport de la vapeur. L'utilisation de tailles de gouttes très différentes met aussi en évidence l'influence des temps de conduction et de la capacité calorifique des gouttes, sur la vitesse et l'amplitude des variations de la température.

- ***Bilan sur les jets en combustion***

Quelles que soient les conditions d'injection, nous avons pu constater que la température de la phase liquide évolue, de manière plus ou moins rapide selon la taille des gouttes, vers une température voisine de 62°C pour des gouttes d'éthanol. Cette température se situe nettement en dessous de la température d'ébullition de la phase liquide (78°C pour l'éthanol). Ceci corrobore les résultats obtenus à l'ONERA, par l'analyse de la température de surface.

Enfin, nous observons que l'accroissement du paramètre de distance, provoque une accélération de la convergence vers ce palier et une réduction de la distance entre la surface des gouttes et le front de flamme.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Conclusion générale et perspectives

Le principal acquis de ce travail de thèse est la mise au point, le développement et la validation expérimentale d'une technique de mesure de la température de gouttes en régimes d'évaporation et de combustion : la fluorescence induite par laser à deux couleurs, qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet Français en 2000, puis international en 2001.

Cette technique donne directement accès à une température qui peut, selon les optiques utilisées, fournir une température très proche de la température moyenne de la goutte au sens thermodynamique du terme, où permettre d'approcher finement la distribution de température dans la goutte. Cette technique, contrairement à celle de l'arc-en-ciel, n'est pas perturbée, en terme de précision d'analyse, par la présence de gradients de température ou par la non sphéricité des gouttes. Par ailleurs, ce nouveau diagnostic utilise une source laser classique, habituellement utilisée dans les méthodes de mesures optiques, telles que la vélocimétrie laser ou l'analyse phase Doppler. La mesure de température par fluorescence induite par laser à deux couleurs peut donc être aisément couplée à la vélocimétrie laser, comme le montrent les travaux effectués dans cette thèse.

- **Perspectives sur la technique**

Parmi les perspectives, il apparaît extrêmement séduisant d'ajouter à la mesure simultanée de vitesse et de température, la détermination de la taille des gouttes par analyse de la phase Doppler, puisque la réduction de taille de la goutte est directement liée au flux d'évaporation, donnée indispensable pour la réalisation du bilan énergétique complet. Toujours au rang des perspectives, l'extension de cette méthode, développée sur une ligne de gouttes c'est-à-dire dans une configuration où les faisceaux laser et la fluorescence réémise ne traversent qu'une seule goutte, à une technique de mesure de la température de goutte applicable dans un véritable spray polydisperse apparaît particulièrement intéressante. Dans ce cadre, les études menées ont montré une grande sensibilité de la fluorescence réémise à la réabsorption par le milieu et ce, de manière extrêmement différente pour les deux bandes spectrales utilisées. Il s'avère donc indispensable, dans une telle configuration, de tenir compte de l'absorption du milieu sur les chemins optiques traversés. Pour cela, l'adjonction d'une troisième voie de mesure est envisagée. Cette troisième voie permettra de collecter l'information supplémentaire manquante et de développer une analyse statistique du signal comparable sur la forme à celle pratiquée par les vélocimètres et granulomètres laser.

Une autre perspective, particulièrement intéressante, est la poursuite du développement de la technique de mesure de la distribution de la température sur une goutte, amorcée dans ce

travail. En effet, nous avons utilisé des modèles d'optique géométrique simples, sans prendre en compte les réflexions multiples des faisceaux laser dans la goutte afin de déterminer l'intensité excitatrice qui est à la base du calcul de l'intensité de fluorescence théorique. Cette modélisation influe non seulement sur l'algorithme de déconvolution du signal de fluorescence, mais aussi sur le positionnement spatial des points de mesures dans la goutte où la zone de plus forte intensité excitatrice est utilisée pour localiser la zone de mesure. Ainsi, l'utilisation du calcul exact du champ excitateur dans la goutte par la résolution des équations de Maxwell (Théorie de Lorenz-Mie généralisée, développée au CORIA-LESP) devrait permettre de valider et d'améliorer considérablement ces deux points. Cette modélisation pourrait aussi être employée en vue d'obtenir les configurations optiques (orientations du ou des faisceaux laser, choix de l'optique de collection) offrant les meilleures résolutions spatiales.

- **Résultats et perspectives sur le jet monodisperse en évaporation**

Par ailleurs, l'utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs sur un jet de gouttes monodisperse, pour lequel les différents paramètres aérothermiques peuvent être séparés, a permis d'obtenir un certain nombre de résultats nouveaux et significatifs. Tout d'abord, l'étude d'un jet de goutte en évaporation, pratiquée en analysant le refroidissement dans le temps de gouttes de combustible préchauffé dans le corps de l'injecteur, a permis de dégager les influences respectives de la température d'injection, de la vitesse d'injection, de la taille, et du paramètre de distance. L'ensemble de ces études a montré l'importance du rôle joué par les échanges de masse et de chaleur avec la phase gazeuse (mélange air-vapeur) entraînée par le jet de gouttes. Pour cela, l'analyse fine des résultats se heurte aux manques de données sur cette phase gazeuse, notamment concernant l'évolution de sa température et celle de la richesse en vapeur. Ainsi, bon nombre d'hypothèses formulées dans ce travail devraient être validées et confirmées par la mesure de ces différents paramètres en phase gazeuse. Pour cela il est envisagé, en collaboration avec l'ONERA-DMPH (centre de Palaiseau), d'utiliser une technique de fluorescence sur un jet de gouttes d'acétone en évaporation. Cette méthode doit permettre la mesure simultanée de la richesse et de la température de l'acétone (qui est le combustible vaporisé) en phase gazeuse au voisinage des gouttes.

