



**HAL**  
open science

# Mesures couplées de richesse et de vitesse pour la combustion instationnaire en écoulement stratifié

Nathalie Pasquier-Guilbert

► **To cite this version:**

Nathalie Pasquier-Guilbert. Mesures couplées de richesse et de vitesse pour la combustion instationnaire en écoulement stratifié. Energie électrique. Université de Rouen, 2004. Français. NNT : . tel-00008850

**HAL Id: tel-00008850**

**<https://theses.hal.science/tel-00008850v1>**

Submitted on 23 Mar 2005

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

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

---

# **THESE**

**PRESENTEE**

## **A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE ROUEN**

Pour l'obtention du Grade  
**de docteur de l'Université de Rouen**  
Discipline : Physique  
Spécialité : **Energétique**

**par**

**Nathalie Pasquier-Guilbert**

<p><b>Mesures couplées de richesse et de vitesse pour la combustion instationnaire en écoulement stratifié.</b></p>
---

**Le 20 décembre 2004**

Directeur de thèse  
**Michel Trinité**

**Rapporteurs :**

**Mme D. ESCUDIE**  
**M. P. GUIBERT**

**Directrice de Recherche au CNRS, INSA de Lyon**  
**Professeur à l'Université Paris 6**

**Membres du jury :**

**Mme A. CESSOU**  
**M. A. FLOCH**  
**M. B. LECORDIER**  
**M. M. TRINITE**

**Chargée de Recherche au CNRS, CORIA Rouen**  
**Ingénieur de Recherche, Renault Lardy**  
**Chargé de Recherche au CNRS, CORIA Rouen**  
**Directeur de Recherche au CNRS, CORIA Rouen**

---

---

## ***Remerciements***

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire CORIA dirigé successivement au cours de ces années par Michel Trinité et Michel Ledoux d'abord à Mont Saint Aignan, puis ensuite courant 2001 à Saint Etienne du Rouvray dans de nouveaux locaux.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail dans de courts délais, les deux rapporteurs, Philippe Guibert et Dany Escudie ainsi que Alain Floch membre du jury. Merci à tous les membres de l'ARC et en particulier à Arnaud Mura, Cédric Galizzi et Dany Escudie pour les rapports très amicaux que nous avons pu avoir.

Merci à Armelle Cessou et Bertrand Lecordier pour leur disponibilité, leur complémentarité scientifique et l'aide qu'ils m'ont apportée tout au long de la thèse tant du point de vue expérimental que théorique et d'avoir suivi le rythme infernal des lectures et corrections lors de ces derniers mois de rédaction. Merci à Michel Trinité le directeur de cette thèse pour sa gentillesse, son soutien et les orientations scientifiques qu'il a périodiquement données à la thèse.

Un grand remerciement à mes différents compagnons de bureau, David Demare pour ces bonnes madeleines au chocolat, Christophe Letellier un de mes anciens professeur et qui a toujours su me donner de sages conseils même si j'ai du mal à comprendre sur quoi il travaille et enfin merci à celui avec qui j'ai passé le plus de temps (3 ans) Gildas Lalizel. Merci à « mon Gigi » pour ces grands moments de fous rire et pour cette complicité qui nous a permis à tous les deux de finir notre thèse dans une ambiance très chaleureuse.

Merci à tous les thésards du labo pour la bonne ambiance et leur soutien dans les moments difficiles : Ali Gheddache, Kaëlig Triballier, Benoît Taupin, Arnaud Mura, Sébastien Tanguy, David Vauchelles, Kevin Gosse, Laurent Delair, Antoine Desportes, Bruno Van Ootegem, Olivier Grondin et Werquin, Florian Frat, Wenceslas Kowsikzu et aux filles peu nombreuses Corine Lacour, Linda Achour, Anna Chtab et Valérie Chagras.

Merci aux personnes de l'atelier, Lulu, Michel, Alain, Bébert et tous les autres pour la rapidité avec laquelle j'ai toujours pu avoir les pièces nécessaires et à Jean-Claude Goulay du service électronique pour ses compétences.

Merci à tous mes amis et amies que je connais maintenant depuis de nombreuses années, les amies d'enfance, Jasmine, Amélie, Séverine, Delphine et Nadège et les Bondevillais avec leur copine Benjamin et Lisette, Arnaud, Hervé, Jérôme, Teddy et Tatiana pour les soirées du samedi qui permettent de décompresser. Un coucou aussi aux 27 : Laurent et Paola, Cyrille, Fred, Thierry (l'heureux Papa de Amandine avec Jasmine citée plus haut), Isabelle.

Enfin un grand merci à mes parents pour leur soutien dans tout ce que j'ai entrepris et à Vincent avec qui je partage ma vie depuis 5 ans, merci pour son soutien, sa gentillesse et pour les bons moments que nous vivons chaque jour.

---

*A Vincent,  
A mes parents.*

<b>INTRODUCTION GENERALE :</b>	<b>5</b>
<b>1 CONTEXTE DE L'ETUDE :</b>	<b>7</b>
1.1 LES ENJEUX DES TRANSPORTS	7
1.2 REDUCTION DES EMISSIONS POLLUANTES.	8
1.2.1 LES NORMES ANTI-POLLUTION ET LES CONSEQUENCES SUR LA RECHERCHE AUTOMOBILE	8
1.2.2 MECANISMES DE FORMATION DES POLLUANTS DANS LES MOTEURS ET LEURS EFFETS SUR L'ENVIRONNEMENT	9
1.2.3 SOLUTIONS ENVISAGEES POUR LA REDUCTION DES POLLUANTS	13
1.3 LES MOTEURS IDE	16
1.3.1 DESCRIPTION DU MOTEUR A INJECTION DIRECTE	16
1.3.2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT	17
1.3.2.1 Mode combustion homogène	18
1.3.2.2 Mode de combustion stratifiée	18
1.3.3 IMPORTANCE DE L'AERODYNAMIQUE :	19
1.3.4 INCONVENIENTS :	22
1.3.5 GAINS EN CONSOMMATION :	23
1.4 MOTIVATION DE L'ETUDE :	23
1.5 CONCLUSION :	24
<b>2 BIBLIOGRAPHIE SUR LES FLAMMES DE PREMELANGE STRATIFIE</b>	<b>27</b>
2.1 MECANISMES INTERVENANT DANS LES PHENOMENES DE COMBUSTION	27
2.2 STRUCTURE DES FLAMMES PREMELANGEES LAMINAIRES :	28
2.3 EPAISSEUR DE FLAMME LAMINAIRE :	30
2.4 VITESSE DE FLAMME LAMINAIRE :	31
2.4.1 VITESSE DE FLAMME PLANE LAMINAIRE $S_L^0$ :	31
2.4.2 INFLUENCE DE LA RICHESSE SUR LA VITESSE DE FLAMME PLANE LAMINAIRE:	32
2.5 FLAMMES TURBULENTES PREMELANGEES:	32
2.5.1 DIFFERENTS REGIMES DE COMBUSTION TURBULENTE PREMELANGEE :	33
2.5.2 REGIME DES FLAMMELETTES :	36
2.5.3 DEFINITION DE L'ETIREMENT :	38
2.5.4 RELATIONS A FAIBLE TAUX D'ETIREMENT :	39
2.6 PARAMETRES INFLUENÇANT L'ETIREMENT :	40
2.6.1 L'ECOULEMENT TURBULENT:	40
2.6.2 INSTABILITES DUES AUX EFFETS HYDRODYNAMIQUES	41
2.6.3 INSTABILITES DUES AUX EFFETS THERMODIFFUSIFS	42
2.7 FLAMMES DE PREMELANGE STRATIFIE :	44
2.7.1 NATURE DES GRADIENTS DE RICHESSE :	44
2.7.2 ETUDE DE STRATIFICATIONS SIMPLES POUR UNE FLAMME PLANE LAMINAIRE :	46
2.7.2.1 Propagation parallèle :	46
2.7.2.2 Propagation normale :	49
2.7.3 SYSTEMES DE STRATIFICATION COMPLEXES :	49

2.7.3.1	Comportements identiques à la flamme plane laminaire :	49
2.7.3.2	Influence de la nature du champ scalaire	50
2.7.3.3	Interaction avec la turbulence :	53
2.7.3.4	Conclusion sur la flamme stratifiée :	54
<b>2.8</b>	<b>CONCLUSION :</b>	<b>55</b>

### **3 DIAGNOSTICS OPTIQUES DE MESURE DE VITESSE ET DE RICHESSE..... 57**

#### **3.1 MESURE DE VITESSES PIV, PRINCIPE GENERAL ..... 57**

#### **3.2 INTRODUCTION SUR LES METHODES DE MESURE DE RICHESSE ET DE CONCENTRATION 59**

3.2.1	MESURES DE CONCENTRATION PAR LIF AVEC TRACEUR.....	60
3.2.1.1	Nécessité d'utilisation de traceurs.....	60
3.2.1.2	Principe général.....	61
3.2.1.3	Principe théorique .....	61
3.2.1.4	Principe du schéma à deux niveaux .....	62
3.2.1.5	Equations de base de la LIF .....	63
3.2.2	LIF CLASSIQUE :	64
3.2.2.1	Choix des traceurs de LIF classique : caractéristiques générales.....	65
3.2.2.2	Limites de cette méthode :	66
3.2.3	EXTENSION DE LA LIF A LA FARLIF :	68
3.2.3.1	Principe de la FARLIF .....	68
3.2.3.2	Caractéristiques des traceurs:.....	69
3.2.4	DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'ETALONNAGE DE TRACEURS DANS UN GAZ.....	69
3.2.4.1	Caractéristiques requises :	69
3.2.4.2	Principe général de l'ensemencement et paramètres l'influençant :	70
3.2.4.3	Cellule optique .....	72
3.2.4.4	Processus de mélanges :	74
3.2.4.5	Moyens de mesure.....	79
3.2.5	CONCLUSION :	81
<b>3.3</b>	<b>CHOIX ET ETALONNAGE DES TRACEURS FARLIF :</b>	<b>81</b>
3.3.1	CHOIX D'UN TRACEUR FARLIF :	82
3.3.2	ETALONNAGE DU NAPHTALENE :	83
3.3.2.1	Images et traitement. ....	83
3.3.2.2	Problèmes rencontrés à la mise au point du montage. ....	85
3.3.2.3	Linéarité du signal de fluorescence avec l'énergie laser. ....	86
3.3.2.4	Détermination des partenaires de collision. ....	87
3.3.2.5	Variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse.....	89
3.3.2.6	Implantation de la mesure dans le dispositif expérimental et difficultés:.....	90
3.3.3	CHOIX D'UNE NOUVELLE MOLECULE :	91
3.3.3.1	Ajustements des critères de sélection :	91
3.3.3.2	Problèmes de décomposition :	93
3.3.3.3	Acquisition des images et traitements.....	94
3.3.3.4	Détermination des partenaires de collision majoritaires pour l'anisole :	96
3.3.3.5	Variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse :	98
3.3.4	DISCUSSION DES RESULTATS :	102
<b>3.4</b>	<b>CONCLUSION SUR LES METHODES DE MESURES.....</b>	<b>103</b>

### **4 DISPOSITIF EXPERIMENTAL..... 105**

---

<b>4.1</b>	<b>LA CHAMBRE DE COMBUSTION.....</b>	<b>105</b>
4.1.1	CONTEXTE DE CONSTRUCTION DE LA CHAMBRE.....	105
4.1.2	DESCRIPTION DE LA CHAMBRE DE COMBUSTION INITIALE : .....	106
4.1.3	CARACTERISTIQUES REQUISES : .....	107
4.1.4	MODIFICATIONS APORTEES : .....	109
<b>4.2</b>	<b>DISPOSITIFS D'INJECTION : .....</b>	<b>109</b>
4.2.1	INJECTEUR FENTE NON UTILISABLE .....	110
4.2.1.1	Principe de fonctionnement.....	110
4.2.1.2	Mise au point.....	115
4.2.1.3	Problèmes de fonctionnements.....	116
4.2.2	INJECTEUR AXISYMETRIQUE.....	118
4.2.2.1	Description et principe de fonctionnement : .....	118
4.2.2.2	Premières vérifications .....	120
4.2.2.3	Mise au point : .....	121
<b>4.3</b>	<b>DISPOSITIF D'ENSEMENCEMENT ET DE CONTROLE DES MELANGES .....</b>	<b>132</b>
<b>4.4</b>	<b>CONCLUSION : .....</b>	<b>134</b>
<b>5</b>	<b><u>ANALYSE DU SYSTEME DE MESURE PIV/FARLIF .....</u></b>	<b><u>135</u></b>
<b>5.1</b>	<b>MESURES COUPLEES : .....</b>	<b>135</b>
5.1.1	INTRODUCTION GENERALE : .....	135
5.1.2	DISPOSITIF EXPERIMENTAL : .....	136
5.1.3	SYNCHRONISATION .....	138
5.1.4	SOURCES POSSIBLES DE PERTURBATIONS ENTRE LES DEUX DIAGNOSTICS : .....	140
<b>5.2</b>	<b>ANALYSE DE LA MESURE DE RICHESSE: .....</b>	<b>144</b>
5.2.1	GRANDEURS CARACTERISTIQUES : .....	145
5.2.2	SOURCES D'ERREURS POSSIBLES : .....	145
5.2.2.1	Source laser et système de formation de nappe : .....	145
5.2.2.2	Système de collection : .....	147
5.2.2.3	Erreur de remplissage du mélange : .....	148
5.2.3	CORRECTION DES ERREURS : .....	149
5.2.4	ANALYSE DE LA PROCEDURE DE TRAITEMENT:.....	151
5.2.5	AMELIORATION DE LA PRECISION DE LA MESURE : .....	153
5.2.5.1	Influence du binning : .....	154
5.2.5.2	Influence de la dynamique de signal : .....	156
5.2.5.3	Filtrage : .....	157
5.2.6	CONCLUSION SUR LA PRECISION DE LA MESURE DE RICHESSE: .....	160
<b>5.3</b>	<b>ANALYSE DE LA MESURE DE VITESSE : .....</b>	<b>160</b>
<b>5.4</b>	<b>ANALYSE DE FLAMME EN METHODES COUPLEES : .....</b>	<b>162</b>
<b>5.5</b>	<b>CONCLUSION : .....</b>	<b>168</b>
<b>6</b>	<b><u>MESURES EN COMBUSTION ANALYSE DES RESULTATS.....</u></b>	<b><u>171</u></b>
<b>6.1</b>	<b>PROCEDURE D'ANALYSE DU SYSTEME : .....</b>	<b>171</b>
<b>6.2</b>	<b>ANALYSE GLOBALE DE L'ECOULEMENT AU POINT D'ALLUMAGE: .....</b>	<b>172</b>
<b>6.3</b>	<b>ANALYSE QUALITATIVE DES FRONTS DE FLAMMES : .....</b>	<b>177</b>
<b>6.4</b>	<b>FLAMME HOMOGENE EQUIVALENTE : .....</b>	<b>179</b>
6.4.1	DETERMINATION DE LA RICHESSE EQUIVALENTE : .....	180
6.4.2	TAILLE CARACTERISTIQUE ET GRANDEURS : .....	188

---

---

<b>6.5</b>	<b>ANALYSE DES GRANDEURS GLOBALES :</b>	<b>189</b>
6.5.1	DISSYMETRIE :	189
6.5.2	RAYONS MOYENS :	191
6.5.3	TAUX DE PLISSEMENT :	194
6.5.4	CONCLUSION	196
<b>6.6</b>	<b>ANALYSES DE GRANDEURS LOCALES EN MESURES COUPLEES :</b>	<b>197</b>
6.6.1	EXTRACTION DES DONNEES LOCALES :	197
6.6.2	DISTRIBUTION DE RICHESSE AUTOUR DE LA FLAMME :	198
6.6.3	VITESSES DE FLAMMES SF-UN :	200
6.6.4	ETUDE DES COURBURES :	204
<b>6.7</b>	<b>CONCLUSION :</b>	<b>208</b>
 <b><u>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES :</u></b>		<b><u>211</u></b>
 <b><u>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES:</u></b>		<b><u>215</u></b>



## **Introduction Générale :**

La réduction de la consommation et des émissions polluantes est un enjeu fondamental à l'heure actuelle. De nombreuses études sont mises en place par les pays européens dans cet objectif. Les pistes étudiées consistent à améliorer les moteurs existants ou à créer de nouvelles stratégies de combustion. L'une des solutions en cours d'exploration est l'utilisation d'un moteur en mélange pauvre muni d'une stratification de mélange. Le mélange est allumé près de la bougie à une richesse proche de l'unité, puis se propage à travers un gradient de mélange.

Les mécanismes physiques de la propagation de la flamme dans un tel mélange ne sont pas encore bien connus même si quelques processus élémentaires ont été mis en évidence dans des études en laminaires [Ra 1999]. Parmi ces processus, nous pouvons noter l'effet mémoire permettant de repousser les limites d'inflammabilité des mélanges. De plus, ce type de combustion ne s'opère pas seulement dans les moteurs à injection directe, mais aussi dans de nombreuses autres applications où l'homogénéisation des mélanges est difficile à obtenir et aboutit à la présence de fluctuations de richesses locales.

C'est dans cette problématique qu'une action de recherche concertée a été initiée par le CNRS en partenariat avec deux constructeurs automobiles et 4 laboratoires français. Différents aspects ont été étudiés, à la fois d'un point de vue numérique et expérimental. Ces études conjointes devaient fournir à travers des situations simplifiées, des résultats permettant d'améliorer les modèles numériques et la compréhension des phénomènes physiques intervenant dans ce type de combustion.

C'est dans ce cadre que nous avons développé une étude expérimentale afin de comprendre les effets d'un mélange turbulent inhomogène instationnaire sur la propagation instationnaire d'une flamme. Afin d'étudier ceci, nous avons construit un dispositif expérimental simplifié permettant de créer une stratification de mélange dans des conditions proches de celles d'un moteur à allumage commandé. Cette stratification est produite dans une chambre déjà utilisée par Alain Floch [Floch 1990] et Bertrand Lecordier [Lecordier 1996] pour l'étude de la combustion turbulente instationnaire en mélange homogène. Dans ce travail, nous avons donc adapté ce dispositif pour permettre de créer une stratification de richesse présentant des fluctuations de mélange à petite échelle.

Comme nous le verrons dans la suite du document, pour comprendre les phénomènes physiques intervenant en mélange inhomogène, l'accès simultané à des grandeurs locales est nécessaire. Pour cela dans ce travail, nous avons développé un système de mesures simultanées permettant d'accéder à la richesse et la vitesse locale du mélange avec une grande précision de mesure. Ce système associant, la mesure de vitesse par vélocimétrie par images de particules et de richesse par fluorescence induite par laser, a fait l'objet d'une caractérisation précise afin d'obtenir des informations quantitatives sur le mélange tout en évaluant la précision de la mesure.

### **Ce mémoire est divisé en 6 chapitres :**

Dans le premier chapitre, nous mettrons en relief les enjeux existants dans le thème de recherche de la combustion en mélange stratifié et notamment dans le cas des moteurs à injection directe essence dont nous décrirons le principe de fonctionnement et leurs avantages et inconvénients. Nous mettrons ensuite en relief le contexte de notre étude et son intérêt.

Dans le deuxième chapitre, une étude bibliographique sur les flammes stratifiées sera effectuée. Dans le cadre de notre étude, la propagation de la flamme reste dans les limites d'inflammabilité du mélange et permet ainsi de considérer notre flamme en régime prémélangé sans extinction. Nous orienterons donc notre analyse bibliographique vers des régimes de combustion.

Le troisième chapitre sera consacré au développement des méthodes de mesures de richesse et vitesse en accentuant notre propos sur la mesure de richesse. Une méthode de mesure issue de la LIF (FARLIF) sera adaptée à notre cas d'étude d'injection instationnaire en phase gazeuse. L'étude des caractéristiques de fluorescence de deux traceurs moléculaires sera effectuée dans une cellule d'étalonnage et nous présenterons les différentes méthodes de calibration afin de choisir la traceur le plus adapté.

Dans le quatrième chapitre, le dispositif expérimental utilisé pour la création de la stratification sera décrit avec notamment le développement de deux dispositifs d'injection. A la fin de ce chapitre, nous mettrons en relief les difficultés d'implantation de la méthode de mesure de richesse dans le cas d'une injection instationnaire. Dans ce chapitre, nous décrirons également la mise en place des mesures couplées dans notre dispositif expérimental et les précautions à prendre, ainsi que les éventuelles perturbations entre les deux méthodes.

Le cinquième chapitre rendra compte d'une étude originale sur la quantification de la précision des méthodes de mesures de vitesse et de richesse : la PIV et la FARLIF. Nous regarderons également les problèmes inhérents au couplage des deux méthodes dans des écoulements à froid et dans des études en combustion et nous donnerons les solutions retenues pour minimiser les erreurs de mesure (acquisition, traitement...).

Dans le dernier chapitre nous montrerons l'effet de la stratification sur la propagation de flamme de manière globale, puis par des analyses locales et conditionnées. Nous montrerons l'intérêt et le potentiel des mesures couplées de vitesse et de richesse pour la caractérisation des phénomènes physiques intervenant sur la propagation d'une flamme en mélange inhomogène.

Enfin les conclusions et les perspectives de cette étude seront données.

# 1 Contexte de l'étude :

## 1.1 Les enjeux des transports

Depuis le début du siècle dernier, tous les progrès techniques réalisés ont parallèlement induit un besoin croissant d'énergie. Parmi ces progrès, le transport a subi un plein essor avec notamment l'invention de l'automobile et l'utilisation du pétrole comme source d'énergie. Au départ réservée aux plus riches, l'utilisation de l'automobile s'est peu à peu étendue. Cet accroissement est lié à un facteur de développement. Dans les pays les plus développés, l'automobile prend donc aujourd'hui une part de plus en plus importante. Ce développement se situe au niveau mondial et il faut s'attendre à un boom de l'automobile avec l'émergence des pays en voie de développement. Pour illustrer ce propos prenons le cas de la France où en 25 ans le taux de motorisation des ménages est passé de 250 à plus de 400 véhicules pour 1000 habitants avec pour conséquence un fort accroissement du trafic des particuliers (30% entre 1987 et 1999). Ceci s'explique par la tendance actuelle des ménages à privilégier la voiture particulière ou les véhicules utilitaires pour satisfaire leur besoin accru de mobilité. Cette augmentation de la mobilité résulte de l'allongement des distances domicile-lieu de travail. Ainsi en 1999, trois actifs sur cinq travaillent hors de leur commune à une distance moyenne de 15 km (13km en 1990). A cela s'ajoute une utilisation en hausse de la voiture pour les trajets de très courte distance. Une fois sur deux la voiture est utilisée pour effectuer moins de 3 km, une fois sur quatre pour moins de 1000 m et une fois sur huit pour moins de 500m. [Ba 2001]

Or cette amplification de l'utilisation de l'automobile ne se fait pas sans conséquences puisqu'elle aboutit à une forte production de polluants (majoritairement NOx, CO et HC) et de CO<sub>2</sub>. Ce dernier composant issu de la combustion complète du carburant est considéré depuis peu comme un polluant. En effet le CO<sub>2</sub> n'influe pas directement de façon néfaste sur la santé mais il contribue au phénomène de l'effet de serre avec des conséquences environnementales comme l'augmentation de la température moyenne du globe. Le transport routier représente aujourd'hui la première source d'émission de gaz carbonique (près de 40% en France), de monoxyde de carbone, d'oxydes d'azote et la deuxième pour les composés organiques volatils non méthaniques (COVNM). Malgré une diminution globale de la pollution urbaine, les rejets d'origine automobile en particulier de CO<sub>2</sub> sont en progression constante (+16% entre 1990 et 2000) .

Divers paramètres influent sur les quantités émises. Le style de conduite par exemple est l'un d'entre eux. Une conduite sportive peut multiplier par 20 les émissions de polluants alors qu'une conduite économique permet d'économiser jusqu'à 15% du carburant. Le volume des émissions est aussi directement lié au poids des véhicules en constante augmentation depuis 10 ans du fait de l'adjonction de pots catalytiques, d'éléments de sécurité (airbag..) ou de réduction du bruit par exemple. Au bilan, la performance des voitures a peu évolué, l'augmentation des cylindrées des moteurs ayant essentiellement servi à compenser l'alourdissement des véhicules [Trapy 1996]. La situation du parc automobile joue aussi un rôle dans ces émissions. La moyenne d'âge des véhicules du parc français est de 10 ans. Or 60 % de la pollution provient de véhicules de plus de 10 ans. Il existe donc un décalage d'une vingtaine d'année environ entre les découvertes des chercheurs et la présence massive des nouveaux produits dans la circulation. C'est ainsi que le pot catalytique devenu obligatoire en 1993 et le filtre à particules imposé en 1997 n'ont pas gagné l'ensemble du parc. Ce n'est qu'aux environs de 2010 que 90% du kilométrage parcouru en voiture particulière le sera avec des véhicules produits à partir de la norme 1997. Cela signifie que les voitures anciennes plus polluantes tardent à se faire remplacer par des véhicules neufs catalysés (moins émetteurs de

polluants), réduisant ainsi la diffusion du progrès technique. Par ailleurs l'accroissement du parc et de son utilisation se répercutent sur la consommation énergétique. La consommation des produits pétroliers par le transport est passée de près de 30 millions de tonnes équivalent pétrole (Mtep) en 1973 à près de 50 Mtep en 1998 essentiellement pour le gazole.

La réduction de la consommation constitue donc un enjeu du fait de la disponibilité des ressources énergétiques. La durée de vie des réserves de pétrole est estimée à 30 ans au delà de 2010. A cela s'ajoutent les possibilités de tensions sur les approvisionnements (sensibilité des prix, risques politiques). Le deuxième enjeu est la lutte contre le changement climatique dû aux émissions de CO<sub>2</sub> responsable de l'effet de serre. Là aussi se pose le problème de la réduction de la consommation, les émissions de CO<sub>2</sub> étant directement liées à la quantité de carburant consommée. Dès lors les pays industrialisés ont tiré une sonnette d'alarme afin de réduire ces émissions. Des normes d'émissions ont été mises en place aussi bien en Europe que sur le continent américain ce qui aboutit à la nécessité de mettre en place de nouvelles stratégies pour le fonctionnement des moteurs.

## 1.2 Réduction des émissions polluantes.

### 1.2.1 Les normes anti-pollution et les conséquences sur la recherche automobile

Les conséquences néfastes des émissions polluantes sur l'environnement et la santé ont abouti à la mise en place de normes anti-pollution (NO<sub>x</sub>, CO, HC) de plus en plus drastiques au sein de l'union européenne (Figure 1-1). Un véhicule pour être homologué doit respecter ces normes. Ainsi les véhicules neufs diesel en 2005 émettront 5.5 fois moins de CO et 4 fois moins de NO<sub>x</sub> que les véhicules neufs diesel de 1993. De même entre les normes Euro 2000 (euro 3) et Euro 2005 (euro 4), les émissions de CO et de HC seront divisées respectivement par 2.3 et 2 pour les moteurs essence.(Tableau 1 )

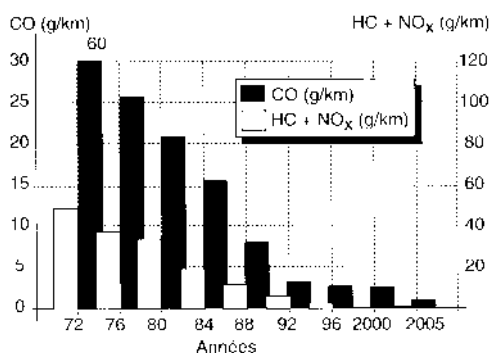


Figure 1-1 Evolution des normes anti-pollution

	g/km (cycle mixte)	HC	NOx	HC+NOx	CO	Particules
<b>Euro 3</b>	Moteur essence	0.2	0.15	-	2.3	
Janvier 2001	Moteur diesel	-	0.5	0.56	0.64	0.05
<b>Euro 4</b>	Moteur essence	0.1	0.08	-	1	-
Janvier 2005	Moteur diesel	-	0.25	0.3	0.5	0.025

**Tableau 1 Normes Européennes sur les émissions polluantes des véhicules légers (cycle normalisé) [PSA 2000]**

Parallèlement les émissions moyennes de CO<sub>2</sub> devront être ramenées en 2012 à 120g/km ce qui correspond à une consommation moyenne de 4.5 l/100 km pour un véhicule diesel et de 5.6l/100 km pour un véhicule essence (Tableau 2). Actuellement ces limites ne sont atteintes par aucun véhicule, le niveau moyen d'émission de la gamme moteur d'un constructeur généraliste étant de 170 g/km ce qui apparaît comme une limite pour les moteurs utilisant les technologies classiques. Depuis une dizaine d'année, on cherche à réduire la consommation de carburant aux 100 km. Dans ce but la conception de véhicules ne consommant que 3 ou 4 litres a été réalisée. Certains constructeurs (Volkswagen) ont même comme objectif la mise au point de véhicules très légers ne consommant qu'un litre aux 100 km.

g/km	1995	1997	2008 (objectif)
CO <sub>2</sub> par km	222	180	140
Essence		197	
Diesel		178	

**Tableau 2 Evolution des émissions de CO<sub>2</sub> des véhicules automobiles.**

Afin de comprendre la pertinence des solutions mises en place pour diminuer ces émissions et leur impact néfaste, nous allons voir leurs mécanismes de formation et rendre compte de la façon dont ils affectent la santé et l'environnement.

### **1.2.2 Mécanismes de formation des polluants dans les moteurs et leurs effets sur l'environnement**

La combustion parfaite dans les moteurs des carburants composés uniquement de carbone et d'hydrogène n'engendrerait que du H<sub>2</sub>O et du CO<sub>2</sub>. Cependant dans les conditions réelles de fonctionnement d'un moteur à allumage commandé, d'autres composés plus ou moins toxiques peuvent s'ajouter. En effet la durée très faible laissée aux processus chimiques d'oxydation dans les chambres de combustion, les défauts d'homogénéités des mélanges carburés, l'hétérogénéités et les variations rapides de température, l'influence des parois concourent à perturber la réaction de combustion. Ainsi à ces deux composants s'ajoutent des produits polluants. Les oxydes d'azote, les oxydes de carbone et les hydrocarbures imbrûlés sont émis majoritairement, les produits soufrés, les particules, les HAP (hydrocarbures

aromatiques polynucléaire) les dérivés nitrés et les COV (composés organiques volatils) sont produits en quantité plus faible. Le Tableau 3 nous donne une idée des quantités émises à la sortie d'un moteur [Degobert 1992].

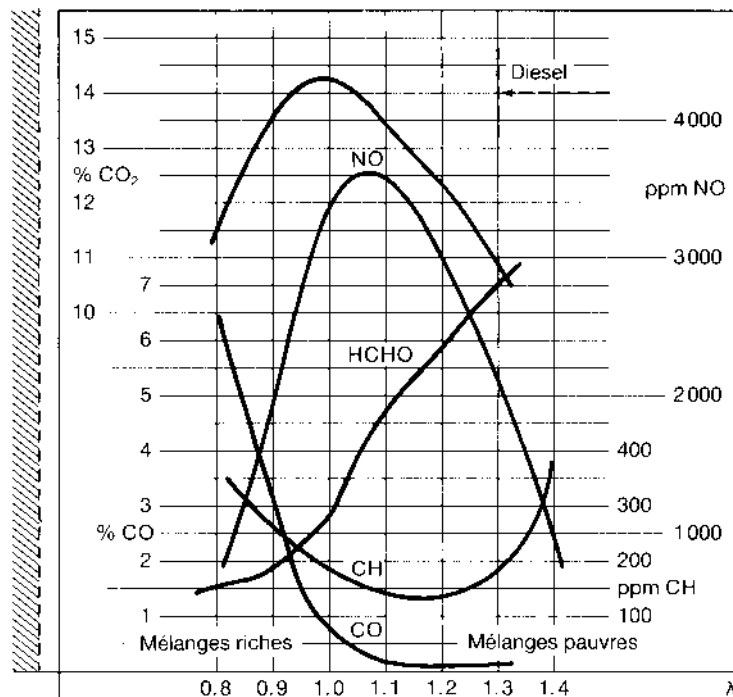
Polluant	Concentration (ppm)	Quantité relative émise (g/kg de carburant)
NOx	500-1000	20
CO	10000-20000	100
HC (ppmC)	3000	25
Particules	-	2-5

**Tableau 3 : Ordre de grandeur moyen des polluants émis à la sortie d'un moteur**

La formation de ces principaux polluants résulte donc d'une combustion de mauvaise qualité. Une variable importante agissant sur les émissions de polluants est la richesse. La richesse peut être définie de la façon suivante : c'est la quantité de carburant par rapport à la quantité de comburant présente dans le mélange sur ce même rapport à la stœchiométrie.

$$\Phi = \frac{\left( \frac{N_{\text{carburant}}}{N_{\text{air}}} \right)_{\text{mélange}}}{\left( \frac{N_{\text{carburant}}}{N_{\text{air}}} \right)_{\text{stœchiométrie}}}$$

La Figure 1-2 répertorie les émissions des principaux polluants en fonction de la richesse. Cette figure sera commentée pour chaque polluant [Degobert 1992].



**Figure 1-2 : Evolution des polluants en fonction du facteur d'air émis par un moteur à mélange homogène**

## Formation des polluants

### Formation des NOx

Le trafic automobile émet 70 à 80 % des émissions de NOx. Ceux-ci sont considérés comme polluants car ils ont des effets néfastes sur la santé et l'environnement. En effet les NOx agissent au niveau des alvéoles pulmonaires et amènent des altérations de leurs structures entraînant des problèmes respiratoires. De plus ils participent au phénomène des pluies acides et sont reconnus comme les précurseurs chimiques de l'ozone atmosphérique.

Le terme NOx regroupe principalement l'oxyde nitrique NO et le dioxyde d'azote NO<sub>2</sub>. En règle générale, le NO prédomine largement et la concentration en NO<sub>2</sub> est souvent négligeable dans les moteurs à allumage commandé (ceci n'est pas tout à fait vrai dans les moteurs diesel où le NO<sub>2</sub> peut représenter 30% des NOx). Nous nous intéresserons essentiellement par la suite à la formation du NO.

La principale source de NO est l'azote moléculaire de l'air utilisé comme comburant. Le NO est créé par oxydation à haute température de l'azote inerte diluant l'oxygène de l'air. La majeure partie se forme dans les gaz brûlés à haute température lors de l'augmentation de pression provoquée par la combustion. La formation du NO dépend très fortement de la température (Figure 1-3) mais aussi de la concentration en oxygène. C'est pourquoi une haute température et une concentration élevée en oxygène entraînent une forte production de NO.

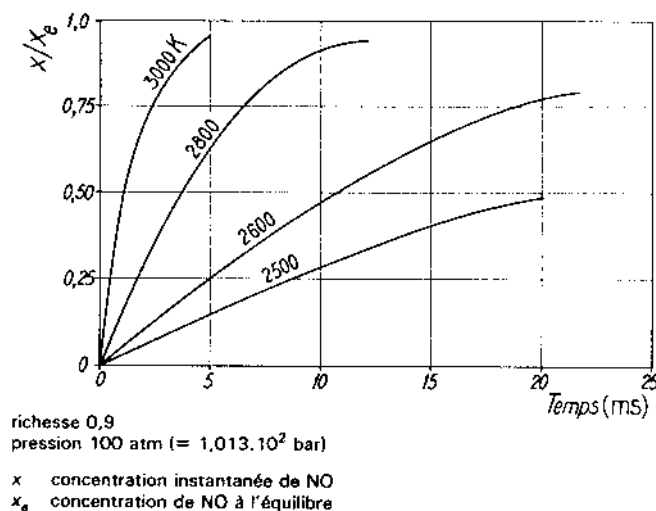


Figure 1-3 : Influence de la température sur l'avancement de la réaction  $N_2+O_2\leftrightarrow 2NO$  [Degobert 1992]

Les plus grandes concentrations en NO sont créées au voisinage de la bougie, on peut observer un gradient de concentration en NO au sein de la chambre de combustion correspondant au gradient de température. La richesse et la fraction de gaz brûlés présentes dans le cylindre au sein du mélange non brûlé jouent aussi un rôle prépondérant dans la formation de NO ces deux paramètres étant reliés à la concentration en oxygène et à la température.

Dans un moteur à allumage commandé, les températures maximales des gaz brûlés correspondent à une richesse d'environ 1.1, légèrement riche. Dans ces conditions, les concentrations en oxygène sont relativement faibles. Quand la richesse diminue, l'accroissement de la pression partielle d'oxygène contrebalance la chute de température des gaz brûlés qui tend à réduire la formation de NO ainsi le pic d'émission apparaît pour une richesse d'environ 0.9, mélange légèrement pauvre. En mélange pauvre, la température de la flamme diminue ce qui diminue les émissions de NO. (Figure 1-2 )

La fraction de gaz brûlés influence la production de NOx. Une des stratégies permettant de contrôler les émissions de NOx est de réguler cette quantité. En effet en augmentant la fraction de gaz brûlés, les émissions de NOx peuvent être réduites. Les gaz brûlés jouent un rôle de diluant du mélange carburé ce qui aboutit à une réduction de la température de flamme et des gaz brûlés. Ainsi une des solutions pour réduire les émissions de NOx est de faire circuler des gaz d'échappement EGR (Exhaust Gaz Recirculation) des réductions importantes de NOx sont ainsi réalisées. Ceci est illustré sur la Figure 1-4 pour la formation de NO.

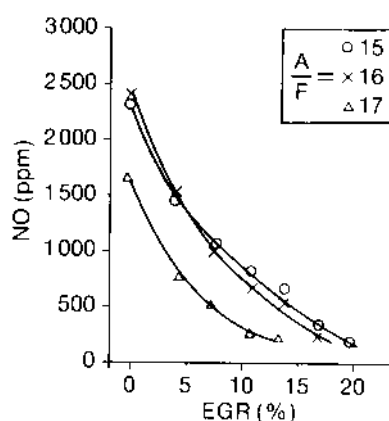


Figure 1-4 :Variation de la concentration en NO à l'échappement en fonction du % d'EGR. Moteur à allumage commandé. 1600 tr/min. [Degobert 1992]

### **Formation des oxydes de carbone**

La formation de CO intervient comme une étape intermédiaire du processus d'oxydation des hydrocarbures aboutissant au produit final CO<sub>2</sub>. La vitesse d'oxydation du combustible dépend de la concentration disponible en oxygène, de la température des gaz et du temps disponible laissé aux réactions pour s'accomplir, donc du régime moteur.

Les émissions de CO dépendent de la richesse du mélange ainsi, en mélange riche, les concentrations de CO augmentent régulièrement avec la richesse en effet le défaut d'oxygène entraîne une combustion partielle alors qu'en mélange pauvre, les émissions de CO sont faibles et varient peu (Figure 1-2). Le CO naît dans des conditions de combustion trop riche ce qui apparaît essentiellement au démarrage dans les moteurs à allumage commandé, avec comme conséquences des émissions significatives de CO. De même dans des conditions de trafic urbain lorsque les moteurs à essence tournent souvent au ralenti les teneurs peuvent alors dépasser 100 mg/m<sup>3</sup>. Une amélioration de l'uniformité de composition du mélange carburé ou un appauvrissement du mélange à l'admission permettent de réduire les émissions de CO.

Les émissions de monoxyde de carbone augmentent à raison de 0.8 à 1.4% par an, la moitié du CO émis provenant des activités humaines (trafic automobile, combustion des combustibles fossiles). Le monoxyde de carbone (CO) gaz de densité voisine à celle de l'air, incolore, inodore, insipide est toxique (mortel au delà de 1000 ppm) du fait de son affinité pour l'hémoglobine du sang supérieure à l'oxygène qu'il remplace. De plus il contribue à l'effet de serre en se transformant en gaz carbonique (CO<sub>2</sub>).

### **Formation des hydrocarbures imbrûlés (HC)**

L'émission des hydrocarbures imbrûlés et plus généralement de produits organiques provient de la combustion incomplète des hydrocarbures. Contrairement au CO et aux NOx, qui se forment en phase homogène à haute température au sein du fluide, les hydrocarbures



proviennent plutôt d'effets hétérogènes dans le mélange et au voisinage des parois, donc à plus basse température. Sur la Figure 1-2 les émissions de HC croissent rapidement avec la richesse, de même en mélange pauvre, il existe aussi une augmentation des émissions de HC quand la richesse diminue. Les hydrocarbures imbrûlés (HC) sont de fines particules toxiques et cancérigènes mais qui constituent un problème un peu moins important celles-ci pouvant être brûlées en post-traitement.

#### ***Formation des polluants minoritaires***

Les composés soufrés, le SO<sub>2</sub> étant le principal émis dans l'atmosphère, proviennent de la combustion de résidus soufrés restant dans les carburants, essentiellement le gazole. Ils sont le facteur majeur responsable des précipitations acides.

Les HAP (Hydrocarbon Aromatic Polycyclic) se forment lors de réactions à haute température, impliquant la pyrolyse et la combustion incomplète de matière organique ou de composés carbonés. Leur formation est favorisée par la présence de mélanges trop riches. Les suies issues des HAP sont souvent de nature cancérigène et pénètrent profondément dans le système pulmonaire.

#### ***Importance des émissions de CO<sub>2</sub>***

Comme nous l'avons déjà vu, l'émission de CO<sub>2</sub> est un produit de la combustion complète. Il est aussi considéré comme un polluant même si son effet n'est pas directement néfaste mais parce que celui-ci participe à l'effet de serre. La teneur en CO<sub>2</sub> augmente régulièrement passant de 270ppm à l'aube de l'ère industrielle à environ 340 ppm aujourd'hui. Cette augmentation est due en majeure partie au développement de l'utilisation des combustibles fossiles (charbon, pétrole).

Pour tous ces composés, des solutions ont été envisagées afin de réduire la formation de chacun d'entre eux. Parmi celles-ci certaines, agissent en sortie de moteur à l'échappement et d'autres opèrent directement à la source.

### **1.2.3 Solutions envisagées pour la réduction des polluants**

Deux types de choix complémentaires peuvent être étudiés dans la réduction des émissions polluantes. Le premier consiste à traiter les polluants en sortie de moteur sans que celui-ci ne subisse de modification. Le second au contraire résout le problème des émissions dès la chambre de combustion ou dans les compositions chimiques des carburants.

Le premier type de solution consiste à améliorer le traitement des gaz d'échappements. Ceci a eu comme conséquences la mise en place de différents dispositifs.

- Le pot catalytique conçu par Frenkel en 1909, a pour rôle de diminuer le taux des émissions d'hydrocarbures imbrûlés, d'oxydes de carbone et d'oxydes d'azote par des réactions initiées en présence de catalyseurs. Ces produits finaux de la combustion sont transformés en eau et gaz carbonique par la réaction catalytique. Actuellement le catalyseur trois voies est le plus utilisé. Il permet d'éliminer simultanément les trois polluants CO, HC, NOx. Il fonctionne de façon optimale autour de la stœchiométrie (Figure 1-5). [Arquès 1998]

Cependant le catalyseur doit atteindre une température minimale entre 200 et 300°C pour commencer à agir. Il existe donc un délai d'amorçage du catalyseur pendant lequel les émissions du moteur ne sont pas traitées. Des essais montrent que pour que le catalyseur atteigne 300 °C correspondant à des taux de conversion de 90 % il faut parcourir 1 à 3 km en site urbain.

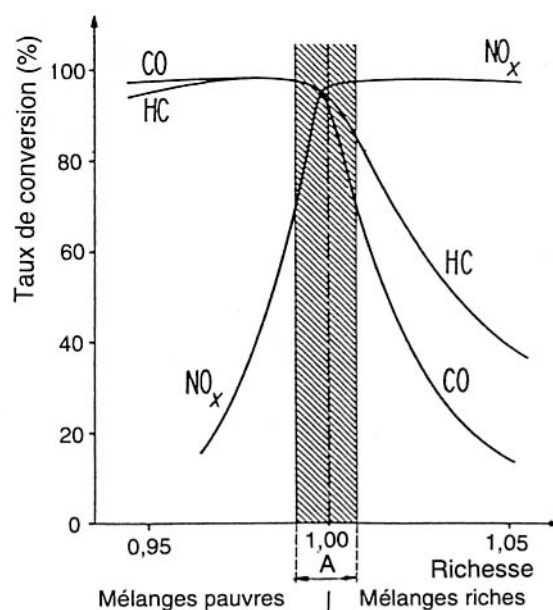


Figure 1-5 Taux de conversion des polluants dans un pot catalytique.

-Le filtre à particules, placé à l'échappement, permet d'arrêter les particules. L'accumulation des particules dans le filtre étant rapide, elles sont ensuite éliminées par combustion.

Le deuxième type de solution quant à lui agit au niveau du moteur lui-même. Afin de réduire ces émissions polluantes deux points particuliers doivent être améliorés. D'abord une combustion de meilleure qualité permettra de réduire les polluants comme les HC, COV, NO<sub>x</sub> ou encore les suies. Ensuite une diminution de la consommation de carburant permettra de réduire les émissions de CO et CO<sub>2</sub> ceux-ci étant produits proportionnellement à la masse de carburant consommée. Plusieurs moyens existent afin de réduire la consommation d'un véhicule : diminuer son poids, travailler sur l'aérodynamisme, la résistance au roulement et les frottements par exemple. Mais l'amélioration du rendement du moteur est la seule solution qui possède une influence directe sur la consommation et donc sur les émissions de CO<sub>2</sub>. En effet tout gain de rendement correspond à un gain équivalent sur la consommation. Le but de cette diminution de la consommation d'essence est de limiter les émissions à l'échappement pour préserver la qualité de l'air.

Des solutions innovantes sont étudiées afin d'améliorer le rendement des moteurs. L'utilisation de carburants plus propres en est une [Deneux 2001]. Les carburants les mieux à même d'optimiser les moteurs actuels doivent être trouvés. Si certains carburants ne sont pas utilisables comme l'alcool pur, le bioéthanol (changement des moteurs nécessaire) ou difficiles à produire ou non rentables, biomasse (pour en produire 1L, il faut 1L de pétrole), éthanol (nécessite la mise en culture de surfaces considérables), hydrogène, fabriqué à partir d'une pile à combustible, en plus des problèmes de sécurité et de son coût, sa production dégage d'avantage de CO<sub>2</sub> que la combustion du pétrole. D'autres sont dangereux à utiliser comme le gaz naturel CH<sub>4</sub> ou le GPL (butane, propane) en raison des risques d'explosion. En revanche quelques-uns semblent prometteur comme le diester de colza, les EMHV (esters méthyliques d'huiles végétales) mélangées à hauteur de 30% avec les gazoles pétroliers, ils permettent d'éviter 50% d'émission de CO<sub>2</sub> ou encore l'aquazole, l'eau ajoutée dans le gasoil permet pour un faible coût une économie de consommation de 2 à 3 % et une diminution des NO<sub>x</sub> émis. Toutefois ces nouveaux carburants ne sont pas encore utilisables à l'heure actuelle. Le développement de nouveaux véhicules est aussi envisagé. Les véhicules mixtes

ou hybrides (thermique et électrique) associent une propulsion électrique à un moteur diesel. Ceux-ci permettent de diviser la consommation par deux et les émissions de polluants par cinq. Mais il réside des problèmes d'autonomie, d'encombrement et de limitation des distances à parcourir pour ces technologies de substitution.

Ces différentes technologies ne sont pas applicables actuellement, il faut donc dans un premier temps développer de nouveaux moteurs à partir de ceux déjà existants. Nous allons citer les différentes voies étudiées. Globalement il existe un rapprochement des analyses entre les moteurs à essence et les moteurs diesel. Ainsi les mécanismes utilisés pour les nouveaux types de moteurs sont :

- Réduction des pertes diverses : frottement, pompage des gaz (amélioration du rendement et donc diminution du CO<sub>2</sub>)
- La combustion en mélange pauvre agit sur les NO<sub>x</sub> et le CO, la richesse influe directement sur leurs processus de formation. ( Figure 1-2, 1.2.2 p9)
- Moteurs à hauts taux de recirculation des gaz d'échappements (EGR) (diminution des NO<sub>x</sub> 1.2.2 p9)
- l'injection directe de carburant à haute pression : diesel, essence
- les mélanges inhomogènes et homogènes.
- l'auto-inflammation.

Parmi les moteurs mis en place dans ce cadre, nous pouvons citer les moteurs HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition) et IDE (Injection Directe Essence). Le moteur HCCI développé depuis 2 ou 3 ans, est un moteur qui peut être décrit comme la combinaison d'un moteur essence et diesel. Un mélange prémélangé air/fuel est préparé comme dans un moteur essence mais le fuel est comprimé jusqu'à l'autoallumage comme dans un moteur diesel. La combustion se déroule simultanément à travers le volume du cylindre sans front de flamme. Ce moteur fonctionne correctement aux faibles et moyennes charges, des difficultés apparaissent dans des conditions de charges plus fortes. Le processus de combustion peut devenir très rapide et intense causant un bruit inacceptable, un dommage potentiel du moteur. La faible température de combustion dans ce type de moteur permet d'obtenir de faibles niveaux d'émissions de NO<sub>x</sub> et de suies mais augmentent les émissions de HC et de CO (le carburant n'est pas complètement brûlé à cause de la faible température) qui sont relativement fortes par rapport à celles d'un moteur à essence conventionnel. Ce type de moteur est en plein développement et de nombreuses études ont récemment été mises en place afin de pouvoir réaliser un moteur fiable car de nombreux problèmes subsistent encore.

Par ailleurs, avant le développement récent du moteur HCCI, des études relatives aux moteurs IDE avaient été lancées dans le cadre de la diminution des émissions polluantes et de la consommation. Ce type de moteur est basé sur une injection directe du mélange avec une stratification de la charge dans un régime globalement pauvre. Là, contrairement au moteur HCCI, il existe un front de flamme.

Le type combustion réalisé agit directement sur la production des polluants et permet une amélioration du rendement. Ainsi un moteur à essence avec injection directe et EGR réalise un gain de consommation de 20%. Néanmoins, les phénomènes physiques se produisant dans ce type de moteur sont complexes et ne peuvent être analysés et modélisés qu'en intégrant la totalité des processus. Ainsi dans le cadre de notre étude, nous nous sommes intéressés plus spécifiquement aux influences simultanées de la turbulence, de l'aérodynamique et des gradients de richesse sur les processus de combustion. Après avoir décrit le principe, les différents régimes de fonctionnement de ce type de moteur et les conséquences en résultant, nous verrons de quelle manière notre étude s'inscrit dans cette problématique d'amélioration

de la compréhension des processus de combustion mis en place dans les moteurs IDE et en particulier lors de son fonctionnement en mélange pauvre avec une charge stratifiée.

## **1.3 Les moteurs IDE.**

### **1.3.1 Description du moteur à injection directe**

Le précurseur de ce type de moteur est Mitsubishi. Son fonctionnement est différent du moteur à injection indirecte. En effet dans un moteur à injection indirecte, durant la phase d'admission le fuel et l'air sont mélangés de façon homogène dans la tubulure d'admission (Figure 1-6). Ce mélange est amené dans la chambre de combustion lors du recul du piston. Ensuite lors de la phase de compression, le piston remonte et comprime le mélange qui est alors parfaitement homogène. Ce mélange est allumé grâce à la bougie qui déclenche alors la combustion. Lors de la combustion, l'énergie dégagée provoque une élévation de pression, le piston est repoussé, puis les soupapes d'échappement s'ouvrent. Les produits de combustion sont évacués à l'extérieur par le piston qui revient à sa position initiale haute. Dans le moteur à injection indirecte, la combustion s'effectue donc dans un milieu parfaitement homogène. Le problème est de ne pas pouvoir contrôler efficacement la richesse du mélange lors de la phase de combustion (dans le cylindre). En effet l'injection se fait à l'extérieur du cylindre dans une volute si bien que l'essence peut suinter le long des tuyaux avant de pénétrer dans le cylindre (phénomène de mouillage des parois) ce qui aboutit à un mauvais contrôle des quantités d'essence injectées. Ainsi dans les premiers cycles de combustion il est nécessaire d'amener une plus grande quantité d'essence ce qui aboutit à une augmentation de la consommation et des émissions polluantes.

Dans le moteur à injection directe, le carburant est injecté dans la chambre de combustion. Différents types de stratégies selon les constructeurs ont été mises en place (utilisation du tumble ou du swirl, position de l'injecteur) nous décrirons l'une d'entre elle (utilisée par Peugeot ou Mitsubishi) qui permet de comprendre le fonctionnement de tels moteurs et les stratégies mises en place.

L'injecteur est placé directement dans la chambre de combustion entre les deux conduits d'admission en position latérale inclinée (Figure 1-7). L'essence est injectée diagonalement et la pression d'injection est comprise entre 30 et 100 bars (classiquement, dans un moteur à essence la pression d'injection est d'environ 3.5 bars). La durée et la pression d'injection sont régulées à chaque point de fonctionnement du moteur afin d'obtenir sur toute la plage de fonctionnement le meilleur rendement. On obtient ainsi un meilleur dosage du carburant que par les techniques classiques d'injection basse pression dans les chapelles d'admission et le mouillage des parois est évité. La bougie est en position centrale à la verticale. Le piston comporte un bol excentré positionné en regard de l'injecteur, il contribue à rediriger le mélange vers la bougie. Les conduites d'admission sont redressées afin de donner un mouvement spécifique à l'air mis en rotation dans un mouvement de tumble inverse (certains constructeurs comme Nissan utilisent le swirl p19), sens contraire aux moteurs à injection indirecte. Nous reviendrons sur ces deux points dans le paragraphe 1.3.3 p19. Pendant la phase d'admission, l'air est mis en rotation autour d'un axe perpendiculaire au cylindre dans une séquence conduit-injecteur-piston-bougie. Afin d'améliorer le remplissage en air de la chambre de combustion, le papillon fonctionne grand ouvert. Une quantité constante d'air est admise et c'est la quantité d'essence injectée qui va déterminer la richesse du mélange.

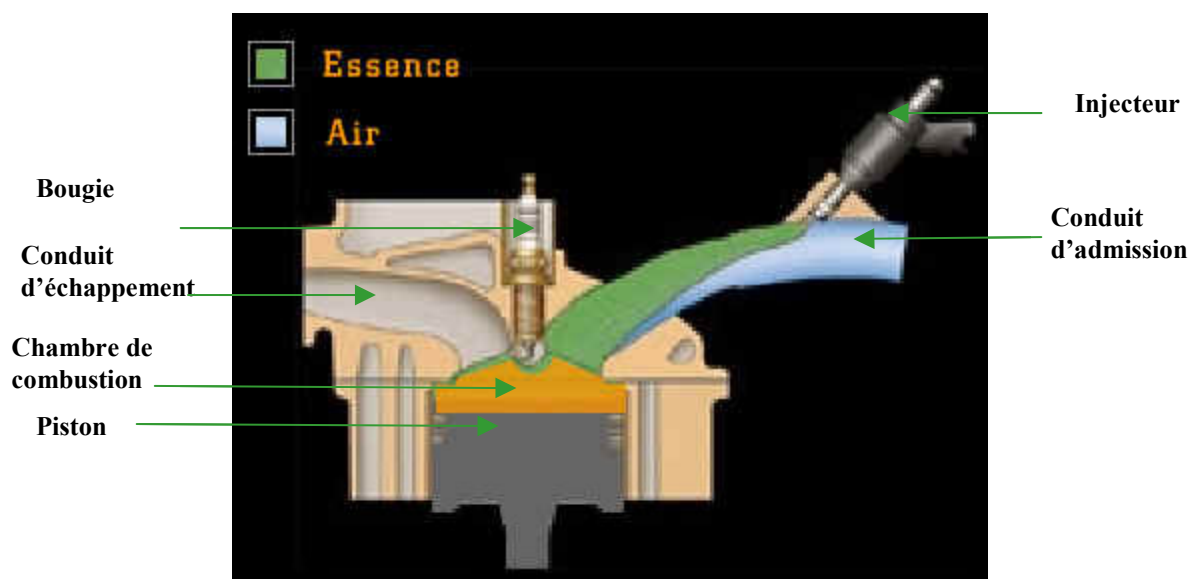


Figure 1-6 Moteur à injection indirecte [PSA 2000]

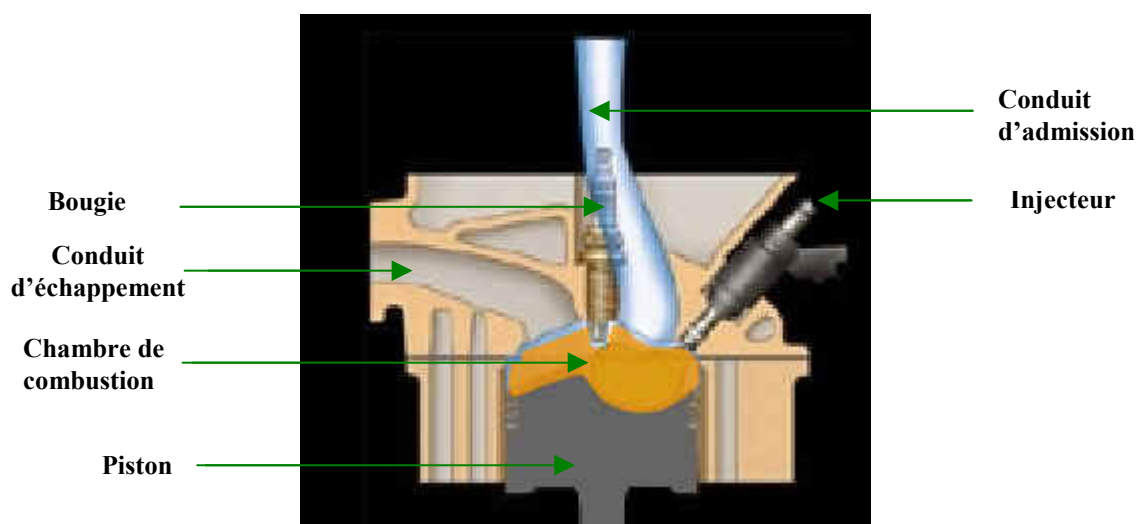


Figure 1-7 Moteur à injection directe [PSA 2000]

### 1.3.2 Principe de fonctionnement

Le moteur peut fonctionner selon deux modes : en mélange homogène, obtenu en calant l'injection au début de l'admission de l'air, ou en mode stratifié en retardant l'injection en fin de compression. La charge stratifiée, consiste à concentrer un mélange air-essence inflammable à proximité immédiate de la bougie et de remplir le reste de la chambre de combustion d'air. La formation du mélange carburé et la combustion sont très dépendantes des conditions de charge du moteur, les mélanges stratifiés sont utilisés à faible et moyenne charge, les mélanges homogènes à forte charge. (Figure 1-8)

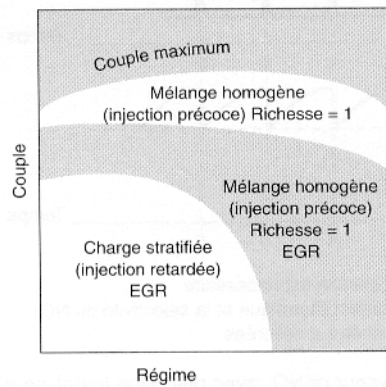


Figure 1-8 : Cartographie des modes de fonctionnement pour un moteur essence à injection directe [Trapy 1996]

Nous allons décrire plus en détails ces deux modes de fonctionnement.

### 1.3.2.1 Mode combustion homogène

Ce mode de fonctionnement classique est utilisé à forte puissance :  $> 3500$  tours /min (Figure 1-8). Ici, air et essence sont mélangés de façon uniforme dans tout le cylindre. L'air est aspiré par le conduit d'admission vertical et l'essence est injectée durant la phase d'admission lorsque le piston descend dans le cylindre (Figure 1-9). La remontée du piston repousse le mélange homogène air/essence vers la bougie pour l'allumage. Ce fonctionnement est proche de celui d'un moteur à quatre temps traditionnel l'admission d'air et l'injection d'essence se faisant durant la même phase. La richesse globale du mélange est unitaire et le mélange est quasi-parfait au moment de l'allumage.

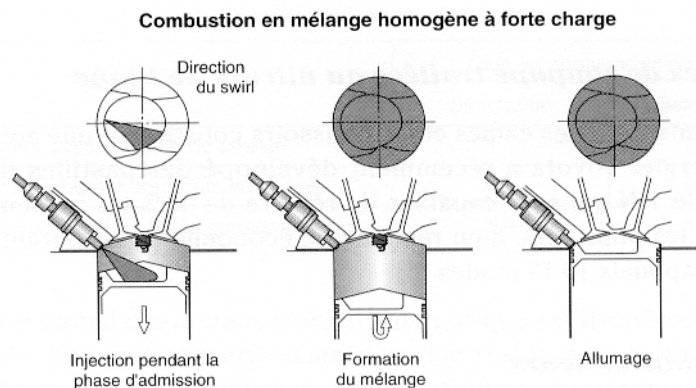


Figure 1-9 : Fonctionnement en mode homogène

L'autre alternative à ce mode de fonctionnement est le mode stratifié.

### 1.3.2.2 Mode de combustion stratifiée

La plage d'utilisation de ce mode de fonctionnement va jusqu'à un régime de 3500 tour/min (Figure 1-8) correspondant à une utilisation urbaine ou sur route à vitesse modérée. Au-delà de ces conditions, le moteur fonctionne dans le mode homogène décrit précédemment. Ici le besoin de puissance n'est pas important, seule la quantité d'essence nécessaire pour fournir le travail demandé est apportée. La combustion ne s'effectue pas ici en mode homogène mais en mode stratifié globalement pauvre. En fin de phase de compression, l'essence est pulvérisée

dans la chambre de combustion par l'injecteur et vient se combiner avec l'air (Figure 1-10). Le mélange est amené vers la bougie grâce à l'aérodynamique interne due à la forme et au mouvement du piston. Une stratification de la charge est alors réalisée de sorte que l'on ait un mélange air/essence inflammable au voisinage du point d'allumage le reste de la chambre étant rempli d'un mélange pauvre. On enflamme ce mélange imparfait et la flamme se propage alors dans un milieu à richesse variable. Il est possible de réaliser une combustion avec un excès d'air par rapport à l'essence dans un rapport allant jusqu'à  $1/30^{\text{ème}}$ . La richesse est globalement d'environ 0.6 et inférieure à 1. Pour un moteur classique où fuel et air sont parfaitement prémélangés avant d'être introduits dans la chambre de combustion, il serait difficile d'enflammer un tel mélange pauvre.

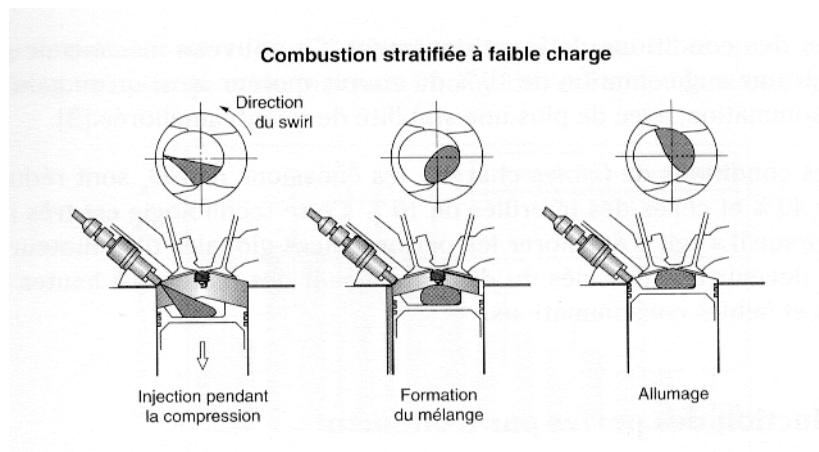


Figure 1-10 : Fonctionnement en mode stratifié

L'essence est brûlée complètement et proprement avec un apport air/essence globalement pauvre. Par conséquent, ce moteur autorise des fonctionnements économiques, la combustion en mode stratifié permettant de développer suffisamment de puissance tout en minimisant la consommation d'essence.

L'emplacement de l'injecteur d'essence directement dans la chambre de combustion permet d'injecter le carburant de façon précise et adaptée aux points de fonctionnement du moteur. Cependant le point d'allumage doit être situé à un endroit où les réactifs sont présents en quantités suffisantes pour que la réaction ait lieu. Il faut alors un bon contrôle de l'aérodynamique dans la chambre de combustion afin de réaliser ceci.

### 1.3.3 Importance de l'aérodynamique :

Le problème principal qui réside pour ces moteurs est de pouvoir créer près de la bougie un petit noyau de mélange inflammable, le reste de la chambre étant globalement pauvre. Plusieurs solutions existent, soit l'injection d'essence se fait directement sur la bougie pour être moins soumis aux remous aérodynamiques. Là se pose le problème de la tenue de la bougie notamment aux chocs thermiques et des résidus de combustion qui s'accrochent sur la céramique de la bougie. Pour l'instant aucun constructeur n'a réalisé de moteur sur ce concept très difficile à maîtriser. Soit les flux aérodynamiques dans la chambre de combustion sont utilisés pour avoir ce noyau près de la bougie, le reste de la chambre étant occupée par de l'air, des gaz recyclés et un peu d'essence. Pour pouvoir amener le nuage de gouttelettes de fuel vers la bougie au moment de l'allumage, il faut connaître le mouvement d'air dans le cylindre afin de contrôler la trajectoire du carburant. Deux mouvements rotatifs sont utilisés

dans ce but : le mouvement de « swirl » et de « tumble », selon les constructeurs l'un ou l'autre de ces mouvements est favorisé ou les deux [Zhao 1999].

***Le mouvement de tumble:***

Il est créé tout d'abord lors de la phase d'admission de l'air grâce à la forme spécifique des conduits d'admission d'air qui mettent l'air en rotation dans un mouvement perpendiculaire à l'axe moteur, le tumble de direction opposée par rapport à un moteur classique. Ensuite, la tête du piston est modifiée et munie d'une cavité (Figure 1-11), placée en face de la bougie, elle permet d'entretenir le mouvement d'air généré par les conduits d'admission. Ce piston permet aussi de donner à la charge d'air un mouvement de flux renversé vertical qui est entretenu durant la phase de compression (Figure 1-13). Ce flux inversé pousse le mélange carburé jusqu'à la bougie sous forme concentrée assurant ainsi une charge riche au niveau de la bougie, avec un mélange globalement pauvre. De nombreux brevets concernant la forme de la tête du piston ont été déposés. Le plus utilisé est le piston à cavité sphérique (Figure 1-11). Sur la Figure 1-12 nous pouvons voir la combustion en fin de compression dans une chambre de combustion munie de ce type de piston.



Figure 1-11: Piston à cavité sphérique

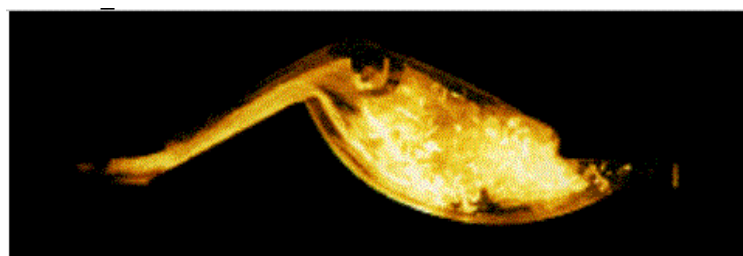


Figure 1-12 : Flamme dans la chambre de combustion

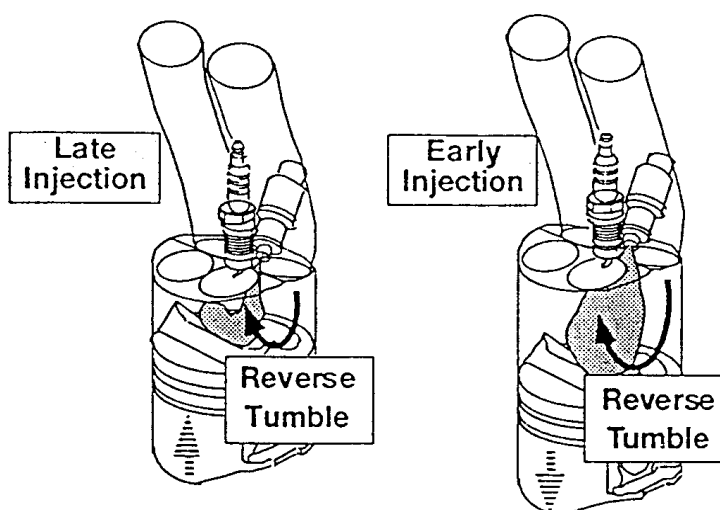


Figure 1-13 : Mouvement de tumble généré par le piston en mode stratifié (gauche) et homogène (droite)

***Le mouvement de swirl :***

Le deuxième type de mouvement qui peut être utilisé pour créer la stratification de la charge est le mouvement de swirl qui correspond à une rotation de l'écoulement autour de l'axe du



cylindre (Figure 1-14). Une stratification axiale où le mélange riche se situe près de la bougie et le mélange pauvre vers le piston, peut être réalisée par un mouvement de swirl dans le cylindre et une injection de carburant durant l'admission [Urushihara 1996] [Fraidl 1996]. Ainsi, lors de l'admission de l'air, un swirl est créé grâce à une forme hélicoïdale de la tubulure d'admission, le fuel fortement atomisé est ensuite injecté dans l'écoulement de swirl près de la fin de la compression. L'écoulement déplace le mélange riche au centre de la chambre autour de la bougie, pendant qu'une partie du fuel se disperse dans l'air de la chambre de combustion, ceci forme un mélange stratifié air-carburant. [Zhao 1996]

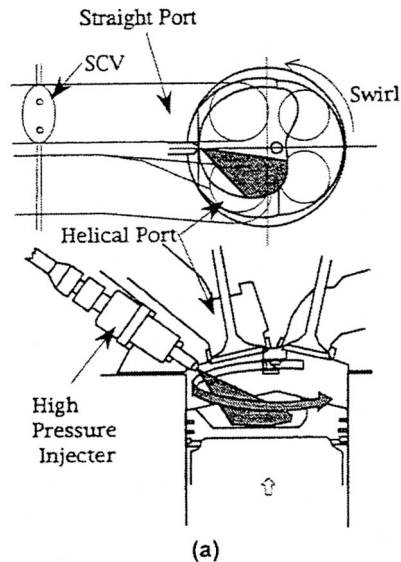


Figure 1-14 Création de la stratification par mouvement de swirl [Zhao 1999]

Parmi les deux mouvements cités, le tumble est le plus souvent utilisé car il est plus facile à générer que le swirl. La façon dont le carburant va être injecté joue aussi un rôle important dans le processus de création de la stratification et en particulier la position de l'injecteur par rapport à la bougie. En effet la pénétration et la répartition du carburant dans la chambre sont très dépendantes de l'angle de cône d'injection et la répartition en taille des gouttelettes dans le jet est un paramètre essentiel dans la technologie des injecteurs car elle conditionne le taux de vaporisation du jet (Figure 1-15).

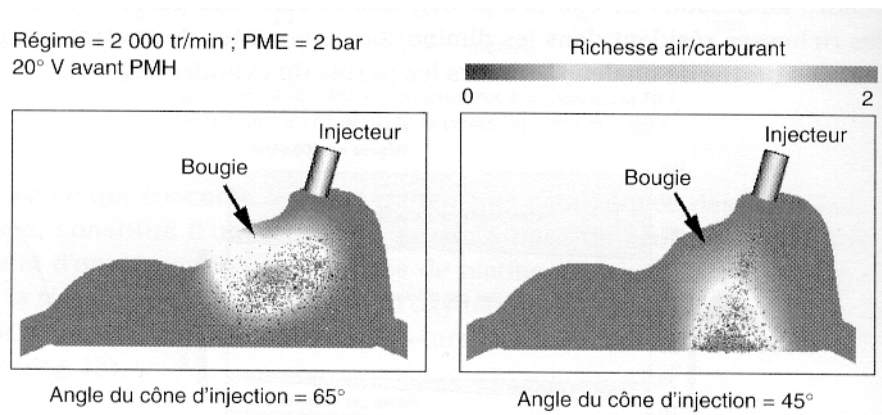


Figure 1-15 Influence de l'angle de cône d'injection sur la stratification du carburant dans la chambre de combustion [Trapy 1996]

Nous venons donc de voir comment fonctionne ce type de moteur et l'importance de l'aérodynamique.

Dans toute la suite de notre étude, le régime auquel nous allons nous intéresser est celui du régime stratifié. Les inconvénients et avantages seront discutés notamment en terme de rendement le but de ce type de moteur étant de diminuer la consommation d'essence et par effet direct les émissions de CO<sub>2</sub>.

### 1.3.4 Inconvénients :

Un des problèmes essentiels est celui du contrôle du mélange à l'allumage. En effet le nuage d'essence n'occupe ni le même volume ni la même place dans le cylindre alors que la bougie reste fixe. La charge doit conserver une richesse proche de 1 dans un volume suffisant au niveau de la bougie pour être allumé. Ce mélange air-essence ne peut s'allumer à l'aide d'une étincelle, donc d'une bougie, que si la richesse est comprise entre 0.7 et 1.2. Trop de carburant ou trop de comburant et la combustion est étouffée, entraînant de fortes émissions de polluants. Par ailleurs avec un mélange relativement stœchiométrique près de la bougie, le front de flamme se propage jusqu'aux parois où il y aura un phénomène de coincement de flamme produisant des imbrûlés et des hydrocarbures oxydés. De plus dans les moteurs IDE à charge stratifiée, la température locale des zones de réaction peut être assez élevée. La production de NO<sub>x</sub> y est importante. Or les pots catalytiques, dont le rôle est de catalyser quelques réactions chimiques mettant en jeu le monoxyde de carbone (CO) et les HC (hydrocarbures non brûlés) ne fonctionnent de façon optimale que dans une plage de richesse (air/essence) très réduite (de l'ordre de 1 +/- 0.003) (Figure 1-5) et l'oxydation catalytique des imbrûlés est rendue difficile par les faibles niveaux de température des gaz d'échappement. Les pots catalytiques ne sont donc pas utilisables dans un moteur IDE en charge stratifiée.

Une autre technique doit être utilisée pour supprimer une partie des NO<sub>x</sub>. La plus employée est celle de recirculation des gaz brûlés EGR permettant de réduire la température de combustion et donc la production des NO<sub>x</sub> (Figure 1-4 p12). Néanmoins cela affecte l'efficacité thermique du moteur à cause de la plus forte présence de CO<sub>2</sub> et d'H<sub>2</sub>O. La quantité d'EGR dans un moteur IDE peut être plus élevée que dans un moteur classique, car seul compte la charge autour du point d'allumage qui doit être proche de la stœchiométrie. Dans un moteur essence classique, la proportion d'EGR peut être de 15% alors qu'elle peut monter à 30% pour un moteur IDE. La réduction des émissions d'oxyde d'azote ne nécessite pas seulement la mise en œuvre de très hauts taux d'EGR mais aussi de catalyseurs de NO<sub>x</sub> de très grandes efficacités. Des dispositifs spécifiques de réduction des oxydes d'azote ont été développés ainsi, un système de traitement séquentiel des oxydes d'azote (NO<sub>x</sub>) reposant sur une fonction de stockage-déstockage de ceux-ci est utilisé par PSA. Cette utilisation de pièges à NO<sub>x</sub> implique des excursions périodiques et de courte durée en mélange riches, lors des fonctionnements continus en mélange pauvre, de manière à convertir les oxydes d'azote formés et stockés par le piège pendant les phases en mode pauvre. On obtient ainsi un profil de conversion en dents de scie et une efficacité moyenne supérieure à celle d'un catalyseur de NO<sub>x</sub>. Les pièges à NO<sub>x</sub> ont cependant l'inconvénient d'être sensibles au vieillissement thermique et à la teneur en SO<sub>2</sub> des gaz d'échappement, des essences à faible teneur en soufre deviennent alors nécessaires. Il faudrait que les pétroliers parviennent à désulfurer totalement leur essence pour permettre une réduction réellement significative de leur rejet polluant.

Cependant malgré ces inconvénients, les moteurs à injection directe permettent de réaliser des réductions de consommation et d'émissions de polluants.

### 1.3.5 Gains en consommation :

La combustion en mode stratifié conduit à des gains de consommation supérieurs à 20%, ceci grâce à des richesses de fonctionnement globalement faibles et pouvant descendre, au dessous de 0.3. Les principales raisons des gains attribués aux faibles richesses résident dans les diminutions conjointes des pertes par pompage et des pertes de chaleur à travers les parois du cylindre. Ainsi le fonctionnement du papillon grand ouvert améliore le remplissage en air de la chambre de combustion ce qui diminue les efforts nécessaires à l'admission d'air et ainsi les pertes par pompage. La résistance rencontrée par le piston lors de la phase d'admission et la perte d'énergie au remplissage sont réduites. Ce gain est accentué par le recyclage, jusqu'à 30%, des gaz d'échappement vers l'admission.

De plus, la charge stratifiée associée à des pressions d'injection élevées permet de réduire les quantités de carburant nécessaires à la combustion. Ceci aboutit à une amélioration du rendement de combustion avec pour conséquence une baisse de la consommation. Ce gain significatif de consommation a permis de réduire les émissions de gaz carboniques (CO<sub>2</sub>). Par exemple, le moteur EW10 Hpi 2 litres chez PSA permet de réaliser des gains de consommation de 19% par rapport au moteur XU 2 litres de la génération précédente (Tableau 4). De même le moteur Toyota à injection directe essence lancé en 1997 permet un gain de consommation supérieur à 30% comparé aux moteurs traditionnels.

G/km (cycle mixte)	CO	HC	NOx
Norme Euro 4 (2005)	1	0.1	0.08
Moteur HPI	0.5	0.075	0.06

Tableau 4 Emission du moteur HPI de PSA [PSA 2000].

En conclusion le moteur IDE fonctionnant en charge stratifiée va permettre de réduire les émissions de CO<sub>2</sub> et d'hydrocarbures imbrûlés à condition de pouvoir maîtriser la combustion en mélange hétérogène dans des milieux globalement pauvres. Or la maîtrise de la combustion en mélange hétérogène nécessite la compréhension des processus physiques mis en jeu. Dès lors un programme de recherche portant sur cette problématique a été mis en place associant les constructeurs automobiles français et le CNRS.

## 1.4 Motivation de l'étude :

Nous venons de voir que la principale exigence actuellement est de consommer moins de carburant tout en réduisant de façon significative les émissions polluantes mais en conservant un bon rendement. Pour réaliser ceci nous avons vu que diverses solutions technologiques ont été mises en place comme le fonctionnement en régime globalement pauvre, la stratification de la charge ou encore la mise en place de mécanismes d'auto-inflammation. Toutes ces technologies permettent de réaliser une amélioration des performances des moteurs tout en réalisant une combustion plus propre. Or l'utilisation et surtout l'amélioration de ces systèmes nécessitent une connaissance approfondie des phénomènes de combustion mis en jeu. En effet pour pouvoir interpréter les essais réalisés dans ces moteurs par les constructeurs, modéliser, contrôler le fonctionnement de la combustion et envisager de nouvelles configurations, il est indispensable de réaliser des études qui fournissent des bases de données expérimentales dans des conditions parfaitement contrôlées afin de réaliser une analyse physique des phénomènes mis en jeu et de réaliser une validation des codes numériques. C'est dans cet esprit en 1999, que plusieurs Action de Recherche Concertée ont été mises en place afin de répondre à ces

questions. Ainsi plusieurs laboratoires soutenu par l'ADEME, PSA, Renault et Total-Fina-Elf ont initiés conjointement quatre programmes de recherche :

-« Mélange Turbulent dans les moteurs propres et économes », études centrées sur le mélange turbulent, tourbillonnaire, soumis à une compression.

-« Injection diphasique », qui caractérise les jets denses, et s'intéresse à la fois aux phénomènes de cavitation dans l'injecteur, et aux instabilités interfaciales se développant juste à la sortie.

-« Chimie de la combustion », où l'analyse cinétique de la combustion d'hydrocarbures individuels ou de mélanges d'hydrocarbures est étudiée en relation avec la formation de polluants.

-« Combustion en milieu stratifié », qui examine les mécanismes d'initiation et de propagation d'un front dans un écoulement inhomogène en richesse.

Notre étude se place dans le programme « Combustion en milieu stratifié » dont le but est de pouvoir confronter des résultats numériques et expérimentaux afin de mieux comprendre les phénomènes intervenant dans la combustion en milieu inhomogène. Ainsi des études numériques et expérimentales ont conjointement été mises en place.

Tout d'abord d'un point de vue numérique, deux types de modèles ont été développés. Un modèle de flamme épaissie implanté dans un code LES (Large Eddy Simulation) [Defrasure 2004] et un modèle de combustion turbulente de type pdf partielle implanté dans un code de type RANS (Reynolds Average Navier Stokes) [Mura 2002].

Du point de vue expérimental, deux objectifs étaient visés : analyser les mécanismes fondamentaux à partir de configurations simplifiées et constituer en parallèle une base de données, utile à la validation des modèles.

Quatre expériences correspondant à deux types d'écoulement (stationnaire et instationnaire) ont ainsi été mises en place afin d'étudier les phases d'initiation et de propagation d'un front de flamme dans un milieu stratifié.

Dans la configuration stationnaire, des études en laminaire et turbulent ont été réalisées dans deux types de dispositifs, l'un utilisant une flamme oblique se développant dans une zone stratifiée et stabilisée sur un barreau [Galizzi 2003] et l'autre utilisant une configuration sphérique pour laquelle l'allumage est réalisé par étincelle engendrant un noyau de flamme transporté dans l'écoulement stratifié.[Sansom 2002]

Dans le cas instationnaire, là encore deux types d'études ont été mises en place dans des chambres de combustion à volume constant identiques. L'objectif de la première étude était d'étudier l'initiation d'une flamme allumée dans un mélange stratifié [Lacoste 2002]. Dans la deuxième étude constituant notre travail, le but est d'analyser la propagation de la flamme dans un milieu inhomogène et turbulent.

## **1.5 Conclusion :**

L'objectif de notre étude est donc du point de vue expérimental de créer une stratification de mélange dans des conditions semblables à celles d'un moteur à charge stratifié en terme de répartition de mélange et de vitesse et d'analyser la façon dont une flamme sphérique en expansion va se propager dans un tel milieu. Afin de faciliter la compréhension du phénomène nous avons créé un gradient de mélange avec des richesses comprises dans les limites d'inflammabilité. La flamme étudiée sera ainsi continuellement dans un régime prémélangé. Par ailleurs le carburant que nous avons décidé d'utiliser est le propane. En effet le propane est l'hydrocarbure le plus simple qui possède un comportement chimique, des caractéristiques de flamme et des limites d'extinctions proches des carburants plus lourds

utilisés dans les moteurs. Par ailleurs, la configuration expérimentale que nous avons choisie est suffisamment simple pour pouvoir être modélisée ce qui à terme permettra une comparaison des résultats obtenus avec les modèles numériques.

Les richesses présentes dans notre mélange se situent entre 0.6 et 1.4 et restent ainsi dans les limites d'inflammabilité et permettent de considérer notre régime de combustion dans le domaine des flammes de prémélange se propageant dans un gradient de richesse. Dans le chapitre suivant, les caractéristiques de telles flammes dans des mélanges homogènes puis stratifiés vont être discutées.



## 2 Bibliographie sur les flammes de prémélange stratifié

En combustion, on peut habituellement définir les régimes de combustion en deux grandes familles selon la procédure utilisée pour introduire les réactifs dans la zone de réaction : les flammes de diffusion et les flammes de prémélange.

Pour les flammes de diffusion, les réactifs, combustible et oxydant, sont introduits séparément dans la zone de réaction de part et d'autre de la flamme. Le taux de réaction est ici principalement contrôlé par la diffusion qui gouverne l'apport des réactifs vers la flamme. La structure de celle-ci dépend alors du rapport des temps de diffusion et de réaction chimique. De telles flammes ne se propagent pas puisque la réaction n'est possible que dans la région où combustible et comburant coexistent.

Pour les flammes de prémélange, les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction et « s'enflamment » une fois portés à température suffisante. La principale caractéristique de ce type de flamme est sa capacité à se propager vers les gaz frais. La tranche de mélange en cours de combustion chauffe la tranche de gaz frais immédiatement voisine qui « s'enflamme » à son tour. Pour ce type de flamme, un mouvement relatif entre le mélange réactif et la flamme existe : soit le mélange se déplace, la flamme est alors stabilisée sur un brûleur, soit la flamme se propage dans le milieu. Dans le cadre de notre étude, la flamme étudiée se propage dans un prémélange stratifié turbulent. Malgré la présence d'un gradient de richesse, au vu de nos conditions expérimentales, la flamme étudiée reste dans un régime de prémélange, la richesse minimale rencontrée (0.6) restant dans les limites d'inflammabilité de notre carburant : le propane. Nous cherchons à comprendre dans une telle configuration comment la turbulence et le gradient de richesse vont modifier la structure de la flamme. Afin de comprendre ces différents phénomènes nous allons tout d'abord détailler la structure d'une flamme laminaire se propageant dans un milieu homogène. En effet une bonne compréhension de tous les processus mis en jeu en laminaire, permet de mieux appréhender certains régimes de combustion turbulente. Nous analyserons ensuite les flammes en régime turbulent et nous attacherons à un régime particulier, le régime de flammelette. Nous verrons ainsi les processus qui régissent la structure de flamme et les paramètres modifiant sa propagation. Cette première analyse, nous permettra alors de mieux appréhender l'étude de la flamme stratifiée, et nous verrons les effets supplémentaires pouvant intervenir.

### 2.1 Mécanismes intervenant dans les phénomènes de combustion

La principale caractéristique des processus de combustion est qu'ils sont entretenus par une réaction chimique globalement exothermique dont le taux de réaction est une fonction fortement croissante avec la température. Cet aspect est modélisé par une réaction chimique à une étape :



Le taux de cette réaction peut être décrit par la loi d'Arrhénius :

$$\rho W^* = \rho B N_0^{n_0} N_F^{n_F} \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right) \quad \text{Eq 1}$$

- $W^*$  : représente le nombre de fois où la réaction se produit par unité de temps et de masse du mélange réactif.
- $N$  : la concentration molaire d'une espèce.
- $n_O, n_F$  : les ordres de réaction qui sont généralement différents des coefficients stœchiométriques  $\nu_O, \nu_F$  car les réactifs (F,O) ne sont pas convertis directement en produits.

La transformation chimique nécessite de nombreuses étapes élémentaires incluant des espèces intermédiaires comme les radicaux qui peuvent être très réactifs. Cette approximation de chimie à une étape aboutit tout de même à une description qualitative correcte des dynamiques de flammes y compris les effets d'étirement dus aux inhomogénéités dans l'écoulement. Néanmoins, cette approximation ne prend pas en compte certains phénomènes importants comme par exemple la cinétique chimique d'extinction, la formation de polluants ou encore l'influence des additifs sur la réaction. La principale difficulté avec les cinétiques dans les théories de flamme est de réduire le schéma cinétique complexe (environ 300 réactions élémentaires et 50 espèces intermédiaires pour les hydrocarbures) à un seul schéma pertinent et qui est suffisamment simple pour être utilisé analytiquement ou numériquement. La réaction décrite ci-dessus implique deux choses : tout d'abord un fort dégagement de chaleur qui a lieu dans une zone très mince (les flammes les plus courantes ont des épaisseurs  $\delta_L$  typiques de 0.1 à 1 mm). Ceci produit des gradients thermiques très élevés (le rapport des températures entre gaz brûlés et gaz frais  $T_b/T_u$  est de l'ordre de 5 à 7) et ainsi de larges variations de la masse volumique,  $\rho$ . Ensuite la variation du taux de réaction avec la température est raide et fortement non linéaire (loi d'Arrhénius). Les phénomènes physiques régulant la combustion entre combustible et comburant sont :

- Un aspect chimique dû aux réactions.
- Un transfert de chaleur induit par les forts gradients thermiques au voisinage de la flamme. Celui-ci généré au sein du milieu réactif se manifeste par la convection, la conduction et le rayonnement.
- Un transfert de masse dans le transport des réactifs l'un vers l'autre et qui entretient ainsi la combustion, que ce soit par diffusion moléculaire, convection ou mélange turbulent.

Les flammes mettent donc principalement en jeu des phénomènes chimiques mais aussi physiques et mécaniques de transport de gaz par diffusion et par convection.

Les processus décrits ci-dessus et intervenant lors de la combustion de la flamme de prémélange ont des conséquences importantes sur la structure même de la flamme que nous allons maintenant décrire.

## 2.2 Structure des flammes prémélangées laminaires :

En combustion prémélangée, les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction. A travers la zone de réaction, il existe un gradient thermique de l'ordre de 1000K/mm, qui va servir à chauffer le prémélange combustible/comburant initialement froid, permettant ainsi la propagation de la flamme à la vitesse  $S_L^0$ . Les transferts de masse vont se faire par diffusivité



moléculaire, une compétition entre transferts thermique et massique apparaît. Cette compétition pourra être plus ou moins favorable à l'un ou l'autre des mécanismes selon le cas. Mallard et Le Chatelier ont donné la première description de la structure d'une flamme laminaire. Leur théorie a été étendue par Zeldovich en utilisant une hypothèse de grande énergie d'activation et le nombre  $\beta$  défini tel que :

$$\beta = \frac{E_A}{RT_B^2} (T_B - T_U) \quad \text{Eq 2}$$

Ce nombre est appelé nombre de Zeldovich et B et U se réfèrent aux gaz brûlés et aux gaz frais.

Lorsque  $\beta$  tend vers l'infini, le taux de réaction est ramené à 0 dans les gaz frais et la localisation de la réaction chimique dans la zone réactive est très fine comparée à l'épaisseur totale de la flamme. Nous allons illustrer ceci à travers le cas simple d'une flamme plane. La structure de flamme plane est contrôlée par un système d'équations thermo-diffusives exprimant la conservation des espèces et de l'énergie. Pour un écoulement gazeux perpendiculaire au front de flamme se propageant des gaz frais vers les gaz brûlés, la vitesse est donnée par le flux de masse constant traversant le front de flamme (Figure 2-1).

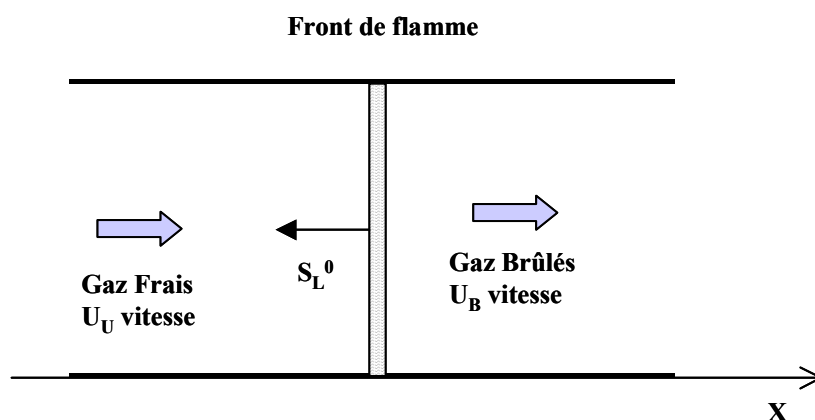


Figure 2-1 Propagation d'une flamme plane laminaire

Les profils de température et de concentration de la flamme plane décrits à partir de la théorie de Zeldovich sont représentés sur la Figure 2-2. Le terme de production chimique est non négligeable dans la limite  $\beta \rightarrow \infty$ , si T est proche de  $T_B$  ou Y proche de 0.

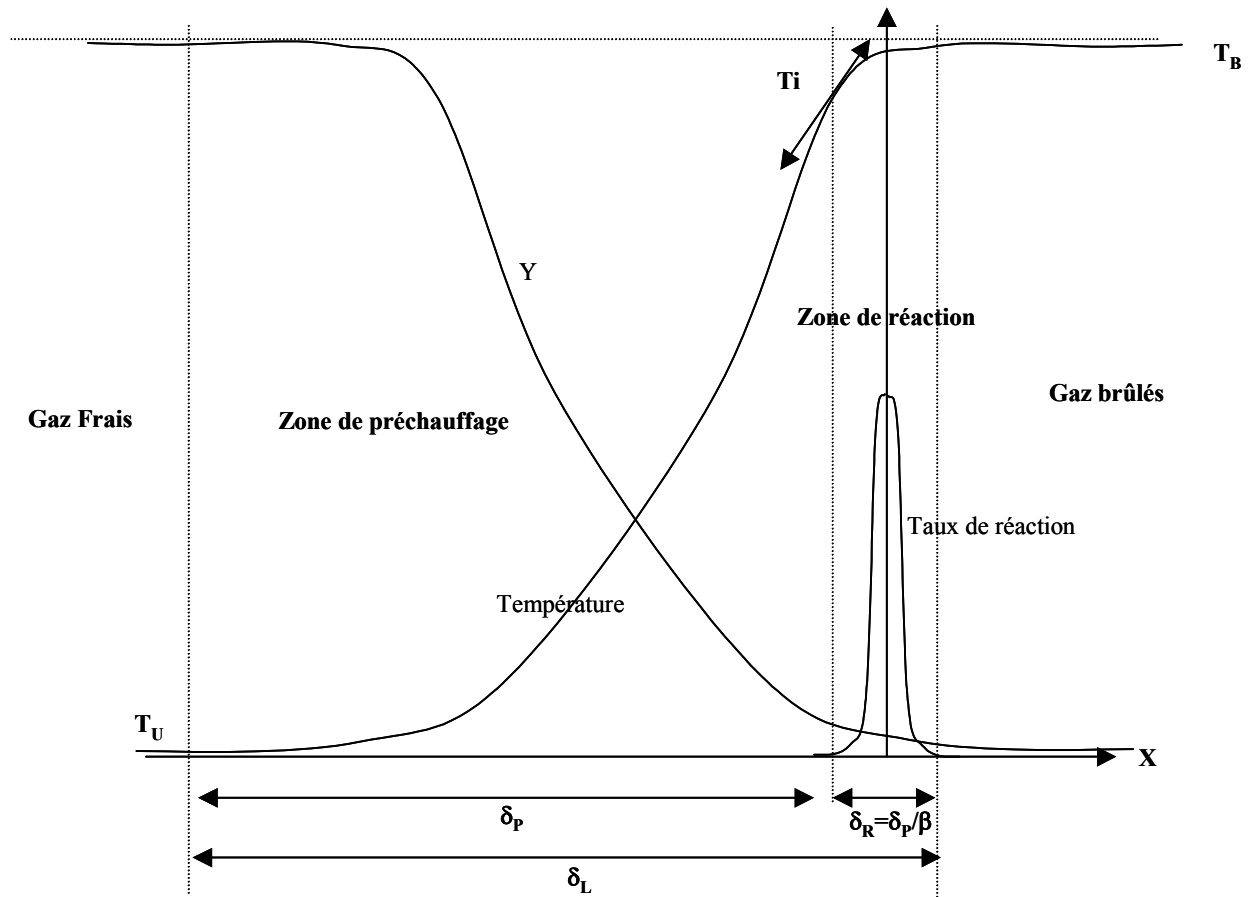


Figure 2-2 Structure d'une flamme laminaire

La zone de réaction est alors limitée à une faible couche d'épaisseur  $\delta_R = \frac{\delta_p}{\beta}$  où  $\delta_p$  est l'épaisseur de la zone de préchauffage située devant la zone de réaction et où le taux de réaction est négligeable. Dans cette zone, le profil est contrôlé par la compétition entre la diffusion et la convection. Dans les flammes usuelles  $\beta$  est proche de 10. La région de la flamme, c'est-à-dire celle présentant un gradient de température, est donc divisée en deux zones distinctes :

- Une zone de préchauffage d'épaisseur  $\delta_p$ , dans laquelle la diffusion et la convection de masse et de chaleur sont les processus prédominants et où les réactions chimiques sont négligeables.
- Une zone très mince  $\delta_R$ , appelée zone de réaction, où se fait le dégagement de chaleur dû aux réactions chimiques. Dans  $\delta_R$ , les phénomènes de conduction sont négligeables par rapport à la diffusion.

