



HAL
open science

Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane-air

David Pavé

► **To cite this version:**

David Pavé. Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane-air. Energie électrique. Université d'Orléans, 2002. Français. NNT: . tel-00010987

HAL Id: tel-00010987

<https://theses.hal.science/tel-00010987>

Submitted on 15 Nov 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.



UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

THÈSE

présentée à l'université d'Orléans

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

discipline : Mécanique - Énergétique

par

David PAVÉ

Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes
de prémélanges pauvres de méthane-air

soutenue le 31 octobre 2002 devant le jury composé de :

C. de IZARRA	Président du jury / Représentant de l'école doctorale / Professeur, université d'Orléans
D. VEYNANTE	Rapporteur / Directeur de recherche, CNRS-EM2C Châtenay-Malabry
A. BOUKHALFA	Rapporteur / Professeur, INSA de Rouen
R.S. CANT	Examineur / Professeur, université de Cambridge, Grande-Bretagne
V. SABEL'NIKOV	Examineur / Ingénieur de recherche ONERA Palaiseau
I. GÖKALP	Directeur de thèse / Directeur de recherche, CNRS-LCSR Orléans

« Verum, ut opinor, itast : sunt quaedam corpora, quorum concursus motus ordo positura figurae efficiunt ignis mutatoque ordine mutant naturam neque sunt igni simulata neque ulli praeterea rei quae corpora mittere possit sensibus et nostros adiectu tangere tactus. [...] Hoc etiam magis haec animum te advertere par est corpora quae in solis radiis turbare videntur, quod tales turbae motus quoque materiai significant clandestinos caecosque subesse. Multa videbis enim plagis ibi percita caecis commutare viam retroque repulsa reverti nunc huc nunc illuc in cunctas undique partis. Scilicet hic a principiis est omnibus error. Prima moventur enim per se primordia rerum, inde ea quae parvo sunt corpora conciliatu et quasi proxima sunt ad visis principiorum, ictibus illorum caecis impulsa cientur, ipsaque porro paulo maiora lacessunt. Sic a principiis ascendit motus et exit paulatim nostros ad sensus, ut moveantur illa quoque, in solis quae lumine cernere quimus nec quibus id faciant plagis apparet aperte.»

De Natura Rerum, Titus Lucretius Carus.

« Voici ma thèse : il existe certains corps dont les rencontres, les mouvements, l'ordre, la position, les figures produisent le feu et dont les différentes combinaisons engendrent la diversité des choses ; mais ils ne ressemblent ni au feu, ni à aucun autre corps capable de frapper nos sens par ses émanations et d'affecter par son contact notre toucher. [...] Une autre raison d'observer attentivement les corpuscules qui s'agitent en désordre dans un rayon de soleil, c'est qu'une telle agitation nous révèle les mouvements invisibles auxquels sont entraînés les éléments de la matière. Car souvent tu verras beaucoup de ces poussières, sous l'impulsion sans doute de chocs imperceptibles, changer de direction, rebrousser chemin, tantôt à droite, tantôt à gauche et dans tous les sens. Or, leur mobilité tient évidemment à celle de leurs principes. Les atomes, en effet, se meuvent les premiers par eux-mêmes ; c'est ensuite au tour des plus petits corps composés : les plus proches des atomes par leur force ; sous leurs chocs invisibles ils s'ébranlent, se mettent en marche et eux-mêmes en viennent à déplacer des corps plus importants. C'est ainsi que part des atomes le mouvement, qui s'élève toujours et parvient peu à peu à nos sens, pour parvenir enfin à la poussière que nous apercevons dans les rayons du soleil, alors même que les chocs qui la mettent en mouvement nous demeurent invisibles. »

De la nature, Lucrèce (98-55 av. J.C.)

vant-propos

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs du CNRS d'Orléans dans l'équipe Combustion et Turbulence.

Je remercie donc monsieur Michel Cathonnet, directeur du laboratoire, de m'y avoir accueilli.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à monsieur Iskender Gökalp, responsable de l'équipe Combustion et Turbulence, de m'avoir accueilli dans son équipe. Je le remercie de la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail et des moyens qu'il a mis à ma disposition pour mener à bien ce travail.

Je remercie monsieur Charles de Izarra d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie également messieurs Abdelkrim Boukhalfa et Denis Veynante de m'avoir fait l'honneur d'examiner ce mémoire en tant que rapporteurs et d'avoir pris de leur temps pour une étude critique de mon travail. Ma gratitude va aussi à monsieur Vladimir Sabel'nikov et monsieur Stewart Cant nonobstant les intempéries climatiques qui ont bien voulu juger mon travail et participer à mon jury de thèse.

Je suis très reconnaissant à Christian Chauveau pour être toujours disponible malgré la quantité de travail qui l'occupe. Son aide et ses conseils aussi bien informatiques que techniques restent essentiels.

Je ne veux pas oublier Laurent Gagnepain, mon prédécesseur, qui m'a accueilli dans le laboratoire et m'a initié à la flamme de bec Bunsen et à la diffusion Rayleigh.

Je remercie profondément monsieur Ian Shepherd du laboratoire de Berkeley, université de Californie, qui m'a accueilli si gentiment dans son laboratoire. Je le remercie pour la grande aide qu'il m'a apportée dans le traitement des données.

Je remercie également Brahim Sarh pour son accueil, nos discussions et pour m'avoir aidé à remonter le diagnostic Rayleigh dans les premiers mois de ma thèse.

Je suis très reconnaissant à Christine Mounaïm-Rousselle, Fabrice Foucher et Olivier Pajot du Laboratoire de Mécanique et Énergétique de m'avoir accueilli et m'avoir aidé à mettre en place le diagnostic d'imagerie Rayleigh.

Je donne pareillement ma gratitude à Dmitri Davidenko pour m'avoir aidé dans les calculs numériques des épaisseurs de flamme et de dissipation scalaire.

Je remercie Claude Fougère pour son aide dans ma recherche bibliographique et pour sa gentillesse ainsi que le personnel technique du laboratoire : Jacques Sabatier, Henri Peyroux,

Fabrice Peyroux, Alain Aymard, Michel Roblain qui m'ont permis de mener à bien mon travail à des degrés divers.

Je n'oublie pas le personnel administratif, Denise de Plinval, Renée Herbin, Jeannine Clinard et Bernadette Trifigny qui, par leur affabilité, ont rendu mon séjour au LCSR très agréable. Un merci particulier à Murielle Chevrier.

Aux anciens thésards, Yanick pour sa passion pour Jean-Luc Godard, Isabelle pour ses gâteaux casse-dents, Joël que la duchesse de La Vallière remercie, l'évanescence sainte Radegonde n'est pas le maillon faible, Bouaza alias Aziz pour ses conseils avisés, Benjamin pour son calme et sa patience, Bérangère, ma collègue de bureau, pour sa patience, Nicolas pour ses discussions savantes, Gaëlle pour la ligne $\mathcal{K}a$ et la recherche de Vibration, Sandra pour ses questions Apéricube.

Aux thésards actuels, futurs docteurs, Olivier pour sa persévérance à vouloir me faire faire du foot, Nabil pour m'avoir fait découvrir la conduite d'une épave, Emmanuel pour le travail qu'il m'a fait, Thierry pour sa détermination qui, je pense, va payer, Cécile pour son sens inné de l'organisation, Fabien qui ne doit pas trop s'inquiéter (merci pour les gâteaux), Valérie qui doit continuer ses dictons du jour, Sébastien qui va y arriver et Frédéric quand même aussi.

Aux futurs thésards, Romain, le Bourguignon qui ne devrait pas se moquer des Vosgiens, Pablo, un compère grand connaisseur de la Nature (merci pour le film).

Aux stagiaires que j'ai rencontrés, Isabel, Muriel, François, Sergio, Miguel, André, Mehdi...

Introduction générale

Les flammes turbulentes de prémélange présentent un sujet d'intérêt important pour la recherche aussi bien du point de vue fondamental que pratique. Elles se rencontrent, en effet, dans plusieurs applications technologiques telles que les moteurs à allumage commandé, les foyers de turboréacteurs, les turbines à gaz. Dans le domaine des risques technologiques pour prévenir les explosions accidentelles, une connaissance des conditions d'inflammabilité et d'allumage et des mécanismes de leur propagation est indispensable. La réduction des effluents gazeux polluants est un autre intérêt de l'étude de ce type de flamme. Diverses études sont menées pour détruire ces effluents gazeux telles que des travaux sur les décharges à barrières diélectriques ([Hibert *et al.*, 1999], [Pavé *et al.*, 1998], [Gaurand *et al.*, 1998]) mais il est indispensable de réduire cette pollution en amont. La production d'oxydes d'azote dans les flammes est favorisée sous haute température. L'utilisation du prémélange et d'une richesse faible de la flamme conduit à une baisse sensible de la température et donc à une réduction de la production d'oxydes d'azote.

Cependant les flammes pauvres sont plus sensibles aux gradients de vitesse locaux et ont tendance à s'éteindre plus facilement que les flammes stœchiométriques. Plusieurs travaux montrant cette tendance ont été menés au LCSR ([Mounaïm-Rousselle, 1993], [Bourguignon, 1997]). Il est alors nécessaire de connaître de façon précise les paramètres permettant de contrôler et stabiliser les flammes de prémélange pauvres.

Une meilleure compréhension de ces phénomènes est réalisée grâce à l'apport de résultats statistiques qui confirment ou améliorent les modèles théoriques. Des expériences fondamentales qui limitent le nombre de paramètres sont donc une nécessité car elles permettent l'analyse fine des phénomènes physiques.

Les progrès réalisés dans les techniques de mesures et plus particulièrement dans les techniques optiques permettent l'acquisition directe de grandeurs que l'on ne pouvait prédire qu'à partir de modèles. Aujourd'hui, la recherche expérimentale se tourne de plus en plus vers les systèmes de mesures à deux ou trois dimensions comme la vélocimétrie par imagerie de particules (V.I.P.) ou la fluorescence induite par plan laser (F.I.P.L.). Cette évolution est favorisée par l'amélioration des lasers et des systèmes d'acquisition qui permettent de déterminer avec une grande précision plusieurs grandeurs ([O'Young & Bilger, 1996]). Cette grande précision permet d'étudier les interactions locales entre la combustion et la turbulence.

Le présent travail s'inscrit dans la continuité de ceux commencés il y a plus de dix ans au laboratoire ([Boukhalfa, 1988], [Deschamps, 1990], [Mounaïm-Rousselle, 1993], [Ghénéai, 1995] [Bourguignon, 1997], [Gagnepain, 1998]). Le cadre général de l'étude est la réduction des émissions d'oxydes d'azote dans les flammes prémélangées notamment pour des applications utilisant la technologie de combustion 3P (Prévaporisée Prémélange Pauvre). Nous étudions dans ce travail paramétriquement la structure instantanée et moyenne des flammes turbulentes de prémélange CH₄-air, lorsque l'on varie leur richesse et leur taux de turbulence.

Ce travail s'articule en trois grandes parties.

Une première partie introduit des généralités sur les phénomènes de combustion avec une bibliographie centrée sur la flamme laminaire de prémélange et la flamme turbulente de prémélange. Nous y exposons les échelles de turbulence et des définitions sur la vitesse et l'épaisseur de flamme. La présentation du modèle de Bray, Libby et Moss nous amène à faire une étude de la dissipation scalaire.

La deuxième partie se scinde en trois chapitres. Un paragraphe décrit le brûleur Bunsen et caractérise les flammes étudiées. Nous présentons ensuite les dispositifs expérimentaux. Dans un premier lieu, nous décrivons les dispositifs impliquant la diffusion induite par effet Rayleigh en rappelant la théorie. Nous utilisons deux systèmes : la diffusion Rayleigh un point qui donne des mesures ponctuelles et la diffusion Rayleigh à deux dimensions. Nous détaillons ensuite le dispositif de tomographie laser. Pour chacun de ces dispositifs, nous décrivons les traitements qui ont été effectués.

La troisième partie, fractionnée en trois chapitres, est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux. Par l'imagerie Rayleigh et Mie, nous caractérisons la structure scalaire de la flamme.

Dans le chapitre un, nous faisons une description macroscopique de la flamme et des îlots de gaz brûlés ou non-brûlés qui rend compte de l'influence de la richesse et de la vitesse d'écoulement des gaz frais sur l'aspect général de la flamme. Nous déterminons les iso- $\langle c \rangle$ avec l'épaisseur turbulente, l'échelle caractéristique de plissements, la densité de surface de flamme. Nous regardons également l'influence des îlots sur le calcul de l'échelle caractéristique de plissements et la densité de surface de flamme. La flamme est divisée en 6 régions dont nous étudions indépendamment la densité de surface de flamme. En outre, nous

comparons nos résultats d'imagerie Mie avec la diffusion Rayleigh un point de [Gagnepain, 1998].

Dans le chapitre deux, nous étudions la structure du front de flamme instantané. Dans un premier temps, nous faisons l'étude statistique de la courbure du front de flamme sur toute la flamme puis dans six régions de la flamme. Nous déterminons, dans un deuxième temps, l'épaisseur thermique de la zone de réaction du front de flamme et la zone de préchauffage avec le gradient de température des fronts de flamme instantanés. Nous regardons alors s'il existe une corrélation entre l'épaisseur et la courbure pour notre configuration de flamme. Nous étudions par la suite l'évolution de l'épaisseur sans effet de la courbure.

Dans le chapitre trois, nous analysons les implications de nos résultats sur les modèles de combustion turbulente de prémélange, le modèle de Bray, Moss et Libby et les modèles utilisant la dissipation scalaire. Nous examinons les distributions des longueurs d'entrecroisements qui permettent d'obtenir l'échelle caractéristique de plissements. Nous déterminons ensuite la dissipation scalaire et la relation qui existe entre celle-ci et la densité de surface de flamme. Enfin, un dernier paragraphe de ce chapitre est consacré à la détermination de l'intensité de combustion et du taux de combustion. Ces grandeurs sont obtenues à partir des imageries Rayleigh et Mie. Nous comparons alors nos résultats avec ceux d'autres techniques de mesures telles que l'anémométrie Doppler laser associé à Mie, la diffusion Rayleigh un point et les résultats de la littérature.