S.C.D. - U.N.E. LORRAINE
BIBLIOTHEQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

- **Résultats et perspectives sur le jet monodisperse en combustion**

En ce qui concerne les études menées en combustion, plusieurs points intéressants sont apparus :

- La technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs est parfaitement utilisable en combustion, à condition de traiter préalablement les difficultés liées à l'évolution du pH de la phase liquide, auquel le signal de fluorescence peut être très sensible.
- Les résultats obtenus sont confirmés, pour les températures d'équilibre, par une technique de mesure infrarouge donnant accès exclusivement à la température de surface. D'autre part, en accord avec la physique du processus d'échauffement de la goutte, la température de surface se révèle bien supérieure à la température mesurée par la fluorescence induite par laser à deux couleurs au cours de la phase d'échauffement.
- L'influence de la taille des gouttes et du paramètre de distance a été clairement montrée.

L'ensemble de ces résultats devrait donc maintenant être confronté à la modélisation numérique afin d'une part, de la valider et d'en détecter ses faiblesses et d'autre part, d'établir de nouveaux modèles prenant en compte plus justement les paramètres physiques. Dans ce cadre, la réalisation d'un bilan énergétique complet, à partir de données expérimentales obtenues sur le jet monodisperse dans lequel l'ensemble des échanges de masse et de chaleur serait pris en compte afin de déduire un modèle d'échange entre la phase gazeuse et la phase liquide pour les différents régimes d'interactions, semble une perspective intéressante.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques :

Abramzo B., Sirignano W. A., 'Droplet vaporization model for spray combustion calculations', Int J. Heat Mass Transfer, vol. 32, N° 9, pp 1605-1618, 1989.

Abramzo B., Sirignano W. A., 'Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field : effect of variable properties, Stefan flow and transient liquid heating.', Proc. of 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, pp 11-18, Hawaiï, USA, 1987.

Adam O., 'Etude expérimentale du comportement des gouttes en régime d'interaction.' Thèse de l'ENSAE, 1997.

Antoine Yan, 'Mise en œuvre de la Fluorescence Induite par Laser couplée à la Vélocimétrie Laser à effet Doppler. Application à l'étude et à la modélisation des propriétés diffusionnelles des écoulements turbulents'. Thèse de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 1999.

André J.C., Molinari J., 'Mise au point sur les différents facteurs physico-chimiques influant sur la mesure de concentration de traceurs fluorescents et leurs conséquences pratiques en hydrologie', J.Hydrol., vol. 30, pp257-285, 1976.

Arcoumanis C., Mac Guirk J.J., Palma J.M.L., 'On the use of fluorescent dyes for concentration measurements in water flows, technical notes', Exp. IN fluids, vol.10, pp 177-180, 1990.

Bazile R., Stepowski D., 'Measurements of the vaporization dynamics in the development zone of a burning spray by planar laser-induced fluorescence and Raman scattering', Experiments in fluids 16, 171-180, 1994.

Beard P., 'Modélisation Lagrangienne de la dispersion et de l'évaporation de gouttes dans un écoulement turbulent instationnaire'. Thèse de l'ENSAE, Décembre 1994.

Bennani A., Lievre J., Gence J.N., 'On the comparison of measurements methods for concentration fluctuations based on conductivity and laser-induced fluorescence in turbulent water flows', C.R. Acad. Sci. Paris, T. 310, Série II b, pp 453-449, 1990.

Berglund R.N., Liu Y.H., 'Generation of monodisperse aerosol standards', Environmental Science & Technology, Vol. 7, pp 147-153, February 1973.

Bissière D., 'Modélisation du comportement de la phase liquide dans les chambres de combustion de statoréacteurs', Thèse de l'ENSAE (1997).

Bruhat G., Fluorescence and phosphorescence In : Cours de Physique Générale, Optique, Kastler, Paris, Milan, Barcelone, Bonn, 1992.

Han C.Y., Ishii Y., and Murata K. 'Reshaping collimated laser beams with Gaussian profile to uniform profiles', Applied Optics, vol-22, n°22, 15 nov 1983.

Chiang C.H., Raju M.S. and Sirignano W.A., 'Numerical analysis of convecting, vaporizing, fuel droplet with variable properties', *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 35, n°5, pp 1307-1324, 1992.

Chiang C. H. and Sirignano W. A., 'Interacting, convecting, vaporizing fuel droplets with variable properties', *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 36, n°4, pp 875-886, 1993-a.

Chiang C. H. and Sirignano W. A., 'Axisymmetric calculation of three-droplet interactions', *Atomization and Sprays*, Vol.3, pp 91-107, 1993-b.

Clift R., Grace J. R. and Weber M. E., 'Bubbles, Drops, and Particules', Academic Press, New York 1978.

Dibble R.W., Kollmann W., Scheffer R.W., 'Conserved scalar fluxes measured in a turbulent non pressurised flame by combined Doppler velocimetry and laser Raman scattering', *Combustion and flame*, vol. 55, pp 307-321, 1984.

Eisemklam P., Arunachalam S. A. and Weston J. A., 'Evaporation rates and drag resistance of burning drops', *Eleventh Symposium International on combustion*, The combustion Institute, pp 715-728, Pittsburgh, PA, 1967.

Fletcher D.G. et Mac Daniel J.C., 'Temperature measurements in a compressible flow field using laser-induced fluorescence', *Optics Letters*, vol. 12, pp 16-18, 1987.

Gaskey S., Vacus P., David R., Villermaux J., 'A Method for the study of turbulent mixing using fluorescence spectroscopy', *Exp. In Fluids*, vol.9, pp 137-147, 1990.

Gee K.R., 'Novel fluorogenic substrates for acid phosphatase', *Bioorg Med. Chem. Lett.* 35 pp. 1395-1396, PN34072, 1999.

Guiraud P., Bertrand J., Costes J., 'Visualisation par fluorescence Induite par Laser. Application au mélange en jets confinés', *Entropie*, n° 150, 1989.

Glowacki J., 'Further investigations into the fluorescence quenching of dyes by neutral salts', *Acta Physica Plonica*, vol 15, pp 767-780, 1964.

Godsave G. A. E., 'Studies of the combustion of drops in a fuel spray : The burning of a single drops of fuel', *Fourth Symposium (international) on combustion*, Williams and Wilkins, Baltimore, pp 818-830, 1953.