Nous allons voir maintenant comment s'exprime cette épaisseur de flamme.

### 2.3 Epaisseur de flamme laminaire :

L'épaisseur totale de la flamme plane laminaire décrite ci-dessus vaut  $\delta_L = \delta_p + \delta_R$ . Cette épaisseur est une grandeur caractéristique des flammes en régime laminaire. Zeldovich a été le premier à introduire cette épaisseur caractéristique. Dans le cas des grandes énergies

d'activation (hypothèse de Zeldovich  $\beta \rightarrow \infty$ ),  $\delta_r = \frac{\delta_p}{\beta}$  devient négligeable devant  $\delta_p$  et l'épaisseur de flamme est alors assimilée à la zone de préchauffage. Une analyse dimensionnelle permet de définir cette épaisseur :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_U C_p S_L^0}$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique,  $C_p$  la chaleur spécifique,  $\rho_U$  la masse volumique du mélange des gaz frais et  $S_L^0$  la vitesse de combustion laminaire. La quantité  $\delta_L$  est une mesure de l'épaisseur à l'intérieur de laquelle les gaz frais sont chauffés jusqu'à la température d'inflammation par la zone de réaction. D'autres définitions existent, mais celle de Zeldovich est la plus utilisée. [Jarosinski 1984]

Dans la définition donnée ci-dessus, un paramètre décisif apparaît déjà: la notion de vitesse de flamme laminaire. Nous allons maintenant donner sa définition et analyser les paramètres la modifiant.

## 2.4 Vitesse de flamme laminaire :

Nous avons vu que la flamme de prémélange pouvait se propager et dans le cas d'une propagation dans un écoulement laminaire. Ce déplacement du front de flamme est caractérisé par une vitesse.

### 2.4.1 Vitesse de flamme plane laminaire $S_L^0$ :

$S_L^0$  est la vitesse de déplacement d'une flamme plane laminaire mono-dimensionnelle. Cette vitesse ne prend en compte que les effets chimiques et thermiques de la combustion. Cela correspond à une configuration de flamme plane mono-dimensionnelle se propageant dans un espace ouvert contenant un mélange initialement au repos. La vitesse  $S_L^0$  est égale à la vitesse des gaz frais devant la flamme,  $S_L^0 = U_U$  (Figure 2-1) dans le référentiel de la flamme.

En 1883, Mallard et Le Chatelier ont proposé la première étude théorique donnant une expression analytique de la vitesse de combustion laminaire pour une flamme plane. Dans le cadre de la combustion prémélangée laminaire, la majorité des travaux se sont concentrés sur la détermination de cette vitesse. Sa prédiction passe par une bonne connaissance de l'interaction entre différents phénomènes physiques (diffusion, conduction et chimie). Ces études ont été reprises par Zeldovich qui a donné une définition de cette vitesse dans l'hypothèse des grandes énergies d'activation. A partir de l'équilibre d'énergie dans la zone de préchauffage entre le flux de conduction issu de la zone de réaction et la chaleur quittant la zone de préchauffage avec le flux convectif produit par le mouvement du front de flamme relativement aux gaz frais, on aboutit alors à l'équation de la vitesse de flamme laminaire [Clavin 1985] :

$$S_L^0 \propto \frac{\rho_b}{\rho_u} \sqrt{Le^n \frac{D_{th}}{\beta^{n+1} \tau_R}}$$

- $D_{th}$  le coefficient de diffusion pour le flux de conduction thermique est pris dans la zone des gaz brûlés.

- $\tau_R$  est le temps chimique.
- $Le$ , le nombre de Lewis qui est égal au rapport au rapport du coefficient de diffusivité thermique sur le coefficient de diffusion moléculaire d'une espèce.
- $\beta$ , le nombre de Zeldovich.
- $\rho_U$  et  $\rho_B$  les masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés.

L'expression de cette vitesse de flamme est basée sur les propriétés thermo-diffusives du mélange, elle peut aussi s'écrire en fonction d'une seule variable la richesse.

### 2.4.2 Influence de la richesse sur la vitesse de flamme plane laminaire:

La Figure 2-3 montre la dépendance entre la richesse du mélange et la vitesse  $S_L^\circ$ . D'après cette figure, une vitesse maximale est obtenue pour une richesse 1.1 pour le propane. La richesse du mélange traduit donc les variations de vitesse de combustion en fonction de la concentration des différents constituants d'un mélange combustible. Par ailleurs, d'autres paramètres du mélange comme le nombre de Lewis peuvent jouer un rôle important et en particulier sur la stabilité de la flamme.

Dans le cadre de notre étude en richesse stratifiée, on comprend alors que la richesse va jouer un rôle fondamental dans le comportement local de la flamme en influençant sa vitesse de propagation et sa stabilité.

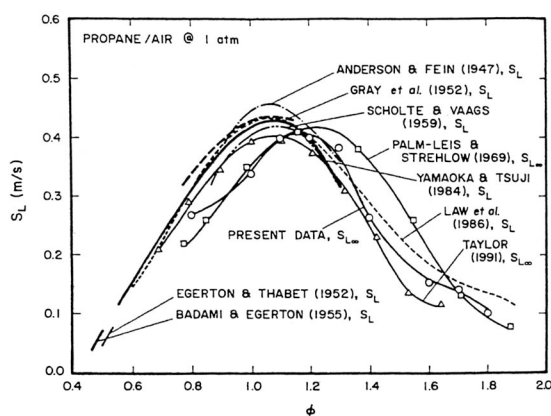


Figure 2-3 Influence de la richesse sur la vitesse de propagation laminaire d'une flamme propane/air [Tseng 1993]

Cette première définition de la vitesse de flamme ne s'applique que très rarement. En effet la flamme subit un certain nombre de contraintes qui vont la déformer. Ainsi, dans le cadre de notre étude de flamme par exemple, la flamme étudiée se propagera dans un milieu turbulent. Après avoir défini les régimes caractéristiques des flammes prémélangées turbulentes, les phénomènes agissant sur la vitesse de flamme seront décrits.

### 2.5 Flammes turbulentes prémélangées:

Dans une grande majorité des cas pratiques, l'écoulement des gaz dans les flammes et leur voisinage est un écoulement turbulent. Le principal effet de la turbulence sur une flamme de

prémélange est dû au champ de fluctuations de vitesses qui va plisser la flamme et accroître sa surface. Ce phénomène intervient dans l'augmentation du taux de combustion due à la turbulence. De plus, sous certaines conditions, les mouvements turbulents peuvent modifier la structure locale de flamme avec comme conséquence, des variations locales du taux de réaction et de la vitesse de propagation le long de la surface de flamme [Rutland 1993].

Ainsi pour résumer, le rôle de la turbulence va a priori être de deux ordres :

- Augmenter la surface de flamme, plissée par la turbulence.
- Augmenter les échanges par l'augmentation de la diffusivité. L'importance des processus de diffusion mis en jeu dans le cas d'une flamme laminaire, fait bien comprendre que la turbulence est capable de les accélérer dans de grandes proportions.

La modélisation et la compréhension de la combustion turbulente au vu des nombreux phénomènes physiques mis en jeu est difficile. Afin de simplifier ce problème, un examen **qualitatif** des phénomènes intervenant lors de la combustion turbulente peut être réalisé. Pour cela, on cherche à déterminer de façon générale les phénomènes physiques prépondérants dans une configuration donnée afin d'avoir une première information sur le comportement global de la flamme. Pour ce faire une classification des flammes de combustion turbulente prémélangées se basant sur la comparaison d'échelles caractéristiques, spatiales et temporelles de la turbulence et de la chimie a été réalisée. Ce type de classification a abouti à la construction de diagrammes de combustion permettant une représentation graphique de différents régimes de combustion en fonction de nombres caractéristiques. Cette représentation permet de choisir un modèle de combustion turbulente en fonction du régime considéré.

### 2.5.1 Différents régimes de combustion turbulente prémélangée :

Des diagrammes définissant les régimes de combustion en terme de rapport d'échelles de vitesse et de longueur ont été proposés par de nombreux auteurs. [Barrère 1974], [Bray 1980], [Borghini 1984], [Williams 1985], [Abdel-Gayed 1989].

Ces diagrammes présentent les régimes de combustion dans le plan  $\frac{u'}{S_L^0}$  en fonction de  $\frac{L_T}{\delta_L}$

où  $S_L^0$  est la vitesse de combustion laminaire, l'épaisseur de flamme et  $L_T$  l'échelle intégrale de la turbulence. Les régimes de combustion sont identifiés dans ce diagramme en terme de trois nombres adimensionnels le nombre de Karlovitz  $Ka$ , le nombre de Damköhler  $Da$  et le nombre de Reynolds turbulent  $Re_T$ . Il est à noter que ces trois nombres sont reliés par la relation suivante :

$$Re_T = Da^2 Ka^2$$

Les diagrammes de combustion turbulentes ont été définis à partir de ces nombres. Deux types de diagrammes sont essentiellement utilisés : le diagramme de Borghini et celui de Poinot [Poinot 1991], nous ne décrivons que le premier.

#### *Diagrammes de combustion classique approche de Borghini :*

D'après ce diagramme (Figure 2-4) trois grands types de flamme apparaissent : les flammes plissées, les flammes plissées-épaissies et les flammes épaissies. Nous allons décrire ces trois régimes et les caractéristiques des flammes correspondantes.

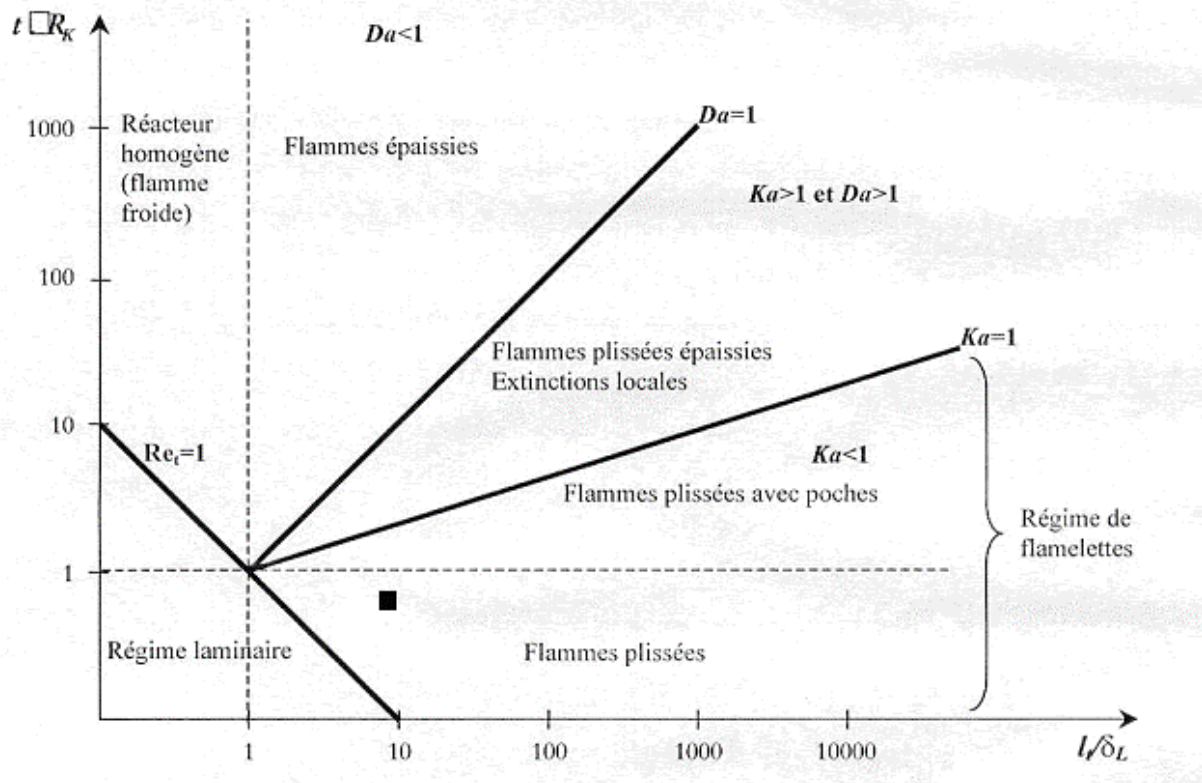


Figure 2-4 Diagramme de combustion prémélangée [Borghi 1984]

Les flammes plissées : ( $Re_T > 1$   $Ka < 1$   $Da < 1$ ) :

Ce régime correspond au régime de flammelette, celui-ci est défini comme se situant en dessous de la ligne correspondant à  $Ka=1$ , (ceci correspond à  $Ka < 1$  et  $L_T < \eta$ , les plus petites échelles de turbulence ne peuvent pas entrer dans la structure de flamme laminaire) et au dessus de la ligne  $Re_T=1$  pour éviter les effets de faibles nombres de Reynolds.

L'allure de la flamme turbulente de type plissé ressemble à un ensemble de flammelettes du type laminaire qui sont plissées par la turbulence dont les échelles de longueur sont toutes plus grandes que  $\delta_L$  (Figure 2-5). Ce type de flamme est restreint au domaine où  $\eta > \delta_L$ .

Dans ce régime, deux sous régimes peuvent être distingués :

- 1) Le régime de flamme plissée quand  $u'/S_L^0 < 1$ . Dans ce cas, la vitesse de rotation des plus grosses structures ne peut pas plisser le front suffisamment pour provoquer des interactions entre flammes. La propagation laminaire de la flamme prédomine et l'interaction avec la turbulence reste faible.
- 2) Le régime de flamme plissée avec poches (corrugated flames) pour  $u'/S_L^0 > 1$ . Là, les plus gros tourbillons sont alors suffisamment énergétiques pour plisser substantiellement la flamme au point de provoquer des interactions de fronts voisins.

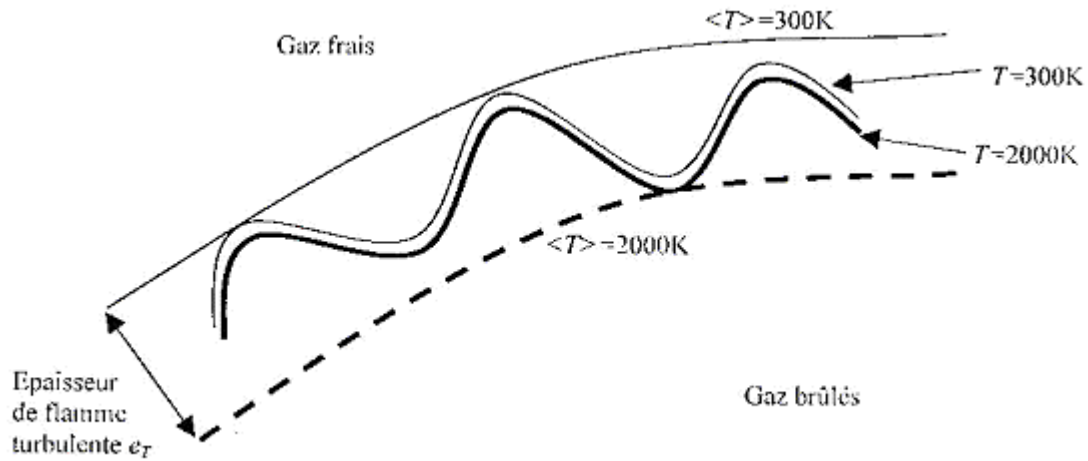


Figure 2-5 Flamme mince plissée

Les flammes plissées épaissies ( $Re_T > 1$   $Ka > 1$   $Da > 1$ ) :

Le deuxième régime est celui correspondant aux flammes de type plissées épaissies. Pour ce type de flamme, les structures turbulentes sont capables de pénétrer dans la zone de préchauffage et de l'épaissir mais ne peuvent affecter la zone de réaction, qui reste mince et proche de celle d'une flamme laminaire (Figure 2-6). Ces épaississements sont dus aux petites échelles de la turbulence, la flammelette épaissie reste plissée par les grandes échelles.

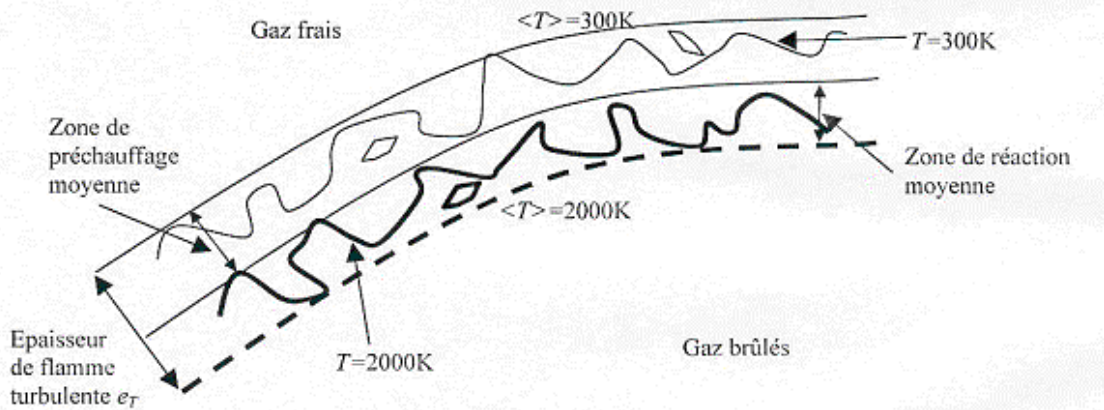


Figure 2-6 Flamme plissée épaissie

Les flammes épaissies ( $Re_T > 1$   $Ka > 1$   $Da < 1$ ) :

Le dernier régime est celui des flammes épaisses ou de réacteur homogène. Dans ce régime, les zones de préchauffage et de réaction sont perturbées par la turbulence et aucune structure de flamme laminaire ne peut être identifiée. La flamme est très épaisse, d'une épaisseur supérieure à  $\delta_L$  et n'est pas courbée (Figure 2-7). Ici les perturbations turbulentes plus intenses ont provoqué de nombreuses interactions. De plus, à l'intérieur de l'épaisseur moyenne de la flamme il peut exister des variations d'épaisseur de la zone de préchauffage d'un endroit à l'autre.

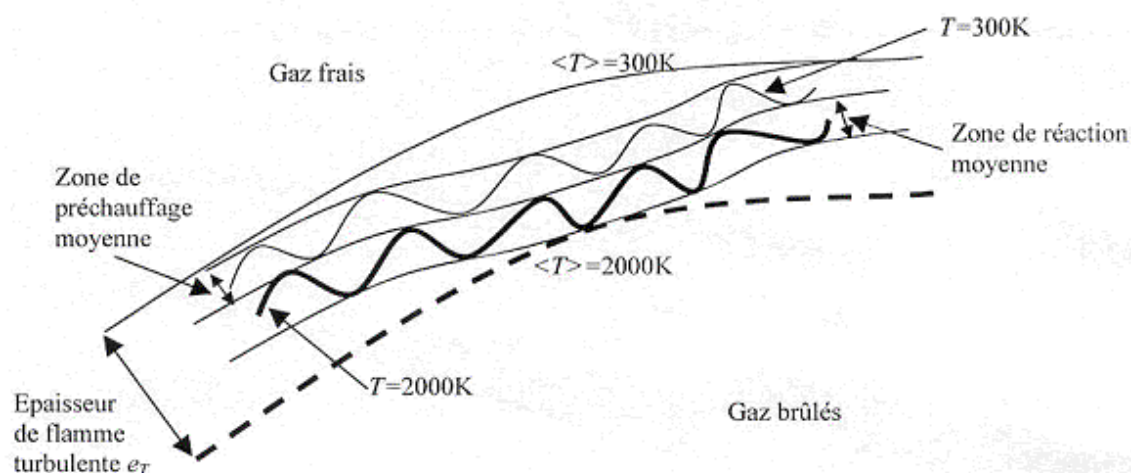


Figure 2-7 Flamme épaisse

Les diagrammes de la forme de celui décrit précédemment sont intuitifs. Ils ne prennent pas en compte les phénomènes importants comme la courbure du front de flamme, les caractéristiques dynamiques ou les effets visqueux et les effets d'instationnarité. Afin de prendre en compte ces phénomènes, Poinsoot a réalisé une étude numérique pour affiner la description de ce diagramme [Poinsoot 1991] et a pu montrer qu'il était possible d'étendre le domaine des flammes à un grand nombre de situations expérimentales.

L'application de ce régime permet de pouvoir simplifier les analyses de manière considérable. La flamme est considérée localement comme une flamme laminaire mais soumise à des interactions de natures diverses. Dans le cadre de notre étude nous pourrions nous placer dans ce type de régime, le point caractéristique est reporté sur la Figure 2-4. Nous allons maintenant analyser dans ce type de configuration comment les paramètres physiques peuvent influencer la structure d'une flamme de prémélange.

## 2.5.2 Régime des flammelettes :

Le concept de flammelette s'applique à une flamme turbulente si l'échelle de temps chimique caractéristique des réactions d'oxydation est petite par rapport à l'échelle de temps de Kolmogorov, c'est-à-dire si la combustion est achevée durant le temps de retournement des plus petits tourbillons. Dans ce cas, la structure de la flamme peut être décrite comme étant composée d'un ensemble de flammelettes laminaires étirées et convectées par l'écoulement. Cette approche permet de dissocier le traitement des processus de combustion de ceux de l'aérodynamique. La flamme est alors considérée comme une interface plissée se propageant à la vitesse d'une flamme laminaire étirée. Dans ce modèle de flammelettes laminaires, le dégagement de chaleur est supposé se produire seulement à l'intérieur d'une fine zone de réaction qui a la structure et les propriétés d'une flamme laminaire étirée.

Dans les modèles de description de la combustion turbulente, l'hypothèse de flammelette peut être utilisée de deux manières différentes :

-soit la flamme peut être vue comme une interface infiniment fine entre les gaz frais et les gaz brûlés, sa position est suivie comme une surface libre entre deux phases. Cette méthode ne



résout pas la structure interne de la flamme mais résout tous les mouvements turbulents de l'écoulement.

-soit des modèles globaux (généralement appelé modèles de flamelette) basés sur une description moyenne de l'écoulement réactif turbulent sont utilisés. La quantité importante pour modéliser la combustion est le taux de réaction moyen. Sous l'hypothèse des flamelettes, le taux de réaction moyen par unité de volume est le produit de la densité de surface de flamme (la surface de flamme moyenne par unité de volume) par le taux de consommation local moyen par unité de surface de flamme. Dans ces modèles l'écoulement turbulent n'est pas résolu. Il peut être modélisé par exemple par un modèle de type  $k-\varepsilon$ . La topologie du front de flamme n'est pas non plus résolue mais modélisée à travers la surface de flamme  $\Sigma$ .

Ces deux approches de la flamelette utilisent des vitesses de flamme pour caractériser le comportement local de la flamme. Ces deux vitesses de flamme sont fondamentalement différentes.

1) Dans les modèles de suivi du front de flamme, la vitesse de flamme importante est la composante normale de la vitesse du front de flamme orientée vers les gaz frais. C'est la seule quantité nécessaire pour décrire le processus chimique. Nous appellerons cette vitesse, la vitesse de déplacement  $S_d$ . C'est la vitesse de combustion laminaire modifiée par l'étirement qui tient compte des contraintes extérieures. On l'appelle vitesse de flamme laminaire étirée.

2) Dans les modèles de flamelettes globales, la vitesse caractéristique est une mesure du taux de réaction par unité de surface du front de flamme. Cette quantité est la vitesse de consommation que nous appellerons  $S_c$ .

Quand le front de flamme est plissé ou quand l'écoulement n'est pas uniforme, les vitesses de déplacement et de consommation diffèrent fortement. Dans le cas à une dimension d'une flamme plane placée dans un écoulement uniforme de gaz frais, les vitesses de consommation et de déplacement sont réduites à la vitesse de flamme plane laminaire  $S_L^0$ . Nous avons alors ( $S_d=S_c=S_L^0$ ).

Nous avons vu la nécessité de définir différentes vitesses de flammes. En effet, un front de flamme plan ne reste pas monodimensionnel. Si tel était le cas seule la vitesse  $S_L^0$  serait prise en compte. Dans la réalité des déformations apparaissent, influençant l'équilibre local d'énergie et modifiant la structure de la flamme. Ces déformations résultent de la présence d'un écoulement extérieur et de la flamme elle-même. Ainsi, un problème important pour tous les modèles basés sur l'hypothèse de flamelette est la corrélation des vitesses de flamme des flamelettes individuelles avec les propriétés locales de l'écoulement. Dans les modèles de flamelette, les différents phénomènes pouvant modifier les vitesses de consommation et de déplacement ont été regroupés dans la notion d'étirement local :  $\kappa$ . Par exemple, [Clavin 1985] et [Williams 1985] ont développé une étude semi-phénoménologique où seul l'étirement contrôle la structure locale de flamme. Ils ont établi une relation entre l'étirement de flamme et la vitesse de déplacement  $S_d$ . Après avoir défini l'étirement, nous détaillerons la relation établie par Clavin et Williams puis analyserons ensuite les paramètres modifiant l'étirement.

### 2.5.3 Définition de l'étirement :

L'étirement est composé de la somme de l'effet de courbure du front de flamme et de l'effet de gradient de vitesse de l'écoulement. Une surface de flamme se propageant dans un écoulement uniforme est soumise à des effets de contraintes et de courbures aboutissant à des modifications de la surface. Le taux relatif de changement de la surface de flamme constitue l'étirement de la flamme (« stretch »). Il a été défini pour la première fois par [Williams 1974-1985] tel que :

$$\kappa = \frac{1}{\delta A} \frac{d(\delta A)}{dt}$$

où A est l'aire d'un élément de surface de flamme.

C'est une quantité représentative de l'étirement local subi par la surface se déplaçant dans le champ d'écoulement avec un mouvement caractérisé par une vitesse normale relative aux gaz frais égale à  $S_d$ . Cet étirement local n'est pas seulement une caractéristique de l'écoulement mais dépend aussi du mouvement du front, à travers  $S_d$ , et aussi de sa forme.

En se basant sur le théorème de transport pour une surface se déplaçant à une vitesse arbitraire, Candel [Candel 1990] a développé une expression de cet étirement. Dans la direction normale, un point appartenant au front de flamme se déplace à la vitesse  $w$ . Si le front se propage à la vitesse  $S_d$ , la vitesse  $w$  apparaît comme la somme de la vitesse locale du fluide et de la vitesse de flamme dans la direction normale, la normale unitaire  $n$  étant orientée vers les gaz frais.

$$w = v + S_d n$$

A partir de l'équation de transport, l'étirement peut s'écrire :

$$\kappa = \frac{1}{\delta A} \frac{d(\delta A)}{dt} = -nn : \nabla w + \nabla w$$

En introduisant la vitesse on obtient

$$\kappa = \frac{1}{\delta A} \frac{d(\delta A)}{dt} = -nn : \nabla v + \nabla v + S_d \nabla \cdot n$$

Le premier terme à droite est l'élément normal du tenseur taux de contrainte, le deuxième représente l'expansion volumétrique du fluide, le troisième décrit les effets de courbure de flamme. Ce dernier terme peut être exprimé en terme de rayons principaux de courbure de la surface.

$$S_d \nabla \cdot n = S_d \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

La flamme est étirée par les non-uniformités de l'écoulement et par la propagation normale du front. Cette expression peut encore se simplifier :

$$\kappa = \frac{1}{\delta A} \frac{d(\delta A)}{dt} = (vv + \eta\eta) : \nabla v + S_d \nabla \cdot n$$

Le premier terme représente la contrainte agissant dans le plan tangent et le second les effets de courbure.

$v$  et  $\eta$  sont deux vecteurs unitaires orthogonaux appartenant au plan tangent local à A. Le vecteur unitaire dans la direction normale est reliée à ces deux paramètres par :

$$n = v \times \eta$$

Cette expression a été étendue par Pope en 1988 [Pope 1988] sous la forme :

$$\kappa = a_T + 2S_d h_m$$

$a_T$  est la contrainte ou la divergence de la surface

$$a_T = \frac{\partial v_2}{\partial v} + \frac{\partial v_3}{\partial \eta}$$

$h_m$  est la courbure moyenne qui est la moyenne des courbures principales de la surface. En chaque point du contour de flamme  $M(x,y)$ , on peut définir la courbure  $h_m$  par la relation suivante où  $s$  est l'abscisse curviligne du front de flamme [Mokhtarain 1986] :

$$h_m = \frac{\frac{dx}{ds} \frac{d^2 y}{ds^2} - \frac{dy}{ds} \frac{d^2 x}{ds^2}}{\left( \left( \frac{dx}{ds} \right)^2 + \left( \frac{dy}{ds} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}}$$

Quand la courbure et la contrainte sont proches de zéro,  $S_d$  est proche de  $S_L^0$ , mais ce cas ne se rencontre que très rarement. En effet, en général les flammes subissent un certain nombre de contraintes qui vont la déformer et ainsi modifier son étirement. Ce taux d'étirement de flamme apparaît donc comme un paramètre clé les études de flammes prémélangées. Dans la limite des grandes énergies d'activation et aux faibles valeurs de l'étirement (loin des limites d'extinction), il a été montré que la vitesse de flamme normale  $S_d$  est directement reliée à l'étirement de flamme par une simple relation linéaire.

#### 2.5.4 Relations à faible taux d'étirement :

Clavin et Joulin [Clavin 1985] ont montré par analyse asymptotique en étendant les théories de [Markstein 1964] que sous l'hypothèse d'échelles de plissement grandes par rapport à l'épaisseur de la flamme que la vitesse de déplacement est une fonction linéaire de l'étirement de la flamme  $\kappa$ .

$$S_d = S_L^0 - La \cdot \kappa$$

où  $La$ , est une échelle de longueur (longueur de Markstein) caractéristique qui dépend des propriétés thermo-diffusives du mélange combustible. Cette expression montre que localement, les modifications de  $S_d$  sont directement liées à  $\kappa$ .

Il reste beaucoup à apprendre sur la réponse des flammes aux effets de courbure et de contraintes et en particulier à proximité des limites d'extinction. Néanmoins l'expression précédente est applicable dans le cas des écoulements faiblement turbulents. Toutefois la difficulté majeure dans cette description est que la relation ci-dessus n'a été établie que pour

les faibles valeurs de l'étirement de la flamme. Son extension aux grandes valeurs d'étirement n'a pas de bases rigoureuses et reste délicate, mais certains auteurs [Renou 2000] [Tanoue 2003] ont montré qu'elle pouvait également être utilisée même dans des écoulements fortement turbulents.

Précédemment nous venons de voir qu'une flamme se propageant va subir un certain nombre de contraintes qui vont modifier son étirement. Ces perturbations vont avoir deux origines : soit elles proviennent de l'écoulement mais elles peuvent également résulter d'instabilités propres à la flamme. Ce dernier point pouvant être renforcé dans notre cas où la flamme se propage dans un mélange non uniforme.

## **2.6 Paramètres influençant l'étirement :**

Le concept de flammelette est simple et très utilisé dans les modèles de combustion turbulente prémélangée. Néanmoins, même dans l'hypothèse des flammelles, cette modélisation est difficile. En effet il existe de fortes interactions agissant sur la flammelette. Deux types d'interactions modifient l'étirement de la flamme : tout d'abord les interactions d'origine aérodynamique résultant de l'interaction d'une surface propagative dans un écoulement turbulent qui va modifier la structure de flamme et ensuite des modifications propres aux instabilités des flammes (hydrodynamique et thermodiffusive). Ces interactions produisent des déformations des zones réactives (plissements) qui entraînent une modification locale de leur structure pouvant induire des variations de la vitesse de combustion

Dans la suite, nous allons voir comment l'étirement est modifié par le champ turbulent, et les instabilités d'origines hydrodynamique et thermodiffusive.

### **2.6.1 L'écoulement turbulent:**

Nous avons vu précédemment que la notion d'étirement fait intervenir les propriétés de l'écoulement à proximité des zones réactives (contrainte) et la courbure de la flamme. L'écoulement va donc agir sur l'étirement à travers le taux de contraintes  $a_T$  et la courbure  $h_m$ . Le taux de contrainte  $a_T$  dans le plan tangent à la flamme dépend directement des gradients de vitesses tangents au front de flamme. Il est donc directement lié aux propriétés locales de la vitesse au front de flamme et donc des propriétés de l'écoulement turbulent.

En ce qui concerne la courbure locale  $h_m$ , différents mécanismes de modification ou de création de la courbure d'une surface propagative par un écoulement turbulent ont été mis en relief par [Pope 1988]. Ces mécanismes sont reportés sur la Figure 2-8. La première modification possible de la courbure est liée à l'existence d'une contrainte normale à la surface introduite par la présence d'un gradient sur la composante de vitesse perpendiculaire à la surface. La seconde possibilité pour qu'une surface se déforme, intervient lorsqu'un élément initialement courbe se propage. Il y a alors augmentation ou diminution de la surface de l'élément considéré. Le dernier processus est relié à l'effet de l'écoulement dans le plan tangent à la surface. Suivant la direction des gradients de vitesse, il peut en résulter un allongement ou une compression de la surface. Enfin l'influence d'une paire de tourbillons contrarotatifs peut aussi modifier la courbure. Dans ce cas ils agissent non seulement sur la courbure mais aussi sur le taux de contrainte.

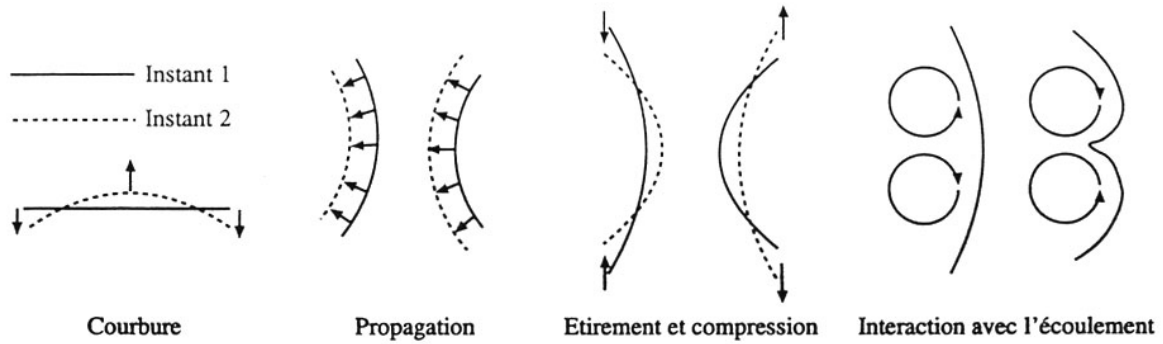


Figure 2-8 Mécanismes de modification de la courbure par l'écoulement turbulent. [Haworth 1992], [Pope 1988]

La variation de la surface de flamme n'est pas liée uniquement à l'écoulement mais aussi à la nature du mélange réactif. En effet des instabilités propres à la flamme peuvent apparaître et influencer son plissement. Comme nous allons le voir, les instabilités prépondérantes sont d'origine hydrodynamique et thermodiffusive. Une autre instabilité due aux forces de gravités peut également intervenir mais dans de moindres proportions et dans des situations particulières n'intervenant pas dans nos régimes.

### 2.6.2 Instabilités dues aux effets hydrodynamiques

Une des instabilités intervenant est d'origine hydrodynamique. Celle-ci découverte par Darrieus-Landau est produite par la différence de densité entre les gaz frais et les gaz brûlés à travers la flamme. Cette différence induit une déflexion des lignes de courant à travers le front incliné par l'expansion du gaz (Figure 2-9). Des flux convectifs sont développés à l'intérieur de la flamme dans des directions tangentielles au front de flamme (Figure 2-10). Ce mécanisme résulte de la conservation de la masse dans la direction normale et de la conservation de la composante transverse de la vitesse. Ceci est illustré sur les Figure 2-9 et Figure 2-10.

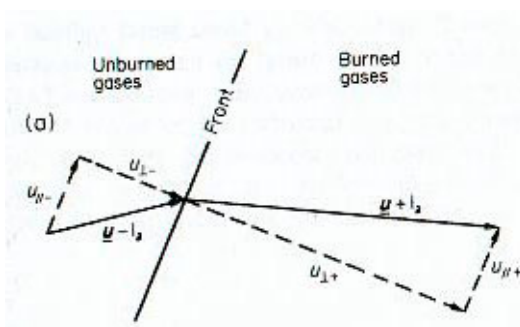


Figure 2-9 Déflexion des lignes de courant au passage du front [Clavin 1985]

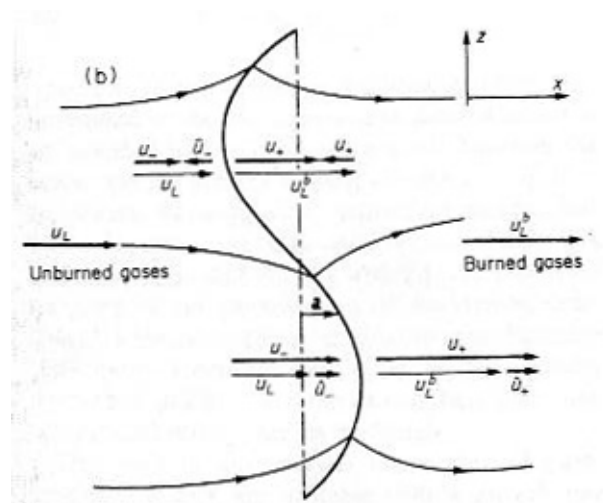


Figure 2-10 Modification des lignes de courant produite par le plissement du front [Clavin 1985]

Cette déflexion des lignes de courant introduit une augmentation du plissement de la flamme et une perturbation hydrodynamique de l'écoulement amont et aval du front. [Clavin 1985].

Ces mécanismes de plissement affectent la vitesse de déplacement de la flamme. En plus de cette instabilité purement hydrodynamique, une autre d'origine thermodiffusive est présente dans certains cas. Cette dernière pouvant être renforcée dans le cas d'une flamme dans un mélange inhomogène.

### **2.6.3 Instabilités dues aux effets thermodiffusifs**

Lors du plissement du front de flamme, il se développe des flux diffusifs de masse et de température dans la direction tangentielle au front de flamme. En effet, dans la direction perpendiculaire au front de flamme, la structure de flamme est caractérisée par des profils de température et de concentration proches de ceux correspondant à la flamme plane. Quand le front est plissé, cela induit des gradients de température et de concentrations dans les directions tangentielles (Figure 2-11).

Ces flux transverses de diffusion de masse et de chaleur induits par le front plissé sont opposés et en compétition ce qui modifie la température locale finale de combustion (Figure 2-11). Sur la surface de réaction, le flux de diffusion transverse de chaleur a tendance à extraire l'énergie thermique et le flux de diffusion transverse de masse à accroître la quantité totale d'énergie chimique dégagée. Le nombre de Lewis,  $Le$ , représentant le rapport entre la diffusivité thermique et la diffusivité moléculaire rend compte de la manière dont les deux phénomènes vont entrer en compétition.

Quand la différence entre les diffusivités de masse et de chaleur est négligeable, ( $Le=1$ ), il n'y a pas de modification de la température finale de combustion. Cette modification peut seulement être réalisée dans les fronts plissés pour un nombre de Lewis différent de 1. Dans ce cas, la diffusion différentielle de chaleur et d'espèces aboutit à une forte sensibilité de la structure de flamme locale au taux de contrainte et à la courbure (Figure 2-11). Pour  $Le<1$ , les réactifs diffusent plus rapidement que l'énergie thermique et l'effet final est un accroissement de la température locale en A et une décroissance en B et donc une augmentation de la vitesse locale de combustion en A et une diminution en B. Les effets totalement opposés se produisent pour un  $Le>1$ . Ainsi pour  $Le<1$ , les flammes sont plus instables et peuvent présenter une surface plus plissée que pour les flammes à  $Le>1$ , et cela même sans présence d'écoulement turbulent.

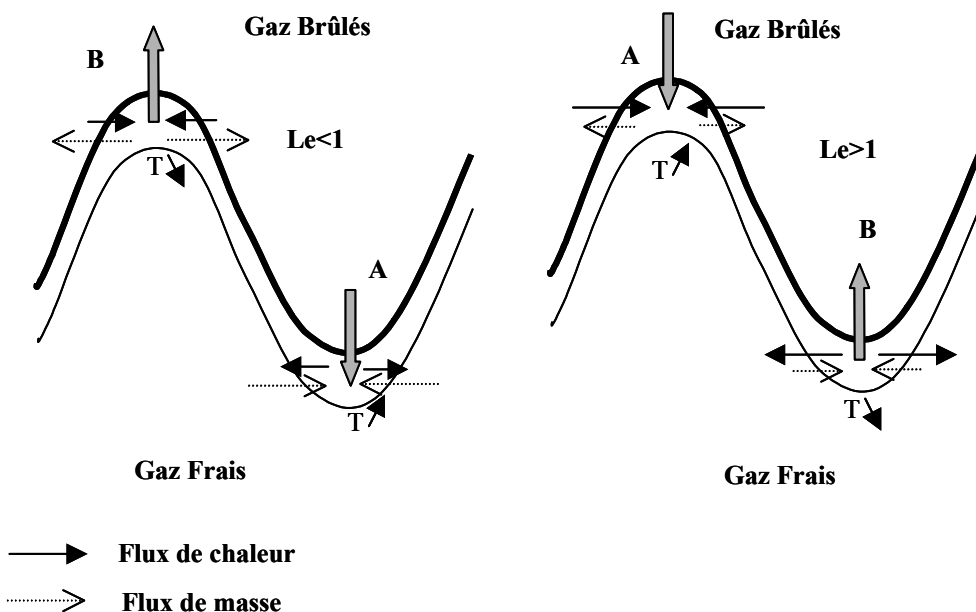


Figure 2-11 Effet stabilisant ou déstabilisant du nombre de Lewis

Dans le cas des flammes turbulentes, le transport turbulent domine le transport moléculaire. Ces deux processus sont très différents mais les processus moléculaires jouent tout de même un rôle. [Clavin 1985], [Williams 1985] en utilisant la théorie asymptotique avec un écoulement turbulent caractérisé par des grandes échelles et des faibles intensités, ont observé des tendances qui sont compatibles avec la théorie de flamme laminaire à savoir : un  $Le < 1$  ( $Le > 1$ ) correspond à une propagation instable (stable) résultant en une plus grande (petite) surface de flamme et une plus forte (faible) vitesse de flamme turbulente. D'autres études ont montré qu'en plus de la modification de l'aire de la surface de flamme totale, les effets thermo-diffusif modifient aussi la structure de flamme turbulente. Parmi les modifications de la flamme sous l'influence du Lewis nous allons en citer quelques-unes :

- Le taux de consommation moyen des réactifs moyenné le long de la surface de flamme croît pour  $Le < 1$  et décroît pour  $Le > 1$ .

- Pour un  $Le < 1$  les flammes turbulentes sont plus instables et plus fortement courbées les flammes où le  $Le > 1$ . [Rutland 1993].

- Par ailleurs pour un  $Le < 1$  un étirement croissant, augmente le taux de réaction de la combustion, le phénomène inverse apparaît pour une  $Le > 1$ .

Tous les phénomènes décrits précédemment ont été étudiés dans des mélanges homogènes. Une bonne compréhension de ces phénomènes permet de mieux appréhender les phénomènes plus complexes qui agissent pour la propagation d'une flamme turbulente dans un gradient de richesse. Deux paramètres décrits précédemment vont jouer un rôle important, le nombre de Lewis et la richesse qui vont varier localement pouvant conduire à accentuer les instabilités auxquelles la flamme sera soumise. Nous allons maintenant décrire les caractéristiques de ce type de flamme. Les analyses seront beaucoup moins détaillées car il existe peu d'études théoriques sur ce sujet. Néanmoins les descriptions fournies dans la première partie peuvent aider à la compréhension des phénomènes mis en jeu.

## **2.7 Flammes de prémélange stratifié :**

En mélange homogène, nous venons de voir que la richesse du mélange étudié ainsi que le nombre de Lewis peuvent modifier localement le comportement de la flamme notamment en raison de la variation de la vitesse de flamme en fonction de la richesse et de la création d'instabilités thermodiffusives. Par conséquent, les flammes se propageant dans un milieu stratifié possèdent des caractéristiques identiques aux flammes en homogène mais avec des interactions supplémentaires. La vitesse de flamme laminaire et la richesse d'une flamme prémélangée sont des quantités bien définies dans les systèmes homogènes stables mais elles sont beaucoup plus difficile à définir dans les système stratifiés. Lorsqu'une flamme traverse une région où le gradient de richesse n'est pas nulle, il est difficile d'utiliser les approches homogènes pour définir la vitesse de flamme. Dans de nombreux dispositifs, la combustion ne s'effectue pas dans des écoulements de richesse uniforme et les flammes de prémélange rencontrent des gradients de richesse : moteur à charge stratifiée, turbine à gaz en prémélange pauvre... Dans le cas particulier du moteur à charge stratifié, des grandes échelles spatiales de stratification mais aussi des petites échelles dues à la vaporisation incomplète du fuel existent. Les fluctuations à petites échelles de la richesse sont dues à un temps insuffisant de vaporisation du fuel liquide avec pour résultat la persistance de poches riches et pauvres dans lesquelles la flamme va se propager. Les non-inhomogénéités à grandes échelles peuvent conduire à une augmentation des variations cycliques de combustion. De plus, les effets à grandes échelles sont souvent pris en compte dans les modèles de combustion en régime partiellement prémélangé tandis que les effets à petites échelles sont souvent négligés. Actuellement, il existe peu d'études en mélange inhomogène, de nouvelles études doivent donc être réalisées afin de mieux comprendre les mécanismes mis en place dans ce type de mélange, à la fois du point vu numérique et expérimental. Ces deux approches permettent de confronter directement les modèles aux expériences.

### **2.7.1 Nature des gradients de richesse :**

Afin de comprendre les phénomènes intervenant dans la propagation de flamme de prémélange dans une stratification de richesse, divers études ont été mises en place. Les éléments importants à prendre en considération sont la répartition de mélange de la richesse dans le milieu stratifié, l'échelle de cette répartition et enfin l'interaction simultanée entre le champ aérodynamique et le champ scalaire. Nous allons voir les différentes études mises en place afin de prendre en compte ces phénomènes.

En ce qui concerne la nature de la répartition du mélange, dans la plupart des études, des gradients de concentration décroissants ont été étudiés afin de se rapprocher de la répartition à grande échelle présente dans les moteurs à charge stratifiée où la propagation de la flamme s'effectue des richesses les plus riches autour du point d'allumage vers un mélange pauvre dans le reste de la chambre de combustion. De nombreuses études se sont donc orientées vers ce type de configuration même si certaines, pour mieux appréhender les processus mis en jeu, ont utilisée des répartitions de mélange différentes.

Afin de comprendre les processus élémentaires mis en jeu dans les propagations de flammes en mélange stratifié des études fondamentales dans des écoulements laminaires ont été réalisées. Différentes distributions de richesse à grande échelle autour du point d'allumage ont



été testées avec des gradients croissants ou décroissants. Nous pouvons en citer quelques-unes :

-Gradients décroissants de la stœchiométrie à un mélange pauvre [Ra 1999] [Pires da Cruz 2000] ou d'un mélange riche à la stœchiométrie.

-Gradient croissant de la stœchiométrie à un mélange riche [Pires da Cruz 2000].

-Gradients successifs croissants puis décroissants permettant d'alterner poches riches et pauvres, de la stœchiométrie à riche puis pauvre puis à nouveau à la stœchiométrie [Pires da Cruz 2000].

Dans ces configurations simplifiées, la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu a été facilitée. De plus d'autres paramètres ont pu être étudiés comme par exemple la répartition spatiale de mélange et notamment l'effet de la largeur de la zone riche autour du point d'allumage par rapport à la zone pauvre [Ra 1999], l'orientation de la stratification par rapport à la propagation de flamme parallèle ou normale [Moriyoshi 1996], les variations de richesse entre la zone riche et la zone pauvre [Ra 1999] [Pires da Cruz 2000], la position du point d'allumage dans le gradient de richesse ou enfin l'effet de la richesse totale.

Ces études à grandes échelles en écoulements laminaires [Ra 1999] [Pires da Cruz 2000] ou très faiblement turbulents [Moriyoshi 1996] ont permis dans un premier temps de mieux comprendre les mécanismes mis en place dans la propagation de flammes en mélange stratifié et de pouvoir mieux appréhender les mécanismes intervenant aux grandes échelles dans des écoulements plus complexes. Là encore, de nombreuses études dans différentes configurations se sont attachées à analyser l'influence de la stratification à grande échelle et de l'influence de la répartition de mélange dans des écoulements turbulents. Ainsi, par exemple, [Fujimoto 1995], dans une chambre de combustion à volume constant d'une configuration proche d'un moteur à injection directe, a réalisé deux stratifications de chambre une charge avec un mélange riche autour du point d'allumage, le reste de la chambre étant globalement pauvre, et inversement. Le même genre d'études expérimentales a été réalisé par [Zhou 1998] ou encore [Plackmann 1998] dont la configuration se rapproche de notre dispositif expérimental avec des gradients de richesse décroissants. Du point de vue numérique, là encore, les effets de distribution de mélange à grandes échelles ont été étudiés, par DNS [Jiménez 2002] [Hélié 1998] ou par l'utilisation de modèles [Marzouk 2000]. La pertinence de certains modèles et en particulier du modèle de flamelette a pu être analysée par Jiménez.

De manière générale afin de pouvoir quantifier les modifications apportées par la stratification une comparaison systématique des résultats obtenus avec ceux fournis par la propagation de la flamme dans un mélange homogène à richesse équivalente en mélange homogène a été réalisée. C'est grâce à ces comparaisons que la pertinence de l'utilisation d'une stratification peut être mise en relief et que les modifications apportées par la présence du gradient de richesse peuvent être comprises.

Ces études à grandes échelles même si elles apportent des informations importantes, ne permettent pas de comprendre tous les phénomènes mis en jeu dans les moteurs à charge stratifiée. En effet, en plus des hétérogénéités à grandes échelles, des fluctuations de mélange à petites échelles apparaissent. Jiménez grâce à une simulation en DNS a déjà effectué un début d'analyse de l'influence des petites échelles mais les études les plus significatives ont été réalisées par [Cho 1993] et [Zhou 1998-1997]. Ainsi, Cho a fait varier le degré d'hétérogénéité du mélange à richesse globale constante et unitaire et évaluer les modifications apportées sur la propagation de la flamme. En général ces dernières études se déroulent dans des écoulements turbulents car il est difficile de dissocier fluctuations de richesse et de vitesse. L'influence de la turbulence est donc le dernier paramètre à prendre en considération pour analyser comment il interagit et rentre en compétition avec les effets de stratification sur la propagation de la flamme. Quelques observations ont pu être réalisées

[Hélié 2000] mais les mécanismes mis en jeu sont loin d'être compris et de nombreuses questions restent ouvertes.

Toutes ces études ont permis d'améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu dans la propagation de la flamme en mélange stratifié. Dans un premier temps, afin de comprendre les processus élémentaires mis en jeu, nous allons nous intéresser à l'étude d'une flamme plane laminaire soumise à un gradient de richesse. Cette première analyse va nous fournir des éléments importants de compréhension permettant de mieux appréhender les analyses pour des cas de figure plus complexes.

### 2.7.2 Etude de stratifications simples pour une flamme plane laminaire :

L'étude de la flamme plane laminaire se propageant dans un gradient de richesse est une étape importante à la compréhension des phénomènes agissant dans des configurations plus complexes. Deux types de propagation de la flamme par rapport au gradient de richesse sont à prendre en compte dans cette analyse. En effet les mécanismes physiques mis en jeu auront des conséquences différentes selon que la flamme se propage de manière transverse ou normale par rapport au gradient de richesse. Les Figure 2-12 et Figure 2-13 illustrent ces deux configurations. Dans la configuration parallèle, l'ensemble de la flamme subit d'abord l'influence du mélange riche puis ensuite celle du mélange pauvre alors que dans la configuration normale, le front de flamme subit simultanément l'influence de la zone riche et pauvre selon sa position par rapport à la strate.

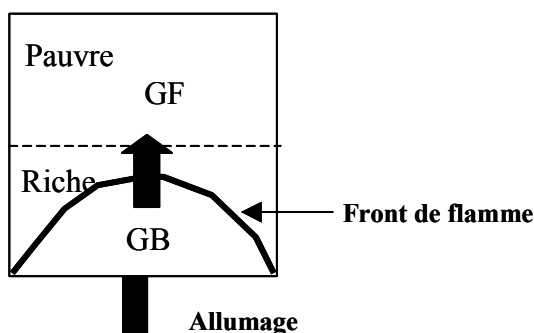


Figure 2-12 Propagation parallèle [Moriyoshi 1996].

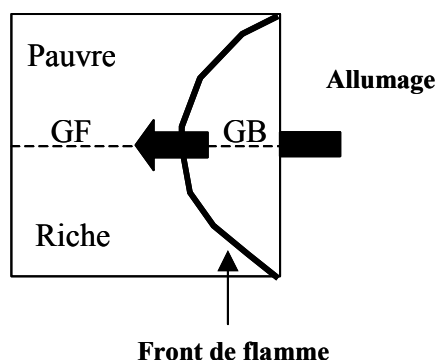


Figure 2-13 Propagation normale [Moriyoshi 1996].

Nous allons maintenant mettre en relief les processus physiques intervenant dans ces deux configurations et en expliquer les conséquences.

#### 2.7.2.1 Propagation parallèle :

Notre analyse de flamme plane laminaire en propagation parallèle va s'appuyer essentiellement sur les études effectuées par Ra et Pires da Cruz. Nous analyserons essentiellement les processus mis en jeu dans le cas d'un gradient de richesse décroissant avec un allumage dans une zone riche et une flamme se propageant d'un mélange riche vers un mélange pauvre et globalement pauvre dans un écoulement laminaire. Ce cas d'étude est un

cas très simplifié de stratification, mais il permet néanmoins de comprendre quelques processus élémentaires. Ensuite des éléments supplémentaires pour d'autres configurations seront donnés mais l'essentiel de notre analyse s'effectuera pour des gradients décroissants.

Un des éléments clés à la compréhension de ces phénomènes est la présence d'un effet mémoire dont nous allons expliquer le principe et ses conséquences. Lors de la propagation d'une flamme d'un mélange riche vers un mélange pauvre, des gradients spatiaux en température accompagnés de concentrations de radicaux dans le sillage de la flamme apparaissent. Ces gradients agissent comme des réservoirs « de chaleur (et chimique) temporaires » pour les nouveaux réactifs entrants. Ainsi lorsque la flamme quitte la zone riche pour se propager dans la zone pauvre, la température des gaz brûlés ainsi que la concentration de radicaux O et OH [Ra 1999], d'hydrogène atomique et moléculaire [Pires da Cruz 2000] sont importantes. Il existe un transport de chaleur et de radicaux des gaz brûlés à la stœchiométrie vers le mélange pauvre. Une fois dans le côté pauvre, la flamme subit le mélange pauvre mais reste affectée par les gaz brûlés précédents du mélange riche pendant un temps fini de transition qui sera appelé temps de relaxation. La concentration de radicaux et la température diminuent alors durant ce temps de relaxation. Nous allons maintenant analyser les conséquences d'un tel effet.

### **Conséquence :**

#### **Extension des limites d'inflammabilité :**

Une première conséquence de ce phénomène résulte du fait que les gaz brûlés plus chauds de la région riche, soutiennent la propagation de la flamme dans la région plus pauvre alors qu'en mélange homogène la propagation ne serait pas réalisable. Une extension des limites d'inflammabilités apparaît, ceci a pu être observé par Ra. La limite de propagation pour un mélange propane/air a pu être étendue pour un allumage à la stœchiométrie à une richesse de 0.5.

La quantité de mélange riche allumée est aussi un paramètre qui affecte l'extension de la combustion dans la région pauvre. Une quantité de mélange riche plus grande fournit une quantité de gaz brûlés plus importante, et la température de gaz brûlés peut ainsi être soutenue sur une plus grande période lorsque la flamme se propage dans le mélange pauvre. La période de support de flamme sera donc plus grande.

#### **Augmentation de la vitesse de flamme :**

L'autre conséquence est que cette flamme transitoire est plus rapide que la flamme homogène équivalente pour la plupart des valeurs de richesse. Une augmentation de la vitesse de flamme pour une flamme méthane /air se propageant de la stœchiométrie vers le pauvre par rapport à la propagation de flamme homogène a pu être observée par Ra. Ceci a été relié aux effets de moments chimiques induits par la forte température de la combustion stœchiométrique à partir de laquelle la flamme a été initiée. Les gaz brûlés ont une température plus forte dans le cas stratifié par rapport au cas homogène. La plus grande quantité de chaleur conduite vers les gaz frais résulte d'une décomposition du fuel plus rapide et d'un accroissement de la formation d'hydrogène atomique et moléculaire. Ces deux espèces restent dans les gaz brûlés du fait de la présence de moins d'oxygène. Les plus fortes concentrations d'hydrogène atomique et moléculaire dans les gaz brûlés contribuent alors à cet accroissement de la vitesse de flamme à cause de la forte réactivité et diffusivité de ces espèces. Ceci est illustré sur la Figure 2-14 à partir des analyses de Pires da Cruz. En nous déplaçant sur la courbe dans le sens de richesse

décroissante, nous pouvons voir que la vitesse de flamme reste supérieure à la vitesse de flamme du mélange homogène de richesse équivalente durant le temps de relaxation.

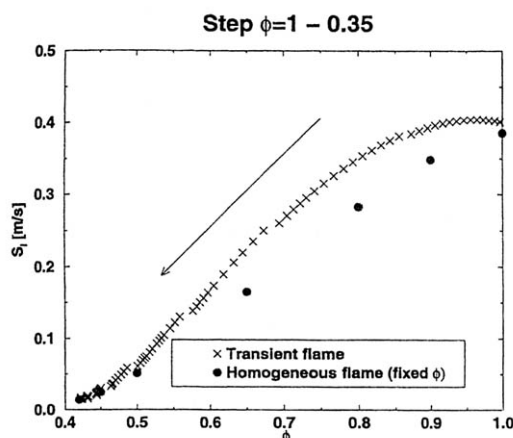


Figure 2-14 Comparaison de la vitesse de flamme dans un gradient de richesse et dans un milieu homogène [Pires da Cruz 2000]

### Augmentation de la production de NO :

La dernière conséquence est l'augmentation de la production de NO. En effet, la production de NO est accentuée dans le cas non homogène en mélange pauvre par rapport au cas homogène grâce à la présence simultanée de forte température (région riche) et de concentration d'oxygène (région pauvre). C'est l'augmentation des atomes de O et de la température par mélange/conduction/diffusion hors des limites des régions pauvres/riches qui produisent cette augmentation de production.

### Autres configurations de gradients de richesse :

Dans le cas de gradients de configurations différentes, des résultats différents peuvent être observés. Pour une flamme se propageant de la stœchiométrie vers des conditions riches, la vitesse de flamme diminue par rapport au cas homogène équivalent. En effet, dans les gaz brûlés, la concentration de  $H_2$  est plus forte dans le cas homogène avec une concentration d'oxygène plus faible. Du fait de sa grande diffusivité, l'hydrogène présent dans les gaz brûlés diffuse vers le front de flamme pour être brûlé tant qu'il reste de l'oxygène. Comme l'hydrogène moléculaire possède une très forte vitesse de flamme, sa forte concentration dans le front de flamme aboutit à une flamme homogène plus rapide.

Pour une flamme se propageant d'un mélange riche à la stœchiométrie, la vitesse de flamme est plus rapide dans le mode stratifié malgré sa température de gaz brûlée plus faible. Le maximum de concentrations d'hydrogène moléculaire et atomique est maintenant plus fort dans le mode stratifié.

Le mécanisme principal mis en jeu dans le cas d'une propagation parallèle est l'effet mémoire. Nous allons maintenant analyser les processus mis en jeu dans le cas d'une propagation normale toujours pour une flamme plane laminaire.

### **2.7.2.2 Propagation normale :**

Lorsque le front de flamme se propage normalement à la strate de mélange (Figure 2-13), selon l'endroit où l'on se trouve dans le front de flamme, des richesses différentes vont être rencontrées. Dans l'hypothèse des flamelettes, ceci va induire des différences du taux de réaction local dues aux variations locales de la richesse qui vont produire une déformation du front de flamme qui va se plisser car les portions de flamme se propagent à des vitesses différentes. En effet comme nous l'avons vu précédemment, la vitesse de flamme laminaire est fonction de la richesse. Cet effet produit un accroissement dans la surface globale de flamme comparée aux flammes se propageant dans des réactifs homogènes. L'amplitude de l'accroissement dépend de la distribution spatiale et de la grandeur des inhomogénéités aussi bien que les propriétés de propagation de flamme laminaire. Les différences dans le taux de réaction local accroissent les variations locales de la chaleur dégagée par unité de surface de flamme. Ceci contribue à une augmentation ou une diminution de la chaleur globale dégagée par rapport au cas homogène, selon la distribution spatiale des inhomogénéités de richesse et des propriétés de propagation de flamme.

L'étude de la propagation d'une flamme plane laminaire dans un gradient de richesse, nous a permis de mettre en relief des phénomènes fondamentaux. Nous allons maintenant nous intéresser à des cas plus complexes de stratification dans des écoulements turbulents.

### **2.7.3 Systèmes de stratification complexes :**

L'étude de la flamme plane est une configuration très simple qui nous a permis de comprendre certains phénomènes physiques. Or dans la réalité la plupart des dispositifs sont beaucoup plus complexes car les deux sens de propagation de la flamme par rapport à la strate sont couplés avec des échelles de mélange de toutes tailles. De plus, à ces échelles de gradients de concentrations s'ajoutent en général des phénomènes liés aux écoulements turbulents. Dans une première partie nous verrons quels sont les processus physiques mis en jeu dans la flamme plane laminaire qui subsistent dans des écoulements plus complexes et turbulents. Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons à l'influence de la nature du mélange sur la combustion pour une intensité de turbulence donnée.

#### **2.7.3.1 Comportements identiques à la flamme plane laminaire :**

Dans le cas de flammes turbulentes soumises à un gradient de richesse, certaines caractéristiques décrites précédemment pour les flammes laminaires subsistent.

Tout comme pour la flamme plane laminaire, là encore des limites d'inflammabilités ont pu être repoussées pour un gradient décroissant avec un allumage dans une zone riche (souvent proche de la stœchiométrie) et une propagation vers le mélange pauvre. Ce phénomène a été observé numériquement par [Marzouk 2000] pour une flamme à point d'arrêt et expérimentalement par [Plackmann 1998] et [Fujimoto 1995] dans des chambres de combustion à volume constant. De plus Plackmann a montré le rôle important de la quantité de mélange riche brûlée pour l'amélioration de la propagation dans le mélange pauvre. L'effet mémoire semble donc être conservé même en présence d'un écoulement turbulent. Ceci implique aussi une vitesse de combustion supérieure au cas homogène pour une même intensité de turbulence [Marzouk 2000] [Plackmann 1998] [Fujimoto 1995]. Comme pour la

flamme plane, la combustion semble donc être améliorée par la présence du gradient de richesse.

De même comme pour la flamme plane normale au gradient de richesse, des plissements résultant de la stratification subsistent. Ainsi, Jiménez a pu observer numériquement en DNS, que pour une même intensité de turbulence, les vitesses de propagation locales différentes dues aux inhomogénéités ont déformé le front de flamme qui présente une longueur de flamme plus importante par rapport au cas homogène. Par ailleurs, [Hélie 1998] a montré toujours dans un mélange turbulent que le prémélange partiel conduit à de fortes variations à la structure locale de la flamme et en particulier à de fortes variations du taux de masse brûlée par unité de surface de flamme notamment du fait des variations non linéaires du taux de combustion en fonction de la richesse en laminaire. Néanmoins, même si des plissements sur la flamme peuvent aussi être observés, leur taille sera différente selon les échelles de mélange. Ainsi, malgré ces observations, récurrentes, entre la flamme plane laminaire et la flamme turbulente, des différences subsistent et des compléments d'analyse doivent être donnés en prenant en compte des paramètres supplémentaires. En effet la nature du champ scalaire va jouer un rôle prépondérant dans le comportement de la flamme soumise à une stratification. Parmi les éléments résultant de la nature du champ scalaire influençant le comportement de la flamme trois d'entre eux vont être analysés : l'échelle de mélange, le niveau de fluctuations dans le mélange et enfin la richesse totale moyenne.

### 2.7.3.2 Influence de la nature du champ scalaire

Les descriptions faites ici sont réalisées pour une intensité d'échelle de turbulence fixée.

#### Echelles de mélange :

Notre analyse de l'influence de l'échelle de mélange se base sur l'étude de [Jiménez 2002] réalisée en DNS. Pour une richesse moyenne globale constante et pauvre, fixée à 0.6 avec un mélange propane/air, et des fluctuations de mélanges fixes, il a étudié l'effet des échelles de mélange en comparant le comportement d'un mélange à grande échelle à celui d'un mélange à petite échelle.

Tout d'abord, dans les deux cas, un plissement de la flamme subsiste comme nous l'avons dit précédemment, mais la quantité des plissements du front de flamme produits par les inhomogénéités dépend de leur taille. Ainsi, les poches inhomogènes de tailles supérieures à la taille caractéristique de la flamme, l'épaisseur  $\delta_L$  déforment le front de flamme alors que des poches de plus petites tailles que  $\delta_L$  ne produiront pas de déformations sensibles. En effet, la diffusion moléculaire et le mélange turbulent agissant dans les gaz frais tendent à homogénéiser le mélange de telle sorte que les échelles de mélange devant le front de flamme sont plus petites que celles imposées initialement. Ainsi dans le cas du mélange à plus petite échelle, le front de flamme est très peu déformé. Ainsi, le mélange à grandes échelles génère une surface de flamme bien supérieure au cas du mélange à petite échelle et homogène. Ceci correspond à une propagation plus rapide près de la partie stœchiométrique ou riche de la flamme. Les surfaces de flamme des mélanges à petites échelles et homogènes sont sensiblement identiques.

En ce qui concerne le dégagement de chaleur total, la chaleur dégagée par la flamme à grande échelle de mélange est plus importante. En effet, les effets de richesse locale sont plus fortes pour les grandes échelles car ils induisent un dégagement de chaleur par unité de surface de flamme plus fort. L'évolution temporelle de la chaleur dégagée lors de la propagation de la flamme montre que la quantité de chaleur dégagée reste toujours plus forte pour le cas à

grande échelle quelque soit le temps de propagation. Les petites échelles rendent le mélange turbulent plus efficace à homogénéiser le mélange et lorsque le front de flamme atteint la région non-homogène, les fluctuations de richesse ont été étouffées. Pour les temps de propagation les plus longs, les petites échelles possèdent un taux de dégagement de chaleur plus petit que le cas homogène, ceci peut être expliqué par des effets d'extinctions locales dans les zones extrêmement pauvres.

Le deuxième paramètre auquel nous allons nous intéresser est le niveau des fluctuations du mélange.

**Niveau de fluctuations de mélange :**

Nous nous appuyerons ici sur les études de [Zhou 1998] et [Cho 1993]. Pour une intensité de turbulence, une richesse globale moyenne et une échelle de mélange fixes, les conséquences de la variation des fluctuations de mélange ont été étudiées pour des mélanges propane/air.

Dans les deux cas, les fluctuations de mélange plissent le front de flamme et le déforment comparativement au cas homogène sphérique. De plus, la quantité des plissements augmente lorsque le degré d'inhomogénéité de mélange augmente [Zhou 1998] [Cho 1993]. Ce degré d'inhomogénéité  $\alpha$  est l'écart-type de la concentration de mélange locale divisé par la concentration moyenne sur le plan de mesure. Ceci est mis en relief sur la Figure 2-15. Sur cette figure, le paramètre  $\alpha$  rend compte du degré d'hétérogénéité du mélange, et  $u'$  donne le niveau de l'intensité de turbulence, les images sont prises au même instant. Pour une richesse et un taux de turbulence fixes, nous pouvons remarquer l'allure générale du front de flamme qui est de plus en plus plissé.

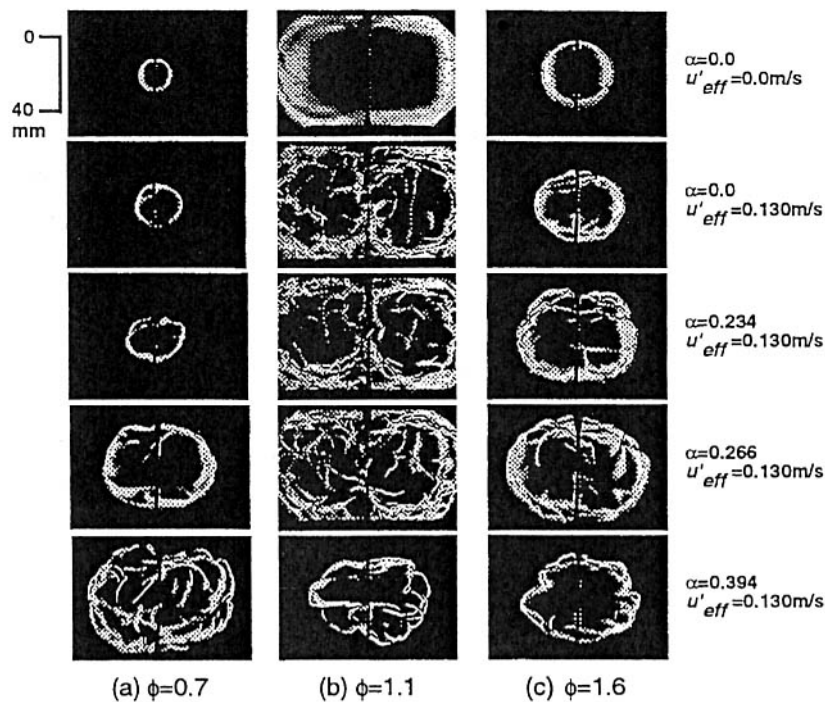


Figure 2-15 Effet du niveau de fluctuation du mélange sur les plissements de flamme.[Zhou 1998]

Les variations cycliques dans la grosseur des noyaux de flamme pour les mélanges inhomogènes sont plus grandes que celles dans le cas du mélange homogène et augmentent avec le degré de fluctuations. L'écart-type de la taille du noyau est une mesure des variations cycliques dans la croissance du noyau de flamme. Durant les premiers instants de développement de la flamme cet écart-type est relativement faible quelque soit le taux de

fluctuations car la taille initiale du noyau de flamme n'est pas affectée par le degré d'inhomogénéité mais par l'énergie de l'allumage qui joue un rôle prédominant. Ensuite, cet écart-type de la taille du noyau croît fortement avec le degré de fluctuations. Par ailleurs, plus le taux de fluctuations est important, plus il existe des ratés d'allumage. Les non-inhomogénéités sont donc un facteur majeur pour contribuer aux variations cycliques de combustion dans les moteurs à injection directe essence. [Cho 1993]

En ce qui concerne la vitesse de propagation de la flamme, [Zhou 1998] a observé qu'avec une augmentation du degré d'hétérogénéité à partir du mélange homogène, la vitesse de propagation de flamme devient plus grande au début, atteint un maximum pour une distribution de mélange hétérogène donnée, et ensuite décroît. Ainsi, une distribution de mélange optimale pour la vitesse de propagation de flamme existe à un certain degré d'hétérogénéité de la distribution de mélange. Ceci apparaît quelle que soit la richesse moyenne. En effet la forte différence locale de la vitesse de combustion induite par les variations de mélange induit une forte turbulence qui perturbe le front de flamme et la vitesse de propagation totale de la flamme devient plus forte que dans le cas homogène. Mais lorsque le degré d'hétérogénéité est trop fort, des zones avec des concentrations hors des limites d'inflammabilité apparaissent dans le mélange et réduisent la vitesse de propagation de la flamme.

Par ailleurs le point maximum d'hétérogénéité locale de propagation de la flamme varie selon la richesse moyenne. Nous allons maintenant discuter de ce phénomène.

**Richesse moyenne :**

Pour un mélange homogène, la vitesse de propagation de flamme est maximale à 1.1 pour le propane [Zhou 1998]. Lorsque la distribution de mélange devient hétérogène, le maximum de la vitesse de propagation existe encore mais pour une richesse différente qui varie avec les degrés de mélange, ceci apparaît sur la Figure 2-16. De plus sur cette figure, nous pouvons voir que les courbes s'aplatissent lorsque le degré d'hétérogénéité augmente ce qui indique que la dépendance de la vitesse de propagation de flamme avec la richesse moyenne devient plus faible avec une conséquence sur les limites d'inflammabilités qui deviennent plus grandes que celles du cas homogène.

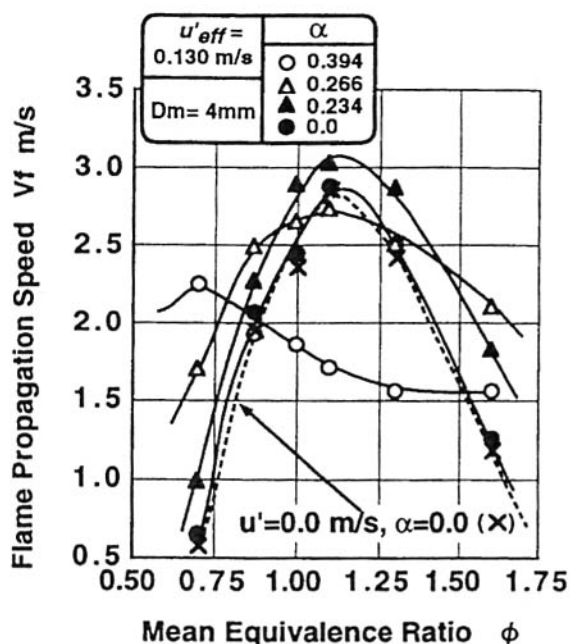


Figure 2-16 Influence de la richesse moyenne sur la vitesse de propagation de flamme. [Zhou 1998]



A l'issue de l'analyse des deux derniers paramètres nous pouvons déjà dire qu'il existe un niveau optimal d'inhomogénéité qui donne le maximum de taux de chaleur dégagé pour une quantité donnée de fuel et d'oxydant et ceci pour chaque richesse moyenne. [Zhou 1998]. De plus, pour un taux d'inhomogénéité donnée, la variation de la richesse totale donne elle aussi un niveau optimal de dégagement de chaleur. Ceci apparaît sur la Figure 2-17. Il semble donc exister pour un niveau de turbulence fixe, une combinaison optimale entre distribution de mélange et richesse totale permettant d'obtenir une plus grande efficacité en terme de propagation. Ceci a pu aussi être observé par [Samson 2002] dans le cadre des études menées dans l'ARC.

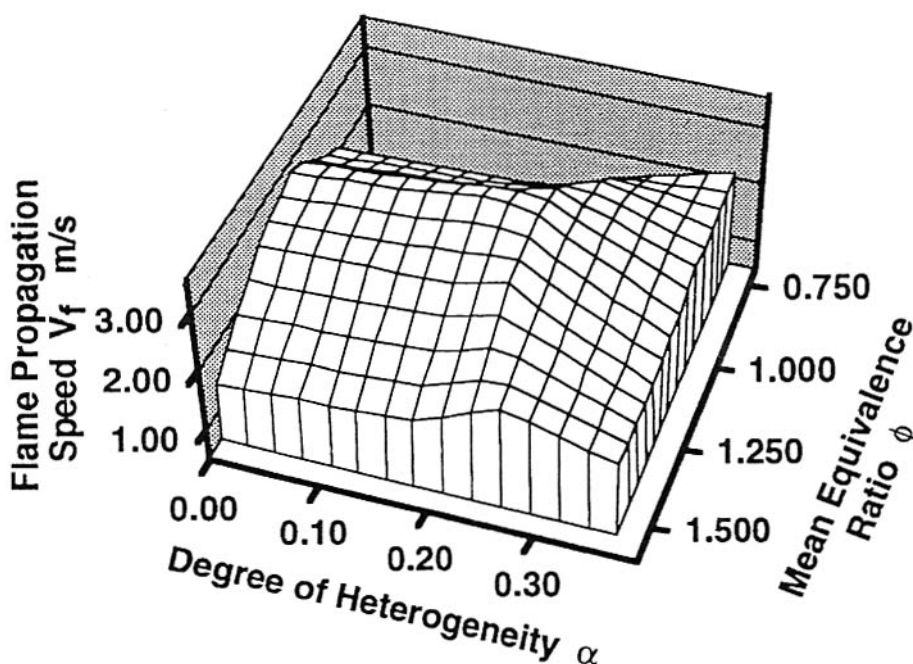


Figure 2-17 Variation de la vitesse de propagation de flamme avec le degré d'hétérogénéité et la richesse moyenne [Zhou 1998].

Ces premières observations sur l'influence de la nature du champ scalaire, nous ont déjà fourni beaucoup d'informations. Néanmoins, la dernière variable à prendre en compte est l'influence conjointe du champ turbulent.

### 2.7.3.3 Interaction avec la turbulence :

L'effet supplémentaire ajouté par la présence d'un champ turbulent est difficile à estimer, nous pouvons néanmoins donner quelques observations.

[Hélié1998] a montré que pour une turbulence isotrope caractérisée par des intensités et des échelles de longueur de turbulence relativement grandes par rapport à la vitesse et à l'épaisseur d'une flamme laminaire stœchiométrique et un champ scalaire initial caractérisé par des fluctuations modérées autour de la stœchiométrie, que le plissement de flamme est réalisé par le mélange turbulent. La flamme va ensuite selon les richesses rencontrées dégager plus ou moins de chaleur. Dans ce cas, les fluctuations turbulentes ont eu suffisamment d'énergie pour vaincre la contribution du prémélange partiel à l'étirement de la flamme et à la

production de surface de flamme. Le plissement est alors insensible au degré de prémélange partiel. Le prémélange partiel a dans ce cas, eu une contribution négligeable à l'étirement de la flamme et à la production de surface de flamme. L'influence du prémélange partiel est négligeable du fait de la forte influence des fluctuations de vitesse.

Ces observations sont différentes de celles de [Zhou 1998] qui a observé que les deux paramètres, intensité de turbulence et hétérogénéité de mélange contribuent au plissement de la flamme. En effet, le taux de plissement de la flamme augmente avec le taux de turbulence et l'hétérogénéité de mélange. Les deux phénomènes ont donc une influence sur la structure de la flamme et la turbulence dans un mélange hétérogène a un effet plus fort sur le front de flamme que dans un mélange homogène.

De plus Zhou a montré que la turbulence interagit avec la distribution du mélange hétérogène ce qui produit un comportement de flamme différent. En effet, une corrélation linéaire entre la vitesse de flamme turbulente normalisée par la vitesse de flamme laminaire à la richesse équivalente et l'intensité de turbulence existe en mélange homogène. Il a pu montrer que pour différents degrés d'hétérogénéités, cette corrélation est toujours présente mais que la pente varie selon le degré d'hétérogénéité du mélange. La linéarité indique que la turbulence améliore l'effet sur la vitesse de propagation de la flamme même dans un mélange hétérogène et les variations de pente que la turbulence interagit avec la distribution hétérogène de mélange avec comme conséquence un changement dans le comportement de la flamme.

Par ailleurs, même dans un milieu hétérogène, la turbulence accroît la vitesse de propagation de flamme.

Les effets conjoints de la turbulence et du mélange hétérogène sont difficiles à expliquer. De nombreuses différences dans les observations existent. Des études complémentaires doivent donc être réalisées afin de clarifier les processus mis en jeu.

### **2.7.3.4 Conclusion sur la flamme stratifiée :**

Au cours de notre analyse, nous avons commencé l'étude de la flamme plane laminaire se propageant normalement ou parallèlement au gradient de richesse. Certains mécanismes fondamentaux de la propagation de la flamme stratifiée ont ainsi pu être mis en évidence. Dans le cas d'une propagation de flamme parallèle au gradient de richesse dans un gradient de richesse décroissant, un effet mémoire de la flamme a été mis en évidence. Cet effet permet à la flamme de se propager dans des limites pauvres et permet d'augmenter la vitesse de combustion. Le deuxième effet mis en évidence dans le cas d'une propagation normalement au front de flamme est un plissement du front résultant des différences de richesse présentes devant le front de flamme et engendrant des différences de vitesses selon la position sur le front.

Nous avons ensuite recensé les observations faites sur des dispositifs plus complexes. Globalement les effets présents dans la flamme plane laminaire le sont aussi pour une flamme se propageant dans des écoulements plus complexes. Néanmoins d'autres effets sont aussi présents. L'influence du mélange a été analysée à travers trois variables, les échelles de mélange, le niveau de fluctuations et la richesse moyenne globale. Un résumé des différents effets peut être fait :

-Le taux global de dégagement de chaleur est plus important pour les grandes échelles de mélange.

-Le front de flamme devient de plus en plus plissé lorsque le degré d'inhomogénéité augmente. De plus les grandes échelles de mélange favorise le plissement du front comparé aux petites échelles.

- Les variations cycliques sont accentuées lorsque le degré d'hétérogénéité augmente.
- Une distribution de mélange optimale existe pour la vitesse de propagation de flamme parmi les différentes distributions de mélange. Ce phénomène existe pour n'importe quelle richesse moyenne du mélange pauvre à riche.
- La vitesse de propagation de flamme, comme pour un mélange homogène, dépend de la richesse moyenne même dans un mélange hétérogène. La vitesse possède un maximum pour une certaine richesse. Mais, lorsque le mélange devient hétérogène, cette dépendance devient plus faible et la valeur de la richesse au maximum de la propagation varie avec la distribution hétérogène de mélange. Elle diminue lorsque le degré d'hétérogénéité augmente.

Le dernier paramètre résulte de la présence simultanément du gradient de richesse et d'un champ de vitesse turbulent. Les analyses sont difficiles car différentes observations ont pu être faites notamment en ce qui concerne le plissement de la flamme.

-Pour certains auteurs [Hélié 2000], la turbulence annihile complètement l'effet de plissement de la flamme résultant du gradient de concentration et impose son propre plissement. En revanche pour d'autres, l'effet du plissement induit par les gradients de richesse est accentué par la turbulence.

-Comme pour les mélanges homogènes, la turbulence améliore la vitesse de propagation de flamme. Une forte corrélation existe entre la vitesse de propagation de flamme et l'intensité de turbulence même dans un milieu hétérogène et cette corrélation change avec le mélange hétérogène.

La turbulence interagit avec les fluctuations du mélange ce qui conduit la flamme à un comportement différent des cas homogènes.

Les différences d'observations montrent bien la difficulté à comprendre les mécanismes mis en jeu. Il existe un couplage entre les différents paramètres et le rôle des différentes échelles de turbulence ou de mélange va être important. Cette influence des échelles peut sans doute expliquer les différences observées entre [Galizzi 2003] et [Samson 2002] dans des études faites dans le cadre de cette ARC. En effet, le premier a pu observer que la stratification accentue le plissement du front contrairement au deuxième pour qui les hétérogénéités riches semblent atténuer les plissements liés à la turbulence.

## 2.8 Conclusion :

Lors de cette analyse bibliographique, nous avons voulu donner tous les détails relatifs à la propagation d'une flamme dans un mélange turbulent stratifié en faisant l'hypothèse de l'application du régime de flammelette. Dans ce régime, la flamme est considérée comme une flamme plane laminaire de faible épaisseur subissant les contraintes extérieures de l'écoulement ou du mélange aboutissant à une modification du front de flamme. Ainsi dans un premier temps les caractéristiques de la flamme laminaire et les instabilités agissant sur elles ont été décrites. Dans une deuxième partie nous nous sommes intéressés aux flammes turbulentes en milieu homogène et nous avons analysé comment le front de flamme laminaire va être déformé sous l'influence de la turbulence. Enfin l'analyse de la flamme turbulente en milieu stratifié nous a permis de mettre en relief certains mécanismes comme l'effet mémoire propre à la propagation de la flamme dans de tels milieux. Cependant le faible nombre et la disparité des études présentes dans la littérature nous ont montré que les mécanismes mis en jeu ne sont pas encore tous bien compris et que des études complémentaires doivent être poursuivies. Ces nouvelles études doivent pouvoir prendre en compte des nouveaux éléments qu'il va être indispensable de pouvoir mesurer et en particulier la mesure simultanée du champ scalaire et du champ de vitesse. Ces variables devront de plus pouvoir être reliées aux propriétés topologiques de la flamme (courbure, étirement...) qui pourront fournir des

renseignements quand aux propriétés d'une flamme stratifiée. C'est dans ce but que nous avons mis l'accent dans une grande partie du travail de thèse au développement d'une mesure simultanée de vitesse et de richesse à froid et en combustion afin d'accéder simultanément à toutes ces variables. Les méthodes de mesure de vitesse sont déjà fortement développées, mais la réalisation d'une mesure de richesse locale précise est encore difficilement réalisable. Nous allons donc voir dans le chapitre suivant quel type de mesure nous avons mis en place afin d'améliorer notre compréhension des processus physiques mis en jeu dans la propagation de flamme dans un milieu turbulent à richesse variable.

## **3 Diagnostics optiques de mesure de vitesse et de richesse**

Nous venons de voir qu'il est indispensable de comprendre comment la vitesse et la richesse influencent localement la propagation de la flamme dans des milieux turbulents possédant des gradients de concentration. La nécessité de connaître localement et simultanément ces deux variables apparaît donc. Le développement de diagnostics optiques utilisant des lasers, facilite fortement l'étude de ces variables. En effet, afin de bien comprendre les phénomènes intervenant, les méthodes de mesures choisies doivent être non intrusives afin de ne pas perturber la propagation de la flamme et permettre des mesures à deux dimensions. Ainsi au cours de cette étude, afin de mesurer simultanément la vitesse et la richesse du mélange en phase de combustion, nous avons choisi deux techniques de mesures assez répandues et adaptées à notre configuration expérimentale. Les composantes de la vitesse dans un plan seront obtenues grâce à la PIV (Particule Image Velocimetry), alors que la mesure de concentration se fera par Fluorescence Induite par Laser (LIF). Cependant au vu des paramètres thermodynamiques présents dans la chambre de combustion des adaptations sont nécessaires. De plus par l'utilisation de la LIF, seule la répartition de concentration du carburant est connue et non la mesure directe de la richesse, un diagnostic dérivé de la LIF, la FARLIF (Fuel Air Ratio Laser Induced Fluorescence) [Reboux 1995], va donc être utilisé. Ce moyen de mesure, ayant été jusqu'à présent développé et utilisé préférentiellement dans des moteurs à combustion interne, son utilisation a nécessité quelques ajustements propre à notre expérience.

Ces deux techniques de mesures non-intrusives (PIV-LIF/FARLIF) sont déjà fortement utilisées individuellement dans ce type de configuration et offrent l'avantage de fournir des cartographies 2D instantanées de la vitesse et de la concentration. Elles seront ici utilisées de façon simultanée afin de comprendre comment localement la vitesse et la richesse influencent la propagation du front de flamme. Dans un premier temps, nous décrirons rapidement la PIV, méthode déjà utilisée avec succès dans notre dispositif [Lecordier 1997] et qui n'a pas demandé d'importantes adaptations en dehors du couplage avec la FARLIF. En revanche nous donnerons plus de détails sur la mesure de richesse. Nous recenserons tout d'abord les différents systèmes permettant d'accéder à la mesure de richesse puis nous verrons ensuite pourquoi la FARLIF technique dérivée de la LIF est la technique la mieux adaptée à notre situation expérimentale.

### **3.1 Mesure de vitesses PIV, principe général**

Le principe de base de la PIV consiste à remplacer la mesure directe de la vitesse d'un écoulement par celle de petites particules transportées par l'écoulement. Pour cela, l'écoulement à étudier estensemencé par des particules suffisamment fines pour que l'on puisse identifier localement leurs vitesses à celle de l'écoulement. Une nappe laser (ex : laser Nd :YAG à 532nm) illumine l'écoulement à deux instants successifs. Une caméra double-image collecte deux images du champ de particules éclairées (Figure 3-1). Ainsi, les particules présentes sur les images s'étant déplacées entre les deux instants d'enregistrement, la vitesse locale des particules peut être déterminée numériquement. Pour cela un algorithme d'intercorrélacion est appliqué successivement sur plusieurs parties de l'image découpée en

mailles de calcul (Figure 3-2, Figure 3-3). La fonction d'intercorrélation présente un maximum dont la position par rapport au centre de la maille de calcul donne la direction, le sens et la valeur du déplacement le plus probable dans celle-ci (Figure 3-4). Connaissant le temps entre les deux images et le grandissement optique du système d'acquisition, la vitesse des particules dans toutes les zones d'analyse peut ainsi être déduite. On obtient ainsi le champ de vitesse dans toute la zone d'étude. Pour ces techniques de mesure de vitesse, il existe de nombreux raffinements et en particulier sur les méthodes d'analyse d'images (sub-pixel, déformation d'images, traitement itératif) [Lecordier 2003]. L'algorithme utilisé pour notre étude sera décrit dans le chapitre 5. Il permet de mesurer des vitesses le bord de la zone de gaz brûlés de la flamme en expansion.

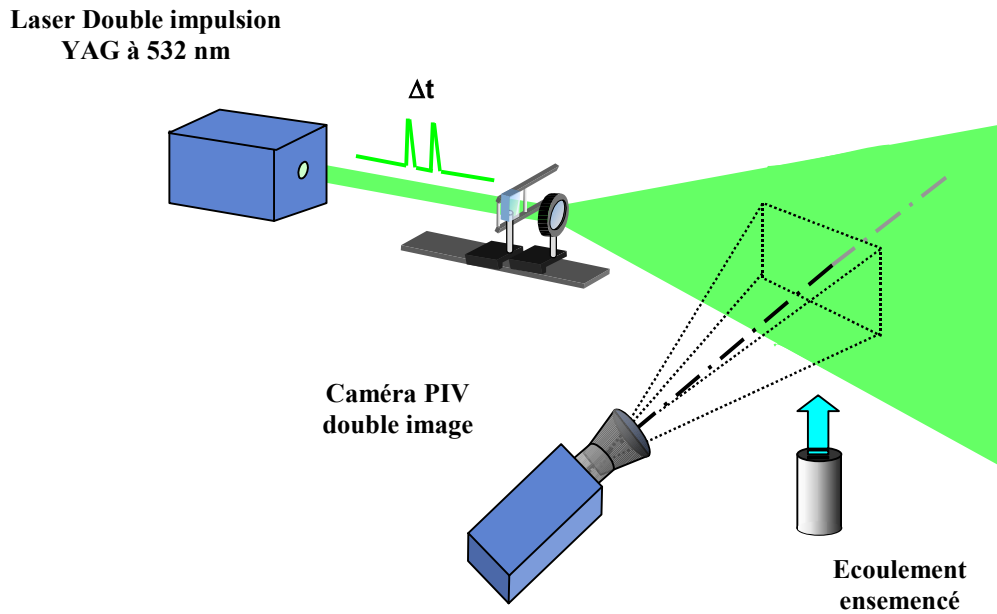


Figure 3-1 Principe du montage de PIV

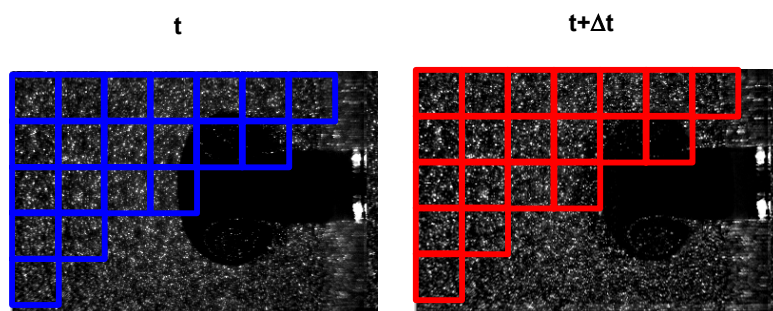


Figure 3-2 Principe du découpage des images en mailles élémentaires

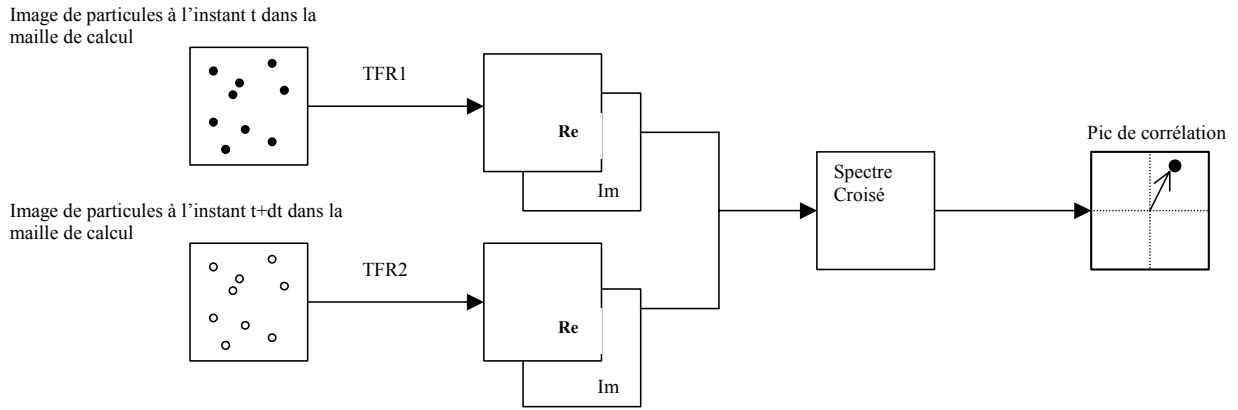


Figure 3-3 Algorithme d'intercorrélation par TF numérique

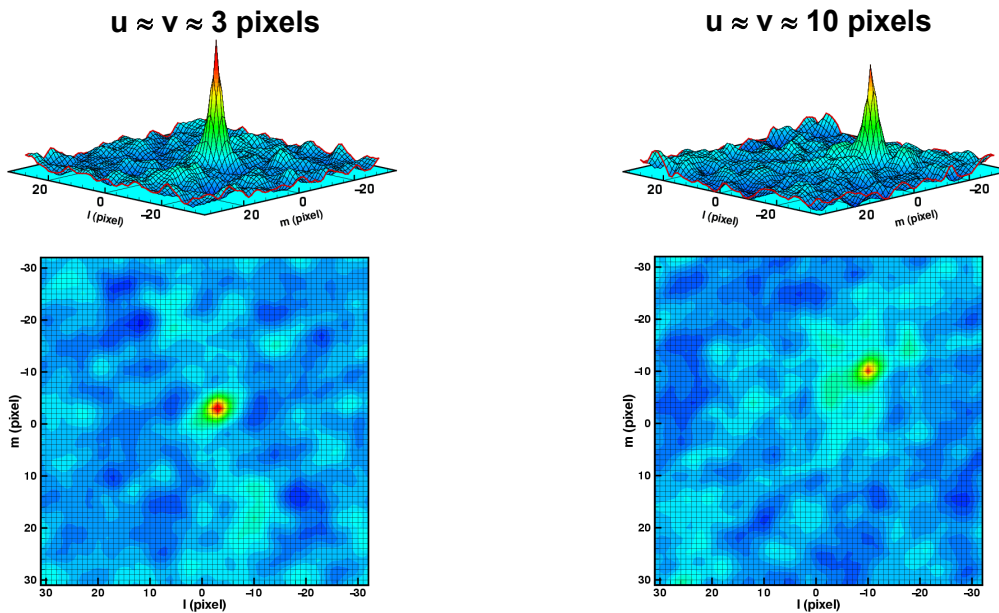


Figure 3-4 Exemple de pics d'intercorrélation (déplacements 3 et 10 pixels).