Partie I SYNTHÈSE SUR LES FLAMMES DE PRÉMÉLANGE

Cette première partie est composée de trois sections. Dans la première section, nous donnons des généralités sur le phénomène de combustion. Nous nous concentrons ensuite sur les flammes de prémélange. Tout d'abord nous présentons la flamme laminaire en donnant des définitions telles que la vitesse de propagation, l'épaisseur de flamme laminaire. Nous décrivons alors les instabilités qui plissent la flamme laminaire en insistant sur le phénomène de courbure. Nous donnons ensuite une description de la flamme turbulente de prémélange en définissant la vitesse turbulente, l'épaisseur turbulente. Après avoir présenté les échelles de turbulence, nous complétons cette description par la mise en évidence de l'interaction entre la turbulence et la combustion. Ceci nous amène à exposer la classification des flammes turbulentes de prémélange en insistant sur le modèle de flammelettes de Bray, Moss et Libby qui permet de déterminer la densité de surface de flamme. Enfin, nous introduisons la dissipation scalaire.

1. Introduction

La combustion est une réaction d'oxydoréduction irréversible et fortement exo-thermique. Le réducteur est appelé le combustible et l'oxydant le comburant. Elle se manifeste sous forme de zones de réaction séparant le combustible et le comburant. Ces zones réactionnelles ou flammes peuvent être de deux types. Quand la combustion est contrôlée par la diffusion entre réactifs, *i.e.*, quand la combustion se produit en même temps que le mélange entre le combustible et le comburant, on a une flamme de diffusion. Quand le comburant et le combustible sont déjà intimement mélangés lorsque la combustion a lieu, on a une flamme de prémélange. Or, on peut considérer que la flamme de diffusion est un ensemble de flammes de prémélange infinitésimales d'où l'importance de la compréhension des flammes de prémélange pour l'ensemble des types de combustion.

On peut encore définir la combustion comme étant l'emballement d'une réaction d'oxydoréduction, rendue possible par des conditions adéquates de pression, température, composition des réactifs..., contrôlée par des phénomènes physiques comme les transferts de masse et de chaleur.

Deux phénomènes essentiels se déroulent pendant la combustion : l'auto-inflammation et la propagation qui est la conséquence de l'auto-inflammation. L'auto-inflammation se produit lorsque la température, la pression et la composition des réactifs atteignent un seuil critique. Elle est la première manifestation de la combustion. Quant à la propagation dans le reste du mélange, elle apparaît après que l'auto-inflammation a été déclenchée. Pour que la propagation puisse s'installer, il faut que les trois paramètres de pression, température et composition du mélange soient en même temps supérieurs à un seuil critique. Certains phénomènes de parois et de coincement peuvent empêcher la propagation.

2. La flamme laminaire de prémélange

La flamme est dite laminaire si elle se propage dans un prémélange au repos ou en écoulement laminaire.

2.1. Vitesse de propagation

La vitesse de propagation représente la rapidité qu'a le front de flamme pour se déplacer et consommer le mélange de gaz frais.

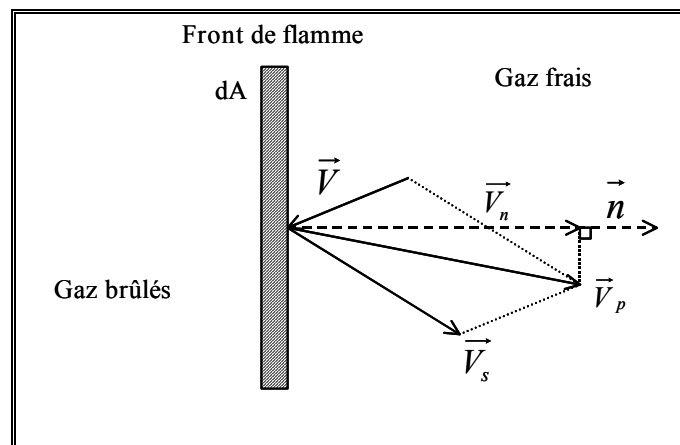


Figure I-1 : Définition de la vitesse de propagation.

La définition de la vitesse de propagation est schématisée sur la Figure I-1.

Soit dA , un élément du front de flamme qui se déplace avec la vitesse \vec{V}_s dans l'espace en se dirigeant vers les gaz frais et en laissant derrière lui les gaz brûlés. \vec{V} est la vitesse d'écoulement des gaz frais par rapport au repère du laboratoire. La vitesse de propagation du front de flamme \vec{V}_p est la vitesse relative du front par rapport aux gaz frais donc :

$$\vec{V}_p = \vec{V}_s - \vec{V} \quad [I-1]$$

La vitesse \vec{V}_n est la projection de la vitesse de propagation sur la normale au front de flamme. Elle est appelée vitesse normale de propagation, vitesse fondamentale (si les gaz frais sont à

température et pression ambiantes) ou vitesse de propagation laminaire. On notera par la suite : $S_L = \|\vec{V}_n\|$. On utilisera S_d , vitesse de déplacement, quand on parlera de vitesse locale.

Cette vitesse est dépendante des déformations du front de flamme telles que l'étirement et la courbure. On définit alors une vitesse de flamme laminaire non-étirée S_L^0 pour s'affranchir de ces effets, par conséquent, $S_L^0 = \|\vec{V}_n\| = \|\vec{V}_s\|$.

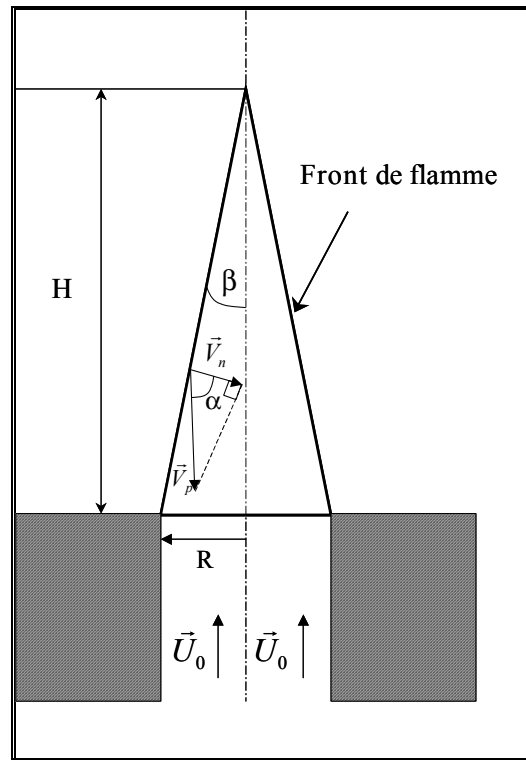


Figure I-2 : Flamme de bec Bunsen.

Dans le cas du brûleur de bec Bunsen classique (Figure I-2), l'écoulement est laminaire et la vitesse du prémélange peut être considérée uniforme à la section de sortie du brûleur. Le front de flamme a ainsi la forme d'un cône de révolution. La flamme est en position d'équilibre si $\|\vec{V}\|$, qui est la vitesse en sortie du brûleur, est supérieure à $\|\vec{V}_n\|$ et si en tout point du front de flamme la condition $V_n = V_p \cos \alpha$ est vérifiée avec $V = V_p$.

2.2. Épaisseur de flamme laminaire

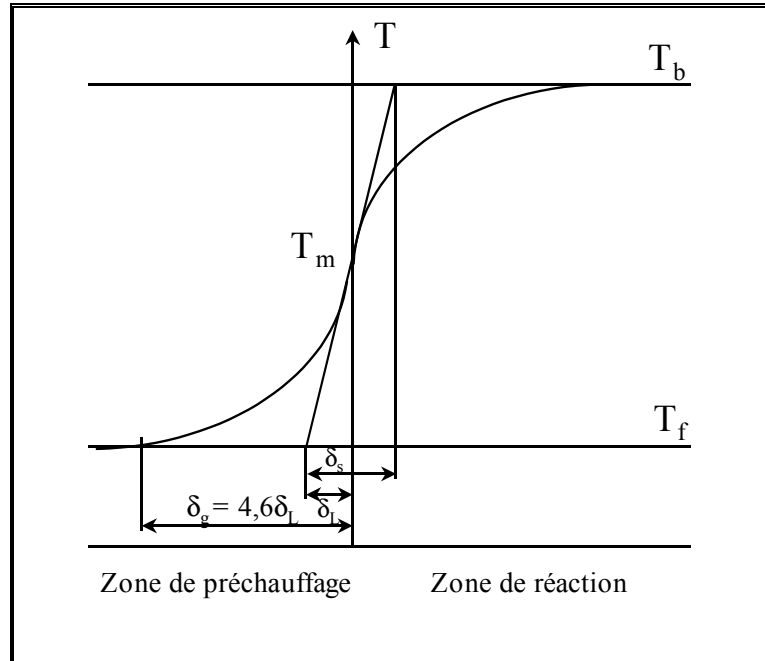


Figure I-3 : Définitions de l'épaisseur de flamme laminaire sur le profil de température à travers le front de flamme.

Il existe plusieurs définitions de l'épaisseur de flamme laminaire. Dans la théorie de Mallard et Le Châtelier, la zone de flamme entre les gaz frais et les gaz brûlés est composée de deux parties séparées par le point où se produit l'inflammation à la température T_m qui est inconnue (Figure I-3). Ces deux parties sont la zone de préchauffage ou de conduction et la zone de réaction. On peut considérer plusieurs critères pour définir ces zones. [Abraham *et al.*, 1985] ont répertorié sept définitions mais trois sont utilisés plus souvent [Jarozinski, 1984]. La Figure I-3 représente les trois définitions.

La première s'appelle l'épaisseur de Zeldovich ou épaisseur caractéristique et a pour expression :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{c_p \rho_f S_L} \quad [I-2]$$

où λ est la conductivité thermique du mélange réactif, c_p est la chaleur spécifique à pression constante, ρ_f est la masse volumique du mélange frais et S_L est la vitesse de propagation laminaire.

Cette épaisseur correspond à la distance pour laquelle les gaz frais sont amenés vers leur température d'inflammation dans la zone de préchauffage.

La deuxième épaisseur a été proposée par [Gaydon & Wolfhard, 1953]. Elle est définie par la zone de préchauffage. On limite la région de préchauffage entre la température d'inflammation et la section où la température s'est élevée de 1% :

$$\frac{T - T_r}{T_m - T_r} = \frac{1}{100} \quad [I-3]$$

où T_r est la température dans les gaz frais et T_m est la température d'inflammation. On part de l'équation de conservation d'énergie [I-4].

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (c_p T \rho u) + QU = 0 \quad [I-4]$$

où λ est la conductivité thermique, Q la chaleur de réaction, U la vitesse de réaction en $\text{mol.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$, c_p la chaleur spécifique à pression constante. On intègre entre $-\infty$ et 0 où 0 est la position de la température d'inflammation. On a alors $QU = 0$ et

$$\bar{c}_p \rho_f u_f (T_m - T_f) = \bar{\lambda} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_m$$

En intégrant une deuxième fois, on a : $-2 = \frac{\bar{c}_p \rho_f u_f (-\delta_g)}{\bar{\lambda}} \log e$.

En prenant $u_f = S_L$: $\delta_g = 2 \log e \frac{\lambda}{c_p \rho_f S_L}$.

Il s'en suit la nouvelle définition de l'épaisseur laminaire en fonction de l'épaisseur caractéristique :

$$\delta_g = 4,6 \delta_L \quad [I-5]$$

La troisième définition a été proposée par [Spalding, 1955]. Elle représente l'épaisseur de la zone de dégagement de chaleur. C'est le rapport de la différence entre la température des gaz brûlés et des gaz frais et du gradient maximum de la température.

$$\delta_s = \frac{T_b - T_f}{(dT/dz)_{\max}} \quad [I-6]$$

où T_b est la température dans les gaz brûlés, T_f est la température dans les gaz frais et z est la coordonnée spatiale le long de la normale au front de flamme. Cette définition a l'avantage d'être locale. L'épaisseur peut donc être mesurée localement le long d'un front de flamme.

[François, 1994] a fait une comparaison entre l'épaisseur caractéristique et l'épaisseur de Spalding. Le rapport entre ces deux épaisseurs a été trouvée égale à 2 pour l'hydrogène et à 6 pour le méthane.

2.3. Instabilités du front de flamme

Le front de flamme laminaire peut être soumis à des instabilités qui modifient sa structure. Il existe trois phénomènes importants responsables de l'instabilité intrinsèque dans les flammes de prémélange : les instabilités dues aux forces de gravité, les instabilités hydrodynamiques et les instabilités thermodiffusives. Ces phénomènes perturbent l'équilibre dans les flux massiques et de chaleur. Ceci amène le front de flamme à une nouvelle situation d'équilibre. Selon les conditions, ces phénomènes peuvent accentuer ou réduire la perturbation initiale.

2.3.1. Instabilités dues aux forces de gravité

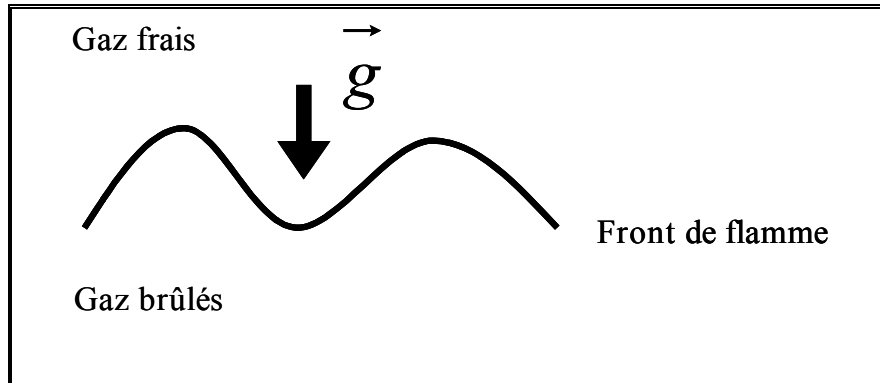


Figure I-4 : *Instabilités dues aux forces de gravité.*

Cette instabilité est de type Rayleigh-Taylor ([Law & Sung, 2000]). La flamme est soumise à la force de gravité qui agit à cause de la différence de densité entre les gaz chauds (brûlés) et les gaz froids (frais) ([Fristrom *et al.*, 1965]). Par conséquent, quand un fluide dense est au-dessus d'un fluide moins dense, le front initialement plan devient instable au profit d'une modulation spatiale du front.