Goldsmith M. and Penner S. S., 'On the burning of single drops of fuel in an oxidizing atmosphere', *Jet Propul.*, 24, pp 245-251, 1954.

Grancher M-S., 'Simulation de l'évaporation de gouttelettes en écoulement turbulent suivant une approche Lagrangienne'. Thèse de la faculté des sciences de Rouen, Juin 1990.

Gutheil E., 'Numerical analysis of the autoignition of methanol, ethanol, n-heptane and octane sprays with detailed chemistry', *Comb. Sc. and tech.*, 105, pp 265-278, 1995.

Hartfield R.J., Hollo S.D., Mac Daniel J.C., 'Planar measurement technique for compressible flow using laser-induced iodine fluorescence', *AIAA Journal*, vol. 31, n°3, 1993.

Haywood R. J., Nafziger R., Renksizbulut M., 'A detailed examination of gas and liquid phase transient processes in convective droplet evaporation', *Journal of Heat Transfer*, vol. 111, pp 495-502, 1989.

Herzberg G., 'Spectra of diatomic molecules', 2^d Edition, Von Nostrand Company, 1951.

Hiller B. et Hanson R.K., 'Properties of the iodine molecule relevant to laser-induced fluorescence experiments in gas flows', *Experiments in fluids*, vol. 10, pp 1-11, 1990.

Hubbard G.L., Denny V.E. and Mills A.F., 'Droplet evaporation : effects of transient and variable properties', *Int J. of Heat and Mass transfer*, vol. 18, pp 2588-1008, 1975.

Johns L.E., and Beckmann R.B., 'Mechanism of dispersed phase mass transfer in viscous, single drop extraction system', *AIChE J.* 12, 10-16, 1966.

Knibbe V.H., Rehm D., and Weller A., 'Ber. Bunsenges.', *Phys. Chem.* 73, 839, 1969.

König G., Anders K., Frohn A., 'A new light scattering technique to measure droplet diameter of periodically generated moving droplets', *J. Aerosol Sci.* 17, pp 157-167, 1986.

Kogelnik H. and Li T., 'Laser beam and Resonator', *Applied Optics*, Vol. 5, n°10, pp 1550-1567, Oct 1966.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G., 'Mesure de la température sur un train de gouttelettes monodisperse par utilisation de la fluorescence induite par laser', dans *Thermique et Matériaux*, Congrès SFT99, Elsevier, Arcachon, France, 1999-a, pp 399-404.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Ravel O., Lavergne G., Farré J., 'Mesure de la température sur un train de gouttelettes monodisperses par utilisation de la fluorescence induite par laser', 8^{ème} Colloque National de Visualisation et de Traitement de l'Image en Mécanique des Fluides, du 1er au 4 juin 1999, Toulouse (France), 1999-b.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G., 'Temperature measurement on a monodisperse evaporating droplet stream using laser-induced fluorescence', 15th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray System, 5-7 juillet 99, Toulouse (France) dans CD-ROM ILASS, 1999-c.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., 'Sur l'utilisation de traceurs fluorescents pour mesurer la température de gouttelettes', *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t.328, Série II b, pp 55-60, 2000-a.

Lavieille P., Lemoine F., Lavergne G., Lebouché M., Virepinte J.F., 'Temperature measurements on droplets in a monodisperse stream using laser-induced fluorescence', Experiments in Fluids, n°29, pp 429-437, 2000-b.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G., 'Une nouvelle technique pour mesurer la température de gouttelettes en combustion : la fluorescence induite par laser à deux couleurs', SFT 2000 (Société Française des thermiciens) à Lyon, 2000-c.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G., Ravel O., Farré J., 'A New Strategy to Measure Temperature of Droplets : Two Colors Laser-Induced Fluorescence. Comparison to Infrared Thermometry', ICLASS 2000 (International Conference on Liquid Atomization and Spray System) à Pasadena, 2000-d.

Lavieille P., Lemoine F., Lebouché M., Lavergne G., 'Evaporating and combusting droplet temperature measurement using two colors laser-induced fluorescence', Exp. in Fluids (à paraître 2001).

Law C.K., 'Recent advances in droplet vaporization and combustion', Prog. Energy Combust. Sci., Vol 8, pp 171-201, 1982.

Lemoine F., Antoine Y., Wolff M., Lebouché M., 'Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in a turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA', Exp. in Fluids n°26 pp 315-323, 1999.

Lemoine F., Antoine Y., Wolff M., Lebouché M., 'Sur la mesure des corrélations de type concentration-vitesse en écoulement turbulent : application à la détermination des propriétés diffusionnelles', C.R.Acad.Sci, t.325, série II b, pages 511 à 517, 1997-a.

Lemoine F., Antoine Y., Wolff M., Lebouché M., 'Mass transfer properties in a grid generated turbulent flow. Some experimental investigations about the concept of turbulent diffusivity', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 41, N° 15, pages 2287 à 2295, 1997-b.

Lemoine F., Leporcq B., 'An efficient optical pressure measurement in compressible flows : laser-induced fluorescence', Exp. In Fluids, vol. 19, pp 150-158, 1995.

Lemoine F., Wolf M., Lebouché M., 'Sur la possibilité de mesurer simultanément la température et la concentration en écoulement turbulent', C. R. Acad. Sci. Paris, t.322, série II b, pp 297-303, 1996-a.

Lemoine F., Wolff M., Lebouché M., 'Simultaneous concentration and velocity measurements using combined laser-induced fluorescence and laser Doppler velocimetry : Application to turbulent transport', Experiments in fluids, vol. 20, pp 319-327, 1996-b.

Leporcq B., Lemoine F., Arbus R., Demarais J.C., 'Etude du mélange entre un jet supersonique et des jets subsoniques par fluorescence induite par laser', 4^{ème} Colloque de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des fluides, Lille, 1990.

Lingvist L., 'A flash photolysis study of fluorescein', Ark. Kemi., pp 79-138, 1960.

Lopez Arbeloa F., Ruiz Ojeda P., Lopez Arbeloa I., 'Fluorescence self-quenching of the molecular form of Rhodamine B in aqueous and ethanolic solutions', Journal of luminescence 44, pp 105-112, 1989.