### 3.2 Introduction sur les méthodes de mesure de richesse et de concentration

Plusieurs méthodes de mesure permettent d'accéder à la mesure de concentrations. Dans le cadre de notre étude elle doit permettre de réaliser des mesures à deux dimensions. Parmi les techniques couramment utilisées, nous citerons la diffusion Rayleigh, la diffusion Raman spontanée et la LIF. Nous ne décrivons que très brièvement les deux premières, des informations complémentaires pourront être trouvées dans la littérature [Zhao 1998] [Cessou 2000]. La diffusion Rayleigh est basée sur un processus d'interaction élastique entre les photons et les molécules. La lumière est diffusée à la même longueur d'onde que la source d'excitation et possède de très faibles niveaux de diffusion. Ainsi, le rayonnement Rayleigh est sujet à de nombreuses interférences, notamment la diffusion de Mie sur d'éventuelles les particules (poussières ou gouttes) présentes dans le milieu ou encore aux réflexions sur des parois. Le signal de diffusion de Mie émis à la même longueur d'onde

que le laser sur ces éléments peut être  $10^{10}$  à  $10^{20}$  fois plus intense que le signal de diffusion Rayleigh, ce qui rend impossible sa détection dans de nombreux cas. Dans notre dispositif, nous voulons pouvoir utiliser de façon simultanée la mesure de concentration et la mesure de vitesse. La mesure de vitesse étant réalisée par diffusion de Mie sur des particules d'huile d'olive (3.1 p 57), nous ne pouvons donc pas utiliser la diffusion Rayleigh. Le second moyen, la diffusion Raman spontanée résulte d'un processus de collision inélastique entre les photons et les molécules. Le signal est émis à une longueur d'onde différente de celle du laser incident. Néanmoins le signal de diffusion Raman est très faible ( $10^{14}$  fois moins intense que l'intensité laser la générant) et conduit souvent à des signaux difficilement détectables. Il est donc difficile avec cette méthode de réaliser des mesures de concentration fiables. La troisième méthode, la fluorescence induite par laser LIF repose sur un processus résonnant et permet d'obtenir un signal beaucoup plus intense que la diffusion Raman spontanée, avec une sensibilité et une détectabilité beaucoup plus grande. C'est pourquoi cette méthode a été choisie dans ce travail. Nous allons maintenant décrire les principes de base de la LIF et expliquer comment elle a été utilisée dans notre dispositif expérimental.

### **3.2.1 Mesures de concentration par LIF avec traceur**

#### **3.2.1.1 Nécessité d'utilisation de traceurs**

La PLIF (planar laser induced fluorescence) est un diagnostic largement répandu que ce soit dans les écoulements réactifs ou non. Elle est très utilisée dans les études de jet froid ou de combustion. En effet elle permet d'effectuer des mesures de concentrations locales non-intrusives à deux dimensions. Cette méthode est basée sur l'émission de lumière issue d'un atome ou d'une molécule suite à une excitation laser accordée sur une transition absorbante. Dans la plupart des dispositifs expérimentaux, ce signal est proportionnel aux nombres de molécules excitées et sous certaines conditions à leur concentration locale. Dans le cas d'études en combustion stratifiée, il peut s'avérer intéressant de quantifier le carburant. Dans ce cas l'application de la LIF s'effectue sur une molécule fluorescente traçant le carburant. Cette espèce peut être de différentes natures suivant que l'on utilise la fluorescence naturelle du carburant ou celle d'une molécule dopante le traçant.

L'utilisation du carburant comme élément fluorescent est souvent délicate. En effet la fluorescence peut provenir de plusieurs éléments présents dans le carburant, leur nature et leur quantité peuvent varier suivant la provenance de l'hydrocarbure. Dans ce cas le signal de fluorescence n'est pas toujours reproductible d'une expérience à l'autre et difficilement quantifiable. De plus la nature exacte de ces éléments est difficile à identifier car, par exemple, un carburant comme le gasoil peut contenir de nombreuses molécules fluorescentes [Itoh 1995]. Ainsi dans le cas d'un moteur, il est nécessaire d'utiliser un carburant de substitution ne fluoresçant pas, (ex : l'iso-octane pour l'essence) et d'y d'ajouter une molécule fluorescente connue, appelée traceur. Cela permet de réaliser une visualisation indirecte de la concentration de carburant.

Dans nos conditions expérimentales, le carburant utilisé est le propane à l'état gazeux. Son signal de fluorescence est difficilement exploitable pour une mesure directe de concentration. Nous avons donc opté pour l'ajout d'une molécule fluorescente dans le mélange. Cette molécule est introduite dans des proportions connues par rapport au propane et elle doit posséder des propriétés thermophysiques lui permettant d'être mélangée à un gaz. Le traceur est ainsi identifié au carburant ce qui permet sous certaines conditions de remonter à la concentration locale du propane à partir du signal de fluorescence du traceur.



### 3.2.1.2 Principe général

La molécule fluorescente introduite dans l'écoulement, est excitée par un laser accordé sur une longueur d'onde d'absorption de celle-ci (souvent dans l'UV : 266, 355, 248 nm...). Pour des mesures à 2 dimensions, l'excitation laser est réalisée sur un plan. La molécule excitée émet un rayonnement de fluorescence lors de sa désexcitation. Ce rayonnement est alors collecté sur une caméra intensifiée UV, les molécules couramment introduites émettant le plus souvent dans cette gamme de longueur d'onde. La Figure 3-5 montre l'image brute du signal de fluorescence collecté dans le cas d'une injection. Dans cet exemple plus le signal est intense et rouge plus la concentration en traceur est élevée.

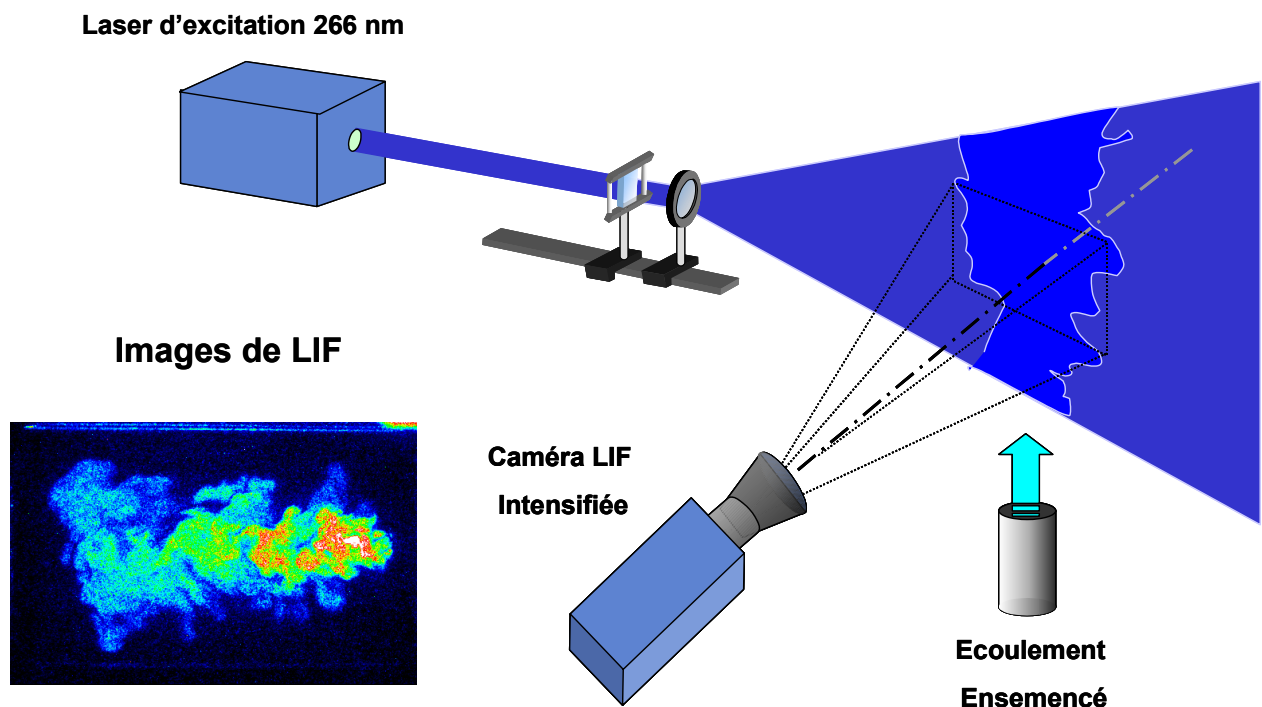


Figure 3-5 Principe de base de la LIF

Nous venons de voir que cette méthode permet de visualiser la concentration du carburant de manière indirecte. Nous allons maintenant décrire plus précisément les principes théoriques sous jacents et les molécules utilisées dans sa mise en œuvre pour permettre en particulier d'effectuer une mesure quantitative de concentration en fuel.

### 3.2.1.3 Principe théorique

La LIF (Laser Induced Fluorescence), est l'émission de lumière issue d'un atome ou d'une molécule suite à une excitation laser. La longueur d'onde du laser doit coïncider avec la longueur d'onde d'absorption de la molécule. La molécule ou l'atome initialement dans un état électronique faible passe dans un état d'énergie électronique supérieur. L'énergie de la molécule se répartit le long de différents niveaux, les transitions impliquées étant régies par certaines règles qui seront décrites ci-après. Lors du processus de désexcitation, des photons vont être émis, ce phénomène est appelé fluorescence.

Le modèle habituellement utilisé pour expliquer ce phénomène est le modèle à deux niveaux. Ce modèle est très simplifié puisqu'il ne tient compte que des transitions entre deux états

énergétiques de la molécule et néglige l'existence des niveaux électroniques, vibrationnels et rotationnels voisins des deux niveaux directement impliqués (Figure 3-6). Ce modèle reste néanmoins intéressant d'un point de vue pédagogique car il permet d'expliquer facilement les différents modes de désexcitation d'un atome ou d'une molécule.

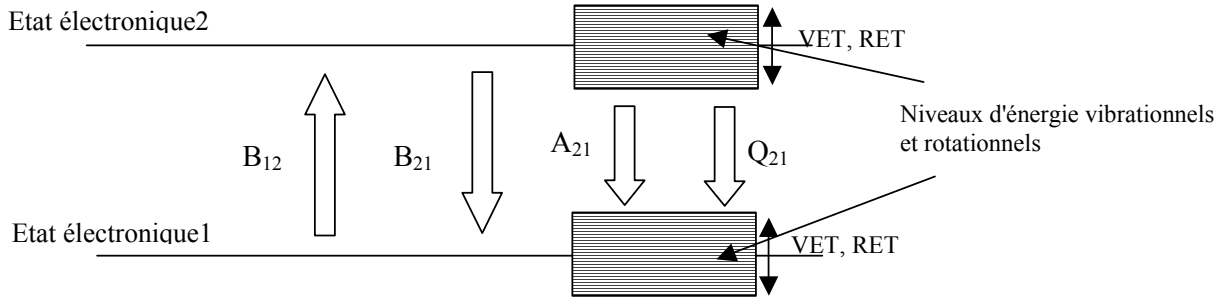


Figure 3-6 Etats d'énergie d'un atome ou d'une molécule.

### 3.2.1.4 Principe du schéma à deux niveaux

Considérons deux états stationnaires 1 et 2 d'un atome ou d'une molécule (Figure 3-7). Typiquement l'état 1 est l'état fondamental dans lequel se trouve l'atome ou la molécule avant l'interaction électromagnétique, les autres états électroniques étant peuplés de façon négligeable à température ambiante. Soumis à une excitation électromagnétique (généralement fournie par un laser) accordée sur une transition absorbante telle que :  $E_2 - E_1 = h\nu_{12}$ , la molécule passe de l'état fondamental 1 à l'état l'excité 2 avec une probabilité  $B_{12}U_\nu$ ,  $U_\nu$  étant la densité spectrique d'énergie du laser.

Ce phénomène est l'**absorption** :



M désigne la molécule dans son état fondamental,  $M^*$  dans son état excité,  $h\nu$  est le photon incident

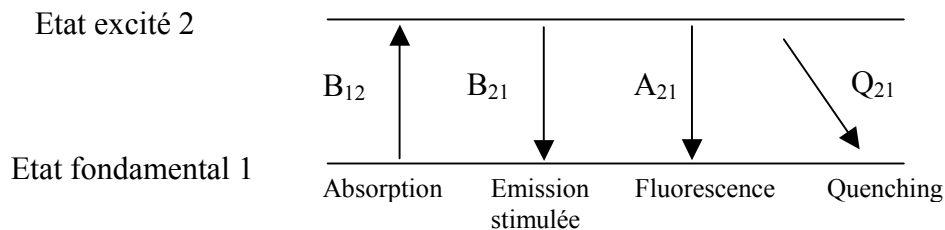


Figure 3-7 Principe du schéma à deux niveaux.

$B_{12}$ ,  $B_{21}$ ,  $A_{21}$  sont appelés coefficients d'Einstein.

Une fois sur ce niveau, différents processus de désexcitation peuvent intervenir :

**L'émission spontanée** : Naturellement, la molécule retourne sur l'état fondamental en émettant spontanément un photon avec une probabilité  $A_{21}$ . L'émission de photons a lieu dans tout l'espace. Ce phénomène est appelé fluorescence. Le plus souvent la détection des photons induits par la fluorescence se fait à d'autres longueurs d'onde que celle d'excitation. En effet, au-delà de ce modèle à deux niveaux très simplifié, il existe en réalité d'autres transitions mises en jeu. La désexcitation ne se fait pas exclusivement en résonance avec l'excitation mais aussi suivant d'autres transitions. La population du niveau excité se répartit sur des niveaux rotationnels et vibrationnels voisins par l'action de collisions (Figure 3-6).



Par ailleurs, d'autres collisions inélastiques avec d'autres molécules présentes dans le milieu peuvent intervenir. Ceci aboutit à un transfert d'énergie électronique appelé « quenching ».

**Le quenching** : Lors de ce processus la molécule passe de l'état excité à l'état fondamental sans émission de photons. Ce processus rentre directement en compétition avec l'émission de fluorescence dont il atténue l'intensité.

L'intensité de ce processus de désexcitation est donnée par le taux de désexcitation par collision  $Q_{21}$  qui est fonction de la concentration des différentes espèces du mélange, de la température et de la pression.

$$Q_{21} = \sum_i \sigma_i N_i \langle V_i \rangle \quad \text{eq 3-3}$$

$N_i$  : concentration du partenaire de collision

$i$  : partenaire de collision

$\sigma_i$  : section efficace de collision

$\langle V_i \rangle$  : vitesse d'agitation moléculaire,

$$\langle V_i \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}} \quad \text{eq 3-4}$$

Où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $\mu$  la masse réduite des molécules en collisions.

**L'émission stimulée** : La molécule, présente sur son état excité, subit l'interaction d'un photon et retourne sur son état fondamental en émettant deux photons à la même longueur d'onde et dans la même direction que la source incidente. La probabilité d'apparition du phénomène est :  $B_{21}U_\nu$ .



Enfin deux autres processus que nous négligerons dans notre cas peuvent aussi intervenir lors d'une excitation à courte longueur d'onde: la photo-ionisation et la dissociation.

### 3.2.1.5 Equations de base de la LIF

En régime de fluorescence stationnaire et avec un flux d'énergie de fluorescence constant dans un volume  $V$ , le flux de fluorescence s'écrit :

$$Sf = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} V N_0 \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \frac{A_{21}}{1 + \frac{U_{\text{vsat}}}{U_\nu}} \quad \text{eq 3-6}$$

Avec

$$U_{\text{vsat}} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \quad \text{eq 3-7}$$

- $N_0$  : concentration du niveau fondamental

- $h\nu$  photon d'énergie :  $h\nu = E_2 - E_1$

- $\Omega$  : angle solide

- $V$  : volume

- $U_{\text{vsat}}$  la densité énergétique de saturation.

- $B_{12}, B_{21}, A_{21}$  : coefficients d'Einstein

Cette équation peut être simplifiée pour deux cas limites correspondants à une faible ou forte intensité laser :

Si  $U_{\nu} \gg U_{\text{vsat}}$  :

$$Sf = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} V N_0 B_{12} \frac{A_{21}}{B_{12} + B_{21}} \quad \text{eq 3-8}$$

La fluorescence est alors en régime de saturation et le signal de fluorescence est indépendant de l'énergie laser et du quenching  $Q_{21}$ . L'intensité de fluorescence est alors directement proportionnelle à la fraction molaire de l'espèce étudiée. Au premier abord, cette méthode semble intéressante car elle s'affranchit du problème du quenching mais est rarement envisageable. En effet la saturation est difficile à atteindre, en particulier en 2D, sur les bords du plan laser et à maintenir pendant toute la durée des impulsions laser à cause des variations temporelles de l'énergie d'excitation.

Si  $U_{\nu} \ll U_{\text{vsat}}$  :

Dans cette étude nous nous placerons en régime linéaire, nous vérifierons par la suite que ce régime s'applique dans nos conditions expérimentales. Dans ce régime, l'équation eq 3-8 devient :

$$Sf = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} V N_0 B_{12} U_{\nu} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad \text{eq 3-9}$$

Le signal de fluorescence est alors linéairement proportionnel à l'intensité laser incidente et à la quantité d'espèce présente  $N_0$ . Ceci permet de réaliser des mesures quantitatives de l'espèce sondée à condition de pouvoir évaluer le taux de quenching  $Q_{21}$ . Or ce taux est sensible à la température, à la pression et à la composition du mélange. Cela rend sa détermination difficile et par conséquent les mesures quantitatives par LIF délicates.

Deux solutions sont envisageables. La première consiste à avoir recours à des traceurs peu influencés par le processus de désexcitation par collision c'est la méthode la plus utilisée actuellement. Le terme  $Q_{21}$  de l'équation devient alors négligeable et le signal est alors directement proportionnel à la quantité  $N_0$  c'est ce que nous appellerons la LIF classique. La deuxième solution est un principe dérivé de la LIF que l'on appelle FARLIF. Par cette technique, on choisit un traceur très influencé par les processus de désexcitation par collision avec l'oxygène. Dès lors, le terme  $Q_{21}$  devient prédominant et proportionnel à la concentration en oxygène. Le signal est alors directement proportionnel à la richesse du mélange. Nous allons dans la suite détailler ces deux méthodes et justifier le choix de la FARLIF.

### 3.2.2 LIF classique :

Comme nous l'avons vu, l'utilisation de cette méthode nécessite l'utilisation d'un traceur très peu influencé par le quenching. Nous allons détailler le type de traceur qui peut être utilisé et discuter des avantages et des inconvénients de cette méthode.

### 3.2.2.1 Choix des traceurs de LIF classique : caractéristiques générales.

Le traceur pour pouvoir être utilisé pour des mesures quantitatives en LIF classique doit posséder certaines propriétés relatives aux conditions théoriques décrites plus haut.

- 1) La longueur d'onde d'absorption de la molécule doit être adaptée aux laser disponibles (266-355-532 nm).
- 2) Le traceur doit posséder de faibles sections efficaces de collisions  $\sigma_i$  avec les espèces présentes afin de pouvoir négliger les effets de quenching.
- 3) Le rendement quantique (nombre de photons émis par fluorescence/nombre de molécules excitées) doit être suffisamment élevé afin de pouvoir collecter une quantité de rayonnement satisfaisante.
- 4) Un décalage spectral de la fluorescence par rapport à la longueur d'onde d'excitation laser assez important doit exister afin d'isoler le signal de fluorescence des diffusions de Mie, Rayleigh et des réflexions parasites.(Figure 3-8).
- 5) Il doit posséder des propriétés d'évaporation adaptées aux mélanges avec les gaz (le carburant utilisé dans notre dispositif étant le propane).
- 6) Le traceur choisi doit être le moins toxique possible.

Les molécules issues de la famille des carbonyles répondent le plus souvent à ces conditions. De plus elles subissent peu l'influence de l'oxygène partenaire souvent efficace pour les processus de désexcitation par collisions. Les carbonyles sont des composés qui contiennent une double liaison C=O. Trois sous-familles peuvent être distinguées:

- les aldéhydes: la double liaison se situe aux extrémités de la molécule.
- les cétones: la double liaison se situe au centre de la molécule.
- les diones: ils possèdent deux doubles liaisons.

Les carbonyles les plus utilisés dans la littérature [Lozano 1992] [Grossmann 1996] ont été choisis, soit parce qu'ils possèdent des propriétés thermophysiques proches de l'iso-octane, soit parce qu'ils possèdent de fortes propriétés d'évaporation facilitant ainsi les mélanges avec les gaz. Une liste non exhaustive des caractéristiques des traceurs les plus utilisés a pu être effectuée à partir des données présentes dans la littérature (Tableau 5). Dans le paragraphe suivant, nous allons voir qu'il subsiste néanmoins des limites à l'application de la LIF classique.

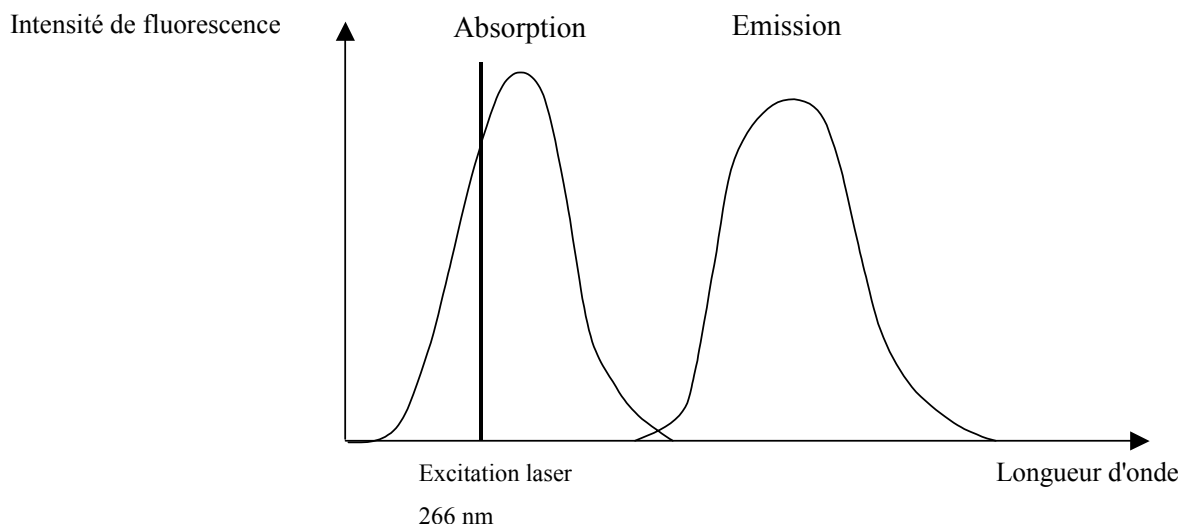


Figure 3-8 Décalage entre le spectre d'émission et d'absorption

Paramètres du tableau n°5 :

S<sub>f</sub> : le signal de fluorescence.

M : masse molaire en g/mol.

T<sub>ébul</sub> : température d'ébullition du traceur en °C.

rdq : rendement quantique.

P<sub>air</sub> : pression d'air introduite (atm ou bars).

λ<sub>absorption</sub> : longueur d'onde d'absorption en nm.

λ<sub>émission</sub> : longueur d'onde d'émission en nm.

T : température en K.

**3.2.2.2 Limites de cette méthode :**

Les molécules indiquées dans le Tableau 5 sont les plus utilisées de par leurs caractéristiques thermophysiques (évaporation facile pour l'acétone ou point d'ébullition proche de celui de l'iso-octane pour le 3-pentanone) ou spectrale (faible influence de l'oxygène sur le signal de fluorescence). D'autres ont pu être étudiées comme: le butanone, le valaldéhyde, le pentanone, l'hexafluoroacetone...etc [Lozano 1992], [Berckmüller 1994], [Tait 1993] [Lawrenz 1992], nous ne décrivons pas leurs caractéristiques mais une conclusion générale sur le comportement des carbonyles peut être faite. Nous pouvons remarquer que les dépendances de S<sub>f</sub> avec la température ou la pression de l'air présente dans le mélange varient beaucoup selon les paramètres expérimentaux et en particulier la longueur d'onde. Ces dépendances sont difficiles à évaluer et il est à craindre un biais dans l'interprétation quantitative des résultats. Il apparaît donc difficile dans nos conditions expérimentales d'utiliser ces molécules en faisant l'hypothèse de leur insensibilité aux processus de désexcitation par collisions avec l'oxygène en particulier. Enfin une des molécules souvent utilisée pour quantifier les répartitions de mélange dans les gaz est l'acétone (cette molécule étant extrêmement volatile). Or celle-ci ne permet pas d'obtenir un rapport signal sur bruit de fluorescence élevé car son rendement quantique est faible.

Enfin, la technique de mesure par LIF classique permet de mesurer quantitativement uniquement la concentration de l'espèce sondée et d'accéder à la richesse exclusivement dans des mélanges binaires. Or, dans des conditions expérimentales où il peut résider plusieurs gaz en concentrations variables (ex : gaz résiduels), il est préférable d'effectuer une mesure directe de la richesse locale du mélange.

Molécule	M g/mol	T <sub>ébu</sub> °C	λabsorption (nm), [ ], [ ]	λémission (nm), [ ], [ ]	rdq	Influence de la pression	Influence de la température	Remarques
Acétaldéhyde CH <sub>3</sub> CHO	44.05	21	250-340 (pic 290)	350-480 (pic 420)	0.1% [Lozano o 1992]	<b>308 nm</b> : T <sub>ambiant</sub> [Lawrenz 1992] P <sub>air</sub> <80 kPa augmentation du Sf P <sub>air</sub> >80 kPa Sf constant	<b>308 nm</b> [Berckmüller 1994] 300<T<800 K Sf constant T>800 K cassure thermique	-Toxique, cancérigène [Lozano 1992] -Forte pression de vapeur saturante permettant le mélange avec des gaz
Acétone CH <sub>3</sub> COCH <sub>3</sub>	58.08	56	225-320 (max 270-280)	350-550 (max 445-480)	0.2 % [Lozano 1992]	<b>266 nm</b> T <sub>ambiant</sub> [Yuen 1997] 0.6<P <sub>air</sub> <5 atm augmentation rdq 5<P <sub>air</sub> <8 atm diminution rdq <b>248 nm</b> T=283 K [Grossmann 1996] 0<P <sub>air</sub> <5 atm augmentation Sf 5<P <sub>air</sub> <25 atm Sf constant	<b>308 nm</b> : [Berckmüller 1994] 300<T<800 K Augmentation linéaire de Sf avec T -Variation de Sf avec T dépendante de λ <sub>excitation</sub> [Grish 1997]	-Photodissociation (laser UV 266 nm) [Yuen 1997] -Pas d'influence de N <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> , He sur rdq pour 5<P<8 atm du gaz considéré [Yuen 1997]
3-pentanone C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> COC <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	86.1	102	220-320 (max 280)	330-660 (max 430)	Intensité relative de fluorescenc e/acétone 1.3 [Fujikawa 1997]	<b>248 nm</b> T=383 K [Grossmann 1996] 5<P <sub>air</sub> <25 bars Sf quasi-constant T=473, 633 K 0<P <sub>air</sub> <5 bars augmentation de Sf 5<P <sub>air</sub> <25 bars Sf constant <b>312 nm</b> T=473,633 K 0<P <sub>air</sub> <25 bars diminution de Sf <b>266 nm</b> T=473 K [Fujikawa 1997] 1<P <sub>air</sub> <10 bars Sf constant	P <sub>air</sub> =1, 10, 20 bars [Grossmann 1996] 383<T<573 K <b>248 nm</b> diminution de Sf 35%/100 K <b>277 nm</b> diminution de Sf 15%/100 K <b>312 nm</b> augmentation de Sf 80%/100 K -rdq : dépendance avec la température minimisée pour λ <sub>excitation</sub> proche du pic d'absorption maximum	-Souvent choisi comme traceur de l'iso-octane car ils possèdent des points d'ébullition assez proches [Neijn 1994]
Biacétyl CH <sub>3</sub> COCC H <sub>3</sub>	86.09	88	340-470 (pic 417)	420-520 (pic 485)	0.25 % [Lozano 1992]	<b>308 nm</b> : T <sub>ambiant</sub> [Lawrenz 1992] augmentation du Sf avec P <sub>air</sub>		-Peu toxique

Tableau 5 Traceurs de la LIF

L'examen de toutes ces limites nous a conduit à utiliser une méthode de mesure alternative dérivée de la LIF et appelée FARLIF [Reboux 1995]. La FARLIF permet une détermination directe de la richesse avec l'utilisation de traceurs permettant d'obtenir un rapport signal sur bruit plus important que ceux utilisés en LIF classique. Après une description des principes théoriques des conditions d'application de la FARLIF, nous choisirons parmi une liste de traceurs celui qui semble le mieux adapté à notre dispositif. Les caractéristiques de ce traceur seront testées à l'aide d'un dispositif d'étalonnage construit à cet effet.

### 3.2.3 Extension de la LIF à la FARLIF :

A partir de l'équation de base de la fluorescence, nous avons vu que le paramètre  $Q_{21}$  joue un rôle prépondérant dans les méthodes de mesures de LIF classique et que la détermination locale de la concentration pouvait dans certaines conditions se révéler difficile. Avec la méthode de FARLIF nous cherchons à tirer avantage du quenching avec l'oxygène plutôt que d'essayer de le minimiser.

#### 3.2.3.1 Principe de la FARLIF

Comme nous l'avons vu précédemment, en régime linéaire d'excitation le signal de fluorescence  $S_f$  s'écrit:

$$S_f = h \nu \frac{\Omega}{4\pi} V N_0 B_{12} U_\nu \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad \text{eq 3-10}$$

Si la fluorescence est générée par le carburant ou son traceur,  $N_0 = [F]$  et :

$$S_f = h \nu \frac{\Omega}{4\pi} V B_{12} U_\nu \frac{A_{21}[F]}{A_{21} + Q_{21}} \quad \text{eq 3-11}$$

Comme nous l'avons vu, le taux de quenching peut s'exprimer par:

$$Q_{21} = \sum_i \sigma_i N_i \langle V_i \rangle \quad \text{eq 3-12}$$

$Q_{21}$  étant sensible aux concentrations des espèces présentes, à la température et à la pression. Les éléments prépondérants lors de nos mesures sont l'azote, le propane et l'oxygène.  $Q_{21}$  peut donc s'écrire:

$$Q_{21} = \alpha_1 [C_3H_8] + \alpha_2 [N_2] + \alpha_3 [O_2] \quad \text{eq 3-13}$$

L'idée de base de la FARLIF est d'utiliser un traceur tel que l'oxygène soit le partenaire de collision majoritaire. Dans ce cas l'équation précédente s'écrit:

$$Q_{21} = \alpha_3 [O_2] \quad \text{eq 3-14}$$

Et en reportant dans l'équation eq 3-11:

$$S_f \propto \frac{[F]}{A_{21} + \alpha_3 [O_2]} \quad \text{eq 3-15}$$



$$Sf \propto \frac{[F]}{[O_2] \left(1 + \frac{A_{21}}{Q_{21}}\right)} \quad \text{eq 3-16}$$

Lorsque la molécule est choisie de telle sorte que le taux de désexcitation par collision est prédominant, nous avons alors  $Q_{21} \gg A_{21}$ , dès lors l'équation eq 3-16 se simplifie:

$$Sf \propto \frac{[F]}{[O_2]} \propto \text{Richesse} \quad \text{eq 3-17}$$

Ainsi la richesse peut être mesurée directement pour T, P et une densité d'énergie spectrale donnée. Cette méthode nécessite l'emploi de traceurs subissant cette fois un fort quenching par la molécule d'oxygène. Nous allons voir les caractéristiques des traceurs les mieux adaptés pour réaliser de telles mesures.

### 3.2.3.2 Caractéristiques des traceurs:

Le choix de l'espèce dopante repose sur plusieurs critères.

- L'oxygène doit être la seule espèce participant au processus de désexcitation par collision afin de réaliser une mesure de FARLIF, où le signal de fluorescence est proportionnel à la richesse.

- Un signal de fluorescence linéaire avec l'énergie du laser.

- Un rendement quantique de fluorescence suffisant, malgré le quenching de l'oxygène pour avoir une bonne détectabilité.

- Un spectre d'émission décalé par rapport au spectre d'absorption afin d'éliminer les réflexions élastiques à la longueur d'onde du laser, Rayleigh, Mie, réflexions parasites (parois, hublots...) et d'éviter l'auto-absorption du rayonnement de fluorescence.

- Un spectre d'absorption adapté aux lasers disponibles

- Etre le moins toxique possible

- Avoir des propriétés thermophysiques adaptées au mélange avec un gaz, le propane dans notre étude. En effet dans le cadre de cette étude le traceur est directement mélangé au propane sous forme vapeur et de nombreux problèmes de condensation peuvent apparaître.

Quelle que soit la molécule choisie, nous devons vérifier que ses caractéristiques sont conformes à celles définies ci-dessus. Afin de vérifier ceci un dispositif d'étalonnage de traceurs a été construit. Ce dispositif permet de sonder spectroscopiquement des mélanges gazeux de toutes sortes à différentes températures et pressions. L'utilisation de ce dispositif n'est pas uniquement réservée aux traceurs de FARLIF mais peut être étendue à n'importe quel type de traceurs pour les mélanges gazeux.

## 3.2.4 Dispositif expérimental d'étalonnage de traceurs dans un gaz

### 3.2.4.1 Caractéristiques requises :

L'utilisation d'une molécule fluorescente comme traceur nécessite un étalonnage préalable en accord avec les conditions expérimentales. Pour cela nous avons réalisé un dispositif permettant d'effectuer les vérifications nécessaires.

Rappelons les vérifications à effectuer, celles-ci nous ont orientées pour sa conception.

- 1) Linéarité du signal avec l'énergie laser.
- 2) Détermination des partenaires de collision.
- 3) Signal de fluorescence proportionnel à la richesse.
- 4) Vérification d'une faible absorption.
- 5) Variation du signal de fluorescence avec la pression et la température

Afin de réaliser les étalonnages nécessaires, le dispositif doit donc :

- 1) Permettre la réalisation de mélanges calibrés.
- 2) Résister à des pressions allant jusqu'à 10 bars.
- 3) Rendre possible les mesures optiques
- 4) Pouvoir être chauffé.

Les deux éléments essentiels du dispositif d'étalonnage sont une cellule optique contenant le mélange à étudier, pouvant être chauffée et résistante aux fortes pressions (jusqu'à 10 bars) et un enseigneur permettant d'introduire dans un gaz, une quantité calibrée de traceur, initialement sous forme liquide ou solide. L'introduction des mélanges calibrés dans la cellule peut être réalisée de manières différentes. Soit nous réalisons des prémélanges statiques en ajustant les pressions partielles dans une bonbonne de mélange avant introduction dans la cellule, soit les mélanges sont directement introduits par circulation en contrôlant le débit de chaque constituant. La plupart des traceurs utilisés sont sous forme solide ou liquide à température et pression ambiante. Une des difficultés essentielle pour la formation de mélanges calibrés est d'introduire sous forme vapeur, une quantité connue de traceur. La connaissance des paramètres influençant le processus de vaporisation nous a donc permis d'optimiser au mieux notre dispositif ainsi que le protocole expérimental.

#### 3.2.4.2 Principe général de l'ensemencement et paramètres l'influençant :

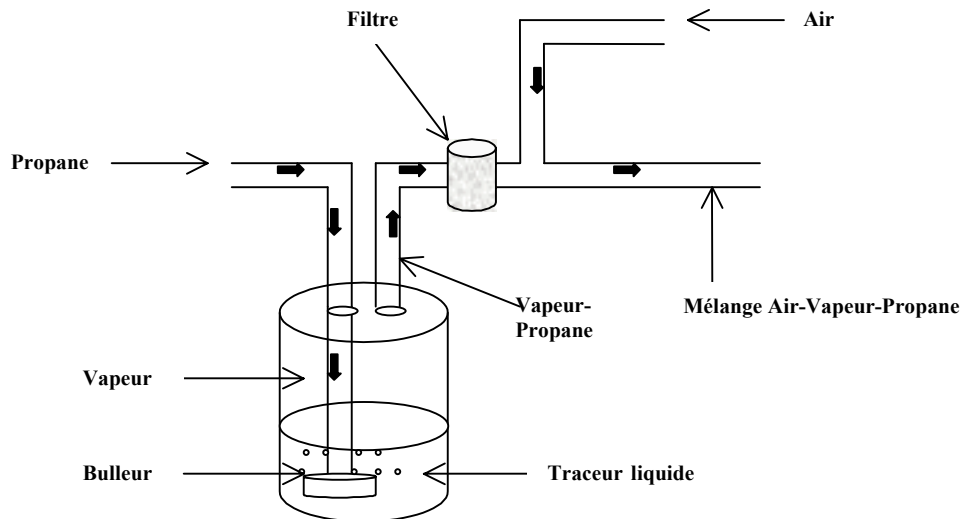


Figure 3-9 Enseigneur liquide

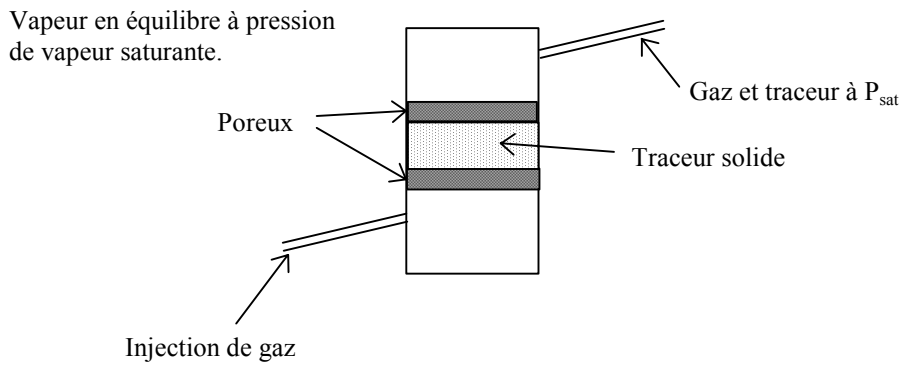


Figure 3-10 Ensemenceur solide.

Deux types d'ensemenceur selon la nature du traceur liquide ou solide ont été construits. Le principe de fonctionnement des deux dispositifs est sensiblement le même, seul l'aspect technique change. Le traceur placé dans l'ensemenceur est traversé par un gaz (Figure 3-9 et Figure 3-10). Lors de ce passage, le gaz se charge en traceur sous forme vapeur. Le volume de l'ensemenceur doit être suffisamment important par rapport au débit de gaz pour avoir un temps de séjour du gaz assez long et ainsi obtenir une bonne vaporisation. En sortie, la vapeur du traceur est mélangée avec le gaz d'entraînement. Dans le cas d'un traceur solide, celui-ci est situé entre deux poreux (Figure 3-10). La présence des poreux nous permet de ne récupérer que le traceur sous forme vapeur et évite ainsi le transport d'éléments solides dans le reste du dispositif. Dans le cas d'un traceur liquide, l'ensemencement du gaz se fait à travers un bulleur et afin d'éviter d'entraîner les petites gouttes formées à l'éjection des bulles à la surface du liquide, un filtre est placé en sortie du bulleur (Figure 3-9).

La conception de ces ensemenceurs a été réalisée en se basant sur la théorie des états d'équilibre liquide-vapeur ou solide-vapeur. Nous souhaitons grâce à cet ensemenceur injecter en proportion connue le traceur sous forme vapeur en équilibre avec d'autres gaz. La vaporisation est une transformation réversible donnant lieu à un équilibre liquide-vapeur ou solide-vapeur. Dans une atmosphère gazeuse, la vaporisation est lente et limitée. Il existe une pression maximale d'existence de la vapeur à une température donnée appelée pression de vapeur saturante que la pression partielle du corps volatil ne peut excéder. Nous avons alors :  $P_{\text{totale}} = P_{\text{gaz}} + P_{\text{vapeur}}$ . La connaissance de cette pression nous permet de connaître la quantité de traceur introduite. Parmi des différents paramètres influençant le processus de vaporisation, la température joue un rôle primordial. La compréhension des phénomènes mis en jeu nous permet d'adapter le dispositif afin d'éviter des recondensations. La pression a aussi une influence mais dans nos conditions opératoires, celle-ci est négligeable. Sur la Figure 3-11 est représentée le diagramme de vaporisation d'un traceur (solide ou liquide) en fonction de la température. La pression de vapeur saturante d'un corps croît avec la température. D'un côté de cette courbe se situe la partie solide (ou liquide) et de l'autre la partie vapeur. Ainsi au moindre refroidissement dans le circuit, une molécule initialement sous forme vapeur peut retourner à l'état solide (ou liquide). Cette caractéristique va donc devoir être prise en compte dans l'élaboration des dispositifs expérimentaux afin d'éviter tout dépôt de traceur. Cette figure montre aussi que la quantité de traceur introduite peut être contrôlée en faisant varier la température de l'ensemenceur. Lors de nos manipulations, nous avons pu transporter suffisamment de traceur et obtenir un niveau de signal satisfaisant en laissant l'ensemenceur à température ambiante.

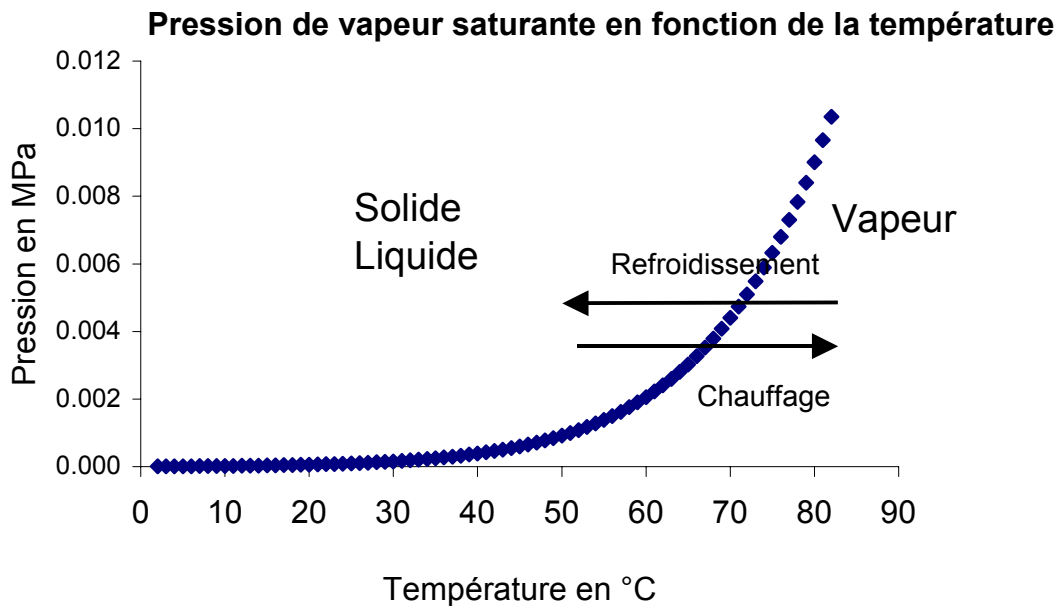


Figure 3-11 Variation de la pression de vapeur saturante en fonction de la température

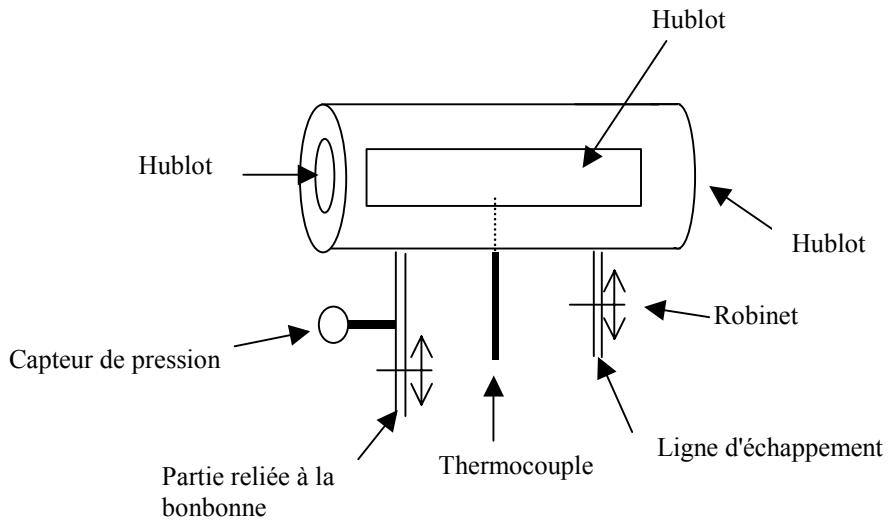
Nous allons voir dans la suite comment nous avons utilisé cette propriété physique d'évaporation dans la conception de notre dispositif. Tout d'abord, les mélanges gaz-traceur réalisés en sortie d'ensemenceur sont ensuite transportés dans le reste et introduits dans une cellule optique afin d'être excités par le laser. Nous allons maintenant décrire les caractéristiques de cette cellule.

### 3.2.4.3 Cellule optique

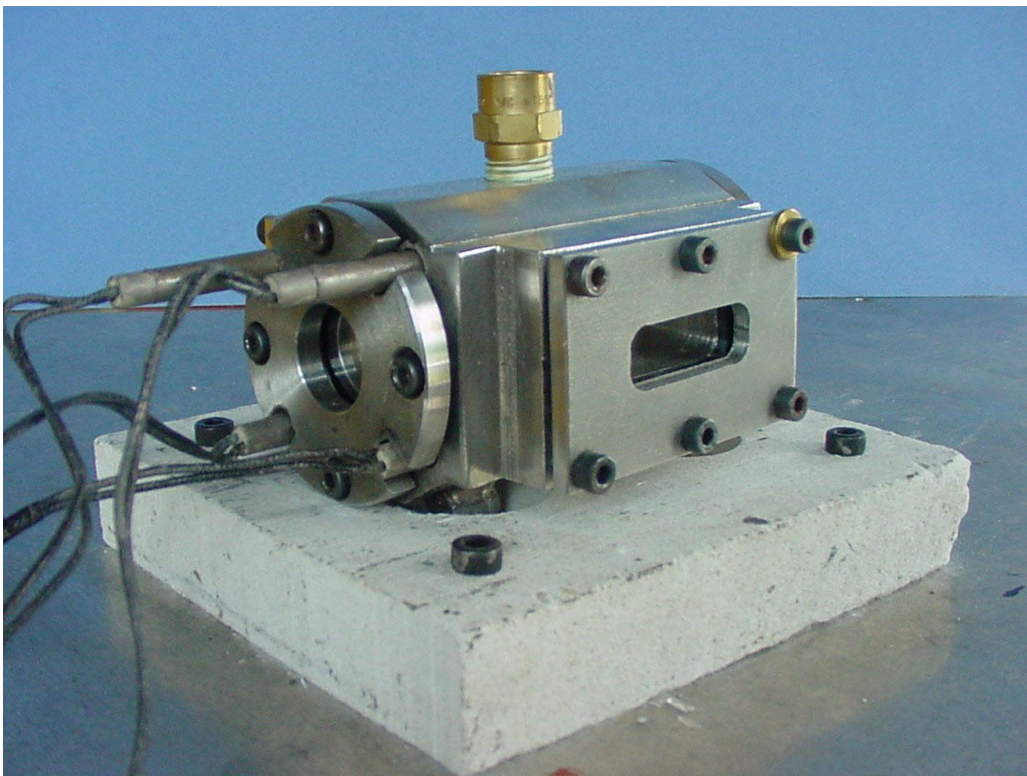
Deux types de cellule peuvent être utilisées selon notre désir de nous rapprocher plus ou moins de nos conditions expérimentales. La première cellule est de forme cylindrique de 36 cm<sup>3</sup> de volume et peut être chauffée. La deuxième est la chambre de combustion elle-même, cela nous permet de nous rapprocher au plus près de nos conditions expérimentales. Son volume est de 827 cm<sup>3</sup> mais elle ne peut être chauffée. Pour distinguer ces deux cellules nous appellerons la première « cellule chauffée » (Figure 3-12) et la deuxième « cellule chambre » (Figure 3-14). Les deux cellules disposent d'accès optiques permettant la réalisation des mesures de fluorescence. Elles possèdent de hublots d'entrée, circulaires ou rectangulaires permettant le passage du faisceau laser sous forme de faisceau (cellule chauffée) ou de nappe (cellule chambre). Un hublot transversal rectangulaire permet de recueillir le signal de fluorescence sur une caméra. Ces hublots sont en suprasil 2 et sont conçus pour résister à de fortes pressions (jusqu'à 15 bars) et températures (environ 600°C) sans altérer la qualité du signal transmis. Dans les deux cas les hublots transversaux sont placés le plus près possible de la face d'entrée du laser afin d'éviter toute absorption du faisceau laser en amont du hublot. Ils sont relativement grands ce qui permet de vérifier l'absence d'absorption le long du trajet optique. Sur la cellule chauffée, afin de permettre l'éventuelle étude de la variation du signal de fluorescence en fonction de la température quatre résistances chauffantes sont présentes, insérées dans le bloc (Figure 3-13). Un contrôle de la température est effectué grâce à un

thermocouple placé au centre de la cellule et relié à un régulateur. Chacune des deux cellules dispose d'un capteur de pression (série 33S Keller,  $0 < P < 10$  bars,  $\Delta P = 10$  mbars). Néanmoins dans la cellule possédant des résistances chauffantes, ce capteur est déporté du dispositif afin d'éviter son altération lors du chauffage de la cellule (une gamme de fonctionnement fiable imposant une température inférieure à  $80^{\circ}\text{C}$ ). Une ligne d'échappement permet de vider les deux cellules et de les nettoyer par circulation de gaz.

**Descriptif de la cellule chauffée :**



**Figure 3-12 Cellule de mesure chauffée.**



**Figure 3-13 Cellule de mesure chauffée.**

*Descriptif de la cellule chambre :*

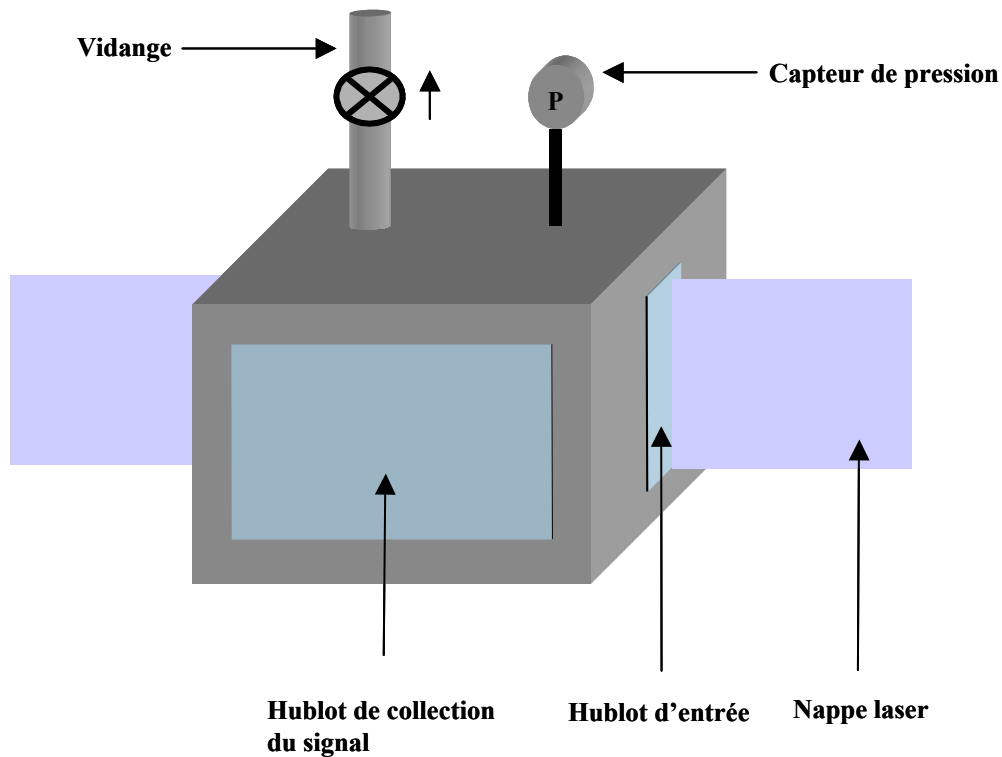


Figure 3-14 Cellule chambre

Dans chacune de ces cellules, vont être introduit des mélanges. Ces mélanges peuvent être amenés par deux processus de mélanges différents, nous allons les décrire.

**3.2.4.4 Processus de mélanges :**

Comme nous venons de le voir, les éléments essentiels des dispositifs d'étalonnage sont une cellule optique recueillant les mélanges à étudier et un ensemeur permettant l'introduction de traceur liquide ou solide sous forme gazeuse. Nous pouvons néanmoins préparer les mélanges de différentes façons. L'une d'entre elle consiste à utiliser des prémélanges statiques avec la présence d'une bonbonne de mélange, l'autre utilise des mélanges en circulation à l'aide de cols soniques. Nous allons maintenant décrire en détails ces deux moyens de mélange.

**Mélanges statiques :**

Le principe consiste à réaliser des mélanges calibrés préparés dans une bonbonne où différents gaz seront mélangés en proportions connues avec le traceur provenant d'un ensemeur. Ces mélanges sont ensuite introduits dans la cellule optique thermostatée décrite ci-dessus.

***Schéma général du dispositif***

Le schéma de ce premier dispositif expérimental est reporté Figure 3-15. L'ensemeur permet d'injecter le traceur sous forme gazeuse dans la bonbonne. Des mélanges gazeux calibrés peuvent être réalisés dans cette bonbonne par contrôle des pressions partielles. Une fois le mélange effectué, il est injecté dans la cellule de mesure. Le mélange soumis à l'excitation laser va émettre un signal de fluorescence. Ce signal est collecté par une caméra

CCD intensifiée 12 ou 16 bits placée à 90° de la cellule de mesure. Un filtre est placé devant la caméra afin d'être sûr de ne collecter que le signal de fluorescence. Le rayonnement issu des diffusions de Mie, Rayleigh et du laser n'est ainsi pas recueilli. Par ailleurs un diaphragme circulaire a été introduit entre le faisceau laser et la cellule de mesure afin de ne collecter que la partie la plus énergétique du faisceau.

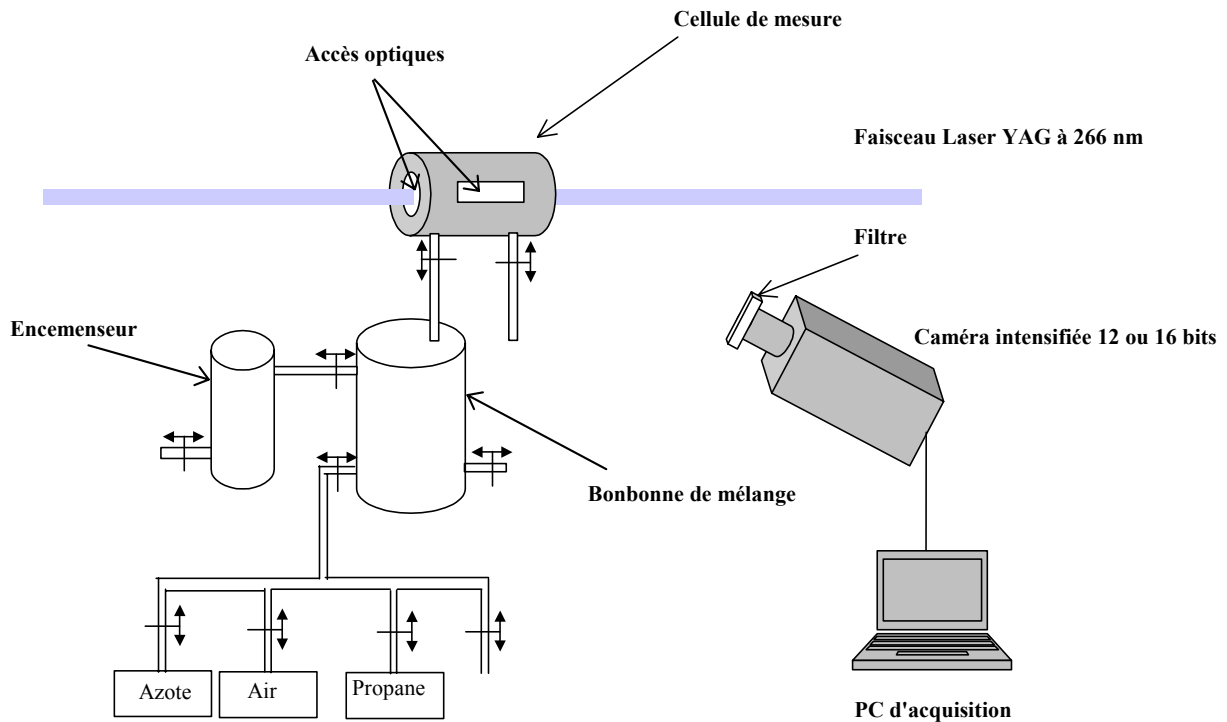


Figure 3-15 Dispositif expérimental

La bonbonne est un des éléments importants apparaissant dans ce processus de mélange. Nous allons décrire ses caractéristiques.

### La bonbonne de mélange

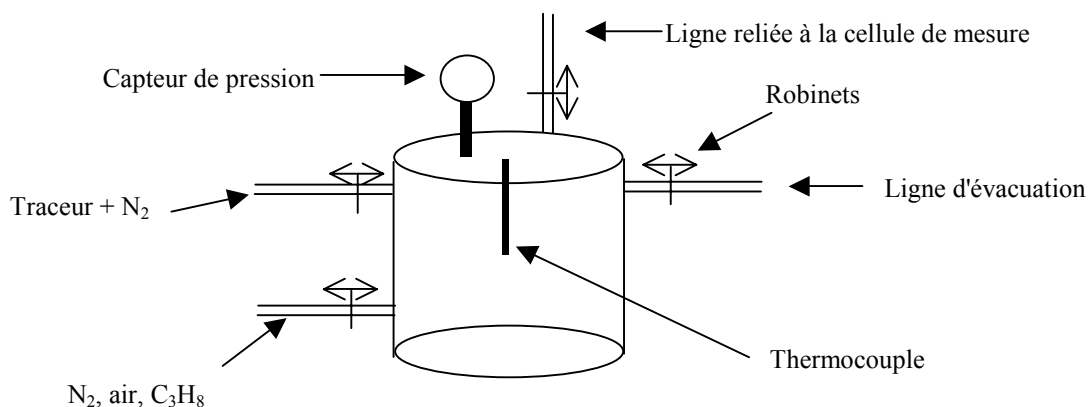


Figure 3-16 Bonbonne de mélange.

C'est dans cette bonbonne que les mélanges calibrés vont pouvoir être réalisés. C'est un réservoir cylindrique de 3534 cm<sup>3</sup> qui dispose d'un capteur de pression mesurant des pressions comprises entre 0 et 10 bars avec une précision de 10 mbars et d'un thermocouple de type K.

Elle est reliée aux lignes d'introduction des gaz N<sub>2</sub>, air, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> et traceur. Le volume de la bonbonne est assez important et les robinets d'entrée et de sortie sont le plus proche possible afin de minimiser l'influence des volumes morts lors de l'introduction des gaz. Une ligne d'échappement permet de vider la bonbonne et de la nettoyer par circulation de gaz afin d'enlever le traceur éventuellement restant. Des vannes pointeau permettent de contrôler les débits de gaz. La quantité injectée est contrôlée en utilisant la pression partielle de chaque gaz grâce au capteur de pression. Ainsi pour effectuer un mélange de richesse 1 à 4.96 bars par exemple, nous introduisons successivement, P<sub>C<sub>3</sub>H<sub>8</sub></sub>=200 mbars puis P<sub>air</sub>=4760 mbars avec une P<sub>totale</sub>=P<sub>air</sub>+P<sub>C<sub>3</sub>H<sub>8</sub></sub>=4960 mbars. Des mélanges calibrés à différentes pressions peuvent ainsi être réalisés. Ils vont pouvoir ensuite être injectés dans la cellule de mesure. Des injections successives permettent ainsi à partir d'un mélange unique de réaliser une série de mesures à différentes pressions.

Enfin des résistances chauffantes entourant la bonbonne peuvent être utilisées évitant ainsi une éventuelle recondensation du traceur (p 70). Un contrôle de la température est effectué à chaque manipulation grâce à un thermocouple placé au centre de la bonbonne.

### Mélanges en circulation

Cette méthode de mélange est basée sur l'utilisation de mélanges calibrés en circulation dans la cellule. Ce moyen de mélange sera utilisé dans la cellule chambre. Nous allons décrire en détails les éléments de ce dispositif et son fonctionnement.

Un schéma du dispositif expérimental est donné Figure 3-17. Des mélanges calibrés de différentes pressions vont être réalisés à l'intérieur de la cellule chambre grâce à des cols soniques. L'ensemencement du propane en traceur est réalisé lors de la circulation de ce gaz dans l'ensemenceur. En sortie d'ensemenceur, ce mélange propane et traceur est combiné à l'air. Le débit de propane fixé par un col sonique est maintenu constant afin d'être sûr de toujours transporter la même quantité de traceur au cas où l'équilibre de saturation ne serait pas atteint dans l'ensemenceur. La richesse est alors fixée par le débit de dilution d'air établi par le col sonique d'air. Afin de réaliser tous les étalonnages nécessaires, plusieurs cols soniques ont été utilisés afin de recouvrir une large gamme de débits d'air et donc de richesse. Pour un mélange de richesse  $\Phi$  à P bars, la procédure opératoire est la suivante. Tout d'abord la circulation d'un mélange de richesse  $\Phi_2$  beaucoup plus importante que  $\Phi$  et tel que :

$$\Phi_2 = 23.8 \left( \frac{P\Phi}{\Phi(1-P) + 23.8} \right)$$

est réalisée à pression ambiante pendant plusieurs minutes dans la chambre afin de s'assurer d'un mélange homogène. Ensuite la cellule optique remplie par ce mélange est complétée par de l'air jusqu'à P bars. La pression totale est mesurée à l'aide du capteur de pression statique. Nous avons alors réalisé un mélange de richesse  $\Phi$  à P bars. Ce mélange est alors soumis à l'excitation laser à 266 nm en forme de nappe, le signal est récolté par l'intermédiaire d'une lame séparatrice passe-haut sur une caméra ICCD 16 bits devant laquelle est placée un filtre. Les mélanges sous pression ayant été soumis à l'excitation laser sont ensuite évacués par un robinet de vidange.



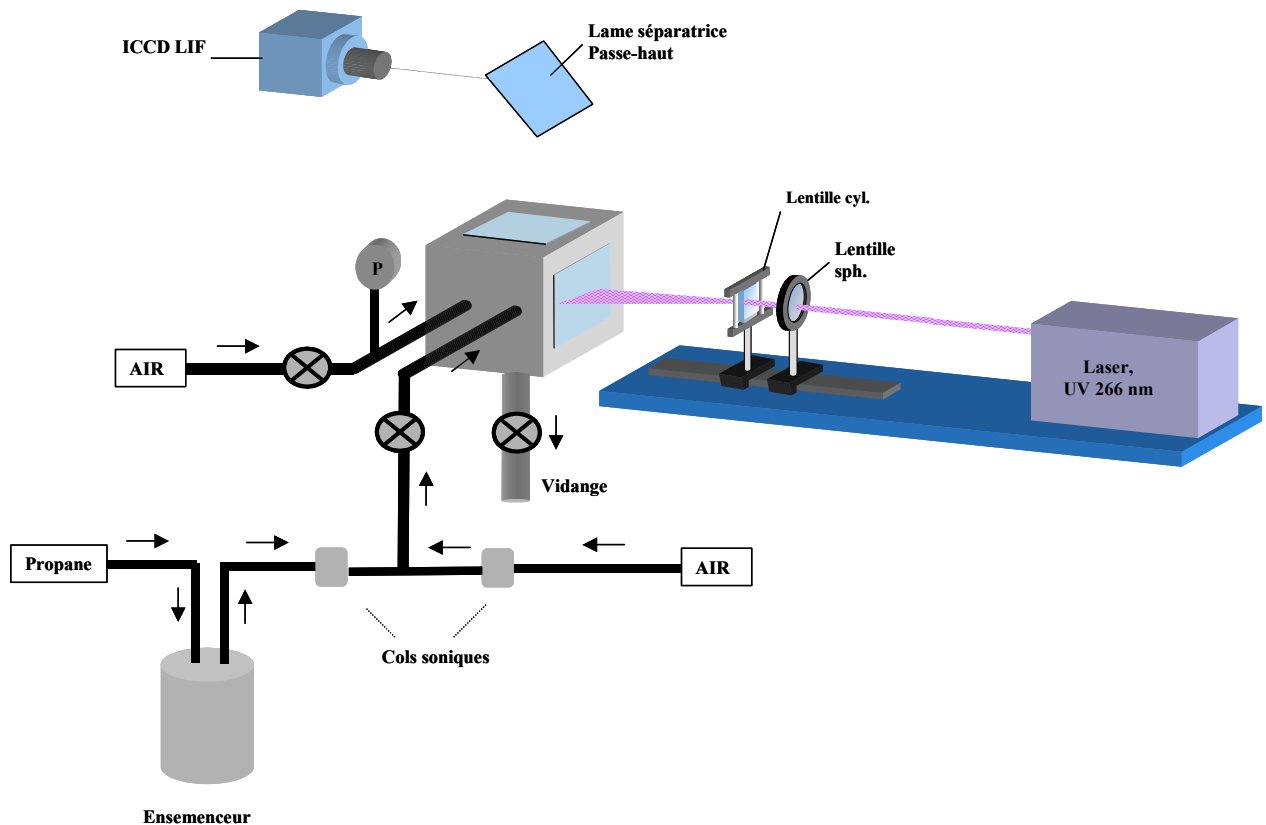


Figure 3-17 Dispositif d'étalonnage par cols soniques.

Ce protocole de mélange par circulation permet de ne jamais transporter de propane pur mélangé au traceur à pression de vapeur saturante dans le dispositif. Ainsi même dans les endroits où il pourrait y avoir des conditions favorables à la recondensation (p 70) la pression partielle du traceur reste en dessous de sa pression de vapeur saturante. Il faut de plus vérifier que lors du passage du traceur dans le col sonique le phénomène de détente n'aboutissait pas à la recondensation du traceur.

Une fois ces deux dispositifs de mélange réalisés, nous devons examiner leur fiabilité.

### Contrôle des mélanges :

Avant d'étudier le signal de fluorescence en fonction de la richesse, nous avons évalué la fiabilité des deux systèmes de mélange et leurs reproductibilités. Afin de s'affranchir des problèmes de quenching et de se focaliser uniquement sur la réalisation du mélange, l'air et le propane ( $C_3H_8$ ) ont été remplacés par de l'azote ( $N_2$ ) qui n'a aucune influence sur le signal de fluorescence issu du traceur. (Nous développerons ces résultats p 87 et p 96). Ceci nous permet d'effectuer une vérification fiable sur une plus grande gamme de concentration le signal étant plus intense qu'avec l'oxygène. De plus une augmentation de la quantité de traceur se traduira par une augmentation du signal de fluorescence. Pour faire l'équivalence avec un mélange propane, air, nous pouvons définir une pseudo-richesse qui va servir à effectuer des mélanges calibrés dans les mêmes proportions qu'un mélange de richesse ordinaire mais sans introduction d'air et de propane.

$$\phi_{pseudo} = \frac{\left( \frac{(N_2)_{avectraceur}}{(N_2)_{oxydant}} \right)_{fuel}}{\left( \frac{(N_2)_{avectraceur}}{(N_2)_{oxydant}} \right)_{stoe}} \text{ est identifiée à la richesse } \phi = \frac{\left( \frac{C_3H_8}{AIR} \right)}{\left( \frac{C_3H_8}{AIR} \right)_{stoe}}$$

Pour une pseudo-richesse et une intensité laser constantes, la variation du signal de fluorescence doit être linéaire avec la pression totale. En effet à partir de l'équation eq 3-18 nous avons:

$$Sf \propto P_{traceur} \propto P_{C_3H_8} = \left( \frac{\phi_{pseudo}}{\phi_{pseudo} + 23.8} \right) P_{totale} \quad \text{eq 3-18}$$

**Mélanges statiques :**

Dans cette partie, les vérifications ont été effectuées à l'aide d'un traceur solide, le naphthalène (p 82). Dans un premier temps afin de vérifier la reproductibilité du premier dispositif de mélange, nous avons réalisé plusieurs fois le même mélange à différentes pressions. La Figure 3-18 confirme bien qu'une augmentation de la pression totale induit une augmentation linéaire du signal de fluorescence. Cette expérience répétée quatre fois montre bien la faible dispersion des mesures et la superposition des résultats, aux erreurs expérimentales près, indique que le système permet d'effectuer des mesures reproductibles.

Variation du signal de fluorescence en fonction de la pression de traceur avec de l'azote

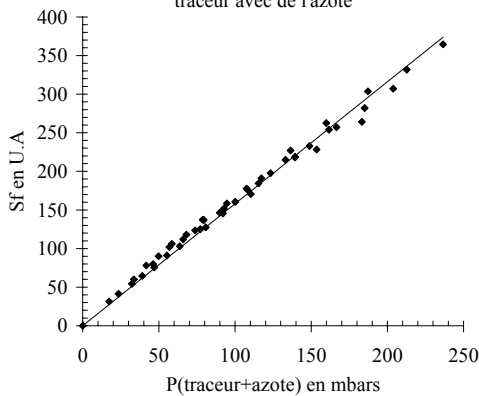


Figure 3-18 Fiabilité du système à réaliser un mélange calibré.

Signal de fluorescence en fonction de la pression totale

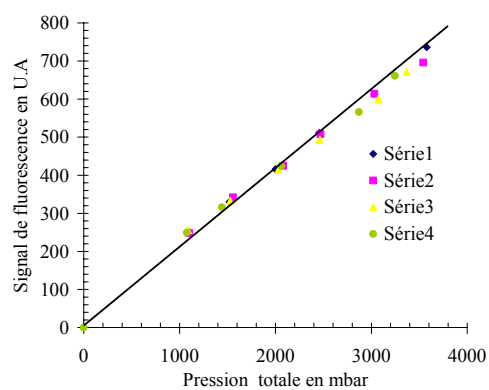


Figure 3-19 Reproductibilité des mesures.

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé une série de mélanges calibrés à différentes pseudo-richesses  $0.38 < \Phi_{pseudo} < 1.9$  et pour différentes pressions  $1 < P_{totale} < 3.5$  bars. La Figure 3-19 montre que quelles que soient la pseudo-richesse et la pression, le signal de fluorescence reste proportionnel à la quantité de traceur injectée (eq 3-18).

**Mélanges en circulation :**

Dans le cadre de ce second système, l'anisole a été utilisé comme traceur fluorescent (p 91) afin de réaliser les vérifications nécessaires. Pour ce deuxième dispositif nous avons donc aussi réalisé une série de mélanges calibrés contenant uniquement de l'azote et du traceur à

différentes pseudo-richesses  $0.4 < \Phi_{\text{pseudo}} < 2$  à pression atmosphérique. Nous avons remarqué dans un premier temps que le signal de fluorescence n'était pas linéaire avec la pseudo-richesse et que la courbe tendait vers un palier correspondant sans doute à un phénomène de saturation de la fluorescence (Figure 3-20). Afin de vérifier cette hypothèse, une mesure identique a été réalisée mais cette fois-ci en réduisant d'un facteur 20 l'énergie laser. Dans ces conditions, le signal de fluorescence est alors bien proportionnel à la richesse et aucun palier n'a pu être observé pour les fortes concentrations (Figure 3-21). En conclusion, cette non-linéarité était donc bien due à un phénomène de saturation et montre clairement les précautions à prendre dès lors où une mesure quantitative de la concentration veut être faite par fluorescence. Néanmoins la proportionnalité du signal de fluorescence à la quantité de traceur introduite et qui apparaît sur la Figure 3-21 montre bien que ce dispositif et le protocole expérimental associé permettent de réaliser de façon fiable des mélanges calibrés.

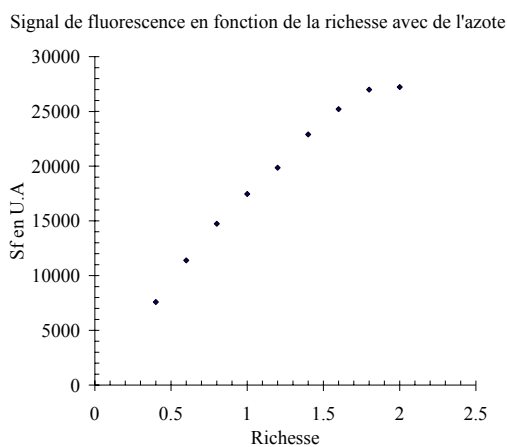


Figure 3-20 Saturation du signal de fluorescence.

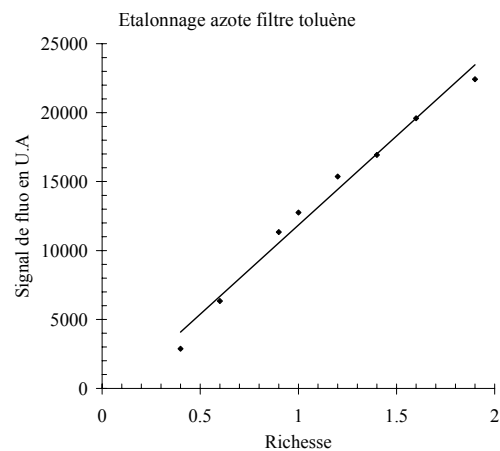


Figure 3-21 Signal de fluorescence en fonction de la pseudo-richesse.

En conclusion, nos dispositifs et protocoles expérimentaux permettent bien de réaliser des mélanges en proportions connues de façon sûre. Les vérifications d'application de la FARLIF vont pouvoir être effectuées et notamment la variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse réelle réalisée avec de l'air comme comburant.

### 3.2.4.5 Moyens de mesure

Nous avons vu dans le principe général des méthodes de fluorescence que cette méthode nécessite l'utilisation d'un laser et d'une caméra, mais à cela il faut rajouter un filtre afin de recueillir uniquement le signal de fluorescence issu de la molécule et d'éliminer le signal provenant du laser.

#### Laser

L'excitation laser du mélange est réalisée grâce à un laser Nd :YAG (SPECTRA-PHYSICS) quadruplés à 266 nm. La fréquence de répétition de l'impulsion laser est de 10 Hz et l'énergie par impulsion peut atteindre 100 mJ avec des fluctuations lasers de 5%. La durée d'impulsion est de 8 ns. Au cours des manipulations, un contrôle de la stabilité de l'énergie du faisceau est réalisée grâce à un calorimètre. De plus lors des manipulations, en mélange statique, le faisceau ne sera pas focalisé et pour les mélanges en circulation, il sera focalisé mais sous

forme de nappe afin de réduire la densité locale d'énergie pour éviter toute détérioration des hublots par absorption .

### ***Caméra***

Une caméra reliée à un PC d'acquisition va recueillir le signal de fluorescence. Trois caméras intensifiées ont été utilisées, une de 12 bits ou deux de 16 bits selon les disponibilités.

La caméra 12 bits est une Princeton Micromax sur laquelle est montée un intensificateur avec un couplage par lentilles f/1.2. La première caméra 16 bits est une Princeton Instruments ICCD 576 G/B intensifiée, la deuxième est une caméra Princeton Instruments PI-MAX ICCD intensifiée. Les portes d'intensification des caméras sont choisies suffisamment larges afin de récupérer tout le signal de fluorescence qui peut s'étaler sur une plus ou moins grande période selon la composition du mélange.

### ***Les filtres :***

Des filtres placés devant la caméra permettent de ne transmettre que le signal de fluorescence et de rejeter le rayonnement issu des diffusions de Mie, Rayleigh.

### ***Filtres commerciaux***

Deux types de filtres ont été employés : un filtre WG 305 et un filtre WG 280 de 3 mm d'épaisseur chacun. Selon les manipulations un seul ou les deux ont été utilisés (Tableau 8). Les caractéristiques spectrales des filtres sont indiquées.

### ***Les filtres liquides :***

Dans certaines situations, les filtres commerciaux ne sont pas adaptés au filtrage. En effet pour certaines molécules la longueur d'onde d'excitation du laser est très proche du domaine d'émission. Les filtres commerciaux ne permettent pas alors de filtrer correctement le signal de fluorescence. Ainsi avec les deux filtres commerciaux (WG 305-WG 280) utilisables dans la gamme de longueur d'onde UV, soit il subsiste un résidu du signal laser, soit le signal de fluorescence est complètement coupé. Pour améliorer le filtrage, nous avons utilisé un filtre liquide. De tels filtres comparés aux filtres commerciaux permettent de réaliser un filtrage avec des pentes d'absorption plus raides. Le principe consiste à remplir une cuve de quartz par un liquide particulier qui va permettre de couper certaines longueurs d'onde. Dans notre cas, on cherche à utiliser une molécule qui absorbe majoritairement dans le domaine de longueur d'onde du laser mais peu dans celui d'émission de fluorescence de la molécule dopante. Cette molécule va donc servir de filtre, placée devant la caméra elle absorbera le signal issu du laser et transmettra le signal de fluorescence du traceur. Le domaine d'émission des traceurs utilisés se situe dans l'UV. Les molécules organiques sont assez appropriées dans le filtrage de l'UV. Sur la Figure 3-22 sont répertoriés quelques exemples de molécules organiques avec leur longueur de coupure.

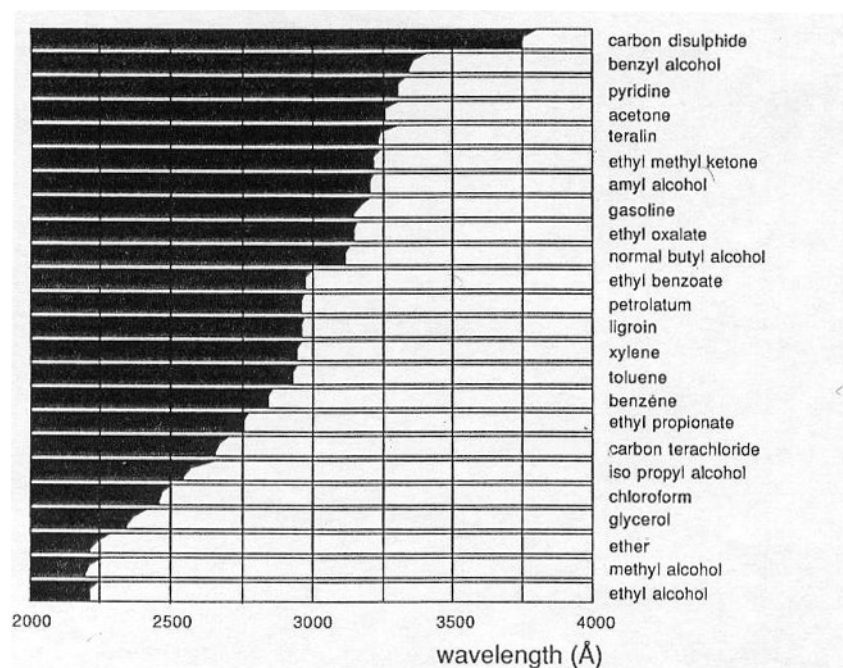


Figure 3-22 Longueur d'onde de coupure de quelques liquides organiques.

### 3.2.5 Conclusion :

A l'issue de ces analyses, il est apparu que la LIF classique nécessitant l'utilisation de traceur peu influencé par les processus de quenching ne semblait pas adaptée à notre étude. Cette méthode ne permet pas d'accéder à la richesse locale du mélange et les molécules couramment utilisées ne permettent pas d'obtenir un bon niveau de signal nécessaire à une bonne précision de la mesure. Enfin de nombreux paramètres, température, pression totale, molécules présentes dans le mélange perturbe la mesure rendant difficile une quantification correcte du mélange. Dans notre étude, nous souhaitons avoir accès à la richesse locale et non à la concentration et pouvoir effectuer des mesures quantitatives fiables. Nous avons donc décidé d'utiliser une méthode permettant d'accéder directement à la richesse et qui tirant avantage du processus de quenching enlève l'influence de certains paramètres (composition du mélange, pression..), cette méthode est la FARLIF.

Les dispositifs d'étalonnage étant réalisés et la méthode de mesure FARLIF ayant été retenue, nous allons sélectionner un traceur qui nous permettra de réaliser les mesures de richesse dans nos conditions expérimentales. Une fois ce choix effectué, nous vérifierons qu'il répond bien aux conditions d'application de la FARLIF et qu'il peut être utilisé dans notre dispositif.

### 3.3 Choix et étalonnage des traceurs FARLIF :

Les propriétés du traceur à sélectionner sont définies dans le paragraphe 3.2.3.2 p 69. L'hypothèse principale à l'utilisation de la FARLIF est que l'oxygène doit être le partenaire de collision majoritaire de la molécule choisie. Les aromatiques possédant un signal de fluorescence fortement influencé par l'oxygène, notre étude s'orientera essentiellement vers eux.

### 3.3.1 Choix d'un traceur FARLIF :

Une des molécules déjà utilisée dans cette méthode est le toluène [Reboux 1995]. Celle-ci avait été choisie pour ses propriétés thermophysiques proches de celles de l'iso-octane. Les expériences réalisées avec une excitation à 248 nm avaient mis en relief l'existence d'une pression minimale de 3 bars à partir de laquelle  $Q_{21} \gg A_{21}$  et où le signal de fluorescence variait de façon identique en fonction de la richesse pour toute pression supérieure à cette pression minimale. Cette pression (3 bars) étant un peu élevée par rapport à nos conditions expérimentales, la première idée fut donc de rechercher un traceur de façon à diminuer ce seuil. Nous pouvons penser qu'une molécule possédant un taux de quenching supérieur à celui du toluène possédera une pression minimale inférieure à 3 bars. Un bon nombre de molécules aromatiques possédant un rapport  $\frac{L_0}{L} \geq \left(\frac{L_0}{L}\right)_{Toluène}$  ont été répertoriées nous n'en reporterons que quelques-unes (Tableau 6) [Berlmann 1971]

- $L_0$ : intensité de fluorescence d'une solution en l'absence d'air

- $L$ : intensité de fluorescence de la même solution avec de l'air.

De plus, la molécule devra être la moins toxique possible, posséder un décalage entre son spectre d'émission et d'absorption et un fort rendement quantique afin de pouvoir collecter suffisamment de signal, l'influence de l'air faisant fortement diminuer le signal de fluorescence. Après une étude bibliographique, nous avons pu établir le Tableau 6 :

- $T_{\text{ébul}}$  température d'ébullition en °C

- $M$  la masse molaire en g/mol

- $d$  la densité

- $T_{\text{liqué}}$  la température de liquéfaction en °C

- $rdq$  le rendement quantique

Les mesures ont été effectuées en solution dans du cyclohexane.

Composé	Formule	M (g/mol)	$T_{\text{ébul}}$ (°C)	$T_{\text{liqué}}$ (°C)	d	rdq	$L_0/L$
Toluène	$C_6H_5CH_3$	92.15	110.6	-95	0.8669	0.17	3
1,2,3 triphenylbenzène	$(C_6H_5)_3C_6H_3$	306.41	459	176	1.199	0.27	3.04
Naphthalène	$C_{10}H_8$	128.19	218	80.5	0.9625	0.23	6.4
Phénanthrène	$C_{14}H_{10}$	178.24	340	101	0.9800	0.13	3.8
2,3-diméthyl naphthalène	$(CH_3)_2C_{10}H_6$	156.23	268	105	1.003	0.38	5.83
Acenaphène	$C_{12}H_{10}$	154.21	279	96.2	1.0242	0.6	3.54
Chrysène	$C_{18}H_{12}$	228.33	448	255.6	1.274	0.14	3.18
Phénanthrène	$C_{14}H_{10}$	178.24	340	101	0.980	0.13	3.8

Tableau 6 Propriétés de molécules aromatiques à fort taux de quenching

Parmi ces molécules nous avons retenu le **naphthalène** car c'est la molécule qui possède le plus fort taux de quenching tout en possédant un bon rendement quantique. Nous espérons ainsi réduire le plus possible la pression limite tout en gardant suffisamment de signal par rapport au toluène. Les propriétés du naphthalène peuvent être comparées à celles du toluène (Tableau 6). Le taux de quenching représenté par le rapport  $L_0/L$  est le double de celui du toluène et le rendement quantique est lui aussi supérieur. De plus il possède les autres

caractéristiques requises à savoir, il est faiblement toxique et il possède un spectre d'émission décalé en longueur d'onde par rapport à son spectre d'absorption (Figure 3-23). Un inconvénient cependant persiste car ce traceur est sous forme solide à température ambiante et peut s'avérer difficile à transporter sous forme gazeuse dans nos conditions expérimentales.

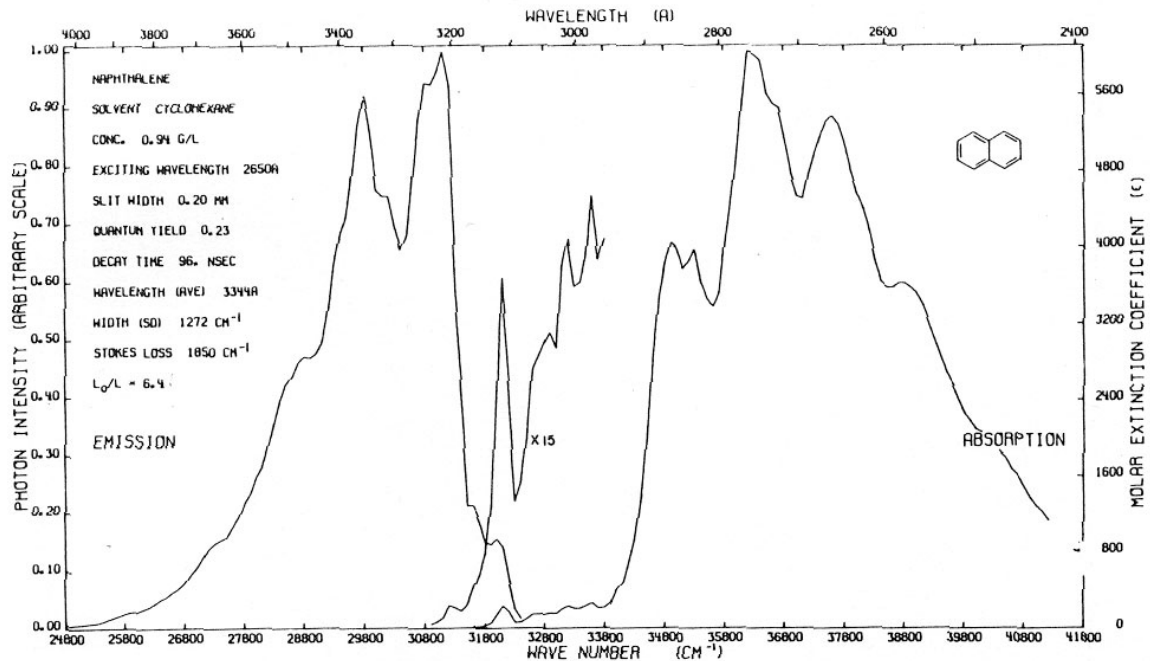


Figure 3-23 Spectre d'absorption et d'émission du naphthalène [Berlmann 1971].

Afin de vérifier que le naphthalène remplit les conditions d'utilisation de la FARLIF, nous avons utilisé un des dispositifs d'étalonnage décrit ci-dessus et contenant la cellule de mesure thermostatée, la bonbonne de mélange et le dispositif de mélange par pression statique (p 74). En effet, la circulation du naphthalène à travers des cols soniques, risquait de provoquer sa solidification au moment de la détente.

### 3.3.2 Etalonnage du naphthalène :

Il faut maintenant s'assurer que le traceur sélectionné, le naphthalène, répond bien aux conditions d'application de la FARLIF à savoir :

- 1) Linéarité du signal de fluorescence avec l'énergie du laser.
- 2) Oxygène, partenaire de collision majoritaire par rapport aux autres espèces présentes ( $N_2$ ,  $C_3H_8$ ).
- 3) Signal de fluorescence proportionnel à la richesse et comportement par rapport à la pression totale.

#### 3.3.2.1 Images et traitement.

Un exemple d'image instantanée de fluorescence enregistrée dans la cellule est présenté Figure 3-24. Nous pouvons observer le signal émis par le traceur à la traversée du faisceau laser à l'intérieur de la cellule. L'image apparaît assez homogène et nous n'observons pas

d'absorption du faisceau. Les mesures du signal de fluorescence sont effectuées à partir d'une série d'images recueillies sur la caméra. Une image moyenne à laquelle est soustraite l'image moyenne du fond est calculée. L'image de fond est réalisée en introduisant de l'air sans traceur dans la cellule de mesure.

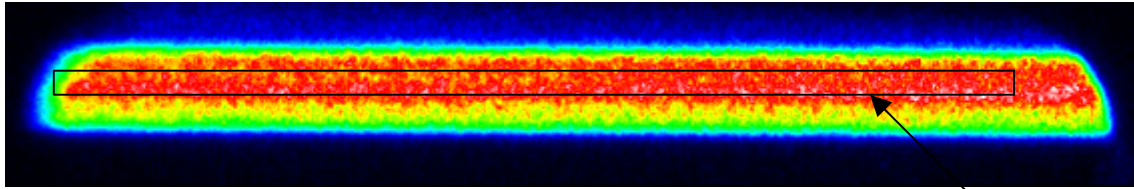


Figure 3-24 Image instantanée de fluorescence dans la cellule

Zone homogène sélectionnée

Une valeur moyenne est calculée en sommant tous les pixels d'une zone homogène de fluorescence (Figure 3-24). Les Figure 3-25 et Figure 3-26 montrent les variations de la moyenne et de l'écart-type en fonction du nombre d'images utilisées (sans soustraction du fond). Les fluctuations de l'écart-type par rapport à la moyenne proviennent des fluctuations laser et sont égales à 4%.

Nous pouvons aussi observer que dès 10 images la moyenne reste stable alors qu'il faut 50 images pour stabiliser l'écart-type. Dans la suite de nos expériences, les mesures seront réalisées avec 100 images.

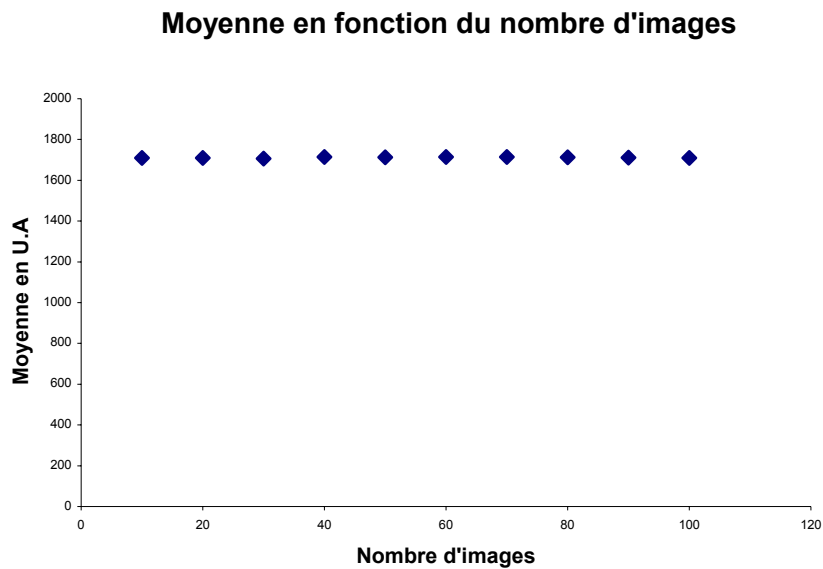
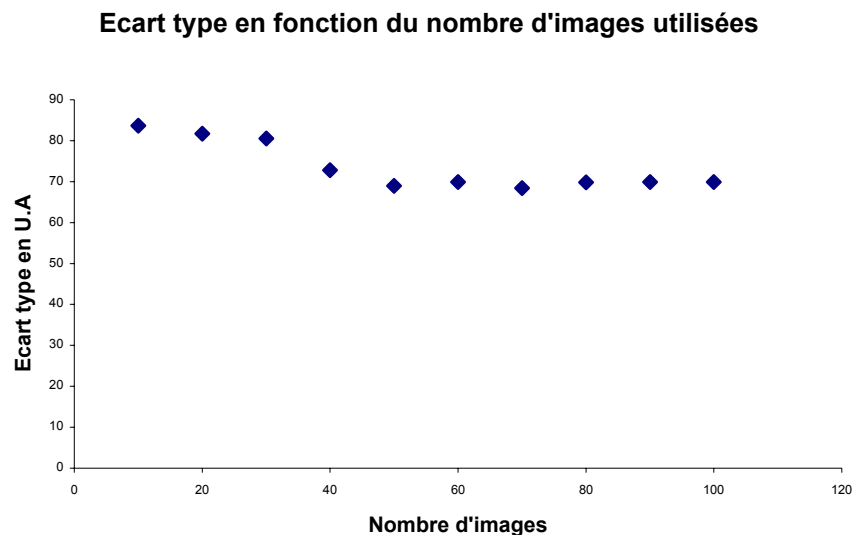


Figure 3-25 Moyenne du signal de fluorescence en fonction du nombre d'images.





**Figure 3-26** Variation de l'écart type en fonction du nombre d'images.

Lors de nos premiers essais des problèmes de contamination des différents éléments du dispositif sont apparus. Nous allons les décrire succinctement ainsi que les solutions apportées.

### 3.3.2.2 Problèmes rencontrés à la mise au point du montage.

Lors des premières séries de mesures (avec le naphthalène comme traceur p 82), de nombreux problèmes d'encrassement sont apparus. Un dépôt a pu être observé sur les hublots, entraînant leur altération par absorption de l'énergie laser et une atténuation de l'énergie laser dans la cellule lors du passage du faisceau. Un encrassement des lignes de transport des gaz et des vannes a provoqué un mauvais contrôle des mélanges. Comme nous avons pu le voir au paragraphe 3.2.4.2 p 70, le traceur transporté sous forme vapeur dans le système subit fortement l'influence de la température environnante qui peut favoriser les recondensations. Cette influence de la température apparaît nettement sur la courbe de variation de la pression de vapeur saturante en fonction de la température (Figure 3-11). Ce phénomène est particulièrement important dans les endroits sensibles du dispositif comme les vannes ou lors de détente qui provoquent un refroidissement.