2.3.2. Instabilités hydrodynamiques

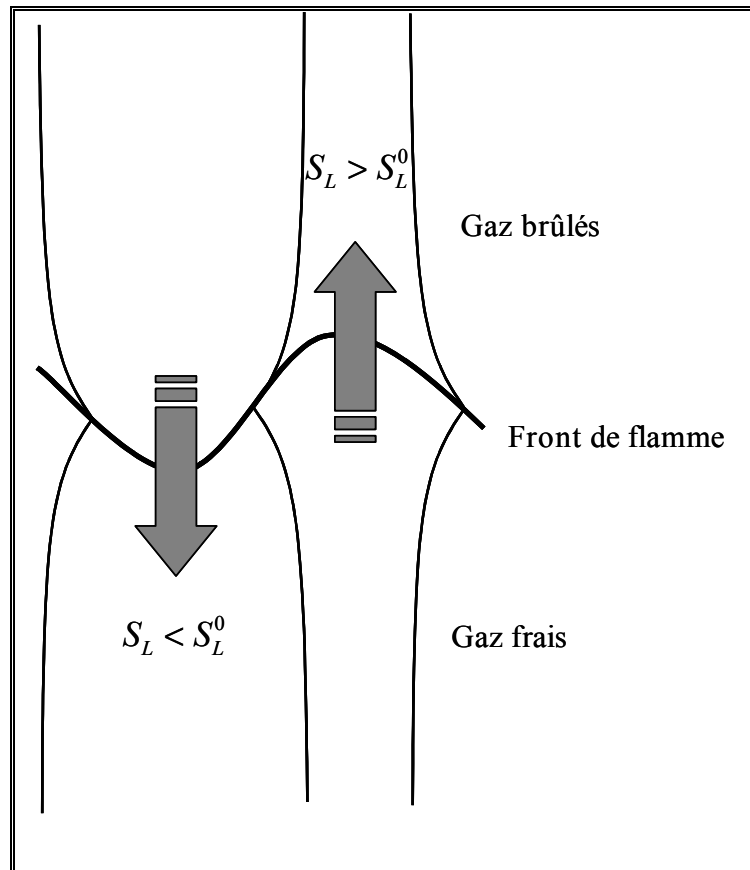


Figure I-5 : *Instabilités hydrodynamiques et déflexion des lignes de courant [Clavin, 1985].*

La notion d'instabilité hydrodynamique de type Darrieus-Landau en combustion a été introduite par [Landau, 1944] dans une étude de la propagation des flammes de prémélange. Il a postulé qu'une flamme pouvait être représentée par une surface de discontinuité infiniment mince se propageant normalement à elle-même avec une vitesse constante. Il a ensuite constaté que la flamme de prémélange était intrinsèquement instable face aux petites perturbations. Le front de flamme étant perturbé, la vitesse des gaz frais incidents varie. Il en résulte un déséquilibre entre les vitesses dans les gaz frais et les gaz brûlés. Si la perturbation courbe le front de flamme vers les gaz frais, la vitesse des gaz frais diminue et $S_L < S_L^0$. C'est l'effet contraire qui se produit si le front se courbe vers les gaz brûlés. Les lignes de courant divergent ou convergent à cause des plissements du front de flamme.

2.3.3. Instabilités thermodiffusives

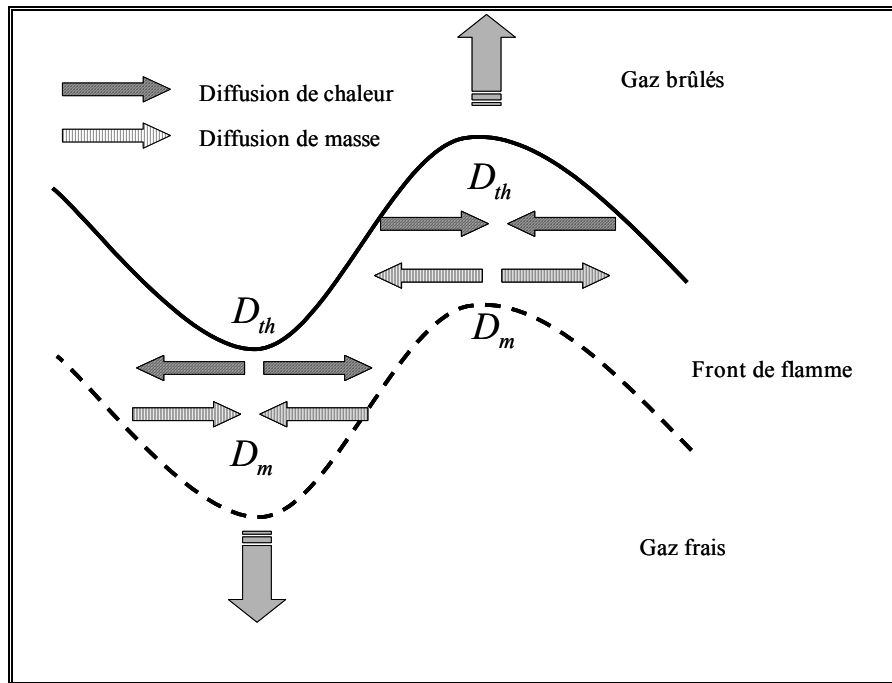


Figure I-6 : *Instabilités thermodiffusives* ([Clavin, 1985]).

L'effet thermodiffusif repose sur la différence entre la diffusion thermique D_{th} et la diffusion de masse D_m dans le prémélange. La diffusion de masse a tendance à enrichir le mélange localement alors que la diffusion thermique réchauffe le mélange localement. Le rapport de ces deux quantités est connu sous le nom de nombre de Lewis ($Le = D_{th}/D_m$).

Lorsque $Le < 1$, on a un effet stabilisant contrairement à $Le > 1$ pour lequel l'effet est déstabilisant. En fait, la diffusion de la chaleur a un effet stabilisant sur le front de flamme tandis que la diffusion de masse a un effet déstabilisant. Pour les flammes de méthane-air, le nombre de Lewis est très proche de l'unité ($Le \approx 1$). Les plissements seront alors essentiellement contrôlés par la turbulence de l'écoulement des gaz frais.

2.4. Évolution du front de flamme dans un milieu turbulent

Nous venons de voir que le front de flamme pouvait être perturbé par différentes instabilités qui peuvent être la cause des plissements initiaux ([Pope, 1987]). Mais, dans la plupart des cas, ces instabilités sont stabilisantes surtout quand le nombre de Lewis est peu différent de l'unité. Cependant, la structure du front de flamme peut être modifiée par la turbulence de l'écoulement indépendamment des phénomènes d'instabilités ; ceci provoque des variations dans la vitesse de déplacement locale du front de flamme instantané et une augmentation de la surface de la flamme.

2.4.1. L'étirement

L'accroissement local de la surface de flamme par les fluctuations turbulentes peut être quantifié par l'étirement exprimé à partir du facteur d'étirement ([Pope, 1988]) $S = \ln(A(t)/A(t_0))$. Ce facteur d'étirement mesure le degré d'étirement d'un élément de surface A depuis un temps t_0 . La grandeur qui nous intéresse est l'étirement ou taux d'étirement obtenu en dérivant le facteur d'étirement par rapport au temps. On a alors :

$$\kappa = \dot{S} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad [I-7]$$

L'étirement peut être causé par deux phénomènes physiques. Le premier est l'étirement dans le plan tangent à la flamme. Il est dû à la non-uniformité de l'écoulement. Le second est l'augmentation de la surface causée par une flamme courbe se propageant à une vitesse finie. Elle rend compte de l'effet de courbure. Il est possible de rassembler ces deux phénomènes en exprimant l'étirement sous une forme qui dissocie les effets de l'étirement tangentiel κ_s et de courbure κ_c : $\kappa = \kappa_s + \kappa_c$. Le terme lié à la courbure est l'étirement que le front de flamme courbe subirait s'il se déplaçait dans un milieu au repos à une vitesse de combustion normale. Le terme d'étirement tangentiel est l'étirement d'une flamme plane.

[Chung & Law, 1984] donnent une expression générale de κ où $\kappa_s = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{V}_t$ et $\kappa_c = (\vec{V}_s \cdot \vec{n})(\vec{\nabla}_t \cdot \vec{n})$. \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface, \vec{V}_t est la vitesse tangentielle de la surface de flamme, \vec{V}_s est la vitesse du front de flamme et $\vec{\nabla}_t$ est la composante tangentielle de $\vec{\nabla}$.

[Mueller *et al.*, 1995] et [Mueller *et al.*, 1996] proposent encore une autre expression où un troisième terme est ajouté $\kappa_D = \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_s$ qui est l'étirement qui se présente lors d'une divergence non-nulle du champ de vitesse. L'expression globale de l'étirement est donc : $\kappa = -\vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_s + S_L/R + \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_s$ avec S_L , la vitesse de la flamme laminaire étirée et R , le rayon de courbure de la flamme. Dans [Sinibaldi *et al.*, 1998], ce troisième terme est englobé dans κ_s . [Poinsot *et al.*, 1992] ont simplifié l'expression de l'étirement en faisant l'hypothèse que la flamme se propage normalement à l'écoulement des gaz frais à une vitesse constante S_d (vitesse de déplacement). On a alors l'expression suivante ([Kostiuk & Bray, 1994]) :

$$\kappa = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{V} - S_d \vec{\nabla} \cdot \vec{n} \quad [I-8]$$

[Pope, 1987] adimensionne κ par l'échelle temporelle caractéristique de flamme laminaire définie par $\tau_L \equiv D_{th}/S_d^2$ où D_{th} est la diffusivité thermique des réactifs. [Poinsot *et al.*, 1992] adimensionnent par S_L/δ_L .

[Law, 1988] et [Law & Sung, 2000] donnent une expression de l'étirement pour les flammes axisymétriques comme la flamme de type Bunsen qui dépend des grandeurs macroscopiques :

$$\kappa = -\frac{U_0 \sin 2\beta}{2R_f} \quad [I-9]$$

où U_0 est la vitesse des gaz à la section de sortie du brûleur, β est le demi-angle au sommet de la flamme. Ces deux valeurs sont considérées constantes. R_f est le rayon de la flamme à une section axiale de la flamme donnée. Cette équation montre que la flamme de brûleur Bunsen est négativement étirée ou compressée.

Pour les flammes sphériques, l'expression devient $\kappa = \pm 2/R_f (dR_f/dt)$ où R_f est le rayon de la flamme supposée de symétrie sphérique.

2.4.2. La courbure

2.4.2.1. Définition

Nous venons de voir que la courbure $h = 1/R$ est un point très important dans le phénomène de propagation de la flamme. Elle est, en réalité, composée de deux éléments qui sont appelés les courbures principales h_1 et h_2 ($h_1 \geq h_2$) qui sont les valeurs propres d'un tenseur symétrique du second ordre ([Pope, 1988], [Shepherd & Ashurst, 1992]). La courbure moyenne est la somme des courbures principales ce qui donne une courbure en trois dimensions. Or, les mesures de courbures sont généralement effectuées en deux dimensions. [Shepherd & Ashurst, 1992] ont montré que les mesures en deux dimensions donnent une bonne estimation de la distribution de la courbure de la surface de flamme sauf pour les courbures très éloignées de zéro où il y a une incertitude importante.

Géométriquement, la courbure peut être définie comme suit. Quand un point se déplace sur une courbe, il peut changer de direction. La courbure rend compte de cette variation dans le changement de direction. Soit \vec{T} un vecteur tangent à une courbe d'abscisse curviligne s quelconque et θ l'angle entre ce vecteur tangent et le vecteur unitaire \vec{i} , la courbure peut donc être exprimée par $h = d\theta/ds$ (Figure I-7).

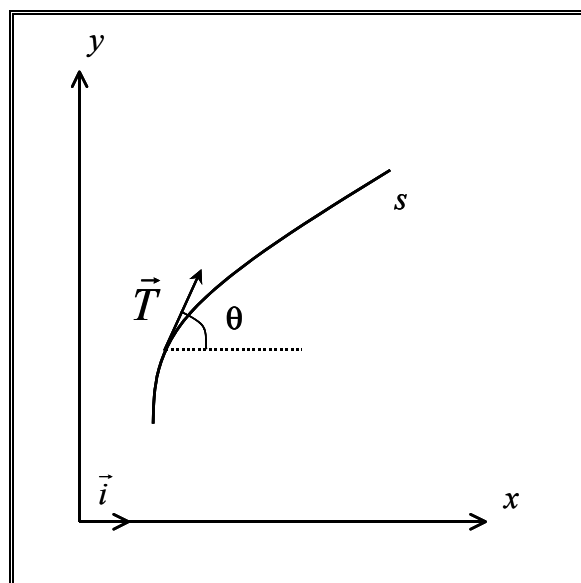


Figure I-7 : Définition de la courbure.

Si une courbe est décrite par des coordonnées de points $x(t)$ et $y(t)$, il est possible d'obtenir une formulation de la courbure plus pratique en posant $h = \frac{d\theta/dt}{ds/dt}$.