Lopez Arbeloa I., Rohatgi-Mukherjee K.K., 'Solvent effect on the photophysics of the molecular forms of Rhodamine B. internal conversion mechanism', Chemical Physics Letters, Vol.129 N°6, pp 607-614, 1986.

Lorenz L.V., 'Upon the light reflected and refracted by a transparent sphere', Vidensk. Selk. Shifter 6, pp 1-62, 1890.

Lozano A., Yip B. and Hanson R.K., 'Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence', Experiments in fluids 13, pp 369-376, 1992.

Mac Daniel J.C., 'Non intrusive pressure measurements with laser-induced fluorescence', AIAA, 18th Thermophysics Conference, Montréal Canada, 1983.

Massoli P., 'Rainbow refractometry applied to radially inhomogeneous spheres : the critical case of evaporating droplets', Applied optics, vol.37, N°15, 20 may 1998.

Mie G. : 'Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen', Ann. Phys. 25, pp 377-445, 1908.

Müller T., Beushausen V., Hentschel W., '1D Spontaneous Raman Scattering for Comprehensive 2D Spray Characterization', ICLASS 2000 (International Conference on Liquid Atomization and Spray System) à Pasadena.

Murray A.M., Melton L.A., 'Fluorescence methods for determination of temperature in fuel sprays, Applied Optics 24, N°17, pp 2783-2787, 1985.

Nana L., 'Système optoélectronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes en déplacement', Thèse de l'ENSAE, N°144, mai 1993.

Naudin N., 'Développement d'un système optronique infrarouge pour la mesure de température de gouttes en mouvement rapide et en combustion', Thèse de l'ENSAE, N°172, Novembre 1995.

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

Prakash S., Sirignano W.A., 'Theory of convective droplet vaporization with unsteady heat transfer in the circulating liquid phase', Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 23, pp 253-268, 1980.

Ravel O., 'Système optronique infrarouge. Application à la mesure de la température de gouttes dans un écoulement diphasique, en combustion et en impact pariétal', Thèse de l'ENSAE, N°269, Mars 1999.

Rapagnani N.L., Davis S.J., 'Flow visualisation in supersonic flows, laser probes for combustion chemistry', ACS Symposium Series n°134, 1980.

Rapagnani N.L., Davis S.J., 'Laser-induced Fluorescence : a diagnostic for fluid mechanics', Laser and Applications, pp 127-131, 1985.

Lord Rayleigh, Proc. London Math Soc., vol. 10, n°4, 1878.

N.Roth, K.Anders, A.Frohn, 'Simultaneous measurement of temperature and size of droplets in the micrometer range', Journal of laser applications, pp 37-42, Janvier 1990.

Sangiovanni J.J. and Labowski M., 'Burning times of linear fuel droplet arrays : A comparison of experimental and theory', Combustion and Flame 47, pp 15-30, 1982.

Schweiger G., 'Raman scattering on single aerosol particules and on flowing aerosols : a review', J.Aerosol Sci., Vol.21, N°4, pp 483-509, 1990.

Silverman I. and Sirignano W. A., 'Multi-droplet interaction effects in dense sprays', Int. J. multiphase flow, vol. 20, N°1, pp 99-116, 1994.

Silverman M.A. and Dunn-Rankin D., 'Experimental investigation of a rectilinear droplet stream flame', Comb. Sci. and Tech., vol. 100, pp 57-73, 1994.

Spalding D.B., 'The combustion of liquid fuels, Fourth Symposium (International) on Combustion', Williams and Wilkins, Baltimore, pp 847-864, 1953.

Virepinte J-F, 'Etude du comportement dynamique et thermique de gouttes en régime d'interaction dans le cas de jets rectilignes', Thèse de l'ENSAE, N°290, décembre 1999.

Virepinte J.F., Biscos Y., Lavergne G., Magre P. and Collin G., 'A rectilinear droplet stream in combustion : droplet and gas phase properties', Comb. Sc. and Tech. 150, pp143-159, 2000.

Walker D.A., 'A fluorescence technique for measurement of concentration in mixing liquids', J Phys. E. Sci. Instr 20 : pp 217-224, 1987.

Walker J.D., 'Rainbow from single drops of water and other liquids', Am. J. Phys. 44 (5), pp 421-433, 1976.

Wallis G. B., 'One-dimensional two-phase flows', McGraw-Hill, New-York, 1969.

Wild G., Andre J.C., 'Méthodes et instrumentation photophysiques pour le génie des procédés', Entropie, n° 137/138, pp 69-85, 1987.

Wise H., Lorell J. and Wood B. J., 'The effects of the chemical and physical parameters on the burning rate of a liquid droplet', Fifth Symposium (International) on Combustion, Reinhold N. Y., pp 132-141, 1955.

Woßner G., 'Comparison of various measurement methods for the determination of droplet temperatures', Studienarbeit université de Stuttgart/Centre d'études et de Recherche de Toulouse, 1995.

Yuen M. C. and Chen L. W., 'On drag of evaporating liquid droplets', Combustion Science and Technology, vol. 14, pp 147-154, 1976.

Livres :

Joseph Verdeyen T., 'Laser Electronics', Englewood Cliffs, N-J. 07632, 1981 by prentice-Hall, Inc.

Sirignano William A., 'Fluid Dynamics and transport of droplets and sprays', ISBN 0-521-63036-3, published by the press syndicate of the university of Cambridge 1999.

Brevet d'invention :

Lavieille P. et Lemoine F., 'Procédé et dispositif optique pour la mesure non intrusive de la température dans un liquide en écoulement', 9 mars 2000. Brevet n°0003005.

ANNEXES

Annexe I : Détermination de $e(M)$: chemin optique moyen parcouru par le rayonnement fluorescent issu de M au travers de la goutte, pour arriver au collecteur.