Un chauffage judicieux du dispositif permet d'éviter ces recondensations. Un gradient croissant de température dans le dispositif tel que:  $T_{\text{injection}} < T_{\text{bonbonne}} < T_{\text{cellule de mesure}}$  est mis en place. Pour la plupart de nos manipulations,  $T_{\text{injection}} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{\text{bonbonne}} = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{\text{cellule de mesure}} = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Cette température de  $90\text{ }^{\circ}\text{C}$  correspond à celle du mélange dans la chambre de l'ARC, en fin de compression.<sup>1</sup> Le protocole expérimental a été adapté afin d'éviter les fortes détente qui refroidissent localement le mélange. La ligne d'introduction du traceur (naphthalène) est dissociée des autres lignes de gaz afin d'éviter un transport supplémentaire dans la bonbonne de traceur présent dans les lignes lors du passage des gaz. Les lignes de transport des gaz sont chauffées afin d'éviter un refroidissement de la bonbonne par introduction de gaz froid. Ainsi tout au long de ces manipulations, le traceur (naphthalène) reste sous forme gazeuse à une pression partielle inférieure à la pression de vapeur saturante à

<sup>1</sup> Néanmoins au cours de l'étude nous avons décidé par la suite de ne pas compresser le mélange afin d'obtenir un jet inhomogène et d'utiliser la chambre de combustion à température et pression ambiante. (chap 4).<sup>1</sup>

la température locale du système. Entre chaque mesure une circulation de gaz permet de nettoyer efficacement la cellule et un contrôle fréquent du niveau de fond est effectué. Enfin pour éviter toute destruction des hublots, le faisceau laser ne sera pas focalisé mais uniquement diaphragmé pour n'utiliser que la partie la plus énergétique du faisceau. L'absence de pyrolyse et de photodissociation pendant le temps de la mesure ainsi qu'une faible absorption du laser ont été vérifiées.

Après avoir résolu les différents problèmes explicités précédemment, nous pouvons effectuer les premières vérifications des conditions d'application de la FARLIF à savoir la linéarité du signal de fluorescence avec l'énergie laser, l'oxygène partenaire de collision majoritaire et la proportionnalité du signal de fluorescence avec la richesse. Tous les paramètres expérimentaux sont reportés dans le Tableau 8.

### 3.3.2.3 Linéarité du signal de fluorescence avec l'énergie laser.

Pour vérifier cette linéarité une quantité constante de traceur est introduite dans la cellule de mesure et la puissance laser est augmentée. Un calorimètre permet de quantifier cette puissance. La Figure 3-27 montre bien la linéarité du signal de fluorescence en fonction de la puissance laser pour différentes pressions. La puissance laser maximale utilisée ici est limitée par le risque de détérioration des hublots.

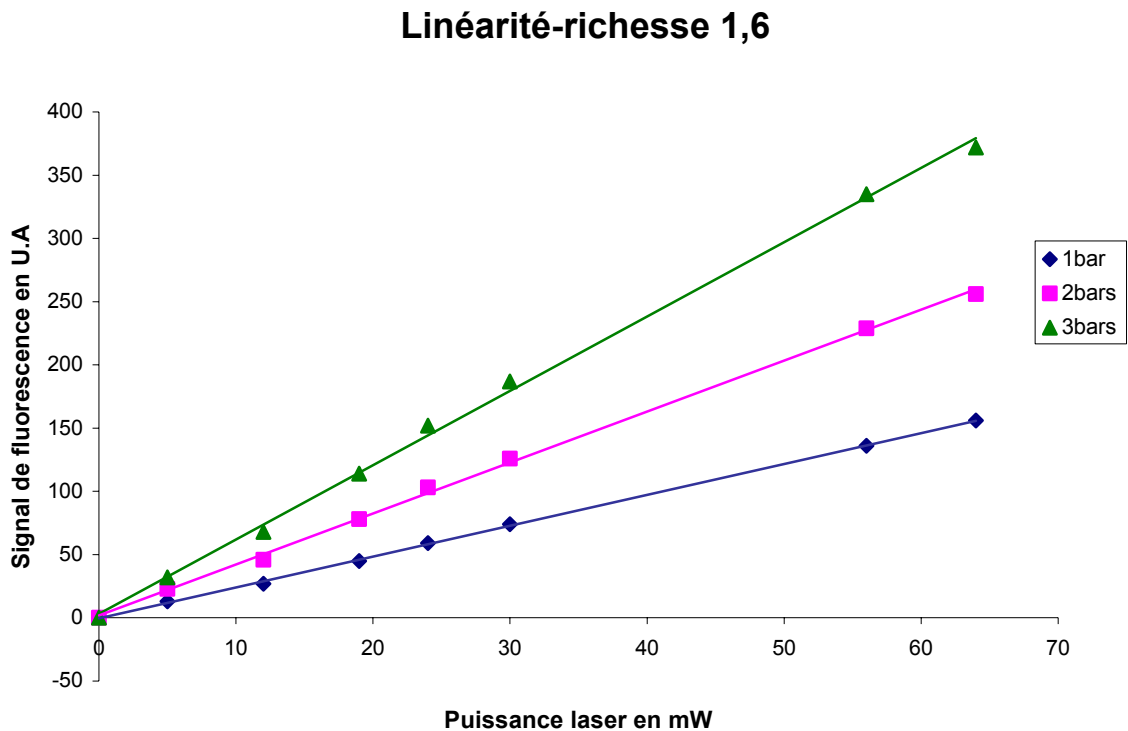


Figure 3-27 Linéarité du signal de fluorescence du naphthalène avec la puissance laser.

### 3.3.2.4 Détermination des partenaires de collision.

Pour l'application de la FARLIF, il faut vérifier que l'oxygène est le partenaire de collision majoritaire de la molécule par rapport aux autres espèces présentes (propane, azote). A pression partielle de traceur donnée et à énergie laser constante le signal de fluorescence du traceur doit être indépendant de la concentration de molécules telles que l'azote et le propane et diminuer quand la concentration en oxygène (air) augmente. Ceci est observé expérimentalement. Le propane et l'azote n'ont pas d'influence sur le signal de fluorescence du naphthalène (Figure 3-28, Figure 3-29). En effet, il reste constant malgré l'augmentation des pressions partielles de  $N_2$  et  $C_3H_8$ . En revanche l'introduction d'air fait diminuer de façon très significative le signal de fluorescence (Figure 3-30). Des différents résultats précédents, nous pouvons en conclure que pour le naphthalène, l'oxygène joue bien un rôle prépondérant dans le processus de désexcitation par collisions et qu'il est le partenaire de collision majoritaire dans nos conditions expérimentales.

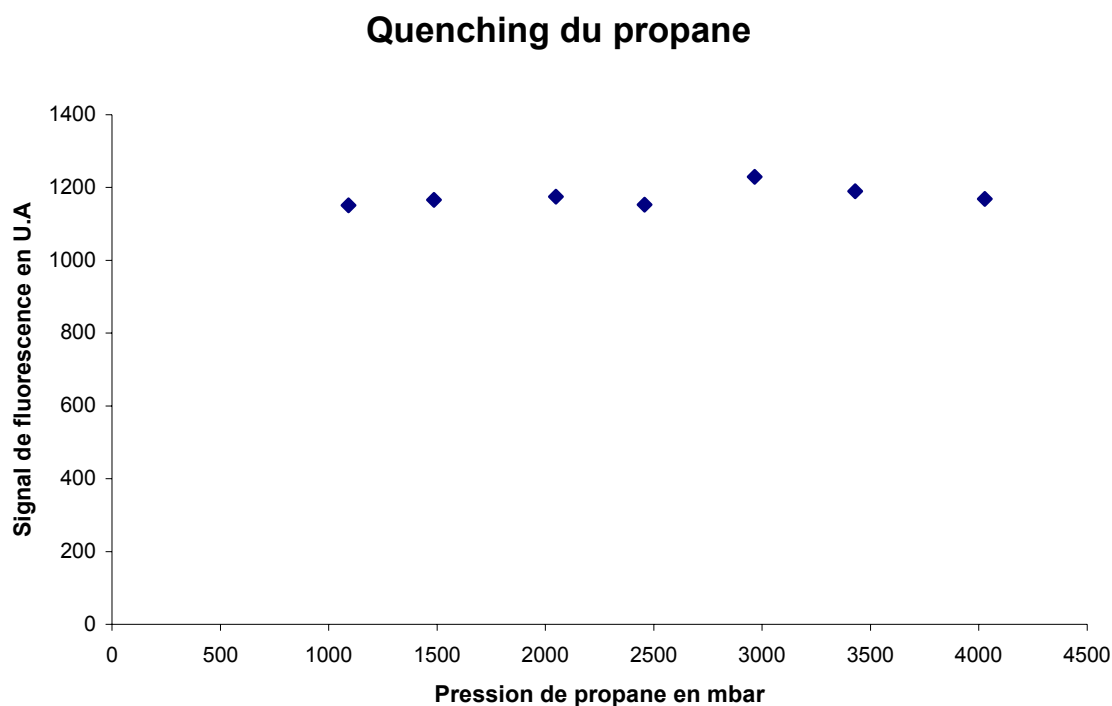


Figure 3-28 Influence du propane sur le signal de fluorescence.

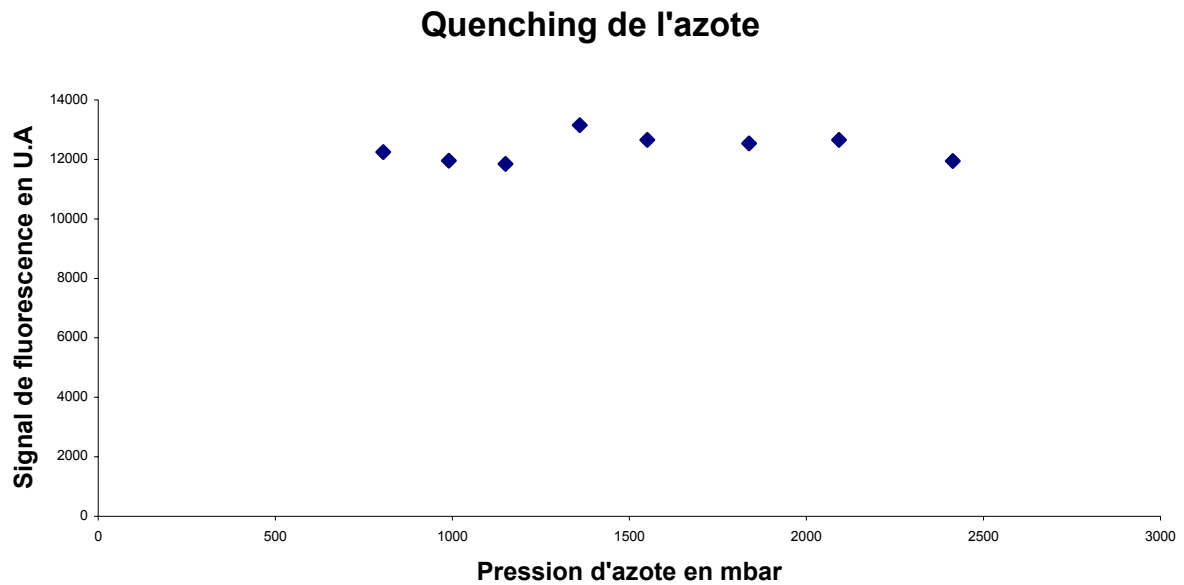


Figure 3-29 Influence de l'azote sur le signal de fluorescence

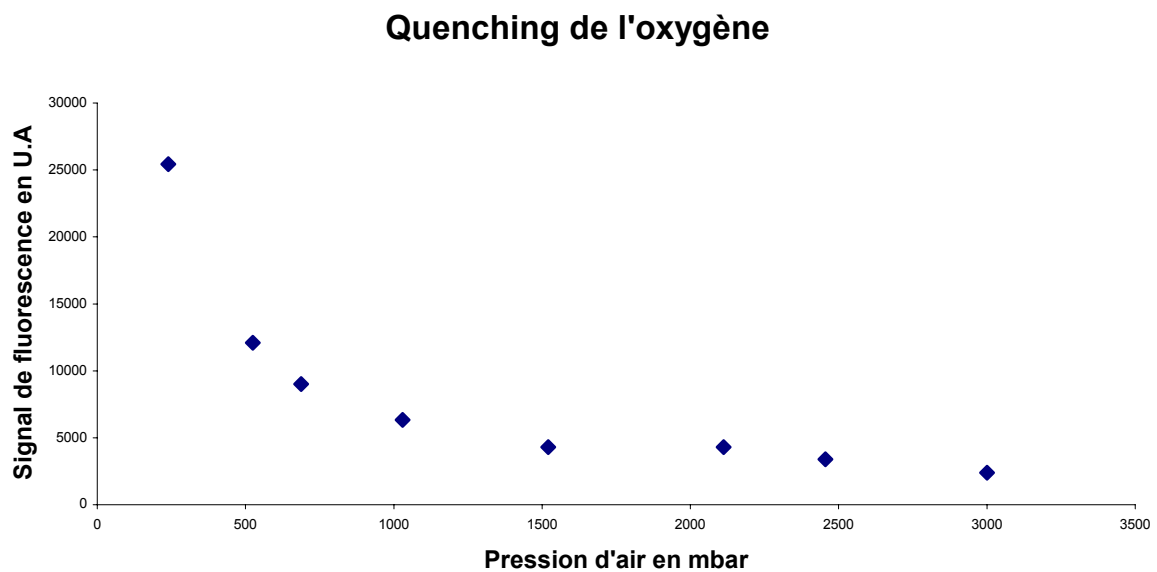


Figure 3-30 Influence de l'oxygène (air) sur le signal de fluorescence.

Les dernières vérifications d'application de la FARLIF vont pouvoir être effectuées notamment la variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse réelle réalisée avec de l'air comme comburant.

### 3.3.2.5 Variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse.

Pour cela, nous avons étudié des mélanges à différentes richesses et différentes pressions en maintenant constante l'énergie laser.

D'après l'équation eq 3-19 le signal de fluorescence doit être proportionnel à la richesse quelle que soit la pression (FARLIF).

$$S_f \propto \frac{[F]}{[O_2]} \propto (Richesse) \text{ à } T = cte \quad \text{eq 3-19}$$

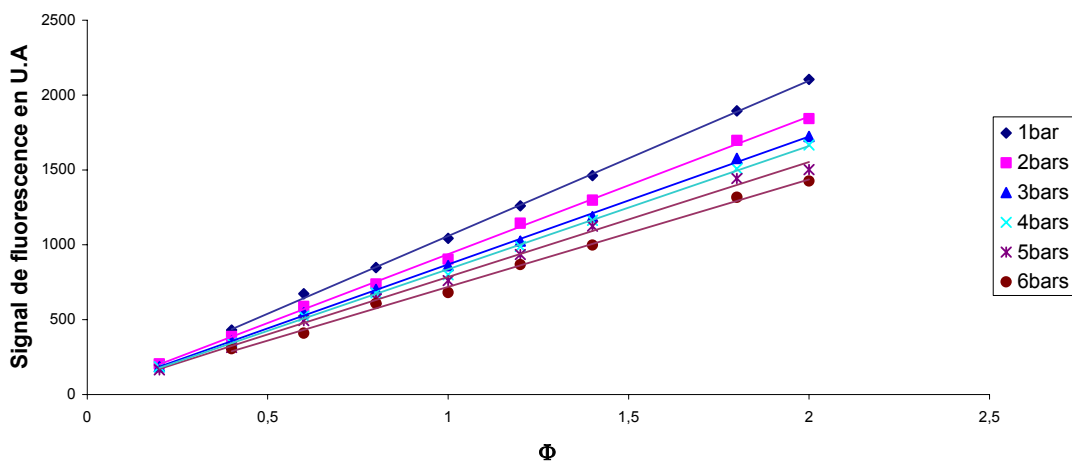
Sur la Figure 3-31, nous remarquons que les mesures vérifient bien les conditions précédentes entre 1 et 6 bars. En effet nous pouvons observer que le signal de fluorescence est proportionnel à la richesse. Une différence, néanmoins, a pu être observée par rapport aux études précédentes [Reboux 1995], à savoir l'absence d'un seuil de pression minimale à partir duquel le signal de fluorescence reste constant. C'est sur l'hypothèse de l'existence d'une telle pression et dans le but de la diminuer que le naphthalène a été choisi. Comme l'illustre la Figure 3-31 pour une richesse donnée, une diminution du signal avec une augmentation de la pression est observée et aucun palier n'apparaît.

Néanmoins une normalisation du signal de fluorescence par rapport au signal de fluorescence à 1 bar (Figure 3-32) fait apparaître une décroissance identique pour toutes les richesses en fonction de la pression totale, ces mesures étant réalisées à une température constante de 90°C.

$$\frac{S_f(P)}{S_f(1bar)} \text{ décroissance linéaire avec la } P_{totale} \text{ à } T = cte$$

Ce comportement a des conséquences importantes. En effet en effectuant un seul étalonnage du Sf en fonction de la richesse à une seule pression les mesures de richesses peuvent être effectuées pour n'importe quelle pression.

**Signal de fluorescence en fonction de la richesse à différentes pressions (oxygène)**



**Figure 3-31 Signal de fluorescence en fonction de la richesse.**

### Sf/Sf(1 bar) en fonction de la pression totale

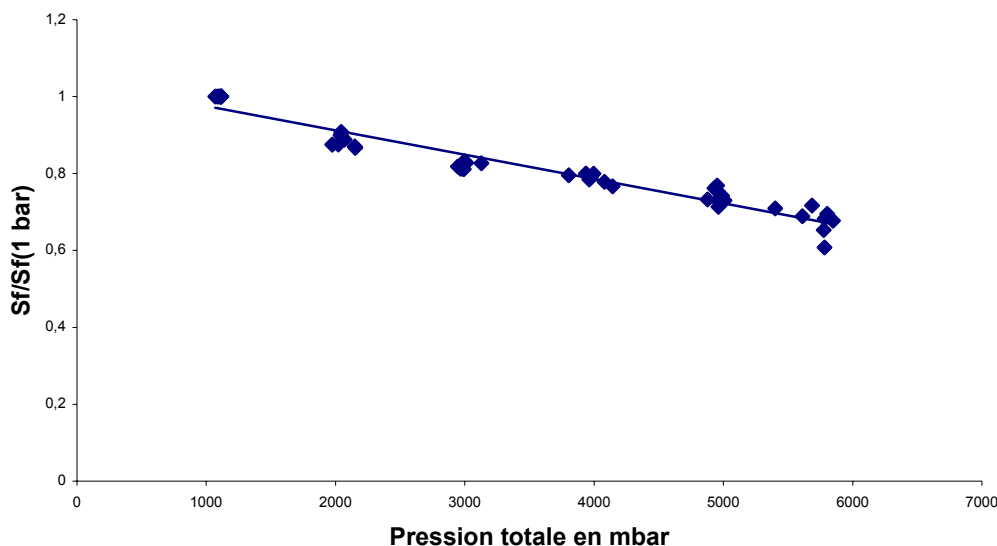


Figure 3-32 Variation du signal de fluorescence avec la pression totale.

En conclusion, même en l'absence d'une pression minimale, dans le cas de notre étude, après un étalonnage effectué à 1 bar dans la chambre de combustion de l'ARC, des mesures de richesses locales pourront être effectuées connaissant la température et la pression au moment de la mesure. Le naphthalène semble donc pouvoir être utilisé dans nos conditions expérimentales.

#### 3.3.2.6 Implantation de la mesure dans le dispositif expérimental et difficultés:

Tous les étalonnages effectués précédemment sur le naphthalène montrent qu'il peut être utilisé pour la mesure de richesse connaissant la température et la pression à l'instant de la mesure. Or lors de l'utilisation du naphthalène dans notre dispositif expérimental, de nombreux problèmes sont apparus par rapport aux étalonnages réalisés en cellule chauffée.

Le naphthalène avait été choisi pour deux raisons essentielles. Tout d'abord, ses propriétés d'évaporation étaient assez bonnes facilitant son mélange sous forme gazeuse au combustible gazeux (propane) et ce malgré le fait qu'il se présente sous forme solide à température et pression ambiante. Or dans nos conditions d'injection de mélange instationnaires, des problèmes d'équilibre thermodynamique solide/vapeur sont apparus. Nous avons ainsi observé des phénomènes de recondensation au voisinage de l'injecteur mais aussi tout le long des lignes de mélange et préférentiellement dans les zones « froides » de l'installation (ex : vanne, zones de détente). Une solution afin d'éviter les condensations aurait été de chauffer graduellement l'installation de mélange pour que la pression partielle du traceur reste bien en dessous de sa pression de vapeur saturante. Cette solution avait été mise en place sur la cellule d'étalonnage mais est plus délicate à réaliser sur l'installation de mélange de la chambre à combustion. Ces condensations aboutissent à un non contrôle du mélange. Or nous cherchons à effectuer des mesures quantitatives ce qui exclu tout doute sur la composition du mélange ce qui nécessite de pouvoir contrôler l'ensemencement moléculaire en naphthalène du mélange injecté.

Ensuite le naphthalène avait été choisi pour son taux de quenching de 6.4 bien supérieur à celui du toluène de 3 avec comme objectif la diminution de la pression critique de 3 bars observée avec le toluène par [Reboux 1995]. Finalement cette pression critique n'a pas pu être observée pour le naphthalène mais nous avons vu au paragraphe précédent que la mesure de richesse restait toutefois possible. Lors de ce choix nous avons aussi pris en compte le fait que le rendement quantique du naphthalène de 0.23 était supérieur à celui du toluène 0.17 afin que la baisse de signal engendrait par le fort taux de quenching soit compensée. Or malgré cette précaution, lors de l'implantation de ce traceur dans le dispositif expérimental, le niveau de signal collecté était très insuffisant (compris entre 800 et 1500 niveaux avec une caméra pouvant aller jusqu'à 65000 niveaux, le fond étant à 300 niveaux) et ne permettait pas d'effectuer des mesures quantitatives fiables.

Les problèmes générés par les deux éléments cités ci-dessus sont illustrés sur la Figure 3-33. Nous pouvons voir une uniformité du signal de fluorescence alors qu'il existe la présence du jet comme le montre les champs de vitesse superposés. Ceci met en relief l'impossibilité de contrôle du mélange et le faible contraste résultant du faible niveau de signal.

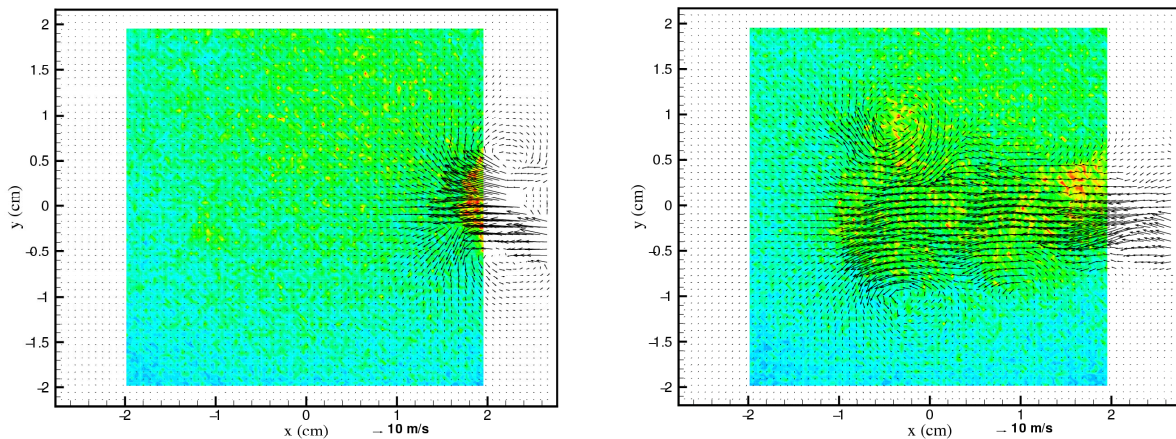


Figure 3-33 Signal de fluorescence du naphthalène superposé au champ de vitesse.

Ainsi contrairement à nos attentes il n'a pas été possible d'utiliser le naphthalène dans notre dispositif expérimental. Néanmoins l'utilisation de cette molécule pour la mesure de richesse pourrait être effectuée dans d'autres configurations (jet continue...). Dans ces conditions, la recherche d'une nouvelle molécule adaptée à nos conditions expérimentales s'avère nécessaire. Les observations faites précédemment sur le naphthalène vont nous permettre d'affiner nos critères de sélection.

### 3.3.3 Choix d'une nouvelle molécule :

#### 3.3.3.1 Ajustements des critères de sélection :

Nous avons vu que l'existence d'une pression limite (observée avec le toluène à 248 nm) à partir de laquelle le signal de fluorescence devenait indépendant de la pression n'était pas généralisable à toutes les molécules. Le critère pour lequel le rapport  $\frac{L_0}{L} \geq \left(\frac{L_0}{L}\right)_{\text{Toluène}}$  devait être suffisamment élevé afin d'abaisser la pression critique n'est pas applicable à toutes les

molécules. De plus, cette condition aboutit à un faible niveau de signal de fluorescence. Dès lors, nous avons changé nos critères de sélection pour le choix de la nouvelle molécule afin de pouvoir réaliser une mesure de richesse avec suffisamment de signal.

Nous nous sommes orientés vers des molécules telles que le taux de quenching sous l'action de l'oxygène soit assez faible pour conserver un niveau de signal de fluorescence suffisant mais suffisamment fort pour garder les conditions d'application de la FARLIF à savoir  $A_{21}$  négligeable devant  $Q_{21}$  en présence d'oxygène. De plus afin d'écarter les problèmes de condensation particulièrement accrus dans nos conditions d'injection instationnaires, nous nous sommes attachés à sélectionner un traceur le plus volatile possible et de ce fait nous avons exclu les traceurs solides.

Dans le Tableau 7 nous avons répertorié les traceurs liquides dont le taux de quenching est supérieur à 1.5 [Berlmann 1971] (nous pouvons penser qu'en dessous de cette limite  $A_{21}$  risquerait de ne plus être négligeable devant  $Q_{21}$  et par conséquent, la FARLIF pourrait ne pas être appliquée) et inférieur à 3 (taux de quenching du toluène) afin d'obtenir suffisamment de signal. Nous avons ensuite classé les traceurs en fonction de leurs propriétés d'évaporation. Sur la Figure 3-34 sont répertoriées les courbes d'évaporation des traceurs sélectionnés. Les courbes les plus à gauche du graphique correspondent aux traceurs les plus volatils. De plus pour des problèmes de sécurité, nous avons également privilégié un traceur le moins toxique possible car beaucoup d'aromatiques sont fortement cancérigènes.

Composé	Formule	M (g/mol)	T <sub>liqué</sub> (°C)	rdq	L <sub>0</sub> /L	Toxicité
Fluorobenzène	C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> F	96	-40	0.13	1.47	
m-xylène	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	106	-48	0.17	2.67	Gr3-cancé
isopropylbenzène	C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	120	-96	0.12	2.18	
anisole	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub> O	168	-37	0.29	1.54	
propylbenzène	C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	120	-99	0.14	2.63	
1.2.4triméthylbenzène	C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	120	-44	0.41	2.77	
secbutylbenzène	C <sub>10</sub> H <sub>14</sub>	134	-75	0.14	2.32	
toluène	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	92	-40	0.17	3	Gr3-cancé

**Tableau 7 Propriétés de molécules aromatiques à faible taux de quenching [Berlmann 1971]**

D'après ce tableau et nos différents critères de sélection, nous avons retenu l'anisole. En effet, cette molécule possède un bon rendement quantique, un taux de quenching assez faible et ce produit est très volatil à température et pression ambiante ce qui évite les problèmes de recondensation rencontrés avec le naphthalène.



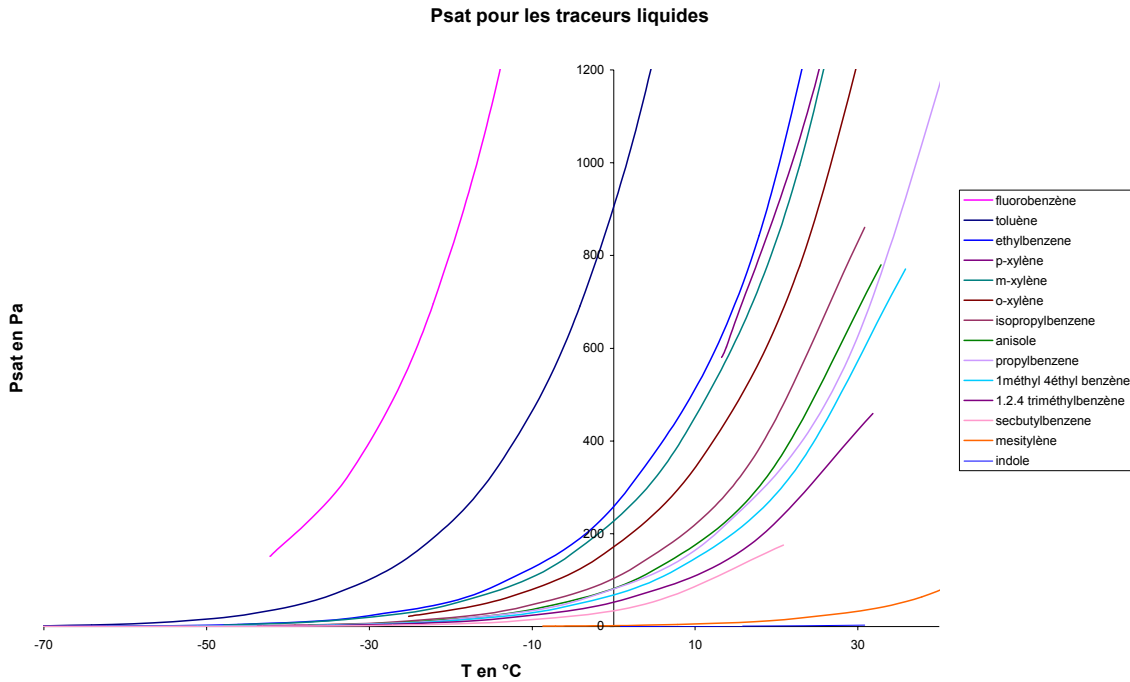
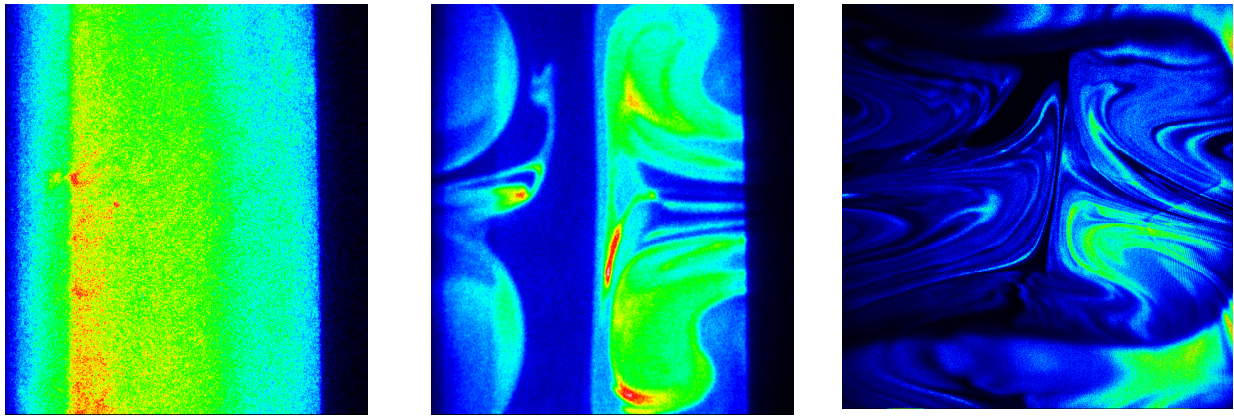


Figure 3-34 : Courbe de pression de vapeur saturante en fonction de la température

Comme pour le naphthalène, les vérifications des conditions d'applications de la FARLIF doivent maintenant être réalisées. Ces vérifications seront effectuées dans le dispositif utilisant le contrôle des mélanges par circulation à l'aide de cols soniques dans la chambre de combustion utilisée ici comme cellule de mesure (p 76). Le recours à la chambre de combustion pour cet étalonnage nous permet de nous placer directement dans nos conditions expérimentales et ainsi de s'affranchir des problèmes rencontrés avec le naphthalène lors du passage de la cellule chauffée à la chambre de combustion. Les étalonnages vont être réalisés à température ambiante. Ceci n'est pas contraignant puisque lors des essais en combustion l'augmentation de température est négligeable quelque soit les temps d'étude.

### 3.3.3.2 Problèmes de décomposition :

Lors de l'utilisation de l'anisole, une dégradation de la molécule sous l'influence du laser UV a pu être observée (Figure 3-35). En effet, lors du passage du laser UV à 266 nm dans un mélange contenant du traceur, l'apparition de gouttes au bout de quelques tirs laser a pu être observée. Il semble donc qu'il y ait une dégradation de la molécule sous l'influence du laser. Afin de mettre en évidence la présence de ces gouttes, parallèlement au passage d'une nappe laser UV dans un mélange contenant du traceur, une nappe laser à 532 nm a été mise en place. Une caméra CCD fonctionnant dans le visible récupère le signal de diffusion de Mie émis par les gouttes éventuellement présentes. Au passage du seul laser à 532 nm aucun signal n'apparaît sur la caméra CCD (Figure 3-36). Cependant dès le passage du laser UV au bout de quelques tirs laser (environ une dizaine) un signal de diffusion de Mie apparaît sur la caméra (Figure 3-37) ce qui indique bien l'apparition de gouttes dans le mélange. Ainsi nous pouvons conclure que le laser UV à 266 nm dégrade progressivement la molécule d'anisole et que la molécule formée présente une tension de vapeur saturante inférieure à celle de l'anisole d'où sa condensation.

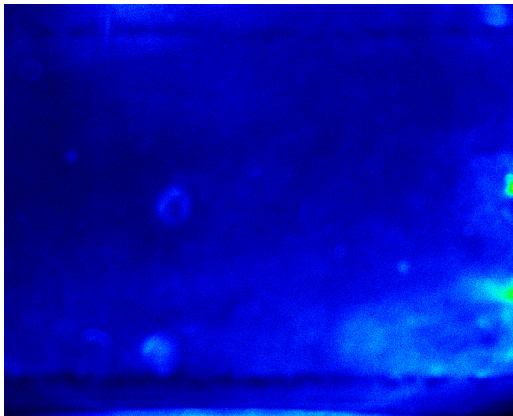


Signal de fluorescence à  $t=0$  min

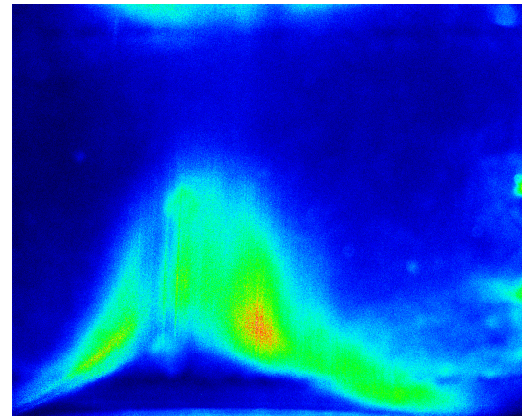
Dégradation du signal de fluorescence à  $t=1$  min

Image de diffusion de Mie à 532 nm  $t=1$  min

**Figure 3-35 Dégradation de la molécule d'anisole au cours du temps( images non simultanées).**



**Figure 3-36 : Laser à 532 nm seul pas de formation de gouttes**



**Figure 3-37 : Ajout du laser à 266 nm, apparition de gouttes**

Afin de pouvoir réaliser des mesures fiables, un obturateur mécanique a été mis en place, celui-ci ne laissant passer le laser qu'à l'instant de la mesure.

### 3.3.3.3 Acquisition des images et traitements

Lors de l'étalonnage de l'anisole nous n'avons pas pu effectuer une série de mesures successives avec un même mélange en raison du phénomène de décomposition cité précédemment. Pour un seul mélange nous n'avons retenu que 10 images. En effet c'est après le passage de plusieurs tirs laser correspondant à l'acquisition d'une dizaine d'images que le phénomène de formation de gouttes apparaît. Afin d'avoir pour un point donné suffisamment d'images, chaque mesure a été effectuée trois fois avec trois mélanges différents. Aux images homogènes obtenues, un fond réalisé avec une circulation d'air est soustrait. Le long de l'image (le laser arrivant par le haut de l'image) nous pouvons voir qu'il n'y a pas d'absorption du laser et que celle-ci paraît globalement homogène (Figure 3-38), les variations de signal sur l'image proviennent de l'inhomogénéité de la nappe laser. Afin d'obtenir une meilleure dynamique de signal les acquisitions ont été réalisées en « binning » (regroupement de plusieurs pixels) de  $2 \times 2$ . Les influences du « binning » et du traitement d'image (soustractions, correction de nappe..) sur la précision des mesures seront discutées dans le chapitre 5.

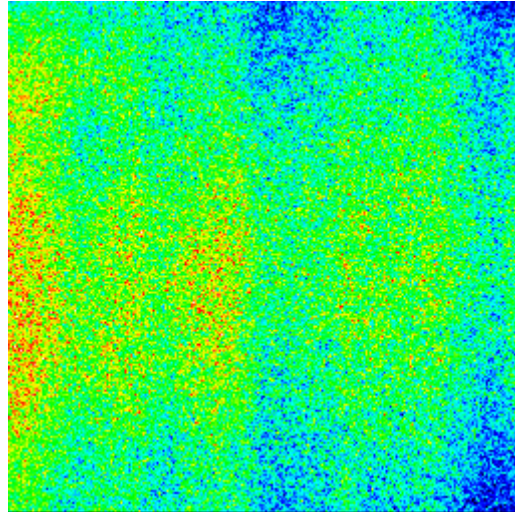


Figure 3-38 Image homogène de fluorescence de l'anisole.

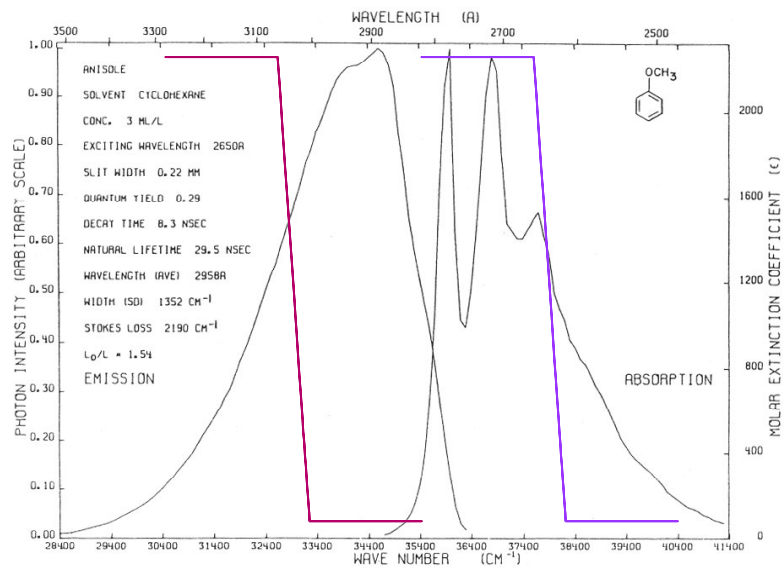
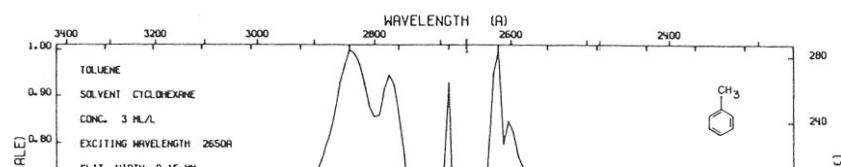


Figure 3-39 Caractéristiques des filtres par rapport aux spectres d'émission et d'absorption de l'anisole [Berlmann 1971] (violet WG 280, rouge WG 305)



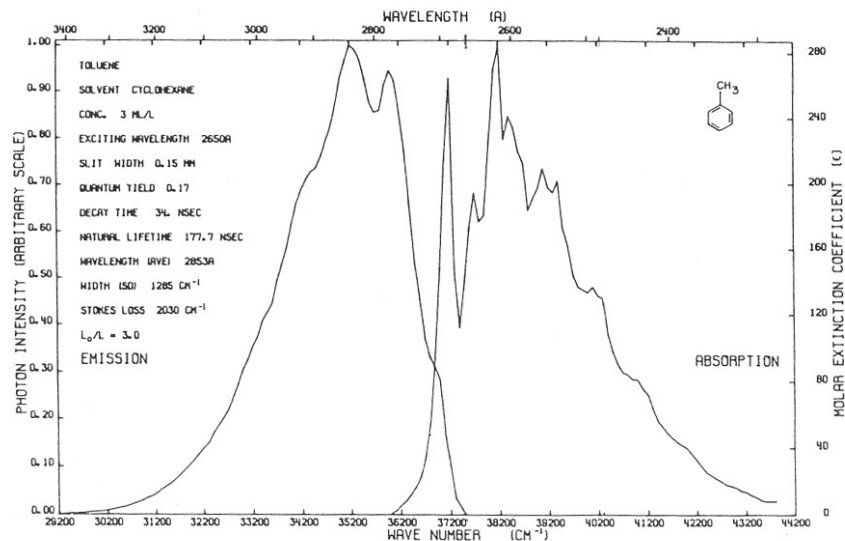


Figure 3-40 Spectres d'absorption et d'émission du toluène. [Berlmann 1971]

Par ailleurs pour réaliser les mesures avec l'anisole, le filtrage du signal de fluorescence par rapport au laser a été réalisé grâce à un filtre liquide dont le principe de fonctionnement a été décrit plus haut. En effet comme nous pouvons le voir sur la Figure 3-39 les deux filtres commerciaux mis à notre disposition ne permettent pas de réaliser un filtrage efficace du laser à 266 nm ou coupent l'intégralité du signal de fluorescence émis. Afin de ne collecter que le signal de fluorescence de l'anisole, nous avons utilisé un filtre liquide contenant du toluène. Parmi une importante liste de molécules sondées, le toluène paraît le mieux à même de réaliser un filtrage efficace du signal de fluorescence de l'anisole. En comparant les spectres d'absorption et d'émission de ces deux molécules Figure 3-39 et Figure 3-40, il apparaît clairement que le toluène absorbe majoritairement vers 266 nm (longueur d'excitation laser) et peu à partir de 270 nm longueur d'onde qui correspond au début de l'émission de fluorescence de l'anisole. Le toluène a été mélangé en concentration connue (8%) à de l'isooctane (liquide spectroscopiquement neutre). Nous reviendrons sur ce point au chapitre 5 lors de la mise en place des mesures simultanées.

### 3.3.3.4 Détermination des partenaires de collision majoritaires pour l'anisole :

Comme pour le naphthalène, à une quantité d'anisole constante, nous avons ajouté successivement des quantités croissantes d'air, de propane ou d'azote. Ces mélanges sont alors soumis à une excitation laser à énergie constante. Nous collectons le signal de fluorescence émis. D'après les Figure 3-41 et Figure 3-42 nous pouvons observer que le signal de fluorescence reste pratiquement constant malgré l'augmentation de la quantité de propane et d'azote même si l'on peut noter dans les deux cas une légère augmentation qui est plus forte pour le propane du signal moyen qui peut être due à une influence de la pression totale sur les processus d'émission. Il est à noter que, dans nos conditions expérimentales, cette augmentation n'est pas gênante puisque pour nos mesures, le débit de propane est constant et c'est la dilution de l'air qui va fixer la richesse du mélange. L'augmentation de pression totale lors de la combustion est de plus relativement faible. Comme pour le naphthalène, le signal de fluorescence de l'anisole diminue fortement en présence d'air Figure

3-43 et nous pouvons ainsi conclure que l'oxygène est bien le partenaire de collision majoritaire de l'anisole.

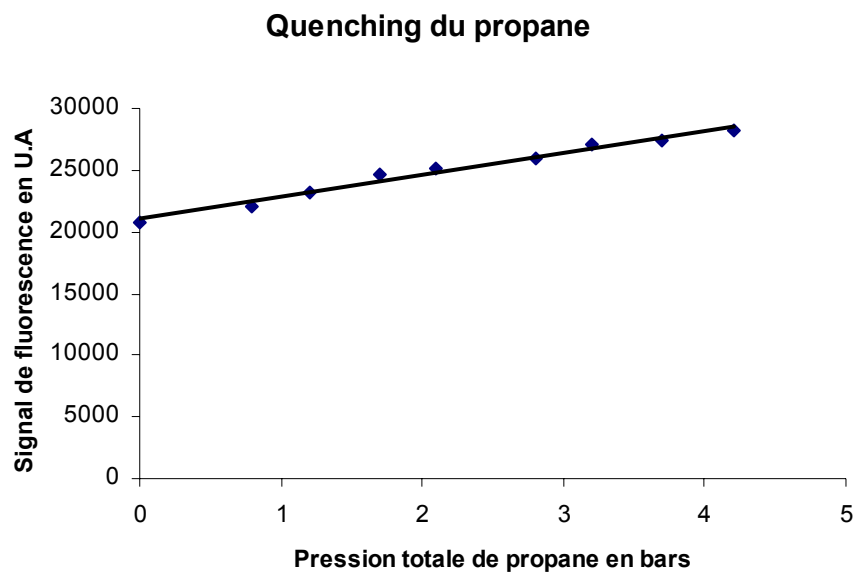


Figure 3-41 Influence du propane sur le signal de fluorescence de l'anisole

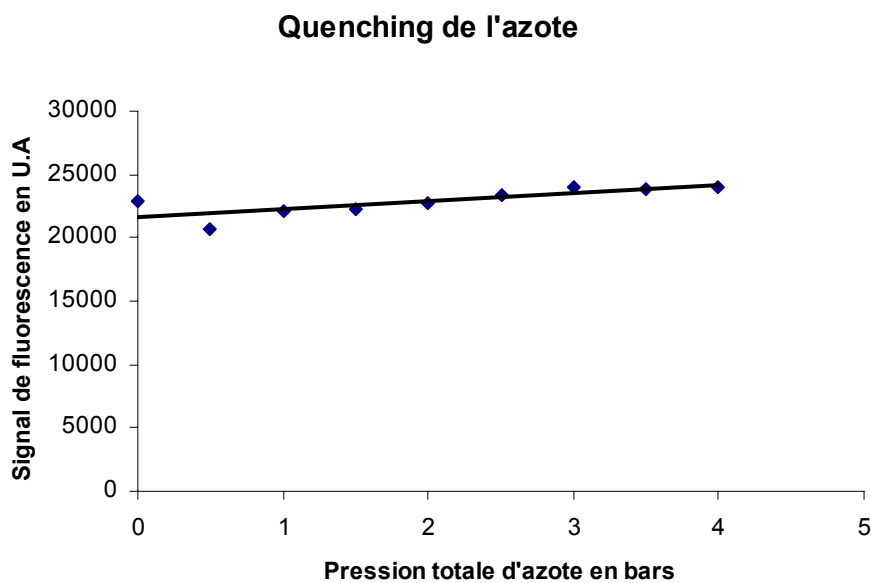


Figure 3-42 Influence de l'azote sur le signal de fluorescence de l'anisole

### Quenching de l'oxygène

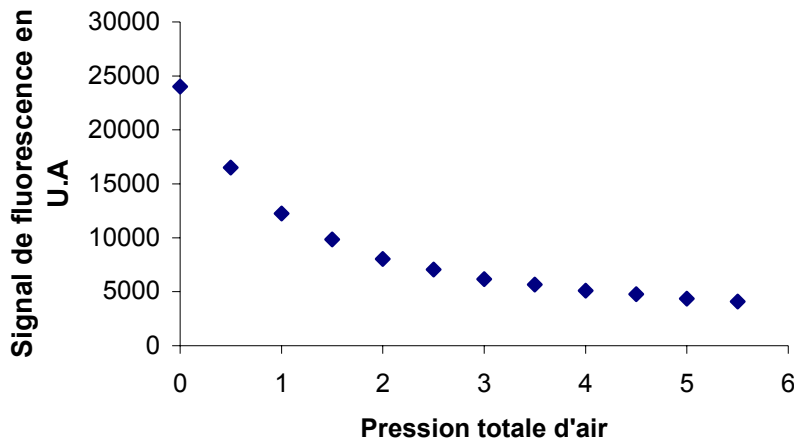


Figure 3-43 Influence de l'oxygène sur le signal de fluorescence de l'anisole

La première hypothèse d'utilisation de la FARLIF à savoir que l'oxygène est le partenaire de collision majoritaire est remplie. Nous allons maintenant étudier la variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse pour différentes pressions.

#### 3.3.3.5 Variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse :

Pour différentes pressions nous regardons la variation du signal de fluorescence de l'anisole en fonction de la richesse. Dès les premières mesures, nous pouvons constater que le niveau de signal de fluorescence de l'anisole est 15 fois supérieur à celui du naphthalène. Ce meilleur rapport signal sur bruit nous permettra ainsi de réaliser des mesures avec beaucoup plus de dynamique. (chapitre 5). De plus nous remarquons que quelle que soit la pression totale du mélange, le signal de fluorescence de l'anisole est proportionnel à la richesse. Ainsi, même en ayant utilisé un traceur beaucoup moins influencé par l'oxygène (son taux de quenching étant de 1.5 contre 6.4 pour le naphthalène et 3 pour le toluène) le coefficient  $Q_{21}$  reste toujours prédominant devant le coefficient  $A_{21}$ . Cette hypothèse assure la proportionnalité entre le signal de fluorescence et la richesse. Le gain obtenu en niveau de signal provient de ce faible taux de quenching. Enfin pour une richesse fixée, il existe une augmentation du signal de fluorescence pour une pression croissante contrairement au naphthalène où il existait une décroissance. Mais là encore, aucune pression limite n'est observée contrairement au toluène à 248 nm. En revanche en normalisant le signal de fluorescence de l'anisole par son signal de fluorescence à 1 bar (Figure 3-45), nous pouvons noter que cette croissance est identique pour toutes les richesses en fonction de la pression totale (tout comme la décroissance pour le naphthalène). Par ailleurs, il existe une faible sensibilité de l'anisole à la pression totale puisque l'augmentation relative du signal de fluorescence entre 1 et 6 bars est de 16% comparé au naphthalène où la décroissance relative au signal de fluorescence à 1 bar est de 34%. Ainsi tout comme le naphthalène, un étalonnage préalable du signal de fluorescence avec la pression peut nous permettre de réaliser une mesure de richesse dans des milieux pressurisés à condition de connaître la pression et la température à l'instant de la mesure.

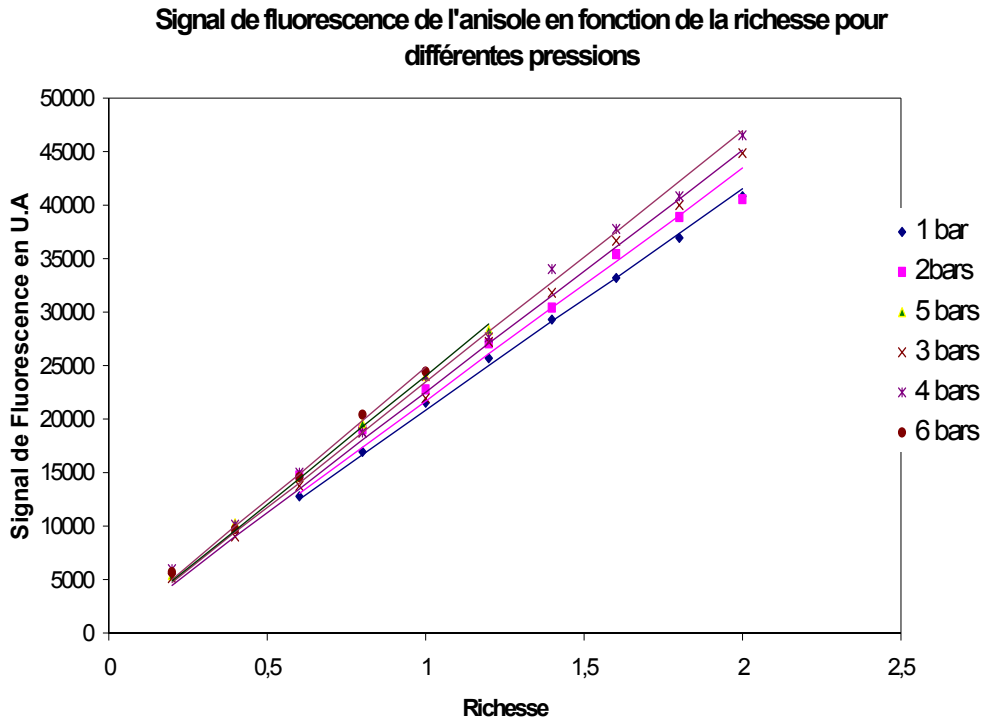


Figure 3-44 Variation du signal de fluorescence de l'anisole en fonction de la richesse.

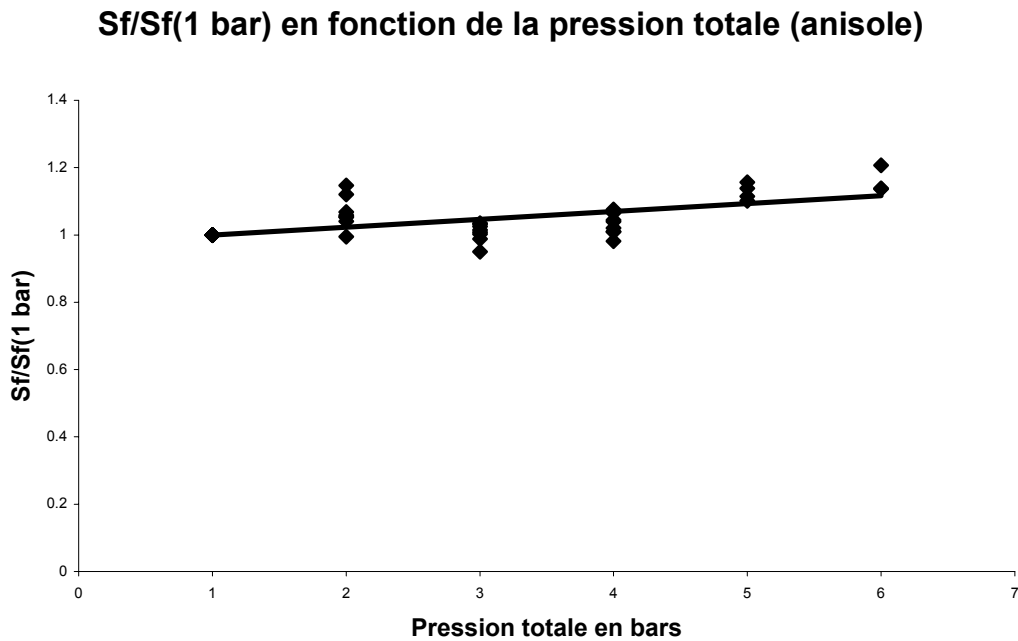


Figure 3-45 Variation du signal de fluorescence avec la pression totale

Tous les paramètres expérimentaux ayant été utilisés pour ces étalonnages sont répertoriés dans le Tableau 8. L'indice N correspond aux mesures faites avec le naphthalène et l'indice A à celles effectuées avec l'anisole.

L'anisole va donc nous permettre de réaliser des mesures de richesse dans nos conditions expérimentales avec une bonne dynamique de signal. La variation du signal de richesse en fonction de la pression totale reste négligeable dans le cadre de notre étude. En effet lors de la phase d'expansion de la flamme l'augmentation de pression reste faible durant la durée d'observation de 6 ms. Au cours de l'implantation de la mesure nous avons été confronté à peu de problèmes comparés à ceux engendrés par l'utilisation du naphthalène. Les détails seront donnés dans le chapitre 4. Des mesures de richesses fiables peuvent donc être réalisées avec l'anisole comme traceur du propane en phase de combustion mais aussi à froid (chapitre 6). L'évaluation de la précision de la mesure sera discutée dans le chapitre 4.



Manipulation	Gain	$t_{\text{exposition}}$ caméra	Porte d'intensification (ns)	Binning	Ouverture Objectif (U.V)	$T_{\text{cellule}}$ (°C)	$T_{\text{bonne}}$ (°C)	$T_{\text{enceuseur}}$ (°C)	Puissance Laser (mW)	$P_{\text{azote}}$ + $P_{\text{traceur}}$ (mbar)	$P_{\text{orale}}$ (mbar)	Richesse	Filters
Linéarité	90	N : 3 $\mu$ s	N : 970 A : 3000	2	N : 8	N : 90 A : 20	N : 60	N et A $T_{\text{ambiante}}$		N : 300	5000	N : 1.6	N : WG 305 A : liquide
Quenching $C_3H_8$	N : 90 A : 250	N : 3 $\mu$ s	N : 970 A : 3000	2	N : 4.5 A : 45	N : 90 A : 20	N : 60	N et A $T_{\text{ambiante}}$	N : 6 A : 350	N : 300		A : 1	N : WG 305 A : liquide
Contrôle des mélanges (pseudo- richesse azote)	N : 90 A : 250	N : 3 $\mu$ s	N : 970 A : 3000	2	N : 4.5 A : 8	N : 90 A : 20	N : 60	N et A $T_{\text{ambiante}}$	N : 12 A : 350				N : WG 305 A : liquide
Richesse (oxygène)	N : 90 A : 250	N : 2 ms	N : 970 A : 3000	2	N : 4.5 A : 45	N : 90 A : 20	N : 60	N et A $T_{\text{ambiante}}$	N : 5 A : 350				N : WG 305 A : liquide
Fond avec puissance laser	N : 90	N : 3 $\mu$ s	N : 970 A : 3000	2	N : 8	N : 90 A : 20	N : 60	N et A $T_{\text{ambiante}}$		N : 300	5000	N : 1.6	N : WG 305 A : liquide
Quenching $O_2$		N : 1 ms	N : 970 A : 3000		N : 4.5 A : 45	N : 35 A : 20	N : 33	N et A $T_{\text{ambiante}}$	N : 4 A : 350	N : 300		A : 1	N : WG 305- 280 A : liquide
Quenching $N_2$		N : 1 ms	N : 970 A : 3000		N : 22 A : 4.5	N : 45 A : 20	N : 33	N et A $T_{\text{ambiante}}$	N : 3.5 A : 350	N : 500		A : 1	N : WG 305- 280 A : liquide

Tableau 8 Paramètres expérimentaux

### 3.3.4 Discussion des résultats :

Une comparaison des résultats peut maintenant être effectuée. Les résultats présentés précédemment sont importants. En effet les résultats de FARLIF pour le naphthalène et l'anisole à 266 nm sont différents de ceux obtenus par Josué Reboux [Reboux 1995] avec le toluène à 248 nm (Figure 3-46). Lors de l'étalonnage du toluène, une variation identique pour toutes les richesses avait pu être observée à partir d'une pression minimale supérieure à 3 bars. L'hypothèse avait été faite qu'à partir de cette pression minimale  $P > 3$  bars,  $A_{21} \ll Q_{21}$  et donc que le signal de fluorescence devenait directement proportionnel à la richesse sans influence de la pression totale. C'est à partir de cette hypothèse que le choix du naphthalène pour nos conditions expérimentales avait été faite. Or, lors de nos mesures, nous n'avons pas observé cette condition de pression minimale mais une diminution (naphthalène) ou une augmentation (anisole) du signal de fluorescence avec une augmentation de la pression. Ces différences d'observation proviennent de l'influence de la structure électronique de la molécule choisie sur les phénomènes de désexcitation. De même, des différences de comportement ont pu aussi être observées en LIF classique nous pouvons voir ceci dans le Tableau 5 p 67. D'autres paramètres tels que la longueur d'onde d'excitation influencent ces processus de désexcitation. Néanmoins, malgré une différence de comportement comparé au toluène, le naphthalène et l'anisole permettent la mesure de richesses. Le signal de fluorescence émis proportionnel à la richesse et ceci quel que soit le mélange.

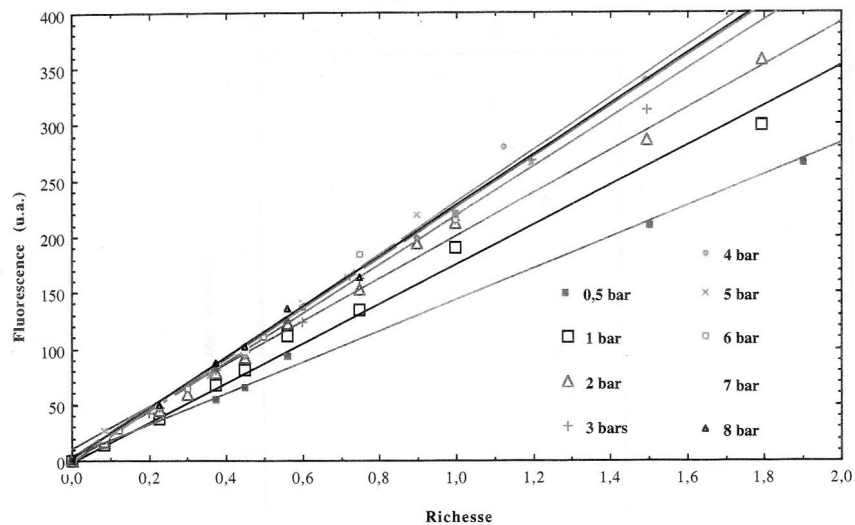


Figure 3-46 Variation du signal de fluorescence du toluène en fonction de la richesse pour différentes pression [Reboux 1995].

En conclusion, l'utilisation d'un traceur nécessite des étalonnages et une étude complète afin d'être utilisé de façon rigoureuse et permettre une mesure quantitative. D'autres paramètres doivent encore être étudiés notamment l'influence de la température sur le signal de fluorescence et d'autres traceurs pourraient aussi être testés. L'influence de la température n'a pas été étudiée ici en raison de la faible augmentation de température engendrée pendant les premiers instants de la phase d'expansion de la flamme (6ms). Enfin une étude spectroscopique approfondie permettrait de déterminer les niveaux mis en jeu dans les processus de désexcitation par collision avec l'oxygène selon les différentes molécules.

### 3.4 Conclusion sur les méthodes de mesures

Au cours de cette première partie de l'étude, nous avons mis en place les diagnostics nécessaires à la mesure simultanée de vitesse et de richesse. La mise en place de la mesure de vitesse réalisée par PIV n'a pas demandé d'étude particulière, en revanche, la mise en place de la méthode de mesure de richesse dans notre dispositif expérimental a nécessité une étude approfondie avec l'élaboration d'un dispositif d'étalonnage. En effet nous avons décidé d'utiliser une méthode de mesure de richesse avec introduction de traceur sous forme gazeuse. Un des traceurs les plus utilisés actuellement pour ce type de mesure est l'acétone du fait de ses fortes propriétés d'évaporation. Or il s'avère que le signal de fluorescence fourni par ce traceur à 266 nm est faible ce qui aboutit à une faible dynamique de mesure des richesses. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 5. Nous avons donc décidé d'utiliser une méthode de mesure utilisant des traceurs permettant d'obtenir un bon niveau de signal et une mesure directe de la richesse indépendante de la pression en tirant avantage du processus de désexcitation par collision avec l'oxygène. Cette méthode, la FARLIF a été développée par Josué Reboux avec du toluène comme traceur. Il avait observé pour une pression supérieure à 3 bars une indépendance du signal de fluorescence avec la pression et ceci quelle que soit la richesse. Nous avons dans un premier temps voulu diminuer cette pression nominale de 3 bars. Pour cela nous avons sélectionné le naphtalène fortement influencé par l'oxygène et réalisé des étalonnages. La réalisation de ces étalonnages a nécessité un travail important au vu de la difficulté à mélanger sous forme gazeuse un traceur présent sous forme liquide ou solide à température ambiante à un autre gaz, le propane dans notre cas. Cette difficulté sera accentuée lors de l'injection instationnaire du propane dans la chambre de combustion. De plus à l'issue de ces étalonnages nous n'avons pas observé de pression critique et un faible niveau de signal nous ont obligé à choisir une nouvelle molécule. Cette méthode de mesure va par la suite être implanté dans notre dispositif expérimental que nous allons maintenant décrire.



## 4 Dispositif expérimental

Le dispositif est une chambre de combustion à volume constant munie d'accès optiques permettant de réaliser des mesures lasers non intrusives. Dans le cadre de notre étude nous souhaitons comprendre comment un gradient de richesse va influencer la propagation de flammes turbulentes. Jusqu'à présent la chambre a été utilisée en combustion de prémélange homogène avec une turbulence homogène et isotrope dans le cadre d'études relatives à la combustion dans les moteurs [Floch 1990] [Lecordier 1997]. La configuration de la chambre permettait de générer des propriétés (condition de pression, turbulence) proches de celles rencontrées d'un moteur à allumage commandée avant la phase d'allumage.

Contrairement aux études précédentes nous souhaitons effectuer une étude de combustion en prémélange turbulent non plus homogène mais stratifié. Deux dispositifs d'injection, dont un mis au point par le laboratoire LCD de Poitiers [Lacoste 2002], permettant de produire une stratification de richesse dans la région de propagation de la flamme, ont été construits et implantés dans la chambre de l'ARC. La mise en place de ces dispositifs a nécessité une modification de la structure de la chambre, celle-ci n'étant dans son état initial pas adaptée à ce type d'étude.

Dans un premier temps nous décrirons les caractéristiques initiales de la chambre de l'ARC telle qu'elle a été utilisée dans les études en homogène. Nous donnerons ensuite les objectifs recherchés pour notre étude en écoulement stratifié avec deux variables sensibles, la vitesse et la répartition spatiale du mélange à l'instant d'allumage. Nous pourrons ensuite expliquer l'élaboration et le fonctionnement des deux dispositifs d'injection ainsi que les mises aux points effectuées pour atteindre ces objectifs. Enfin nous terminerons par une description du système de mélange cet aspect constituant un point sensible régissant le bon fonctionnement de l'ensemble du dispositif.

### 4.1 La chambre de combustion

#### 4.1.1 Contexte de construction de la chambre

Les études dans cette chambre de combustion ont démarré en 1986 au cours de la thèse de Alain Floch [Floch 1990] dans le cadre d'une ARC (Action de Recherche Concertée) organisée et financée par le CNRS et le PIRSEM (Programme Interdisciplinaire de Recherche sur les Sciences pour l'Energie et les Matières Premières) sur la « Modélisation des phénomènes de combustion dans les moteurs à piston ». Le but de ce programme était de concevoir des codes de calculs numériques pour la simulation des phénomènes de combustion dans les moteurs à piston. Afin de pouvoir valider les codes numériques développés, des études expérimentales ont parallèlement été mises en place. Ces validations ont nécessité la mise en place de dispositifs expérimentaux réalisant d'une manière reproductible, des conditions aérodynamiques les plus proches possibles de celles rencontrées dans les moteurs à piston. Ces dispositifs devaient pouvoir séparer les différents paramètres expérimentaux (richesse, turbulence..) afin de pouvoir les contrôler de façon indépendante et ainsi fournir une multitude de situations expérimentales à la comparaison avec les codes de calculs. C'est dans cet esprit qu'une chambre de combustion a été conçue et construite par le laboratoire LCD de Poitiers en trois exemplaires. Dans le cadre de ce programme, ces trois chambres avaient été réparties entre trois laboratoires, le CORIA à Rouen pour la caractérisation de

l'aérodynamique et de la turbulence par vélocimétrie laser, l'IRPHE à Marseille afin d'étudier la structure de flamme à l'aide de la tomographie par nappe laser et le LCD à Poitiers pour l'étude globale des phénomènes par analyse des signaux de pression et par strioscopie cinématographique rapide.

Dans notre laboratoire, le travail mené par Alain Floch avait été de réaliser dans cette chambre de combustion, une turbulence homogène et isotrope d'intensité et d'échelle variables pour la validation de modèles statistiques de la turbulence et de la combustion turbulente. Cette chambre de combustion avait de nouveau été utilisée pour la thèse de Bertrand Lecordier dans le cadre d'un contrat européen :Joule 2, sur le développement de modèles de combustion turbulente pour les moteurs. Cette étude portait sur l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules. Le but était de comprendre les phénomènes d'interaction entre une flamme allumée par étincelle dans un milieu prémélangé homogène et l'aérodynamique d'un écoulement possédant différents niveaux de turbulence. La tomographie laser a été utilisée pour l'étude avec et sans combustion, avec et sans turbulence pour différentes richesses. Les résultats obtenus ont eux aussi pu être comparés aux prédictions des codes de calculs.

Dans le cadre de notre étude nous souhaitons, nous aussi, pouvoir comparer des résultats expérimentaux à des codes de calculs appliqués à la combustion dans les moteurs. Contrairement aux deux études citées précédemment, la propagation de la flamme se fera non plus dans un mélange homogène mais dans un mélange à richesse variable pour la compréhension des processus de combustion dans les moteurs à injection directe essence. Certaines spécificités de la chambre de combustion sont toujours intéressantes pour notre étude comme la possibilité de pouvoir dissocier les paramètres ou de créer des conditions proches de celles d'un moteur. Néanmoins au vu du cas particulier et des objectifs à réaliser pour notre étude, des modifications spécifiques sont nécessaires. Après avoir décrit la chambre telle qu'elle était initialement, nous décrirons les objectifs que nous souhaitons réaliser et les modifications que cela a pu engendrer sur la chambre.

### **4.1.2 Description de la chambre de combustion initiale :**

Dans sa configuration de base, la chambre est constituée de deux parties (Figure 4-1). Une partie cylindrique de 120 mm de diamètre dans laquelle se déplace un piston de 50 mm de course mis en mouvement par de l'air comprimé et une partie parallélépipédique de 60\*60 mm<sup>2</sup> de section et de 100 mm de long, où a lieu le phénomène de combustion. Entre ces deux parties se trouve un générateur de turbulence interchangeable de 60mm d'épaisseur. La géométrie et le taux de solidité (rapport de l'aire solide sur l'aire totale) de ce générateur peuvent être modifiés afin de reproduire différentes conditions aérodynamiques d'admission dans la chambre de combustion (turbulence, tourbillons, jet...). Les deux faces latérales et la face supérieure de la partie parallélépipédique sont constituées de hublots de verre permettant d'obtenir de larges accès optiques sur la totalité de la chambre afin de réaliser des mesures laser. La zone de visualisation est alors de 10\*10 cm<sup>2</sup>.

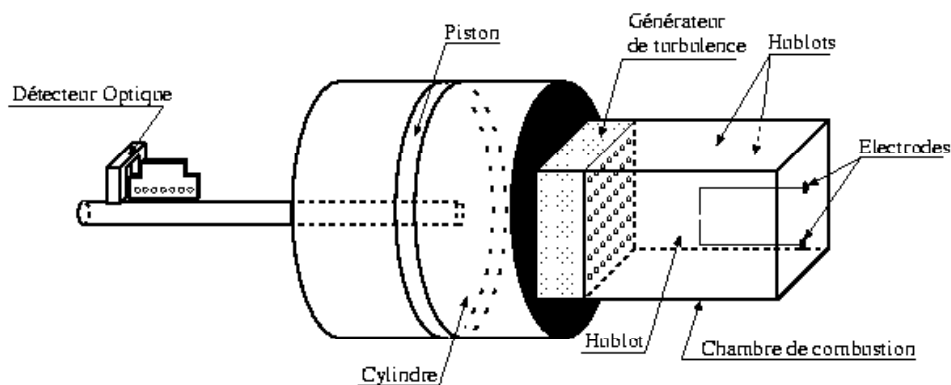


Figure 4-1 Chambre de combustion de l'ARC

Pour les études en prémélange homogène, le fonctionnement de la chambre peut être divisé en trois étapes. Tout d'abord la chambre et le corps du piston sont remplis par le prémélange propane-air. Ensuite le piston mis en mouvement va injecter à travers le générateur de turbulence le gaz présent à l'intérieur du cylindre vers la chambre de combustion. Cette seconde phase correspond à la compression du mélange et à la création de la turbulence dans la chambre. En fin de course, le piston est bloqué en position avant contre le générateur de turbulence. L'allumage du mélange est alors effectué par des électrodes placées en vis-à-vis. Il est à noter qu'avant l'allumage en fin de compression, la turbulence générée dans la chambre est en régime de décroissance. Le choix de l'instant d'allumage après la phase de compression permet d'allumer un mélange avec différents niveaux de turbulence. Par ailleurs l'emplacement des électrodes peut être modifié. Nous développerons plus loin ce point particulier relatif à l'allumage. Au cours de la combustion, la pression dans la chambre augmente du fait de l'expansion des gaz brûlés jusqu'à une pression qui peut atteindre 20 bars au maximum. L'augmentation de pression résultante est mesurée grâce à un capteur piezo-électrique KISTLER 601 situé sur la face inférieure de la chambre. Ce capteur est relié à un amplificateur de charge KISTLER 5011. Le signal délivré est enregistré par un oscilloscope numérique synchronisé sur l'instant d'allumage. Avant de recommencer un nouveau cycle, les gaz brûlés sont évacués grâce à une pompe à vide reliée à la chambre.

Dans le mode de fonctionnement précédent, la combustion a lieu dans un mélange homogène avec différents niveaux de turbulence. Dans notre étude nous voulons obtenir un mélange turbulent mais non homogène. Le mélange dans lequel l'allumage va être effectué doit posséder un gradient de richesse. Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques requises pour la création d'une telle configuration.

### 4.1.3 Caractéristiques requises :

Le but de cette étude est de comprendre comment se propage une flamme dans un écoulement présentant un gradient de richesse. L'étude s'appliquant aux moteurs à injection directe essence, les conditions de fonctionnement doivent donc autant que possible avoir des similarités avec celles de ce type de moteur même si elles sont difficilement réalisables dans notre configuration. Le but final est de pouvoir reproduire la configuration expérimentale par le calcul avec les modèles de combustion stratifiée existants afin de les évaluer.

Afin de nous rapprocher d'un mode de fonctionnement d'un moteur IDE le gradient de richesse sera généré grâce à une injection instationnaire dans la chambre de combustion. Le jet généré doit être turbulent et former un gradient de richesse dans la chambre. L'élaboration d'un injecteur permettant de réaliser un tel jet est donc nécessaire. Cet injecteur doit permettre d'injecter, sur un temps court un mélange connu dans la chambre de combustion de l'ARC. Ce dispositif doit posséder une bonne reproductibilité d'injection et permettre de créer suivant le mélange injecté, une variation locale de richesse dans la chambre. Afin de choisir la strate adéquate, les constructeurs automobiles nous ont fourni quelques indications quant aux caractéristiques désirées. Ces caractéristiques sont représentatives des échelles et amplitudes de stratification qui sont prépondérantes dans le domaine des moteurs à Injection Directe Essence. Nous allons essayer de nous rapprocher le plus possible de l'un des cas cités et en particulier de celui où le mélange est globalement pauvre dans la chambre mais possède une richesse proche de 1 autour de la zone d'allumage située au centre de la chambre (Figure 4-2).

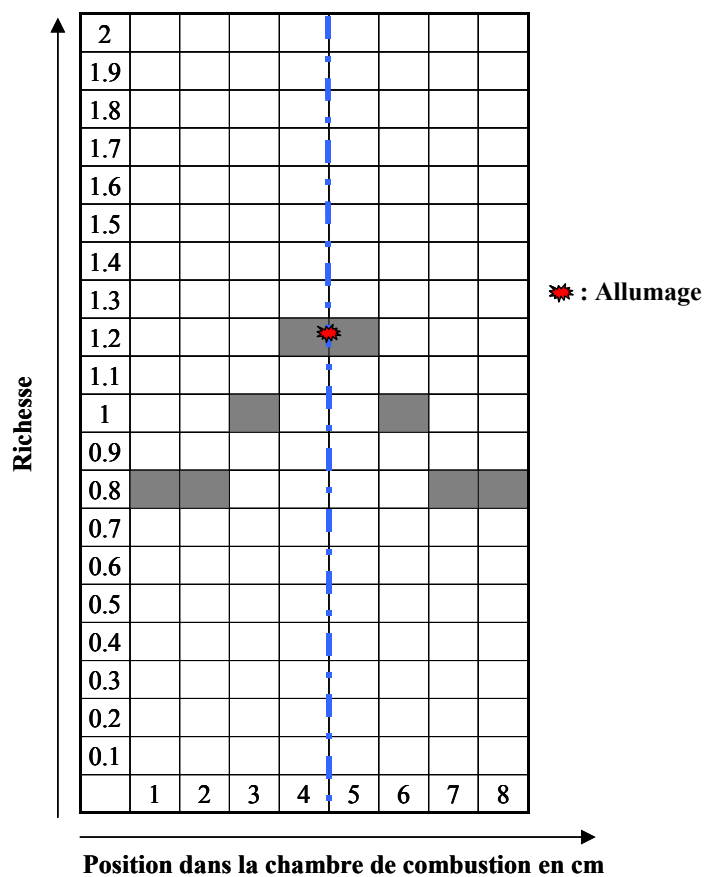


Figure 4-2 Forme du gradient de richesse désirée dans la chambre de combustion

En terme aérodynamique, les injecteurs doivent pouvoir générer un jet reproductible, symétrique, possédant des vitesses suffisamment fortes pour créer un mélange turbulent mais pas trop importantes pour éviter les problèmes d'allumage et en particulier le soufflage de la flamme. Ces vitesses doivent de plus pouvoir être contrôlées. Enfin le dispositif d'injection doit résister aux variations brusques de pression suivant la phase de combustion dans la chambre et pouvoir être implanté sur la face latérale de la chambre.

Ces conditions pour être remplies ont nécessité l'élaboration d'un injecteur mais aussi une modification de la structure de la chambre. Nous allons décrire ces changements.



#### 4.1.4 Modifications apportées :

La stratification va être réalisée grâce à un injecteur permettant de générer un jet émergeant de la face de la chambre opposée au support du générateur de turbulence (Figure 4-3). Le dispositif d'injection sera décrit dans la section suivante. La phase de compression du cycle décrit précédemment ne peut avoir lieu dans notre dispositif car elle aboutirait à une homogénéisation du mélange. Ainsi, le générateur de turbulence et le piston ont été supprimés et remplacés par une plaque obturante. La chambre de combustion comprend donc maintenant une partie parallélépipédique de  $60 \times 60 \text{ mm}^2$  de section et de 168 mm de longueur et une partie contiguë cylindrique de 87 mm de diamètre et de 35 mm d'épaisseur. La chambre de combustion a donc été rallongée de 103 mm. Ces modifications permettent d'augmenter le volume de la chambre (passant de  $360 \text{ cm}^3$  à  $827 \text{ cm}^3$ ) et de retarder l'impact du jet sur la face opposée à l'injecteur. Un mélange un peu trop rapide est ainsi évité permettant la conservation d'une strate à l'allumage. Par ailleurs, afin de permettre des mesures de fluorescence avec un laser UV, les hublots initialement en verre ont été remplacés par des hublots en quartz pour permettre le passage des longueurs d'onde UV. Afin de diminuer le coût des hublots (le prix du quartz et son usinage étant non négligeables) leur dimension a été réduite et des portes hublots spécifiques ont été élaborés. La conséquence est une réduction de la zone de visualisation qui est maintenant de  $7.4 \times 3.4 \text{ cm}^2$ .

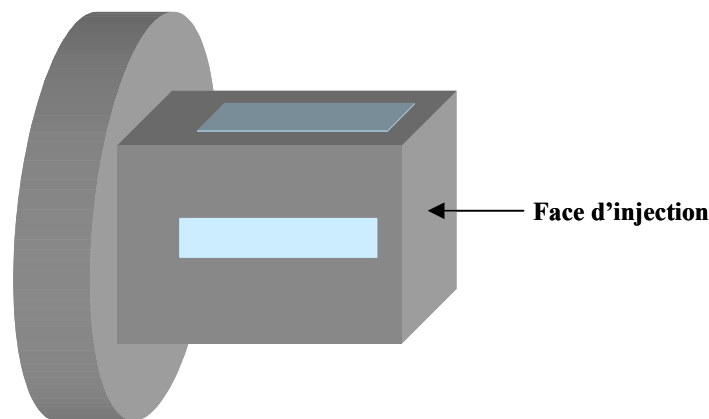


Figure 4-3 Chambre de combustion modifiée

A partir des caractéristiques décrites ci-dessus nous allons mettre au point un injecteur qui sera placé sur une des faces de la chambre afin de générer un gradient de richesse. En réalité nous avons dû réaliser deux dispositifs le premier n'ayant pas pu être utilisé. Nous allons maintenant décrire ces deux dispositifs d'injection, leur mode de fonctionnement ainsi que les mises au point effectuées.

#### 4.2 Dispositifs d'injection :

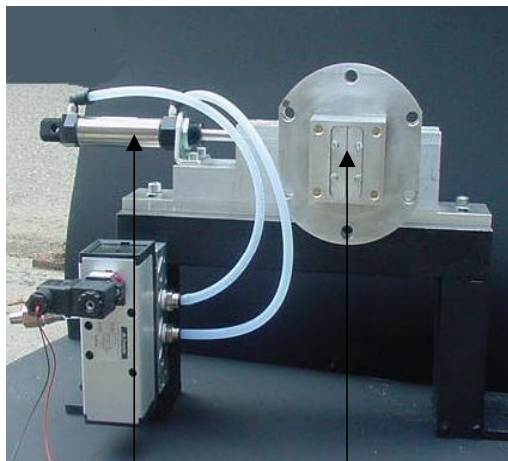
Deux dispositifs ont été testés. Le premier dispositif permet de créer un jet plan. Nous verrons néanmoins par la suite qu'il n'a pas pu être conservé compte tenu de ses mauvaises conditions

de reproductibilité. Le deuxième injecteur quant à lui génère un jet axisymétrique impulsionnel.

## 4.2.1 Injecteur fente non utilisable

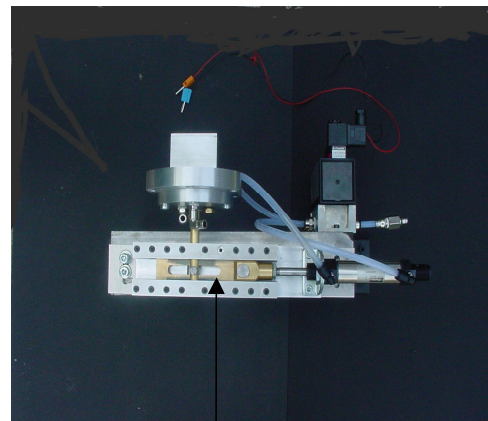
### 4.2.1.1 Principe de fonctionnement

Cet injecteur a été développé par le laboratoire LCD de Poitiers [Lacoste 2002]. A terme, le but était de dupliquer ce dispositif dans notre chambre de combustion afin de pouvoir réaliser des études complémentaires avec les mêmes conditions d'injection. En effet dans le cadre de la thèse de Deanna Lacoste, l'allumage et la phase d'initiation de la flamme dans un mélange stratifié devaient être étudiées, quant à nous nous devons plutôt nous consacrer à la phase de propagation de la flamme dans le mélange inhomogène. Par ailleurs, les résultats obtenus par cette étude doivent pouvoir être comparés à des modèles numériques. Dans cet objectif, il a été choisi une configuration couramment utilisée par les numériciens. La réalisation d'une injection bidimensionnelle a été sélectionnée. Ainsi, un injecteur fente permettant de générer un écoulement le plus bidimensionnel possible dans la chambre de combustion de l'ARC a été développé. La longueur de la fente (46 mm) est fixée par les dimensions de la chambre de combustion afin de pouvoir adapter le mécanisme d'injection sur une des faces de dimensions  $60 \times 60 \text{ mm}^2$ . Cette longueur est maximale afin d'obtenir un jet bidimensionnel sur la plus grande longueur possible. Sur les Figure 4-4, Figure 4-5, Figure 4-6 et Figure 4-7 nous pouvons voir les différents éléments du système d'injection. Celui-ci est constitué d'une fente d'injection obturée par un clapet commandé par une came mise en mouvement par un vérin pneumatique.



Vérin pneumatique      Fente d'injection

Figure 4-4 Vue générale



Came actionnée par le vérin

Figure 4-5 Came

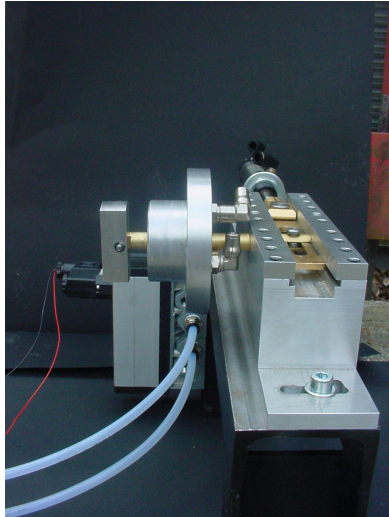
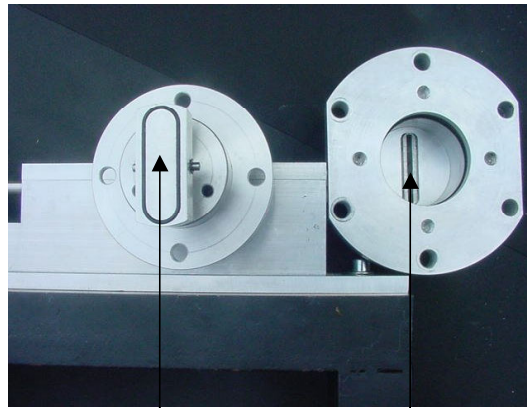


Figure 4-6 Vue latérale



Clapet venant s'appuyer  
contre la fente

Fente d'injection  
vue de dos

Figure 4-7 Fente d'injection

**Principe général de fonctionnement :**

L'injection du mélange dans la chambre de combustion s'effectue par une fente placée sur l'un des côtés de la chambre (Figure 4-3). La fente peut être orientée verticalement ou horizontalement suivant les plans de l'étude à réaliser. Le vérin permet d'actionner la came sur laquelle se situe un décrochement (Figure 4-10). Celle-ci est reliée à un dispositif d'étanchéité par l'intermédiaire d'une tige amovible.

L'injection s'effectue en trois temps (Figure 4-8). Au repos, l'injection est fermée à l'aide d'un clapet appuyant sur la face interne des fentes empêchant le gaz sous pression d'entrer dans la chambre de combustion. Ensuite la came est déplacée en translation rapide à l'aide d'un vérin pneumatique perpendiculairement à son axe. Au passage du décrochement, le clapet recule, le gaz sous pression (2 bars) contenu dans une préchambre accolée à la chambre de combustion est alors injecté dans la chambre de combustion. L'injection a lieu pendant le temps de passage sur le décrochement de la came. Enfin le vérin continue d'actionner la came en translation, à la fin du décrochement, le clapet retourne dans son état initial, l'étanchéité contre la fente est rétablie.

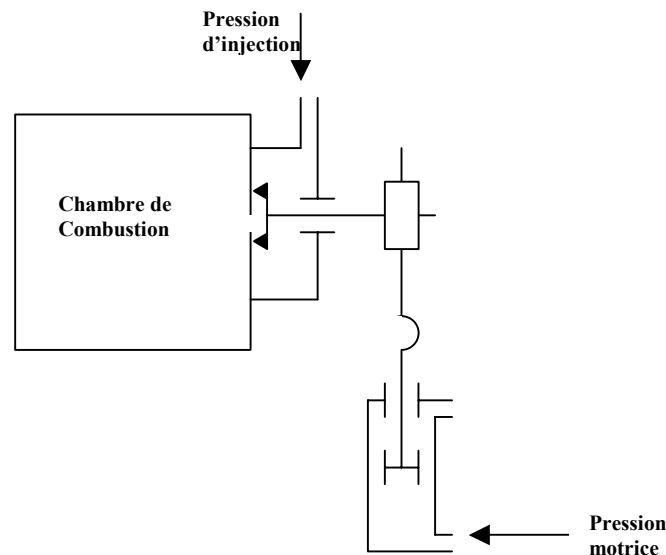


Figure 4-8 Schéma cinématique de l'injecteur fente

La durée de l'injection et la quantité de mélange injecté sont contrôlées en ajustant la pression d'alimentation du vérin, la pression du mélange à injecter, la forme du profil de la came et la dimension de la fente.

Comme nous venons de le décrire brièvement, ce dispositif se compose donc de quatre éléments essentiels. Une came actionnée par un vérin est reliée à un injecteur placé dans une chambre d'injection sous pression. Ces éléments initiaux fournis par le LCD ont subi des développements particuliers afin de les adapter au mieux à notre dispositif et d'affiner les caractéristiques d'injection. Nous allons décrire ces différents éléments et les ajustements réalisés pour notre étude.

### Le vérin

Le vérin utilisé est un vérin CompAir Climax (ref C25DE050) double effet couplé à un distributeur Iso (Iso-T 2-A-CDE-ELEC ref DX-621-711). La pression motrice du vérin est de 7 bars absolus. Le vérin est actionné par un distributeur pneumatique 5/3 commandé par un électroaimant. Afin d'avoir une plus grande souplesse pour l'injection, nous avons conçu et ajouté un boîtier électronique de commande du distributeur afin de permettre différents modes d'injection, mode monocoup et mode cyclique. Ces deux modes peuvent être déclenchés électriquement en interne (asynchrone) ou en externe.

### L'injecteur et la chambre d'injection:

Afin de déterminer la forme optimale de la fente d'injection, Deanna Lacoste a réalisé une étude numérique sur le logiciel FIRE. Cette étude lui a permis de sélectionner plusieurs géométries de fentes que nous avons testées sur notre installation afin de choisir celle répondant au maximum aux caractéristiques désirées pour notre jet en terme de vitesses et de répartition de richesse. A l'issue de ces tests l'une d'entre elles, qui paraissait appropriée à la création d'un gradient de richesse dans la chambre, a été retenue. Afin d'améliorer la forme du jet, des modifications à la fente élaborée par le LCD ont été rajoutées. La description des différentes fentes et essais effectués pour le choix de la fente serait trop fastidieuse, nous décrirons seulement la géométrie de fente finalement utilisée. Cette fente Figure 4-9, possède une largeur de 50  $\mu\text{m}$  en entrée sur une longueur de 2 mm et débouche sur un divergent de demi-angle au sommet de  $7.5^\circ$  avec une largeur en sortie de 3.3 mm. L'épaisseur totale de

cette fente est de 14 mm. La forme de cette fente permet de réduire les volumes morts au maximum.

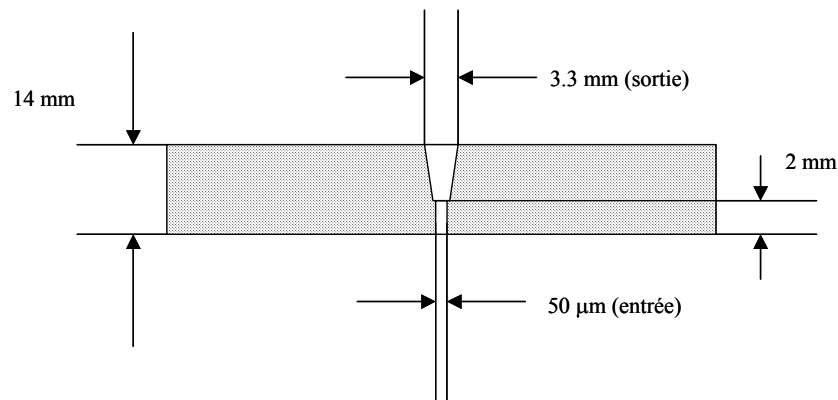


Figure 4-9 Fente d'injection

Dans notre dispositif, la pression d'injection a été fixée à 2 bars absolus. De plus afin de maintenir la pression d'injection durant toute la durée de passage de la came, une chambre d'injection possédant un volume important par rapport au volume injecté a été rajoutée.

**La came :**

La forme de la came va fixer la durée d'injection et la levée du clapet. Le passage au décrochement correspondant au retrait du piston est fixé au moment où le vérin est à mi-course. En effet, c'est à cette position que la vitesse du vérin est maximale, ceci a pu être vérifié par Deanna Lacoste à l'aide d'une caméra rapide. La longueur de la came est de 6 mm et sa hauteur de 0.6 mm afin de réaliser une réelle levée du clapet permettant ainsi l'injection (Figure 4-10).

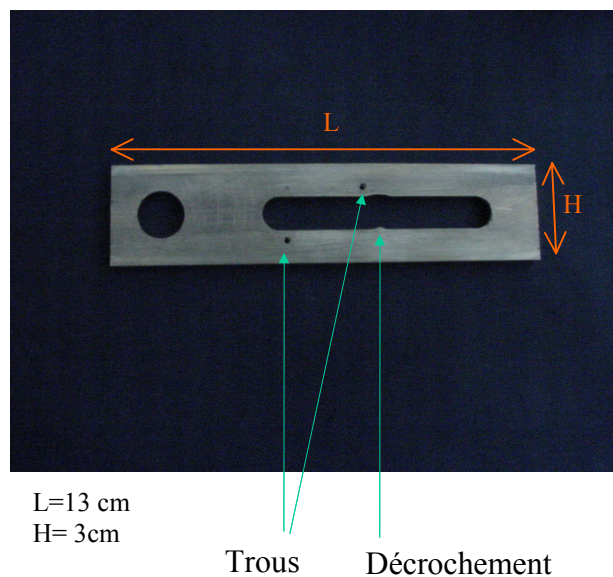
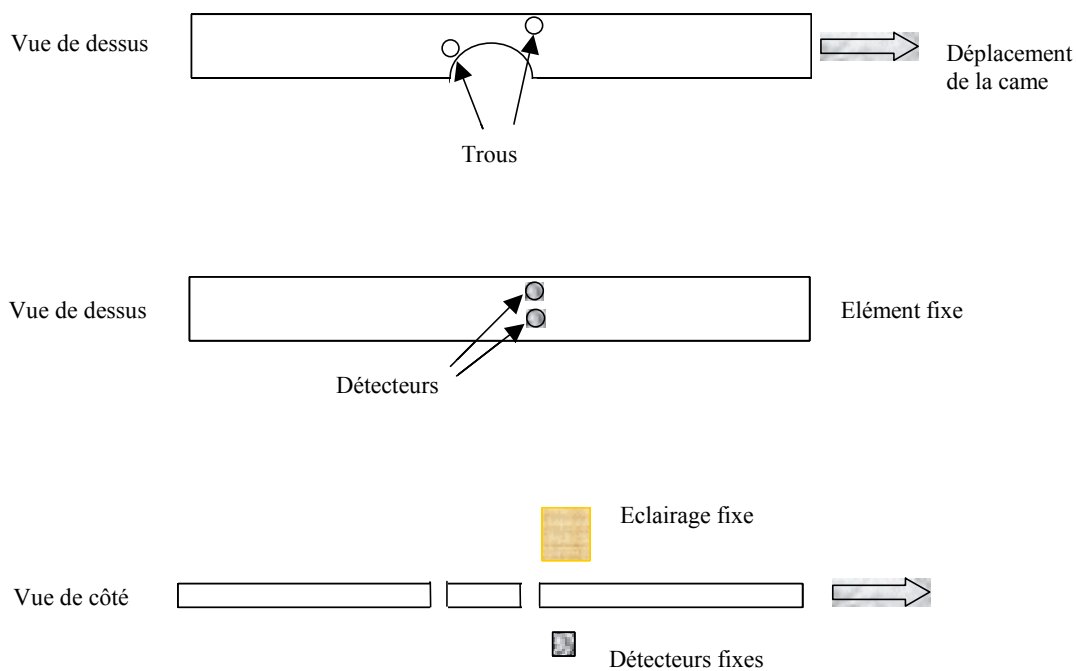


Figure 4-10 Came

**Le dispositif de resynchronisation par détecteur optique :**

L'utilisation d'un système pneumatique présente des variations cycle-à-cycle. En effet, des variations de temps existent entre la commande du vérin et sa mise en mouvement. Contrairement au dispositif du LCD pour lequel les variations étaient faibles, dans notre dispositif des fluctuations de temps d'environ 1ms ont pu être mesurées ce qui pour une durée d'injection de quelques millisecondes représente une source d'erreur considérable. Il n'est donc pas possible dans notre dispositif de connaître précisément l'instant d'injection en se référant au signal d'alimentation du vérin qui permet le déplacement de la came comportant le décrochement conditionnant l'injection. Afin de remédier à ce problème, de part et d'autre de cette came nous avons placé des lampes ainsi que des détecteurs optiques (photodiodes) qui correspondent au passage du début et de la fin du décrochement. La came, percée de trous placés de chaque côté du décrochement se déplace au-dessus de ces deux photodiodes (Figure 4-10 et Figure 4-11). Les deux sources lumineuses placées en vis-à-vis éclairent les détecteurs lors du passage des trous au-dessus de ceux-ci. Deux signaux sont émis dans un temps très court. L'un correspond au passage du premier trou (début de l'injection) et l'autre au passage du deuxième trou (fin de l'injection). Le temps d'injection est déterminé à partir de ces deux signaux, il est de 18 ms avec une variation possible de 300  $\mu$ s. Le début et la fin de l'injection sont ainsi connus de manière précise ce qui va nous permettre de pouvoir synchroniser le dispositif par rapport à l'instant d'injection. Le temps entre la commande d'injection (mise en mouvement du vérin) et le passage du premier détecteur est de 140 ms à 1 ms près et le temps de réponse des photodiodes mesuré à 2.5  $\mu$ s est négligeable.