D'après la Figure I-7, on a $\tan\theta = y'/x'$ (le signe prime indique la dérivée par rapport à l'abscisse curviligne s) qui est la pente de la tangente à la courbe donc $\theta = \arctan(y'/x')$. On

$$\text{a alors } \frac{d\theta}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\arctan \frac{y'}{x'} \right) = \frac{1}{1+(y'/x')^2} \frac{x'y'' - y'x''}{x'^2} = \frac{x'y'' - y'x''}{x'^2 + y'^2}.$$

$$\text{Et, } \frac{ds}{dt} = \sqrt{x'^2 + y'^2}.$$

On obtient ainsi l'expression suivante :

$$h = \frac{x'y'' - y'x''}{(x'^2 + y'^2)^{3/2}} \quad [\text{I-10}]$$

2.4.2.2. Mécanismes de modification de courbure

Dans la section 2.4.1, nous avons montré la dépendance de l'aire de la flamme par rapport à l'étirement tangentiel et la courbure. Nous avons isolé les effets de l'étirement tangentiel et les effets de la courbure. Or, ces deux grandeurs ne sont pas des quantités indépendantes ([Haworth & Poinsoot, 1992]). [Pope, 1988] a proposé une équation contrôlant l'évolution temporelle de la courbure d'un élément de surface se propageant avec une vitesse constante. Cette équation révèle quatre effets qui modifient la courbure d'un élément de surface (Figure I-8) :

- (a) cintrage à partir d'une surface initialement plane,
- (b) propagation d'une surface initialement courbe qui change de courbure. Cet effet est dominant pour les grandes valeurs absolues de courbures. Il peut conduire à la formation de courbures infinies ou à des points de rebroussement ou pointes (*cusps* en anglais),
- (c) extension et compression dues à l'étirement tangentiel d'une surface courbe,
- (d) tourbillons contrarotatifs.

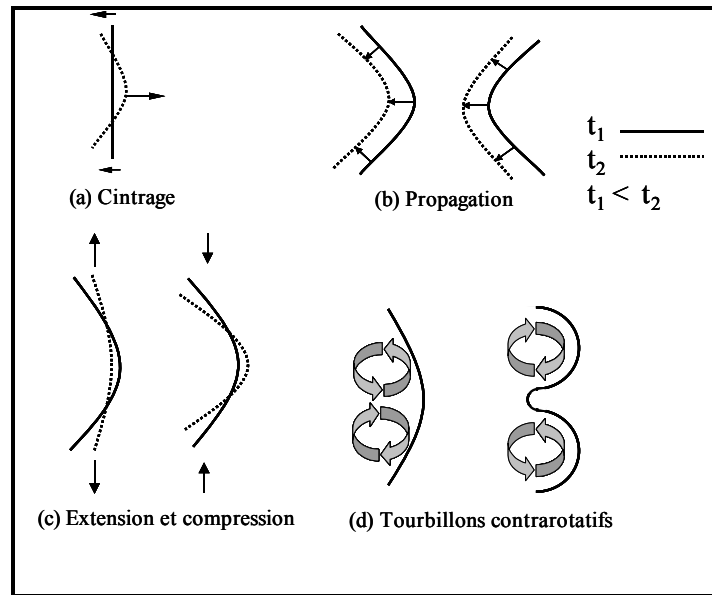


Figure I-8 : Mécanismes de modification de courbure.

D'après [Renard *et al.*, 2000], il semble que, lors de l'interaction du front de flamme avec plusieurs tourbillons de même taille, la courbure de la flamme dépend plus de la taille des tourbillons que de leur vitesse. Dans ce cas, la courbure moyenne aurait une valeur proche de l'inverse de la taille des tourbillons.

2.4.3. Relations entre les vitesses de flamme et l'étirement

Plusieurs études asymptotiques ont été menées pour mieux comprendre l'interaction flamme-turbulence par l'influence de l'étirement sur les vitesses de flamme ([Clavin & Williams, 1982], [Clavin & Joulin, 1983]).

À l'origine, [Markstein, 1964] ne considérait que la courbure de la flamme et non l'étirement tangentiel ([Searby & Quinard, 1990], [Sinibaldi *et al.*, 1998]) et avait proposé la relation suivante : $S_d = S_L^0 - \mathcal{L}_d \kappa_C$ où S_d est la vitesse de déplacement locale, S_L^0 est la vitesse de la flamme laminaire non-étirée, κ_C est la contribution de la courbure à l'étirement et \mathcal{L}_d est la longueur qui a été appelée longueur de Markstein. Plus tard, il rectifie la relation en tenant compte du champ de l'écoulement incident qui modifie la vitesse de flamme locale. Cela a amené à introduire la contribution de l'étirement turbulent tangentiel à l'étirement. D'où la nouvelle relation :

$$S_d = S_L^0 - \mathcal{L}_d \kappa \quad [I-11]$$

[Kwon *et al.*, 1992] ont fait l'hypothèse que la longueur de Markstein était proportionnelle à l'épaisseur caractéristique de Zeldovich. En effet, ces deux grandeurs sont à l'échelle des distances où la diffusion de masse et de chaleur se produit. On définit ainsi le nombre de Markstein : $Ma_d = \mathcal{L}_d / \delta_L$. On a donc le nombre de Karlovitz modifié : $Ka_\kappa = \kappa \delta_L / S_L^0$. On obtient ainsi une relation sans dimension entre la vitesse de flamme laminaire et la vitesse de déplacement :

$$S_d / S_L^0 = 1 - Ma_d Ka_\kappa \quad [I-12]$$

Une autre définition de la longueur de Markstein (équation [I-13]) et du nombre de Markstein (équation [I-14]) existe. Elle est basée sur la vitesse de consommation S_C définie dans la section 3.1 ([Dowdy *et al.*, 1990], [Wirth & Peters, 1992], [Chen & Im, 2000]) :

$$S_C = S_L^0 - \mathcal{L}_C \kappa \quad [I-13]$$

$$S_C / S_L^0 = 1 - Ma_C Ka_\kappa \quad [I-14]$$

La théorie montre que le nombre de Markstein dépend des propriétés thermodynamiques et de transport du mélange. En particulier, ce nombre peut prendre des valeurs positives ou négatives selon le nombre de Lewis du mélange. Par exemple, pour une flamme de méthane-air où le Lewis est très proche de 1, $\mathcal{L}_d > 0$ et $\mathcal{L}_C = 0$. Une flamme de méthane-air a un nombre de Markstein qui change beaucoup avec la composition du mélange. Il serait égal à $\sim 2,5$ dans les mélanges très pauvres et ~ 4 dans les mélanges riches ([Searby & Quinard, 1990]).

3. La flamme turbulente de prémélange

En pratique, dans les brûleurs industriels et les moteurs, les flammes sont soumises à la turbulence locale qui génère un écoulement imprédictible. Malgré son imprédictibilité, la turbulence est une « alliée » : elle permet d'augmenter la vitesse de combustion et par suite, d'accroître la vitesse de libération d'énergie, par rapport à la flamme laminaire. Cette augmentation s'explique de différentes façons : par l'augmentation de la surface du front de flamme, par l'accroissement des vitesses de transfert de chaleur et de la diffusion des espèces actives et par l'homogénéisation de la réaction grâce au mélange rapide des gaz frais et des gaz brûlés.

3.1. Vitesse de flamme turbulente

Des modèles de propagation de flamme turbulente ont été initialement proposés par Damköhler (1940). Il suppose que les fluctuations $u'(t)$ agrandissent seulement l'aire de la flamme et que le rapport S_T/S_L est proportionnel au rapport des surfaces de flamme A_T/A_0 . L'expression de la vitesse turbulente est alors :

$$S_T = S_L \frac{A_T}{A_0} \quad [I-15]$$

où S_T est la vitesse de propagation moyenne de la flamme turbulente, S_L la vitesse laminaire, A_T la surface de la flamme plissée et A_0 l'aire de la section du tube de courant. Une version fractale de cette approche existe aussi à partir de cette expression ([Gouldin, 1987], [Gouldin *et al.*, 1988], [Deschamps, 1990]) :

$$S_T = \langle S_L \rangle \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} \right)^{D_f} \quad [I-16]$$

où ε_i est la coupure inférieure qui correspond à la plus petite échelle de plissement proche de celle de Kolmogorov, ε_o est la coupure supérieure proche de l'échelle intégrale et D_f est la dimension fractale.

Pour une turbulence faible où la fluctuation $u'(t)$ est plus petite que la vitesse du front de flamme laminaire, la propagation dépend essentiellement de l'écoulement, d'où l'expression du rapport de la vitesse turbulente et de la vitesse laminaire :

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \alpha \left(\frac{u'}{S_L} \right)^n \quad [I-17]$$

où α est une valeur dépendante du combustible utilisé, de l'échelle intégrale de turbulence et du nombre de Reynolds. n est un paramètre d'expansion.

Le Tableau I-1 résume quelques résultats de la littérature pour ces constantes.

AUTEURS	α	n
[Clavin & Williams, 1979]	(calculs théoriques) 1	2
[Ashurst <i>et al.</i> , 1988]	(calculs théoriques) $\sqrt{2}$	1
[Cheng & Shepherd, 1991]	(méthane/air) 3,2	1
[Bedat & Cheng, 1995]	(méthane/air) 2,5	1
[Renou <i>et al.</i> , 2000]	(hydrogène/air) 0,52 (méthane/air) 0,23 (propane/air) 0,27	1,7
		1
		1,4
		5
		1,4
		4

Tableau I-1 : Quelques valeurs de α et n de l'expression de S_T .

Lorsque la turbulence est plus forte ($u' > S_L$), on peut écrire $S_T/S_L \approx (u'/S_L)^m$ avec $m < 1$ ([Ashurst, 2000]). Pour les flammes de prémélange, deux autres vitesses sont définies ([Poinsot *et al.*, 1991], [Poinsot *et al.*, 1992]). La première, dont nous avons déjà parlé, est la vitesse de déplacement S_d . C'est la vitesse normale du front de flamme par rapport aux gaz

frais. La deuxième est la vitesse de consommation S_C qui est le débit massique des gaz frais consommés à travers le front de flamme. Elle est définie par :

$$S_C = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \dot{w} dn}{\rho_f Y_R} \quad [I-18]$$

où ρ_f est la masse volumique des gaz frais, Y_R est la fraction massique des réactifs, \dot{w} est la masse de réactifs consommés par unité de volume et de temps et n est la normale au front de flamme.

3.2. Épaisseur de flamme turbulente

Une flamme plissée (voir Partie I.3.6.1) est constituée de flammelettes de type laminaire, d'épaisseur constante δ_L (Figure I-9), plissées et étirées par la turbulence. L'épaisseur turbulente δ_T est l'espace qu'occupe en moyenne cette flammelette plissée. Elle est considérée comme l'épaisseur moyenne de la flamme turbulente.

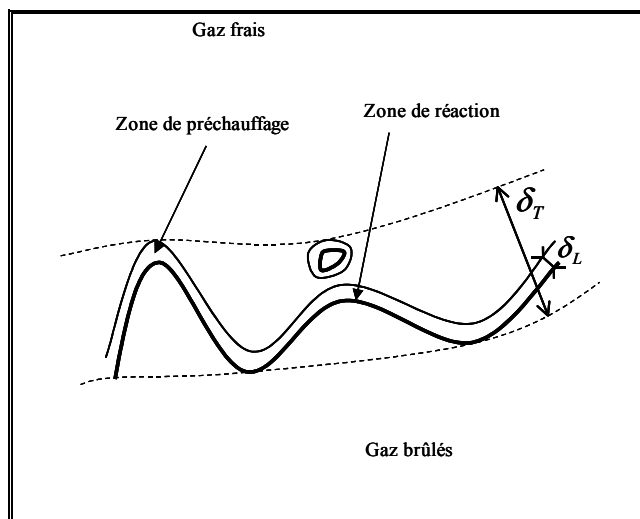


Figure I-9 : Définition de l'épaisseur de flamme turbulente. ([Borghini & Destriau, 1995])

Pour les autres régimes de combustion (voir partie Partie I.3.6.1), l'aspect laminaire des flammelettes disparaît. Des zones d'interaction entre flammelettes accroissent l'épaisseur de

celles-ci pour être supérieure à l'épaisseur de la flamme laminaire. En fait, ces phénomènes sont classés par rapport à des échelles de turbulence.

3.3. Le régime turbulent d'un écoulement

Dans un écoulement en régime turbulent, les propriétés en chaque point de l'écoulement varient d'une manière aléatoire. Ce phénomène a été analysé pour la première fois en 1883 par Osborne Reynolds qui étudiait un écoulement d'eau dans un tube circulaire. En augmentant la vitesse de l'écoulement, il s'est aperçu qu'à partir d'un certain seuil les propriétés de l'écoulement devenaient imprévisibles. Le nombre de Reynolds a donc été défini, par la suite, comme critère de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent. Il traduit physiquement le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité dans l'écoulement :

$$\text{Re} = \frac{VD}{\nu} \quad [\text{I-19}]$$

où D est la dimension caractéristique d'écoulement, V est sa vitesse et ν est la viscosité cinématique.

Le caractère d'imprévisibilité nous amène à utiliser des grandeurs statistiques telles que les moyennes et des échelles de turbulence afin de mieux comprendre les effets de la turbulence.

3.4. Grandeurs caractéristiques utilisées en turbulence

Statistiquement, toute grandeur turbulente g est exprimée sous la forme de la décomposition de Reynolds :

$$g(x,t) = \langle g(x,t) \rangle + g'(x,t) \quad [\text{I-20}]$$

où $\langle g(x,t) \rangle$ est la grandeur moyenne et $g'(x,t)$ est le terme de fluctuation. Les fluctuations sont définies comme l'écart-type de la distribution de $g(x,t)$.

Si on applique cette relation à la vitesse de l'écoulement $u(x,t)$ présentant des fluctuations aléatoires $u'(x,t)$ autour de la valeur moyenne $\langle u(x,t) \rangle$, on a :

$$u(x,t) = \langle u(x,t) \rangle + u'(x,t) \quad [I-21]$$

On appelle intensité de turbulence la grandeur $\sqrt{\langle u'^2(x,t) \rangle} / \langle u(x,t) \rangle$ qui est la vitesse quadratique du mouvement d'agitation. La turbulence est homogène si l'intensité de la turbulence est égale en tout point de l'espace.