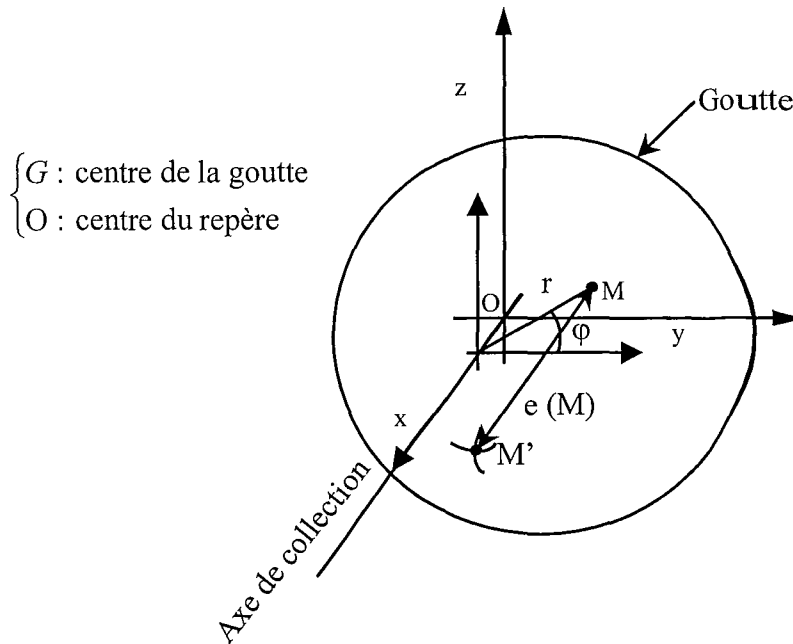


Figure 1 : Chemin retour $e(M)$ entre le point M et le point M'

Soit M un point de la goutte de centre G, de rayon R. M' un point de la surface de la goutte tel que $\vec{MM'} = \alpha \vec{x}$ avec α un réel positif. Ainsi par définition $e(M) = \|\vec{MM'}\|$. M et G ayant pour coordonnées respectives (x, y, z) , (x_g, y_g, z_g) , le chemin optique $e(M)$ est alors défini par :

$$e(M) = \left[R^2 - (y - y_g)^2 - (z - z_g)^2 \right]^{1/2} + x_g - x$$

Annexe II : Calcul de la déviation des axes des faisceaux incidents.

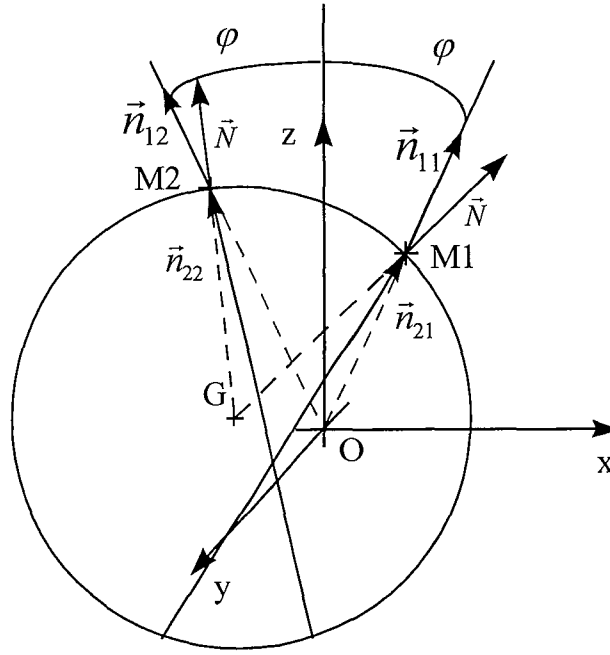


Figure 2 : Déviation des axes des faisceaux après traversée de la surface.

$$M_1 \text{ de coordonnées : } \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix}, M_2 \text{ de coordonnées : } \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{pmatrix}, \vec{n}_{11} \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix} \text{ et } \vec{n}_{12} \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}.$$

■ **Détermination du point d'intersection du faisceau avec la goutte.**

$$M_1 \text{ tel que } \vec{OM}_1 = k_1 \cdot \vec{n}_{11}, \text{ et } \|\vec{GM}_1\| = R \text{ où } k_1 > 0.$$

$$\text{ainsi } M_1 \text{ est de type } \begin{pmatrix} 0 \\ k_1 \cdot \sin(\varphi) \\ k_1 \cos(\varphi) \end{pmatrix}, \text{ d'où } \vec{GM}_1 \begin{pmatrix} -x_g \\ k_1 \sin \varphi - y_g \\ k_1 \sin \varphi - z_g \end{pmatrix}.$$

$$k_1 \text{ vérifie donc : } x_g^2 + (k_1 \sin \varphi - y_g)^2 + (k_1 \cos \varphi - z_g)^2 = R^2$$

$$\text{ou encore } k_1^2 + 2Bk_1 + C = 0,$$

$$\text{avec } \begin{cases} B = -(y_g \sin \varphi + z_g \cos \varphi) \\ C = x_g^2 + y_g^2 + z_g^2 - R^2 \end{cases}$$

$$\text{Finalement } \begin{cases} k_1 = -B + \sqrt{B^2 - C} \\ \text{de meme pour } k_2 \text{ en changeant } \varphi \text{ en } -\varphi \end{cases}$$

d'où M_1 a pour coordonnées $\begin{vmatrix} 0 \\ k_1 \sin \varphi \\ k_1 \cos \varphi \end{vmatrix}$ et $M_2 \begin{vmatrix} 0 \\ k_2 \sin(-\varphi) \\ k_2 \cos(-\varphi) \end{vmatrix}$.

■ **Calcul du vecteur directeur portant le rayon après la traversée de la goutte.**

l'indice $\varphi = 1$, si l'angle $\varphi > 0$

l'indice $\varphi = 2$, si l'angle $\varphi < 0$

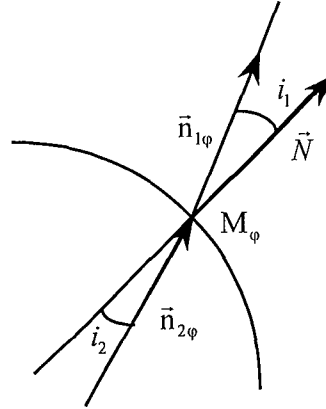


Figure 3 : Réfraction des axes des faisceaux .