**Figure 4-11 Dispositif de resynchronisation**

Nous allons maintenant vérifier l'aptitude du système à réaliser un écoulement à richesses variables.

#### 4.2.1.2 Mise au point

Dans un premier temps, nous avons vérifié la reproductibilité et la symétrie du jet. Pour cela nous avonsensemencé le jet de particules d'huile d'olive, la chambre n'étant pasensemencée. Par diffusion de Mie à 532 nm sur les particules d'huile, nous pouvons voir l'allure générale du jet sur la Figure 4-12. Sur cette figure, 4 images de jet sont représentées durant la phase d'injection au même instant 4.5 ms après le début de l'injection. Le jet se propage de la droite vers la gauche. Nous pouvons remarquer d'après ces images que l'allure du jet est globalement identique pour ces 4 injections. En effet les largeurs, les longueurs et les ouvertures des jets sont semblables pour les quatre images. Ces images confirment donc que le jet généré est reproductible d'une injection à l'autre. Par ailleurs nous pouvons voir qu'il possède une bonne symétrie autour de l'axe central et que le jet n'impacte pas sur les parois latérales. De plus, nous pouvons observer qu'en s'éloignant du centre du jet, ce dernier est de moins en moins dense en particules. Ceci confirme que le mélange des bords du jet avec l'air environnant permet la création d'une strate. Afin de vérifier ceci, nous allons réaliser des mesures de vitesses et des visualisations de concentration dans le jet.

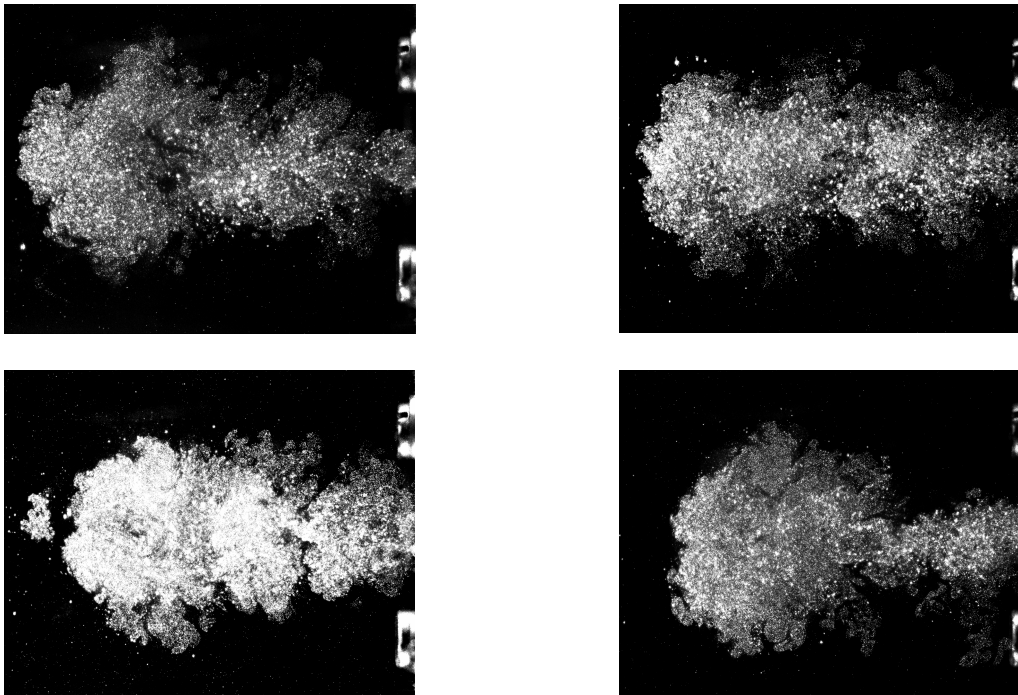


Figure 4-12 Symétrie et reproductibilité du jet 4.5 ms après le début de l'injection

Dimensions : L 4cm\*H 3 cm

Les caractéristiques aérodynamiques du jet ont été vérifiées grâce à la PIV (chapitre 3) et une évaluation qualitative de la distribution de mélange a été réalisée par des mesures de LIF. Pour des raisons de simplicité, les premières visualisation de LIF ont été effectuées avec de l'acétone comme traceur excité à 266 nm car il permet une mise en place rapide de la mesure. Les Figure 4-13 et Figure 4-14 représentent des champs de vitesse et de concentration moyens 15.5 ms après le début de l'injection. Ces champs ont été réalisés à partir de 50 injections. Contrairement aux analyses faites ultérieurement, ces mesures n'ont pas été réalisées de manière simultanée. Nous pouvons voir d'après la Figure 4-13 que la vitesse moyenne au centre du jet est relativement faible puisqu'elle est comprise entre 3 et 4 m/s. Cette vitesse décroît progressivement lorsque que l'on s'éloigne verticalement du centre et l'on peut

observer la présence de quelques recirculations à la périphérie du jet. Le fluide initialement au repos au bord du jet est donc entraîné par celui-ci et loin du jet le fluide présent dans le reste de la chambre n'est pas perturbé puisque les vitesses sont pratiquement nulles. Le jet est instationnaire et l'on peut observer la présence d'une bouffée de fluide devant le jet. Le jet n'impacte ni les parois transversales ni opposées même 15 ms après le début de l'injection. De plus en avant du jet, en se déplaçant horizontalement on observe bien la décroissance de la vitesse phénomène caractéristique d'un jet. En dessous de 4 cm, la chambre ne subit pas la présence du jet. Cette première analyse montre comment les caractéristiques de mélange d'un jet ont été utilisées afin de créer un gradient de mélange par l'utilisation des gradients de vitesses et des tourbillons. Ceci est confirmé par la Figure 4-14 qui représente la répartition spatiale moyenne du mélange. Au centre du jet la concentration est la plus forte et celle-ci diminue lorsque l'on s'éloigne de celui-ci verticalement mais aussi horizontalement. En dehors du jet le reste de la chambre reste à son taux de mélange initial. Là encore on peut voir que le jet n'impacte ni sur les parois latérales et opposées. Deux directions de gradients de mélange apparaissent l'une verticale de moins de 1.5 cm de chaque côté du jet et l'une horizontale d'environ 4 cm sur la ligne médiane.

Ces mesures de PIV et LIF réalisées sur le jet confirment que la répartition spatiale de mélange induite par la présence du jet est satisfaisante. Cette répartition permet la conservation d'un gradient de richesse dans la chambre. Les vitesses de jet sont faibles évitant ainsi un éventuel soufflage de la flamme lors de l'allumage dans la strate, une homogénéisation du mélange par un jet trop turbulent et enfin l'impact du jet contre la paroi opposée.

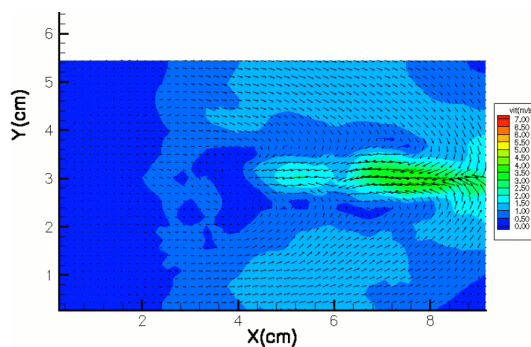


Figure 4-13 Champ moyen de vitesse  
(50 champs)

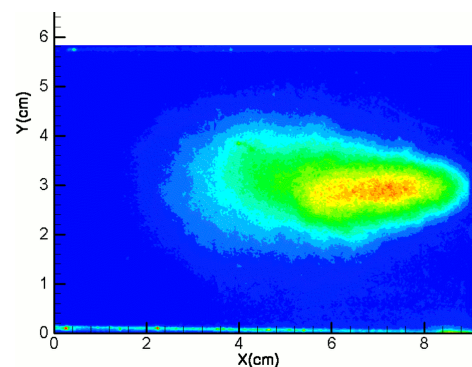


Figure 4-14 Image moyenne de concentration  
(50 images)

En conclusion, ce dispositif permet de réaliser une stratification de richesse à l'intérieur de la chambre de combustion tout en gardant une aérodynamique adéquate avec des mesures reproductibles d'une injection à l'autre. Cependant après quelques semaines d'utilisation, nous avons été confrontés à des problèmes.

#### 4.2.1.3 Problèmes de fonctionnements

Au bout de plusieurs utilisations, nous avons observé un encrassement du système d'injection par les particules d'huile d'olive de l'ensemencement PIV et par l'acétone. Cela nous a conduit à des démontages complets fréquents pour nettoyer le dispositif. Lors de ces démontages, nous avons pu également observer une dégradation rapide du joint torique permettant au clapet de réaliser l'étanchéité devant la fente d'injection. Différentes sortes de joints (viton, joints plats..) ont été testés afin de résoudre ce problème mais aucun ne convenait sur une longue période d'utilisation.



Les conséquences de ces dégradations sont représentées sur la Figure 4-15. Cette figure représente l'image de fluorescence d'un jet enregistré selon les conditions expérimentales décrites précédemment. La qualité de l'image ci-dessous est détériorée, la présence de particules d'huile, d'acétone ou de joint endommagé engendre d'intenses spots lumineux sur l'image. La présence de tels spots rend impossible toutes mesures de vitesse ou de concentration et détériore la qualité du jet. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, le jet engendré ne présente plus une répartition spatiale de carburant continue avec la réalisation d'une stratification. Ici, on observe des paquets éparpillés de part et d'autre de la chambre sans continuité. L'injection est ici réalisée de droite à gauche.

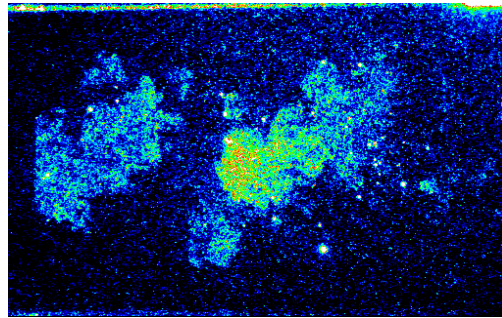


Figure 4-15 Dégradation des images par la présence de particules  $H*L=6.4*10cm^2$

De plus suite à ces démontages fréquents, il s'est avéré impossible de retrouver des points de fonctionnement identiques à ceux établis avant le démontage. Sur les Figure 4-16 et Figure 4-17 nous pouvons constater pour des conditions de fonctionnement identiques les différences significatives de comportement du jet avant et après démontage. En effet alors que dans un premier temps Figure 4-16, deux injections successives génèrent deux jets identiques de faible ouverture et de même longueur, après démontage deux nouvelles injections (Figure 4-17) produisent des jets identiques entre eux mais beaucoup plus ouverts et petits en longueur que ceux produits avant le démontage. De plus ces jets se situent maintenant principalement au centre de la chambre. Ainsi, les jets produits avant et après démontages sont donc très différents dans leur structure.

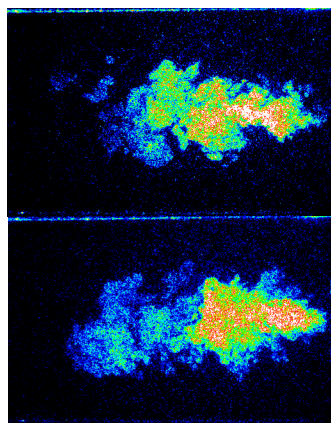


Figure 4-16 Forme du jet avant le démontage

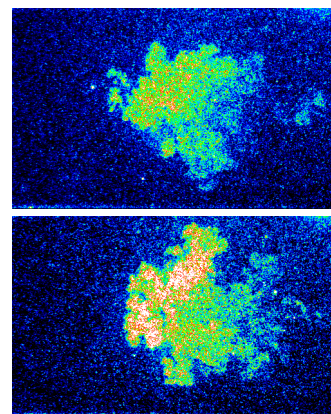


Figure 4-17 Forme du jet après le démontage

Le système réalisé par le LCD et implanté au CORIA n'offre donc pas une reproductibilité suffisante sur notre installation malgré les changements apportés. Les difficultés résultent probablement de la non prise en compte des différences structurelles des deux chambres de combustion (LCD/CORIA) dans la conception du système d'injection. Ces différences

nécessitent des jeux mécaniques plus importants qui ne permettent pas un repositionnement précis du système après chaque démontage.

Afin de pouvoir prolonger cette étude, nous avons alors conçu au CORIA un deuxième système d'injection axisymétrique n'ayant pas les contraintes mécaniques du système précédent. Nous allons maintenant décrire son principe de fonctionnement.

## 4.2.2 Injecteur axisymétrique

### 4.2.2.1 Description et principe de fonctionnement :

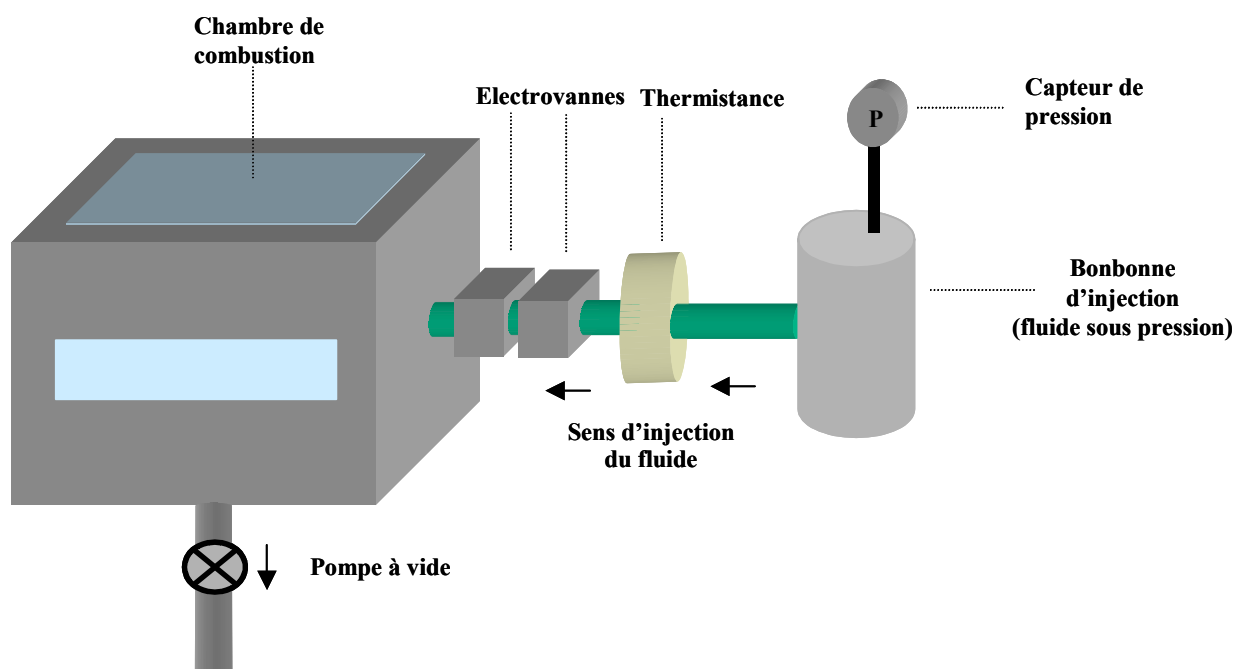


Figure 4-18 Dispositif d'injection

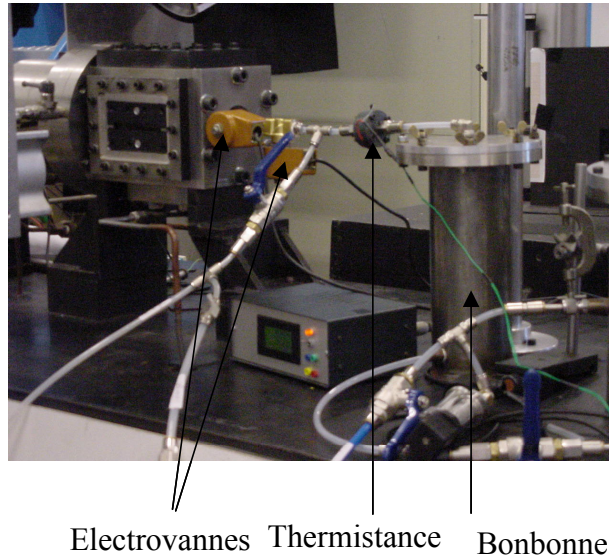
### Principe de fonctionnement :

Pour ce deuxième injecteur, nous avons remplacé l'injecteur fente par un injecteur axisymétrique. En effet ce type d'injecteur permet de réaliser des calculs numériques à deux dimensions et en plaçant cet injecteur au centre d'une des faces de la chambre nous évitons l'impact du jet contre autres parois de la chambre. Enfin l'injection d'un jet dans un milieu au repos permet de générer un entraînement de l'air environnant favorisant ainsi la création d'une stratification.

Le principe de fonctionnement du système est le suivant (Figure 4-18). Une bonbonne d'injection contient une réserve de mélange combustible de richesse choisie sous pression. Cette bonbonne est reliée à la chambre de combustion (qui est à pression ambiante) par l'intermédiaire d'un canal sur lequel se situe une thermistance et deux électrovannes. Au repos, les électrovannes sont fermées empêchant ainsi le fluide sous pression de rentrer dans la chambre de combustion. A l'ouverture des électrovannes, le mélange présent dans la bonbonne d'injection est injecté dans la chambre de combustion.

Quatre éléments importants constituent donc notre système : la bonbonne d'injection, les électrovannes, la thermistance et le canal d'injection (Figure 4-19). Nous allons décrire en détails ces quatre éléments.

**Description des éléments constituant le dispositif :**



**Figure 4-19 Photographie du dispositif**

**La bonbonne d'injection :**

La bonbonne d'injection de 1,38 L de volume est placée en amont des électrovannes. Un mélange combustible de richesse choisie est placé en légère surpression par rapport à la chambre de combustion dans cette bonbonne. Un contrôle de la pression du fluide présent dans la bonbonne est réalisé grâce à un capteur piézoélectrique (Keller série 33S).

**La thermistance :**

Comme pour le système précédent, il existe des variations de temps entre la commande d'ouverture des électrovannes et leur ouverture effective. Pour une synchronisation précise de l'injection, une thermistance a été placée dans le canal d'injection entre la bonbonne d'injection et les électrovannes (Figure 4-19). Elle génère un signal électrique reproductible à chaque injection, ceci sera vérifié plus loin. Ce signal de référence correspond au début de l'injection et nous permet de réaliser à chaque instant des mesures phasées et reproductibles

**Les électrovannes :**

Le contrôle de l'injection de gaz se fait par l'intermédiaire de deux électrovannes (Lucifer à commande directe E133 K04) choisies de manière à pouvoir résister aux fluides corrosifs, les traceurs choisis dans le cadre des mesures de fluorescence (chapitre 3) n'étant pas des fluides neutres. Ces électrovannes sont montées tête-bêche (Figure 4-20) afin d'éviter leur détérioration par la contre-pression subie en fin de combustion. L'électrovanne côté chambre est donc montée à l'envers par rapport à l'écoulement pour qu'elle puisse supporter la contre-pression due à la combustion et sa fermeture est réalisée avant l'allumage protégeant ainsi la première électrovanne. L'alimentation des électrovannes est réalisée par deux boîtiers de

commande permettant de réaliser différents schémas d'ouvertures : simultanée, croisée, décalée. C'est la durée d'ouverture des électrovannes qui va déterminer le temps d'injection et la quantité de fluide injectée.

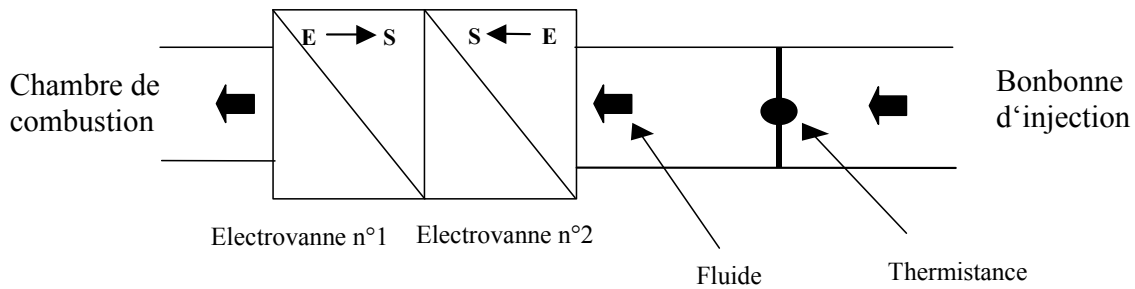


Figure 4-20 Montage des électrovannes et de la thermistance

### Le canal d'injection :

Les électrovannes et la chambre de combustion sont reliées par un canal de 4 mm de diamètre et de 1 cm de long (Figure 4-21). Le volume de ce canal a été réduit au maximum afin de diminuer le volume mort qui est de  $0,125 \text{ cm}^3$ . Des diaphragmes de différents diamètres peuvent être placés au bout de ce canal afin d'augmenter ou réduire le diamètre de sortie de cet injecteur.

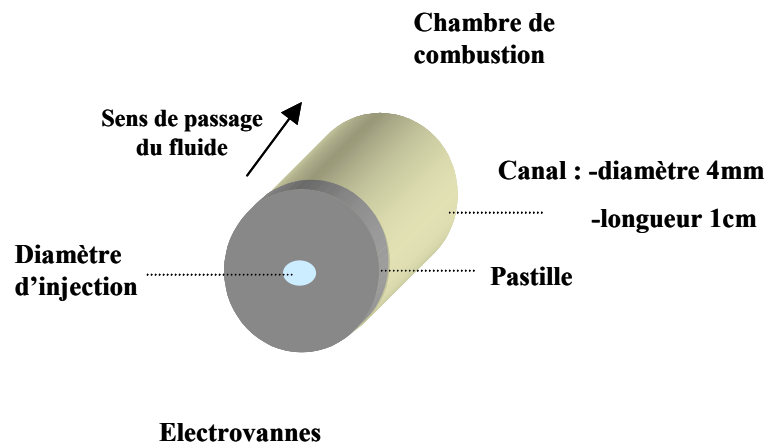


Figure 4-21 Canal d'injection

Nous allons donc maintenant pouvoir utiliser ce dispositif afin de générer un écoulement stratifié dans la chambre de combustion.

#### 4.2.2.2 Premières vérifications

Une fois le dispositif mis en place des premières vérifications sur l'aptitude du dispositif à générer un jet reproductible et symétrique ont été effectuées. Pour cela, nous avons comme précédemment réalisé des mesures de fluorescence sur le jetensemencé avec de l'acétone. Sur la Figure 4-22, nous pouvons voir quatre images d'injections successives réalisées au même instant. La pression d'injection dans la bonbonne d'injection est de 2 bars et le diamètre de sortie de 4 mm. La prise de vue est réalisée 2 ms après le début de l'injection. Sur cette figure, les quatre jets ont des formes similaires. Ils sont de même longueur, possèdent une faible

ouverture et ne touchent pas les parois latérales de la chambre. Le dispositif est donc capable de réaliser un jet reproductible. Par ailleurs, les têtes de jet se situent pour un instant choisi à la même position. Ceci confirme l'aptitude de la thermistance à effectuer une synchronisation efficace. Enfin le jet est concentré en carburant sur la ligne médiane du jet et l'est de moins en moins sur les bords. Ce dispositif permet donc de réaliser un gradient de richesse.

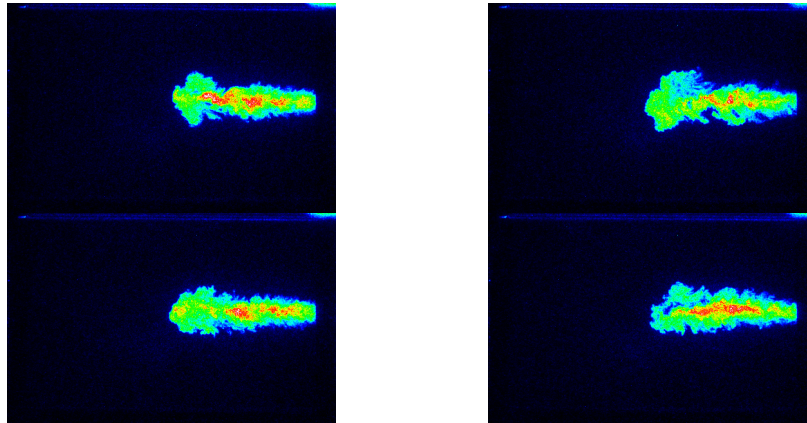


Figure 4-22 Symétrie et reproductibilité du jet (2ms après le début de l'injection)( 8.2\*6 cm<sup>2</sup>)

Nous avons ensuite regardé l'évolution temporelle du jet (Figure 4-23). Là encore il existe toujours une répartition spatiale de la concentration de part et d'autre de l'axe central du jet et une faible ouverture. Néanmoins la vitesse mesurée en tête de jet semble rapide (environ 30 m/s). Ceci peut induire des phénomènes de soufflage de la flamme à l'allumage. De plus le jet va rapidement impacter le fond de la chambre de combustion ce qui va aboutir à une homogénéisation du mélange et donc à la disparition de la présence du gradient de richesse.

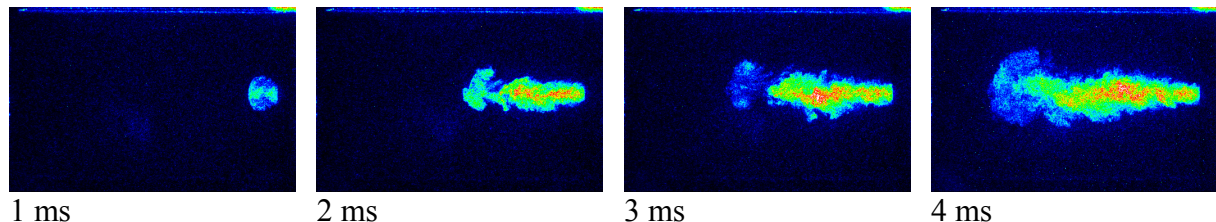


Figure 4-23 Evolution temporelle du jet (8.2\*6 cm<sup>2</sup>)

Ces premières vérifications semblent nous conforter dans le choix de ce nouveau dispositif. Néanmoins des ajustements plus précis des paramètres doivent être réalisés afin d'atteindre les objectifs fixés p107.

#### 4.2.2.3 Mise au point :

Différents paramètres vont conditionner la forme, la vitesse du jet, le gradient présent dans la strate et la richesse autour du point d'allumage. Ces paramètres sont, la durée d'injection contrôlée par la commande d'ouverture des électrovannes, le diamètre de l'orifice de sortie, la richesse du jet injecté et celle présente dans la chambre, la pression d'injection et enfin l'instant et la position de l'allumage. Plusieurs paramètres ont été testés afin de pouvoir sélectionner ceux qui permettront de réaliser l'étude. Un résumé non exhaustif de ceux-ci est présenté dans le Tableau 9.

Pression d'injection (bars)	2-1.5-1.2-1.15-1.1
Diamètre de l'orifice (mm)	0.1-0.5-1.2-4-6
Richesse injectée	8-9.3-35-70-propane pur
Instant d'allumage (ms)	23-25-26-31

**Tableau 9** Liste des paramètres d'injection testés.

Nous allons expliquer en détails l'influence de chacun d'entre eux sur le jet et choisirons les plus appropriés à notre étude.

**Durée d'injection :**

Différentes configurations de commande d'ouverture des électrovannes ont été testées. Tout d'abord une commande d'ouverture simultanée des électrovannes a été réalisée. Le temps minimal de pleine ouverture des électrovannes est de 30 ms avec des variations cycle-à-cycle de l'ordre de la milliseconde. Du fait de ces variations, en commandant simultanément les deux ouvertures, nous ne sommes pas sûrs d'avoir au même instant les deux électrovannes ouvertes. Cette méthode n'est donc pas fiable en terme de reproductibilité sur la quantité de fluide injectée. Nous avons ensuite décidé de croiser les deux commandes d'ouverture des électrovannes afin de réduire la durée d'injection du fluide. Or il se pose là encore le même problème que précédemment à savoir l'imprécision sur l'ouverture effective des électrovannes. Par conséquent, la solution intermédiaire, qui a été retenue, est de réaliser l'ouverture entière de la première électrovanne (commande d'ouverture de 96 ms) accolée à la chambre de combustion puis l'ouverture et la fermeture le plus rapidement possible de la deuxième (commande d'ouverture 5ms) qui va dès lors contrôler la quantité de fluide injectée et la durée d'injection (Figure 4-24). Même si elle n'est pas totalement ouverte car le créneau de commande appliqué est de 5 ms, nous avons vérifié que la quantité de fluide injectée était identique à chaque injection en mesurant directement cette quantité mais aussi en analysant le signal fourni par la thermistance. En effet ce signal rend compte de la manière dont s'effectue le passage du fluide dans les électrovannes et de la manière dont il va être injecté.

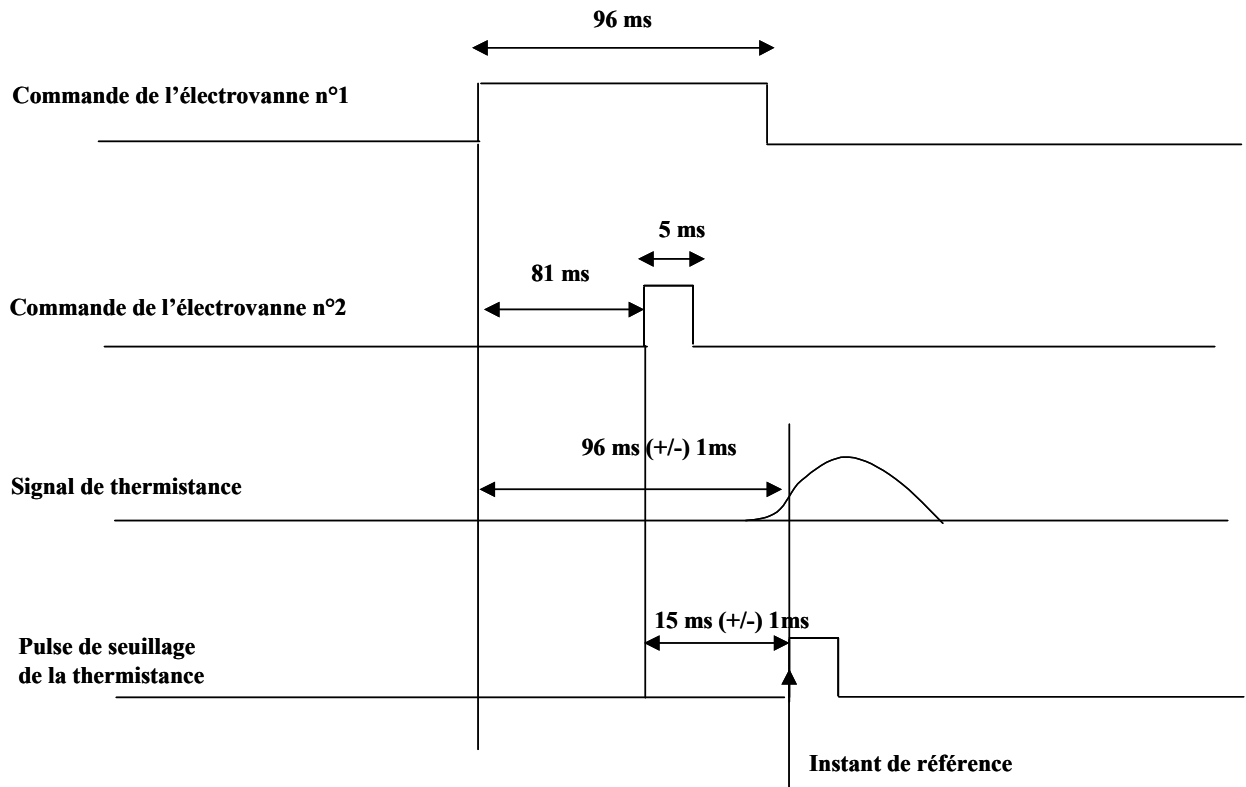
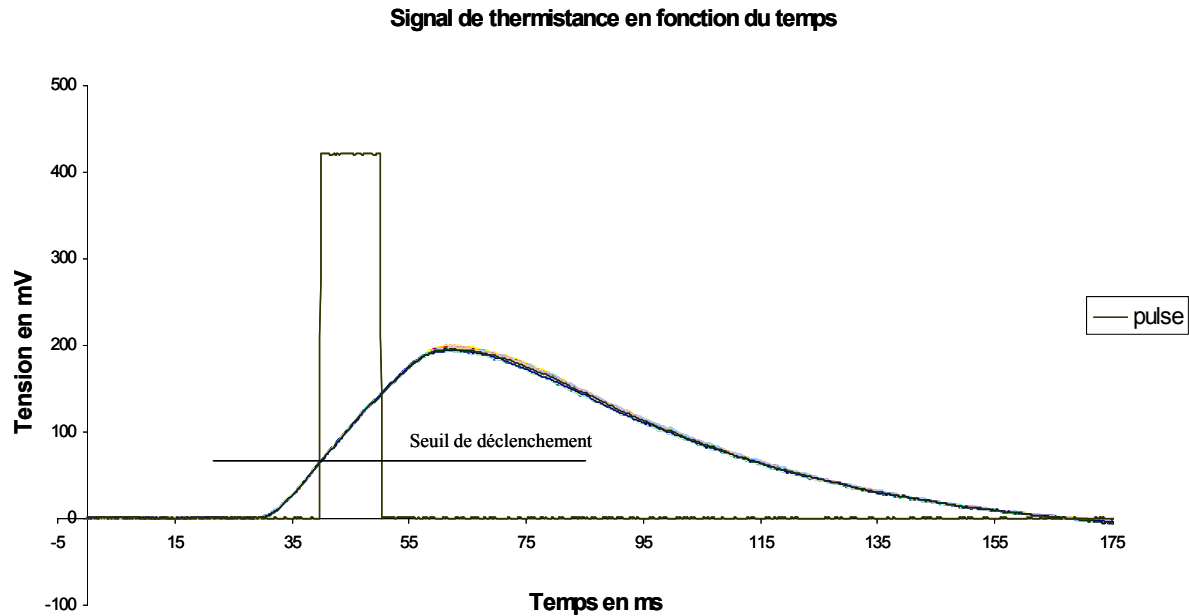


Figure 4-24 Signal de commande des électrovannes

Sur la Figure 4-25 sont reportés pour une vingtaine d'injections successives les signaux fournis par la thermistance au passage du fluide. La dispersion des mesures est très faible et la durée du signal est constante. Ceci confirme bien la reproductibilité de l'injection. Un boîtier générant un pulse à partir d'un seuil fixé sur le temps de montée du signal correspondant au début du passage du fluide dans le dispositif a été conçu (Figure 4-25). Ce signal va ensuite servir de référence par rapport au début de l'injection et nous permettre de réaliser à chaque instant des mesures phasées et reproductibles (Figure 4-24). Sur cette figure nous pouvons aussi remarquer le temps de réponse (15 ms) entre la commande d'ouverture de la deuxième électrovanne qui va conditionner l'injection et la mise en mouvement effective du fluide corrélée au signal fourni par la thermistance. Ce décalage provient de la distance séparant la thermistance des électrovannes. Ceci apparaît aussi sur la Figure 4-25 où la durée du signal de thermistance est très longue comparée à la durée de commande d'ouverture des électrovannes. Un temps de latence, du à l'éloignement électrovanne-thermistance, de mise en mouvement et d'arrêt du fluide est mis en relief.



**Figure 4-25 Signal de thermistance en fonction du temps**

Les quatre paramètres suivant que nous allons maintenant analyser ont une influence sur la vitesse du jet, le gradient de richesse dans la strate et par conséquent la richesse autour du point d'allumage. L'analyse ci-dessous est réalisée pour une durée d'injection constante définie dans la section précédente.

#### **Diamètre de sortie de l'injecteur :**

L'adaptation de différents diamètres de sortie s'effectue en plaçant des diaphragmes munis du diamètre sélectionné derrière les électrovannes juste avant le canal de sortie de 4 mm (Figure 4-21). Une augmentation du diamètre de sortie aboutit à un accroissement de la vitesse du jet pour une pression d'injection constante. En effet l'injection étant instationnaire une plus grande quantité de fluide est introduite dans la chambre de combustion pour une durée d'injection constante. Le jet, plus rapide et turbulent va plus facilement se mélanger au fluide présent dans la chambre ce qui va rapidement aboutir à une diminution de la richesse au centre du jet. Ainsi la conservation d'un gradient spatial de concentration au cours du temps (même une fois l'injection terminée) est difficile. Il n'existera plus de stratification et la flamme se propagera alors dans un mélange homogène. Par ailleurs l'utilisation d'un diamètre de trop petite dimension pose aussi des problèmes. En effet à l'ouverture des électrovannes, le fluide sous pression s'accumule derrière le diaphragme d'injection suite à une trop forte perte de charge qui limite le débit. Une fois l'électrovanne fermée, ce fluide sous pression confiné derrière le diaphragme s'écoule alors lentement dans la chambre de combustion. Un contrôle rigoureux de l'injection est alors difficile. Par conséquent, il faut choisir un diamètre intermédiaire entre ces deux situations. Nous avons testé des diaphragmes de différents diamètres 6, 4, 1.2, 0.5 et 0.1 mm et choisi au final celui de **4 mm**. Cette dimension réalise un faible mélange favorisant la conservation d'un gradient de richesse dans la chambre tout en générant un débit de propane assez important afin de contrôler le temps d'injection par les électrovannes.



**Pression d'injection :**

Là encore les effets d'une augmentation de la pression d'injection sont quasiment identiques à ceux d'un agrandissement du diamètre de sortie de l'injecteur. La vitesse du jet augmente car la quantité de fluide introduite durant le temps de l'injection est plus importante. Les conséquences sont là encore une homogénéisation du mélange et la disparition du gradient de richesse. Les pressions d'injection testées sont : 2.000, 1.500, 1.200, 1.150, 1.100 bars. Celle retenue est **1.1 bars**. Elle permet d'avoir un jet de faible vitesse tout en conservant un gradient de richesse.

**Richesse d'injection :**

Une augmentation de la richesse présente dans la bonbonne de mélange va permettre d'augmenter la richesse au centre du jet par rapport à celle de la chambre avec comme conséquence un gradient de richesse spatial plus important. Les richesses testées sont : propane pur, 70, 35, 9.3, 8. Nous avons choisi d'injecter du **propane pur** qui nous a permis d'obtenir une richesse proche de 1 au centre de la chambre, le reste de la chambre étant en mélange pauvre. Cette condition de répartition de richesse avait été définie comme objectif p107.

**Richesse de chambre :**

Une fois les premiers paramètres fixés (injection de propane pur à 1.1 bars pendant 5ms avec un diamètre de sortie de 4 mm) nous avons testé l'influence de différents mélanges (air pur, richesse 0.4 et 0.6) initiaux dans la chambre de combustion. L'instant d'allumage a été choisi 31 ms après le début de l'injection, ce choix sera discuté dans le paragraphe suivant. L'utilisation d'air pur a été écartée, car il engendre une richesse trop faible autour du point d'allumage qui ne peut alors se réaliser. En effet le jet de propane pur se mélangeant à l'air pur, la dilution est trop importante et conduit à une trop forte diminution de la richesse dans le jet. Pour les deux autres mélanges, nous avons enregistré des cycles de pression au cours de la combustion (Figure 4-26). Nous pouvons observer une augmentation beaucoup plus brusque de la pression pour une richesse initiale de 0.6 par rapport à 0.4, l'injection étant réalisée dans les mêmes conditions. D'après ce graphique, il n'est pas sûr que pour une richesse aussi faible que 0.4 la flamme puisse toujours se propager en fin de combustion (cette richesse étant inférieure aux limites d'inflammabilités). En effet au delà de 40 ms, alors que la pression dans la chambre continue d'augmenter considérablement pour un mélange à la richesse 0.6, elle diminue pour le mélange à la richesse 0.4. Dans cette étude, nous avons décidé de rester proche des limites d'inflammabilités du propane afin de limiter en fin de propagation les phénomènes d'extinction, non observables à partir des diagnostics utilisés. Nous avons donc toujours maintenu une richesse initiale de **0.6** dans la chambre de combustion avant injection.

## Signal de pression en fonction du temps au cours de la combustion

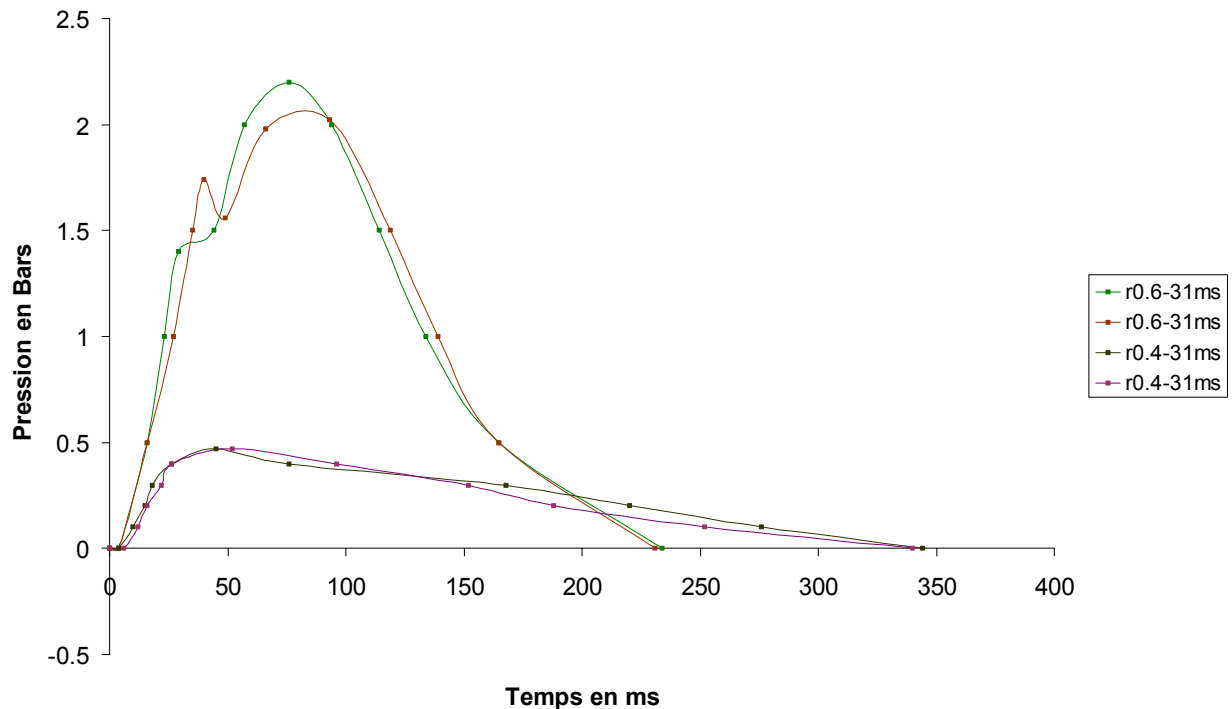


Figure 4-26 Influence de la richesse de chambre sur la propagation.

Par ailleurs pour la richesse 0.6 nous pouvons observer sur cette figure une légère diminution de la pression vers 40 ms suite aux pertes thermiques lorsque la flamme atteint les parois latérales de la chambre. L'augmentation suivante jusqu'au pic correspond principalement à la propagation dans la partie rallongée de la chambre.

Dans notre étude, l'instant d'allumage est aussi un paramètre important puisqu'il va conditionner la façon dont la flamme va se propager dans l'écoulement. En effet l'allure du jet généré selon les paramètres précités est différente selon l'instant d'observation. Plus cet instant est tardif plus les vitesses sont faibles et plus le mélange est dilué et donc moins le gradient de richesse dans la strate est important. Nous allons maintenant détailler ce qui concerne le choix de l'instant et de la position de l'allumage

### Instant et position de l'allumage :

Le mélange généré par le jet est allumé par une étincelle produite entre deux électrodes de tantale de 0.3 mm de diamètre et distantes de 1.5 mm. Ces électrodes sont reliées à un générateur d'étincelle conçu au laboratoire [Vannobel 1985]. La position de l'électrode dans la chambre joue un rôle important. Alain Floch [Floch 1990] avait placé le point d'allumage sur notre face d'injection. Ce choix néanmoins nécessite la prise en compte des phénomènes flammes parois dès le début de la propagation. Par la suite Bertrand Lecordier [Lecordier 1997] avait décidé de placer les électrodes au centre de la chambre permettant ainsi d'étudier la propagation de la flamme en limitant les effets de parois. Nous déciderons nous aussi dans un premier temps de réaliser l'allumage au centre de la chambre.

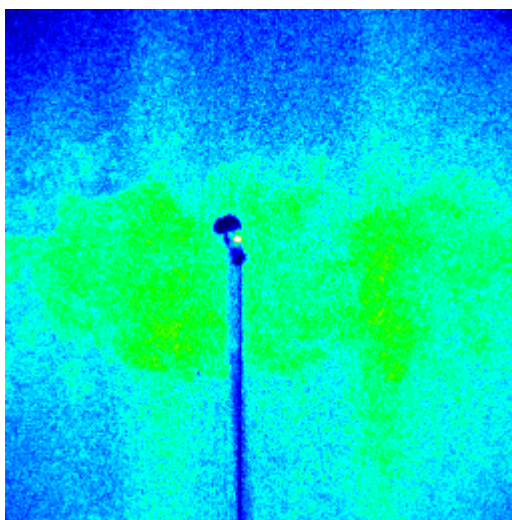
Trois paramètres importants vont conditionner l'allumage :

-Le système d'allumage, caractérisé par l'énergie d'allumage, la durée de l'étincelle et la géométrie des électrodes.

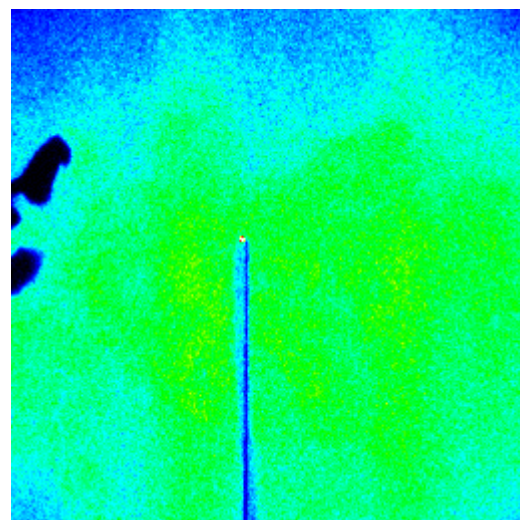
-Le champ aérodynamique au voisinage des électrodes (champ moyen, turbulence).

-La composition du mélange au voisinage des électrodes (richesse, taux de gaz brûlés résiduels, hétérogénéité).

Dans notre dispositif expérimental, les deux derniers paramètres sont fortement corrélés puisque c'est l'aérodynamique du jet qui va conditionner l'homogénéisation du mélange et par conséquent la richesse au voisinage des électrodes. Dans ce cas, l'instant choisi par rapport à l'injection du jet pour réaliser l'allumage est crucial. Ce choix nous permet de sélectionner différents niveaux de turbulence de jet et de stratification à l'allumage. Plusieurs instants ont été testés. Cependant dans un premier temps quelque soit l'instant choisi, l'allumage était difficile alors que la richesse autour du point d'allumage permettait la création d'une flamme. Afin de nous affranchir des problèmes liés à la répartition spatiale de la richesse près des électrodes, nous avons réalisé des allumages à différents temps pour une injection dans les conditions définies précédemment mais sans fluctuation de richesse en injectant un mélange à richesse 1 dans une chambre à richesse 1. Ces conditions sont optimales pour l'allumage et permettent de ne prendre en compte que les effets aérodynamiques. Ces essais sont reportés sur la Figure 4-27 (le jet se propage de droite à gauche). Sur ces images soit la flamme ne peut s'allumer (allumage à 23 ms après le début de l'injection) ou alors elle est très rapidement convectée par le jet (allumage à 26 ms après le début de l'injection) hors du champ de mesure. Quelque soit l'instant d'allumage choisi, même dans des conditions optimales en richesse, la flamme subit trop fortement l'aérodynamique du jet et ne réussit pas à se développer. Une énergie d'allumage trop faible peut être la source de ces problèmes. En effet le jet étant turbulent l'énergie à l'allumage doit être plus importante du fait de l'augmentation de la diffusivité. La dispersion de l'énergie fournie aux électrodes est plus rapide, de sorte que la fraction d'énergie utile à l'allumage se trouve diminuée par rapport au régime laminaire [Desoete 1976]. Cette énergie fournie par l'électrode est un paramètre important car lors de la combustion, les premiers instants d'allumage influencent la flamme qui n'est pas en propagation libre mais subit l'effet de l'électrode. L'énergie fournie doit donc être suffisamment forte pour pouvoir allumer le mélange mais pas trop pour ne pas perturber la propagation de la flamme.



Allumage 23 ms observation 2ms plus tard



Allumage 26 ms observation 2ms plus tard

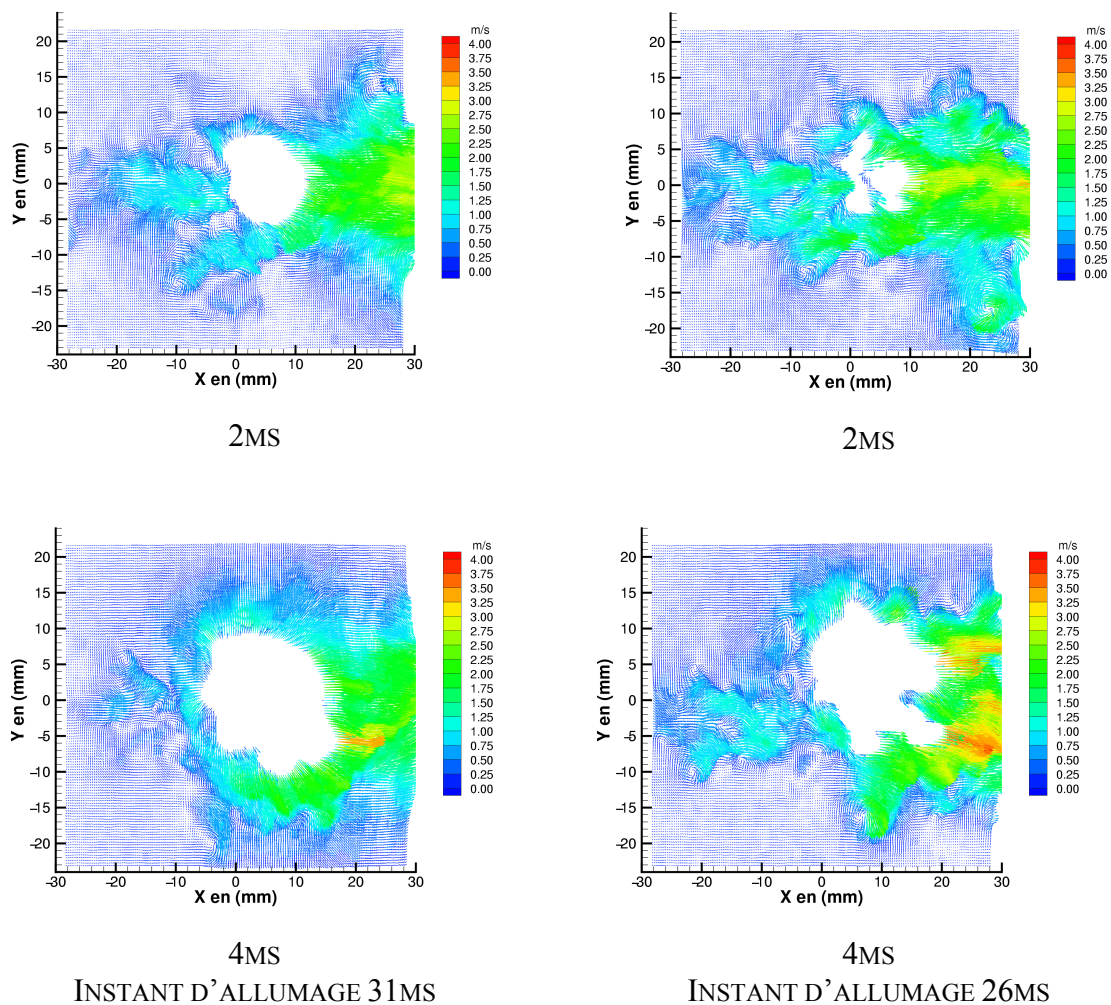
Figure 4-27 Influence de l'instant d'allumage  $4 \times 4 \text{ cm}^2$

Ainsi afin de diminuer les ratés d'allumage, de favoriser les allumages dans des zones de richesses faibles ou encore d'éviter une trop forte influence de l'aérodynamique du jet, nous avons décidé de modifier le générateur d'étincelle afin qu'il puisse fournir une énergie plus importante à l'allumage

Pour mesurer cette nouvelle énergie nous avons utilisé une méthode basée sur les énergies minimales d'allumage. Nous avons cherché la richesse minimale pour un mélange au repos à pression atmosphérique en dessous de laquelle le mélange ne peut plus être allumé par l'étincelle. Cette richesse minimale avec notre allumeur est de 0.6. En reportant cette valeur limite de 0.6 sur une courbe d'énergie minimale d'allumage, nous pouvons estimer l'énergie fournie par l'allumeur au mélange qui est supérieure à 1.7 mJ. La durée de l'étincelle est d'environ 960 $\mu$ s. Grâce à ce gain d'énergie, les problèmes précédents de soufflage de la flamme ont été atténués et nous avons alors pu affiner notre choix de l'instant d'allumage dans le gradient de richesse. Sur la Figure 4-28 (le jet se propage de gauche à droite) sont représentés les champs de vitesse autour de la flamme en propagation à 2 et 4 ms après l'allumage pour deux instants différents d'allumage 27 ms et 31 ms après le début de l'injection (celle-ci étant finie au bout de 5ms). Par rapport aux cas précédents (allumage à 23 et 26 ms Figure 4-27), la flamme peut maintenant se développer sans problème Figure 4-28 ce qui confirme l'influence de l'énergie fournie par les électrodes pour réaliser de bonnes conditions de combustion.

Sur la Figure 4-28, nous pouvons voir l'influence de l'instant d'allumage (27 et 31 ms) sur la flamme. Les électrodes sont placées au centre. Il apparaît d'après ces deux images plus judicieux d'allumer à 31ms car la flamme est beaucoup moins affectée par la turbulence du jet et commence à se développer dès les premiers instants. Ceci apparaît plus particulièrement sur les images réalisées 2ms après l'allumage où le jet ne semble pas perturbé par la présence de la flamme qui n'est que faiblement plissée. La vitesse du jet à droite de l'image est d'environ 2 m/s à gauche, celle-ci est d'environ 1 m/s. Le reste de la chambre n'est pas affecté par la présence du jet et la vitesse est quasiment nulle. En revanche pour un allumage 26 ms après le début de l'injection, 2ms après l'allumage, la flamme est très fortement plissée, la surface de flamme est réduite et elle est convectée par le jet. Elle subit plus fortement la turbulence du jet qui est plus rapide à droite de l'image, les vitesses du jet étant d'environ 2.5 m/s et qu'à gauche de l'image où les vitesses sont d'environ 1.5 m/s. De même à 4 ms, la flamme allumée à 31ms possède une forme beaucoup plus sphérique que celle à 27 ms. Le jet subit maintenant la présence de la flamme et les zones initialement immobiles sont accélérées par celle-ci. La flamme est très faiblement perturbée par le jet car elle est très peu plissée. En revanche à 26 ms, les plissements sont toujours très importants et la flamme ne réussit pas à compenser le mouvement convectif moyen du jet. A 31ms, la flamme reste positionnée autour du point d'allumage (0,0), ce qui n'est pas le cas de la seconde flamme qui est convectée par le jet vers la droite.

Pour toutes ces raisons, l'allumage sera donc réalisé **31 ms** après le début de l'injection du jet.



**Figure 4-28** Vitesse et forme de la flamme en fonction de l'instant d'allumage

Par ailleurs, nous voulons pouvoir observer la propagation de la flamme le plus longtemps possible. La position de l'électrode est donc importante puisqu'une flamme entraînée par le jet sort rapidement du champ de visualisation. Sur la Figure 4-29 sont représentées des flammes se propageant dans des champs de vitesse pour un même instant d'allumage mais avec un emplacement des électrodes différent. Dans le premier cas les électrodes se trouvent au centre de la chambre (identique au centre de l'image), alors que dans le deuxième cas elles sont décalées de 1 cm vers l'injecteur. Dans le premier cas, la flamme sort du champ de visualisation dès 6ms alors que dans le deuxième cas elle peut encore être observée dans sa totalité. Dans la suite de cette étude, nous maintiendrons donc le point d'allumage à cette position.

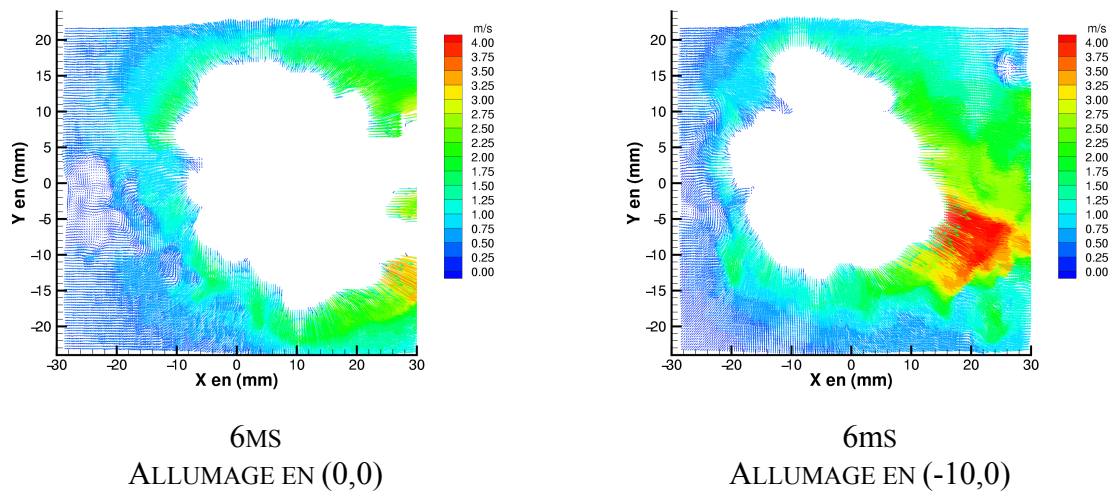


Figure 4-29 Influence de la position de l'électrode sur l'allumage

Le dernier paramètre à prendre en compte est la richesse autour du point d'allumage. Nous avons décidé d'allumer le mélange 31 ms après le début de l'injection. Sur les Figure 4-30 et Figure 4-31 sont reportées le champ moyen et un champ instantané de richesse à l'instant d'allumage. Ces champs de richesse ont été réalisés grâce à des mesures de FARLIF avec de l'anisole (chapitre 3). Le champ moyen a été effectué avec 60 images correspondant à 60 injections. La richesse au centre est globalement unitaire et elle décroît jusqu'à 0.6 sur 1.5 cm. La strate moyenne est très axisymétrique. Sur le champ instantané, là encore la richesse au centre est globalement unitaire et décroît jusqu'à 0.6. Cependant à l'intérieur de la strate, on observe des poches de richesse plus riches (pouvant aller jusqu'à 1.45) et plus pauvres (poches de richesse 0.6 entourées par du mélange à richesse 1). La forme et la répartition de richesse dans la strate sont conformes aux objectifs recherchés et la richesse au point d'allumage est globalement de 1 ce qui va favoriser l'initiation de la propagation de la flamme dans le gradient de richesse.

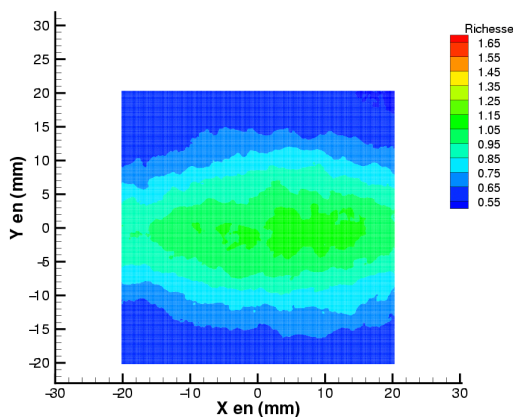


Figure 4-30 Champ moyen de richesse à l'instant d'allumage

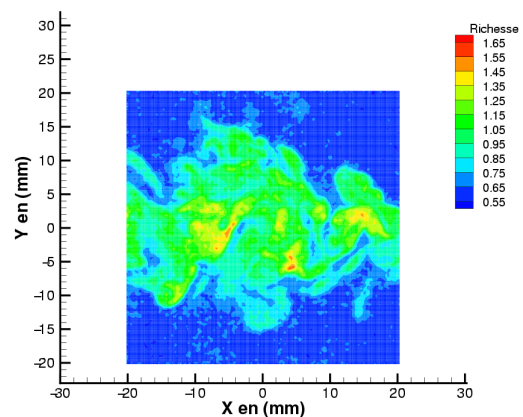


Figure 4-31 Champ instantané de richesse à l'instant d'allumage

En conclusion, les principaux paramètres influençant l'allumage à savoir l'énergie fournie par les électrodes, leurs positions dans la strate, le champ aérodynamique et la composition du

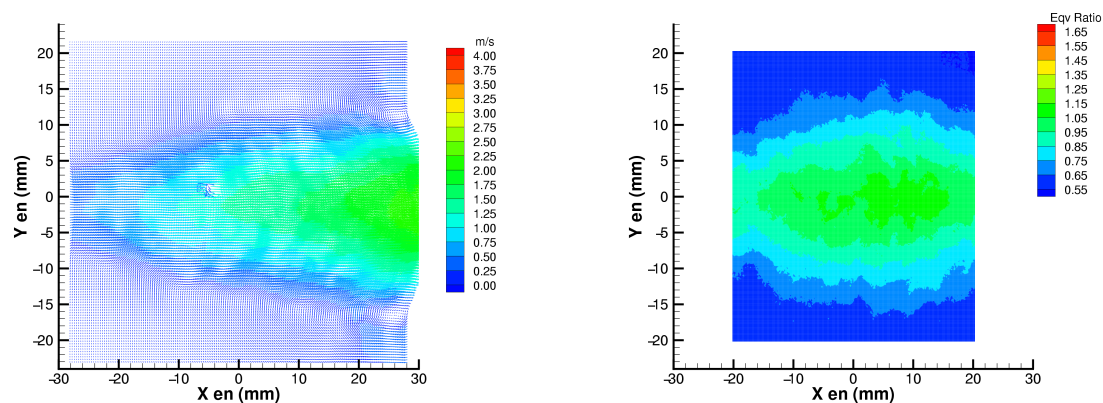
mélange au voisinage de celles-ci, ont été optimisés afin d'obtenir les conditions optimales et reproductibles de propagation de flamme dans le mélange comportant le gradient de richesse. Enfin d'un point de vue technique, dans cette expérience, l'étincelle provoquait de nombreux parasites perturbant les dispositifs d'acquisition et de synchronisation. Afin de remédier à ce problème, les portes hublots ont été réalisés en plexiglas avec un minimum de peinture sur les bords évitant ainsi une remontée de courant vers les autres éléments du système et en particulier les électrovannes. Enfin la commande de l'étincelle est obtenue à partir d'une impulsion extérieure transmise par fibre optique pour découpler la masse de l'allumeur de celle des autres dispositifs.

**Conclusion :**

Pour résumer, les grandeurs retenues afin de générer une stratification possédant les paramètres souhaités sont :

- pression d'injection de 1.1 bars
- durée d'injection de 5 ms
- injection de propane pur tracé avec de l'anisole
- remplissage initial de la chambre de combustion à une richesse de 0.6
- allumage 31 ms après le début de l'injection.

Avec notre dispositif d'injection, la quantité de propane injectée est de  $6.57 \text{ cm}^3$ , ce qui correspond alors à une richesse totale moyenne de 0.8 dans la chambre en fin d'injection. Sur la Figure 4-32 nous pouvons voir la répartition de richesse et la vitesse moyenne à l'instant d'allumage. Ces mesures ont été réalisées par PIV et FALIF sur l'anisole simultanément sur une moyenne de 60 injections. Cette figure confirme que notre système produit un gradient de richesse qui remplit les objectifs fixés p 107, à savoir une richesse proche de 1 au centre du jet avec une diminution jusqu'à une richesse 0.6 en bordure de stratification (sur 1.5 cm) avec une richesse globale du mélange pauvre (0.8). Les vitesses de jet à l'instant d'allumage sont suffisamment faibles pour permettre l'allumage du mélange sans soufflage de la flamme puisqu'elles n'excèdent pas 3 m/s. De plus, nous sommes très proches des conditions fixées par les constructeurs automobiles (p 107). Ces résultats concernant les propriétés du point d'allumage seront commentés en détails au chapitre n°6.



Champ de vitesse en m/s

Champ de richesse

Figure 4-32 Champ de vitesse et de richesse à l'instant d'allumage.

Nous avons vu que notre dispositif est apte à créer des gradients de richesse. A partir d'une série d'observations réalisées par des mesures laser de PIV et de LIF et en ajustant un certain nombre de variables (pression d'injection, richesses des mélanges, temps d'injection), nous avons sélectionné la combinaison de paramètres permettant d'obtenir les conditions désirées en terme de répartition spatiale de mélange et de vitesse. Or lors de ces différents essais de nombreux problèmes liés à l'utilisation de traceur fluorescent en injection instationnaire sont apparus. Des mises point ont du être réalisées afin de nous assurer de la fiabilité des mesures effectuées grâce à un contrôle rigoureux des mélanges. Ces ajustements successifs ont abouti à une solution finale en ce qui concerne le dispositif et le protocole expérimental. Nous ne pourrions détailler toutes les modifications effectuées, nous décrivons seulement les spécificités du système final permettant de réaliser le contrôle du mélange et la procédure expérimentale utilisée.

### **4.3 Dispositif d'ensemencement et de contrôle des mélanges**

Les premiers essais de caractérisation du jet ont été réalisés avec de l'acétone qui présente peu de difficultés de mise en oeuvre au vu de ses très fortes propriétés d'évaporation. Dans la suite de notre étude nous avons vu dans le chapitre précédent que l'utilisation du naphthalène n'était pas adapté à notre dispositif expérimental et nous avons donc décidé d'utiliser l'anisole comme traceur afin de mesurer la richesse locale dans notre écoulement.

Même si ce traceur est mieux adapté, notre installation fonctionnant de manière fortement instationnaire, des problèmes de contrôle des mélanges sont apparus et ont nécessité un certain nombre d'adaptations à notre dispositif. Nous allons dans la suite discuter des ajustements réalisés sur le dispositif expérimental afin d'utiliser l'anisole. Nous avons déjà répertorié certains de ces problèmes au chapitre précédent, mais nous allons maintenant en analyser les conséquences sur le dispositif expérimental afin de pouvoir réaliser un contrôle précis des mélanges de remplissage de la chambre de combustion ou d'injection. Sur la Figure 4-33 nous pouvons voir le principe du dispositif de mélange pour la chambre de combustion.



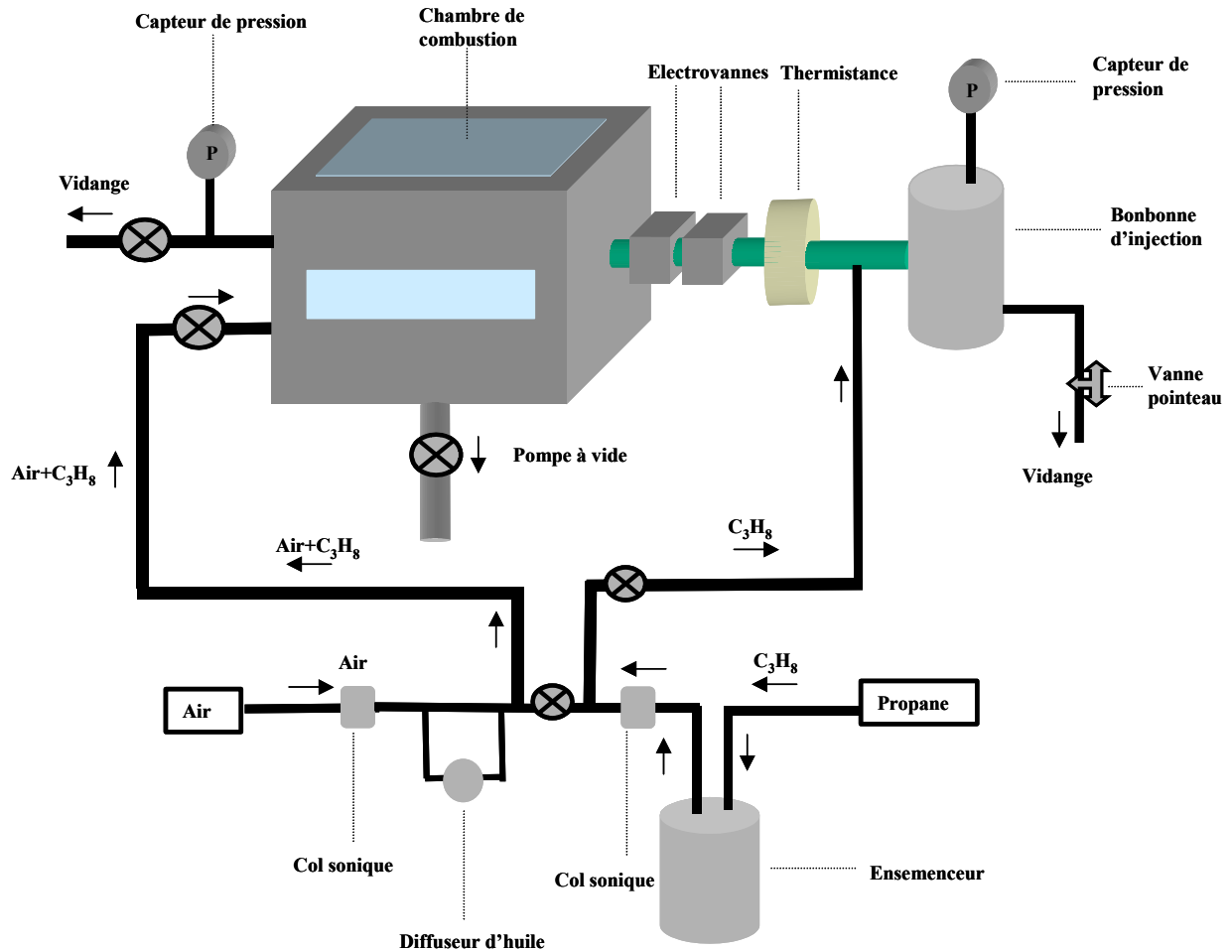


Figure 4-33 Dispositif de mélange

Afin de contrôler la richesse du mélange propane-air, des cols soniques préalablement étalonnés ont été utilisés. L'ensemencement du traceur sur la ligne de propane est très délicate à réaliser, elle doit s'effectuer de manière identique quelque soit l'utilisation du mélange. Afin de maintenir un ensemencement constant, la pression en amont du col de propane est maintenue constante (3.2 bars absolu). Ceci permet de garder un débit de propane fixe dans l'ensemencement assurant ainsi un transport de la même quantité de traceur dans le propane. De plus afin d'éviter toute possibilité de remontée d'air dans l'ensemencement, ce qui aboutit à une forte diminution du signal de fluorescence par les effets de quenching avec l'oxygène, l'ensemencement est placé devant le col sonique de propane. Pour éviter le transport d'éventuelles gouttes d'anisole en sortie d'ensemencement dans le dispositif, un filtre est placé à la sortie du col sonique.

Dès la sortie du col sonique de propane, la dilution du propane saturé en anisole à pression de vapeur saturante avec l'air est réalisée. En effet, cette solution évite le transport de propane saturé dans les lignes écartant ainsi le phénomène de condensation. La réalisation des mélanges à différentes richesses s'effectue en agissant uniquement sur la quantité d'air diluée. Afin d'obtenir une gamme de mélange possédant différentes richesses (de 0.4 à 2), nous avons à notre disposition 3 cols soniques d'air différents.

L'introduction du mélange air-propane-traceur dans la chambre de combustion, s'opère par un balayage continu. L'homogénéisation du mélange est réalisée au bout de quelques minutes. Le remplissage de la bonbonne d'injection est plus délicat. En effet il faut pouvoir obtenir un mélange à une richesse prédéfinie, ensemencé avec du traceur à une pression constante de 1.1

bars. La seule solution viable parmi toutes celles testées est de faire circuler le mélange dans une bonbonne de taille supérieure au volume injecté permettant de conserver la pression d'injection constante à l'ouverture des électrovannes. La surpression dans la bonbonne est générée par une perte de charge en sortie grâce à une fuite calibrée. Les solutions où il existait une stagnation du traceur dans cette bonbonne ont abouti à des recondensations et donc à des difficultés de contrôle du mélange.

La performance de ce dispositif a pu être testée en réalisant des mélanges homogènes par injection d'un mélange à une richesse donnée dans la chambre de combustion à la même richesse. Si le dispositif est fiable, le signal de fluorescence après injection, doit rester uniforme dans la chambre. Ceci a pu être observé pour différentes richesses.

Simultanément à la mesure de richesse, une mesure de vitesses par PIV a été mise en place. L'ensemencement du mélange par les gouttelettes d'huile d'olive dans les gaz frais est obtenu en faisant passer une fraction de l'air du mélange à travers un diffuseur d'arôme de type CIBE. La taille des particules produites par ce diffuseur a été évaluée par [Goix 1989] comme ayant un diamètre inférieur au micron. Le contrôle de la quantité de particules est réalisé en modifiant la fraction d'air passant dans l'ensemenceur. Les ajustements de la quantité de particules présentes dans l'écoulement et leur influence sur la combustion seront discutés dans le chapitre suivant.

### **4.4 Conclusion :**

Le but de notre étude est de comprendre le comportement d'une flamme se propageant dans un milieu turbulent et présentant un gradient de richesse. Afin de réaliser ceci, nous avons utilisé une chambre de combustion initialement utilisée dans les études en milieu homogène. Une adaptation de la chambre a été réalisée afin de pouvoir implanter sur cette chambre un dispositif d'injection permettant de réaliser un jet turbulent générant un gradient de richesse. Deux dispositifs d'injection ont été testés et un seul a été retenu. Le premier injecteur est un injecteur fente qui a été réalisé en partenariat avec le LCD de Poitiers. Ce dispositif n'a pas pu malgré les ajustements réalisés être mis en place dans notre dispositif car il ne permettait pas de réaliser des mesures reproductibles. Nous avons alors conçu et mis en place un nouvel injecteur axisymétrique qui nous a permis de réaliser une stratification de richesse dans la chambre avec des vitesses suffisamment faibles pour permettre un allumage de la flamme. Différents paramètres ont été ajustés afin de réaliser des conditions satisfaisantes de stratification à l'allumage à savoir un gradient de richesse globalement pauvre (environ 0.8) dans un milieu initialement à 0.6 avec un point d'allumage proche de la stœchiométrie. Les gammes de vitesses ont aussi été choisies suffisamment faibles (moins de 3m/s) afin d'obtenir un jet turbulent permettant de conserver la strate tout au long de la propagation de la flamme. Le système d'allumage a été modifié afin de fournir une plus grande énergie permettant de diminuer les ratés d'allumage et de favoriser la combustion. Enfin, nous avons adapté un dispositif d'ensemencement spécifique afin de pouvoir réaliser des mesures simultanées de richesse et de vitesse par PIV/FARLIF et de contrôler les mélanges injectés. Dans le chapitre suivant nous allons maintenant détailler les caractéristiques de ces mesures simultanées et quantifier la précision des mesures effectuées par PIV et FARLIF.

## **5 Analyse du système de mesure PIV/FARLIF**

L'objectif général de l'étude est de comprendre comment le gradient de richesse et la turbulence influencent la propagation d'une flamme. Nous avons vu que pour comprendre ce phénomène, il était indispensable de connaître la vitesse et la richesse de façon simultanée. Nous avons donc mis en place un dispositif permettant de réaliser de telles mesures. Les méthodes de mesures que nous avons décidées d'utiliser sont la PIV pour la mesure de vitesses et la FARLIF pour la mesure de richesse. Le développement nécessaire à l'utilisation de la FARLIF dans notre dispositif est décrit dans le chapitre 3.

L'utilisation de ce système de mesures en simultané peut présenter des difficultés dus à l'interférence des deux méthodes. Après avoir décrit notre dispositif expérimental de mesures simultanées PIV/FARLIF, nous verrons les avantages de la mise en place d'une telle mesure pour ensuite analyser les paramètres à vérifier avant l'utilisation de ce couplage. En effet des interactions entre les deux méthodes peuvent amener des biais dans la mesure. Après avoir analysé la nature de ces interactions, nous réaliserons une étude systématique afin d'évaluer dans quelles proportions elles peuvent dégrader la mesure. A l'issue de cette analyse, nous discuterons des précautions à prendre dans la réalisation d'un tel dispositif afin d'obtenir les conditions optimales à la réalisation de mesures fiables.

Dans une deuxième partie de ce chapitre, nous étudierons la mesure de fluorescence qui a demandé un développement spécifique. En effet, nous souhaitons pouvoir effectuer des mesures de richesses quantitatives. Dans le chapitre 3, les bases théoriques ainsi que les vérifications expérimentales nécessaires à l'utilisation de la FARLIF ont été décrites mais aucune évaluation de la précision de la quantification de la richesse n'a été effectuée. Dans ce chapitre, nous allons évaluer cette précision. Pour cela, les sources d'erreurs systématiques interférant sur la mesure de richesse (sources laser, caméra...) ont été répertoriées et une procédure de correction de chacun de ces paramètres a été mise en place. Dans un deuxième temps, nous avons analysé l'influence de paramètres supplémentaires sur la précision de la mesure de richesse et trois d'entre eux particulièrement : le binning, le niveau de signal et enfin le filtrage. Ces paramètres permettent d'améliorer considérablement la précision de la mesure mais avec une perte de résolution spatiale. Un compromis entre perte de résolution spatiale et amélioration de la mesure a été trouvé. A l'issue de ces analyses, la précision de la mesure de richesse dans notre dispositif avec la prise en compte de tous ces paramètres a été calculée. Nous avons ensuite effectué une comparaison de la spécificité de la mesure de richesse avec la mesure de PIV en nous appuyant sur des études présentes dans la bibliographie. Ainsi la précision de la mesure de vitesse dans notre dispositif expérimental a elle aussi pu être quantifiée ainsi que la résolution spatiale. Dans une dernière partie une étude de l'utilisation de ces deux méthodes en simultanée dans l'analyse de flammes turbulentes sera effectuée.

### **5.1 Mesures couplées :**

#### **5.1.1 Introduction générale :**

Dans la plupart des dispositifs en combustion, ou à froid la connaissance de plusieurs variables est nécessaire à la compréhension des phénomènes intervenant. Ainsi selon le type

d'étude réalisée, des méthodes de mesures différentes seront utilisées. Parmi les variables auxquelles nous voulons pouvoir accéder, nous pouvons citer la caractérisation du mélange, la vitesse, la température et dans les études en combustion, la visualisation des zones de combustion. Pour chaque type de variable des méthodes de mesures doivent donc être utilisées. Ces méthodes permettent d'effectuer des mesures à 1 ou 2 dimensions, elles sont temporelles ou non, intrusives ou non intrusives. Il existe toujours un challenge pour le développement des techniques de mesure, à la fois pour réaliser des mesures quantitatives mais aussi appliquer les techniques dans divers milieux (fortes pressions, températures, en combustion). De plus il existe un intérêt croissant à combiner les différentes techniques de mesures existantes de façon à corrélérer les quantités mesurées (température, concentration, vitesse...). C'est pour cela que depuis quelques années de nombreuses études utilisant un couplage des méthodes de mesure ont été réalisées. Nous n'en citerons que quelques unes.

Dans le cadre des études de jets turbulents à froid, par exemple, [Lemoine 1999] a mis en place la mesure simultanée de la température et de la vitesse dans un jet rond turbulent chauffé afin de caractériser les propriétés de transport thermique dans les écoulements turbulents. Le but est de connaître la corrélation entre les fluctuations de température et de vitesse. Pour la température la LIF a été utilisée et pour la vitesse la LDV. Néanmoins, l'inconvénient de l'utilisation de la LDV est de ne pas avoir accès à des mesures à deux dimensions. En 2000, [Hu 2000] a lui utilisé la PIV et la LIF pour étudier les processus de mélange dans un jet d'eau. En 1996, [Frank 1996] a lui aussi associé la PIV et la LIF du biacetyl pour caractériser les écoulements turbulents gazeux et comprendre comment la dynamique de l'écoulement affecte le comportement du scalaire.

Dans les études en combustion, là encore la combinaison de méthodes de mesures est fortement présente. Afin de visualiser dans une flamme les zones de recombinaisons ou de consommation du fuel les signaux de fluorescence du radical OH et CH sont utilisés respectivement. Cette méthode de fluorescence est généralement associée à la mesure de vitesse devant et dans le front de flamme par PIV. Ainsi, la PIV a été associée à la LIF sur OH par [Hasselbrink], et à la PLIF sur CH par [Donbar 1998], pour l'étude d'une flamme jet. Ces associations facilitent l'étude des interactions flammes écoulement en prenant en compte notamment l'effet local de dégagement de la chaleur. Ainsi selon les paramètres que nous souhaitons étudier, différentes associations de méthodes de mesures peuvent être utilisées. Dans notre cas, nous voulons pouvoir étudier l'interaction entre une flamme et l'écoulement dans un gradient de richesse. Cette étude n'est pas possible sans la connaissance de la vitesse et du scalaire. Nous avons donc décidé d'associer une méthode de mesure de vitesse à une méthode de mesure de richesse à 2 dimensions. Pour cela, nous avons associé la PIV à une technique de fluorescence la FARLIF afin d'étudier l'interaction écoulement/flamme dans un milieu à richesse variable. Le couplage PIV/FARLIF est le mieux approprié à notre dispositif, il permet de réaliser des mesures non intrusives à 2 dimensions. De plus ces méthodes nécessitent un dispositif expérimental assez similaire que nous allons maintenant décrire dans le cadre de notre étude sur une chambre de combustion à volume constant.

### **5.1.2 Dispositif expérimental :**

Le matériel nécessaire à la mise en place de la LIF et de la PIV est sensiblement identique. Les deux systèmes sont composés d'un laser, d'optiques de formation de nappe, d'une caméra, d'un filtre et d'un système de traitement. A ces éléments, il faut rajouter le matériel nécessaire à la mise en place du couplage : une lame séparatrice, une lame de combinaison et un boîtier de synchronisation.

### **Système PIV :**

Le système PIV est constitué d'un laser à double impulsion Nd :YAG (TwinsUltra, Quantel) à 532 nm fonctionnant à 10 Hz et délivrant une énergie de 30 mJ par pulse. A la sortie du laser, deux lentilles successives, une convergente ( $f=+150$  cm) et une divergente ( $f=-100$  cm) permettent de former une nappe à l'intérieur de la chambre de combustion. Cette nappe possède une épaisseur totale de 800  $\mu\text{m}$  mesurée à l'aide d'un capteur CCD linéaire. Cette nappe à 532 nm va permettre par diffusion de Mie d'éclairer des particules d'huiles d'olive introduites dans la chambre de combustion. Ce signal de diffusion de Mie est collecté par une caméra CCD (Princeton MicroMAX 1300Y/HS-DIF) 12 bits permettant de recueillir des doubles images. Un filtre passe-bande à 532 nm est placé devant la caméra afin d'éviter la présence de lumière issue de la diffusion de Mie à 266 nm et du rayonnement de la flamme. La présence de ce filtre est très importante car lors de l'acquisition de la deuxième image de PIV, le temps d'intégration de la caméra est de plusieurs millisecondes. Même si le temps d'exposition de la deuxième image est limité par la présence d'un shutter mécanique à l'intérieur de la caméra, celui-ci n'est toutefois pas assez rapide pour éliminer le signal résiduel. Sans la présence de ce filtre, le capteur recevrait une source considérable de signal issu de différentes sources de lumière (rayonnement de la flamme, ambiante, réflexion). Le filtre permet de réduire cette lumière parasite afin de conserver le même niveau de fond sur les deux images.

### **Système LIF :**

Le laser utilisé pour la mesure par LIF est un laser Nd :YAG (SpectraPhysics, PIV400) à 266 nm délivrant une énergie de 100 mJ par pulse à une fréquence de 10 Hz. De même que précédemment, deux lentilles, une convergente ( $f=+150$  cm) et une divergente ( $f=-100$  cm) permettent la réalisation d'une nappe de 400  $\mu\text{m}$  d'épaisseur totale dans la chambre de combustion. Cette nappe issue du laser à 266 nm va permettre l'excitation du traceur moléculaire, l'anisole. Le laser à 266 nm est réglé au maximum de son intensité (40mJ) de manière à générer un signal de fluorescence optimal.

Ce signal de fluorescence de l'anisole est collecté par une caméra ICCD intensifiées 16 bits (Princeton, PiMAX 512). Un filtre est placé devant la caméra ICCD afin d'éviter la présence de diffusion de Mie à 266 nm sur les images de fluorescence. Ce filtre est un filtre liquide dont le principe de fonctionnement est décrit en détails au chapitre 3. Nous décrirons néanmoins par la suite les ajustements réalisés pour que celui-ci soit le plus performant possible. Enfin nous avons vu au chapitre 3 que le traceur soumis à plusieurs excitations lasers à 266 nm se dégrade rapidement. Afin d'éviter ceci, un shutter mécanique est placé directement à la sortie du laser, laissant passer le faisceau dans la chambre de combustion uniquement au moment de la mesure.

### **Couplage :**

Aux éléments décrits ci-dessus, viennent s'ajouter des éléments supplémentaires nécessaires à l'association des deux dispositifs PIV/LIF.

Tout d'abord au vu de l'encombrement spatial des deux lasers, à leur sortie, une lame de combinaison est mise en place afin de transmettre le faisceau issu du laser à 532 nm placé face à la chambre de combustion et de réfléchir à 45° le faisceau issu du laser à 266 nm placé perpendiculairement à la chambre (Figure 5-1). Cette lame permet de réaliser la superposition des deux faisceaux afin de réaliser les mesures au même endroit. Ensuite, grâce à un système unique de formation de nappe composé de deux lentilles, une convergente ( $f=+150$  cm) et une divergente ( $f=-100$  cm), les deux nappes (PIV à 532 nm, LIF à 266 nm) sont formées dans la

chambre de combustion. Des mesures bidimensionnelles dans le même champ de visualisation peuvent ainsi être réalisées.

Dans la chambre de combustion, deux types de signaux sont émis : un signal de diffusion de Mie à 532 nm pour la mesure de PIV et un signal de fluorescence de l'anisole dans l'UV. Afin de dissocier ces deux signaux pour pouvoir les transmettre sur les caméras PIV et LIF, une lame séparatrice et un miroir réfléchissant sont nécessaires. La lame séparatrice passe-haut, placée à 45° par rapport à la chambre, réfléchit le signal de fluorescence de l'anisole émis dans l'UV sur la caméra ICCD et laisse passer le signal visible de diffusion de Mie. Ce signal est alors transmis à la caméra CCD grâce à un miroir fortement réfléchissant dans le visible placé au dessus de la lame séparatrice. Ces deux éléments permettent ainsi de transmettre les signaux de diffusion de Mie et de fluorescence à leur caméra respective. Une fois enregistrée sur les caméras, les signaux sont traités informatiquement. Le dernier élément nécessaire à la réalisation de mesures simultanées est une boîte de synchronisation permettant de contrôler les émissions laser et les enregistrements d'images sur les caméras. La synchronisation complète du dispositif va être décrite dans la paragraphe suivant.

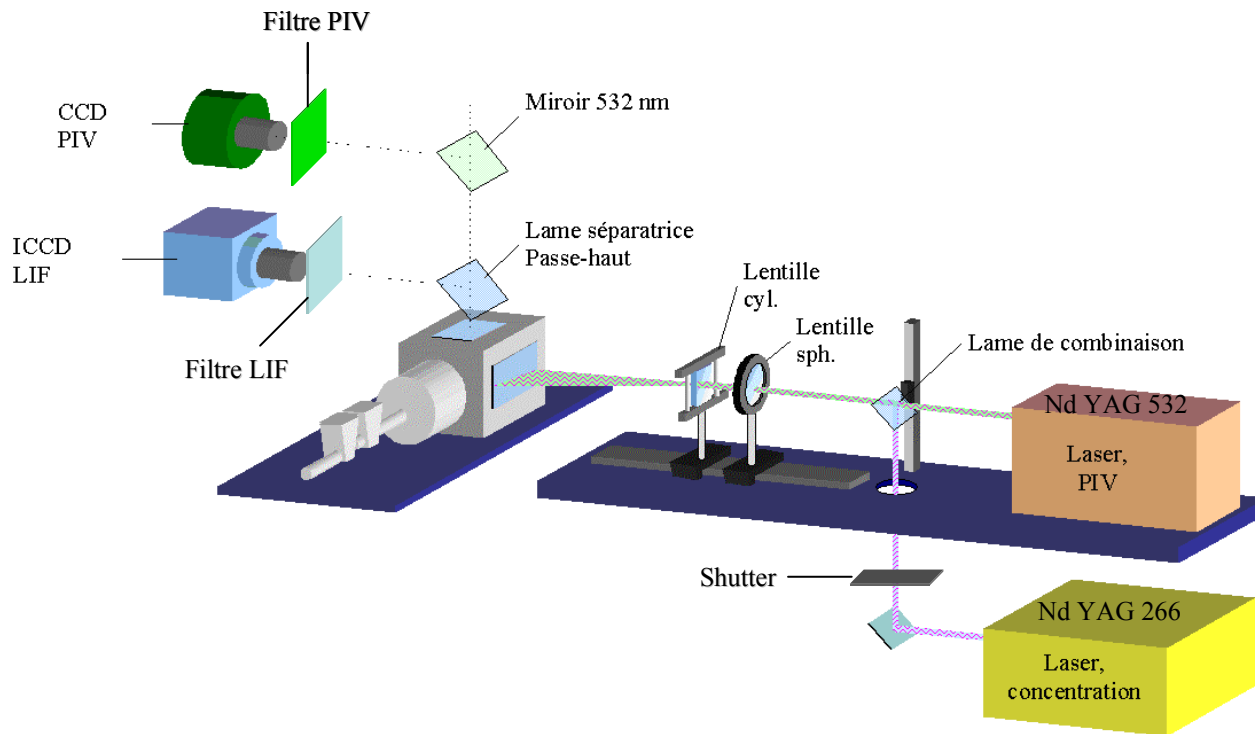


Figure 5-1 Dispositif expérimental de mesures couplées

De plus il est nécessaire de synchroniser les deux chaînes de mesure afin de pouvoir réaliser les acquisitions en phase par rapport à l'injection. Pour pouvoir considérer les mesures de PIV/LIF comme simultanées, nous avons placé l'impulsion du laser de fluorescence entre les deux impulsions du laser de PIV. Nous allons maintenant voir comment cette chaîne de mesure a été synchronisée afin de réaliser les mesures simultanées.

### 5.1.3 Synchronisation

L'une des difficultés majeures du système de synchronisation est liée au caractère fortement instationnaire de l'injection associée au fonctionnement périodique du laser. En effet compte

tenu de la faible durée de l'injection (chapitre 4), les acquisitions doivent se faire en phase par rapport au début de l'injection et ceci de façon reproductible et précise à chaque mesure. Nous avons vu au chapitre 4 que la synchronisation la plus simple consisterait à utiliser la commande électrique d'injection. Mais cette solution n'avait pas pu être retenue car le délai entre cette commande et l'injection effective du fluide n'était pas constante (temps B et G varient à +/- 1ms) et conduisait à une incertitude trop importante sur les instants d'acquisition de l'injection. Nous avons donc synchronisé les chaînes de mesures par rapport à l'injection effective du fluide en plaçant une « sonde de vitesse » (thermistance de petite dimension) dans la canalisation de l'injection. A l'ouverture des électrovannes, dès le début du passage du fluide de la bonbonne d'injection vers la chambre de combustion, la thermistance délivre un signal électrique permettant une synchronisation précise et reproductible (chapitre 4).