À partir des fluctuations de vitesses, on exprime l'énergie cinétique de turbulence k ou énergie de turbulence dans un espace 3D :

$$k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 u_i'^2 \quad [I-22]$$

3.5. Les échelles de la turbulence

Les différents transferts qui se déroulent dans un écoulement turbulent sont soumis aux lois des diverses échelles caractéristiques de l'écoulement. Selon la théorie de Kolmogorov, la turbulence est caractérisée par une succession de tourbillons ayant des échelles de tailles différentes que l'on appelle « cascade de Kolmogorov » schématisée sur la Figure I-10.

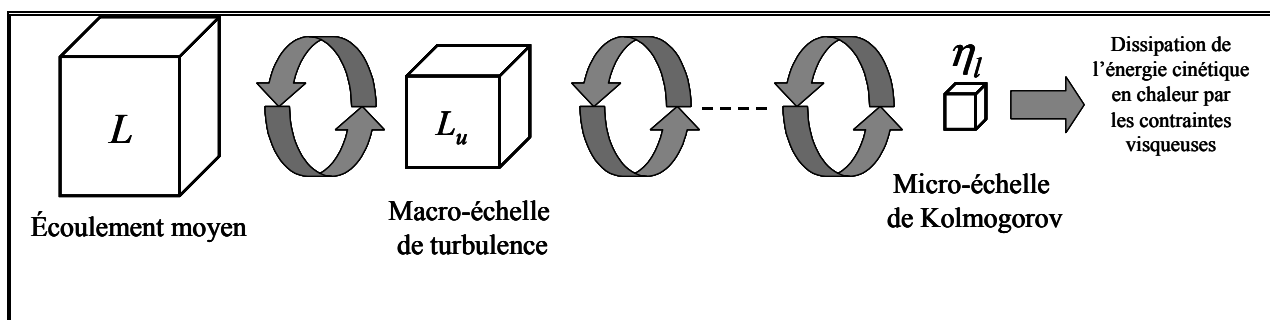


Figure I-10 : *Cascade de Kolmogorov.*

Les tourbillons d'une échelle donnée sont produits par l'instabilité de tourbillons plus grands. Ces tourbillons sont supposés perdre leur stabilité pour générer des tourbillons d'échelle spatiale inférieure à qui ils transmettent leur énergie. Ce schéma continue jusqu'à l'échelle de

tourbillons pouvant exister pour les fluides visqueux. Cette échelle, limite inférieure, est appelée échelle de Kolmogorov. La géométrie d'« auto-similarité » qu'engendre cette cascade a donné l'idée d'une étude fractale des flammes turbulentes ([Gouldin, 1987]).

3.5.1. Les macro-échelles

Les grandes structures de la turbulence réalisent l'essentiel du transport des grandeurs physiques. La toute première macro-échelle est celle de l'écoulement moyen qui a pour vitesse U et pour échelle L et donc pour temps caractéristique associé $T = L/U$. Viennent ensuite les échelles intégrales de temps, de longueur et spatio-temporelle qui représentent les plus grandes échelles des fluctuations turbulentes. Elles seront définies à partir de la composante longitudinale $u(t)$ de la vitesse instantanée. Pour déterminer l'échelle intégrale de temps, on s'intéresse à l'autocorrélation des fluctuations de vitesse u' , $R(\tau) = \overline{u'(t)u'(t+\tau)}$. L'échelle intégrale de temps est l'aire située sous la courbe de $R(\tau)$ (Figure I-11).

$$T_u = \frac{\int_0^{\infty} R(\tau) d\tau}{\overline{u'^2}} \quad [I-23]$$

avec τ le temps de retard.

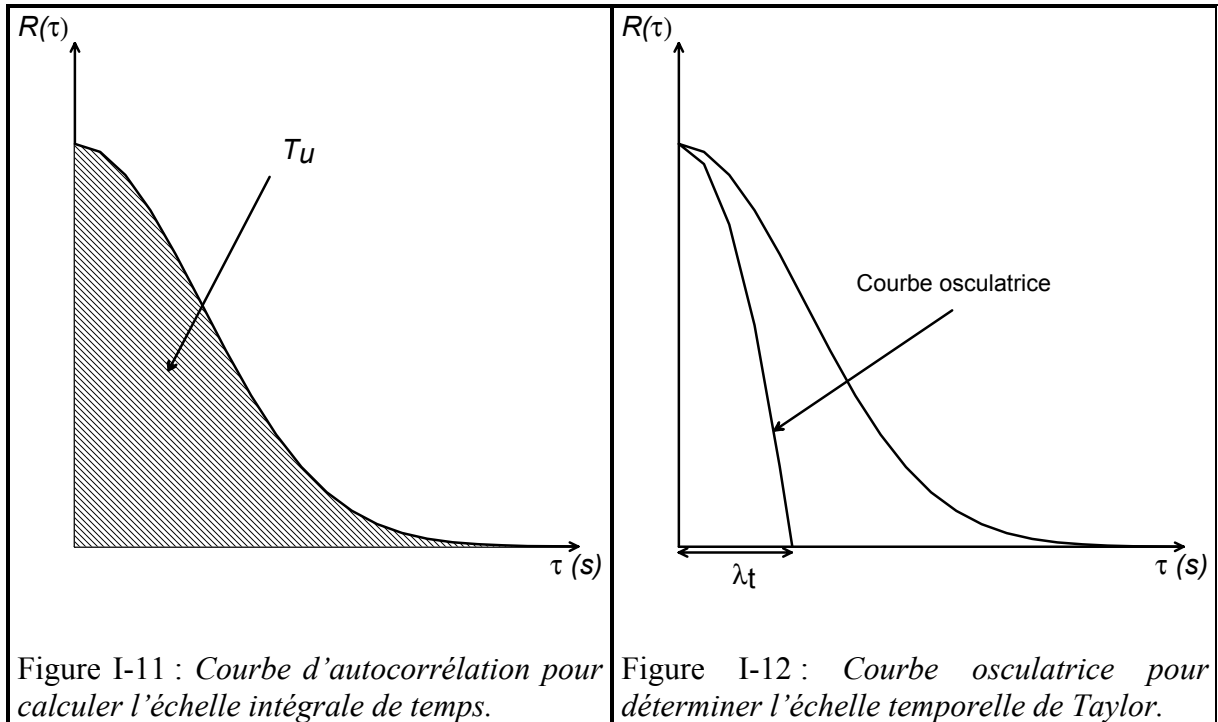


Figure I-11 : Courbe d'autocorrélation pour calculer l'échelle intégrale de temps.

Figure I-12 : Courbe osculatrice pour déterminer l'échelle temporelle de Taylor.

L'échelle intégrale de temps donne un ordre de grandeur du temps de retard au-delà duquel les vitesses ne sont plus corrélées.

L'échelle intégrale de longueur L_u peut être déterminée grâce à l'hypothèse de Taylor. Si l'on considère que la turbulence est « figée », on retrouve au temps t au point A les caractéristiques au temps $t + \tau$ au point B par la relation $AB = -\tau U$ où U est la vitesse moyenne. L'hypothèse de Taylor s'écrit donc $R(\tau) = R(-\tau U)$. On obtient alors la relation entre l'échelle intégrale de temps et l'échelle intégrale de longueur :

$$L_u = UT_u \quad [I-24]$$

L'échelle intégrale de longueur représente la taille des plus gros tourbillons. Ces tourbillons tirent leur énergie de l'écoulement moyen.

On définit le nombre de Reynolds turbulent associé $Re_L = \frac{u' L_u}{\nu}$ où ν est la viscosité cinématique.

3.5.2. Les micro-échelles

Les petites structures assurent la dissipation de l'énergie turbulente. L'échelle de Taylor est une transition entre les macro-échelles et les micro-échelles. En effet, cette échelle représente les tourbillons dont la vitesse serait celle des gros tourbillons qui assureraient une dissipation égale à ε . Le taux de dissipation ε est la puissance par unité de masse dissipée par frottement visqueux dans les petites structures du mouvement turbulent.

3.5.2.1. Les micro-échelles de Taylor

Historiquement (1935), l'échelle spatiale de Taylor λ_t a été la première échelle de longueur à avoir été utilisée pour caractériser un champ turbulent. Maintenant, on l'utilise souvent pour représenter le taux de dissipation de l'énergie cinétique.

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda_t^2} \quad [I-25]$$

En comparant cette échelle avec l'échelle des grosses structures, on s'aperçoit qu'elle est beaucoup plus petite. Ceci confirme que la dissipation est due aux mouvements des petites échelles même si l'échelle de Taylor n'est pas une longueur caractéristique des structures dissipatives. Pratiquement, elle est déterminée à partir de son échelle temporelle caractéristique par la relation : $\lambda_t = u' \lambda_t$.

L'échelle temporelle de Taylor λ_t est calculée à partir de la fonction d'autocorrélation définie dans le Partie I.3.5.1. $R(\tau)$ a une forme paraboïde au voisinage de $\tau = 0$. L'échelle temporelle de Taylor est l'intersection de l'axe avec la parabole osculatrice à $R(\tau)$ (Figure I-12). On définit comme nombre de Reynolds turbulent associé $Re_\lambda = \frac{u' \lambda_t}{\nu}$.

Cette échelle permet ainsi d'estimer l'étirement par $\kappa \approx u'/\lambda_t$ (voir la partie 2.4) [Poinsot *et al.*, 1991].

3.5.2.2. Les micro-échelles de Kolmogorov

L'échelle de Kolmogorov est la plus petite des échelles qui subsistent dans un écoulement turbulent. À cette échelle, les contraintes visqueuses agissent fortement pour dissiper l'énergie cinétique en chaleur. L'énergie des tourbillons de Kolmogorov est dissipée en un temps caractéristique t_η par les contraintes visqueuses. Ce temps s'écrit donc :

$$t_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad [I-26]$$

En utilisant la relation [I-26] on peut exprimer l'échelle de Kolmogorov sans la viscosité qui est dépendante des gradients de température dans une flamme, d'où :

$$t_\eta = \frac{\lambda_t}{\sqrt{15}} \quad [I-27]$$

La taille des plus petits tourbillons à l'échelle de Kolmogorov est :

$$\eta_l = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad [I-28]$$

En exprimant cette grandeur en fonction de λ_t , on a :

$$\eta_l = \left(\frac{\nu^2 \lambda_t^2}{15} \right)^{1/4} \quad [I-29]$$

Le nombre de Reynolds associé est défini par : $Re_\eta = \frac{u' \eta_l}{\nu} = 1$ par définition.

D'autres micro-échelles ont été proposées par Oboukhov et Corrsin, par Batchelor, pour les champs scalaires, par Arpaci avec la méso-micro-échelle ([Arpaci, 1995]) et l'échelle de Gibson ([Peters, 1986]).

3.6. Interaction entre turbulence et combustion

3.6.1. Classification des flammes turbulentes de prémélange

Plusieurs tentatives de description et d'explication des phénomènes physico-chimiques qui se produisent et agissent sur la structure des flammes turbulentes ont été proposées. En général, ces phénomènes n'agissent pas simultanément. Il est alors possible de classer les différents types de flammes. Plusieurs classifications ont été proposées. Il y a d'abord celle de Damköhler ([Damköhler, 1947]) qui propose deux régimes de combustion : le régime de flamme plissée et le régime « zone de réaction ». Ces deux régimes sont délimités suivant le rapport d'une échelle intégrale spatiale caractéristique de la turbulence et l'épaisseur de flamme laminaire. Par la suite d'autres classifications ont été proposées ([Bray, 1980], [Williams, 1985]...). Cependant, une classification usuelle aujourd'hui est le diagramme de Borghi (Figure I-13), déduit du diagramme de Barrère ([Borghi, 1984], [Barrère, 1974]).

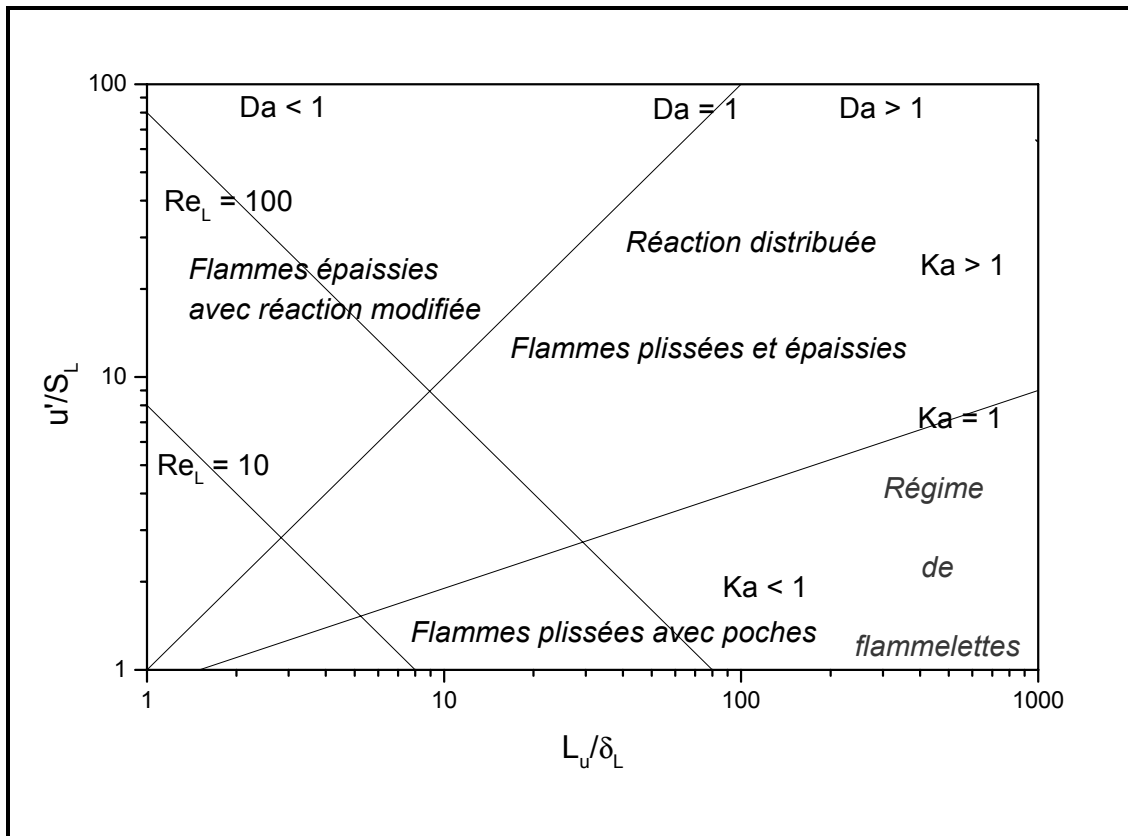


Figure I-13 : *Diagramme de la combustion turbulente.*

Dans ce diagramme, trois nombres adimensionnels ont été définis pour comparer les différentes échelles caractéristiques et ainsi analyser les différents régimes de combustion.