Selon la loi de Descartes à la réfraction, le vecteur émergent appartient au plan contenant la normale à la surface et le rayon incident.

■ **Utilisation du produit vectoriel**

Le calcul de l'angle du faisceau incident par rapport à la normale de la goutte est obtenu par la

relation $\sin(i_1) = \|\vec{N} \wedge \vec{n}_{1\varphi}\|$, ou $\sin(i_1) = \frac{\|\vec{GM}_\varphi \wedge \vec{n}_\varphi\|}{R}$. Les coordonnées de $M_\varphi \begin{vmatrix} X \\ Y \\ Z \end{vmatrix}$ ont été

calculées au paragraphe précédent.

Selon la loi de Descartes l'angle i_2 , est déterminé par la loi : $\sin(i_2) = \frac{1}{n} \sin(i_1)$.

Les vecteurs $\vec{n}_1, \vec{n}_2$ et $\vec{N}$ étant coplanaires (loi de Descartes), $\vec{n}_{2\varphi} = a \vec{GM}_\varphi + b \vec{n}_{1\varphi}$, avec a et b

deux réels positifs ou nuls ($i_2 \leq i_1$) vérifiant : $\begin{cases} \|\vec{n}_{2\varphi} \wedge \vec{GM}_\varphi\| = R \sin i_2 \\ \|\vec{n}_{2\varphi}\| = 1 \end{cases}$

Or $\|\vec{n}_{2\varphi} \wedge \vec{GM}_\varphi\| = b \underbrace{\|\vec{n}_{1\varphi} \wedge \vec{GM}_\varphi\|}_{R \cdot \sin(i_1)} = R \cdot \sin(i_2)$

d'où $b = \frac{\sin(i_2)}{\sin(i_1)} = \frac{1}{n}$. Il faut ensuite déterminer 'a' pour réaliser la condition : $\|\vec{n}_{2\varphi}\| = 1$.

Ainsi $\left\| a \cdot \vec{GM}_\varphi + \frac{1}{n} \vec{n}_{1\varphi} \right\| = 1$, s'écrit $a^2 \left\| \vec{GM}_\varphi \right\|^2 + \frac{2a}{n} \cdot \vec{GM}_\varphi \cdot \vec{n}_{1\varphi} + \frac{1}{n^2} \left\| \vec{n}_{1\varphi} \right\|^2 = 1$.

Soit

$$A \times a^2 + 2B \times a + C = 0, \text{ avec } \begin{cases} A = R^2 \\ B = ((Y - yg) \cdot \sin(\varphi) + (Z - zg) \cdot \cos(\varphi)) / n \\ C = \frac{1}{n^2} - 1 \end{cases}$$

Finalement en posant $\Delta = B^2 - AC$, 'a' s'obtient selon $a = \frac{-B + \sqrt{\Delta}}{A}$ (solution positive).

Annexe III : Distance d'un point M à l'axe $d_{2\varphi}$ du faisceau laser dans la goutte.

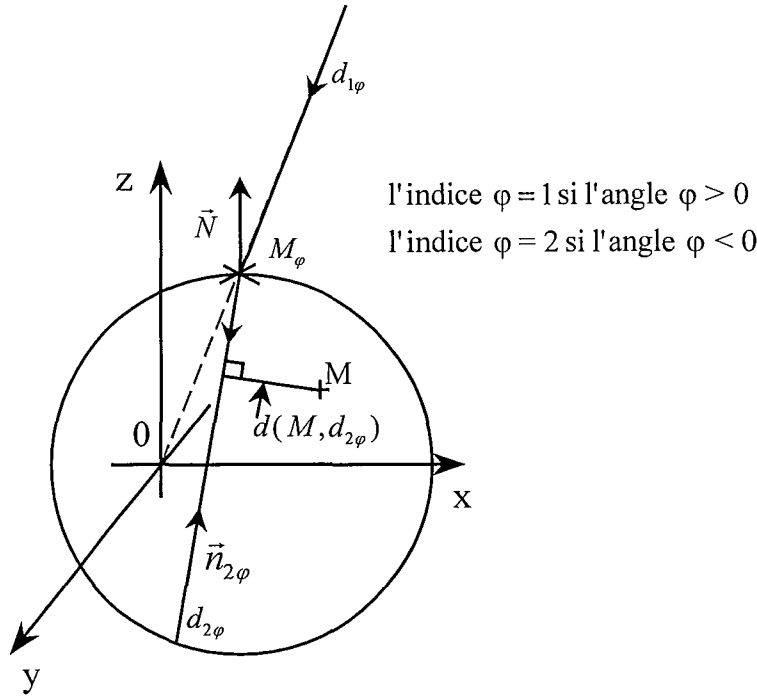


Figure 4 : Distance d'un point M à l'axe du faisceau laser réfracté.

Le point M_{φ} est le point d'intersection du laser avec la goutte, dont les coordonnées $\begin{vmatrix} x\varphi \\ y\varphi \\ z\varphi \end{vmatrix}$ ont

été calculées précédemment. La distance d'un point M de la goutte à l'axe $d_{2\varphi}$ du laser dans

la goutte (de vecteur directeur $\vec{n}_{2\varphi}$) est alors : $d(M, d_{2\varphi}) = \left\| \vec{M_{\varphi}M} \wedge \vec{n}_{2\varphi} \right\|$.