Un autre point délicat du dispositif de synchronisation est lié à la base de temps propre au laser de fluorescence. Son fonctionnement optimal est à une fréquence de 10Hz à +/- 10% et donc impose de placer l'instant d'acquisition dans des fenêtres temporelles de +/- 10 ms par rapport au cycle laser (Figure 5-2). Pour effectuer cette synchronisation, les deux lasers PIV et LIF sont alors commandés en externe à 10Hz. A l'instant de l'acquisition, les deux lasers sont resynchronisés (temps F) en phase par rapport au signal d'injection (thermistance). La difficulté de cette synchronisation est de placer judicieusement l'ordre de commande électrique de l'injection par rapport au cycle laser (temps A) de façon à ce que l'instant d'acquisition souhaité par rapport à l'injection effective (temps F) tombe dans une fenêtre d'autorisation de resynchronisation du laser. Cette mise en phase de l'ordre de commande de l'injection doit être effectuée en prenant en compte tous les temps de réponses et les fluctuations temporelles du système d'injection. Par ailleurs afin d'être sûr de figer l'écoulement et de réaliser les mesures au même instant, l'impulsion issue du laser LIF à 266 nm est placée entre les deux impulsions laser de PIV à 532 nm. De plus, nous avons vu au chapitre 3 que la multi-exposition du traceur LIF au laser à 266 nm entraîne une détérioration de la molécule d'anisole aboutissant à une condensation de celle-ci. Un shutter est alors ajouté. Celui-ci permet le passage du laser UV uniquement au moment de la mesure. Enfin, la commande d'allumage est choisie par rapport au signal de début de l'injection (temps H).

Le diagramme de synchronisation complet des deux chaînes est présenté sur la Figure 5-2. Les différents délais entre les signaux sont ajustés à l'aide des générateurs à retard ayant des précisions temporelles supérieures à 100 ns.

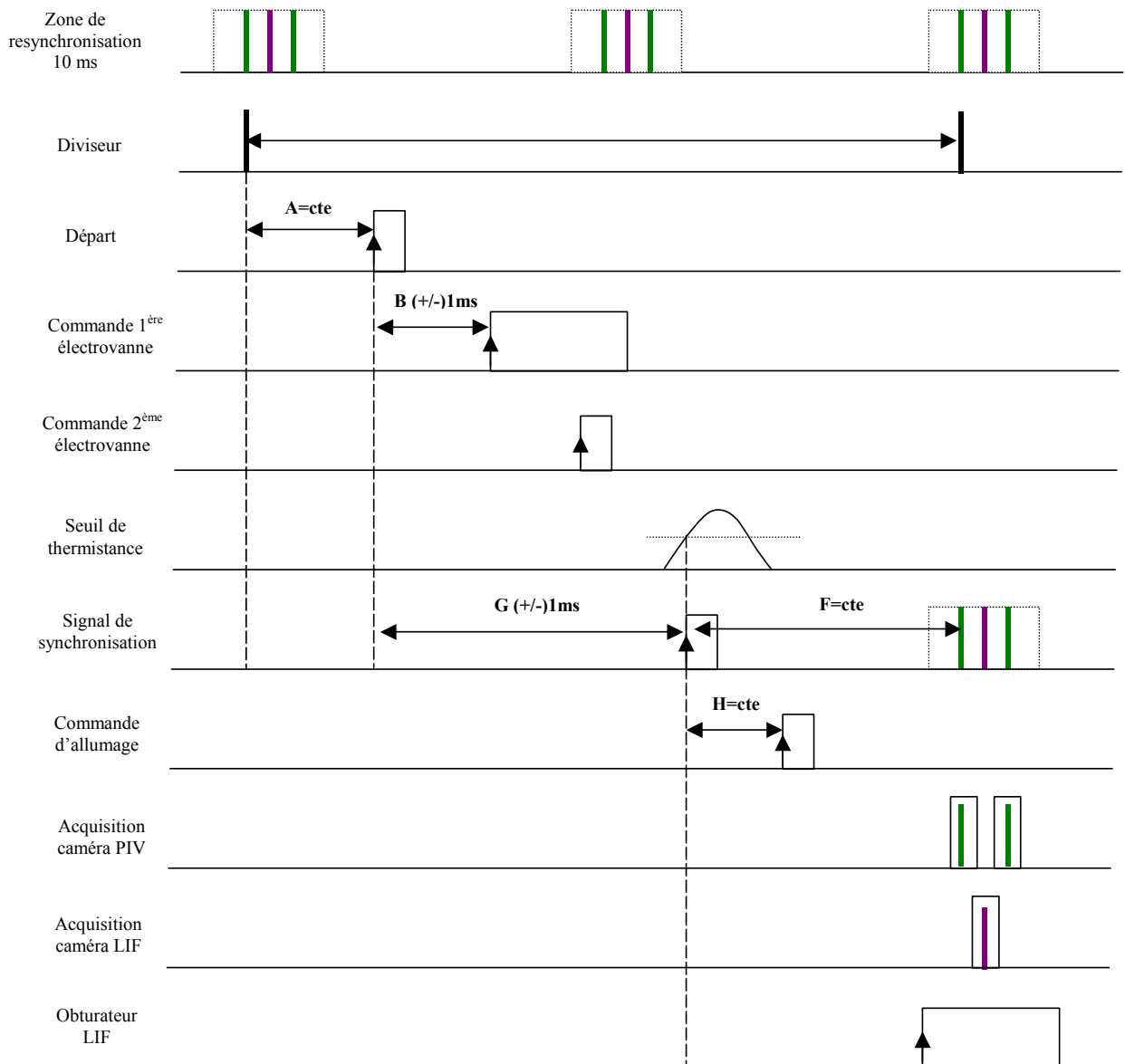


Figure 5-2 Diagramme de synchronisation

Une fois le dispositif mis en place, avant de pouvoir utiliser les mesures couplées dans notre dispositif expérimental, nous devons vérifier que les deux méthodes n'interfèrent pas considérablement l'une sur l'autre avec comme conséquence, une détérioration de la qualité des mesures. Ainsi la mise en place de telles mesures nécessite des vérifications rigoureuses que nous allons maintenant décrire. Dans toute la suite, les images de fluorescence utilisées dans les analyses ont été réalisées en binning 2x2 (nous discuterons de l'intérêt d'une telle procédure p 154), le temps d'exposition du capteur ICCD a été fixé à 5  $\mu$ s et le gain d'amplification au maximum.

#### 5.1.4 Sources possibles de perturbations entre les deux diagnostics :

Une interférence potentielle entre les deux méthodes provenant de l'utilisation de différents traceurs existe. La LIF utilise un traceur moléculaire traçant le gaz et la PIV des particules



d'huile d'olive. Pour les mesures de vitesse par PIV, une forte concentration de particules améliore la précision pour les analyses d'inter-corrélation. Par contre la diffusion de Mie sur ces particules à 532 et 266 nm perturbe les mesures de LIF. Nous allons réaliser un examen attentif de la perturbation possible d'une méthode sur l'autre.

Tout d'abord, l'effet du traceur fluorescent sur la PIV est minimal car l'intensité résiduelle de fluorescence de traceur passant à travers le filtre PIV passe-bande est faible et l'objectif de la caméra PIV le laisse pas passer le signal ultra-violet. Afin de vérifier ceci, nous avons observé pour différentes richesses la variation du signal de diffusion de Mie moyen et ce pour différents niveaux d'ensemencement. Quel que soit la richesse, ce signal moyen reste identique. Le traceur fluorescent n'interfère donc pas sur les mesures de PIV.

En revanche l'effet des particules de PIV sur la LIF est plus importante et peut être attribué à trois facteurs : une lumière résiduelle due à la diffusion de Mie à 266 nm passant à travers le filtre LIF, une augmentation globale du signal de fluorescence résultant d'une multidiffusion de la lumière laser sur les particules d'huile et enfin une extinction du signal de fluorescence en présence des particules. [Law 2000]

Nous avons évalué ces trois sources d'erreurs.

### **Filtrage de la lumière résiduelle :**

Afin de limiter la lumière résiduelle à 266nm issue de la diffusion de Mie à 266 nm sur les particules, nous avons réalisé un filtrage rigoureux. En effet, il nous faut pouvoir filtrer ce signal sans pour autant diminuer le signal de fluorescence du traceur. Les filtres commerciaux ne semblent pas adaptés à la gamme d'émission de fluorescence de notre traceur. En effet lors des premiers essais de mesures simultanées, un filtre WG 305 aboutissait à un filtrage complet de la diffusion de Mie mais aussi du signal de fluorescence. L'utilisation d'un filtre moins sélectif, Schott WG 280 de 3 mm d'épaisseur, quant à lui laissait persister un signal résiduel de diffusion de Mie à 266 nm sur les particules d'huile d'olive.

Nous avons donc choisi d'utiliser le filtre liquide dont le principe de fonctionnement est décrit au chapitre 3. La molécule la plus appropriée à ce filtrage est le toluène. Néanmoins un filtre liquide de toluène pur absorberait totalement le signal de fluorescence. Nous avons donc réalisé un filtre contenant un mélange d'iso-octane (liquide spectroscopiquement neutre) et de toluène. Afin de quantifier la quantité de toluène à introduire deux paramètres doivent être pris en compte. Tout d'abord la quantité de particules introduites dans le milieu. En effet une forte concentration de particules entraîne un fort signal de diffusion de Mie difficile à filtrer mais une trop faible concentration perturbe la mesure de vitesse. Le second paramètre est le filtrage du signal de fluorescence car une trop forte concentration de toluène permet un filtrage de la diffusion de Mie mais peut aussi diminuer de façon non négligeable le signal de fluorescence.

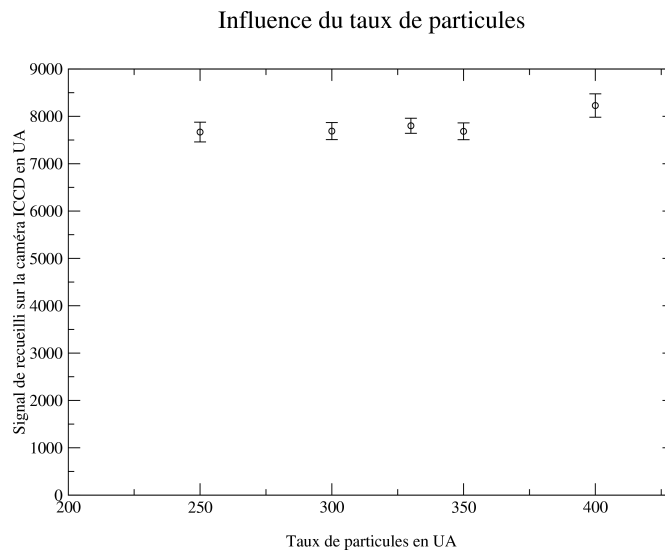
Afin de choisir le mélange le plus approprié, nous avons pour différentes concentrations de toluène fait varier la concentration en particules dans un milieu avec et sans traceur. Après comparaison du niveau de signal de fluorescence pour les différents filtrages et du signal de diffusion de Mie résiduelle à 266 nm, nous avons sélectionné le filtre liquide le plus approprié à 0.8% de toluène et fixé la quantité de particules à introduire pour les mesures de PIV.

Néanmoins malgré toutes ces précautions, il existe toujours une petite quantité de lumière laser diffusée par les particules et qui passent à travers le filtre PLIF. Cependant ces interférences ont été minimisées en utilisant le minimum de concentration de particules nécessaires à l'ensemencement pour la réalisation de nos expériences. Cette présence de

particules peut aboutir à une augmentation du signal sur la caméra ICCD, nous avons aussi pu quantifier ce phénomène.

**Augmentation du signal de fluorescence :**

La présence des particules peut alors avoir un effet parasite sur le signal collecté par la caméra ICCD. Afin de quantifier ce phénomène, pour une concentration de traceur fixée, nous avons augmenté la quantité de particules et mesuré l'intensité moyenne de fluorescence pour une série de 30 images. Les résultats sont reportés sur la Figure 5-3 pour un filtre liquide à 0.8% en toluène et un signal de fluorescence correspondant à une richesse de 0.4. Sur cette figure est reportée la variation du signal de la caméra ICCD en fonction de la quantité de particules présentes dans le milieu. Ce taux d'ensemencement de particules est une unité arbitraire qui « quantifie » la densité de particules. Nous pouvons voir, que quelle que soit la quantité de particules introduites, le signal reste globalement constant excepté pour la valeur 400 où l'on peut observer une légère augmentation. Le niveau d'ensemencement choisi sera fixé à 330, niveau adapté à la mesure de PIV. Par ailleurs, lors de cette analyse, nous avons pris soin d'éliminer le signal résiduel des particules du fond. En effet en l'absence de traceur, la diffusion de Mie sur les particules éclaire le fond de la chambre, ce signal vient s'ajouter au signal total. Or nous voulons uniquement étudier la contribution des particules au signal de fluorescence. Nous devons donc nous affranchir de ce paramètre. Pour cela nous avons réalisé pour chaque concentration de particules étudiée une image de noir sans traceur avec la même densité de particules. Cette image a ensuite été soustraite à l'image de fluorescence correspondante.



**Figure 5-3 Influence du taux d'ensemencement sur le signal de fluorescence**

En conclusion, la contribution des particules au signal de fluorescence peut être limitée si la densité d'ensemencement et la concentration de toluène dans le filtre liquide sont judicieusement choisies. Le dernier paramètre que nous allons maintenant étudier est l'extinction du signal due à la présence des particules.

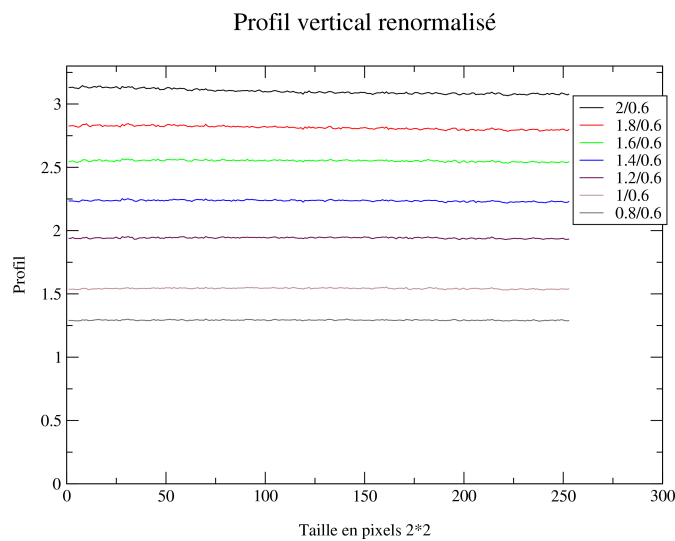
Pour déterminer l'atténuation du signal de fluorescence due à la présence de particules, nous avons, pour une concentration de traceur donnée, augmenté la concentration de particules d'ensemencement et calculé l'atténuation résultante. Néanmoins avant d'effectuer ceci, la faible absorption du signal de fluorescence sans particules doit être préalablement vérifiée afin d'être sûr que l'atténuation résultante en présence de particules est bien due à celles-ci et

non au traceur fluorescent. De plus, dans la suite de notre chapitre la condition de faible absorption du traceur sera un paramètre important.

**Absorption du signal de fluorescence sans particules :**

La vérification expérimentale de faible absorption de l'anisole est réalisée avec un champ de concentration uniforme. Pour une absorption négligeable, l'intensité de fluorescence avec les corrections appropriées pour la distribution géométrique de la nappe laser doit rester constante sur le champ total de visualisation. Nous avons divisé une image moyenne de 30 images à une richesse donnée par une image moyenne de 30 images de la richesse la plus faible de notre mélange à savoir la richesse 0.6. Ceci est réalisé pour différentes richesses correspondantes à différents niveaux de signal. Nous avons ensuite tracé le profil vertical de l'image résultante et calculé l'atténuation du signal le long du chemin optique. Nous avons opté pour cette procédure car il n'était pas possible au vu des fluctuations d'intensité dans la nappe laser d'utiliser une image de fluorescence brute pour calculer l'atténuation.

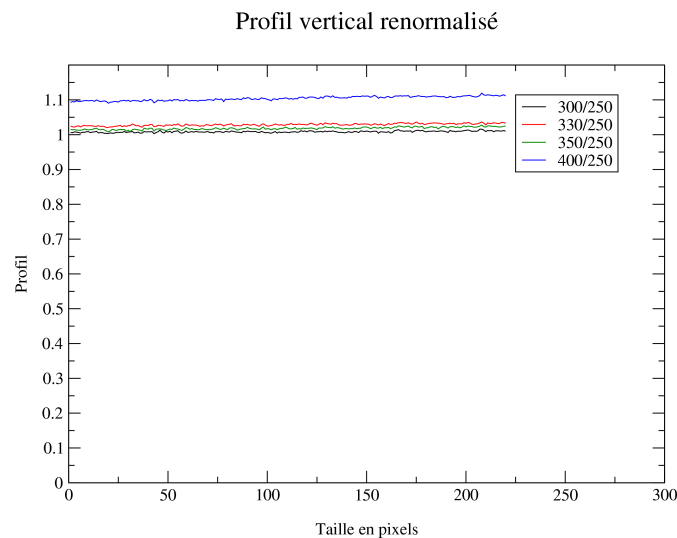
Sur la Figure 5-4, sont représentés les profils verticaux pour des richesses allant de 0.8 à 2. Ces profils représentent l'atténuation du faisceau à travers la chambre relativement à celle se produisant à une richesse de 0.6. La valeur de ces profils diminue en fonction de la distance. Cette atténuation varie de 0.2 % pour la richesse 0.8 à 2.0% pour la richesse 2 sur une distance d'environ 4 cm. Ces valeurs sont faibles, ce qui indique que l'atténuation à la richesse 0.6 peut être considérée comme négligeable car en cas de forte absorption du traceur les valeurs présentées ci-dessus seraient beaucoup plus importantes. Nous pouvons donc considérer que l'atténuation mesurée ici est absolue. Les valeurs étant faibles, l'absorption pourra être considérée comme négligeable. De plus, au cours de notre étude, la richesse maximale rencontrée dans le jet est de 1.4 ce qui correspond à une atténuation de signal de 0.62 % calculée sur 4 cm. Sachant que cette richesse ne se présentera que sous forme de poches de beaucoup plus faibles dimensions, l'atténuation résultante sera encore plus faible. Ainsi même dans le cas le plus défavorable, l'atténuation du signal ne pourra excéder 0.62% sur les dimensions de la zone d'étude. Ce premier paramètre d'absorption est étudié sans les particules. Nous allons maintenant voir l'effet des particules lors de la traversée du milieu par le laser.



**Figure 5-4 Absorption relative du signal de fluorescence**

**Extinction du signal de fluorescence en présence des particules :**

De même que précédemment en utilisant la renormalisation par un champ de richesse ensemencé avec une faible concentration en particules, nous avons tracé les profils le long du chemin optique de ces images. Sur la Figure 5-5 sont représentés ces profils. Les rapports donnés en légende (ex 300/250) en unité arbitraire « quantifie » la densité de particules présente dans le milieu. Contrairement à précédemment, nous n'observons pas d'atténuation du signal mais au contraire une très légère augmentation le long du chemin optique. Pour le niveau de particules que nous allons utiliser, 330, cette augmentation est de 1% sur un chemin d'environ 4 cm. Là encore, cet accroissement peut être considéré comme négligeable. Nous sommes néanmoins surpris d'observer une augmentation et non pas une diminution de signal. Actuellement, nous n'avons pas d'explication pour ce phénomène.



**Figure 5-5 Absorption due à la présence des particules.**

En conclusion, l'absorption du traceur mais aussi l'extinction due aux particules est négligeable dans notre dispositif expérimental.

Nous avons quantifié et éliminé les perturbations entre les deux méthodes de mesure. Nous allons maintenant nous intéresser à la méthode que nous avons plus spécifiquement développée à savoir la fluorescence induite par laser et l'analyser afin d'évaluer la précision de nos mesures de richesse.

## 5.2 Analyse de la mesure de richesse:

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux biais intervenant dans la mesure de richesse. Après avoir décrit les grandeurs caractéristiques de notre système, nous verrons les sources d'erreurs pouvant perturber la mesure et de quelle manière sous certaines conditions elles peuvent être éliminées par des corrections d'images. Nous verrons ensuite comment nous avons amélioré notre mesure en agissant sur de nouveaux paramètres. Enfin la précision finale de la mesure sera évaluée dans notre dispositif.

### **5.2.1 Grandeurs caractéristiques :**

Les paramètres décrivant une expérience de PLIF sont la résolution spatiale, le signal minimal détectable, la dynamique de signal, la résolution temporelle et le taux d'acquisition. Nous ne nous intéresserons pas au dernier paramètre, les phénomènes instationnaires étudiés étant beaucoup trop rapides pour les cadences de notre système d'acquisition, les analyses ont été réalisées de manière statistique sur des séries de mesures non temporelles.

La résolution spatiale dépend de la résolution de la caméra et du champ observé. Dans notre configuration, un pixel correspond à 150  $\mu\text{m}$  ce qui donne une zone d'étude de l'ordre de 4 cm. La dynamique de signal est comprise entre le signal minimal et maximal détectable. Le signal minimal détectable correspond à un rapport signal sur bruit minimum de 2. La richesse correspondante peut alors être estimée à 0.2 en nous reportant à la courbe de variation du signal de fluorescence en fonction de la richesse (chapitre 3) et pour une énergie laser constante. Le signal maximal détectable correspond à la saturation du pixel, dans ce cas la richesse du mélange correspondante est de 3. Ainsi dans notre expérience, la gamme de richesse mesurable est comprise entre 0.2 et 3. Cette évaluation ne prend pas en compte les autres paramètres pouvant perturber la mesure comme l'absorption par exemple qui peut jouer un rôle important en particulier à fortes richesses.

Les mesures de LIF sont aussi soumises à diverses sources d'erreurs dues à la mesure elle-même. Nous allons les répertorier et voir comment dans certains cas il est possible de les corriger [Cruyningen 1990] [Seitzmann 1993].

### **5.2.2 Sources d'erreurs possibles :**

Trois sources principales d'erreurs existent, celles provenant du laser, du système de formation de nappe et du système de collection.

#### **5.2.2.1 Source laser et système de formation de nappe :**

Pour les applications de LIF, les caractéristiques laser suivantes sont importantes : la longueur d'onde et la largeur de bande, l'énergie ou l'intensité, sa stabilité temporelle, la qualité du faisceau c'est-à-dire l'uniformité spatiale et la divergence du faisceau.

La largeur de bande du laser est une considération importante pour améliorer le rapport signal sur bruit. En effet un laser avec une distribution spectrale plus large que la largeur spectrale de la transition à exciter produit un couplage radiatif moins efficace et produit un signal de LIF plus faible. Dans notre cas la molécule utilisée possède une large gamme de longueur d'onde possible d'excitation dans l'UV entre 250 et 283 nm avec un pic aux alentours de 270 nm. Ainsi quelle que soit la largeur de bande du laser autour de 266 nm, nous sommes toujours sûr de pouvoir exciter la molécule.

La qualité du faisceau joue aussi un rôle important car elle affecte le signal et la résolution spatiale. Dans la plupart des situations, il existe des variations spatiales du flux d'énergie dans le faisceau qui produisent des non-uniformités spatiales dans la nappe. Nous pouvons clairement observer ceci sur la Figure 5-6 réalisée avec un champ de richesse uniforme. L'image devrait être homogène mais nous pouvons observer des variations de signal dans l'image qui apparaissent sous forme de bandes verticales au centre. La baisse de signal dans

les coins de l'image est due aux effets de collection, nous discuterons de ceci dans le paragraphe suivant.

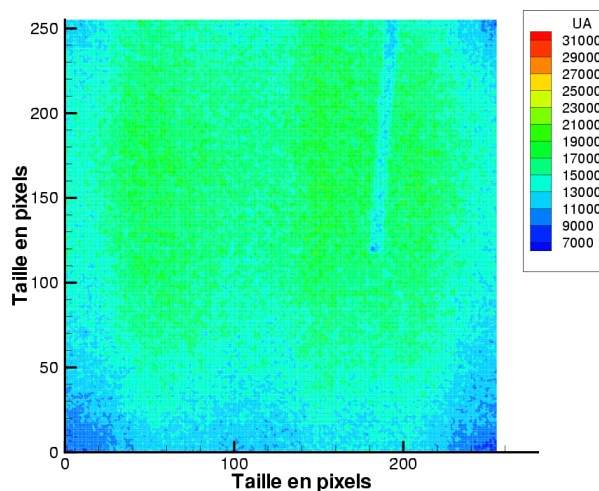


Figure 5-6 Image de fluorescence d'un champ de richesse homogène

L'utilisation de lasers pulsés permet de figer le mouvement de l'écoulement lors de la mesure mais produit des variations tir-à-tir dans le profil spatial. Sur la Figure 5-7, sont représentés une série de profils horizontaux de nappe de 30 images différentes d'un mélange homogène. L'enveloppe générale est globalement rectangulaire mais avec des fluctuations d'intensité autour de cette enveloppe. Ceci met en relief les inhomogénéités spatiales existant dans la nappe. Le dernier creux de signal correspond à la présence de l'électrode dans l'image, celle-ci apparaît aussi sur la Figure 5-6, comme un petit filament en haut à droite de l'image. Toujours sur la Figure 5-7, les fluctuations tir-à-tir du laser sont là aussi présentes. En effet quelle que soit l'image considérée, la morphologie de profil reste identique mais la densité globale d'énergie varie ce qui se traduit par une dispersion des profils. Ces fluctuations d'énergie ont été estimées à 2 %.

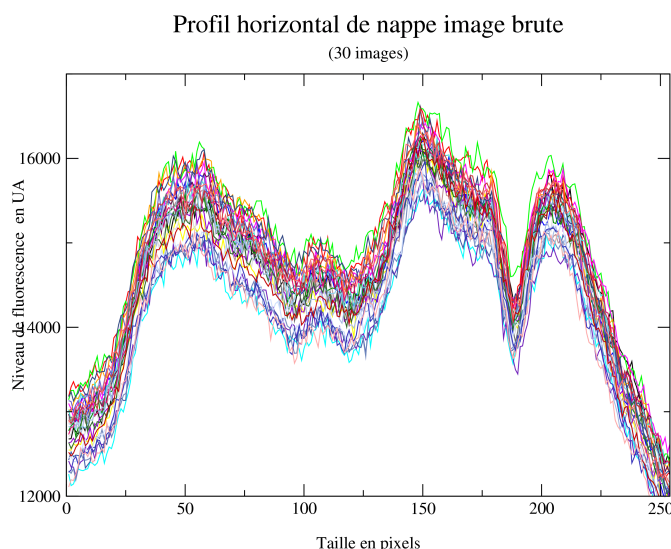


Figure 5-7 Profil horizontal de nappe (30 images)

Enfin le système optique de formation de nappe doit produire une nappe d'illumination uniforme pour éviter la perte de résolution spatiale. La nappe optique est formée par deux lentilles. La lentille sphérique de grande focale focalise le faisceau de telle sorte que l'épaisseur du faisceau varie peu sur la région sondée et la lentille cylindrique étale le faisceau pour former une nappe. La divergence de la nappe peut aussi perturber la mesure, or dans notre cas elle est faible au vu de la petite dimension du champ visualisation 4 cm traversé. Par ailleurs, la présence de hublots de fortes épaisseurs (3 cm) à l'entrée de la nappe dans la chambre de combustion produit aussi une perte d'intensité et en cas de pollution, même faible, perturbe la mesure.

Le dernier paramètre provient des réflexions laser sur les parois de la chambre qui peuvent artificiellement augmenter le niveau de signal de fluorescence. Celles-ci comprennent l'émission du fond par unité de surface incluant la diffusion de la lumière laser, la lumière ambiante (émission de flamme lumière diffusée sur les particules d'huile d'olive), et en moindre proportion la fluorescence des hublots lorsque ceux-ci sont sales et la diffusion Rayleigh.

Le système de collection interfère aussi dans la qualité des mesures de fluorescence. Nous allons décrire plus en détails ces perturbations.

#### **5.2.2.2 Système de collection :**

Ce dispositif sert à imager l'émission de fluorescence. Il peut être divisé en deux sous parties : tout d'abord, les optiques de collection comportant un objectif placé sur la caméra et un filtre pour enlever la diffusion de lumière laser et enfin la caméra. [Seitzman 1993]

##### **Les optiques de collection :**

Les optiques de collection produisent des sources d'erreurs additionnelles, la distorsion géométrique et les non-uniformités du champ fixe. Tout d'abord dans notre dispositif expérimental, l'utilisation de la lame UV de 10 cm de diamètre, limite l'angle solide de collection. Ainsi loin de l'axe optique, les points ne présentent pas l'ouverture limite avec le même angle solide, ils reçoivent donc moins de lumière que le centre. Ainsi un signal uniforme fera apparaître des variations de lumière près des bords de l'image. Ceci est amplifié par la présence de l'objectif qui peut produire des distorsions dans l'image. Ce phénomène est illustré sur la Figure 5-6 où l'image est moins intense sur les bords qu'au centre, ceci étant accentué par la forme rectangulaire du faisceau laser. Par ailleurs les filtres placés devant la caméra afin d'éliminer la diffusion de Mie peuvent altérer la qualité du signal lors de l'absorption.

Le signal après avoir traversé toutes les optiques de collection, arrive sur la caméra intensifiée. Des sources d'erreurs liées au fonctionnement même de celle-ci peuvent apparaître. Nous allons maintenant décrire les dégradations auxquelles ce signal peut être soumis.

##### **La Caméra :**

La caméra convertit les photons incidents en charge électrique de façon à fournir une tension de sortie. Cette tension est amplifiée, digitalisée et mémorisée sur un ordinateur. Le bruit et les fluctuations aléatoires dans le niveau de signal peuvent être injectées à chaque étape de ce processus. Il existe deux catégories de bruit dans un système d'image digital, le bruit spatial et le bruit dépendant du temps (aléatoire).

Les variations spatiales pixel-à-pixel dans la réponse du détecteur et le signal de noir du détecteur apporte une source d'erreur appelée bruit de motif fixe. Cette source d'erreur est systématique et peut être facilement corrigée, comme nous l'expliquerons par la suite. Lorsque les photons issus de la fluorescence arrivent sur la photocathode, un bruit dû à la nature probabiliste de la photoémission apparaît. En supposant un taux d'arrivée des photons aléatoire, l'émission de photoélectrons de la photocathode est une distribution de Poisson. Après avoir quitté la photocathode, les photoélectrons subissent un gain. L'intensification et la photomultiplication sont souvent considérées sans bruits, mais un bruit additionnel est associé à la statistique du processus de gain en cascade. De plus le bruit initial subit aussi un gain. Le bruit total est alors donné par la somme du bruit initial amplifié et du bruit additionnel car ils sont décorrélés.

Après avoir été amplifié, le signal est enregistré et lu électroniquement sur le détecteur. Trois sources principales de bruits existent à ce niveau, la conversion des photons au détecteur, le signal de noir et l'effacement du pixel après que sa charge soit lue. Enfin la dernière source de bruit apparaît lors de la conversion du signal électronique analogique en signal digital.

Ces premières sources d'erreurs sont liées au dispositif de mesure de LIF. Elles existent dans tous les systèmes de mesures de fluorescence mais leur influence sur la qualité de la mesure dépend de l'appareillage utilisé (laser, caméra...). La conséquence principale est l'introduction d'un bruit de mesure aboutissant à une perte de précision. Par ailleurs une perturbation supplémentaire liée à notre dispositif expérimental peut être ajoutée, c'est l'erreur de remplissage. Nous allons dans le paragraphe suivant analyser l'influence de cette erreur.

### **5.2.2.3 Erreur de remplissage du mélange :**

Avant chaque injection, la chambre est remplie d'un mélange de richesse donnée avec une concentration de traceur connue. Un renouvellement de ce mélange doit être effectué avant l'injection. Or, comme nous le décrirons dans le paragraphe suivant, ce mélange va nous servir de référence afin de corriger la plupart des erreurs décrites précédemment. Ainsi nous devons nous assurer de la fiabilité du système de mélange. Des paramètres peuvent intervenir dans l'incertitude de ce mélange. En effet, celui-ci est réalisé grâce à des contrôles de débits par l'intermédiaire de cols soniques préalablement étalonnés pouvant générer des incertitudes dues à la précision de lecture des manomètres. Afin de vérifier l'aptitude du système à réaliser des mélanges reproductibles, nous avons réalisé 60 mélanges différents de même richesse. Pour chacun d'entre eux, nous avons enregistré 30 images et calculé la moyenne globale de ces images ainsi que les écarts types à la moyenne. Les résultats obtenus sont répertoriés sur la Figure 5-8. Sur cette figure, une augmentation continue du niveau est observée puisqu'il passe de 9700 à 12500 coups, ceci correspond à un accroissement de richesse de 0.13. Or l'erreur dans le processus de mélange est aléatoire ce qui devrait correspondre à une dispersion de points autour d'un niveau moyen constant et non continuellement croissant. Nous pensons que cette augmentation peut être attribuée à un accroissement global de l'énergie du laser au cours du temps. En effet, entre la série d'images n°1 et 60, plusieurs heures se sont écoulées et nous avons omis d'enregistrer la variation d'énergie au cours de l'expérience. En revanche, la dispersion des points autour de la courbe moyenne rend compte des fluctuations dans la préparation des mélanges. Cette dispersion est de 135 niveaux ce qui correspond à une richesse de 0.006, cette valeur est faible. Ceci nous permet de conclure que l'erreur due au remplissage est négligeable.



Estimation de l'erreur de remplissage

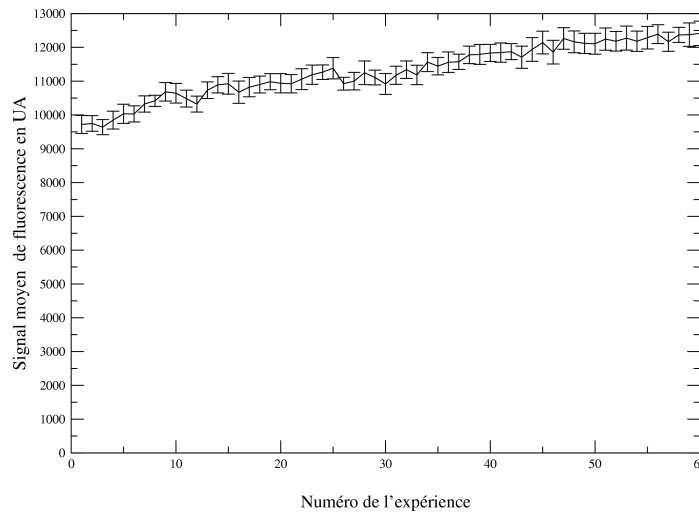


Figure 5-8 Influence du remplissage.

Après avoir quantifié toutes les erreurs perturbant les mesures de richesse, nous allons maintenant expliquer comment éliminer celles-ci grâce à une procédure de traitement des images qui de plus permettra de connaître la répartition de richesse locale dans le mélange.

### 5.2.3 Correction des erreurs :

En prenant en compte toutes les erreurs citées précédemment, l'intensité de l'image de fluorescence  $I_F(x, y, i)$  d'un champ de richesse  $\Phi(x, y, i)$  d'une tranche à deux dimensions variant temporellement s'écrit [Shan 2004] :

$$I_F(x, y, i) = g[I_L(x, y, i), S(x, y)]\Phi(x, y, i) + bI_L(x, y, i) + I_{back}(x, y)$$

-i est le numéro du tir laser

- $g(I_L, S)$  est une fonction inconnue fonction de l'intensité laser locale  $I_L(x, y, i)$  et de la fonction optique de transfert pixel par pixel du système d'image  $S(x, y)$

- $I_{back}(x, y)$  représente le niveau de fond cumulé du bruit noir dans la caméra CCD

- $bI_L(x, y, i)$  est la contribution au signal de fluorescence des interférences de l'illumination laser

Afin d'éliminer tous ces parasites, nous allons voir comment corriger ces erreurs afin de réaliser une mesure quantitative de richesse.

#### Procédure de correction des images :

##### Non uniformités spatiales moyennes :

Nous avons vu que l'illumination laser n'est pas uniforme en intensité spatialement à travers la nappe laser. Les non-uniformités spatiales de l'illumination doivent être corrigées pour les mesures quantitatives de richesse. Pour cela un champ de richesse uniforme est utilisé pour la

normalisation :  $\Phi(x, y, i) = \Phi_{ref}$ . L'image d'intensité de fluorescence de ce champ de richesse de référence est :

$$I_{F,ref}(x, y, i) = g[I_L(x, y, i), S(x, y)]\Phi_{ref} + bI_L(x, y, i) + I_{back}(x, y)$$

$I_{F,ref}(x, y, i)$  est mesurée en introduisant une concentration connue d'un mélange avec le traceur dans le champ de visualisation. Cette image est enregistrée dans les mêmes conditions que l'image de jet (même temps d'exposition, même localisation). A partir de 30 images prises dans la chambre à richesse 0.6 pendant la circulation du mélange dans la chambre de combustion en présence des particules d'huile d'olive utilisées pour la PIV, nous calculons une image moyenne  $\overline{I_{F,ref}(x, y)}$ . La présence des particules permet la prise en compte des éléments interférant dans le couplage PIV/LIF décrits p140 et perturbant la mesure de LIF et en particulier le signal résiduel de diffusion de Mie sur les images de LIF. De plus, cette prise de vue est réalisée durant la circulation du mélange afin d'éviter le problème de détérioration de la molécule sous l'influence du laser UV. Enfin elle est réalisée quelques secondes avant l'injection du propane afin de s'assurer de la non variation de l'état du laser pendant le temps de manipulation.

#### Diffusions parasites et noir de la caméra :

Pour corriger ces interférences, une image du champ noir avec un champ de concentration nul est enregistrée. L'intensité  $I_{F,back}(x, y, i)$  de ce champ de concentration nulle  $\Phi(x, y, i) = 0$  est :

$$I_{F,back}(x, y, i) = bI_L(x, y, i) + I_{back}(x, y)$$

L'image  $I_{F,back}(x, y, i)$ , image combinée du noir et du fond, est mesurée en enregistrant les images avec le laser et les filtres sur la caméra mais sans introduction de traceur dans le champ de visualisation. Cela permet de prendre en compte les processus de diffusion de la lumière non résonnants et Rayleigh ainsi que le fond. Néanmoins au vu de l'influence des particules d'huile d'olive servant à la PIV sur le niveau de fond,  $I_{F,back}(x, y, i)$  a été réalisée avec une densité de particules identique à celle utilisée lors de la mesure. A partir de 30 images, une image moyenne  $\overline{I_{F,back}(x, y)}$  est calculée.

#### Caméra et optiques de collection :

Les effets de collection du capteur CCD avec les variations de la sensibilité pixel, l'illumination non uniforme et la fonction de transfert du système optique sont corrigés grâce aux images moyennes d'illumination du fond  $\overline{I_{F,back}(x, y)}$  et de concentration uniforme  $\overline{I_{F,ref}(x, y)}$ .

#### Correction des fluctuations tir-à-tir :

Nous avons vu que l'illumination laser varie d'un tir à l'autre (où  $i$  est le numéro du tir).

$$I_L = I_L(x, y, i)$$

Pour les mesures de concentration, il est donc nécessaire de faire une correction des fluctuations temporelles de l'intensité laser. Elles peuvent être corrigées en enregistrant simultanément la fluorescence d'un échantillon de concentration fixe. En enregistrant la fluorescence d'une cellule test ou d'une zone de l'image non utilisée, les fluctuations tir-à-tir du laser sont normalisées. Dans notre cas, ceci est réalisé sur les coins de nos images de jet où pendant l'injection, la richesse est fixée à 0.6.

Equation de correction :

Finalement l'équation suivante permet d'enlever toutes les erreurs décrites ci-dessus. Le champ de concentration instantané par rapport à celui connu est calculé par calibration et normalisation de l'image de fluorescence brute de concentration uniforme et d'illumination du fond. R est le coefficient de normalisation des fluctuations tir-à-tir.

$$\frac{\Phi(x, y, i)}{\Phi_{ref}} = \frac{I_F(x, y, i) - \overline{I_{back}(x, y)}}{I_{F,ref}(x, y) - \overline{I_{back}(x, y)}} \cdot R.$$

Les mesures de concentration de champ scalaire sont possibles grâce à cette procédure de calibration et de normalisation. Les non-uniformités dans la nappe, les variations de réponse pixel à pixel de la caméra ainsi que les erreurs provenant des optiques de collection sont enlevées par la division par l'image moyenne de référence de richesse connue  $\overline{I_{F,ref}(x, y)}$ .

Nous pouvons remarquer ici l'importance de la fiabilité du système de mélange qui doit permettre d'obtenir une image de référence précise. Les parasites résultant des interférences laser et du bruit noir de la caméra sont éliminés par la soustraction de l'image moyenne de concentration nulle  $\overline{I_{F,back}(x, y)}$ . La correction des fluctuations tir-à-tir est effectuée grâce à la référence de richesse connue dans le coin de l'image  $I_F(x, y, i)$  permettant de déterminer le coefficient R.

Néanmoins, cette procédure repose sur les hypothèses d'une faible absorption et de la linéarité du signal de fluorescence avec la richesse. Ceci a pu être vérifié p 140 et dans le chapitre 3.

Cette procédure nous permet donc d'accéder à la richesse locale de manière précise nous allons maintenant quantifier le gain de précision apporté par ce traitement au cours des différentes étapes.

### 5.2.4 Analyse de la procédure de traitement:

A partir d'une série d'images homogènes, nous allons mesurer l'influence de la procédure de traitement décrite ci-dessus en découplant les effets de chaque correction. Tout d'abord sur la Figure 5-9 et la Figure 5-10, sont représentées deux images de richesse homogène 0.6. La première correspond à l'image brute et la deuxième après traitement. En comparant ces deux images, nous pouvons voir la disparition complète des défauts de l'image. En effet dans l'image brute initiale (Figure 5-9), les coins de l'image sont plus sombres que le reste de l'image et des traits longitudinaux sont présents dans la nappe. Tous ces défauts ont été enlevés et l'image après traitement apparaît complètement uniforme autour d'une valeur de 1 (Figure 5-10). Il suffit maintenant de la multiplier par 0.6 pour accéder à la richesse mais nous garderons cette renormalisation autour de 1 pour la suite de notre analyse des corrections afin de nous affranchir du paramètre de la richesse, la comparaison avec les richesses pourra ainsi être réalisée à un facteur près.

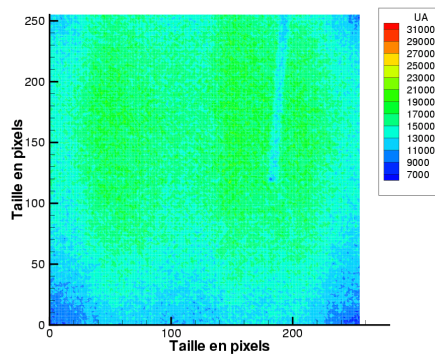


Figure 5-9 Image brute

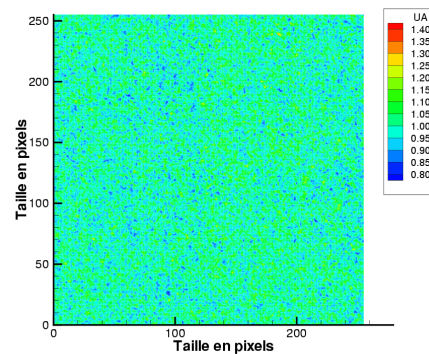


Figure 5-10 Image traitée

### Estimation de la précision de la mesure:

Afin d'évaluer la précision des mesures lors de l'acquisition d'une image instantanée, deux types de variables ont été calculées. Tout d'abord, à partir d'images homogènes renormalisées, nous avons calculé l'écart-type autour de la moyenne des images instantanées. Nous appellerons ce paramètre « **écart-type spatial** » dans la suite de notre étude. Il quantifie les variations spatiales de niveaux dans une image. Cette fluctuation rend compte de la dispersion de la mesure dans l'image instantanée résultant des erreurs citées précédemment à partir d'une série de 30 images instantanées, une fluctuation moyenne et son écart-type sont calculés.

Ensuite, toujours à partir de séries de 30 images, nous avons calculé les moyennes de chaque image et l'écart type à la moyenne que nous dénommerons « **écart-type moyen** » dans la suite de l'étude. Ce dernier rend compte des fluctuations des moyennes d'une image à l'autre. La correction tir-à-tir va nous permettre de diminuer ces erreurs dues aux fluctuations laser.

La procédure de traitement va nous permettre de diminuer ces deux variables. Deux opérations sont effectuées dans la procédure de traitement, la normalisation et la correction de fluctuations tir-à-tir.

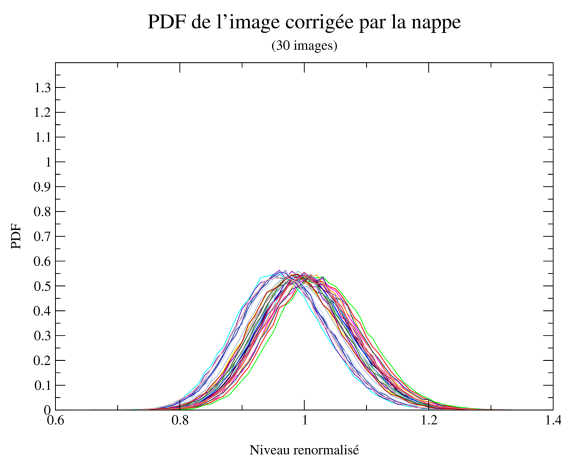
### La normalisation

La normalisation va essentiellement permettre une diminution de l'écart-type spatial moyen. Ainsi, à partir d'une série d'images homogènes de richesse 0.6 renormalisées, cet écart-type spatial moyen est estimé à 15.5% avant traitement puis après une première correction par le fond à 13.5%, puis après correction par la nappe à 7.5%. Le gain de précision à l'issue de la normalisation est donc important. De cette analyse, nous pouvons déduire que spatialement, une **mesure instantanée** à la richesse 0.6 est réalisée avec une erreur de 7.5% sur une image homogène. C'est une information extrêmement intéressante puisque c'est grâce à elle que nous allons pouvoir quantifier la précision de la mesure spatiale des richesses dans le jet. Nous allons de plus par la suite chercher à améliorer cette précision.

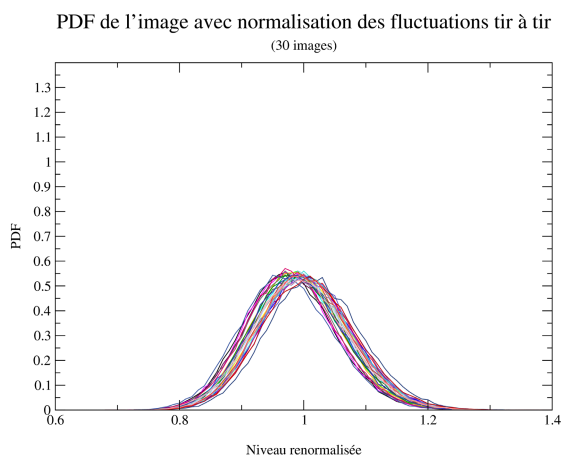
### Correction tir-à-tir :

Cette procédure de correction va jouer sur les fluctuations moyennes d'une image à l'autre. Pour illustrer ceci, nous avons tracé pour une série de 30 images de richesse homogène les pdf de niveaux de chaque image renormalisée, corrigée par la nappe (Figure 5-11), puis corrigée par les fluctuations tir à tir (Figure 5-12). Nous pouvons voir que la dispersion autour du pic moyen est moins importante ce qui indique l'amélioration réalisée par la prise en compte des

fluctuations tir-à-tir. Par ailleurs, la largeur à mi-hauteur de la pdf rend compte des fluctuations spatiales (paramètre estimé auparavant) celle-ci étant proportionnel à l'écart type « spatial ». Ainsi à partir d'une série de 30 images, l'écart type moyen passe de 1.85% avant correction tir-à-tir à 1.06% après correction. Un gain de précision a pu être réalisé.



**Figure 5-11 PDF de 30 images homogènes corrigées par la nappe**



**Figure 5-12 PDF de 30 images homogènes avec correction de fluctuations tir-à-tir**

En conclusion, la procédure de renormalisation décrite précédemment permet d'améliorer considérablement la précision des mesures. Les fluctuations spatiales finales sont de 7.5% et les fluctuations temporelles dues aux variations tir à tir sont de 1.0%.

La correction initiale étant réalisée, nous avons ajusté des paramètres supplémentaires afin d'améliorer la mesure en réduisant l'influence du bruit. Les trois paramètres dont nous avons étudié l'influence sont le binning, le niveau de signal et le filtrage.

### 5.2.5 Amélioration de la précision de la mesure :

A l'issue de notre première analyse, nous avons répertorié les interférences sur la mesure induites par le matériel utilisé dans les mesures de fluorescence à savoir, le laser et les systèmes de formation de nappe et de collection. Deux types d'erreurs ont ainsi été mises en relief : une erreur spatiale issue principalement des inhomogénéités dans la nappe laser et de la limitation de l'angle solide de collection et une erreur temporelle issue des fluctuations d'énergie dans la nappe laser. Connaissant la source des différents parasites à la mesure de richesse locale, nous avons mis en place une première correction de base nous permettant de réduire les fluctuations spatiales à 7.5% et les fluctuations temporelles à 1%. Toutes les corrections décrites précédemment permettent d'améliorer considérablement la précision des mesures et d'enlever de nombreux biais à la réalisation de mesures de richesses quantitatives.

Or nous souhaitons pouvoir encore diminuer ces fluctuations en diminuant le bruit sur la mesure. Pour cela nous avons décidé d'appliquer de nouvelles corrections sur nos images. L'influence de différents paramètres sera étudiée : tout d'abord l'influence du binning, correspondant à un regroupement de pixels, réalisé lors de l'enregistrement des images, ou après acquisition par traitement informatique, ensuite l'influence du niveau de signal et enfin l'influence du filtrage. Une procédure d'évaluation de cette précision identique à celle décrite auparavant sera utilisée. Nous calculerons pour des séries d'images homogènes, les écart-types moyens spatiaux et les écart types de ceux-ci pour des images de richesse renormalisées autour de 1. Cette analyse nous permettra de fixer les paramètres les plus appropriés. Lors de

l'utilisation d'images instantanées, nous serons donc capables d'estimer la précision sur la mesure locale de richesse.

### 5.2.5.1 Influence du binning :

Dans certains cas, selon le traceur utilisé et les conditions opératoires (pression, température, molécules présentes dans le milieu), le niveau de signal de fluorescence collecté peut être faible. Ceci aboutit à une détérioration du rapport signal sur bruit et de la sensibilité de la mesure. Une des solutions pour améliorer ceci est de réaliser un binning de l'image. En effet le binning, qui consiste en une sommation de signal de pixels voisins, permet d'augmenter artificiellement le niveau de fluorescence enregistré. Néanmoins ce gain de signal s'effectue avec une perte de résolution spatiale car cette sommation s'effectue avec une réduction de la taille de l'image. Un compromis entre gain de signal et perte de résolution spatiale doit être trouvé. C'est dans ce but que dans le cadre de notre étude, nous avons analysé de quelle manière le binning influence la précision des mesures. Deux types de binning peuvent être réalisés. En effet le rassemblement des pixels peut être effectué directement sur la caméra lors de l'enregistrement des images (binning électronique) ou par l'intermédiaire d'un traitement informatique (après acquisition). Nous allons comparer l'influence de ces deux procédures de traitement sur la mesure. Pour effectuer cette analyse, nous avons enregistré une série de 30 images de concentration uniforme de richesse 0.6 avec différents binnings.

#### Binning caméra :

Sur la Figure 5-13 est représenté l'écart-type spatial moyen pour différents binnings réalisés directement sur la caméra. L'indice porté en dessous de la taille de binning en abscisse correspond au niveau moyen des images utilisées. Nous pouvons observer une augmentation de ce niveau correspondant au rassemblement des pixels. Par ailleurs, toujours d'après cette figure, une diminution de l'écart-type spatial lorsque la taille du binning augmente apparaît.

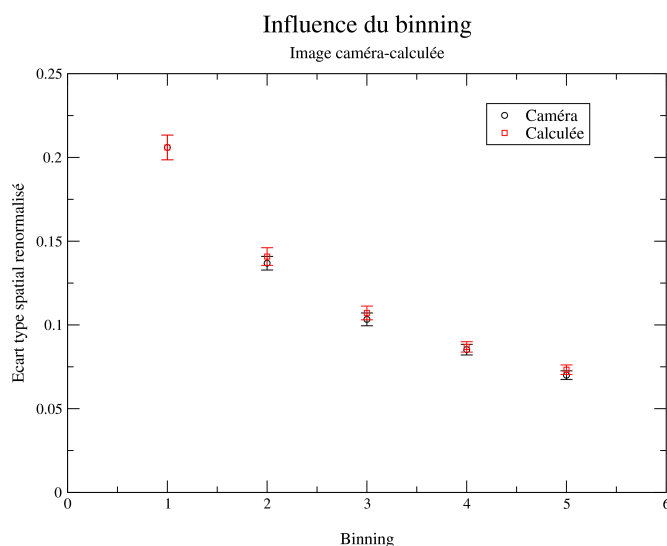


Figure 5-13 Influence de la procédure de réalisation de binning

Ceci est confirmé sur la Figure 5-14 qui représente la pdf d'une image de richesse 0.6 renormalisée en fonction de la taille du binning. La dispersion de la mesure autour de 1 est de plus en plus réduite avec l'augmentation du binning. De plus, le pic de la pdf est de plus en plus centré autour de la valeur de 1. En effet pour un binning de 1, un léger décalage vers les

valeurs inférieures à 1 peut être observé, ce décalage disparaît par la suite dès le binning de 2x2 ce phénomène reste pour l'instant inexpliqué.

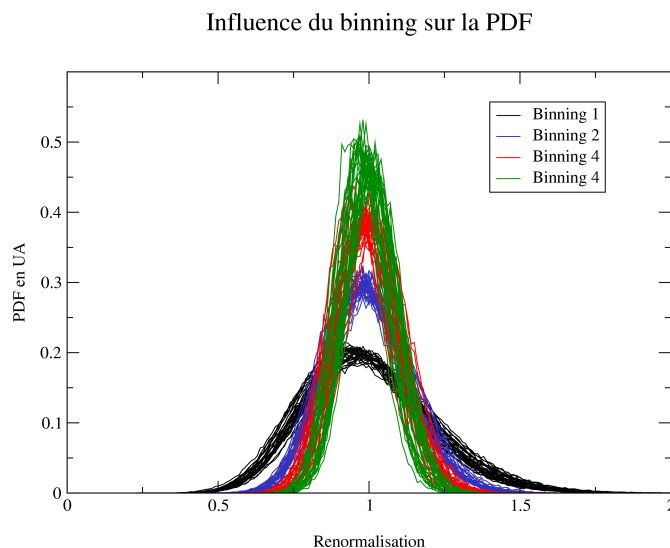


Figure 5-14 Influence du binning sur les PDF d'une série d'images homogènes

**Binning informatique:**

Les mêmes observations peuvent être faites en ce qui concerne le binning effectué numériquement puisque toujours d'après la Figure 5-13 une diminution de l'écart-type spatial est observé avec une augmentation de la taille du binning.

**Comparaison binning caméra et informatique:**

En comparant les deux procédures de traitement, nous pouvons voir que le binning effectué sur la caméra aboutit à une précision légèrement plus grande que celui calculé informatiquement (Figure 5-13).

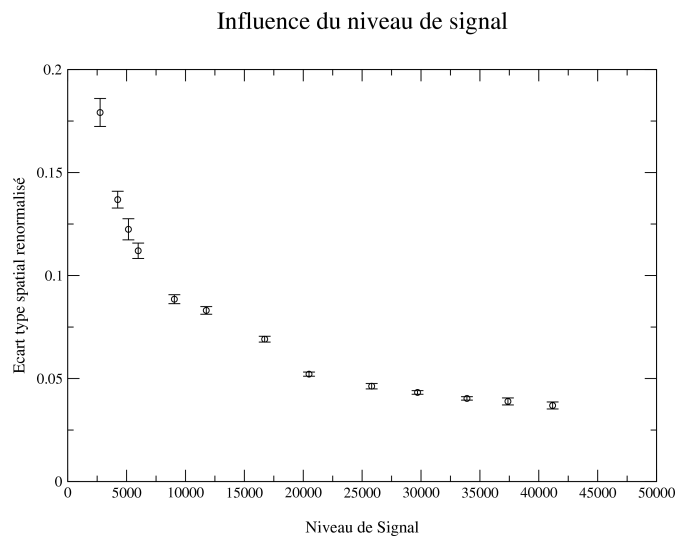
A partir de cette analyse nous pouvons conclure que le binning permet d'augmenter la précision de la mesure de richesse instantanée. Néanmoins ce gain se fait avec une perte de résolution spatiale puisque par exemple entre un binning de 1x1 pour un niveau de signal de l'ordre de 4000, la fluctuation spatiale de richesse est de 20.5% avec une résolution spatiale de 75  $\mu\text{m}$  alors que pour une binning de 5x5 avec un niveau de signal de l'ordre de 27000, la fluctuation vaut 7.0% et la résolution spatiale est de 375  $\mu\text{m}$ . Un compromis doit donc être trouvé entre perte de résolution spatiale et amélioration de la précision de la mesure de richesse.

Dans le cadre de notre étude, nous avons décidé d'effectuer un binning de 2x2 directement lors de l'enregistrement des images sur notre caméra. Ainsi sur nos images homogènes de richesse de 0.6 pour un binning de 2x2, la fluctuation moyenne de richesse spatiale est passée de 20.5% à 13.7%. La dernière valeur est différente de celle trouvée précédemment 7.5 % à l'issue de la procédure de traitement d'images enregistrées en binning 2x2. En effet les images utilisées pour l'analyse ci-dessus possède un faible niveau moyen de signal (4000) résultant d'un mauvais réglage de l'énergie laser au moment de la mesure. Par comparaison, le niveau moyen des images réalisées précédemment (dans l'analyse de la procédure de traitement) pour des conditions opératoires identiques est d'environ 13000, soit 4 fois plus. En effet, le niveau moyen possède une influence sur les résultats obtenus, c'est l'influence de ce paramètre que nous allons maintenant analyser.

### 5.2.5.2 Influence de la dynamique de signal :

Le niveau de signal de fluorescence dépend de l'intensité laser, de la concentration de traceur et des réglages de la caméra (gain, ouverture de l'objectif). Nous allons voir comment le niveau de signal influence la précision de la mesure. Sur la Figure 5-15 est représentée pour différents niveaux de signaux, l'écart-type spatial en fonction du niveau de signal. Un gain important de précision est obtenu en fonction du niveau de signal puisque l'écart-type spatial passe de 18.0 % pour un signal d'environ 2700 à 3.7% pour un signal d'environ 41000. Ainsi plus le niveau de signal est faible moins la mesure est précise.

Dans le cadre de notre étude en combustion en milieu inhomogène, nous avons optimisé la quantité de signal collectée par rapport aux richesses contenues dans le mélange. Lorsque le laser est réglé de façon à produire un maximum d'énergie avec une caméra en pleine ouverture (f/4.5) et un gain réglé à son maximum, le niveau de signal minimal dans la chambre de combustion correspond à la richesse la plus basse (0.6), soit un niveau moyen de 13000. Cette valeur est imposée par l'énergie du laser et la quantité de traceur introduite. Nous avons pris garde avec ce réglage de ne pas saturer la caméra aux richesses les plus importantes. Ceci est vérifié puisqu'il existe une saturation de la caméra pour une richesse de 3 alors que la richesse la plus importante rencontrée dans notre mélange est de 1.4. A partir de cette analyse, la précision de la mesure obtenue est calculée à partir du cas le plus défavorable dans notre dispositif correspondant à une richesse de 0.6 et à un niveau de signal moyen de 13000. Cette précision se situera aux alentours de 7%.



**Figure 5-15 Influence du niveau de signal sur la précision de la mesure.**

Par ailleurs, grâce à cette courbe, nous pouvons aussi expliquer l'influence du binning sur la précision. En effet une augmentation du binning aboutit à une augmentation du niveau moyen de signal avec pour conséquence une diminution des fluctuations de richesse spatialement.

Depuis le début de notre analyse nous avons déjà considérablement amélioré notre mesure de richesse jusqu'à une incertitude de richesse spatiale de 7% et de fluctuations tir-à-tir de 1%. Il reste donc encore du bruit sur notre mesure. Nous allons chercher à diminuer ce bruit. Une des solutions est de réaliser un filtrage de nos images.



### 5.2.5.3 Filtrage :

Le filtrage va nous permettre de diminuer notre bruit de mesure mais là encore une perte de résolution spatiale va apparaître et un compromis devra être trouvé. Nous avons décidé d'utiliser un filtre Gaussien sur nos images. Il correspond à un moyennage local mais avec une pondération liée à la distance au point considéré. Il a l'avantage d'avoir une forme identique dans l'espace physique et dans l'espace spectral et ne présente pas d'oscillations dans l'espace spectral. De plus, par comparaison avec d'autres types de filtres (moyen, médian...), il lisse faiblement les gradients de richesse, ce qui représente une variable importante dans notre étude.

Afin de choisir la taille de filtre que nous allons utiliser dans notre étude, nous avons réalisé notre analyse sur des images à richesse 0.6 en binning 2x2 correspondant à un niveau de signal moyen de 13000. En effet, la chambre avant l'injection du jet est remplie de ce mélange et la richesse 0.6 est la richesse la plus faible présente dans la chambre. L'erreur commise correspondra ainsi au cas de précision de mesure le plus défavorable. Sur la Figure 5-16, les fluctuations spatiales moyennes pour une série d'images réalisées à la richesse 0.6 sont reportées en fonction de la taille du filtrage. Nous pouvons voir que cet écart-type diminue avec l'augmentation de la taille du filtre. L'influence du filtrage sur la diminution du bruit de mesure est considérable puisque les fluctuations spatiales moyennes de richesse passent d'une valeur aux alentours de 6.5% sans filtrage à une valeur d'environ 1.0 % pour une taille de filtrage de 19.

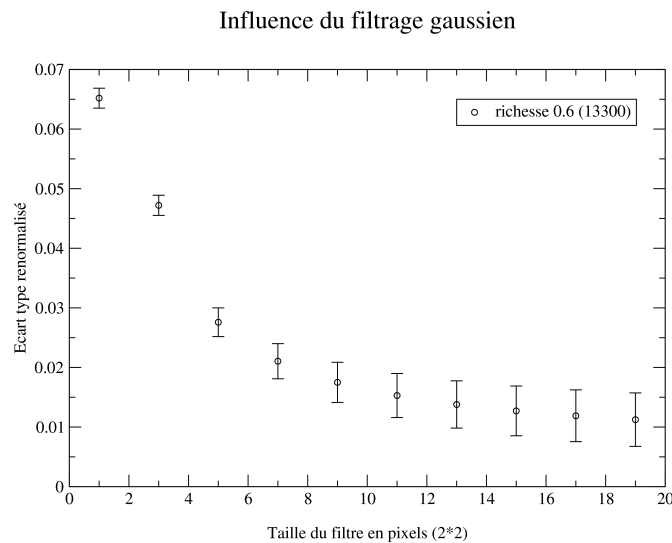


Figure 5-16 Variation de l'écart type spatial en fonction de la taille du filtre Gaussien

### Résolution spatiale :

Cependant malgré ce gain, le filtrage aboutit à une perte de résolution spatiale. Sur la Figure 5-17, la longueur de coupure à 50% en fréquence (-3dB) est calculée en fonction de la taille du filtrage effectué. La longueur de coupure rend compte pour une taille de filtre donnée de l'échelle spatiale en dessous de laquelle les valeurs mesurées ne sont plus valables.

A partir de ces deux courbes, la taille de filtre qui sera utilisée sur nos images a été choisie en fonction du niveau de précision souhaité tout en tenant compte de la perte de résolution spatiale introduite. Un filtre de 5 pixels, nous permet d'obtenir une résolution de 5 pixels, soit 790  $\mu\text{m}$  avec une bonne précision de mesure 2.75 % à +/- 0.24 %.

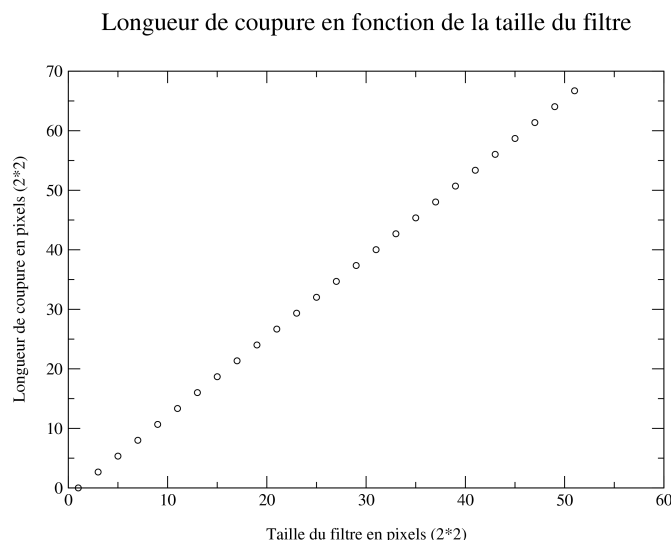


Figure 5-17 Longueur de coupure à  $-3\text{dB}$  en fonction de la taille de filtrage.

Ceci est confirmé sur la Figure 5-18 où nous avons tracé le spectre moyenné de 5 profils de richesse longitudinales et transverses du jet, calculés avant et après le filtrage Gaussien de 5 pixels. En effet, à partir d'une fréquence de 0.2 une large chute d'énergie est observée pour le jet filtré par rapport au jet brut. Cette fréquence correspond à une dimension d'environ 5 pixels. Les résultats donnés précédemment sont donc confirmés. Par ailleurs, on peut remarquer l'allure du spectre issu des images non filtrées puisqu'au delà d'une fréquence de 0.2 (correspondante à 5 pixels), il reste constant. Ceci correspond à l'allure du spectre d'un bruit blanc, ce qui signifie qu'au delà de cette fréquence les éléments mesurés ne correspondent plus à une réalité physique mais à un bruit dans la mesure.

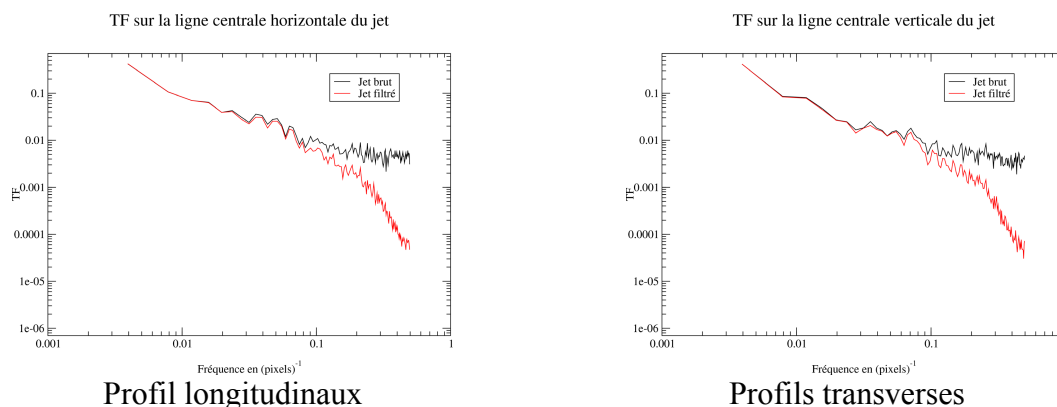


Figure 5-18 Spectre dans le jet sur une image brute et filtrée

Ainsi, l'avantage du filtrage est à nouveau accentué. En effet le filtrage nous a permis d'améliorer considérablement la précision de la mesure. Mais, comme nous l'avons vu, avec une perte de résolution spatiale qui toutefois n'est pas si grande puisqu'à partir d'images brutes non filtrées issues du jet il est apparu que de toute façon, les échelles mesurées en dessous de 5 pixels ne correspondent pas à une réalité physique mais sont issues du bruit de mesure.

**Illustration :**

Pour illustrer ce gain de précision avec le filtre de 5 pixels, nous avons tracé pour une série d'image à richesse 0.6 l'écart-type spatial autour de l'image moyenne d'une image filtrée et

non filtrée (Figure 5-19 et Figure 5-20). Le gain est important entre ces deux images puisque l'écart-type passe d'une valeur moyenne autour de 7% à une valeur située autour de 3%.

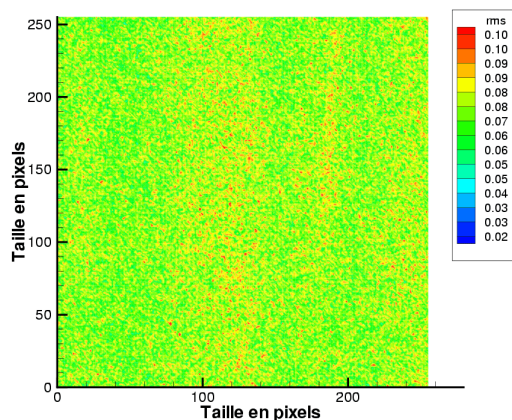


Figure 5-19 Ecart type d'image non filtrées

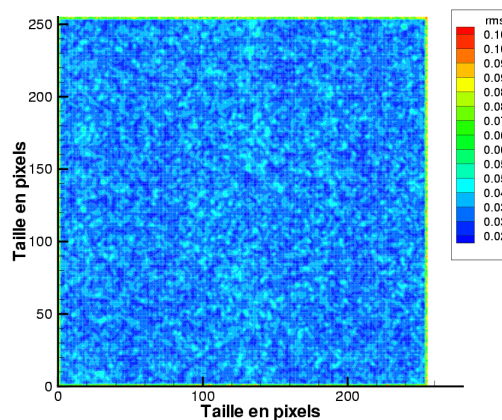


Figure 5-20 Ecart type de 30 images filtrées (5 pixels)

Nous avons ensuite comparé les pdf d'une série de 30 images filtrées et non filtrées (Figure 5-12 et Figure 5-21). Là encore la largeur de celle-ci diminue fortement à l'issue du filtrage. En effet la largeur totale de la pdf passe de 0.4 à 0.2. Les fluctuations spatiales sont donc considérablement réduites ce qui avait été vérifié précédemment. Ceci signifie que la mesure locale d'une richesse donnée sera beaucoup plus précise pour les mesures des fluctuations pixel à pixel.

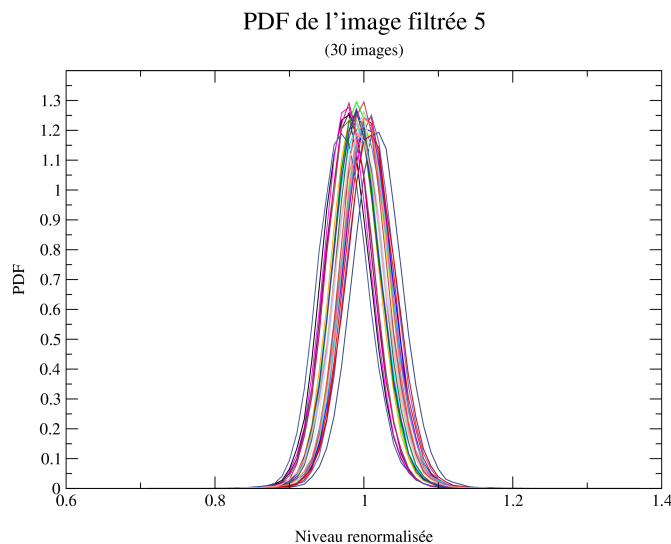


Figure 5-21 PDF de 30 images corrigées et filtrées avec un filtre de 5 pixels

Le filtrage nous a permis de diminuer les fluctuations spatiales de richesse à l'intérieur d'une image uniforme. En effet pour une taille de filtrage de 5 pixels appliquée à des images de richesses 0.6, enregistrées en binning 2x2 sur la caméra, avec un niveau moyen de 13300 coups, la fluctuation est passée de 7% à 3% tout en gardant une résolution spatiale de 790  $\mu\text{m}$ .

### **5.2.6 Conclusion sur la précision de la mesure de richesse:**

Pour résumer à l'issue de ces analyses, afin d'améliorer notre précision de mesure instantanée sur les richesses avec une faible perte de résolution spatiale, nous avons enregistré nos images sur la caméra en binning 2x2, puis traité celles-ci par une procédure de renormalisation d'images et de correction des fluctuations tir à tir. Enfin nous avons appliqué un filtrage gaussien de taille 5 pixels de largeur. Pendant les acquisitions d'images, notre laser a été réglé à son maximum d'énergie afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit possible. L'erreur globale est constituée des fluctuations spatiales de richesses et des fluctuations temporelles dues aux variations tir-à-tir du pulse laser.

Nous avons étudié la variation de ces fluctuations au cours des différentes étapes du traitement pour des images de richesse 0.6 avec une valeur moyenne de 13000 coups ce qui correspond au cas le plus défavorable de mesure de richesse en terme de précision dans notre dispositif expérimental. Ainsi au départ pour une image brute, la fluctuation spatiale est de 15%, après correction par la nappe elle passe à 7.5%, puis après filtrage elle est finalement de 3%. La fluctuation temporelle quant à elle passe de 2% avant correction des fluctuations tir-à-tir à 1% après correction. Ainsi l'erreur globale est comprise entre 3 et 4%. En terme de résolution spatiale nous avons pu fixer la taille de coupure à 790  $\mu\text{m}$  ce qui signifie que les échelles inférieures à cette valeur ne sont pas détectables avec notre dispositif expérimental.

Le deuxième diagnostic que nous avons utilisé et qui a été couplé à la mesure de richesse par FARLIF est la PIV. Tout comme l'analyse effectuée pour la précision de la mesure de richesse, nous allons maintenant quantifier le bruit de mesure intervenant dans notre dispositif expérimental sur la précision de la mesure de vitesse et déterminer l'échelle spatiale pouvant être résolue.

### **5.3 Analyse de la mesure de vitesse :**

Même si les paramètres principaux de la turbulence sont obtenus à partir d'une analyse statistique, la capacité de la technique PIV à mesurer précisément chaque vecteur de vitesse individuellement est importante pour résoudre une large gamme d'échelles turbulentes. La PIV permet de réaliser des mesures de vitesses pour étudier la structure des écoulements turbulents et obtenir des informations quantitatives sur la structure spatiale du champ de vitesse. Néanmoins, des bruits interviennent et conduisent à la diminution de la précision de la mesure de vitesse. Les origines de ces bruits peuvent être classés en plusieurs catégories : physique (profil de nappe...), spécificité de l'écoulement (gradient de vitesse, homogénéité de l'ensemencement...), instrumental (caméra..) et méthode d'analyse (algorithme). [Allano 1998]

En étudiant les fluctuations du déplacement, Willert et al [Willert 1991] ont montré que les principales sources de bruit sont dues aux images de particules tronquées par le bord de la fenêtre d'interrogation, à la densité de particules présentes dans la fenêtre d'interrogation et aux images de particules non appariées. Quand la taille de la fenêtre ou le nombre de paires de particules dans la fenêtre décroissent, le bruit augmente. Nous n'effectuerons qu'une analyse sommaire des paramètres pouvant intervenir dans la perturbation des mesures de PIV dans notre dispositif expérimental, car ceci sort du cadre de notre étude. Pour effectuer cette analyse nous nous appuyerons essentiellement sur les études menées par Foucault [Foucault 2004] et Lecordier [Lecordier 2001, 2003]. .

Pour effectuer des calculs de champs de vitesse, différents algorithmes plus ou moins évolués peuvent être utilisés. Nous allons décrire celui que nous avons choisi et qui a été développé par Bertrand Lecordier au laboratoire. L'intérêt d'un tel algorithme est décrit dans la littérature [Lecordier 2003].

***Description de l'algorithme de calcul du champ de vitesse:***

L'algorithme est basé sur un processus de déformation d'image. Cet algorithme combine à la fois un algorithme de décalage subpixel de mailles et une technique de distorsion d'image. Avant de décrire l'algorithme de déformation d'image, nous allons décrire le principe du calcul par décalage de mailles.

L'algorithme de décalage de mailles consiste en une mesure itérative de type prédicteur/correcteur qui tend vers la mesure de déplacement nul. Tout d'abord on effectue une première estimation du champ de vitesse avec la méthode de PIV conventionnelle déjà décrite au chapitre 3. Ensuite à chaque étape, les fenêtres d'interrogation sont déplacées en fractions de pixels de la valeur de la première estimation locale de vitesse. La boucle itérative est arrêtée lorsque la résolution maximale possible de mesure est atteinte, c'est-à-dire lorsque le déplacement mesuré est proche ou égal à zéro. De plus de façon à améliorer la mesure du gradient de vitesse, les fenêtres d'interrogation sont orientées pour être alignées avec la direction du déplacement des particules [Lecordier 1996].

En ce qui concerne la méthode par déformation d'images, elle consiste en une annulation progressive, du déplacement des particules sur les deux images de chaque enregistrement PIV. Le processus itératif de déformation commence d'abord par une première estimation du champ de vitesse à partir des images initiales en utilisant l'algorithme de décalage de mailles que nous venons de décrire. Ensuite à partir de ce champ de vitesses, deux images déformées sont calculées. Un nouveau champ de vitesse est à nouveau calculé (toujours avec le même algorithme) à partir de ces images déformées et le résultat est ajouté au champ précédent. Ce processus est ensuite répété itérativement jusqu'à annulation des déplacements sur les images de particules. Les détails sur cette méthode sont fournies dans l'article suivant [Lecordier 2004]. Entre chaque calcul avec les nouvelles images, les vecteurs faux peuvent amener un bruit additionnel. Pour résoudre ceci, une validation du champ de vitesse est effectuée et les vecteurs faux sont remplacés en utilisant une interpolation. De plus, dans les calculs de PIV, nous avons ajouté une technique de masque, permettant d'éviter la mesure de vitesse dans les zones sans particules (gaz brûlés).

**Analyse de la mesure de vitesse :**

Pour évaluer la précision de la mesure de PIV, nous allons nous intéresser à deux types de variables, le bruit de mesure et l'échelle spatiale mesurable.

Afin d'évaluer le premier paramètre, nous nous sommes appuyés sur la procédure d'analyse utilisée par Foucault [Foucault 2004] à partir de champs de particules fixes permettant d'analyser le bruit induit sur les mesures de vitesses. Pour cela, nous nous sommes placées dans les mêmes conditions d'acquisition (temps de 70  $\mu$ s entre les deux images, ouverture de l'objectif, énergie dans les nappes laser, densité d'ensemencement) que lors des mesures réalisées sur le jet instationnaire. Ainsi, grâce à cette méthode, nous pouvons estimer les erreurs aléatoires et systématiques en prenant en compte la chaîne PIV dans son intégralité. Une couple d'images de particules sans écoulement a été enregistrée. L'algorithme de calcul a été appliqué et nous avons ensuite évalué l'écart-type des vitesses calculées. Le recouvrement a été fixé à 75% et la taille de maille à 16x16 (soit 724x724  $\mu$ m). Le calcul de l'écart-type sur le champ immobile nous donne une valeur d'environ 0.06 pixels, soit des déplacements de

particules de 2  $\mu\text{m}$  pour la composante en U et en V. Ceci indique que lorsque nous mesurons un champ de vitesse, la précision est d'environ (+/-) 0.03 m/s. Nous ne pouvons donc pas atteindre des fluctuations inférieures à (+/-) 0.03 m/s.

Nous allons maintenant nous intéresser à un autre paramètre qui est l'échelle spatiale. Les plus grandes échelles de l'écoulement accessibles en PIV sont limitées par la taille du champ d'observation, soit 5.8x5.8 cm dans notre cas et les plus petites échelles par l'effet de filtrage de la fenêtre d'interrogation [Foucault 2004]. L'évaluation de la résolution spatiale des plus petites échelles est, elle aussi, basée sur l'étude de Foucault qui a pu démontrer que la fonction de transfert de PIV est comparable à un filtre passe-bas qui est caractérisé par le carré d'une fonction sinus cardinal lié à l'effet de fenêtrage des algorithmes. Elle présente une fréquence de coupure (calculé à  $-3$  dB) de  $2.8/X$ , X étant la taille de la fenêtre d'interrogation. Ceci est valable pour tous les recouvrements supérieurs à 50%. Il n'est donc pas nécessaire d'augmenter le recouvrement pour diminuer cette fréquence de coupure et cela quelque soit l'algorithme utilisé [Lecordier 2004]. Ainsi dans notre étude, la fréquence de coupure est de  $0.175$  (pixel) $^{-1}$ , ce qui correspond à une échelle spatiale de 258  $\mu\text{m}$ .

Ainsi pour notre mesure de vitesse, la résolution spatiale est limitée par la taille du CCD pour les grandes échelles et par le niveau de bruit de la PIV qui est un bruit blanc pour les petites échelles. Ceci permet de désigner une gamme d'échelles mesurables comprises entre 258  $\mu\text{m}$  et 5.8 cm en X et en Y. En ce qui concerne le bruit de mesure, nous avons évalué l'incertitude de mesure à partir du champ immobile qui indique une erreur de plus ou moins 0.03 m/s sur la mesure de vitesse.

En comparant ces données à celles calculées pour la mesure de richesse, nous pouvons remarquer que les mesures de vitesses nous permettent d'accéder au mieux à des échelles environ 3 fois plus petites (258  $\mu\text{m}$ ) que les échelles de richesse (790  $\mu\text{m}$ ). En ce qui concerne la précision de la mesure, une analyse plus précise devrait être effectuée pour la mesure de vitesse pour pouvoir réaliser une comparaison objective.

Ces méthodes vont maintenant être utilisées dans les études en combustion. Nous allons voir de quelle manière ces mesures sont mises en place et quels sont les paramètres à prendre en compte et comment nous pouvons accéder à de nouvelles variables pour l'étude en combustion.

## **5.4 Analyse de flamme en méthodes couplées :**

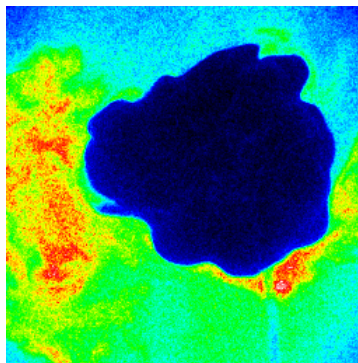
Dans le cadre de notre étude, nous voulons pouvoir étudier comment la dynamique de l'écoulement et le scalaire influencent localement le comportement de la flamme. C'est dans cet objectif que nous avons mis en place des mesures couplées afin d'accéder simultanément à la vitesse et à la richesse devant le front de flamme. Pour caractériser ces interactions, il faut pouvoir relier les paramètres locaux liés à la turbulence et aux propriétés du mélange aux caractéristiques géométriques de la flamme. Les interactions du front de flamme avec les structures de l'écoulement turbulent et du champ de richesse aboutissent à des modifications de la forme du front, qui dans notre cas passe d'une forme parfaitement sphérique à l'instant de l'allumage à une forme en moyenne sphérique mais plissée. Il est donc important de pouvoir quantifier ces interactions. Une méthode permettant de réaliser ceci est la tomographie laser. Grâce à elle nous allons pouvoir accéder aux grandeurs caractéristiques de la flamme soit de manière globale (échelle, rayon, plissement...) soit de manière locale (courbure, orientation...) afin de relier ces quantités aux valeurs locales de richesse et de

vitesse. Les éventuelles corrélations mises en relief pourront par la suite être utilisées dans les modèles numériques.

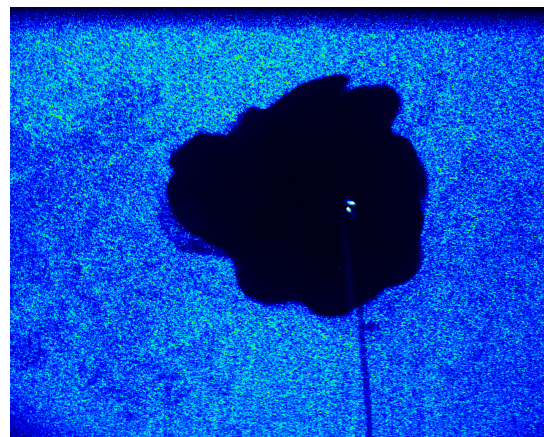
***Principe de la méthode de tomographie laser :***

Boyer en 1980 a développé une approche de la tomographie adaptée à l'étude des écoulements réactifs afin de visualiser la trace d'une isotherme dans un plan. Un traceur soumis à une température supérieure à sa température d'évaporation disparaît dans les régions chaudes et à la traversée du front de flamme, et subsiste dans les régions froides. Il existe donc simultanément dans l'écoulement des régions avec et sans traceur.

Dans notre étude, nous pouvons réaliser des mesures de tomographie à partir des images de PIV et de LIF. En effet deux types de traceurs ont été utilisés, pour la PIV, nous utilisons des gouttelettes d'huile d'environ 1  $\mu\text{m}$  possédant une température d'évaporation d'environ 600K. En ce qui concerne l'anisole, il est difficile de trouver des données précises pour déterminer quelle isotherme peut être marquée par l'anisole. Cependant des travaux réalisés à basse pression ( $10^{-3}$ - $10^{-2}$  atm) [Mackie 1989] indique une accentuation de la décomposition de l'anisole aux environs de 950K. Nous pouvons donc nous attendre, à pression atmosphérique, à une décomposition à température assez élevée, bien qu'inférieure, et nous verrons par la suite qu'elle est sans doute légèrement supérieure à 600K. Deux isothermes sont ainsi obtenues, l'une correspondante à l'évaporation des particules d'huile et l'autre correspondante à la dégradation de l'anisole. Deux types d'images tomographiques ont été enregistrées, une image de tomographie PIV (utilisation des gouttes d'huile) et une image de tomographie LIF (traceur fluorescent, l'anisole). Sur la Figure 5-22, deux exemples d'image de tomographie PIV et de tomographie LIF sont présentés. Sur ces images, il apparaît simultanément dans l'écoulement des régions avec et sans particules ou avec et sans traceur. Ainsi, la zone sombre correspond aux zones chaudes (pas de signal diffusion de Mie sur les particules ou pas de fluorescence du traceur) et la zone lumineuse aux zones froides (signal diffusion de Mie sur les particules présentes ou signal de fluorescence du traceur). Dans les régimes de combustion dans lesquels les épaisseurs de flamme sont négligeables, la position de la zone de réaction et celle de l'isotherme d'évaporation, correspondent à la frontière entre les zones chaudes et les zones froides.



Tomographie LIF

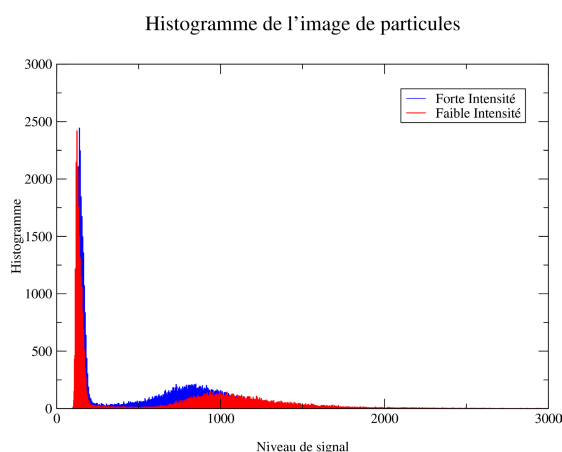


Tomographie PIV

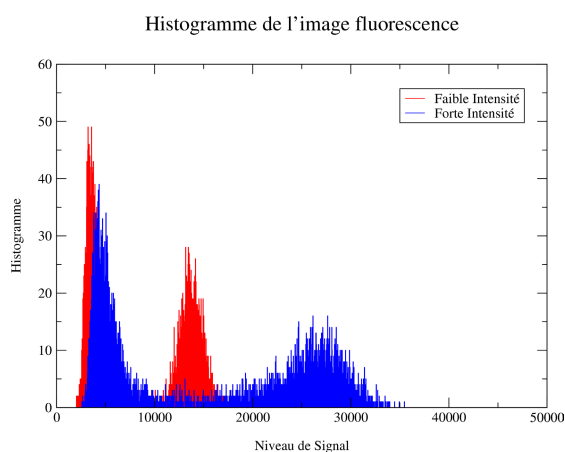
Figure 5-22 Images de tomographie PIV et LIF.

**Extraction des contours de flamme :**

A partir des images tomographiques, une extraction des contours de flamme a été effectuée pour pouvoir accéder ensuite aux caractéristiques géométriques locales de la flamme. Cette procédure est basée sur une analyse des différences de niveaux de gris entre les deux régions délimitant le contour cherché entre les gaz frais et les gaz brûlés. Différentes descriptions de ce type de méthode sont données dans [Lecordier 1996] [Renou 1999]. Elles sont basées sur la détermination d'un seuil de transition de niveau de gris entre les régions claires et sombres de l'image, calculé à partir de l'histogramme des niveaux de l'image de forme bimodale. Souvent le calcul de l'histogramme permettant la détermination du seuil de transition est effectué sur l'image entière. L'utilisation de ce type de calcul pour la détermination du seuil s'applique uniquement à des images dont le niveau du signal est uniforme dans les gaz frais et dans les gaz brûlés. Ainsi dans le cas des images de tomographies LIF, le niveau de signal varie fortement localement et si le seuil est déterminé à partir des niveaux de l'image entière, il résidera une grande imprécision lors de la détection du contour. Ceci n'est pas le cas pour les images de diffusion de Mie sur les particules qui possèdent un niveau uniforme dans les gaz frais et dans les gaz brûlés. Les Figure 5-23 et Figure 5-24 représentent les histogrammes dans deux parties différentes d'une image de diffusion de Mie de particules et de fluorescence. Nous pouvons voir sur la Figure 5-23 que pour l'image de diffusion de Mie, quelle que soit la partie de l'image sélectionnée, les histogrammes sont superposés et le seuil de transition sera identique (environ 600). En revanche sur la Figure 5-24, nous pouvons voir la grande disparité entre deux histogrammes sélectionnés dans des parties différentes de l'image (une partie avec un fort niveau de signal et l'autre possédant un faible niveau de signal). Dans cet exemple, il apparaît deux seuils de transition l'un aux environs de 8000 coups et l'autre aux environs de 15000. Dans ce cas l'utilisation de l'image entière pour la détermination du seuil de transition n'est pas adaptée. Une méthode à seuillage fixe ne peut pas être utilisée, il est donc nécessaire d'utiliser une méthode à seuil variable. Ainsi le seuil de transition de niveau de gris entre les régions claires et sombres est déterminé à partir d'un l'histogramme local défini sur une zone de l'image au point (x,y) où le contour est extrait. La valeur du seuil est alors déterminée automatiquement grâce à la méthode définie ci-dessus.[Otsu 1979] Ainsi en se déplaçant de proche en proche le long de l'image, un nouveau niveau de seuil est à chaque fois recalculé.



**Figure 5-23** Histogrammes image de diffusion de Mie des particules d'huile d'olive.



**Figure 5-24** Histogrammes image de fluorescence

Une fois le seuillage local réalisé, une procédure de détection de contour est appliquée. La recherche de contour détecte les pixels voisins les uns des autres qui délimitent les deux zones

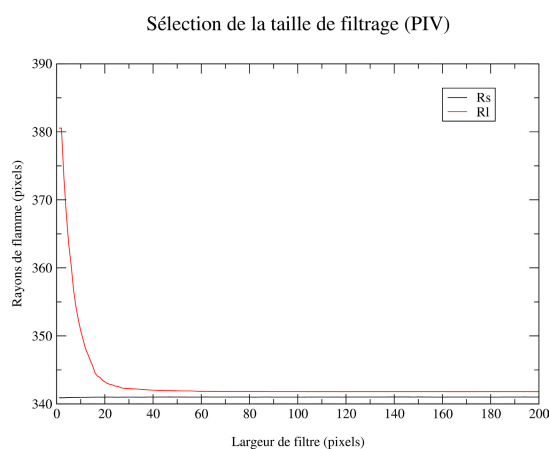


(noire et blanche) définies par la valeur du seuil local. La procédure s'arrête lorsque le dernier pixel détecté sur cette interface se confond avec le point de départ.

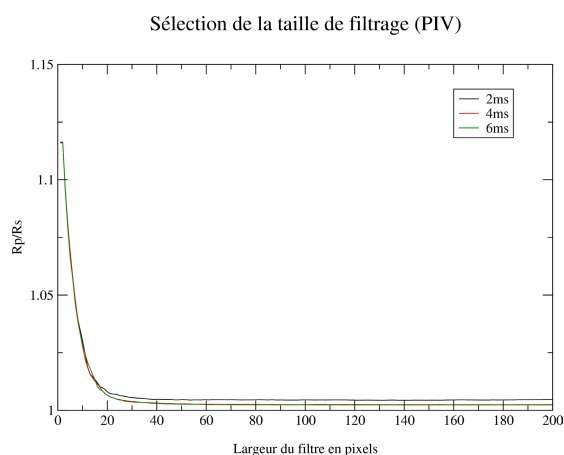
### ***Filtrage spatial des contours de flamme :***

Une pixelisation sur les contours de flammes due à l'enregistrement numérique des données apparaît à l'issue de l'extraction. Ceci amène un bruit sur le contour auquel s'ajoute, le bruit lié au caractère discret de l'ensemencement dans le cas de l'utilisation des particules d'huile d'olive, ce qui n'apparaît pas sur les images de tomographie LIF utilisant un traceur moléculaire. Une réduction du bruit des contours de flamme est nécessaire afin de pouvoir les exploiter pour des mesures quantitatives. Nous avons utilisé un filtrage des contours dans l'espace spectral [Lecordier 1996]. Le filtrage est effectué en supprimant dans l'espace spectral toutes les fréquences supérieures à une valeur fixée liées aux fréquences caractéristiques du bruit. Une variable importante dans ce type de filtrage est le choix de la fréquence de coupure. Nous l'avons choisi à partir d'une analyse du contour circulaire d'une flamme laminaire de géométrie sphérique. En regardant l'évolution du rapport  $R_p/R_s$  pour une flamme sphérique laminaire,  $R_p$  est le rayon de flamme calculé sur le périmètre et  $R_s$  celui calculé sur la surface de la flamme, en fonction de la taille de filtrage, ce rapport doit tendre vers 1 pour un contour non bruité.