Le nombre de Reynolds turbulent

$$Re_L = \frac{u' L_u}{\nu} \quad [I-30]$$

où u' est la fluctuation de vitesse, L_u est la macro-échelle de longueur et ν est la viscosité cinématique.

Le nombre de Damköhler

Le nombre de Damköhler est le rapport du temps caractéristique de la turbulence τ_t et du temps caractéristique de la réaction chimique τ_c .

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{L_u/u'}{\delta_L/S_L} = \frac{L_u S_L}{\delta_L u'} \quad [I-31]$$

Le nombre de Karlovitz

Le nombre de Karlovitz est le rapport entre le temps caractéristique de la réaction chimique τ_c et le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov t_η .

$$Ka = \frac{\tau_c}{t_\eta} \quad [I-32]$$

La taille et la vitesse des tourbillons de Kolmogorov sont données par :

$$\eta = t_\eta u_\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad [I-33]$$

$$u_\eta = (\nu \varepsilon)^{1/4} \quad [I-34]$$

ε est la dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence. La macro-échelle de longueur peut aussi s'écrire : $L_u = u'^3/\varepsilon$. On peut donc exprimer le nombre de Karlovitz sous la forme :

$$Ka = \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{1,5} \left(\frac{\delta_L}{L_u} \right)^{0,5} \quad [I-35]$$

Les trois nombres sans dimension peuvent être reliés par :

$$Re = Da^2 Ka^2 \quad [I-36]$$

À partir de ces trois nombres, trois régimes de combustion ont été déterminés :

Le régime de flammelettes ou flammes plissées avec poches ($Da > 1$ et $Ka < 1$)

La flamme turbulente est considérée dans ce régime comme une flamme laminaire plissée. Cette zone s'étend jusqu'au critère de Klimov-Williams ($Ka = 1$). Ce critère qui délimite le régime de flammelette est toujours en évolution. Quelques travaux ont été faits pour tenter de le déterminer ([Gökalp, 1987]). Dans ce régime, l'épaisseur de flamme est plus petite que l'échelle de Kolmogorov. Donc, les interfaces entre gaz frais et gaz brûlés gardent leur aspect laminaire et sont appelées flammelettes. Le front de flamme est alors convecté par les structures de l'écoulement.

Le régime de combustion distribuée ou flammes plissées et épaissies avec extinctions locales ($Da > 1$ et $Ka > 1$).

Dans ce régime intermédiaire, le front de flamme est très étiré et infiniment mince et des extinctions locales apparaissent. L'échelle de Kolmogorov étant plus petite que l'épaisseur de flamme, elle peut affecter la structure interne du front de flamme. Il peut alors se produire des extinctions locales. Seules les grandes échelles de la turbulence peuvent plisser le front de flamme.

Le régime de flammes épaissies avec réactions modifiées ($Da < 1$)

Pour ce régime, le front de flamme qui devient plus épais n'a plus la structure simple du front de flamme laminaire. Toutes les fluctuations ont des échelles caractéristiques inférieures à l'épaisseur de la flamme. On a donc des modifications de la zone de préchauffage et de la zone de réaction.

Il faut préciser que les limites séparant les régimes de combustion sont floues et un peu arbitraires. Pour les critères de délimitation, on suppose que la turbulence est isotrope et homogène ce qui est rarement le cas dans des systèmes réels. Ces analyses reposent aussi sur des réactions chimiques assimilées à une étape avec quelques espèces alors qu'en réalité

interviennent plusieurs centaines d'espèces avec quelques centaines de réactions. Les effets de viscosité et de courbure sont négligés. De plus, les méthodes pour mesurer ou calculer certaines grandeurs ne sont pas toujours exactement les mêmes pour tous les auteurs et elles n'ont pas les mêmes valeurs dans toute la flamme. C'est pour toutes ces raisons que d'autres études ont été menées pour modifier le diagramme de Borghi avec les travaux de [Abdel-Gayed *et al.*, 1989], [O'Young & Bilger, 1997] par exemple.

[Poinsot *et al.*, 1990] et [Poinsot *et al.*, 1991] ont élargi la zone de validité du régime de flammelettes. À partir de simulations numériques directes, ils ont calculé l'effet des tourbillons sur le front de flamme. Ils se sont aperçus que les diagrammes classiques sous-estimaient la résistance du front de flamme aux tourbillons car on ne tenait pas compte des effets de viscosité, transitoires et de courbure. Le critère de Klimov-Williams serait donc trop restrictif. De même, Buschmann [Buschmann *et al.*, 1996] a comparé la taille des tourbillons des petites échelles avec l'épaisseur de flamme laminaire de Zeldovich et l'épaisseur thermique $\delta_s = (T_p - T_r) / (dT/dx)_{\max}$ (où T est la température, les indices p, r représentent les gaz brûlés et les gaz frais respectivement et $(dT/dx)_{\max}$ est la dérivée maximale par rapport à x). Il a observé que ces tourbillons ont beaucoup moins d'influence que suggérée par le critère de Klimov-Williams. Pourtant, [Bilger, 1993a] affirme que la combustion turbulente est en régime de flammelettes seulement si $\delta_s < \eta$. La Figure I-14 présente le diagramme modifié.

D'autres nombres adimensionnels ont été ajoutés comme le nombre de Bray N_B ([Veynante *et al.*, 1997a]) qui délimite les régions de diffusion normale suivant le gradient de température et contre-gradient. Il est de la forme : $N_B = \tau S_L / 2\alpha u'$ où τ est le taux de dégagement de chaleur défini comme le rapport de température $(T_r/T_p - 1)$ et α un coefficient d'efficacité.

Lorsque $N_B < 1$, on est dans le régime de diffusion normale : l'écoulement proche de la flamme est dominé par les mouvements turbulents. Quand $N_B > 1$, la diffusion est contre-gradient : le domaine de l'écoulement proche de la flamme est dominé par l'expansion thermique due à la réaction chimique. Ce nombre est aujourd'hui étudié surtout pour la détermination du coefficient d'efficacité α . [Veynante *et al.*, 1997a] ont montré par calcul SND (simulation numérique directe) que α augmente de 0,4 à 1 quand L_u/δ_L augmente de 3 à 10. [Kalt & Bilger, 2000] proposent $\alpha = 20(S_L/u')(\delta_L/L_u)^{1/2}$ qui résume les données mesurées pour huit flammes de méthane-air et de propane-air. Or cette dépendance de α avec

L_u/δ_L est qualitativement différente des résultats obtenus par SND. Ceci amène [Lipatnikov & Chomiak, 2002] à dire qu'un critère de transition entre la diffusion normale et contre-gradient n'est pas encore bien établi.

Le régime de flammelettes est celui qui nous intéresse. Nous allons le décrire plus en détail.

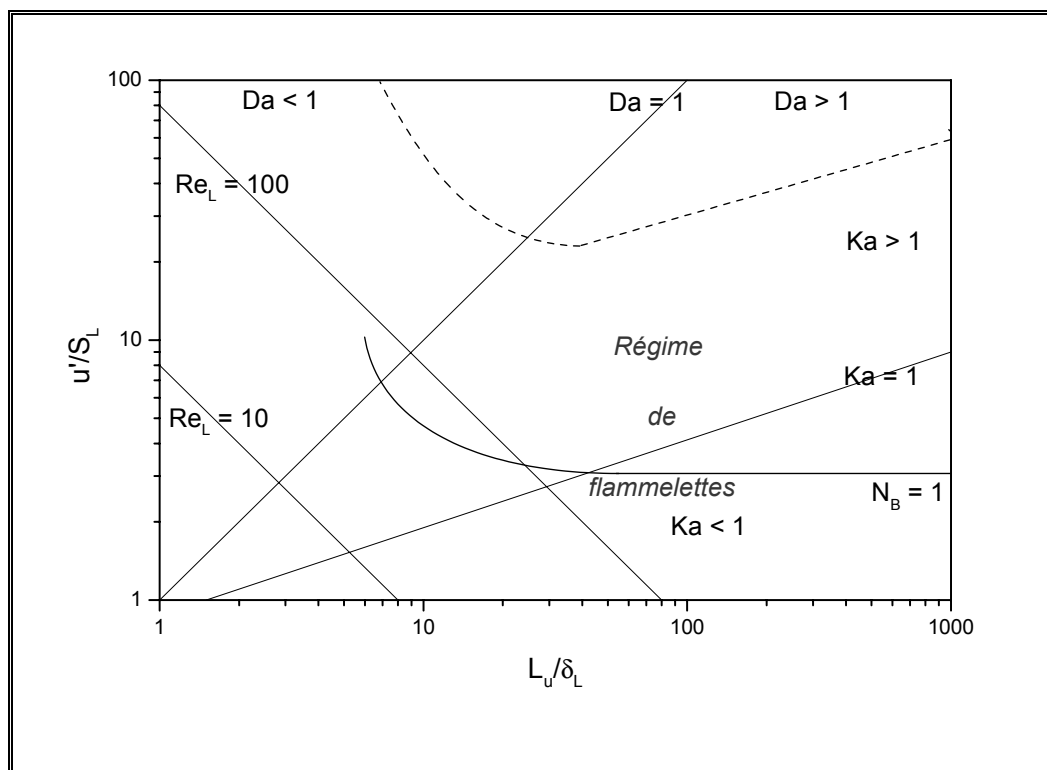


Figure I-14 : Diagramme modifié. La nouvelle zone du régime de flammelettes se situe au-dessous de la ligne en pointillés ([Meneveau & Poinso, 1991], [Veynante et al., 1997]).

3.6.2. Le régime de flammelettes en combustion de prémélange

Plusieurs phénomènes régissent les flammes turbulentes de prémélange. Ces phénomènes sont traduits sous forme d'équations bilans. Ce sont les équations de conservation de la masse, des espèces, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Cependant, le système d'équations ainsi obtenu n'est pas fermé. Beaucoup d'auteurs ont donc recherché des modèles basés sur des approches physiques des phénomènes comme le modèle eddy-break-up ou EBU ([Mason & Spalding, 1973]), le modèle des flammelettes ([Bray & Moss, 1977], [Libby & Bray, 1980], [Bray et al., 1981], [Bray et al., 1988], [Bray, 1990], [Chew et al., 1990]), le modèle de densité de surface de flamme ([Pope, 1988], [Candel & Poinso, 1990], [Trouvé & Poinso, 1994], [Vervisch et al., 1995], [Veynante et al., 1996]), le modèle de fermeture conditionnelle

du moment, ou en anglais *conditional moment closure* (CMC) ([Swaminathan & Bilger, 2001a, 2001b]), le modèle basé sur la dissipation scalaire ([Mantel & Borghi, 1994], [O'Young & Bilger, 1996], [O'Young & Bilger, 1997]) ou le modèle basé sur l'enthalpie sensible et sur des équations différentielles de second ordre couplées décrivant des concentrations d'espèces ([Abou-Ellail *et al.*, 2000]).

Ces modèles permettent de prendre en compte la combustion dans l'écoulement. Nous allons plus particulièrement nous intéresser au modèle BML (Bray-Moss-Libby), dont les ingrédients sont aujourd'hui accessibles expérimentalement, ce qui permet de les confronter aux expériences. Remarquons que nous allons aussi nous intéresser à des paramètres de modèles de densité de surface de flamme ou de dissipation scalaire.

3.6.2.1. Présentation du modèle BML (Bray, Moss et Libby)

Les flammes turbulentes de prémélange sont caractérisées par des régions de réactifs et des régions de produits séparées par une fine zone de flamme ou flammelettes. La première hypothèse du modèle de flammelettes est qu'un élément de flammelette a la structure d'une flamme laminaire qui se propage localement par rapport aux réactifs à une vitesse de combustion laminaire modifiée pour tenir compte de la perturbation locale de l'élément de flammelette par l'étirement due à la turbulence.

Le modèle de Bray, Moss et Libby n'est valable que dans le régime de flammelettes. On suppose que l'écoulement est adiabatique, que la réaction de combustion est irréversible à une étape et que l'hypothèse de gaz parfait s'applique au mélange de gaz frais et brûlés. On définit un degré d'avancement instantané de la réaction, $c(x,t)$, qui vaut 0 dans les réactifs et 1 dans les produits. Ce degré d'avancement est défini, pour des petites fluctuations de pression, par la relation suivante ([Bray, 1996]) :

$$\frac{\rho_r}{\rho_p} = \frac{T_p}{T_r} = 1 + \tau c \quad [I-37]$$

où les indices r et p représentent les réactifs et les produits respectivement, ρ est la masse volumique, et τ est le taux de dégagement de chaleur ($\tau = T_p/T_r - 1$ avec T , la température).