En effet $\left\| \vec{M_{\varphi}M} \wedge \vec{n}_{2\varphi} \right\| = \left\| \vec{M_{\varphi}M} \right\| \cdot \underbrace{\left\| \vec{n}_{2\varphi} \right\|}_1 \cdot \left| \sin(\vec{M_{\varphi}M}, \vec{n}_{2\varphi}) \right|$.

$$\text{Ainsi } \vec{M_{\varphi}M} \wedge \vec{n}_{2\varphi} = \begin{vmatrix} x - x_{\varphi} & y - y_{\varphi} & z - z_{\varphi} \\ x_{n2\varphi} & y_{n2\varphi} & z_{n2\varphi} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A = (y - y_{\varphi})z_{n2\varphi} - y_{n2\varphi}(z - z_{\varphi}) \\ B = x_{n2\varphi}(z - z_{\varphi}) - z_{n2\varphi}(x - x_{\varphi}) \\ C = (x - x_{\varphi})y_{n2\varphi} - x_{n2\varphi}(y - y_{\varphi}) \end{vmatrix}$$

Finalement : $d(M, d_{2\varphi}) = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}$

où l'indice $\begin{cases} \text{l'indice } \varphi = 1 \text{ si l'angle } \varphi > 0 \text{ (de Oz vers Ox)} \\ \text{l'indice } \varphi = 2 \text{ si l'angle } \varphi < 0 \text{ (de Ox vers Oz)} \end{cases}$

Annexe IV : Détermination de $b_\varphi(M)$: le chemin optique du faisceau incident à travers la goutte.

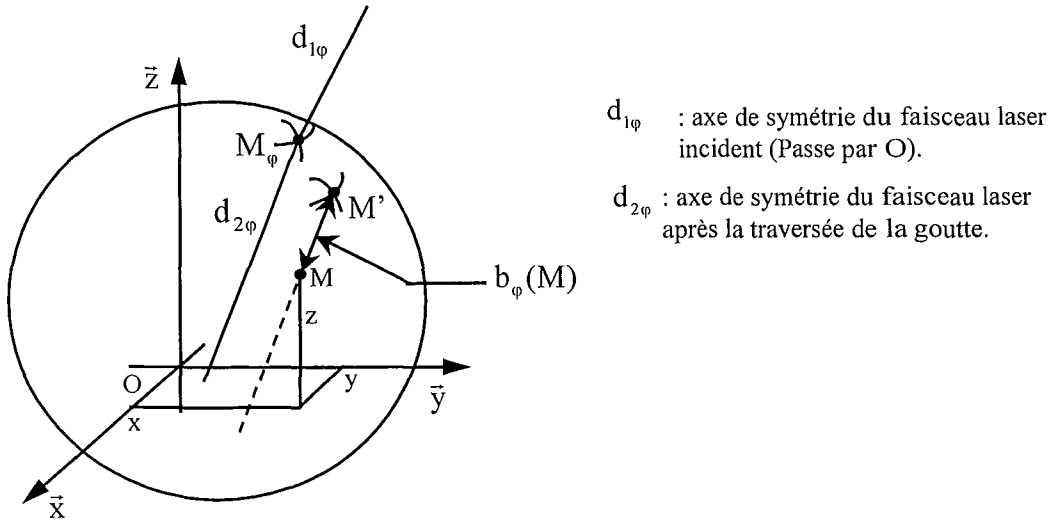


Figure 5 : Distance parcourue depuis la traversée de l'interface.

Soit $M(x, y, z)$ un point situé à l'intérieur de la goutte de centre $G(x_g, y_g, z_g)$, de rayon R ;
 $d_{2\varphi}$ l'axe de symétrie du laser après la traversée de l'interface. $d_{2\varphi}$ a pour vecteur directeur

normal $\vec{n}_{2\varphi} \begin{pmatrix} x_{n2\varphi} \\ y_{n2\varphi} \\ z_{n2\varphi} \end{pmatrix}$. Le chemin optique parcouru par le rayon laser pour arriver en $M \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ est par

définition : $b_\varphi(M) = \|\vec{MM'}\|$, avec $M' \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$ appartenant à la surface de la goutte ($\|\vec{GM'}\| = R$),

tel que $\vec{MM'} = k \cdot \vec{n}_{2\varphi}$, où $k > 0$.

Ainsi M' a pour coordonnées : $\begin{pmatrix} x + k \cdot x_{n2\varphi} \\ y + k \cdot y_{n2\varphi} \\ z + k \cdot z_{n2\varphi} \end{pmatrix}$, où k vérifie $\|\vec{GM'}\| = R$, soit $k^2 + 2Bk + C = 0$,

avec $\begin{cases} B = x_{n2\varphi}(x - x_g) + y_{n2\varphi}(y - y_g) + z_{n2\varphi}(z - z_g) \\ C = (x - x_g)^2 + (y - y_g)^2 + (z - z_g)^2 - R^2 \end{cases}$

comme $b_\varphi(M) = \|\vec{MM'}\| = k$, la solution positive est donnée par :

$$b_\varphi(M) = -B + \sqrt{B^2 - C}$$

Annexe V : Distance au front de phase avant l'entrée dans la goutte : z_1

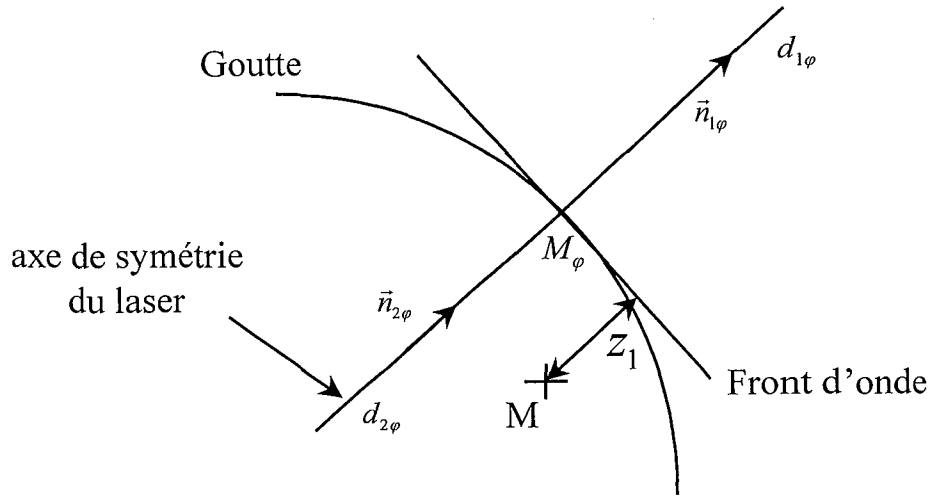


Figure 6 : Distance d'un point M au front d'onde lors de l'entrée dans la goutte

La distance z_1 est obtenue selon : $z_1 = \vec{MM_\phi} \cdot \vec{n}_{2\phi}$.