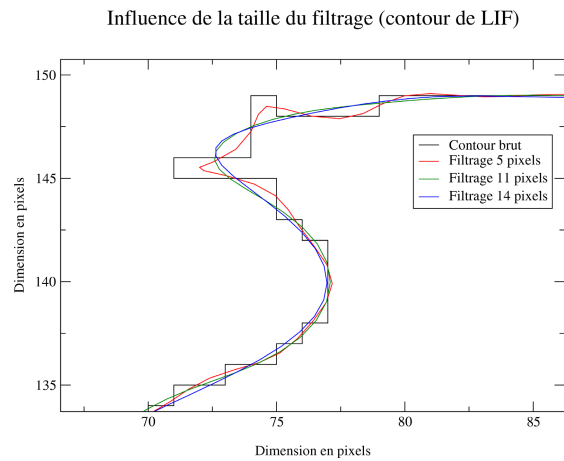
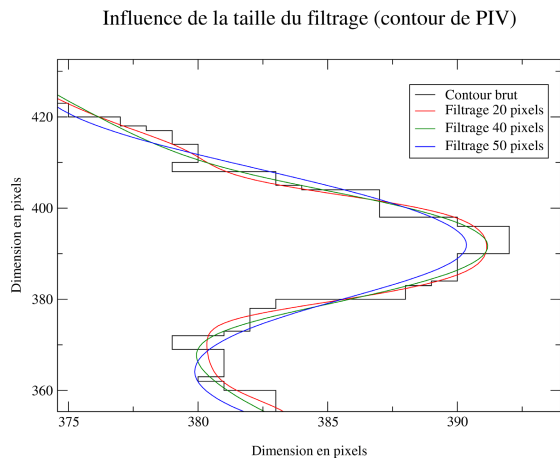
Sur la Figure 5-25 est reportée la variation de  $R_p$  et  $R_s$  en fonction de la taille du filtrage pour les contours issus des images de tomographie PIV. Alors que  $R_s$  reste globalement constant quelque soit la taille de filtrage,  $R_p$  diminue jusqu'à atteindre une valeur fixe aux alentours de 40 pixels. De même nous avons tracé l'évolution du rapport  $R_p/R_s$  qui rend compte du taux de plissement de la flamme en fonction de la taille du filtrage (Figure 5-26). La flamme utilisée est une flamme laminaire en expansion, le rapport devrait tendre vers 1, or une valeur légèrement supérieure est observée ce qui indique que la flamme n'est pas parfaitement sphérique. Néanmoins, dès 20 pixels, une stabilisation de ce rapport est observée, et au delà de 40 pixels, le rapport  $R_p/R_s$  est totalement stabilisé. A l'issue de cette analyse, nous avons fixé la taille du filtre de tomographie PIV à 40 pixels soit 1.8 mm. A partir de cette échelle de filtrage, les phénomènes de bruit sur la mesure du périmètre ne sont plus observables. Ceci est confirmé sur la Figure 5-27 où le filtrage à 20 pixels est encore bruité alors que celui à 40 pixels ne l'est plus. En revanche au delà de 40 pixels le filtrage semble beaucoup trop restrictif. De même les pdf de courbures (Figure 5-29) en combustion turbulente confirment que la taille choisie est appropriée puisqu'au delà de 40 pixels la répartition de courbure est constante.



**Figure 5-25** Influence de la taille du filtrage sur  $R_p$  et  $R_s$

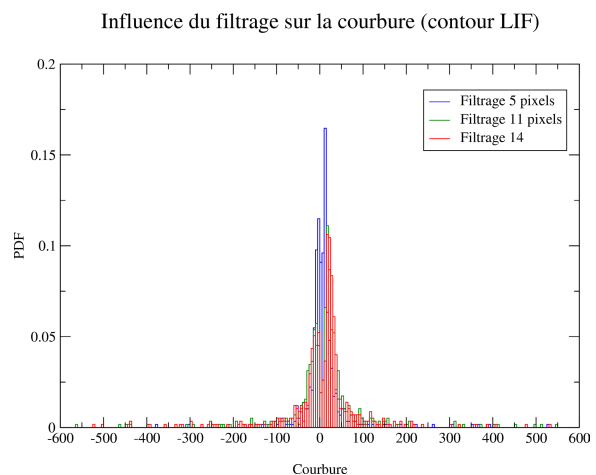
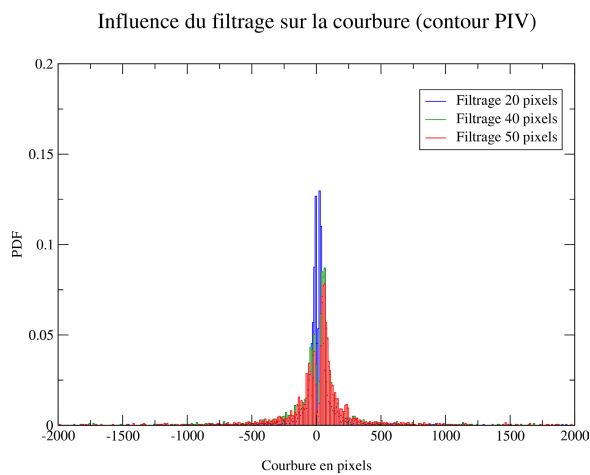


**Figure 5-26** Influence de la taille du filtrage sur le rapport  $R_p/R_s$ .



**Figure 5-27 Influence du filtrage sur le contour PIV. Figure 5-28 Influence du filtrage sur le contour LIF.**

En ce qui concerne la tomographie LIF, nous n’avons pas eu à notre disposition des images de flammes laminaires, l’analyse a donc été faite pour ce type d’images à partir des pdf des courbures des flammes turbulentes en nous basant sur la taille de filtre de tomographie PIV. La taille de filtre de 40 pixels en tomographie PIV correspond à une taille de 11 pixels sur les images de tomographie LIF. De même que précédemment, sur la Figure 5-28 nous pouvons remarquer que dès 11 pixels, le bruit sur le contour déterminé à partir des images de tomographie LIF disparaît. A noter que les tailles de filtre sélectionnées sur ce graphique sont à la même échelle que celles de la Figure 5-27. De plus, le tracé des pdf de courbure issues (Figure 5-30) des flammes en combustion turbulentes confirme que cette taille de filtrage est adéquate puisque comme pour les images de tomographie PIV, la pdf reste identique au-delà de 11 pixels.



**Figure 5-29 PDF de la courbure (tomographie PIV) Figure 5-30 PDF de la courbure (tomographie LIF)**

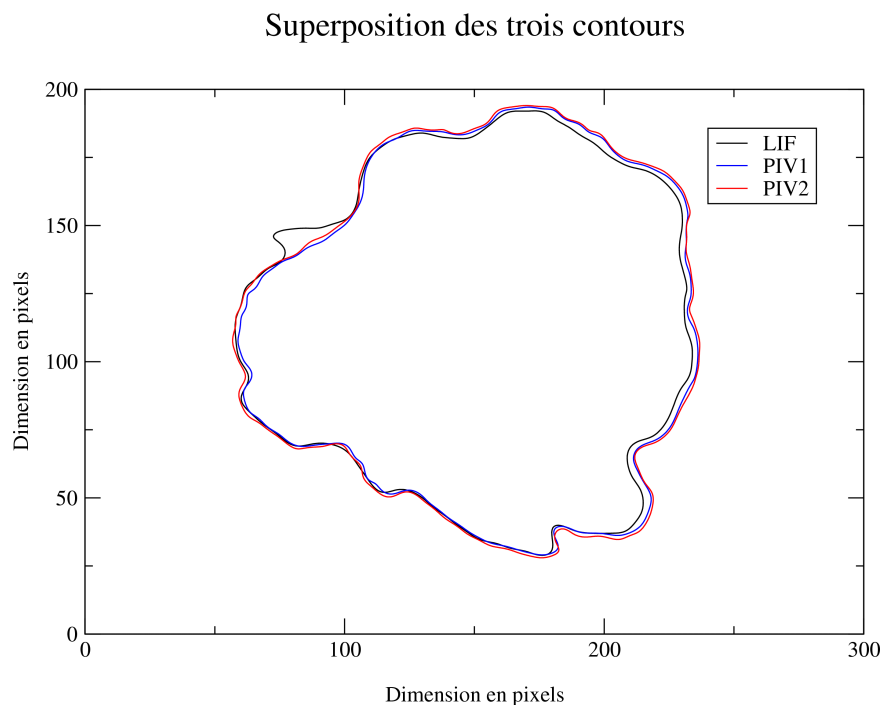
En conclusion, la taille de filtre choisie est donc de 40 pixels (1.8 mm) pour les images de tomographie PIV ce qui correspond à une taille de 11 pixels pour les images de tomographie LIF.

Nous avons vu que nous pouvions utiliser deux sortes d’images pour étudier les propriétés géométriques de nos flammes. Les images issues de la tomographie PIV et celles issues de la tomographie LIF. Nous allons maintenant pouvoir comparer celles-ci entre elles.

***Comparaison tomographie LIF et PIV en simultanée et perspectives :***

Les extractions de contours permettant d'étudier les propriétés géométriques de la flamme ont été effectuées à partir de deux images, une image de tomographie PIV et une image de tomographie LIF. L'utilisation de deux traceurs différents aboutit à des images tomographiques différentes puisque les délimitations entre les zones chaudes et les zones froides sont déterminées par les isothermes d'évaporation ou de disparition de la molécule. Dans notre cas l'isotherme de la PIV est fixé aux environs de 600 K et celui de l'anisole à 550 K. La connaissance exacte des isothermes des deux traceurs est difficile à connaître. Néanmoins au vu de l'allure des contours nous pouvons dire la température de disparition de l'anisole est plus grande que celle des particules d'huile d'olive avec une différence peu importante. Ceci apparaît sur la Figure 5-31 à droite de l'image où le contour de fluorescence est située plus à l'intérieur des gaz brûlés que les contours de PIV. Dans cette zone, la flamme est soumise à de faibles richesses avec comme conséquence une zone de préchauffage plus large. Dans ce cas l'isotherme située à une température plus importante sera située plus à l'intérieur de la zone de gaz brûlés, ce qui est le cas pour l'anisole. Dans le reste de l'image, les contours sont très proches ce qui indique que même si la température de disparition de l'anisole est plus forte que celle d'évaporation de l'huile d'olive, elles sont tout de même relativement proches. Un paramètre supplémentaire à prendre en compte dans cette analyse est le temps entre les mesures. En effet entre le contour correspondant à première image de PIV et le contour de fluorescence, 35  $\mu$ s se sont écoulées. Il en est de même entre le contour de fluorescence et celui de la seconde image de PIV. Durant cette période la flamme s'est propagée ce qui explique pourquoi dans certaines zones correspondant à une flamme soumise à un mélange riche (à gauche de l'image), les trois contours sont quasiment confondus. Par ailleurs, toujours sur la Figure 5-31, en haut à gauche de l'image, nous pouvons voir la présence d'une lèvre sur le contour de LIF qui n'est pas présente sur les contours de PIV. Ceci peut être dû à la différence d'épaisseur entre les deux nappes. L'épaisseur de la nappe PIV est deux fois plus importante que la nappe LIF. Ainsi alors que le traceur a disparu dans la nappe de fluorescence, des particules situées dans la nappe PIV peuvent encore être éclairées. Cette hypothèse peut être confirmée au vu de la Figure 5-22, où l'on peut observer des particules dans la partie de l'image où réside une lèvre mais avec une densité en particules beaucoup plus faible, ce qui indique que la température à cet endroit est de plus en plus forte. Au vu de ces observations, une méthode permettant d'évaluer l'épaisseur de flamme pourrait être utilisée à l'aide de deux traceurs possédant deux isothermes différentes. Néanmoins pour utiliser une telle méthode, il faut être sûr de connaître parfaitement la température de ces isothermes et s'assurer de la parfaite superposition des nappes lasers.

Par ailleurs, l'absence d'influence des deux traceurs sur les processus de combustion a pu être vérifiée. Tout d'abord dans le cas de l'anisole, la quantité introduite à température ambiante modifie un mélange à richesse 1 à une richesse de 1.0067 ce qui correspond à une augmentation de 0.6%. Cette valeur est négligeable et l'anisole ne perturbera donc pas la combustion. Nous pouvons noter la différence avec l'acétone, où la quantité introduite à température ambiante modifie un mélange de richesse unitaire de 19%. En ce qui concerne l'influence des particules d'huiles d'olive sur la combustion, Alain Floch [Floch 1990] en analysant les cycles de pression pour divers taux d'ensemencement a pu constater qu'elles n'avaient pas d'influence sur la combustion.



**Figure 5-31 Superposition des contours PIV et LIF.**

En conclusion, l'analyse de flamme en méthodes couplées, va nous permettre d'accéder à de nombreux paramètres simultanément afin de caractériser des comportements généraux sur les processus influençant la propagation de flamme dans un gradient de richesse. Cette analyse sera réalisée au chapitre 6 où nous essaierons de dégager des relations entre différents paramètres locaux comme la courbure, les gradients de vitesse et de richesse, les vitesses normale et tangentielle.

## 5.5 Conclusion :

La mise en place de l'association de la PIV à la FARLIF afin de réaliser des mesures simultanées n'est pas immédiate. Afin de réaliser des mesures fiables, un certain nombre de précautions doivent être prises. En effet, ces deux méthodes de mesures utilisent des traceurs de natures différentes, particules d'huile d'olive pour la PIV et molécule aromatique pour la FARLIF qui peuvent interférer et perturber la mesure. Les vérifications suivantes ont été effectuées dans notre dispositif avant d'utiliser ces méthodes. Tout d'abord un filtrage rigoureux de la diffusion de Mie à 266 nm à l'aide d'un filtre liquide a été réalisé. Les vérifications de la non perturbation des particules d'huile sur la mesure de fluorescence ainsi que l'absence d'absorption dû au traceur, ou à la présence des particules ont été réalisées.

Dans une seconde partie, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la mesure de fluorescence. Après avoir étudié les paramètres pouvant générer des erreurs dans les mesures de richesse, un traitement des images mis en place sous condition de faible absorption du traceur a permis d'enlever ces erreurs. Par la suite afin d'améliorer la précision de nos mesures nous avons étudié l'influence d'un certain nombre de paramètres : le binning, le niveau de signal dans la gamme de richesse étudiée et le filtrage. A l'issue de cette analyse, nous avons fixé certains d'entre eux comme le binning à 2x2 et le filtrage de type Gaussien avec une taille de filtre de 5. En conclusion, ces différents processus nous ont permis d'améliorer considérablement la précision de la mesure qui est de 3% pour un niveau de

signal de 13000 coups, mais avec une diminution de la résolution spatiale pour les petites échelles qui vaut 790  $\mu\text{m}$ . Une analyse des caractéristiques de la mesure de vitesse a ensuite été réalisée en nous appuyant sur des études déjà existantes. La précision de la mesure sur la vitesse est de 0.04 m/s et la résolution spatiale a été évaluée à 253 $\mu\text{m}$  ce qui est 3 fois inférieur à celle de la mesure de richesse. L'association des deux méthodes de mesure en combustion a ensuite été analysée et il est apparu difficile de connaître précisément la température des deux isothermes de disparition des traceurs. La méthode de tomographie décrite va nous permettre d'accéder aux grandeurs locales caractéristiques de la flamme.

Dans le dernier chapitre nous allons maintenant pouvoir analyser les résultats obtenus par l'association de ces deux méthodes de mesure en simultanée et donner la méthodologie pour analyser les effets de la richesse sur la propagation à partir d'une mesure couplée. Des éléments de réponse aux mécanismes régissant la propagation d'une flamme dans un milieu présentant un gradient de richesse seront ainsi données.



## 6 Mesures en combustion analyse des résultats

Au cours des 5 chapitres précédents, tous les éléments nécessaires à l'étude ont été mis en place. Tout d'abord la nécessité de connaître simultanément la vitesse et la richesse devant le front de flamme a été mise en évidence grâce à une analyse des résultats présents dans la littérature (chapitre 2). Cette nécessité de connaître simultanément, la vitesse et la richesse nous a amené à développer des diagnostics de mesure permettant d'accéder à ces deux variables. En ce qui concerne la mesure de vitesses, la PIV a été sélectionnée et a demandé peu d'adaptations. En revanche en ce qui concerne la mesure de richesse, de nombreuses adaptations ont été faites. Nous avons choisi d'utiliser la FARLIF et avons décidé d'utiliser l'anisole comme traceur du propane afin d'accéder à la richesse locale (chapitre 3). Dans le chapitre précédent (chapitre 5), les difficultés liées à l'utilisation simultanée de ces deux méthodes ont été mises en relief, la précision de la mesure a été évaluée et les méthodes d'analyse en combustion discutées. La mise en application de ces deux méthodes va donc pouvoir maintenant être réalisée. Les résultats obtenus seront analysés à la lumière des résultats précédents du chapitre 5 sur les limitations des deux méthodes.

L'écoulement étudié est un jet instationnaire issu d'un injecteur axisymétrique de 4 mm. Le mélange de ce jet avec le fluide au repos présent dans la chambre permet de réaliser une stratification du mélange. Les paramètres d'injection ont été ajustés afin d'obtenir en moyenne une richesse unitaire autour du point d'allumage avec un mélange dans la chambre à une richesse de 0.6. Tous les détails concernant la sélection des différents paramètres sont répertoriés dans le chapitre 4.

La flamme est initiée dans cette stratification de mélange à l'aide de deux électrodes de 0.4 mm de diamètre placées au centre de la stratification. Les diagnostics optiques de mesures couplées sont un outil présentant un fort potentiel pour analyser le comportement d'une telle flamme. En effet ils permettent de réaliser des corrélations entre les grandeurs locales et des mesures conditionnées.

Au cours de ce chapitre, après avoir décrit la procédure d'analyse choisie, une première description générale qualitative de l'écoulement avant l'allumage et du comportement de la flamme sera réalisée. Ensuite, grâce à la méthode de tomographie laser décrite dans le chapitre 5, nous regarderons globalement l'effet de la stratification sur la flamme. Cette première analyse va nous apporter de nombreux renseignements sur la structure de la flamme stratifiée et sur son comportement. Néanmoins pour être complète nous verrons qu'une analyse des grandeurs locales simultanées est nécessaire mettant ainsi en relief tout l'intérêt de réaliser des méthodes couplées dans de telles configurations. Nous finirons donc ce chapitre en donnant quelques exemples d'analyses locales où le potentiel de l'utilisation des méthodes couplées sera mis en relief.

### 6.1 Procédure d'analyse du système :

Nous souhaitons pouvoir étudier les caractéristiques de propagation d'une flamme en expansion dans un mélange à richesse variable et turbulent. Une des méthodes généralement employée est de comparer les caractéristiques de la flamme stratifiée à celles d'une flamme se propageant dans un mélange homogène de richesse équivalente [Ra 1999] et possédant les mêmes caractéristiques aérodynamiques [Zhou 1998]. Ainsi, dans le cadre de notre étude, parallèlement à l'étude de la flamme en milieu inhomogène, nous avons généré à partir du même injecteur et dans les mêmes conditions d'injection, un jet de richesse identique à celle

présente dans la chambre et ceci pour trois différentes richesses. Nous aurons alors une flamme qui se propage dans un écoulement possédant les mêmes caractéristiques aérodynamiques que la flamme stratifiée (les caractéristiques d'injection étant identiques) mais sans gradient de richesse pour trois mélanges différents. Nous verrons plus tard comment nous avons choisi la richesse équivalente et que ce choix constitue un point délicat dans l'analyse des propagations de flammes en milieu inhomogène. Grâce à cette méthode d'analyse, les influences de la turbulence et du gradient de richesse sur la propagation de la flamme pourront être dissociées.

Avant d'effectuer des analyses quantitatives de caractérisation du jet et de la flamme en propagation, des premières descriptions qualitatives du mélange avant l'allumage et de la flamme stratifiée vont être réalisées. La pertinence de l'utilisation des mesures simultanées va de plus pouvoir être mise en relief.

## 6.2 Analyse globale de l'écoulement au point d'allumage:

Les caractéristiques de l'écoulement au moment de l'allumage vont conditionner la manière dont la flamme va se propager. Nous allons tout d'abord effectuer une analyse globale des champs moyens de richesse et de vitesse à l'instant d'allumage puis des champs fluctuants.

### Champs moyens :

Sur les figures suivantes sont représentées les caractéristiques des champs moyens de vitesse (Figure 6-1) et de richesse (Figure 6-4) calculés à partir de 60 images de jets enregistrées à l'instant d'allumage. Les champs de vitesses instantanés ont été validés avec un taux de moins de 1% de vecteurs « faux ». Sur ces cartographies, le fluide est injecté de la gauche vers la droite. Le point d'allumage est situé en  $X=-8.6$  mm et en  $Y=+1.41$  mm, à gauche de l'image légèrement au dessus de l'axe du jet, il est marqué par un point noir sur les figures. L'injecteur est placé en  $X=-40$  mm et son axe en  $Y=0$  mm. Le champ de visualisation est donc translaté de 1 cm par rapport à la sortie de l'injecteur afin de compenser l'effet convectif introduit par le jet qui tend à faire sortir rapidement la flamme du champ de mesure. Cette translation permet d'augmenter la durée d'observation de la combustion.

Les allures globales des champs de vitesse et de richesse sont identiques. En effet, les zones où le jet est le plus rapide correspondent aux zones de richesses les plus fortes en moyenne. Le caractère impulsif du jet apparaît aussi fortement puisque les vitesses les plus fortes ne sont pas situées près de l'injecteur mais plus loin en bout de jet. En effet, au moment de l'allumage, l'injection est achevée et près de l'injecteur, il n'y a plus d'alimentation de fluide. La partie du jet ayant conservé de l'énergie se situe alors à plusieurs centimètres de l'orifice d'injection.

Comme nous pouvons le voir sur les Figure 6-2 et Figure 6-3, la composante V est beaucoup plus faible que la composante U, même si elle est plus forte sur les bords du jet. Cela met ainsi en relief un processus de mélange entre le fluide de la chambre immobile et le fluide en mouvement dans le jet.

Par ailleurs, comme le montre les profils moyens de vitesse et de richesse autour du point d'allumage, Figure 6-6, Figure 6-7 et Figure 6-8, deux gradients apparaissent autour du point d'allumage :

-un gradient transversal allant de la richesse 1 et d'une vitesse d'environ 1 m/s autour du point d'allumage à une richesse de 0.6 et une vitesse proche de 0 à l'extérieur du jet sur une distance d'environ 1 cm.



-un gradient longitudinal avec des variations de richesse de 0.9 à 1.1 et de vitesse de 0.2 à 2.3 m/s sur la largeur totale visualisée.  
Là encore dans les deux cas, la composante V moyenne est relativement faible par rapport à la composante U.

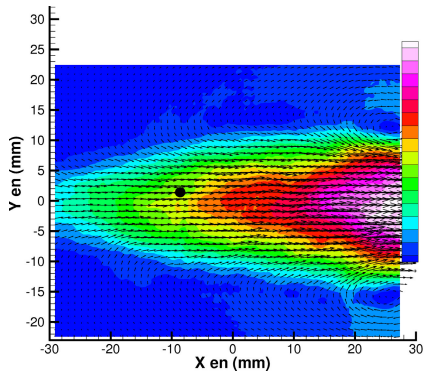


Figure 6-1 Champ moyen de vitesse.

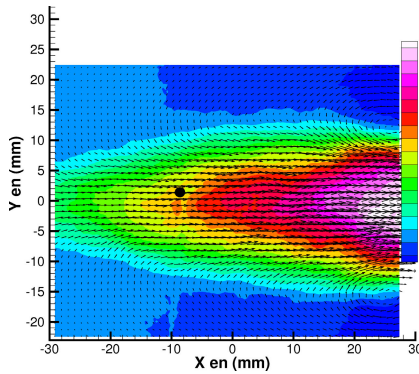


Figure 6-2 Champ moyen de U.

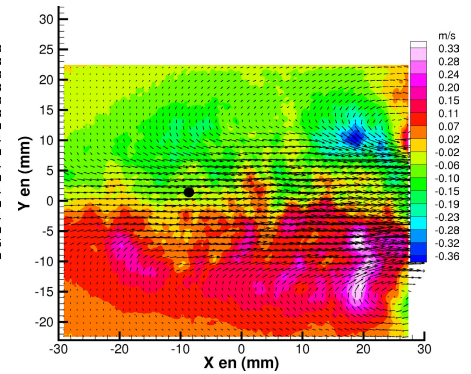


Figure 6-3 Champ moyen de V.

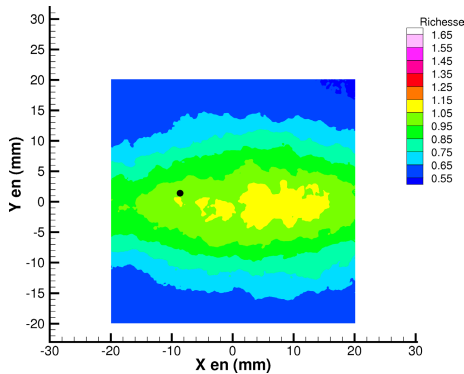


Figure 6-4 Champ moyen de richesse.

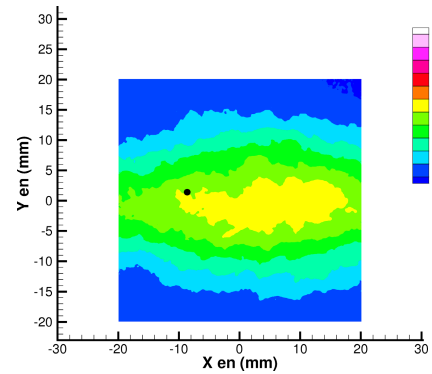


Figure 6-5 Champ moyen de Z.

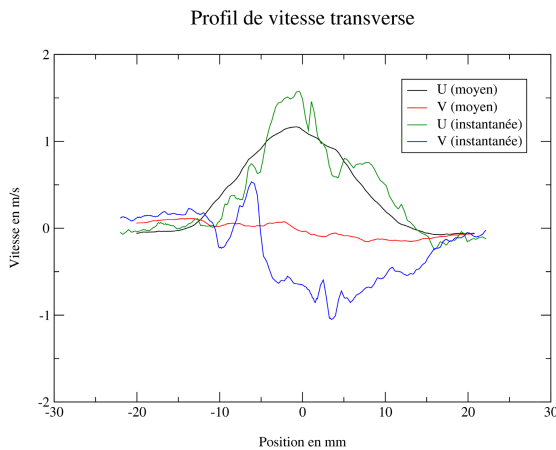


Figure 6-6 Profils transverses de vitesse autour du point d'allumage.

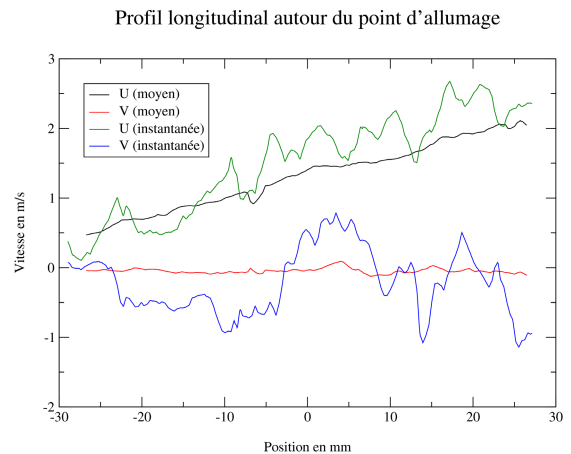


Figure 6-7 Profils longitudinaux de vitesse autour du point d'allumage

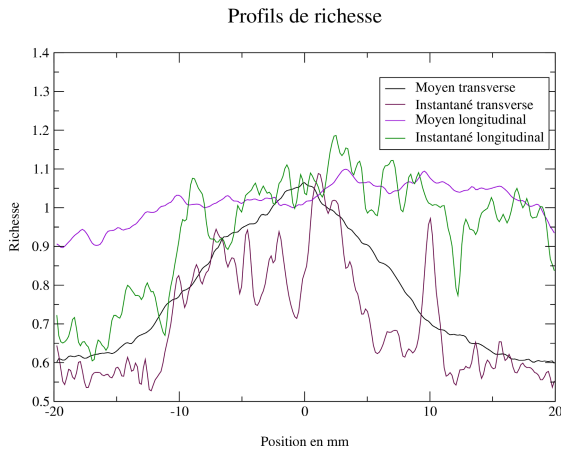


Figure 6-8 Profils de richesse autour du point d'allumage.

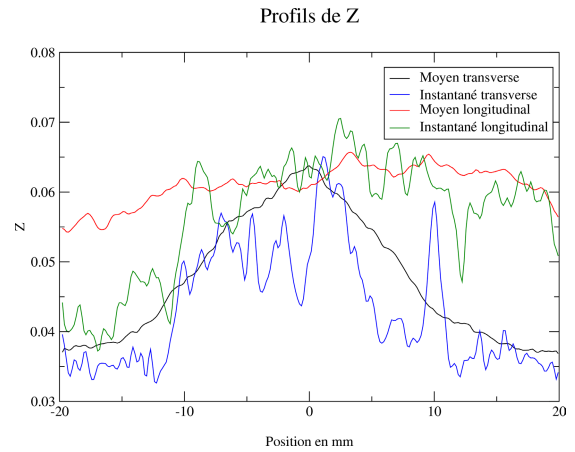


Figure 6-9 Profils de Z autour du point d'allumage.

Par ailleurs les Figure 6-10 et Figure 6-11 représentent des champs instantanés de vitesse et de richesse. Ces champs ont été pris simultanément à l'instant d'allumage. Nous pouvons voir que le gradient de richesse à grande échelle créé est conforme à celui de l'image moyenne, avec une variation de richesse de 1 autour du point d'allumage vers une richesse de 0.6. Néanmoins, de nombreuses poches de richesses faibles ou fortes apparaissent ce qui indique des gradients de richesse à petites échelles. De plus, en analysant les allures des différents jets instantanés, nous pouvons noter des variations de richesse importantes dans les couches de mélange pouvant provenir d'un léger battement transverse d'une injection à l'autre. Nous analyserons plus tard l'influence de ce phénomène intermittent sur nos mesures. La présence de poches de richesse est confirmée sur les profils de richesses instantanés pris autour du point d'allumage (Figure 6-8). En comparant l'allure de ces profils au profil moyen, l'enveloppe générale est identique variant de la richesse 1 à 0.6 mais sur le profil instantané, de fortes fluctuations autour de ce profil moyen sont visibles. Ainsi, sur les champs instantanés, des poches de mélange à petites échelles sont superposées à la stratification à grande échelle (Figure 6-8). De plus en comparant les images simultanées de vitesse et de richesse (Figure 6-10, Figure 6-11), une similitude apparaît entre les zones correspondantes aux grandes vitesses et les fortes richesses, qui comme pour les champ moyens, se situent à 30 mm de l'injection.

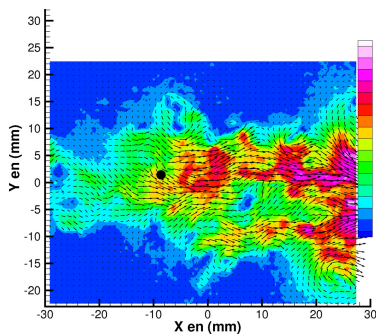


Figure 6-10 Champ instantané de vitesse.

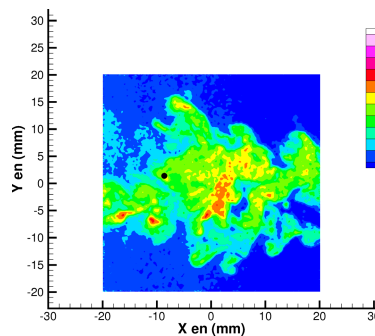


Figure 6-11 Champ instantané de richesse.

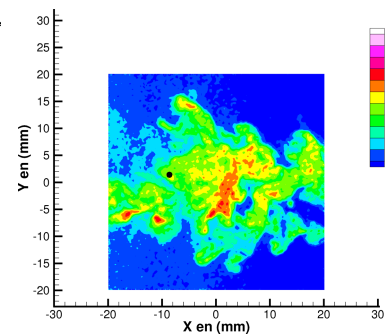


Figure 6-12 Champ instantané de Z

Nous venons de voir les différences existantes entre les images moyennes et instantanées. Afin d'affiner notre analyse, l'étude des fluctuations va maintenant être réalisée.

**Fluctuations :**

Sur les figures suivantes sont représentées les champs de fluctuations de vitesse (Figure 6-13, Figure 6-14) et de richesse (Figure 6-15) calculés à partir des 60 images instantanées enregistrées à l’instant d’allumage. Il semble exister une bonne corrélation entre les fluctuations de richesse et  $U'$ . Les fluctuations les plus fortes apparaissant dans la couche de mélange aux endroits de vitesses les plus intenses à 30 mm de l’injecteur.

A partir des fluctuations de vitesse nous pouvons calculer l’énergie cinétique de la turbulence définie par la demi-somme des trois variances pour les trois composantes de la vitesse :

$$k_{vit} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$$

Dans notre configuration au vu de la symétrie du jet, nous considérerons que les fluctuations  $v'$  et  $w'$  sont identiques. Nous avons alors :

$$k_{vit} = \frac{1}{2}(u'^2 + 2v'^2)$$

Autour du point d’allumage, l’énergie de « turbulence » est d’environ  $0.3 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  et celle de mélange de 0.18 en richesse ou 0.011 en fraction de mélange. Par ailleurs le faible niveau de fluctuations près de l’injecteur confirme que l’injection est bien terminée au moment de l’allumage. Le jet n’est plus alimenté, ce qui aboutit à une forte diminution des vitesses. De plus, dans cette zone, une forte homogénéisation s’est opérée. Par ailleurs, quelque soit la variable considérée, le taux de fluctuations est beaucoup plus important loin de l’injecteur. Sur l’axe du jet, les fluctuations sont plus faibles pour  $U'$  et  $\Phi'$ . Les niveaux de fluctuations de  $U'$  et  $V'$  sont comparables bien qu’en moyenne  $V'$  soit plus faible. A l’extérieur du jet les fluctuations sont proches de 0, une partie du fluide au repos n’est donc pas affectée par la présence du jet.

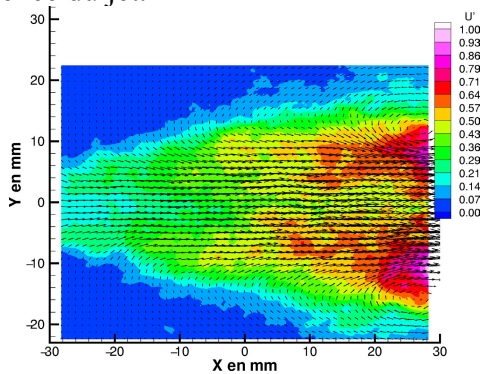


Figure 6-13 Champ de  $U'$

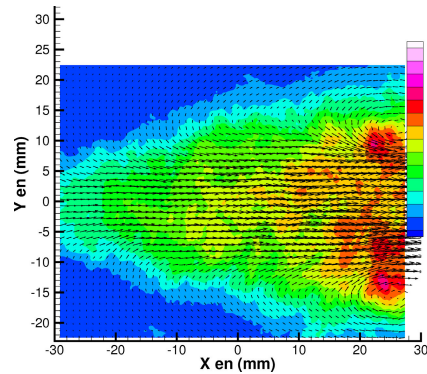


Figure 6-14 Champ de  $V'$

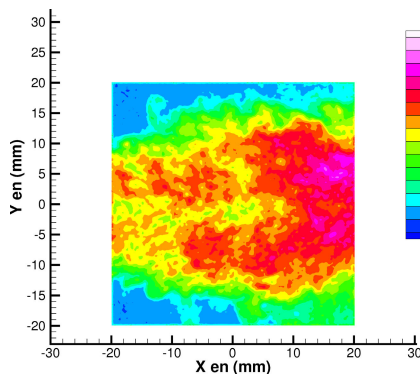


Figure 6-15 Champ de  $\Phi'$ .

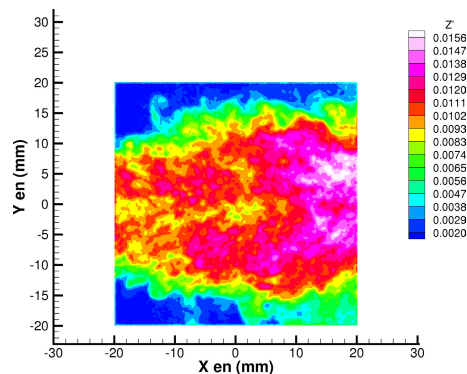


Figure 6-16 Champ de  $Z'$ .

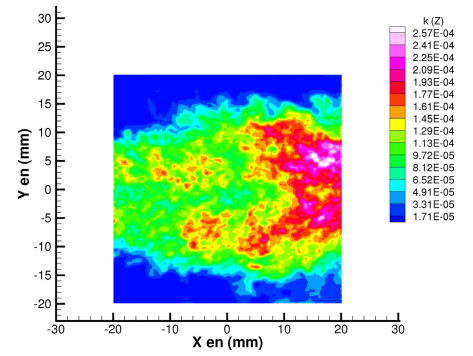
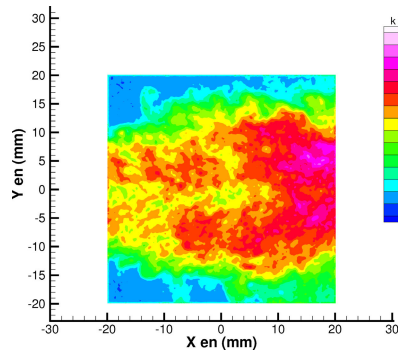
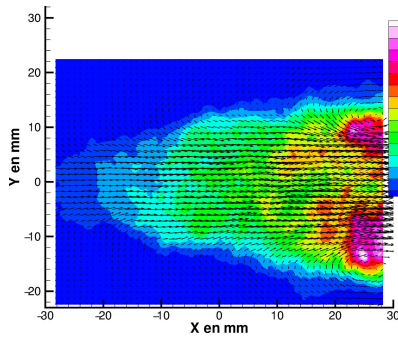


Figure 6-17 Energie de turbulence  $k$ . Figure 6-18 Energie du mélange  $k_\phi$ . Figure 6-19 Energie du mélange  $k_\zeta$ .

Sur les Figure 6-20 et Figure 6-22, représentant les profils transverses de fluctuations de richesse et de vitesse autour du point d'allumage, nous pouvons voir que l'intensité des fluctuations  $U'$  et  $V'$  est comparable. Sur les Figure 6-21 et Figure 6-22 correspondant aux profils longitudinaux, une augmentation du niveau de fluctuations à 40 mm l'injection est mise en relief. En ce qui concerne les fluctuations de mélange, celles-ci semblent globalement uniforme au centre du jet sur le profil vertical et augmentent à l'extérieur du jet sur le profil longitudinal.

Il faut cependant noter que ces profils de légères oscillations sur les profils de fluctuations. Le nombre d'échantillons utilisés est sans doute trop faible pour avoir une convergence statistique suffisante. Ceci est lié au faible taux de répétition de notre dispositif expérimental instantionnaire qui empêche de collecter un nombre important de mesures. Par exemple, la collection de ces 60 échantillons a duré environ 7 heures.

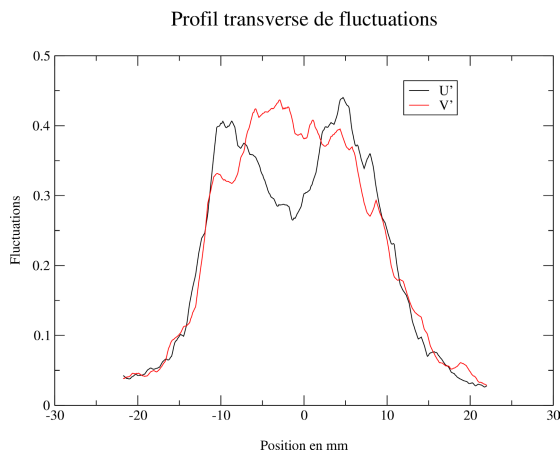


Figure 6-20 Profils transverses de fluctuations de vitesse.

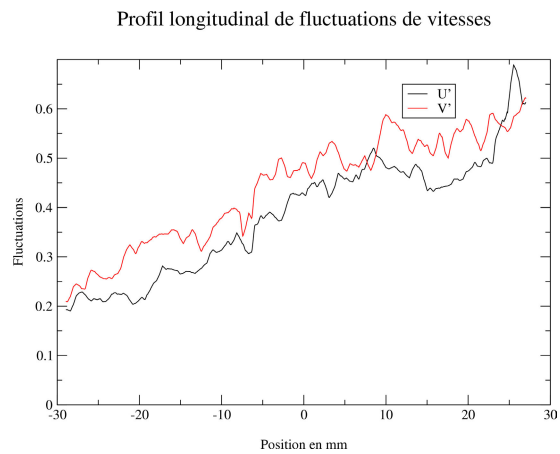


Figure 6-21 Profils longitudinaux de fluctuations de vitesse.

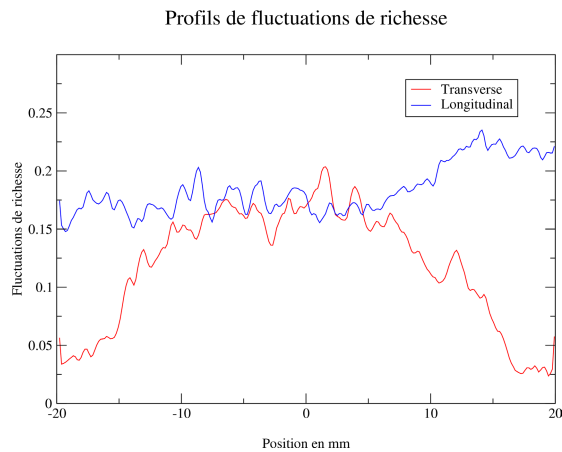


Figure 6-22 Profils de fluctuations de richesse.

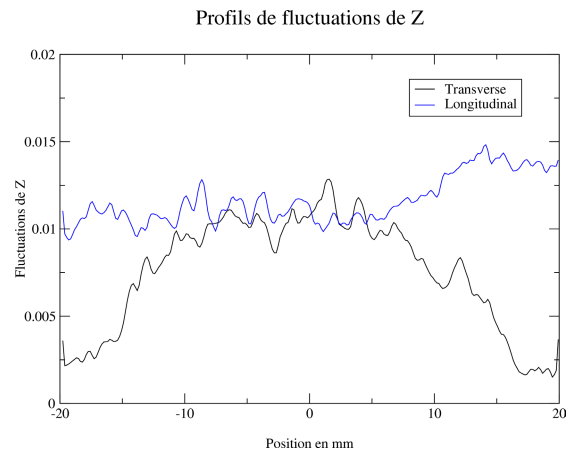


Figure 6-23 Profils de fluctuations de Z.

Par ailleurs, les résultats présentés ci-dessus concernant les fluctuations du mélange et de vitesse doivent être analysés avec précaution, car le jet est instationnaire et ces figures ne rendent pas nécessairement compte de la turbulence de chaque injection. En effet dans ces champs de fluctuations, les éventuels battements du jet sont pris en compte, pouvant augmenter artificiellement le niveau de fluctuations. Dans ce cas, cela ne correspondrait alors pas à une turbulence mais plutôt à des fluctuations de l'injection cycle-à-cycle. Nous évaluerons le niveau de ces fluctuations dans la suite.

Les premières descriptions globales de l'écoulement à froid à l'instant d'allumage sont maintenant réalisées. Une description qualitative de la flamme se développant dans cet écoulement va maintenant être réalisée, nous permettant ainsi de mettre en relief les premières caractéristiques de la flamme en propagation dans un champ de richesse variable. Par ailleurs, dès cette première analyse, nous pouvons voir l'intérêt de l'utilisation des mesures couplées à froid car nous avons pu mettre en évidence qualitativement des corrélations entre les champs de vitesse et de richesse.

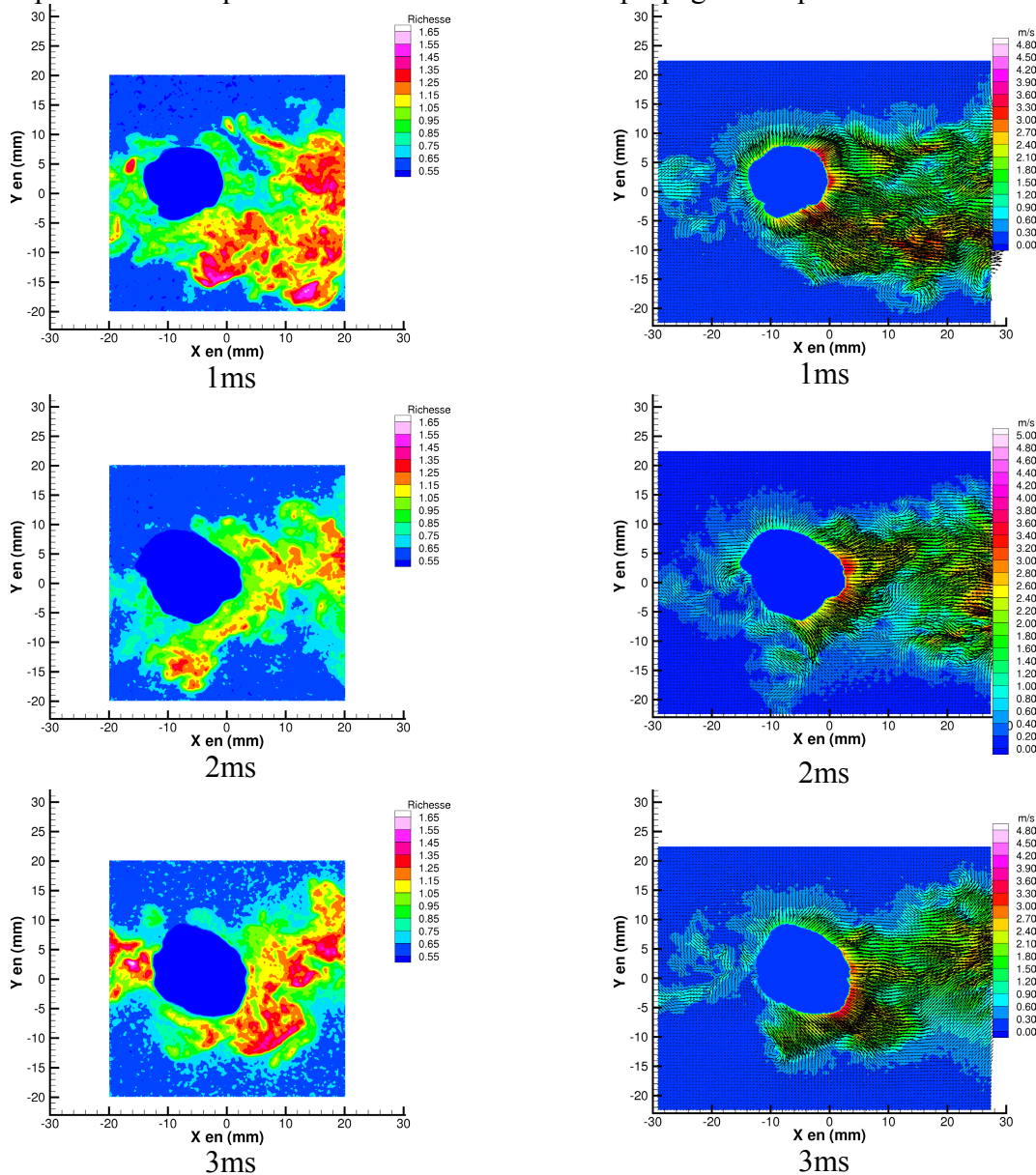
### 6.3 Analyse qualitative des fronts de flammes :

Avant d'effectuer une analyse quantitative, nous allons décrire les observations générales pouvant être réalisées sur les caractéristiques de la flamme stratifiée. Sur la Figure 6-24, nous pouvons voir un exemple d'images de flammes prises à différents instants. Les images à droite correspondent au champ de richesse et celles de gauche au champ de vitesse. Il faut bien noter que cette série d'images n'est pas une série temporelle et que chaque instant correspond à un allumage différent. Néanmoins, comme le montre l'image des zones réactives, les champs de richesse et de vitesses pour un instant fixé sont enregistrés simultanément.

Globalement quelque soit l'instant considéré, la flamme est peu plissée, les premiers plissements apparaissent nettement 4 ms après l'allumage. La forme reste globalement sphérique jusqu'à 4 ms et une légère ovalisation apparaît à partir de 5ms. La propagation de la flamme n'a pas été observée au delà de 6 ms car à partir de ce temps elle sort du champ de mesure. De plus, nous pouvons craindre une influence des parois sur sa propagation. Nous pouvons noter la présence de poches de richesses pauvres et riches dans l'écoulement autour de la flamme. La quantité de poches diminue au fur et à mesure du temps et à 6 ms elles semblent avoir pratiquement disparues. En effet, la flamme semble préférentiellement se

propager dans les zones favorables où les richesses sont proches de l'unité. Ceci peut être observé à 5 ms, où la forme de la flamme semble suivre la répartition de richesse et possède un lobe à droite vers les mélanges les plus riches le long de l'axe du jet. Ainsi, au bout de quelques millisecondes, toutes les zones de richesse favorable à la propagation de la flamme seront consommées et il subsistera autour de la flamme le mélange de la chambre à la richesse 0.6 (6ms). Cette analyse sera confirmée par l'étude de la répartition locale de mélange autour de la flamme au cours du temps (p198).

De plus, les vitesses autour du front de flamme sont beaucoup plus importantes à gauche qu'à droite de l'image. Deux raisons peuvent expliquer ceci. Tout d'abord, le jet se propage dans ce sens et de plus les richesses les plus fortes permettant une meilleure propagation. Par ailleurs la forme globale du jet est conservée au cours du temps. La flamme ne semble pas perturber son évolution. Là encore comme pour les images à froid, nous pouvons noter la corrélation entre les zones de vitesses les plus intenses correspondantes aux zones de mélanges les plus riches. De plus, les tourbillons présents en bordure de jet correspondent sur l'image de répartition de mélange à des zones de richesses plus faibles, mettant ainsi en relief le processus de mélange entre le jet et l'air environnant au repos. Ce fluide au repos ne semble affecté par la flamme que dans les derniers instants de propagation à partir de 5 ms.



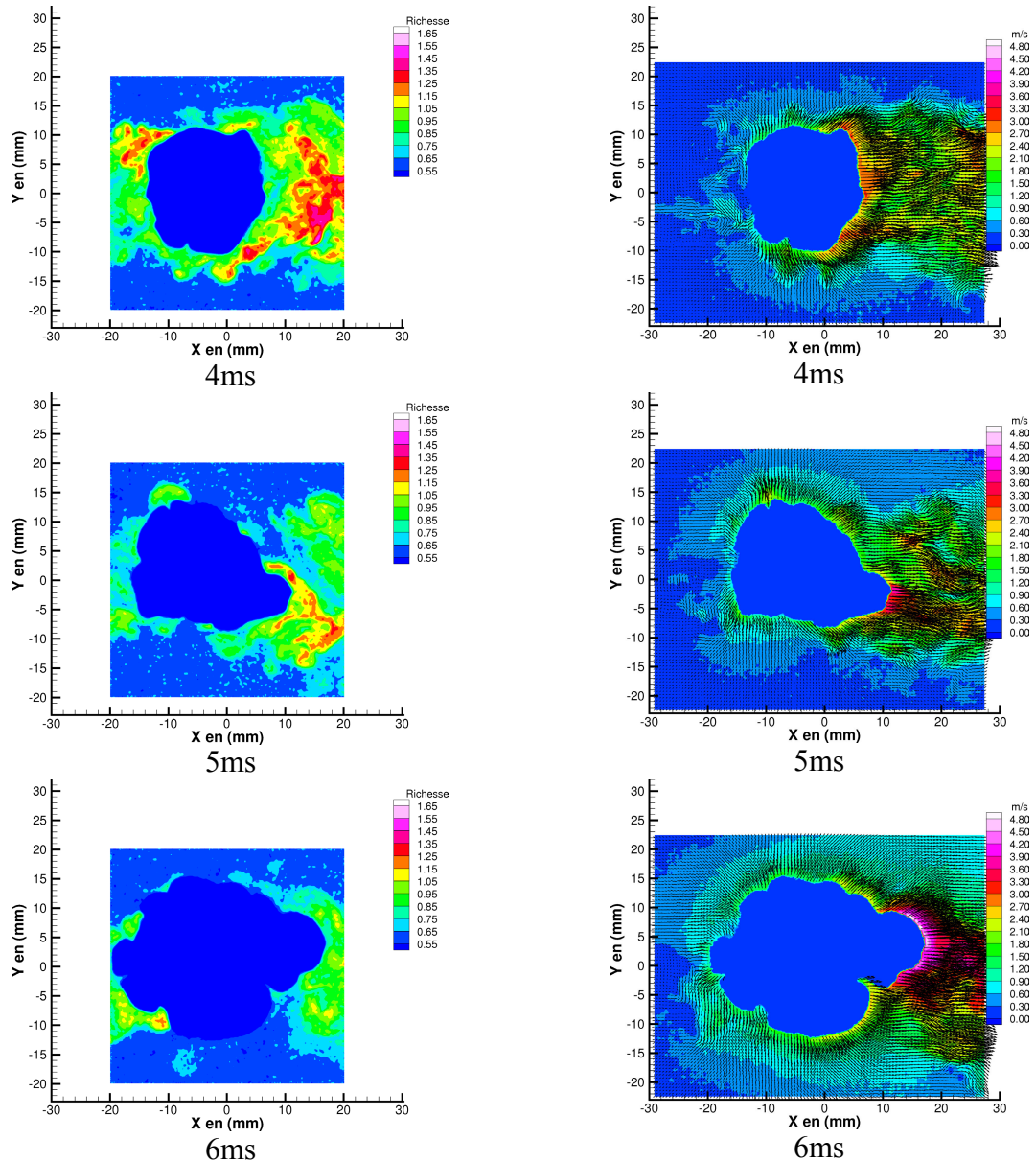


Figure 6-24 Evolution temporelle de la flamme dans le champ de richesse et de vitesse.

Cette première description est purement qualitative mais donne déjà des renseignements sur le comportement de la flamme dans la strate de mélange et sur l'évolution de la répartition de mélange sous l'effet de la flamme. Nous allons maintenant caractériser quantitativement les caractéristiques de cette flamme. Cette caractérisation passe par une comparaison entre la flamme stratifiée et une flamme homogène de richesse équivalente.

### 6.4 Flamme homogène équivalente :

Comme nous venons de le voir qualitativement, lors de sa propagation, la flamme va traverser la stratification de richesse. Pour la suite de l'étude, il est intéressant de pouvoir estimer la richesse moyenne du fluide consommé par la flamme aux différentes étapes de sa propagation. Pour un rayon moyen de flamme, nous nous proposons donc de calculer le volume de gaz frais consommé et ainsi la richesse équivalente. Pour cela, nous avons utilisé

une méthode de calcul tenant compte de l'expansion de la flamme. A l'issue de ce calcul, nous déterminerons les grandeurs statistiques caractéristiques de notre écoulement à foird en fonction du volume de gaz consommé : richesse, vitesses, fluctuations. Cette méthode va par exemple nous permettre de pouvoir déterminer la richesse équivalente permettant de comparer le comportement de la flamme stratifiée à une flamme homogène de même richesse, et cela aux différentes étapes de la combustion.

### 6.4.1 Détermination de la richesse équivalente :

Dans la plupart des études de flamme en expansion dans un milieu stratifié, le choix de la richesse équivalente s'effectue sur le champ total visualisé ou sur le niveau moyen dans la chambre de combustion sans tenir compte de la quantité de mélange effectivement consommée par la flamme à un instant donné [Zhou 1998]. Pour remédier à cela, nous avons décidé d'estimer la quantité de mélange consommée en utilisant l'équation de conservation de la masse entre les gaz frais consommés et les gaz brûlés produits.

L'équation de conservation de la masse entre les gaz frais et les gaz brûlés de la flamme en expansion s'écrit, pour un volume élémentaire de gaz frais ( $dx_u^3$ ) de richesse homogène :

$$\rho_u dx_u^3 = \rho_b dx_b^3$$

où l'indice u désigne les propriétés des gaz frais et l'indice b celles des gaz brûlés.

Dans notre expérience, la mesure par tomographie ne nous permet de réaliser qu'une coupe 2D dans le plan de symétrie, alors l'expansion des gaz du volume élémentaire  $dx_u^3$  se traduit par une expansion en surface telle que :

$$dx_b^2 = \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} \right)^{\frac{2}{3}} dx_u^2$$

En supposant que la richesse est homogène dans chaque pixel de l'image, nous pourrons donc pour une surface de gaz frais donnée estimer la surface de gaz brûlés correspondante en sommant la contribution élémentaire de chaque élément de surface. :

$$S_b = \sum \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} (\Phi_i) \right)^{\frac{2}{3}} S_u(i) \quad \text{eq 6-1}$$

- $S_u(i)$  : Surface élémentaire de gaz frais.
- $\Phi_i$  : richesse locale de la surface élémentaire de gaz frais.
- $S_b(\text{totale})$  : Surface totale de gaz brûlés.

Dans cette équation, la variable délicate à connaître est le rapport de la densité des gaz frais sur celle des gaz brûlés qui va varier localement selon la richesse rencontrée. A partir de données présentes dans la littérature, nous avons tracé la variation de ce rapport en fonction de la richesse pour une flamme laminaire et approximé cette variation par un polynôme de degré 6 (Figure 6-25).



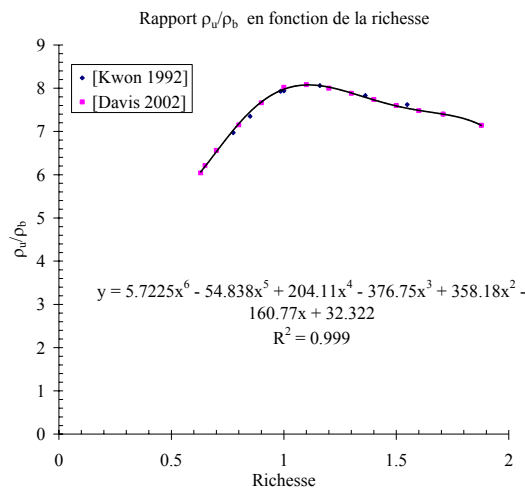


Figure 6-25 Variation de la densité de gaz frais sur la densité de gaz brûlés en fonction de la richesse

Grâce à l'équation 1 et à la variation du rapport des masses volumiques en fonction de la richesse (Figure 6-25), nous avons calculé à partir d'une série d'images instantanées prises à l'instant d'allumage, la surface de gaz brûlés générés en fonction de la surface de gaz frais consommés. Le résultat de ce calcul est présenté sur la Figure 6-26 en terme de rayon. Notons que pour ce calcul, nous avons opté pour l'utilisation des images instantanées plutôt que l'image moyenne car cela nous a semblé plus représentatif des conditions rencontrées instantanément par les flammes. Suite à cette correspondance du rayon des gaz frais par rapport au rayon des gaz brûlés, nous avons évalué la richesse moyenne réellement consommée en fonction de la surface de gaz frais pour 60 images instantanées autour de notre point d'allumage en calculant la richesse moyenne sur la surface de gaz frais considérée. Ces résultats sont reportés sur les Figure 6-27 et Figure 6-28 en terme de rayon de gaz brûlés et de gaz frais. La richesse moyenne consommée calculée à partir du modèle sur 60 images instantanées, ainsi que les écart-types autour de cette richesse moyenne sont représentés. Les écart-types rendent compte de la dispersion de richesse autour de la moyenne calculée pour les différentes images. Nous pouvons voir une diminution de la richesse moyenne lorsque les surfaces de gaz brûlés ou de gaz frais augmentent, donc une diminution de la richesse équivalente lorsque la flamme se propage dans le gradient de richesse. En effet, la flamme se trouve initialement dans un mélange riche et se propage transversalement vers le mélange pauvre à la richesse de 0.6. Nous pouvons noter la grande dispersion de mélange pour les premiers rayons de gaz brûlés correspondant aux instants initiaux de propagation de la flamme. Ceci indique une large fluctuation à petite échelle de la richesse initiale autour du point d'allumage.

Ces différentes courbes vont nous permettre de déterminer la richesse équivalente consommée en fonction du temps de propagation de la flamme. Afin de réaliser ceci, nous avons reporté sur les courbes précédentes, les rayons moyens de gaz brûlés calculés sur la surface des gaz brûlés mesurés expérimentalement à partir des images tomographiques (Figure 6-24). Le processus précis de détermination de ce rayon est décrit p 191. La connaissance du rayon de gaz frais équivalent est réalisée à l'aide de la Figure 6-28. Pour chaque instant de propagation considérée, nous obtenons donc une richesse moyenne consommée. Les résultats obtenus sont reportés dans le Tableau 10, les richesses sont mesurées à (+/-) 0.02 près et les rayons à (+/-) 0.04 mm.

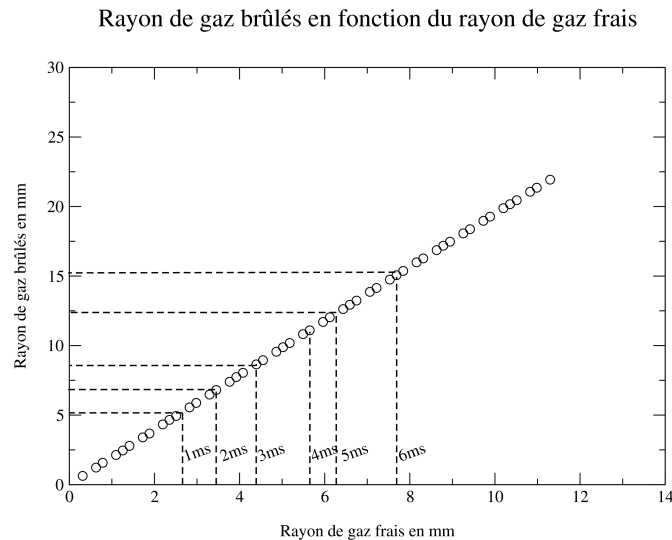


Figure 6-26 Rayon de gaz brûlés en fonction du rayon des gaz frais.

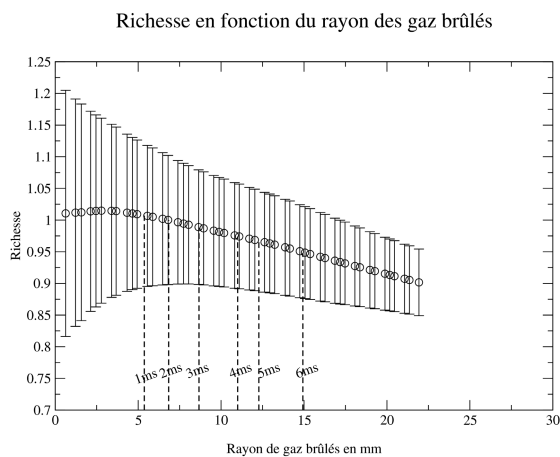


Figure 6-27 Richesse consommée en fonction du rayon de gaz brûlés

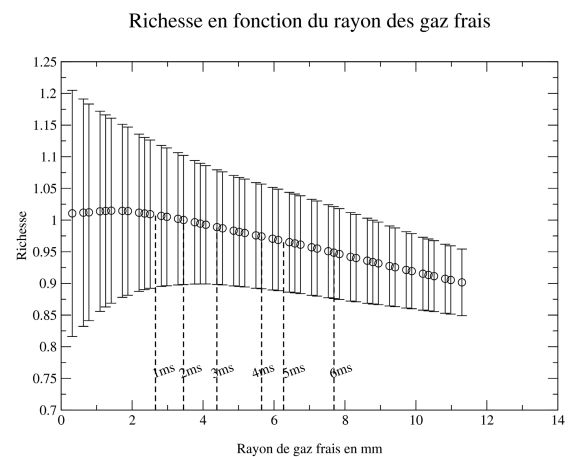
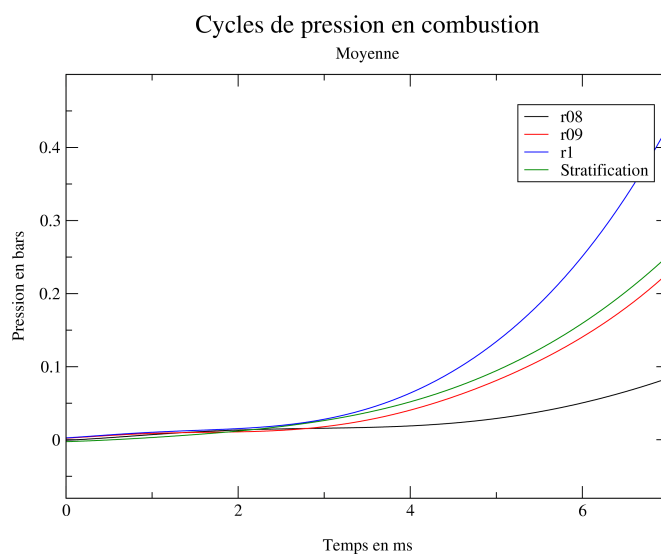


Figure 6-28 Richesse consommée en fonction du rayon de gaz frais.

D'après ce tableau, nous pouvons voir que la richesse moyenne équivalente consommée, mesurée sur l'image moyenne, décroît au cours du temps de propagation de la flamme mais reste globalement élevée autour de 1. Sur la Figure 6-29, les cycles de pression lors de la propagation de la flamme dans le mélange stratifié et des mélanges à richesse homogène sont représentés. La courbe correspondant à la richesse stratifiée reste proche de la courbe à richesse 1 dans les premiers temps de propagation puis se rapproche de la courbe correspondant à la richesse 0.9. Ces observations sont cohérentes avec les valeurs trouvées grâce au modèle. La validité de ce modèle très simple est donc confirmée par l'allure des courbes de pression. Par ailleurs si nous avons utilisé l'image entière pour déterminer la richesse équivalente, une valeur de 0.78 aurait été trouvée. Cette valeur est très inférieure à celle calculée. Cette sous-estimation de la richesse équivalente pourrait fausser la suite de notre analyse.

	Rayon de gaz frais en mm (modèle)	Rayon de gaz brûlés en mm (mesuré)	Φéquivalent	Zéquivalent	Φéquivalent sur 1 image instantanée	Zéquivalent sur 1 image instantanée
1 ms	2.66	5.37	1.00	0.060	0.89	0.053
2 ms	3.45	6.84	1.00	0.060	0.88	0.053
3 ms	4.39	8.67	0.99	0.059	0.86	0.052
4 ms	5.65	11.00	0.97	0.059	0.85	0.052
5 ms	6.27	12.28	0.97	0.059	0.85	0.051
6 ms	7.69	14.93	0.95	0.057	0.84	0.051

**Tableau 10 Richesse moyenne consommée.**

**Figure 6-29 Cycles de pression pour différentes richesses.**

Néanmoins, les valeurs de ce tableau ont été calculées à partir de la moyenne de 60 images instantanées de répartition de mélange. Des différences notables peuvent être observées sur les images instantanées prises individuellement. Ceci est illustré sur les Figure 6-30 et Figure 6-31 où sont représentées un champ moyen et instantané de répartition de richesse. Les cercles présents sur ces figures représentent les rayons de gaz frais consommés par la flamme de 1 à 6 ms calculés grâce au modèle. Ainsi, alors que sur l'image moyenne (Figure 6-30), les cercles restent globalement dans un mélange riche autour de 1, il n'en est pas de même pour un cas particulier d'image instantanée (Figure 6-31) où nous pouvons nettement voir que des poches de faibles richesses apparaissent dans les cercles de consommation des gaz frais. Ceci est confirmé par le calcul de la richesse moyenne sur l'image instantanée qui reste aux alentours de 0.8 contrairement à l'image moyenne où elle vaut environ 1 (Tableau 10). Ainsi, il semble donc qu'en plus de la stratification à grande échelle observée sur l'image moyenne, une stratification à petite échelle joue une forte influence grâce à la présence dans le gradient global de richesse de poches riches ou pauvres de petites dimensions. Ceci peut expliquer les forts écart-types observés autour des valeurs moyennes sur les Figure 6-27 et Figure 6-28.

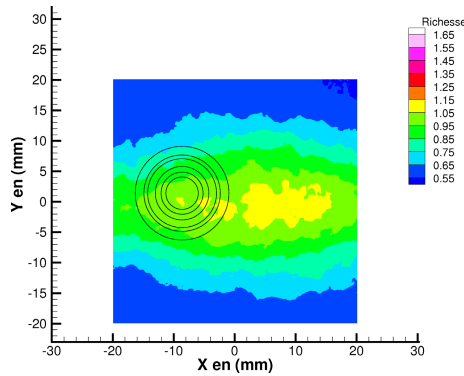


Figure 6-30 Champ moyen de richesse.

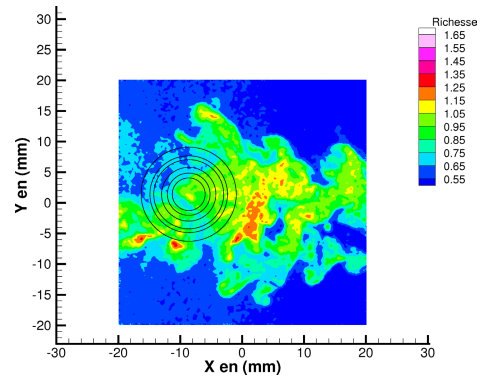


Figure 6-31 Champ instantané de richesse.

Ces observations sont confirmées par les allures des PDF de répartition de mélange consommé en fonction du temps de propagation de la flamme. La largeur des classes de la PDF a été choisie en tenant compte de l'incertitude de mesure sur les richesses, soit des classes de largeur 0.02. Sur les Figure 6-32, Figure 6-33, et Figure 6-34 sont représentées les PDF de répartition de mélange calculées à partir de l'image moyenne (Figure 6-32), d'une image instantanée (Figure 6-33) et d'une série d'images instantanées (60 images de jet, Figure 6-34). Des comportements différents peuvent être observés. Alors que dans les premiers instants, (1ms, 2ms), la PDF calculée sur l'image moyenne est centrée autour de 1 avec une faible largeur, celle correspondant à une image instantanée apparaît bimodale avec un pic centré autour 0.9 et un deuxième pic de plus faible intensité centré autour de 0.7. En ce qui concerne la PDF calculée sur l'ensemble des images, dès les premiers instants, l'ensemble des richesses est représenté confirmant ainsi la dispersion des richesses présentes d'une injection à l'autre, mise en relief sur la Figure 6-28 et résultant de l'instationnarité du jet. Ensuite, au cours de la propagation, la PDF de l'image moyenne s'élargit et devient elle aussi bimodale à partir de 4 ms avec un pic prononcé autour de 1 et l'un plus faible autour de 0.7. La bimodalité subsiste ensuite mais avec une diminution du pic autour de 1 et un élargissement de la distribution vers les richesses faibles indiquant que la flamme commence à atteindre le côté pauvre de la répartition de mélange. Cette bimodalité provient de la propagation de la flamme à travers les gradients de richesse transverses et longitudinaux. Sur la Figure 6-30, au fur et à mesure de l'élargissement des cercles, la richesse augmente dans le sens longitudinal vers des valeurs de richesse supérieure ou égale à 1 et diminue dans le sens transverse vers des richesses de 0.7. Pour l'image instantanée, la bimodalité présente dès les premiers instants subsiste mais avec un équilibrage des deux pics présents dans la partie riche et pauvre de la répartition de mélange. La PDF calculée sur l'ensemble des images ne fait pas apparaître de bimodalité du fait d'un étalement de la pdf dû aux fluctuations cycle à cycle, une légère bosse apparaît vers le côté pauvre au cours de la propagation mais l'enveloppe globale conserve la même forme.

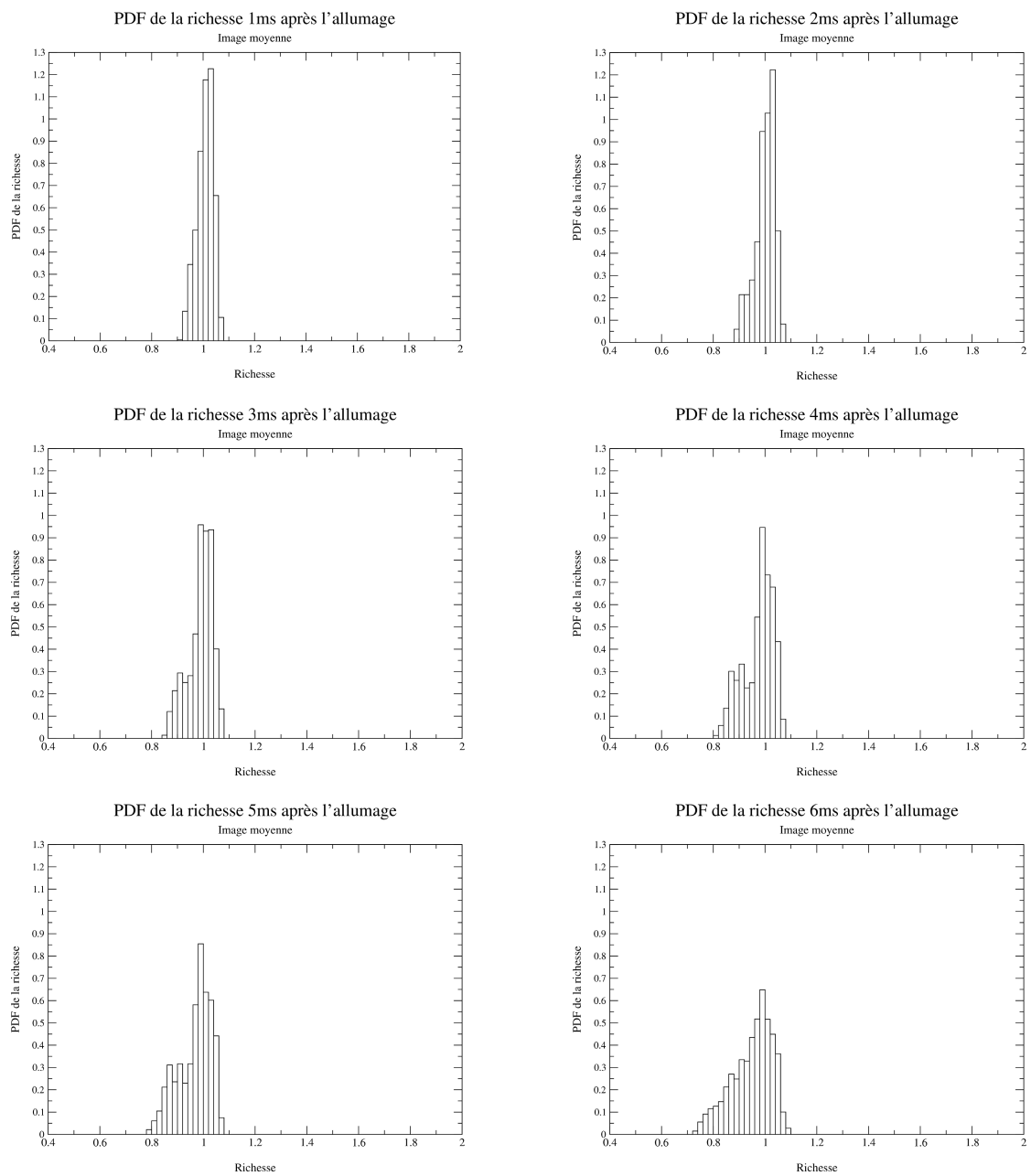


Figure 6-32 PDF de  $\Phi$  sur l'image moyenne pour les 6 rayons équivalents de gaz frais consommés.

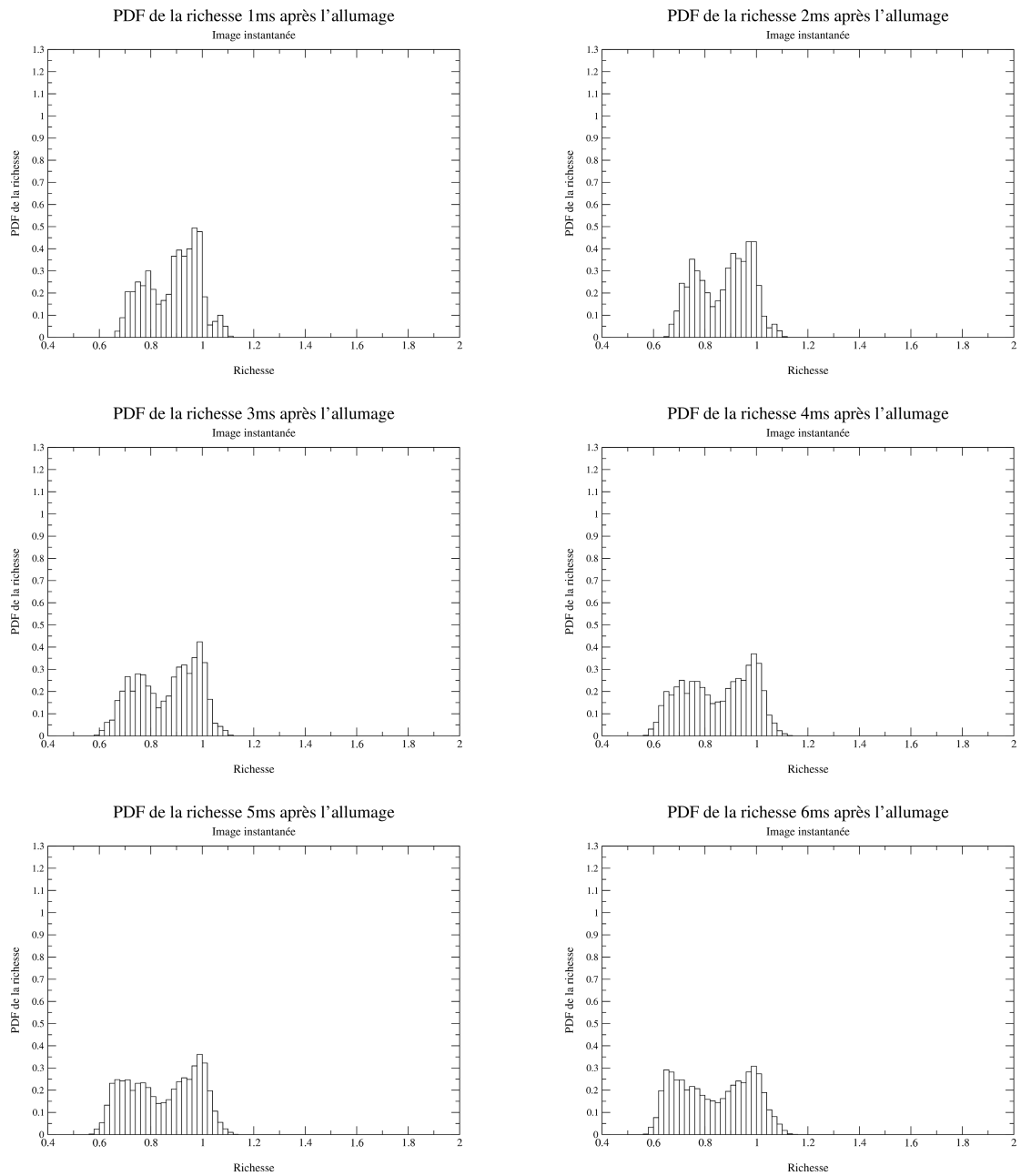


Figure 6-33 PDF de  $\Phi$  sur une image instantanée pour les 6 rayons équivalents de gaz frais consommés.

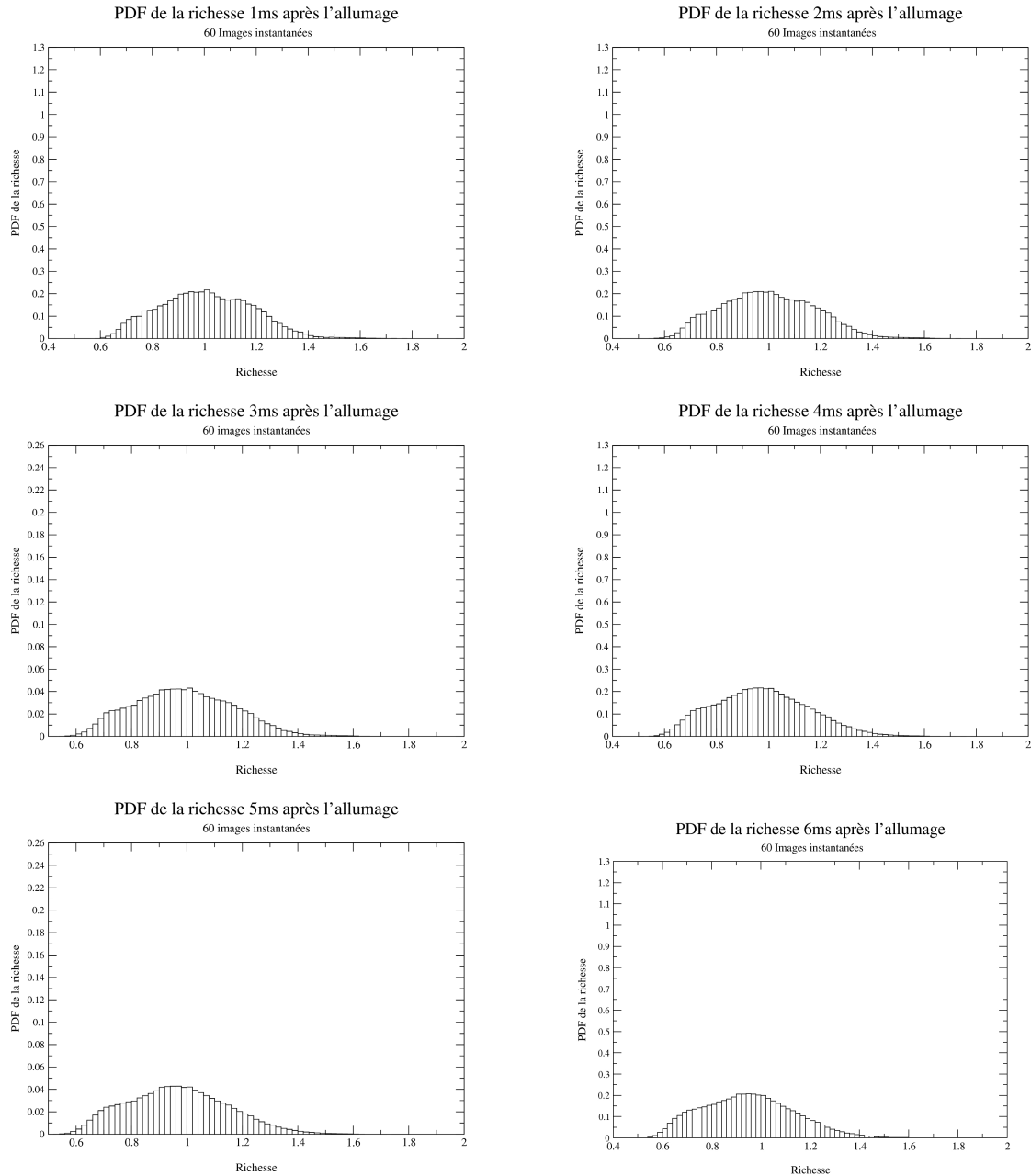


Figure 6-34 PDF de  $\Phi$  de 60 images instantanées pour les 6 rayons équivalents de gaz frais consommés.

Ces observations nous permettent de conclure que l'utilisation seule de l'image moyenne n'est pas suffisante, l'utilisation des images instantanées pour notre analyse de comportement de la flamme stratifiée est nécessaire. Par ailleurs, notre écoulement possède une stratification à grande échelle mise en relief par l'image moyenne mais aussi des fluctuations à petites échelles visualisées sur des images instantanées et sur la PDF d'images instantanées par la présence de poches riches ou pauvres. Par ailleurs, grâce à un modèle très simple d'expansion de flamme nous avons calculé à partir de nos images de flamme une richesse équivalente pour chaque instant de propagation. Ces richesses se situent aux alentours de 1 ce qui est largement supérieur à la richesse moyenne de 0.78 calculée sur l'intégralité de l'image moyenne, méthode souvent utilisée dans la détermination de la richesse équivalente.

En prenant en considération les conclusions de cette première analyse, nous allons maintenant définir quelques grandeurs caractéristiques globales de notre écoulement et en particulier les niveaux de fluctuations.

#### **6.4.2 Taille caractéristique et grandeurs :**

Le jet étudié est un jet rond axisymétrique et instationnaire. Dans cette partie, nous souhaitons pouvoir déterminer les fluctuations caractéristiques de l'écoulement autour du point d'allumage afin d'obtenir des informations sur les fluctuations auxquelles la flamme sera soumise durant sa propagation. Pour déterminer ces niveaux de fluctuations en terme de vitesse et de richesse, nous avons décidé d'utiliser une zone spatiale caractéristique des fluctuations autour du point d'allumage. Le choix de la taille de cette zone est un élément important. En effet, la taille de la zone choisie doit être assez grande pour contenir suffisamment d'éléments représentatifs des caractéristiques du mélange, mais pas trop étendue pour ne pas prendre en compte des fluctuations non représentatives qui n'interviendront pas dans notre étude de combustion limitée aux premières millisecondes de propagation. A partir des profils verticaux de  $U$  et  $\Phi$  moyen (Figure 6-6, Figure 6-8), nous avons choisi une taille correspondante à la zone de gaz frais consommés 2 ms après l'allumage permettant ainsi d'obtenir 1517 éléments pour notre statistique des fluctuations de richesse et 1314 éléments pour la statistique de fluctuations de vitesse. Cette zone correspond à un cercle de 3.45 mm de rayon centré autour du point d'allumage. Dans cette zone,  $U$  et  $\Phi$  sont globalement constants,  $U$  en moyenne varie de 0.33 m/s et  $\Phi$  de 0.1. Le niveau de fluctuations calculé dans cette zone à partir du champ de fluctuations spatiales calculé à l'aide des 60 images est de 0.34m/s pour  $U'$ , 0.39m/s pour  $V'$  et de 0.17 pour  $\Phi'$ .

Cette première estimation des fluctuations est basée sur l'hypothèse d'un jet stable et reproductible d'une injection à l'autre. Or comme nous l'avons souligné précédemment, un battement de ce jet peut apparaître avec comme conséquence, une surestimation de ce niveau de fluctuations. Les niveaux de fluctuations calculés ci-dessus ne sont donc pas seulement issus des caractéristiques instantanées du jet mais incluent également des variations tir-à-tir. Pour estimer l'importance de la contribution du battement du jet aux fluctuations, pour chaque image instantanée de jet, les fluctuations locales ont été calculées dans la zone sélectionnée. Les fluctuations obtenues pour chaque image sont ensuite moyennées. Ces calculs ont été effectués pour différents temps et sont reportés sur la Figure 6-35 et Figure 6-36. Sur la Figure 6-35, les évolutions temporelles des valeurs moyennes sont reportées. Globalement les valeurs semblent stables même si l'on peut observer une très légère décroissance. Sur la Figure 6-36, les niveaux de fluctuations trouvés entre le calcul réalisé à partir de l'image d'écart-type et les images instantanées sont reportés sur la même courbe. Globalement une décroissance des niveaux de fluctuations est observée montrant une faible décroissance de la turbulence par rapport aux temps caractéristiques de propagation de flamme. Le point important à souligner est la faible différence de niveau entre les niveaux fluctuations calculés à partir de l'image globale d'écart-type et les images instantanées. Nous pouvons donc conclure que la contribution du battement aux fluctuations totales dans la zone sélectionnée est faible et que la dimension de la zone choisie est apte à représenter les caractéristiques de notre mélange.



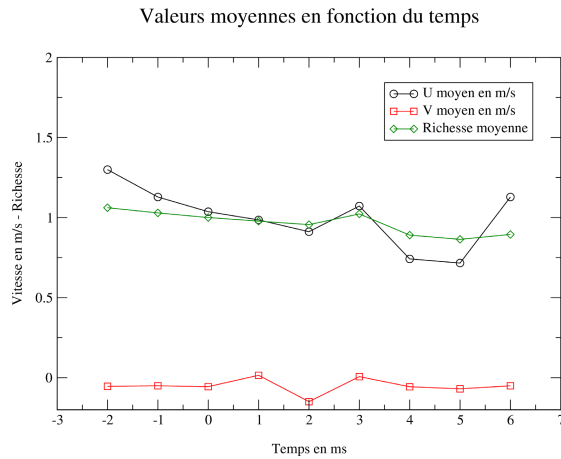


Figure 6-35 Evolution temporelle des valeurs moyennes

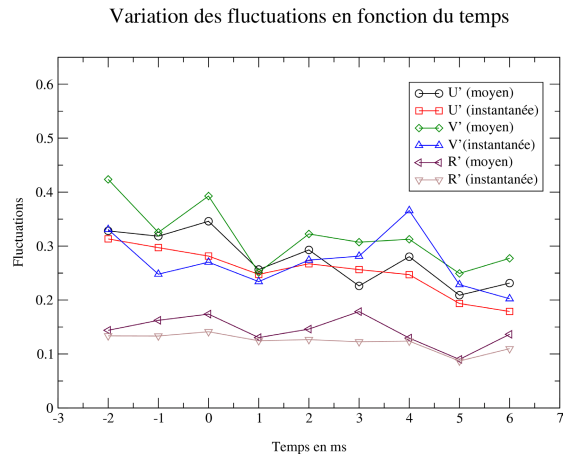


Figure 6-36 Evolution temporelle des fluctuations.

En conclusion, au point d'allumage, le niveau de fluctuation de mélange est de 0.17, le niveau de fluctuations de U de 0.34m/s et celui de V de 0.39 m/s. Ces valeurs sont dans les gammes de précision des mesures de richesse et de vitesse qui sont respectivement de 0.02 et 0.04m/s. Nous avons vu que la contribution du battement du jet sur les niveaux de fluctuation est relativement faible dans notre chambre pour des vitesses moyennes quasiment constante durant le temps d'observation de 6ms.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons maintenant étudier la manière dont la flamme se propage dans ce gradient de richesse. Une première description qualitative va être effectuée.

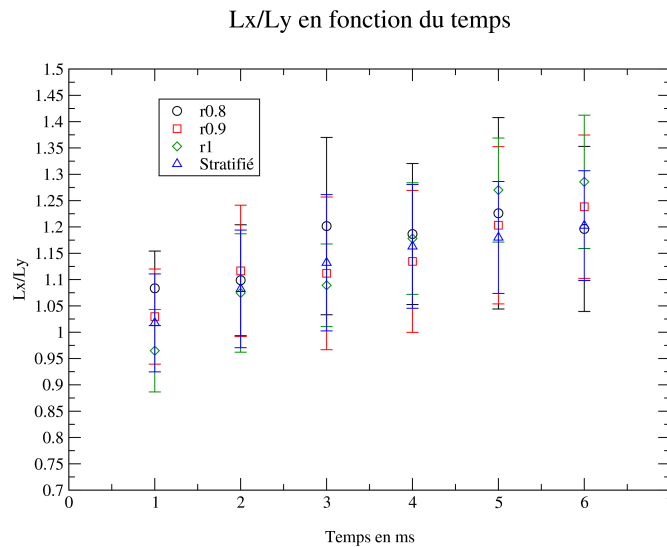
## 6.5 Analyse des grandeurs globales :

L'utilisation de la tomographie va nous permettre d'accéder à différentes grandeurs globales comme la surface, le périmètre ou encore la largeur et la longueur de la flamme. Grâce à ces variables, nous allons pouvoir effectuer une première analyse du comportement global de la flamme stratifiée et la comparer au cas homogène. Ainsi, les valeurs mesurées au cours de la propagation de la flamme seront comparées à chaque instant à celles de la flamme de richesse équivalente déterminée grâce au modèle décrit ci-dessus. Trois éléments vont être discutés, l'effet de la stratification sur la symétrie de la flamme, l'évolution temporelle des rayons et du taux de plissement.

### 6.5.1 Dissymétrie :

Pour observer l'influence de la stratification sur la forme globale de la flamme, nous avons mesuré les longueurs  $L_x$  et  $L_y$  de la surface des gaz brûlés dans les directions longitudinale et transversale du jet pour les flamme se propageant dans le mélange stratifié et dans des mélanges homogènes de différentes richesses. Sur la Figure 6-37, nous avons représenté l'évolution temporelle du rapport  $L_x/L_y$  pour l'ensemble des mélanges étudiés à partir de séries de 50 images. Le rapport  $L_x/L_y$  moyen ainsi que l'écart-type autour de la moyenne sont représentés. Pour toutes les courbes, le rapport  $L_x/L_y$  est toujours supérieur à 1 excepté pour la richesse 0.8 à 1ms. Ceci indique que la flamme est allongée suivant l'axe de symétrie du jet. Deux effets peuvent expliquer ceci. Tout d'abord, les fluctuations de vitesse s'étalent plus longitudinalement que transversalement ce qui a comme conséquence une ovalisation de la

flamme. Cet effet peut être induit aussi bien dans le cas stratifié que dans le cas homogène. Le deuxième effet quant à lui ne peut intervenir que sur la flamme stratifiée. La richesse au centre du jet dans la strate de mélange est supérieure à celle des bords de la chambre imposant une direction de propagation de flamme privilégiée (Figure 6-4). Or les rapports  $L_x/L_y$  de la flamme stratifiée et ceux des flammes se propageant dans un mélange à richesse constante sont peu différents. La participation de cette différence de richesse à l'allongement de la flamme stratifiée semble donc négligeable. Néanmoins cette seule courbe ne permet pas de dire si la stratification a eu une réelle influence sur la dissymétrie de la flamme car aucun comportement global n'apparaît. Nous avons donc représenté  $L_y$  en fonction de  $L_x$  pour toutes les images de flammes (Figure 6-38) pour différentes richesses aux différents temps d'acquisition.



**Figure 6-37** Coefficient de dissymétrie en fonction du temps.

Ainsi, sur la Figure 6-38,  $L_y$  est représenté en fonction  $L_x$  pour toutes les images de flammes pour les 4 mélanges étudiés. Sur chacune de ces courbes, nous avons également tracé (trait pointillé) l'évolution de  $L_y$  par rapport à  $L_x$  pour une flamme parfaitement sphérique. Les équations d'approximation des nuages de points sont sensiblement identiques aussi pour les flammes homogène que pour la flamme se propageant dans le gradient de richesse. De plus les écarts observés entre ces courbes d'interpolation et la droite correspondante à une flamme parfaitement sphérique sont identiques. Ainsi, quelque soit le mélange étudié, les variations de  $L_y$  en fonction de  $L_x$  sont sensiblement identiques. La stratification ne semble donc pas avoir d'influence sur la dissymétrie de la flamme comme nous l'avons déjà noté précédemment, la forme de la stratification imposerait en théorie une propagation plus rapide dans le sens longitudinal que transverse. Cette analyse confirme celle faites précédemment, à savoir que la contribution du gradient de richesse à l'ovalisation de la flamme est négligeable comparée aux effets de turbulence du jet. Par ailleurs nous pouvons noter que l'influence des parois ne participe pas à cette ovalisation. En effet nous avons pris soin d'enregistrer la flamme dans un intervalle de temps où elle est située suffisamment loin de celles-ci.