La fonction densité de probabilité (PDF) $P(c,x)$ de $c(x,t)$ représente l'état d'un point qui passe alternativement des gaz frais aux gaz brûlés qui sont eux-mêmes séparés par la zone de réaction :

$$P(c,x) = \alpha(x)\delta(c) + \beta(x)\delta(1-c) + \gamma(x)f(c,x) \quad [I-38]$$

où $\alpha(x)$, $\beta(x)$ et $\gamma(x)$ représentent respectivement les probabilités d'observer le mélange frais, les produits complètement brûlés et le mélange en cours de combustion au point x . δ représente la fonction de Dirac et $f(c,x)$ est la PDF des gaz en combustion. Si la distribution $f(c,x)$ est normalisée à l'unité alors, $\alpha(x) + \beta(x) + \gamma(x) = 1$.

Si les réactions chimiques de transformation des gaz frais en gaz brûlés sont suffisamment rapides, la zone de réaction devient mince. Ainsi, la probabilité de trouver des gaz en combustion est très faible : $\gamma(x) \ll 1$. La PDF $P(c,x)$ est alors bimodale avec deux pics à $c=0$ et $c=1$ (Figure I-15).

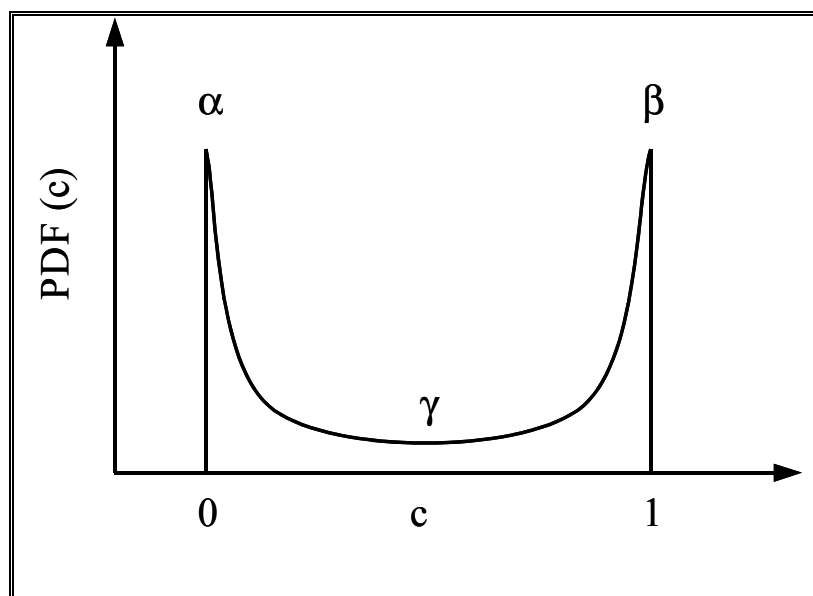


Figure I-15 : Fonction de densité de probabilité du degré d'avancement.

Cette théorie permet la modélisation du taux moyen de production chimique par unité de temps et de volume apparaissant dans l'équation de transport de la moyenne de Favre du degré d'avancement. Deux versions permettent sa détermination : un modèle temporel et un modèle spatial.

Version temporelle du modèle

La version temporelle du modèle permet d'exprimer le taux moyen de réaction chimique comme étant le produit de la fréquence moyenne de passage du front de flamme instantané au point considéré $\nu(x)$ et le taux moyen de production de produits à chaque passage de flammelette $\langle w_F \rangle$ qui est donné par :

$$\langle w_F \rangle = \left\langle \int_{0^+}^{1^-} \frac{w(c)}{dc/dt} dc \right\rangle \quad [I-39]$$

d'où l'équation apparemment simple du taux moyen de réaction chimique ([Bray *et al.*, 1984a], [Bray & Libby, 1986]) :

$$\langle w(x) \rangle = \langle w_F(x) \rangle \nu(x) \quad [I-40]$$

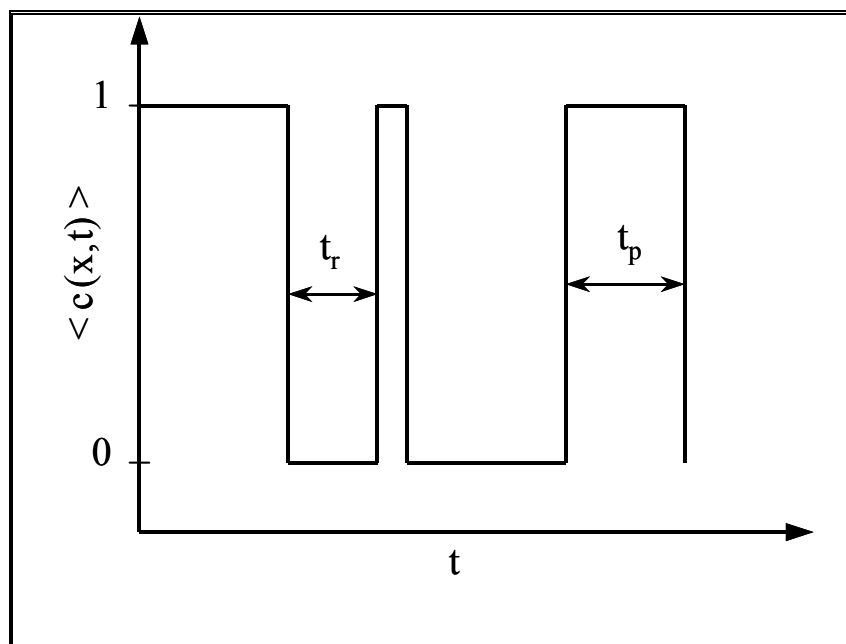


Figure I-16 : Variation temporelle idéale du degré d'avancement pour le régime de flammelettes.

La Figure I-16 montre la variation idéale du degré d'avancement avec le temps en un point de la flamme turbulente selon le modèle de flammelettes ($\gamma \ll 1$). t_r et t_p représentent les temps de passages individuels des réactifs et des produits respectivement, ou les temps d'attente entre deux passages successifs du front instantané au même point.

On en déduit le degré d'avancement des fronts instantanés :

$$\langle c(x) \rangle = \frac{\langle t_p(x) \rangle}{\langle t_r(x) \rangle + \langle t_p(x) \rangle} \quad [I-41]$$

et la fréquence de passage moyen :

$$\nu(x) = \frac{2}{\langle t_r(x) \rangle + \langle t_p(x) \rangle} \quad [I-42]$$

La fréquence de passage étant déterminée, il nous faut calculer le taux $\langle w_F \rangle$.

Bray ([Bray, 1986], [Bray *et al.*, 1988]) l'exprime de la façon suivante :

$$\langle w_F(x) \rangle = \rho_r I_0 S_L^0 \left\langle \frac{1}{|\vec{V}_n|} \right\rangle \quad [I-43]$$

où ρ_r est la masse volumique des réactifs, I_0 est un terme d'étirement qui dépend des nombres de Karlovitz et de Markstein ([Renou, 1999]), S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire non-étirée et \vec{V}_n est la vitesse des gaz frais normale à la flammelette par rapport à un repère fixe.

Une autre expression de la fréquence de passage a été proposée par [Bray *et al.*, 1988] :

$$\nu(x) = \frac{g \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)}{\hat{T}} \quad [I-44]$$

où \hat{T} est l'échelle intégrale de temps :

$$\hat{T} = \int_0^{\infty} \frac{P_{11}(\tau) - \langle c \rangle^2}{\langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)} d\tau \quad [I-45]$$

où $P_{11}(\tau) = \langle c(x,t)c(x,t+\tau) \rangle$ est la fonction d'autocorrélation temporelle de $c(x)$. g est un coefficient égal à 1 ou à 2 selon que la PDF des temps de passage est respectivement une distribution gamma-2 ou exponentielle.

Le taux moyen de réaction chimique s'exprime alors sous la forme :

$$\langle w(x) \rangle = g \rho_r I_0 S_L^0 \left\langle \frac{1}{|V_n|} \right\rangle \frac{g \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)}{\hat{T}} \quad [I-46]$$

L'expression donne théoriquement une parabole avec un maximum pour $\langle c \rangle = 0,5$. Ceci est vérifié pour les flammes à jets opposés ([Mounaïm-Rousselle, 1993]) mais l'est moins pour les flammes coniques de type Bunsen ([Boukhalfa, 1988], [Deschamps, 1990], [Ghenaï, 1995], [Gagnepain, 1998]).

Version spatiale du modèle

De la même façon, Cant et Bray ([Bray *et al.*, 1984b], [Bray & Cant, 1988]) ont proposé une version spatiale du modèle BML à partir du taux moyen de réaction chimique le long d'une iso- $\langle c \rangle$:

$$\langle w(x) \rangle = \langle w_F(x) \rangle n_y(x) \quad [I-47]$$

où $\langle w_F(x) \rangle$ est le taux moyen de réaction chimique pour chaque intersection entre le front de flamme et une iso- $\langle c \rangle$ et $n_y(x)$ est le nombre de passages par unité de volume sur une iso- $\langle c \rangle$. Par analogie avec la version temporelle, ils ont obtenu :

$$\langle w_F(x) \rangle = \rho_r S_L^0 I_0 \frac{1}{\langle |\sigma_y| \rangle} \quad [I-48]$$

où σ_y est un facteur d'orientation qui est le cosinus de l'angle entre la normale à la surface de la flammelette et la tangente à l'iso- $\langle c \rangle$.

et :

$$n_y = \frac{g\langle c \rangle(1-\langle c \rangle)}{L_y} \quad [I-49]$$

où L_y est l'échelle intégrale de longueur, échelle spatiale caractéristique du plissement du front de flamme.

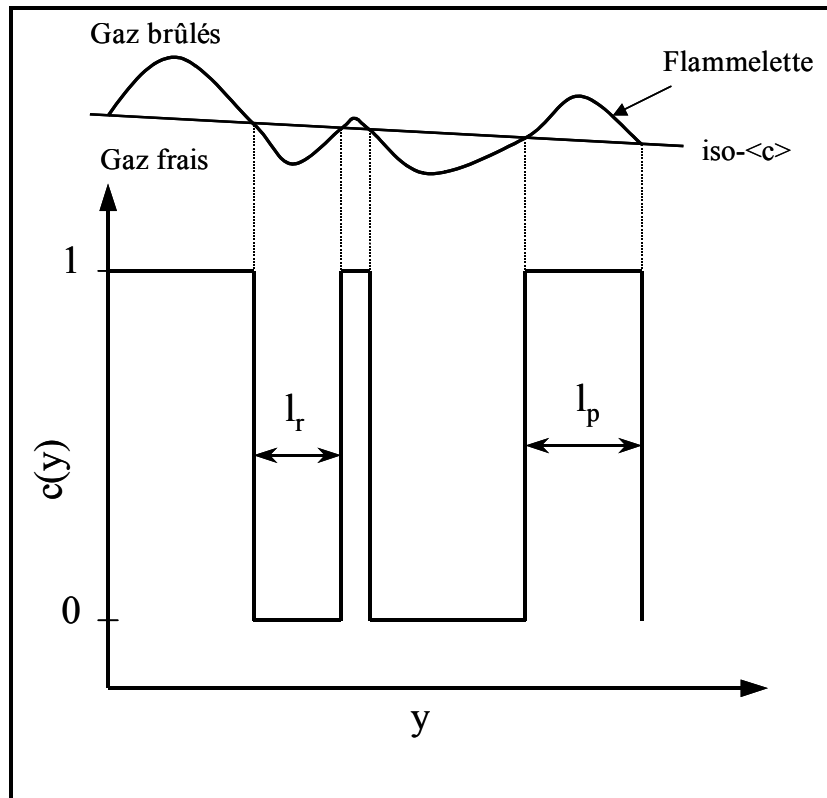


Figure I-17 : Variation spatiale idéale du degré d'avancement pour le régime de flammelle.

Toujours par analogie à la version temporelle, on exprime le degré d'avancement par :

$$\langle c \rangle = \frac{\langle l_p \rangle}{\langle l_r \rangle + \langle l_p \rangle} \quad [I-50]$$

où l_r et l_p sont les longueurs d'intersection entre le front instantané et une iso- $\langle c \rangle$ entre deux intersections consécutives.

L'échelle intégrale de longueur L_y peut être exprimée de plusieurs façons différentes. [Bray & Cant, 1988] avaient proposé en utilisant le modèle de turbulence k- ε :

$$L_y = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad [I-51]$$

où C_μ est une constante habituellement prise égale à 0,09, k est l'énergie cinétique de la turbulence et ε le taux de dissipation de la turbulence. Bray [Bray, 1990] a formulé une autre modélisation :

$$L_y = C_L L_u \left(\frac{S_L}{u'} \right)^n \quad [I-52]$$

où C_L et n sont des constantes souvent égales à 1 et L_u est la macro-échelle de longueur dynamique. [Ghénéai, 1995] et [Ghénéai *et al.*, 1996] ont observé de façon expérimentale que C_L et n n'étaient égales à l'unité que pour des valeurs de u'/S_L élevées et qu'elles variaient linéairement en fonction de $\langle c \rangle$. Ils ont trouvé comme expressions :

$$C_L = -0,296\langle c \rangle + 0,85 \quad [I-53]$$

$$n = 0,188\langle c \rangle + 0,44 \quad [I-54]$$

En 1990 aussi, [Chew *et al.*, 1990] donnent une relation à partir du coefficient d'autocorrélation spatiale $P_{11}(\Delta) = \int_0^\infty \bar{c}(y)c(y+\Delta)d\Delta$:

$$L_y = \int_0^\infty \frac{P_{11}(\Delta) - \langle c \rangle^2}{\langle c \rangle(1 - \langle c \rangle)} d\Delta \quad [I-55]$$

[Hakberg, 1997] a déterminé une autre expression de L_y par simulations numériques (SND) et par un modèle de la théorie de Kolmogorov, Petrovskii et Piskunov (1937) :

$$L_y = 1,5\lambda \quad [I-56]$$

où λ est la micro-échelle de Taylor.