D'où : $z_1 = x_{n2\phi}(x_\phi - x) + y_{n2\phi}(y_\phi - y) + z_{n2\phi}(z_\phi - z)$

Annexe VI : Détermination de la zone de collection

Le diamètre de la lentille de collection étant de 15mm pour une distance focale de 90 mm, l'angle du cône de détection est inférieur à 5° , ainsi la zone de collection peut être déterminée à partir d'un faisceau incident de rayons parallèles (figure 7). Le choix du diamètre du cylindre formé par les faisceaux incidents parallèles est déterminé à partir du grandissement du système optique et du diamètre d'entrée de la lumière dans la fibre optique.

Les lois de Descartes à la réfraction sont utilisées pour déterminer les trajectoires des faisceaux dans la goutte. L'ensemble des mailles du maillage rencontrées par les faisceaux constitue alors le volume de collection. La densité de faisceaux incidents est supérieure à la densité du maillage afin de veiller à ce que toutes les mailles situées dans le volume de collection soient considérées.

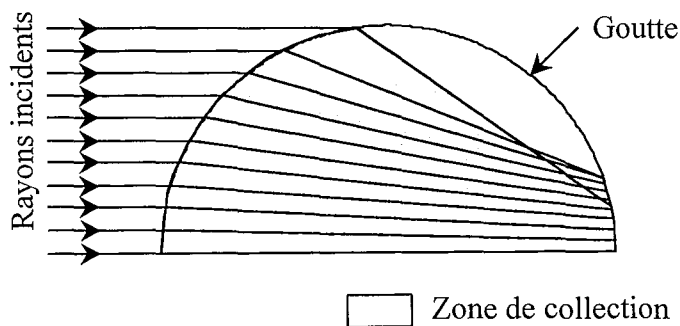


Figure 7 : Détermination de la zone de collection à partir d'un faisceau parallèle de rayons incidents.

Annexe VII : Méthode de Newton

Le principe est itératif, la fonction est approchée par son développement au premier ordre au point x_n . Le point x_{n+1} est le point annulant ce développement.

Exemple pour une fonction à 2 paramètres :

$$\begin{bmatrix} f_1(x_{n+1}, y_{n+1}) \\ f_2(x_{n+1}, y_{n+1}) \end{bmatrix} \cong \begin{bmatrix} f_1(x_n, y_n) \\ f_2(x_n, y_n) \end{bmatrix} + \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x} & \frac{\partial f_1}{\partial y} \\ \frac{\partial f_2}{\partial x} & \frac{\partial f_2}{\partial y} \end{bmatrix}}_A \begin{bmatrix} x_{n+1} - x_n \\ y_{n+1} - y_n \end{bmatrix}, \quad \text{où } x_{n+1}, y_{n+1} \text{ sont tels que}$$

$$\begin{bmatrix} f_1(x_{n+1}, y_{n+1}) \\ f_2(x_{n+1}, y_{n+1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

La relation de récurrence s'impose alors selon : $\begin{bmatrix} x_{n+1} \\ y_{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_n \\ y_n \end{bmatrix} - A^{-1} \begin{bmatrix} f_1(x_n, y_n) \\ f_2(x_n, y_n) \end{bmatrix}$. Le calcul des dérivées partielles est approché par un accroissement infinitésimal. Par

exemple : $\frac{\partial f_1}{\partial x} \cong \frac{f_1(x + \varepsilon) - f_1(x - \varepsilon)}{2\varepsilon}$ où ε est choisi très petit devant x .

L'itération se répète jusqu'à atteindre la convergence.

Monsieur LAVIEILLE Pascal

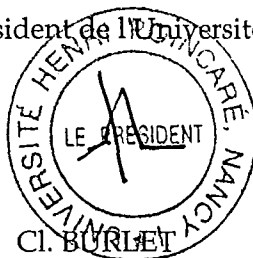
DOCTORAT de l'UNIVERSITE HENRI POINCARÉ, NANCY-I
en MECANIQUE - ENERGETIQUE

VU, APPROUVÉ ET PERMIS D'IMPRIMER

Thèse N° 545

Nancy, le *24 juillet 2001*

Le Président de l'Université



Résumé : La compréhension des phénomènes aérothermiques se déroulant dans la chambre de combustion est essentielle pour l'optimisation des systèmes propulsifs liés à l'aéronautique et à l'automobile. Les mécanismes régissant l'évaporation de gouttelettes en milieu réactif ou non, doivent être caractérisés par des diagnostics optiques non-intrusifs. Une technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs a été développée afin de mesurer la température moyenne des gouttes et une extension permettant de déterminer la distribution de température sur une goutte est proposée. Cette étude a été appliquée à la réalisation d'une base donnée établie sur un jet de gouttes monodispersées en simple évaporation et en combustion, en fonction de différents paramètres d'injection : température, vitesse, paramètre de distance, taille de goutte. Les données expérimentales ont été analysées en terme de transfert de chaleur et de masse.

Abstract : The knowledge of aerothermal phenomena occurring in the combustion chamber is a key point in the improvement of the efficiency and in the reduction of the pollutant emissions of automotive and turbojets engines. Non intrusive optical diagnostics are used in order to investigate the mechanisms governing the droplets evaporation. A technique based on two colors laser-induced fluorescence allows to obtain the space averaged temperature of streaming droplets. Furthermore, the extension of the technique to measurements of the temperature distribution over a droplet has been tested and validated. Relevant data on evaporating and combusting monodisperse droplet streams have been accumulated for different injection parameters i.e. temperature, velocity, size and inter-droplet spacing. Heat and mass transfer mechanisms involved in the evaporation process are inferred from the experimental data.

Mots Clés : température, gouttes, fluorescence induite par laser, évaporation, combustion, jet monodisperse.

Key Words : temperature, droplets, laser induced fluorescence, vaporization, combustion, monodisperse jet.