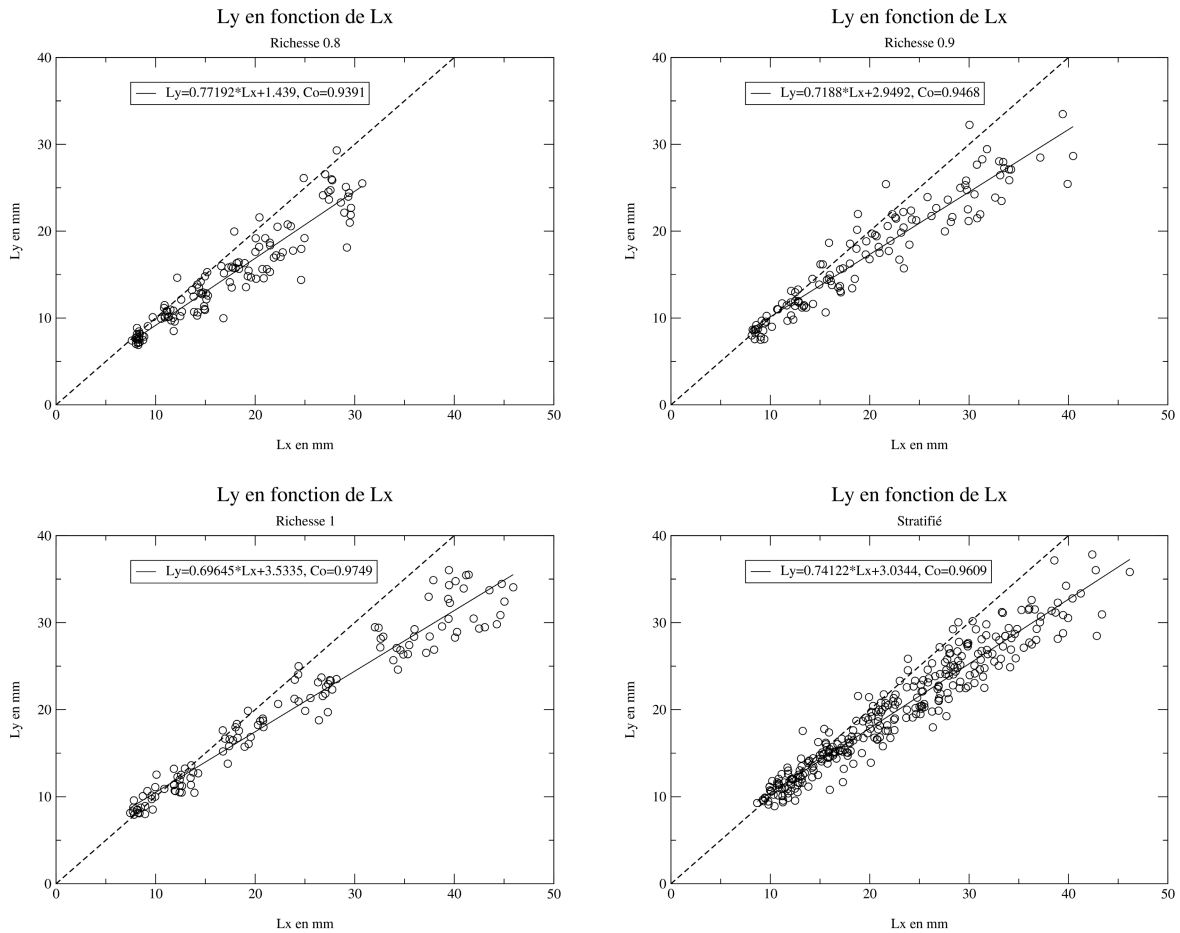


Figure 6-38 Ly en fonction de Lx pour différentes richesses.

Dans un premier temps la stratification de mélange ne semble donc pas influencer la forme globale de la flamme. Nous allons maintenant nous intéresser à deux autres variables, les rayons moyens et le taux de plissement.

### 6.5.2 Rayons moyens :

A partir des contours de flamme, deux types de rayons peuvent être calculés. \$R\_S\$ et \$R\_I\$, les rayons moyens de la flamme basés respectivement sur la surface et sur le périmètre de la flamme.

La valeur du rayon \$R\_S\$ est directement liée à la fraction massique de gaz. Ce rayon estime le volume des gaz brûlés comme étant la sphère de rayon \$R\_S\$.

$$R_S = \sqrt{\frac{S_{Gaz-Brûlés}}{\pi}}$$

Le rayon \$R\_I\$, quant à lui, renseigne directement sur le plissement de la flamme. Avec la longueur \$L\$ du contour, la surface du front de flamme est estimée comme étant la surface d'une sphère de rayon :

$$R_I = \frac{L}{2\pi}$$

Sur les Figure 6-39 et Figure 6-40, nous avons reporté les évolutions temporelles de  $R_s$  et  $R_l$  pour la flamme se propageant dans le milieu stratifié et dans différents milieux homogènes tout en conservant un même niveau de turbulence. Les rayons sont des rayons moyens calculés sur 50 images de flamme pour chaque instant et nous avons reporté les écart-types autour de cette moyenne. Afin de déterminer l'influence de la stratification sur la combustion. Les valeurs des différents rayons correspondants aux richesses équivalentes ont été reportées sur nos courbes grâce à une interpolation entre les valeurs des rayons à richesse homogène pour un temps donné. Cette interpolation nous permet de pouvoir directement comparer les valeurs de rayons de la flamme se propageant dans le mélange stratifié à celui du cas de richesse équivalente en milieu homogène.

Sur la Figure 6-39, nous pouvons voir que dans les premiers instants, la flamme stratifiée brûle mieux que celles se propageant dans le mélange homogène à richesse équivalente. A 4ms, les deux rayons sont confondus puis au-delà de 4ms, le rayon  $R_s$  de la flamme stratifiée se situe en dessous de celui de la richesse équivalente indiquant ainsi une combustion de moins en moins rapide. Nous pouvons à ce stade faire les hypothèses suivantes. Dans les premiers instants, la flamme est surtout soumise aux petites échelles de fluctuations de mélange et ne subit pas encore pleinement l'influence de la stratification globale. L'influence de la stratification globale apparaît pour des temps plus importants. Les petites échelles vont donc permettre dans un premier temps une accélération de la flamme comparée au cas homogène équivalent. Il semble que les poches de richesse présentes dès les premiers instants fournissent à la flamme suffisamment de radicaux ou de  $H_2$  moléculaire pour qu'elle puisse se propager dans des poches plus pauvres, ceci constitue l'effet mémoire expliqué dans le chapitre 2 [Ra 1999] [Pires da Cruz 2000]. Ces poches de petites dimensions sont visibles sur les profils instantanés de richesse longitudinal et transversal autour du point d'allumage (Figure 6-8). 1 ms après l'allumage, la flamme possède un rayon de gaz frais consommé de 2.7 mm, d'après le profil transverse, il apparaît que même à cette taille elle a déjà consommé des poches riches et pauvres. Elle va ainsi pouvoir successivement traverser des zones riches puis pauvres pour ensuite à des temps de propagation plus importants arriver dans les zones de faibles richesses où le nombre de poches riches a diminué. Ainsi, à partir de 4ms le rayon de gaz frais consommé est de 5.6 mm, ce qui sur le profil de richesse transverse correspond à une zone de plus faible richesse aux alentours de 0.6 avec peu de poches riches. Une fois arrivée dans cette zone, dès 4ms sur la Figure 6-39, la flamme soumise localement à des richesses plus faibles va donc ralentir. Cet effet résulte de la courbe en cloche de la variation de la vitesse de flamme en fonction de la richesse. Sa surface de flamme va donc diminuer comparée au cas homogène équivalent. Les mesures locales de richesse autour du front de flamme nous permettront de valider ou d'infirmer cette hypothèse. Nous reviendrons sur ce point p 198.

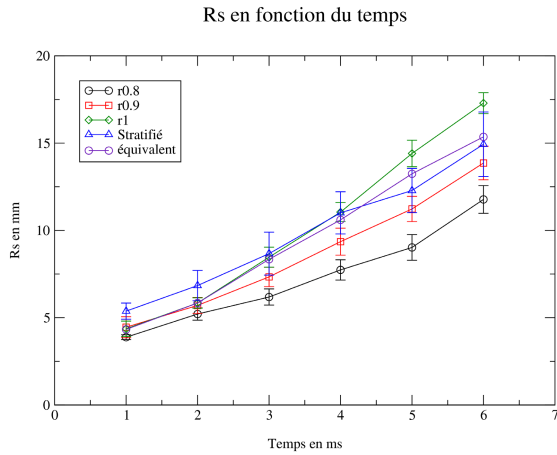


Figure 6-39 Evolution temporelle de Rs.

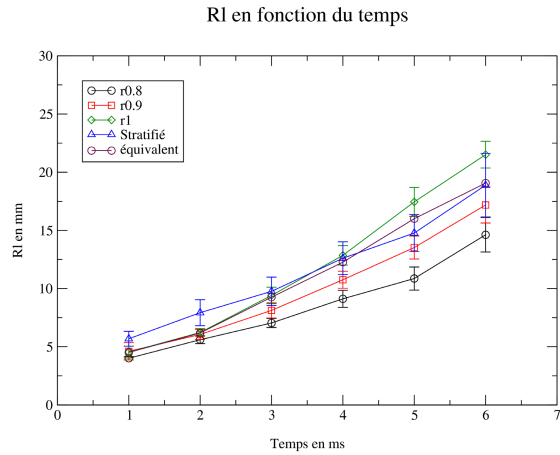


Figure 6-40 Evolution temporelle de RI.

Par ailleurs, nous avons reporté sur la Figure 6-41, l'évolution temporelle de  $\frac{dRs}{dt}$ , rendant compte de la variation de la vitesse de flamme au cours du temps, calculé à partir des courbes d'interpolation de la Figure 6-39. Grâce à cette variable une indication sur la consommation instantanée va être fournie contrairement à la variable Rs donne plutôt une information sur la quantité de mélange totale consommée jusqu'à l'instant de la mesure.

Les valeurs indiquées en rouge et noir correspondent respectivement à la richesse équivalente calculée à partir du modèle et la richesse moyenne mesurée autour de la flamme, nous reviendrons sur ce point p 198. Cette vitesse augmente pour tous les mélanges étudiés d'une manière semblable, les droites sont parallèles entre elles, excepté pour la flamme stratifiée. La flamme stratifiée possède dans les premiers instants une vitesse proche de celle de la flamme à richesse 1, à environ 4ms sa vitesse rejoint la vitesse de la flamme à richesse 0.9 et en fin de propagation, sa vitesse est proche de celle à richesse 0.8. Les mesures locales de richesse autour de la flamme vont nous permettre de pouvoir interpréter cette courbe.

En ce qui concerne la variation de RI en fonction du temps, Figure 6-40, des observations similaires à celles concernant l'évolution de Rs peuvent être faites. Dans les premiers instants de propagation, ce rayon est plus important pour la flamme stratifiée que pour la flamme homogène à richesse équivalente, puis ensuite une similarité entre les rayons peut être observée. Néanmoins ce paramètre RI ne présente que peu d'intérêt en soi et afin de savoir si la flamme se plisse sous l'influence de la stratification, le rapport RI/Rs est beaucoup plus approprié. Nous allons maintenant discuter de l'évolution de ce rapport.

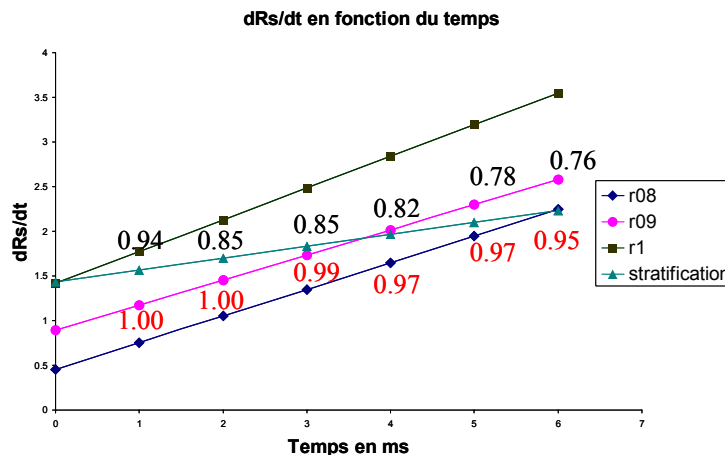


Figure 6-41 Evolution temporelle de dRs/dt pour différents mélanges.

### 6.5.3 Taux de plissement :

Le rapport  $R_l/R_s$  caractérise le degré de plissement du front de flamme. Ce rapport est égal à 1 pour une flamme laminaire, lorsque les zones de réactions se plissent, il devient supérieur à 1 et est d'autant plus grand que la surface de flamme sera plissée.

Sur la Figure 6-42, l'évolution du degré de plissement en fonction du temps est reporté pour les différents cas étudiés. A partir d'une série d'images de flamme, 50 à chaque instant, nous avons calculé ce rapport puis moyenné les résultats obtenus et calculé l'écart-type correspondant. Sur la Figure 6-42, la moyenne au cours du temps et l'écart-type associé sont reportés. Globalement, quel que soit l'instant considéré, les flammes homogènes et stratifiées sont plissées avec un taux de plissement compris entre 1.025 et 1.25. Ce taux de plissement croît au cours du temps, les valeurs de plissement les plus fortes étant observées à 6ms. Néanmoins, nous pouvons noter l'apparition de points pour la flamme stratifiée qui sont très en dehors du comportement moyen (2 ms par exemple. Il est donc difficile à partir de cette courbe de conclure sur l'influence de la stratification sur le plissement de la flamme.

La présence de cas exotiques apparaît très clairement sur la Figure 6-44 en richesse stratifiée. Sur cette figure, nous avons reporté  $R_l$  en fonction de  $R_s$  pour toutes les flammes et pour différentes richesses. Dans le cas stratifié, de nombreux points sont situés en dehors du comportement moyen de la flamme. Ces points correspondent à des cas où le rayon  $R_l$  est beaucoup plus important que le rayon  $R_s$ . Ceci peut être observé sur la Figure 6-43 où nous avons reporté l'image tomographique de fluorescence de l'un de ces cas. En comparant la forme de cette flamme à celle présentée sur la Figure 6-24 à 2ms même si elles semblent avoir une surface équivalente, celle de la Figure 6-43 est beaucoup plus plissée. Par ailleurs, l'apparition de ce phénomène est beaucoup plus important dans le cas stratifié que dans les cas de combustion à richesse homogène (Figure 6-44). Il semble donc exister une plus grande dispersion cyclique dans le cas des flammes stratifiées ceci a pu aussi être observé par [Cho 1993]. Cette grande dispersion cyclique est confirmée par l'analyse des courbes de pression. Sur les Figure 6-45 et Figure 6-46, nous avons reporté pour 50 allumages les courbes de pression correspondantes à un allumage dans un mélange homogène à richesse unitaire et dans le mélange stratifié. L'allumage est effectuée à 2ms sur ces deux courbes et les pics parasites observés proviennent d'un bruit au moment de l'enregistrement des images. Nous pouvons noter que les dispersions cycliques sont beaucoup plus importantes dans le cas stratifié que dans le cas homogène.

Les propriétés du mélange au point d'allumage semblent donc jouer un rôle important dans le cas stratifié. En effet comme nous l'avons vu sur la Figure 6-27, il existe une grande disparité de la richesse moyenne autour du point d'allumage. Ainsi d'un allumage à l'autre, la flamme se trouvera dans des conditions plus ou moins favorables à sa propagation et des formes différentes seront observées, car elle sera alors plus ou moins influencée par le mélange environnant.

En conclusion intermédiaire, la stratification amène des dispersions cycliques, en particulier au point d'allumage. Nous ne pouvons pas tirer de conclusion à partir de la Figure 6-42, les valeurs moyennes de  $R_l/R_s$  pour les flammes en écoulement stratifié étant peu différentes des flammes homogènes et en raison de la présence des cas divergents qui modifient cette moyenne.

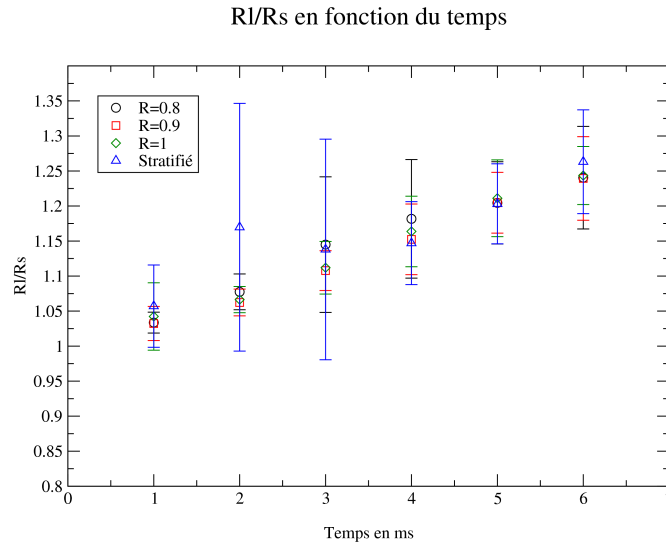


Figure 6-42 Variation du taux de plissement en fonction du temps.

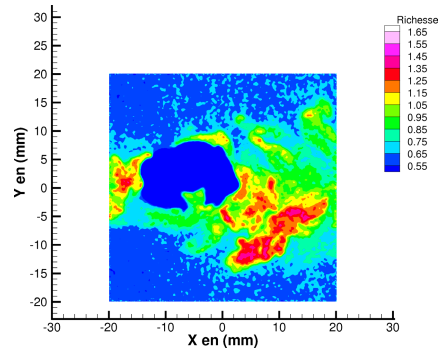


Figure 6-43 Image de flamme à grand rapport  $Rl/Rs$ .

Pour estimer l'influence du taux de plissement nous avons donc opté pour une autre méthode. Pour cela, nous avons étudié les évolutions des courbes de la Figure 6-44 qui prennent en compte tous les cas instantanés aux différentes richesses étudiées sans effectuer de moyenne et indépendamment du temps. Les évolutions semblent globalement linéaires pour les cas de flammes se propageant dans les mélanges homogènes. En revanche un comportement différent est observé pour la flamme stratifiée qui augmente plus rapidement. Ceci est confirmé par les équations d'interpolation indiquées sur les courbes qui montrent que la flamme stratifiée suit un comportement différent des autres flammes en mélange homogène avec une augmentation de  $Rl$  par rapport à  $R_s$  plus importante. Cette observation nous permet de conclure que dans notre gradient de richesse, le plissement est accentué par la stratification lors de la propagation nous reviendrons sur ce point et compléteront cette analyse par la suite. Ces résultats sont conformes à ceux trouvés par [Galizzi 2003] pour un gradient de richesse identique dans l'étude d'une flamme oblique. En revanche, ces résultats sont différents de ceux trouvés par [Sansom 2002] qui a observé une atténuation des plissements pour une flamme sphérique.

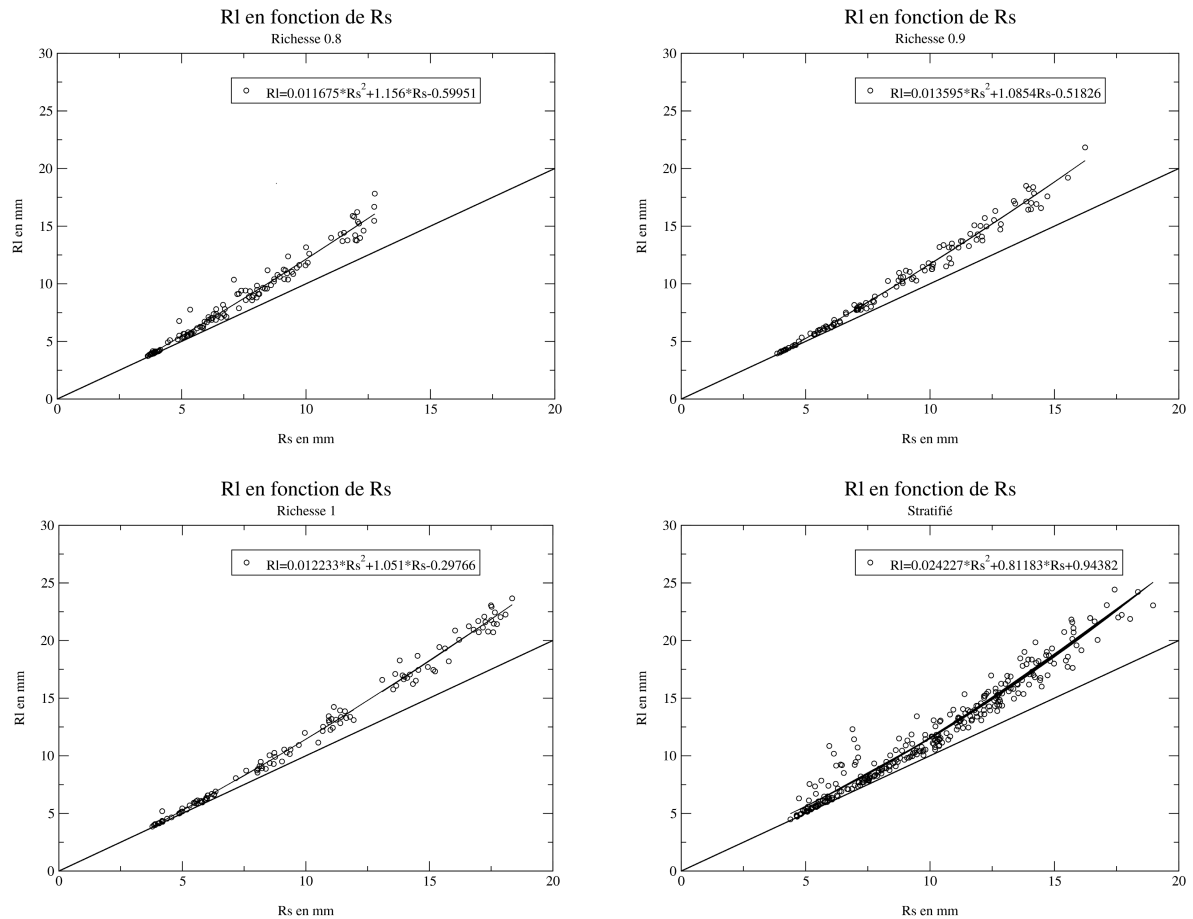


Figure 6-44 RI en fonction de Rs pour différentes richesse.

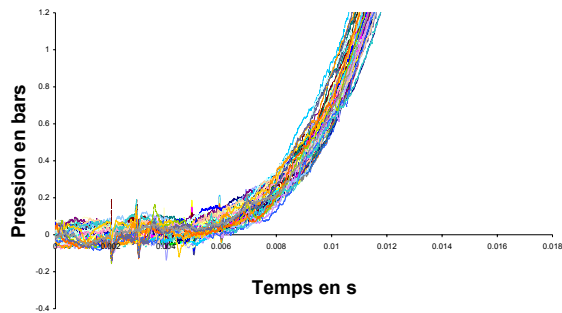


Figure 6-45 Courbes de pression en mélange homogène à richesse 1.

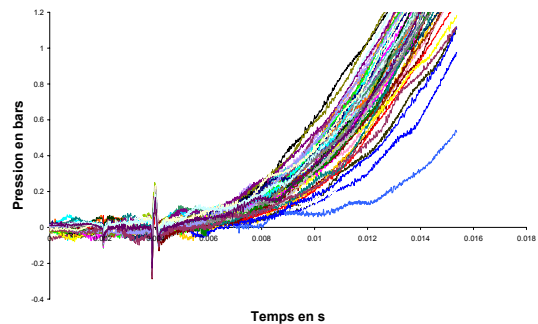


Figure 6-46 Courbes de pression en mélange stratifié.

### 6.5.4 Conclusion

Dans toute cette première partie, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques globales de la flamme. Un grand nombre d'observations ont pu être effectuées à ce stade. Tout d'abord en ce qui concerne la symétrie de la flamme. La stratification n'a pas eu d'influence sur sa géométrie sa forme étant essentiellement fixée par le jet. Par ailleurs nous avons pu observer l'augmentation des fluctuations cycliques qui semblent essentiellement due aux variations



d'une injection à l'autre de la richesse autour du point d'allumage. En ce qui concerne le plissement, il semble que la stratification joue un rôle sur son augmentation. Enfin en regardant les évolutions des rayons moyens, nous avons formulé une hypothèse concernant l'influence des poches de richesses qui permettraient d'améliorer la combustion dans les zones pauvres du mélange grâce à l'effet mémoire. Cette hypothèse doit être confirmée et pour cela il est nécessaire d'analyser la flamme localement. Grâce aux développements effectués dans les chapitres précédents concernant les diagnostics optiques de mesures et à la bonne précision de la mesure locale obtenue, nous allons maintenant pouvoir nous intéresser aux variables qui agissent localement sur le front de flamme.

## 6.6 Analyses de grandeurs locales en mesures couplées :

Les premières observations semblent indiquer la présence d'un effet mémoire dès les premiers temps de propagation de la flamme. Afin de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse, nous allons utiliser notre méthode de mesure de richesse locale. Après avoir expliqué comment les données ont été extraites et quelles variables nous avons à notre disposition, quelques exemples d'analyses pouvant être réalisées en mesures couplées seront présentés afin de mettre en relief le potentiel d'une telle méthode pour l'interprétation des résultats.

### 6.6.1 Extraction des données locales :

Grâce à un programme développé au laboratoire par Bertrand Lecordier, nous avons pu avoir accès à de nombreuses variables le long du contour de flamme. Ce programme utilise les contours issus de la tomographie PIV et LIF ainsi que les champs de vitesses et de richesse ou de fraction de mélange. Les variables calculées devant le front de flamme par ce programme sont : les composantes normales et tangentielle de la vitesse ainsi que les vecteurs unitaires associés, la richesse et la fraction de mélange, les dérivées normales et tangentielles de la vitesse et de la richesse et enfin la vitesse de flamme. Trois exemples d'extraction de ces variables le long du contour de flamme sont donnés sur la Figure 6-47. Pour chaque image de flamme plus de 1000 points sont extraits le long du contour.

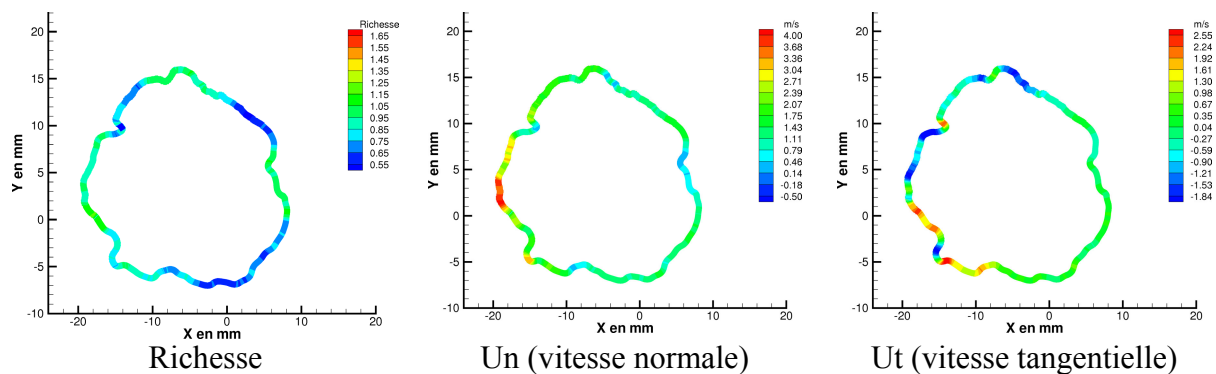


Figure 6-47 Exemples de variables accessibles autour du contour de flamme.

Les extractions de données propres au champ aérodynamique sont effectuées à environ 200  $\mu\text{m}$  du deuxième contour de PIV et celles propres au champ de concentration à 800  $\mu\text{m}$  du contour de LIF. En effet dans la zone de préchauffage de la flamme, le signal de fluorescence de l'anisole et le signal de vitesse sont perturbés par l'augmentation de température. Nous

nous sommes assurés qu'à partir de ces distances, la température n'avait plus d'influence sur les mesures. En ce qui concerne les dérivées, elles ont été calculées grâce à des interpolations des données le long des repères normal et tangentiel au front et font intervenir les données sur environ (+/-) 0.5 mm de part et d'autre du point d'étude.

La Figure 6-47 montre bien l'efficacité de la méthode pour accéder simultanément à un grand nombre de variables locales. Nous allons maintenant pouvoir compléter notre analyse de la propagation de flamme en milieu stratifié grâce à la performance de cette méthode de mesure couplée. Nous ne donnerons ici que quelques éléments de compréhension par rapport aux observations faites sur les variables globales dans la première partie de ce chapitre. Nous montrerons ainsi le potentiel des mesures simultanées de vitesse et de richesse autour de la flamme. Le premier point que nous allons détailler est la répartition de richesse autour du front de flamme.

### **6.6.2 Distribution de richesse autour de la flamme :**

L'analyse des courbes d'évolution des rayons moyens calculés à partir de la surface de gaz brûlés de la flamme nous a montré que celle-ci se propage mieux que la flamme homogène équivalente dans les premiers instants de combustion puis moins bien ensuite. Nous avons donné quelques éléments d'analyses en utilisant les profils instantanés de distribution de richesse autour du point d'allumage mais certains points restent à éclaircir et notamment la présence d'un effet mémoire. Dès lors, la méthode de mesure de richesse locale devant le front de flamme devient un outil performant pour compléter notre analyse.

Sur les Figure 6-48 et Figure 6-49, nous avons reporté les PDF de distribution de richesse calculées autour de la flamme en fonction du temps pour une image instantanée, puis pour les 50 images instantanées. Une certaine similarité apparaît entre ces PDF et celles de distribution de mélange présentées p 185. Tout d'abord une bimodalité apparaît dès les premiers instants sur l'image instantanée alors que sur la PDF calculée à partir de l'ensemble des images, la bimodalité est nettement moins marquée. Cette différence de répartition montre bien la présence de poches riches et pauvres devant le front de flamme. Par ailleurs sur la Figure 6-49, nous pouvons voir que la flamme consomme d'abord le mélange le plus riche puisqu'au début de la propagation la bosse présente autour de la richesse 1 diminue et la répartition de mélange tend vers les mélanges plus pauvres. A 6ms la PDF présente une valeur maximale autour de 0.6 correspondant à la richesse initiale dans la chambre. Ceci indique que la flamme commence à sortir de la strate dans la direction transverse mais pas complètement puisqu'elle continue à se propager longitudinalement vers des zones de richesse encore fortes aux alentours de 0.8.

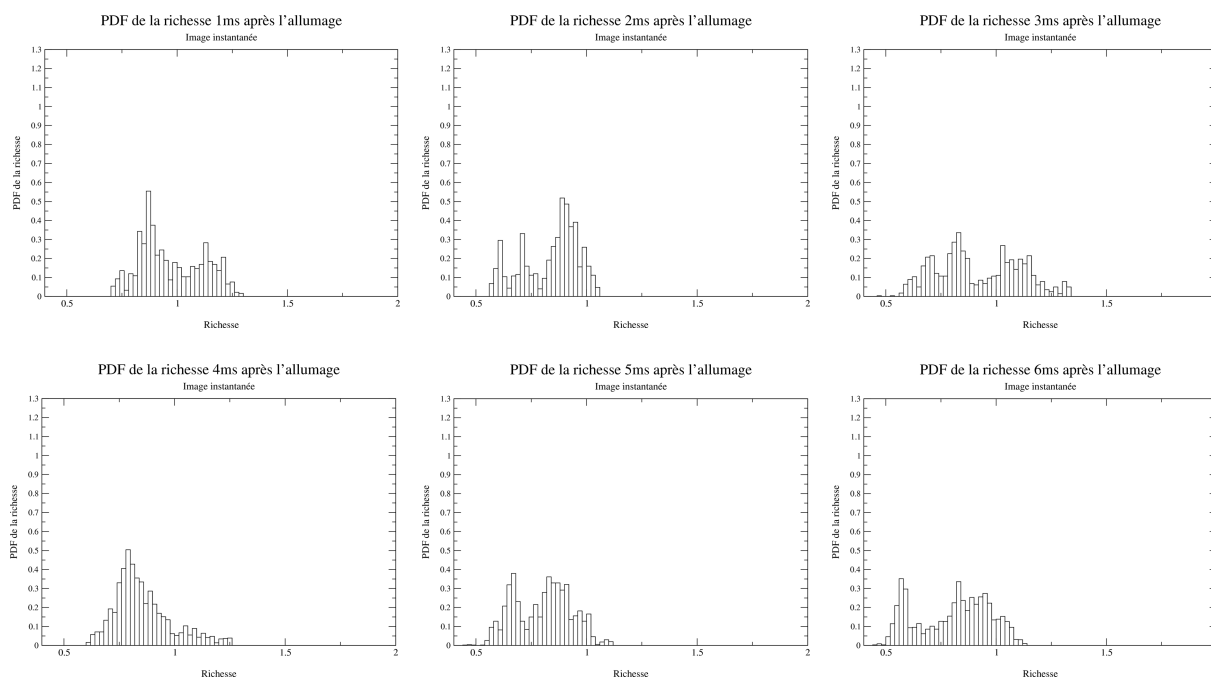


Figure 6-48 PDF de répartition de mélange sur une image instantanée.

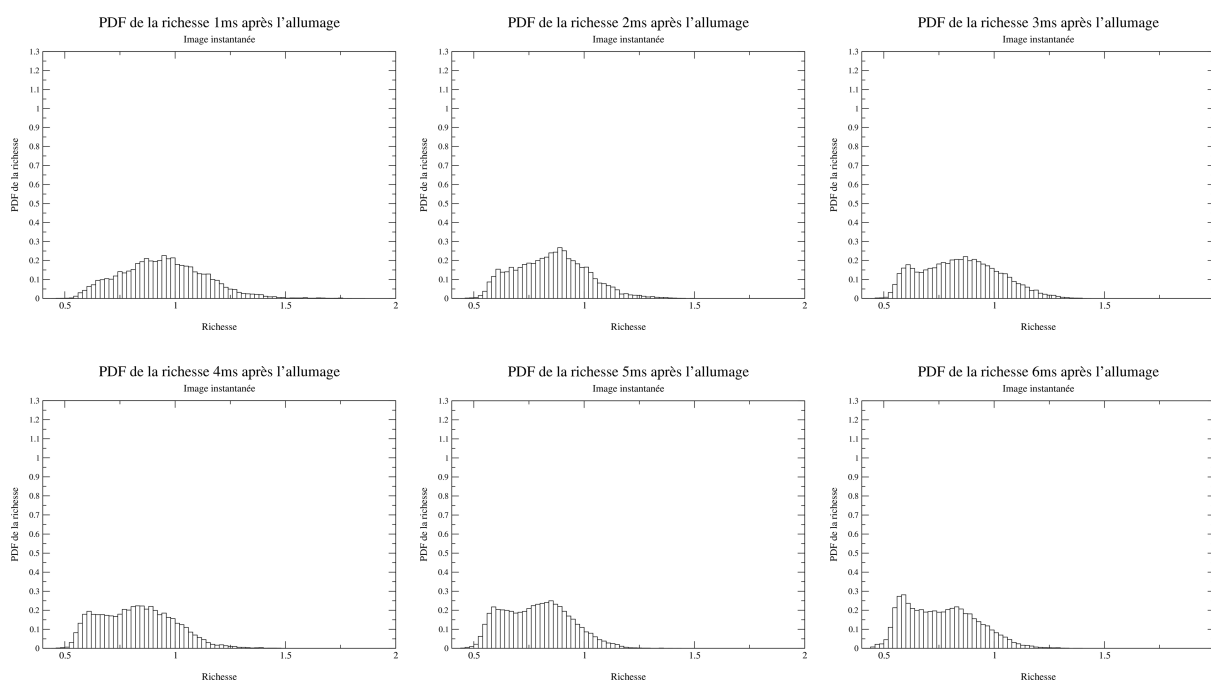


Figure 6-49 PDF de répartition de mélange à partir de 50 images instantanées.

Dans le Tableau 11, nous avons reporté la richesse moyenne calculée à partir de la PDF des 50 images instantanées en fonction du temps et l'écart-type correspondant. Entre parenthèses, les valeurs de la richesse équivalente calculées à partir de notre modèle sont reportées. La comparaison de ces valeurs apportent beaucoup d'informations. En effet, alors que la richesse locale présente devant la flamme diminue rapidement, la richesse consommée, c'est à dire intégrant l'historique des richesses au cours de la propagation, reste élevée. Or nous avons vu sur les courbes d'évolutions de  $R_s$  en fonction du temps que la flamme stratifiée ralentissait aux temps de propagation les plus élevés, ceci est confirmé du fait des faibles richesses présentes autour de la flamme. Par ailleurs, dans les premiers instants de propagation, la

flamme stratifiée était plus rapide que la flamme homogène de richesse équivalente et nous avons fait l'hypothèse de la présence d'un effet mémoire. Les richesses présentes dans les premiers temps de propagation confirment cette hypothèse. En effet dès les premiers instants, les richesses présentes devant la flamme sont inférieures à la richesse équivalente mais la surface globale de la flamme reste tout de même plus importante. De plus sur la Figure 6-41, la vitesse de propagation au cours du temps est reportée ainsi que les valeurs de richesses équivalentes calculées à partir du modèle et de la moyenne de répartition locale de richesse autour de la flamme. L'effet mémoire apparaît sur cette figure puisque dès 2ms, alors que la flamme rencontre une richesse locale moyenne de 0.85, sa vitesse est supérieure à celle du cas homogène à la richesse 0.9. Elle a donc conservé l'information concernant les mélanges qu'elle a traversé précédemment et correspondant à une richesse équivalente de 1 (calculée à partir du modèle). Cet effet est conservé jusqu'à 6ms où la vitesse reste toujours supérieure à celle du cas homogène de richesse correspondant à la richesse moyenne présente autour de la flamme. Néanmoins cette différence de vitesse s'atténue au cours du temps et aux environs de 6ms, il existe un faible écart entre la vitesse correspondante à la richesse présente devant la flamme (0.76) et celle d'un mélange homogène de même richesse 0.8. Ceci est sûrement dû à la valeur du taux de relaxation mis en évidence par [Ra 1999] et [Pires da Cruz 2000] et à la consommation progressive de l'excès initial de radicaux H et H<sub>2</sub> produits dans les premiers instants de la combustion dans les mélanges riches.

	Richesse moyenne	Ecart type
1ms	0.94 (1.00)	0.19
2ms	0.85 (1.00)	0.16
3ms	0.85 (0.99)	0.17
4ms	0.82 (0.97)	0.16
5ms	0.79 (0.97)	0.15
6ms	0.76 (0.95)	0.16

**Tableau 11 Richesse moyenne locale autour de la flamme en fonction du temps.**

En conclusion, la flamme stratifiée de notre mélange se propage plus rapidement dans des mélanges pauvres du fait des richesses qu'elle a pu rencontrée auparavant. De plus, une fois présente dans le mélange la vitesse reste supérieure à celle de la flamme homogène de même richesse que la richesse moyenne autour de la flamme. Ce phénomène, observé par de nombreux auteurs, persiste durant une certaine période appeler temps de relaxation.

Afin de confirmer cette analyse nous avons calculé la vitesse de flamme à laquelle nous avons soustrait la composante normale de la vitesse devant le front dans les cas homogènes et stratifiés en fonction du mélange présent localement autour de la flamme.

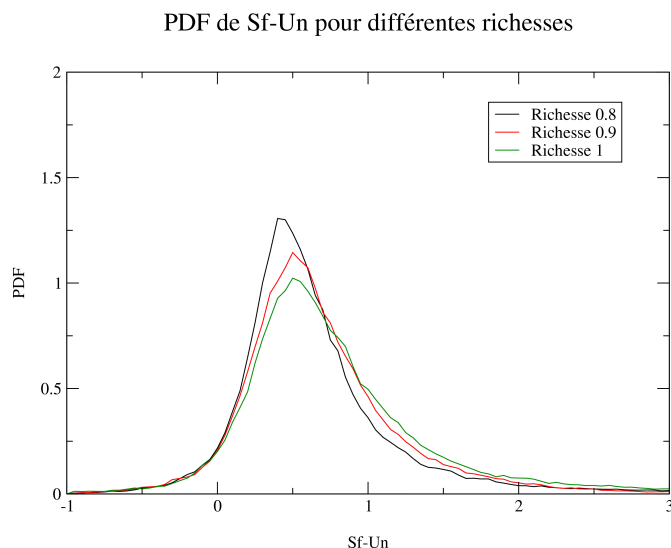
### **6.6.3 Vitesses de flammes Sf-Un :**

Dans cette partie nous allons nous intéresser à la variable Sf-Un calculée localement en fonction de la richesse. Sf-Un correspond approximativement à la vitesse de combustion laminaire locale de la flamme en fonction de la richesse. Le calcul de la variable Sf est réalisé à l'aide des deux contours de tomographie PIV. Néanmoins, cette valeur doit être prise avec précaution car la mesure réalisée à l'aide de ces contours est réalisée dans un espace à deux dimensions et ne prends donc pas en compte la propagation réelle de la flamme qui s'effectue dans un repère à 3 dimensions. De plus, l'écart de temps entre les deux enregistrements de

PIV est trop faible pour permettre une mesure précise du déplacement de l'interface entre les deux instants.

Un moyen d'analyser si la stratification augmente la vitesse de flamme est de calculer la PDF de Sf-Un pour les cas homogènes et de comparer son évolution à celle des cas stratifiés au cours du temps.

Sur la Figure 6-50, nous avons reporté les PDF de Sf-Un dans le cas de propagation de la flamme dans les mélanges homogènes pour trois richesses différentes. Cette répartition n'est pas symétrique et fortement orientée vers les vitesses positives.



**Figure 6-50 PDF de Sf-Un en mélanges homogènes.**

Afin de comparer le comportement de Sf-Un des cas homogènes au cas stratifié, nous prendrons les positions des maxima et les écart-types de ces PDF. Ces positions maximales sont calculées à partir d'une interpolation gaussienne au voisinage du pic des PDF. Dans le Tableau 12, les valeurs moyennes, les écart-types et les positions des maxima sont reportées. Nous pouvons voir que globalement la flamme se propageant à la richesse 1 est la plus rapide. Les valeurs trouvées sont plus fortes que celles correspondantes à la vitesse de flamme plane laminaire non-étirée (Figure 2-3) mais sont en accord avec les mesures de [Lecordier 1997] pour une flamme laminaire étirée, surtout en tenant compte de nos incertitudes de mesures sur Sf.

Sf-Un (m/s)	Moyen	Ecart-type	Valeur maximale
0.8	0.63	0.25	<b>0.47</b>
0.9	0.67	0.26	<b>0.52</b>
1	0.75	0.33	<b>0.53</b>

**Tableau 12 Sf-Un en propagation en mélange homogène.**

Sf-Un dépend de la richesse considérée, tracer une pdf unique pour le cas stratifié ne nous apporterait pas d'informations intéressantes. Nous avons donc décidé afin d'analyser l'influence de la richesse locale sur la propagation de la flamme de tracer des PDF jointes prenant en compte la richesse locale du mélange. Seule les mesures simultanées permettent de réaliser une telle analyse. Ainsi, sur la Figure 6-51, nous avons reporté les évolutions temporelles de PDF jointes de Sf-Un en fonction de la richesse. Les valeurs maximales de Sf-Un pour les cas homogènes et l'écart-type de la PDF ci-dessus sont également reportés. Nous

avons choisi de reporter le maximum du fait de la dissymétrie des PDF en mélange homogène et afin de pouvoir comparer les maxima individuels sur les PDF.

Dans les premiers instants de propagation, la richesse autour de la flamme reste élevée et semble symétrique. Sf-Un semble correspondre aux valeurs mesurées dans le cas homogène. Au cours du temps la richesse se déplace vers les faibles valeurs et à 4ms un pic est observé autour de 0.6. Néanmoins malgré cette diminution de la richesse, Sf-Un reste globalement élevée et d'une valeur supérieure à la valeur attendue si on regarde l'évolution des maxima de vitesses reportés dans les cas homogènes qui possèdent une forme en cloche. Pour confirmer cette observation, nous avons tracé les PDF de Sf-Un à la richesse 0.6 pour les différents instants (Figure 6-52). Nous pouvons voir que le maxima de vitesse est assez important dans les premiers instants de propagation, 0.5 m/s à 1ms, puis qu'il se stabilise (2, 3, 4 ms) pour enfin diminuer (0.3m/s à 6ms). Ainsi, la flamme pour la richesse 0.6 dans les premiers instants est accélérée puis sa vitesse passe par une zone de transition pour ensuite diminuer vers la vitesses de combustion laminaire d'un mélange homogène de richesse 0.6 qui est inférieure à 0.2 m/s. Ceci montre bien que la vitesse de flamme est plus forte malgré les faibles richesses présentes devant elle, ce qui confirme les analyses effectuées précédemment et la présence d'un effet mémoire. Le passage d'une vitesse forte à une vitesse plus faible s'effectue durant un certain appelé temps de relaxation. La stratification améliore donc la combustion en augmentant la vitesse de flamme dans les mélanges pauvres durant une certaine durée.

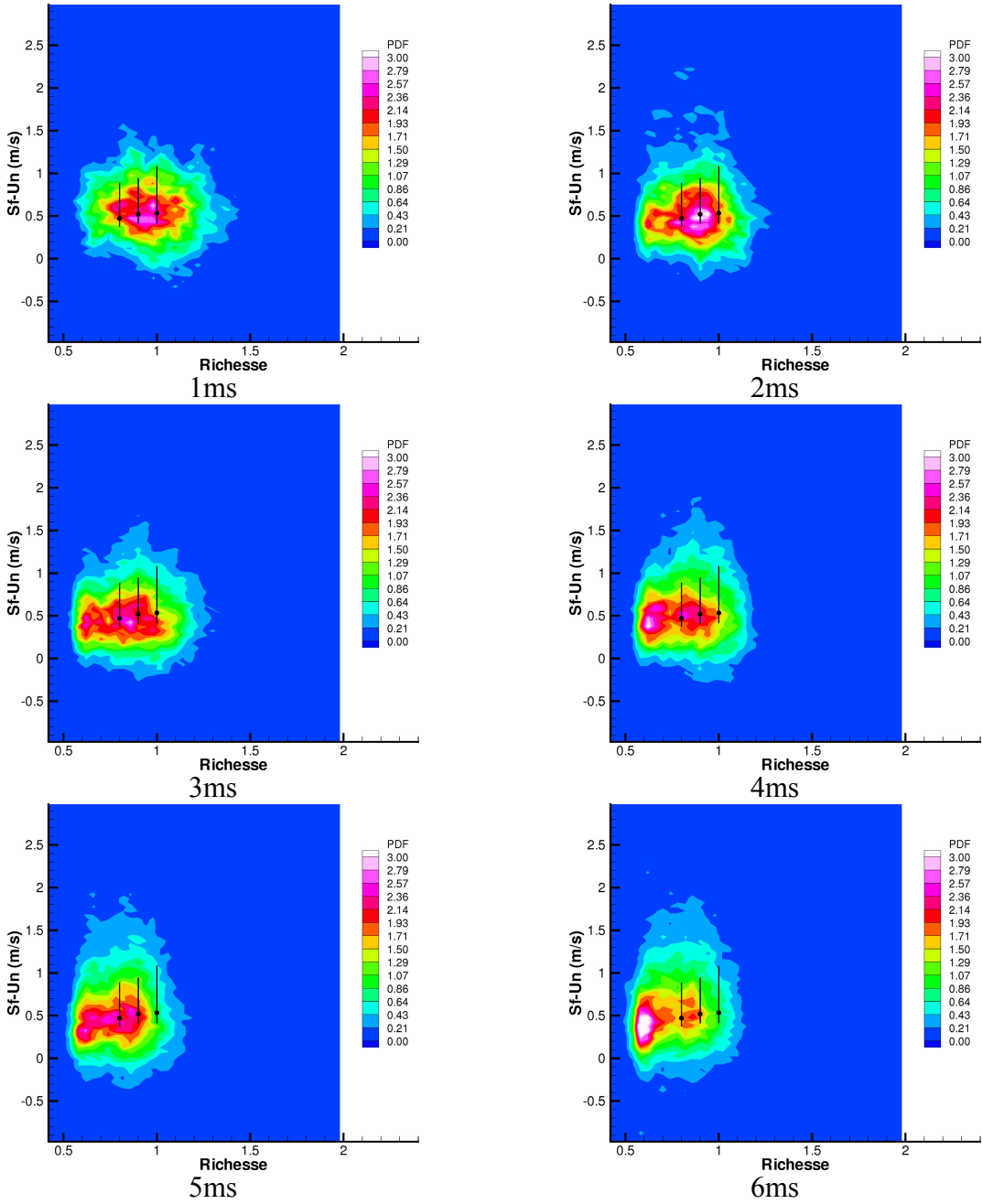
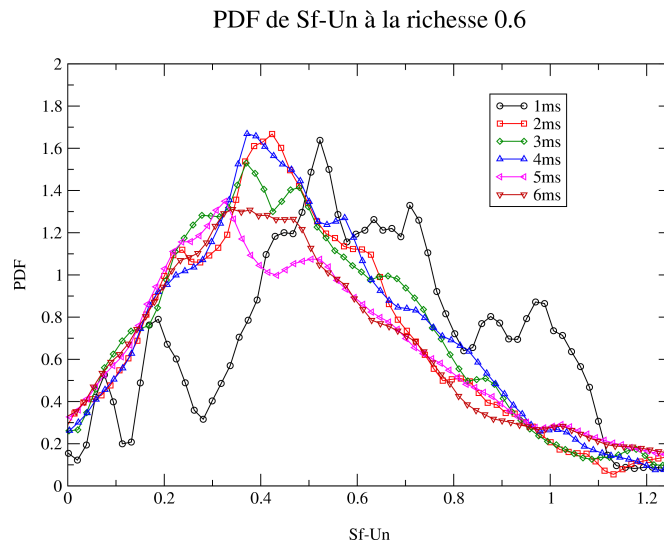


Figure 6-51 PDF à deux dimensions de Sf-Un en fonction de la richesse.



**Figure 6-52 PDF de Sf-Un pour la richesse 0.6.**

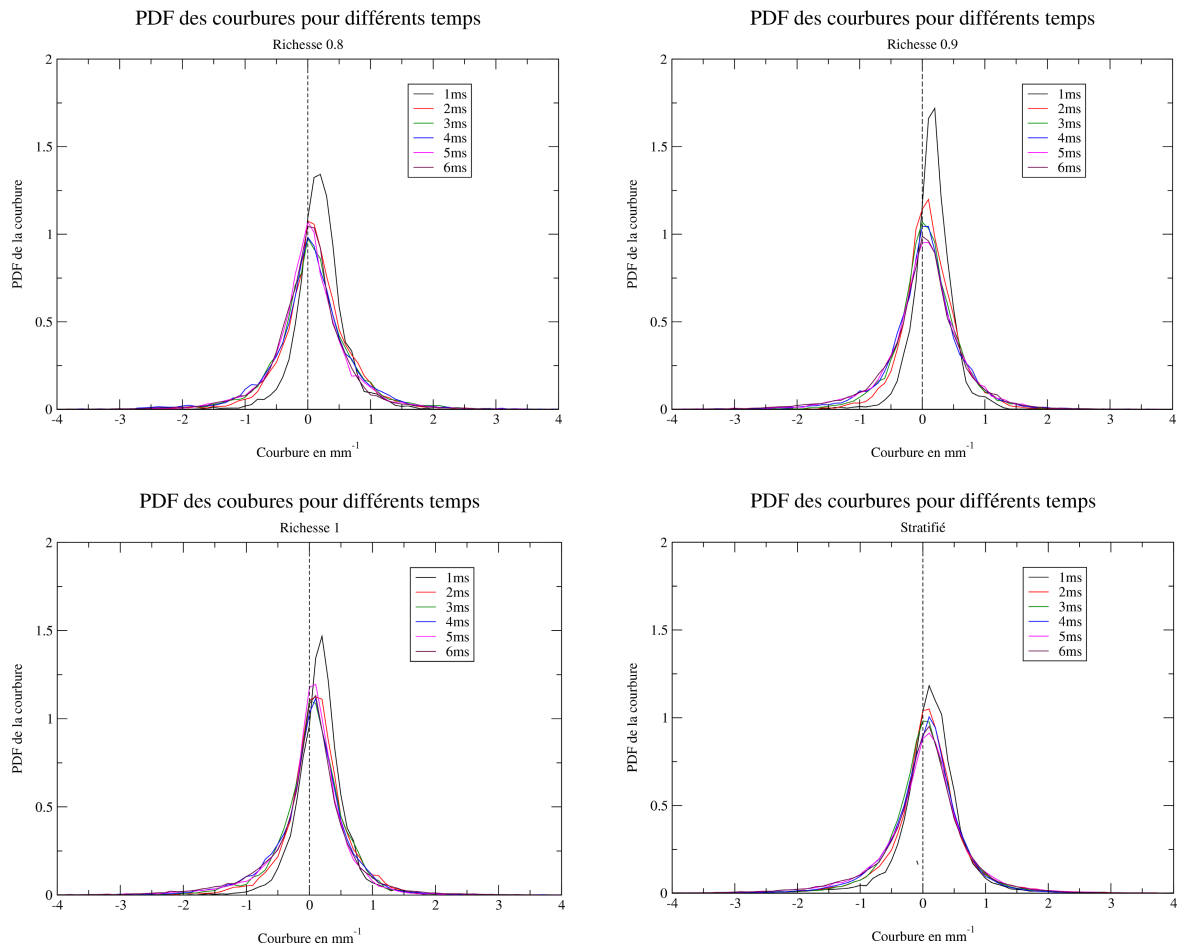
Dans la première analyse des variables globales, en plus de l'effet d'amélioration de la combustion par la stratification de mélange, nous avons vu que la stratification augmentait également le plissement de la flamme. Nous allons maintenant voir de quelle manière en étudiant les courbures de flamme.

#### 6.6.4 Etude des courbures :

Nous avons vu p 194, que la stratification semblait induire un plissement supplémentaire à la flamme. Nous allons voir à travers l'étude de la courbure si la présence de cet effet de plissement est confirmé et de quelle manière ce plissement est effectué localement .

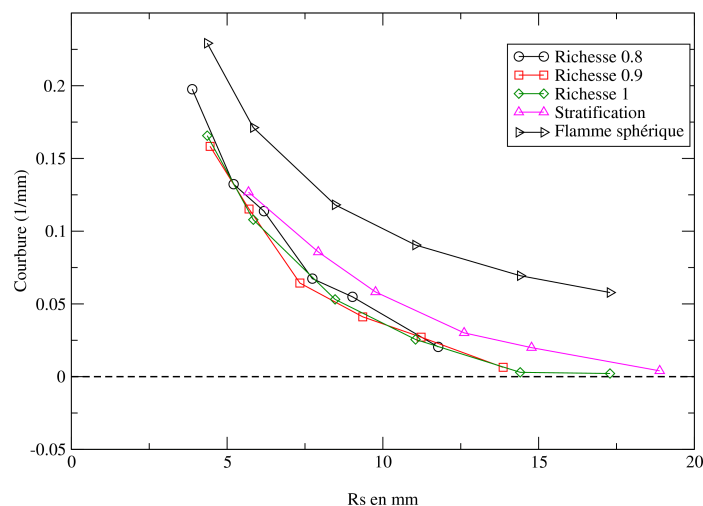
Sur la Figure 6-53, nous avons représenté les évolutions des courbures en fonction du temps pour les mélanges homogènes et la flamme stratifiée. La forme de la flamme aux premiers instants est globalement sphérique, la courbure à 1ms est principalement positive. Néanmoins, la PDF à 1ms de la flamme stratifiée est moins élevée que les autres indiquant un plissement plus important. Ensuite, au cours du temps, la courbure diminue et reste centrée autour de 0 mais la largeur de la PDF augmente indiquant la présence de plus en plus de plissements. A première vue, il semble exister peu de différences entre les courbures des flammes homogènes et celle de la flamme stratifiée.





**Figure 6-53 PDF des courbures pour différentes richesses.**

Pour observer s'il existe néanmoins des différences, sur la Figure 6-54 nous avons reporté les évolutions des courbures moyennes en fonction de Rs pour la flamme stratifiée et différents mélanges ainsi que la courbure d'une flamme parfaitement sphérique. Grâce à cette courbe, pour une taille de flamme donnée nous pouvons analyser sa courbure moyenne. Nous pouvons voir que pour un même Rs la courbure de la flamme stratifiée est plus importante comparé au cas homogène montrant ainsi que le plissement est accentué sous l'effet de la stratification. Ces conclusions sont cohérentes avec celles faites précédemment. Par ailleurs, comparé à la flamme sphérique les courbures sont plus faibles.

Courbure en fonction de  $R_s$  pour différentes richessesFigure 6-54 Courbure en fonction de  $R_s$ .

Néanmoins, les PDF 1D ne rendent pas compte des comportements de la flamme stratifiée car elles prennent en considération sans distinction toutes les richesses. Nous avons donc tracé les PDF jointes de la courbure en fonction de la richesse. Comme précédemment nous pouvons observer une diminution de la richesse au cours du temps puisque le pic se déplace vers les richesses pauvres. Mais contrairement aux analyses faites précédemment, la courbure au départ semblable aux cas homogènes, se déplacent vers des valeurs positives et devient supérieure à celle des cas homogènes. Nous pouvons penser que des lobes sont amplifiés par la présence de poches riches dans un milieu pauvre.

Les mêmes observations ont été faites par [Galizzi 2003], où en étudiant les PDF de courbures par zones d'enrichissement de sa strate de mélange, il a pu observer également des courbures positives plus importantes pour les cas stratifiés. Il a pu réaliser cette analyse pour différentes zones d'enrichissement. L'analyse conditionnée par la richesse sur tout le contour de flamme montre la même tendance. La mesure couplée permet donc d'affiner des analyses de corrélation entre richesse et courbure et de mettre en évidence des comportements masqués dans une analyse non conditionnée.

Par ailleurs nous avons, comme pour la vitesse  $S_f - U_n$ , tracé la PDF de courbure pour la richesse 0.6 (Figure 6-56). Nous pouvons voir que globalement pour cette richesse, les courbes sont identiques à tous les instants. Cela renforce notre hypothèse sur l'accélération de la flamme stratifiée observée dans les premiers instants de propagation qui provient bien d'un effet mémoire et non pas d'une variation de l'étirement local par la courbure.

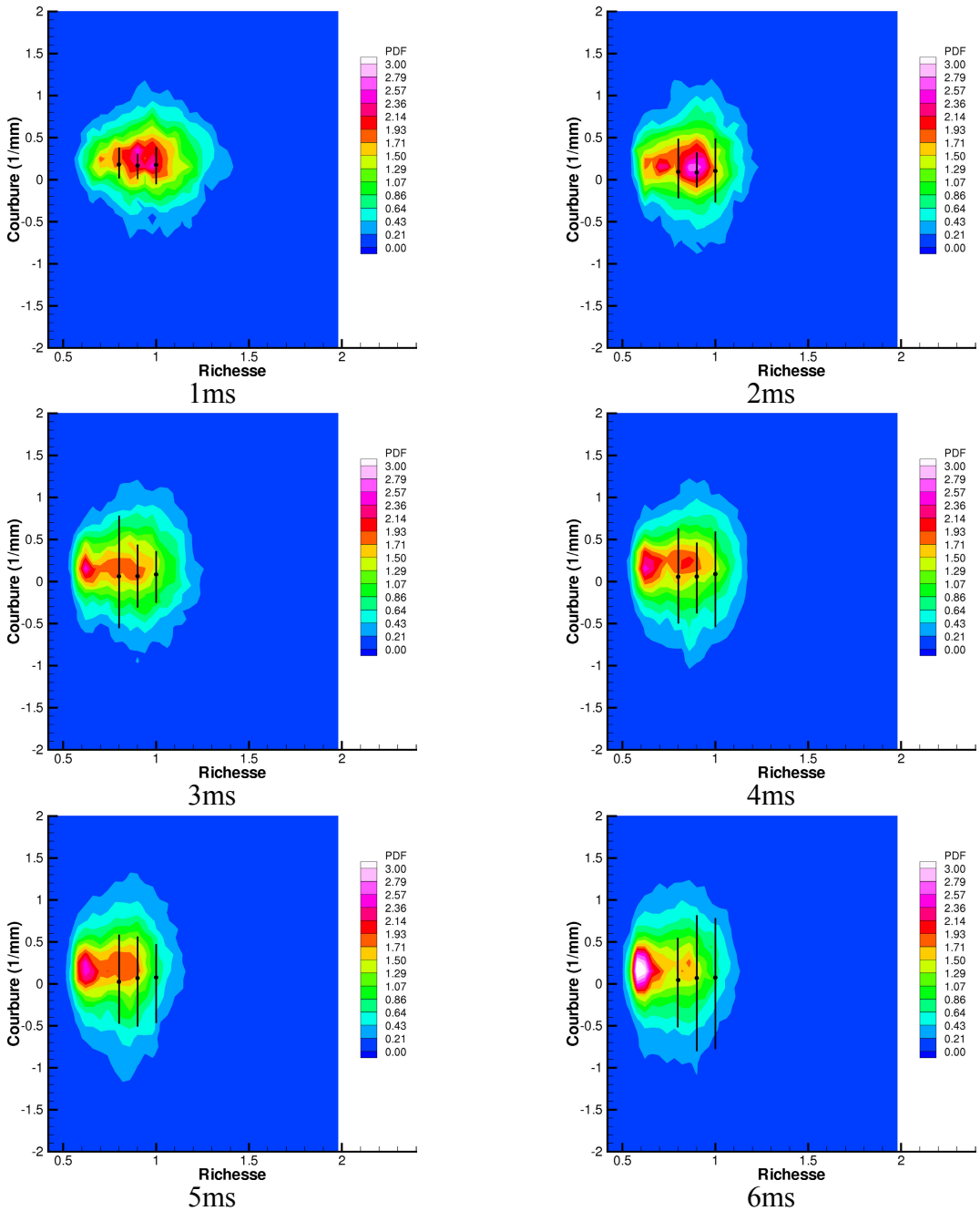
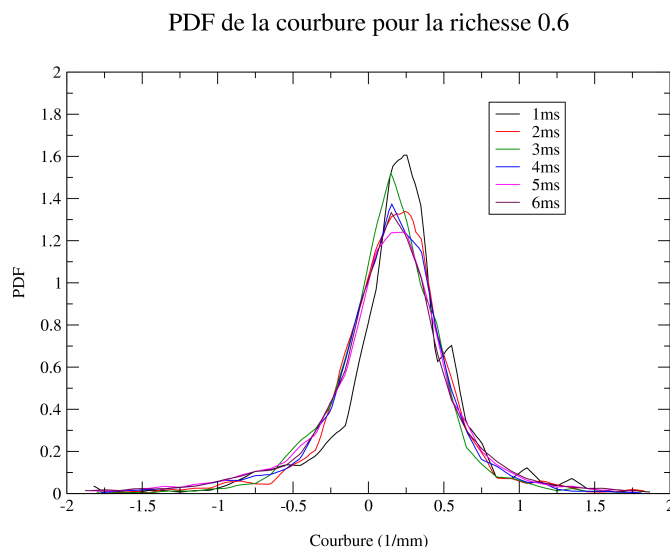


Figure 6-55 PDF à deux dimensions de la courbure en fonction de la richesse.



**Figure 6-56 PDF de la courbure à la richesse 0.6.**

Les premières analyses des variables locales ont fourni un grand nombre de renseignements sur les caractéristiques de la flamme stratifiée. D'autres analyses pourraient être réalisées notamment l'étude des effets des gradients comme de tracer par exemple les corrélations entre  $\frac{\partial Un}{\partial n}$  et  $\frac{\partial \Phi}{\partial \tau}$  conditionnées par la richesse sous forme de PDF jointe pour voir si la méthode permet de mettre en évidence les effets de déflexion de ligne de courant devant la flamme dus aux gradients de richesse tangentiels. [Ruetsch 1995]

## 6.7 Conclusion :

Toutes ces analyses nous ont permis de montrer le potentiel de la méthode des mesures couplées et comment elles peuvent enrichir notre compréhension des phénomènes de combustion en milieu inhomogène. Au cours de notre analyse, nous avons tout d'abord caractérisé notre écoulement à froid qui a fait apparaître une stratification à grande échelle présentant également instantanément des fluctuations à petites échelles. Ensuite, nous avons mis en relief la nécessité de comparer les mesures en richesse stratifiée à des cas homogènes calculés non pas sur le champ global visionné mais sur la quantité de carburant réellement consommée. Nous avons donc utilisé une méthode de calcul prenant en compte l'expansion de la flamme afin de calculer la richesse consommée par la flamme au cours du temps.

L'analyse des grandeurs globales a ensuite été effectuée grâce aux images de tomographies et certaines caractéristiques physiques de la flamme stratifiée ont été pressenties. Tout d'abord l'apparition d'un effet mémoire a été pressentie à l'aide de l'évolution des rayons de flammes. Cet effet permet à la flamme dans les premiers instants de propagation de se développer plus rapidement que les cas homogènes équivalents. De plus nous avons pu mettre en évidence l'augmentation des variations cycliques pour la flamme stratifiée suite aux fluctuations de richesse près du point d'allumage. Ensuite grâce à l'étude du rapport  $Rl/Rs$ , nous avons pu remarquer que le plissement est accentué par la stratification dans notre écoulement turbulent par rapport aux cas homogènes.

Ces premières observations ont été confirmées grâce aux mesures locales couplées effectuées devant le front de flamme. Ainsi la mesure de répartition de richesse devant la flamme couplée à la mesure de vitesse de combustion laminaire locale, aux différents temps

d'observation nous a confirmé la présence de l'effet mémoire agissant localement sur la flamme. En effet dans les premiers instants de propagation, les vitesses dans les mélanges pauvres sont plus rapides que celles du cas homogène équivalent. Au cours de la propagation, nous avons également pu mettre en évidence une diminution progressive de cet effet mémoire lorsque la flamme se propage vers des mélanges globalement pauvres. Ces observations conduisent à penser à la présence d'un temps de relaxation pendant lequel la flamme bénéficie de sa propagation antérieure dans des mélanges riches. Enfin l'apparition de plissements sous l'effet de la stratification a été confirmée par l'étude simultanée des courbures et de la richesse locale. Cette analyse a fait apparaître que les plissements induits sont présents sous forme de lobes qui sont amplifiées au cours du temps. Ces observations sont cohérentes avec celles réalisées par [Galizzi 2003] sur une flamme stationnaire.

Nous avons à travers tout ce début d'analyse montré le potentiel de la méthode de mesure couplée qui nous permet d'accéder à des valeurs locales fournissant ainsi beaucoup d'informations.



## Conclusions et perspectives :

Les moteurs à injection directe essence (IDE) fonctionnant en régime stratifié sont une voie de développement des moteurs à combustion interne pour réduire la consommation d'essence et l'émission de polluants. La combustion en milieu stratifié demande cependant encore d'être mieux comprise. Dans cet objectif, un programme de recherche entre le CNRS et le GIE PSA-Renault a été mis en place : l'ARC « Combustion en milieu stratifié ». Dans ce programme, divers laboratoires ont réalisé des études numériques et expérimentales afin de comprendre les mécanismes régissant une flamme soumise à un gradient de richesse. C'est dans ce contexte que nous avons réalisé une étude expérimentale sur la propagation d'une flamme turbulente de propane de prémélange stratifiée se propageant dans une chambre de combustion à volume constant.

Le dispositif expérimental choisi permet de créer un gradient de richesse grâce à une injection instationnaire d'un jet riche dans une chambre de combustion contenant un mélange pauvre initialement au repos. Les processus de mélange entre le jet de carburant et le fluide pauvre au repos permet de créer un gradient de richesse dans la chambre de combustion dans lequel la flamme est allumée. La création de la stratification a été réalisée de deux manières différentes. Deux dispositifs d'injection ont été testés, l'un élaboré par le laboratoire LCD de Poitiers et permettant de créer un jet plan et l'autre axisymétrique. Le premier n'a pas pu être utilisé dans notre dispositif expérimental suite à des difficultés d'implantation sur notre dispositif. Après un ajustement précis des paramètres d'injection du système axisymétrique, nous avons réussi à créer un gradient de richesse avec une richesse unitaire au centre de la chambre et une richesse de 0.6 dans le reste de la chambre.

Néanmoins avant de réaliser l'étude proprement dite, l'analyse bibliographique réalisée au chapitre 2 a montré que les mécanismes régissant la propagation des flammes stratifiées sont complexes et encore mal connus. Des comportements radicalement différents ont pu être observés selon les configurations expérimentales même si certains mécanismes ont pu être mis en évidence. Le plus important est l'effet mémoire de la flamme agissant lors de la propagation de celle-ci dans un gradient de richesse décroissant. Il semble qu'au cours de sa propagation la flamme conserve les informations concernant les mélanges qu'elle a pu traverser. Les conséquences de cet effet sont nombreuses: augmentation de la vitesse de flamme dans les mélanges pauvres, extension des limites d'inflammabilité... Cette analyse bibliographique a montré la nécessité de connaître les variables localement afin de comprendre les phénomènes mis en jeu dans des cas de stratifications complexes où toutes les échelles de mélange sont présentes. Ceci nous a amené à développer des diagnostics de mesures couplées de vitesse et de richesse fiables permettant d'accéder à ces deux variables simultanément. Une grande partie du travail a donc été dédiée au développement d'un tel système de mesure.

Ainsi nous avons décidé de développer sur notre dispositif expérimental, deux méthodes de mesures optiques simultanément, la vélocimétrie par image de particules qui n'a nécessité que de faibles ajustements et la fluorescence induite par laser qui en revanche a nécessité une étude plus spécifique. Afin de réaliser la mesure de richesse, une adaptation à nos conditions de mesure (température ambiante, pression atmosphérique, injection instationnaire, carburant gazeux) de la méthode de mesure de richesse FARLIF utilisant un traceur du carburant a été réalisée. Cette méthode permet d'accéder directement à la richesse en utilisant le processus de désexcitation par l'oxygène. [Reboux 1995] a été le premier à développer cette méthode de mesure. Il a observé la présence d'une pression critique pour laquelle le signal de fluorescence

à une richesse donnée devient indépendant de la pression. Dans un premier temps nous voulions abaisser cette pression critique à nos conditions expérimentales en choisissant un traceur très influencé par l'oxygène, le naphthalène. Afin de déterminer les caractéristiques de fluorescence de ce traceur, une cellule d'étalonnage permettant de réaliser des mélanges calibrés a été construite. A l'issue de ces tests, aucune pression critique n'a été observée mais une diminution du signal de fluorescence avec la pression est apparue. De plus ce traceur étant solide à température ambiante, nous avons été confronté à de nombreux problèmes de condensation. De plus, le fort taux de quenching ne permettait pas d'obtenir un signal de fluorescence suffisant. Nous avons donc décidé d'utiliser un traceur peu influencé par l'oxygène, mais tout de même suffisamment pour satisfaire les conditions d'application de la FARLIF. L'anisole a été choisi. De nouveaux étalonnages ont été réalisés, et comme pour le naphthalène, nous n'avons pas observé de pression critique mais une augmentation du signal de fluorescence avec la pression à richesse fixe. Néanmoins pour ces deux traceurs l'influence de la pression totale est linéaire permettant d'envisager l'utilisation de ces traceurs dans des milieux sous pression à condition de pouvoir déterminer la pression à l'instant de la mesure. De plus l'anisole, traceur retenu, permet de fournir un signal de fluorescence suffisamment fort pour réaliser des mesures de richesse. Une des grandes difficultés expérimentales de ce type de mesure est de pouvoir ensemencher un combustible gazeux avec un traceur liquide à pression et température ambiante. Nous avons été confronté à de nombreux problèmes de condensation nécessitant la mise en place d'un protocole expérimental spécifique permettant d'éviter les condensations.

Les deux méthodes développées, la PIV et la FARLIF, ont été utilisées simultanément dans notre dispositif expérimental. L'utilisation de ces méthodes en simultané nécessite beaucoup de précautions. Les interférences sont essentiellement dues à la présence conjointe des deux traceurs de ces méthodes : des particules d'huiles d'olive pour la PIV et l'anisole pour la FARLIF. L'effet essentiel est la perturbation du signal de fluorescence par les particules d'huiles d'olives qui amène un signal parasite sur les images de fluorescence. Ce signal parasite provient de la diffusion de Mie par le laser de fluorescence sur les particules d'huile d'olive. Deux variables ont été ajustées afin de résoudre ce problème. Tout d'abord, un dosage précis de la densité de particules a été réalisé. Le mélange doit contenir suffisamment de particules pour la mesure de vitesse mais pas trop pour minimiser les perturbations sur le signal de fluorescence. Le deuxième élément est la nécessité de mettre en place un filtrage rigoureux de la diffusion de Mie sur les particules par le laser de fluorescence. Un filtre liquide contenant de du toluène mélangé à de l'iso-octane a été utilisé.

Avant de réaliser les mesures proprement dites, la quantification de la précision de la mesure en terme de valeur mesurée et d'échelle a été réalisée dans le chapitre 5. L'étude essentielle a porté sur les mesures de richesse. En effet, de nombreuses études ont été réalisées dans la littérature sur la précision des mesures de vitesses, nous n'avons ici repris que quelques éléments d'analyse. En ce qui concerne la mesure de richesse, l'influence de divers paramètres a pu être étudiée sur des images de richesse homogène. Tout d'abord, la procédure de normalisation des images a permis de prendre en compte les fluctuations d'énergie spatiale et temporelle du laser ainsi que les erreurs amenées lors de l'enregistrement des images sur la caméra CCD. L'influence de divers paramètres a été quantifiée :

-Le binning et le filtrage améliorent la précision de la mesure mais diminuent la résolution spatiale.

-Le niveau de signal améliore la précision de la mesure, d'où l'utilité d'utiliser des traceurs fournissant un fort niveau de signal.

A l'issue de ces analyses, nous avons pu réaliser une mesure de richesse précise à 3% avec une résolution spatiale de 790  $\mu\text{m}$ .



Pour l'analyse de la précision des vitesses, une analyse identique à [Foucault 2004] a été reprise. A partir d'un couple d'images de particules en champ fixe, nous avons déterminé la précision de la mesure. La mesure de vitesse est possible à (+/-) 0.04 m/s avec une résolution spatiale de 259  $\mu\text{m}$ .

A la fin de ce chapitre l'utilisation des mesures couplées en combustion a été étudiée. Les procédures de filtrage habituelles des images tomographiques ont nécessité des adaptations afin de prendre en compte les variations spatiales de niveaux dans les images de tomographie LIF. Un filtrage à seuil variable a donc été mis en place. De plus une différence de comportement entre les isothermes de disparition des traceurs PIV et LIF a été observée.

Après avoir quantifié la précision de nos mesures et les échelles mesurables, le potentiel de la mesure couplée de richesse et de vitesse a été démontré dans notre dispositif expérimental sur la flamme instationnaire de prémélange stratifié dans le chapitre 6. Nous avons tout d'abord quantifié les caractéristiques de l'écoulement turbulent et du champ scalaire et mis en place une méthode de calcul de richesse équivalente. L'étude des caractéristiques globales et locales de la flamme a ensuite été réalisée. Ceci a permis de mettre en relief des phénomènes physiques spécifiques aux flammes stratifiées :

- l'effet mémoire qui permet à la flamme de se propager plus rapidement dans des zones de faibles richesses comparé au cas homogène équivalent avec la présence d'un temps de relaxation mis également en évidence par [Ra 1999] et [Pires da Cruz 2000].

- Le plissement de la flamme est accentué par la stratification, les mêmes observations ont pu être réalisées par [Galizzi 2003] sur une flamme stationnaire en mélange inhomogène.

- Les dispersions cycliques de la flamme en mélange inhomogène sont plus importantes, du fait des variations de richesse autour du point d'allumage. Ces résultats sont conformes à ceux de [Cho 1993].

Certaines de ces observations ont pu être mises en évidence grâce aux mesures couplées. En effet même si les analyses globales permettent d'observer certaines tendances elles ne permettent pas d'apporter une conclusion rigoureuse sur les phénomènes observés. Ceci est le cas par exemple pour l'observation de l'effet mémoire, pressenti dans l'analyse des rayons moyens, c'est la mesure de richesse et de vitesse Sf-Un locale réalisée simultanément devant le front de flamme qui nous a permis de confirmer cette analyse. De même pour l'étude des plissements, c'est l'analyse de la courbure locale couplée à la richesse qui nous a permis de conclure sur l'effet de la stratification sur le plissement.

Le potentiel des méthodes de mesures couplées est donc bien mis en évidence dans les études de flammes en mélange inhomogène.

Toutes ces remarques nous amènent à donner les perspectives suivantes à notre étude.

Dans cette étude, trois grands domaines ont été abordés. Tout d'abord les mesures de fluorescence avec traceur, la quantification de la précision de la mesure et enfin, l'utilisation des méthodes couplées pour l'étude de la combustion stratifiée. Nous allons donner des perspectives pour ces trois domaines.

Le signal de fluorescence FARLIF de différents traceurs a montré des dépendances très différentes avec la pression totale. Afin d'expliquer ces différences, une étude spectroscopique approfondie permettrait de mettre en relief les transitions impliquées et d'expliquer les différences observations. Une telle étude spectroscopique pourrait aussi permettre de mieux comprendre l'influence de la température afin de voir si notre traceur l'anisole pourrait facilement être utilisé dans des configurations soumises à la température et notamment dans les moteur.

Nous avons vu que les traceurs de LIF et de PIV marquaient deux isothermes différentes, mais la mauvaise connaissance des propriétés d'évaporation et de pyrolyse des traceurs ne permet pas d'étudier l'épaisseur du front de flamme. Une étude plus poussée de ces propriétés serait donc intéressante pour étudier la réponse à l'étirement du front de flamme.

Concernant l'étude de la flamme stratifiée par mesures couplées, nous avons accès à de nombreuses variables gradients de vitesse, de richesse .... et une étude des corrélations entre ces variables devraient être réalisée afin de mettre en relief les mécanismes intervenant dans la propagation de flammes en mélange inhomogène. Les résultats préliminaires présentés dans ce mémoire montrent déjà le potentiel important de la mesure simultanée de vitesse et de richesse dans une telle problématique. Certaines limites dans les interprétations seront aussi induites par la configuration expérimentale. Ainsi, des configurations de flammes avec des stratifications différentes pourraient être envisagées comme par exemple :

- Des gradients de richesses plus importants.

- Une stratification croissante avec un allumage dans les mélanges pauvres.

Afin d'étudier l'interaction entre la stratification et la turbulence. Il peut être envisagé pour un gradient fixe de faire varier les paramètres de la turbulence.

Les études de propagation de flamme instationnaire avec suivi temporel ont par le passé montré leur potentiel, en particulier pour s'affranchir des variations cycle-à-cycle et étudier les phénomènes d'instabilités. Dans des écoulements stratifiés, il serait donc tout à fait intéressant de pouvoir mettre en œuvre des mesures couplées de vitesse et de richesse avec suivi temporel. Du point de vue technologique, de telles mesures sont déjà envisageables pour la vitesse, mais leur couplage avec des mesures de richesse sont encore difficile. Toutefois l'acquisition d'une mesure de richesse au début d'une série de mesures de vitesse donnerait déjà beaucoup d'informations sur la propagation de la flamme dans un écoulement à richesse variable. De plus, une mesure avec suivi temporel faciliterait l'acquisition d'un grand nombre de mesures dans notre configuration d'écoulement instationnaire.

En conclusion, étant donné le potentiel qu'a montré la mesure couplée de vitesse et de richesse en terme de précision obtenue et de grande quantité d'informations simultanées, il serait tout à fait intéressant de la mettre en œuvre dans des configurations expérimentales plus simples, telle que des flammes laminares, flammes turbulentes stationnaires...

## Références bibliographiques:

**Abdel-Gayed R**, Bradley D, "Dependence of turbulent burning velocity on turbulent Reynolds number and ratio of laminar burning velocity to r.m.s turbulent velocity", p 1725-1735, Symposium on combustion, 1975.

**Abdel-Gayed R**, Bradley D, "Combustion regimes and the training of turbulent premixed flames", Combustion and flames, vol 76, p 213-218, 1989.

**Abdel-Gayed R.G**, Bradley D, Hamid M.N, Lawes M, "Lewis number effects on turbulent burning velocity", 21th Symposium on combustion, p 505-512, 1984.

**Allano.D, Lecordier.B, Lecordier.J.C, Trinité.M**, "Qualification d'une chaîne de mesure PIV digitale source de bruit et estimation des erreurs », 6<sup>ème</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser (Saint Louis), p F6.1-8, 1998.

**Arquès.P**, La pollution de l'air, Editions EDISUD, 1998.

**Ba M, Traimany.A**, « Transport routier et nuisances atmosphériques, des efforts à poursuivre. », Institut Français de n'Environnement (ifen), septembre 2001.

**Barrère.M**, « Modèles de combustion turbulente », Revue générale de thermique », vol 13, n°148, p 295-308, 1974.

**Berckmüller, M.**, Tait, N.P., Lockett, R.D., Greenhalgh, D.A., Ishii, K., Urata, Y., Umiyama, H., Yoshida, K., " In-Cylinder Crank Angle resolved Imaging of Fuel Concentration in a Firing Spark-Ignition-Engine Using Planar LIFS." Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion, pp. 151-156, 1994.

**Berlman, I.B.**, " Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules.", 2<sup>nd</sup> Edition, Academic Press, 1971.

**Borghi.R**, "Mise au point sur la structure de flammes turbulentes", Journal de chimie physique, vol 81, p361-370, 1984.

**Borghi.R, Destriau**, « La combustion et les flammes », Editions Technip, 1995.

**Bradley D**, Gaskell P, Gu X, "Burning velocities, Markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: a computational study", Combustion and flame, vol 104, p 176-198, 1996.

**Bray, Peters** "Turbulent Reactive Flows," p 64-113, Academic press, 1994.

**Bray.K.N.C**, « Turbulent flows with premixed reactants, turbulent reacting flows », Berlin, P.A.Libby and F.A.Williams, Springer-Verlag edition, p 115-183, 1980.

**Candel S**, Poinot T, "Flame stretch and the balance for flame area", Combustion.Sci and Tech, vol 70, p 1-15, 1990.

**Cessou A**, « Cours de diagnostics laser en combustion », 7<sup>ème</sup> école de combustion Mont Saint Odile, 2000.

**Cho Y.S**, Santavicca.D.A, "The effect of incomplete fuel-air mixing on spark-ignited flame kernel growth", SAE 932715, 1993.

**Clavin P**, "Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows", Prog.Energy Combust Sci, vol 11, p1-59, 1985.

**Cruyningen.I**, Lozano.A, Hanson.R, "Quantitative imaging of concentration by planar laser-induced fluorescence", Experiments in fluids 10, 1990, p 41-49.

**Defrasure.F**, « Simulation aux grandes échelles de la combustion en charge stratifiée », Ecole Centrale Paris, 2004.

**Degobert.M**, « Automobile et pollution », Editions Technip, 1992.

**Deneux.M**, « L'évaluation de l'ampleur des changements climatiques, de leur causes et de leur impact prévisible sur la géographie de la France à l'horizon 2025, 2050 et 2100. », [www.senat.fr/rap/r01-224-1/r01-224-10.html](http://www.senat.fr/rap/r01-224-1/r01-224-10.html), 2001.

**DeSoete.G**, "Aspects fondamentaux de la combustion en phase gazeuse », Editions Technip, 1976.

**Donbar.J.M**, **Driscoll.J.F**, "Simultaneous CH planar laser-induced fluorescence and particule imaging velocimetry in turbulent flames", 36<sup>th</sup> aerospace sciences meeting & exhibit, Janvier 12-15, Norvège, 1998.

**Dowdy D**, Smith D, Taylor S, "The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures", 23th Symposium on combustion, p 325-332, 1990.

**Erard.V**, "Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire », thèse de l'université de Rouen, 1996.

**Floch.A**, « Etude de la turbulence instationnaire dans une chambre de combustion à volume constant, interaction avec la propagation d'une flamme allumée par étincelle », Thèse de l'Université de Rouen, 1990.

**Foucaut JM**, Carlier J, Stanislas M, "PIV optimisation for the study of turbulent flow using spectral analysis", Measurement Science and Technology 15, p1046-1058, 2004.

**Fraidl GK**, Piock WF, Wirth M., "Gasoline direct injection: Actual trends and future strategies for injection and combustion systems", SAE 960465, 1996.

**Frank JH**, Lyons KM, Long MB, "Simultaneous scalar/ velocity field measurements in turbulent gas-phase flows", *Combustion and flame*, p 1-12, .1996.

**Fujikawa.T**, Hattori.Y, Akihama.K, "Quantitative 2-D fuel distribution measurements in an SI engine using Laser-Induced Fluorescence with suitable combination of fluorescence tracer and excitation wavelength", SAE 972944.

**Fujimoto.M**, Nishida.K, 'Influence of mixture stratification pattern on combustion characteristics in a constant-volume combustion chamber", SAE 952412, 1995.

**Galizzi.C**, "Etude expérimentale du développement d'une flamme oblique prémélangée dans un écoulement stratifié », Thèse de l'Ecole centrale de Lyon, 2003.

**Goix.Ph**, "Approche lagrangienne et étude statistique par tomographie laser d'une flamme oblique dans une turbulence de grille », Thèse université de Rouen, 1987.

**Gouldin FC**, « Combustion intensity and burning rate integral of premixed flames », 26 Symposium international on combustion, p 381-388, 1996.

**Grisch, F.**, Thurber, M.-C., Hanson, R.-K., "Mesure de Température par Fluorescence Induite par Laser sur la Molécule d'Acétone", *Revue Scientifique de la Défense*, 1997-4,p 51-60.

**Grossmann, F.**, Monkhouse, P.B., Ridder, M., Sick, V., Wolfrum, J., "Temperature and Pressure Dependences of the Laser-Induced Fluorescence of Gas-Phase Acetone and 3-Pentanone." *Appl. Phys. B* 62, 249-253, (1996).

**Hasselbrink.E.F**, **Mungal.M.G**, **Hanson.R.K**, "Simultaneous PIV and PLIF measurements in non premixed transverse jet flames", 9<sup>th</sup> International symposium on applications of laser techniques to fluids mechanics, Lisbon Portugal.

**Haworth DC**, Poinot TJ, "Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames", *Journal of fluid mechanics*, vol 244, p 405-436, 1992.

**Haworth.D.C**, Blint.R.J, Cuenot.B, Poinot.T.J, "Numerical simulation of turbulent propane-air combustion with nonhomogeneous reactants", *Combustion and flame*, vol 121, p 395-417, 2000.

**Hélie.J**, Trouvé.A, "Turbulent flame propagation in partially premixed combustion", 27<sup>th</sup> international symposium on combustion, p 891-898, 1998.

**Hélie.J**, Trouvé.A, « A modified coherent flame model to describe turbulent flame propagation in mixtures with variable composition", *Proceedings of the combustion institute*, vol 28, p193-201, 2000.

**Hitoshi.K**, Kouichi.T, Development of in-cylinder gasoline direct injection engine, *JSAE*, 19, 1998.

**Hu.H** ,**Kobayashi.H**, **Saga.T**, **Segawa.S**, **Taniguchi.N**, "Particle image velocimetry and planar laser-induced fluorescence measurements on lobed jet mixing flows", *Experiments in fluids*, Suppl p141-157, 2000.

**Itoh.T**, Kakuho.A, Hishinuma.H, Urushihara.T, Takagi.Y, Horie.K, Asano.M, Ogata.E, T.Yamasita : Developement of a new compound fuel tracer combination for use with LIF. SAE 952465.

**Jarosinski J**, “The thickness of laminar flames”, *Combustion and flames*, vol 56, p 337-342, 1984.

**Jimenez.C**, Cuenot.B, Poinot.T, “Numérical simulation and modeling for lean stratified propane-air flames”, *Combustion and flames*, vol 128, p1-21, 2002.

**Kamura H**, Takada K, “Development of in-cylinder gasoline direct injection engine”, *JSAE review*, vol 19, p 175-180, 1998.

**Lacoste.D**, “Etude expérimentale de la combustion de mélanges stratifiées globalement pauvres en chamber à volume constant”, Thèse de l’Université de Poitiers, 2002.

**Law.A**, Hongwei.W, “Measurement of mixing processes with combined digital particle image velocimetry and planar laser induced fluorescence”, *Experimental thermal and fluid science* 22, p213-229, 2000.

**Lawrenz, W.**, Köhler, J., Meier, F., Stolz, W., Wirth, R., Bloss, W.H., Maly, R.R., Wagner, E., Zahn, M., “ Quantitative 2D LIF Measurements of Air/Fuel Ratios During the Intake Stroke in a Transparent SI Engine.”, SAE Technical Paper Series, 922320, San Francisco, California, 1992.

**Lecordier B**, Demare D, Vervisch L.M.J, Réveillon J, Trinité M, “Estimation of the accuracy of PIV treatments for turbulent flow studies by DNS of multi-phase flow”, *Measurement Science and Technology* 12, 2001, p1382-1391.

**Lecordier B**, Trinité M, “Advanced PIV algorithms with image distortion validation and comparison using synthetic images of turbulent flow”, *Particle Image Velocimetry: recent improvements*, Springer, 2003.

**Lecordier Bertrand**, “Etude de l’interaction de la propagation d’une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules », Thèse de l’université de Rouen, 1997.

**Lee TW**, North GL, Santavicca, “Surface properties of turbulent premixed propane / air flames at various Lewis numbers”, vol 93, p 445-456, 1993.

**Lee TW**, North L, Santavicca DA, “Curvature and orientation statistics of turbulent premixed flame fronts”, *Combustion sci. and tech.*, vol 84, p 121-132, 1992.

**Lee.J**, Nishida.K, “Simultaneous flow field measurement of D.I gasoline spray and entrained ambient air by LIF-PIV technique”, SAE 2003-01-1115.

**Lemoine.F**, “Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA.”, *Experiments in fluids*, vol 26, p 315-323, 1999.

**Lozano.A**, Yip.B, Hanson.R.K, "Acetone:a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence", *Experiments in fluids*, 13,369-376, (1992).

**Mackie.J.C**, **Doohen.K.R**, **Nelson.P.F**, "Kinetics of the thermal decomposition of methoxybenzene (anisole)", *J.Phys.Chem*, vol 93, p 664-670, 1989.

**Makstein.G.H**, "Nonsteady flame propagation", Pergamon press, 1964.

**Marzouk.Y.M**, Ghoniem.A.F, Najm.H.N, "Dynamic response of strained premixed flames to equivalence ratio gradients", *Proceedings of the combustion institute*, vol 28, p1859-1866, 2000.

**Mokhtarian F**, Mackworth A, « Scale-based description and recognition of planar curves and two-dimensional shapes », *IEEE Transaction on pattern analysis and machine intelligence*, vol 8, n°1, p34-43,1986.

**Moriyoshi.Y**, MorikawaH, "Combustion enhancement of very lean premixture part in stratified charge conditions", *SAE 962087*, 1996.

**Mura A**, "Contribution à la modélisation de la combustion turbulente inhomogène dans les moteurs IDE à charge stratifiée", Université d'Aix-Marseille, 2002.

**Neij.H**, Johansson.B, Aldèn.M, "Development and demonstration of 2D-LIF for studies of mixture preparation in SI engines", *Combustion and flame*, 99, 449-457, 1994.

**Otsu.N**, "A threshold selection method from gray-level histograms", *IEEE transaction on systems and cybernetics*, vol9, n°1, p 62-66, 1979.

**Peters N**, "The turbulent burning velocity for large scale and small scall turbulence", *Journal of fluid mechanics*, vol 384, p 107-132, 1999.

**Pires da Cruz.A**, Dean.A.M, Grenda.J.M, « A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane/air flames", *proceedings of the combustion institute*, vol 28, p 1925-1932, 2000.

**Plackmann.J.D**, Kim.T, Ghandhi.J.B, "The effects of mixture stratification on combustion in a constant-volume combustion vessel", *SAE 980159*, 1998.

**Poinsot T**, Echekki T, Mungal G, "A study of the laminar tip and implications for premixed turbulent combustion", *Combust.Sci and Tech*, vol 81, p 45-73, 1992.

**Poinsot**, Veynante, Candel, "Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams", *J.Fluid.Mech*, vol 228, p 561-606, 1991.

**Pope S**, « The evolution of surfaces in turbulence », *Int.J.Engng.Sci*, vol 26, n°5, p445-469, 1988.

**PSA**, « Le moteur HPI », [www.psa.fr](http://www.psa.fr), mai 2000.

**Ra.Y**, "Laminar flame propagation in a stratified charge", 1999.

**Reboux J**, Puechberty D et Dionnet F, « Study of mixture inhomogeneities and combustion development in a S.I. engine using a new approach of laser induced fluorescence (FARLIF) », SAE 961205, 1996.

**Reboux J**, « Une nouvelle approche de la LIF pour la détermination de la richesse à haute pression. Application à l'étude de la combustion dans un moteur à allumage commandé », Thèse de l'Université de Rouen, 1995.

**Renou B**, "Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans écoulement turbulent, influence du nombre de Lewis", 1999.

**Renou B**, Boukhalfa A, Puechberty D, Trinité M, « Local scalar flame properties of freely propagating premixed turbulent flames at various lewis numbers », Combustion and flame, vol 123, p 507-521, 2000.

**Réveillon J**, Cours de DEA, Ecoulements turbulents Simulation-Modélisations-Etudes analytiques, 2001.

**Ruetsch.G.R, Vervisch.L, Linan.A**, « Effects of heat release on triple flames », Physics of fluids, vol 7, p1447-1454, 1995.

**Rutland CJ**, Trouvé A, « Direct simulations of premixed turbulent flames with nonunity Lewis numbers », Combustion and flame, vol 94, p 41-57, 1993.

**Sansom E**, « Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu à richesse stratifié », doctorat Université de Rouen, 2002.

**Seitzman.J**, Hanson.R, "Planar Fluorescence imaging in gases", instrumentation for flows with combustion, Academic press 1993, p 405-484.

**Shan JW**, Lang DB, Dimotakis PE, "Scalr concentration measurements in liquid-phase flows with pulsed lasers", Experiments in fluid, vol 36, p 268-273, 2004.

**Simoens S**, Ayrault M., "Concentration flux measurements of a scaler quantity in turbulent flows", Experiments in fluids, vol 16, o 273-281, 1994.

**Tait.NP**, Greenhalgh.D.A, "PLIF imaging of fuel fraction in practical devices and LII imaging of soot", Ber.Bunsenges.Phys.Chem.97, n°12, 1619-1625, (1993).

**Tanoue K**, Shimada F, Hamatake T. "The effects of flame stretch on outwardly propagating flames", JSME International Journal series B, vol 46, n°3, p 416-424, 2003.

**Trapy.J**, « L'automobile et la réduction de la consommation ». Editions Technip, 1996.

**Tseng LK**, Ismail MA, Faeth GM, "Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbon/Air flames", Combustion and flame, vol 95, p 410-426, 1993.

**Urushihara T**, Nakada T, Kakuhou A, Takag Y, "Effects of swirl/tumble motion on in-cylinder mixture formation in a lean-burn engine", SAE 961994, 1996.



**Vannobel.F**, « Etude statistique de la propagation initiale d'une flamme de prémélange allumée par étincelle en écoulement laminaire et turbulent », Thèse de l'université de Rouen,, 1985.

**Willert.C.E, Gharib.M**, "Digital particule image velocimetry", Experiments in fluids, vol 10, p181-193, 1991.

**Williams F.A**, « A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure », Agard conference proceedings, n°164, 1974.

**Williams F.A**, « Combustion theory », Ed Benjamin Cunnings, Palo Alto, Second edition 1985.

**Yuen.S.L, Peters.J.E, Lucht.R.P**, "Pressure dependence of laser-induced fluorescence from acetone", Applied Optics, 36, 15, 3271-3277, (1997).

**Zhao**, « Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in IC engines » Prog.Energy.Combus.Sci, vol 24, p297-336, 1998.

**Zhao.F, Lai.M.C, Harrington.D.L**, "Automotive spark-ignited direct-injection gasoline engines", Progress in Energy and Combustion Science, 25, p 437-562, 1999.

**Zhou.J, Nishida.K, Yoshizaki.T, Hiroyasu.H**, "Effects of mixture heterogeneity on flame propagation in a constant-volume combustion chamber", SAE 972943, 1997.

**Zhou.J, Nishida.K, Yoshizaki.T, Hiroyasu.H**, "Flame propagation characteristics in a heterogeneous concentration distribution of fuel.