Pour le facteur d'orientation σ_y , différents résultats ont été obtenus. En général, les études montrent que ce facteur est constant. Le Tableau I-2 résume quelques résultats :

AUTEURS	VALEURS DE σ_y	MÉTHODES D'OBTENTION
[Chew <i>et al.</i> , 1990]	0,5	Tomographie laser
[Shepherd & Ashurst, 1992]	0,651	Tomographie laser
[Trouvé & Poinso, 1994]	0,7	SND
[Ghenaï, 1995] [Ghenaï <i>et al.</i> , 1996]	0,7	Diffusion Rayleigh
[Shy <i>et al.</i> , 1996]	0,65	PLIF
[Gagnepain, 1998]	0,6-0,7	Diffusion Rayleigh multi-points
[Zhang <i>et al.</i> , 1998]	0,7	Tomographie laser
[Shy <i>et al.</i> , 2000]	0,65	Tomographie laser

Tableau I-2 : Valeurs du facteur d'orientation de flammelettes.

Finalement, le taux moyen de réaction chimique s'écrit :

$$\langle w(x) \rangle = \rho_r S_L^0 I_0 \frac{g \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)}{\sigma_y L_y} \quad [I-57]$$

Ce taux se présente sous la forme d'une parabole dont le maximum est centré en $\langle c \rangle = 0,5$. Cependant, expérimentalement, le maximum est situé à $\langle c \rangle > 0,5$, comme pour le modèle temporel.

Il existe une formulation qui prend en compte à la fois la version temporelle et la version spatiale du modèle BML qui est basé sur la grandeur Σ , la densité de surface de flamme. On suppose alors que la variable g est égale pour les deux versions.

3.6.2.2. Modèles de densité de surface de flamme

L'intensité de combustion est reliée au degré de plissement de la flammelette, donc à l'augmentation de la surface de la flammelette par unité de volume. Par conséquent la consommation de réactifs par unité de volume s'accroît quand l'intensité de combustion augmente. Dans le régime de flammelette, le taux moyen de réaction chimique peut être écrit :

$$\langle w(x) \rangle = \rho_r S_L^0 I_0 \Sigma \quad [I-58]$$

où ρ_r est la densité des réactifs, S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire, I_0 est un facteur d'étirement qui tient compte des effets moyens de perturbation sur S_L^0 et Σ est la densité de surface de flamme par unité de volume. L'information sur le degré de plissement de la flammelette est contenue dans Σ alors que l'effet du plissement sur la vitesse locale de flamme est contenu dans I_0 . Cette formulation découple en première approximation les phénomènes chimiques de l'interaction flamme/turbulence.

Il existe deux expressions de la densité de surface de flamme. Elle peut être déterminée algébriquement ([Bray, 1990]) ou comme solution d'une équation de transport modélisée ([Marble & Broadwell, 1977], [Pope, 1988], [Candel *et al.*, 1990], [Boudier *et al.*, 1992] et [Vervisch *et al.*, 1995]).

La première expression déterminée algébriquement est la suivante :

$$\Sigma = \nu \left\langle \frac{1}{V_n} \right\rangle = n_y \left\langle \frac{1}{|\sigma_y|} \right\rangle \quad [I-59]$$

$$\Sigma = \frac{g \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)}{\hat{T}} \left\langle \frac{1}{V_n} \right\rangle = \frac{g \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)}{L_y} \left\langle \frac{1}{|\sigma_y|} \right\rangle \quad [I-60]$$

Elle est généralisée par : $\Sigma = C_p \langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)$, où C_p est un coefficient relié à l'inverse de l'échelle de temps ou de longueur ([Gouldin & Miles, 1995]).

La deuxième expression est évaluée à partir d'une équation de transport modélisée ([Veynante, 1997]) :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu_t \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} \right) + S - D \quad [I-61]$$

où S est le terme source et D est le terme de consommation de la densité de surface de flamme.

Plusieurs modèles représentatifs de densité de surface de flamme existent ([Prasad & Gore, 1999]) : le modèle de flammelettes de Cant, Pope et Bray ([Cant *et al.*, 1990]), le modèle de flamme cohérente de Candel, Veynante, Lacas, Maistret, Daribha et Poinso ([Candel *et al.*, 1990]), le modèle de Mantel et Borghi ([Mantel & Borghi, 1994]), le modèle de Duclos, Veynante et Poinso ([Duclos *et al.*, 1993]), etc.

3.6.3. La dissipation scalaire et son importance pour les modèles

[Bray & Libby, 1976] ont introduit la dissipation scalaire en combustion turbulente de prémélange en considérant le modèle de fermeture de Prandtl-Kolmogorov. Ils définissent la dissipation scalaire comme étant le terme d'annihilation par effet moléculaire des fluctuations de composition dues aux réactions chimiques.

Dans [Libby & Bray, 1980], à la suite de la présentation du modèle BML, Libby discute du rôle des flammelettes laminaires dans la dissipation des fluctuations de composition dans une flamme turbulente, et il introduit le taux moyen de réaction. Ce taux a pour expression :

$$\langle w \rangle = \frac{2 \langle \rho \chi \rangle}{(2c_m - 1)} \quad [I-62]$$

où c_m est une constante, caractérisant la réaction chimique ([Poinso & Veynante, 2001], [Veynante & Vervisch, 2002]), comprise entre 0,5 et 1 et χ est la dissipation scalaire. [Bray, 1979] avait déjà donné cette relation pour des flammes turbulentes avec un temps chimique infiniment court. Cette expression du taux de production montre une connexion directe entre

le taux moyen de réaction chimique et la dissipation scalaire qui est exprimée ainsi dans [Libby & Bray, 1980] :

$$\langle \rho \chi \rangle = \left\langle \rho D_m \left(\frac{\partial c}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial c}{\partial x_k} \right) \right\rangle \quad [\text{I-63}]$$

avec D_m le coefficient de diffusion moléculaire, c un degré d'avancement de la combustion, ρ la masse volumique. Pour [Bray, 1979], les mesures expérimentales de la dissipation scalaire, qui contrôle le taux de réaction dans beaucoup de situations pratiques, se révèlent « impérativement nécessaires » pour confirmer les modèles.

Le rôle central de la dissipation scalaire dans les flammes de diffusion turbulentes est incontestable et a mené à une modélisation avancée utilisant les concepts de flammelettes ([Rogg *et al.*, 1986], [Bilger, 1993a], [Bilger, 1993b]).

Dans la modélisation de la combustion turbulente de prémélange, on se base, la plupart du temps, sur les équations de transport moyennées pour des moments statistiques de variables thermochimiques ([Mantel & Bilger, 1995]). Ces modèles font souvent l'hypothèse de flammelettes. La flamme turbulente peut être alors décrite par l'équation de transport de la densité de surface de flamme. Il est aussi possible d'obtenir à partir de la dérivation d'une équation de transport de la dissipation des fluctuations de la concentration, une équation d'équilibre de la densité de surface de flamme dans la limite des grands nombres de Damköhler ([Mantel & Borghi, 1994]). Une autre approche est le calcul direct des fonctions de densité de probabilité (PDF) des variables thermochimiques à travers son équation de transport ([Borghi, 1988]). Quant à [Bilger, 1993a, 1993b], il propose une méthode basée sur la fermeture conditionnelle des moments (ou en anglais, *conditional moment closure* (CMC)) appliquée aux écoulements réactifs pour des systèmes de prémélange ou de diffusion. Dans cette approche, le taux de dissipation scalaire est une quantité importante. On y définit la moyenne d'un scalaire conditionnée sur un degré d'avancement c prise à une certaine valeur ξ . La moyenne conditionnelle d'un scalaire X pour $c = \xi$ est notée par :

$$X_\xi = \langle X(c) | c = \xi \rangle = \langle X(c) | \xi \rangle.$$

[Borghi, 1990] a démontré l'importance de la dissipation scalaire pour un certain nombre de modèles comme ceux de PDF présumées tels que le modèle BML, le modèle de flamme cohérente et l'approche par les flammelettes. Il montre que le taux de dissipation scalaire est

contrôlé par les gradients des quantités moyennes et qu'il est lié à la densité de surface de flamme par la relation :

$$\chi \propto S_L \Sigma \quad [I-64]$$

[Shepherd *et al.*, 2000] ont estimé le coefficient de proportionnalité entre la dissipation scalaire et la densité de surface de flamme en supposant que, pour des flammes laminaires non-étirées, la densité de surface de flamme est de la forme : $\Sigma = \gamma/\delta_L$ où γ est la probabilité normalisée d'observer le mélange en cours de combustion (*cf.* section 3.6.2.1) et δ_L est l'épaisseur de la flamme laminaire. L'épaisseur δ_L a pour définition $\delta_L = D_{th}/S_L$ où D_{th} est la diffusivité thermique des réactifs. Ils obtiennent donc la relation suivante avec $\tau_c = \delta_L/S_L$, le temps caractéristique de la réaction chimique :

$$\langle \chi \rangle = \frac{2}{5} S_L \Sigma \quad \text{ou} \quad \langle \chi \rangle = \frac{2}{5} \frac{\gamma}{\tau_c} \quad [I-65]$$

[Vervisch & Veynante, 1998] et [Veynante & Vervisch, 2002] proposent l'analyse des principales grandeurs en modélisation des flammes turbulentes de prémélange et comparent les différentes approches de modélisation. Pour la combustion de prémélange décrite par le degré d'avancement c , la combustion peut être représentée à la fois par la PDF de cette variable où $p(c^*)$ est la probabilité que $c = c^*$, par la densité de surface de flamme Σ et la dissipation scalaire moyenne $\bar{\chi}$. Ils montrent que, pour un front de flamme infiniment mince, localisé en $c = c^*$, $\bar{\nabla} c$ peut être confondu avec le gradient conditionnel sur la surface $c = c^*$. Ils obtiennent donc une relation entre la dissipation scalaire, le degré d'avancement et la densité de surface de flamme :

$$\langle \rho \chi \rangle = \langle \rho D_m |\bar{\nabla} c| |\bar{\nabla} c| \rangle \approx \langle \rho D_m |\bar{\nabla} c| |c = c^* \rangle \Sigma \quad [I-66]$$

Ils en déduisent alors le taux moyen de réaction du degré d'avancement $\overline{\dot{\omega}_c}$:

$$\langle \dot{\omega}_c \rangle = Q_c \Sigma = \frac{Q_c}{\langle \rho D_m |\vec{\nabla} c| |_{c=c^*} \rangle} \langle \rho \chi \rangle \quad [I-67]$$

où Q_c est le taux de réaction local, par unité de surface, des éléments de flamme laminaire.

Ils montrent ainsi que les approches en termes de PDF, de densité de surface de flamme et de dissipation scalaire sont intimement liées.

Récemment, [Abou-Ellail *et al.*, 2000] ont aussi proposé un modèle pour les flammes de prémélange méthane-air, utilisant le concept de flammelettes laminaires, basé sur un ensemble d'équations différentielles de conservation du second ordre couplées et transformées décrivant les concentrations des espèces CO₂, CO, O₂, CH₄, H₂O, H₂ et N₂ et l'enthalpie sensible. Ces équations contiennent également la dissipation scalaire.

Beaucoup d'études ont été faites pour déterminer le taux de dissipation scalaire conditionnelle qui est, avec la vitesse moyenne conditionnelle, la grandeur-clé pour l'approche CMC et sur la dissipation scalaire en général. Ces études aussi bien numériques qu'expérimentales ont surtout porté sur les jets non-réactifs ([Effelsberg & Peters, 1988], [Namazian *et al.*, 1988], [Dowling, 1991], [O'Brien & Jiang, 1991], [Pitts, 1993], [Sardi *et al.*, 1998], [Su, 1998], [Su & Clement, 1999], [Vedula *et al.*, 2001], etc).

En jets réactifs, ce sont surtout les flammes de diffusion qui ont été étudiées numériquement et expérimentalement ([Dibble *et al.*, 1984], [Bilger, 1988], [Seshadri & Peters, 1988], [Yeung *et al.*, 1990], [Feikema & Driscoll, 1992], [Peters, 1992], [Norton *et al.*, 1993], [Nandula *et al.*, 1994], [Stårner *et al.*, 1994], [Kelman & Masri, 1997], [Stårner *et al.*, 1997], [Bai *et al.*, 2000], [Pitsch & Fedotov, 2001], [Cha, 2001], [Kyritsis & Gomez, 2001], [Veynante & Vervisch, 2002], etc).

Pour les flammes de prémélange, peu de mesures expérimentales ou de modélisations ont été menées en utilisant le concept de dissipation scalaire. [Mantel & Bilger, 1995] utilisent le calcul SND à trois dimensions afin d'avoir des informations sur les grandeurs conditionnelles de la dissipation scalaire et sur la vitesse moyenne. Des calculs semblables de SND de dissipation scalaire ont été aussi menés pour des flammes de fusion thermonucléaires ([Niemeyer *et al.*, 1998]).

[Long, 1993] propose une méthode pour mesurer la dissipation scalaire à partir de l'imagerie par diffusion Rayleigh grâce à deux plans laser afin d'avoir une mesure en trois dimensions.

L'obstacle à la mesure de la dissipation scalaire est la faible résolution spatiale pour résoudre la structure du front de flamme dans les flammes de prémélange. Mais, avec les techniques d'imagerie laser, les mesures pourront être spatialement résolues. [O'Young & Bilger, 1996] et [O'Young & Bilger, 1997] ont été les premiers à mesurer expérimentalement la dissipation scalaire conditionnelle pour une flamme turbulente de prémélange. Grâce à ces mesures, ils testent la validité du modèle de flammelettes.

Dans ces mesures, la dissipation conditionnelle pour un scalaire c est définie par :

$$\chi_\xi = \langle D \bar{\nabla} c \bar{\nabla} c | c = \xi \rangle \quad [I-68]$$

où D est la diffusivité du scalaire en question ([O'Young & Bilger, 1996]). Remarquons qu'il y a un facteur deux par rapport à la définition de [Libby & Bray, 1980] et [Vervisch & Veynante, 1998]. Ils choisissent comme scalaire un degré d'avancement calculé à partir de l'enthalpie sensible ([Bilger, 1993a, 1993b]) :

$$c = \frac{h^s - h_r^s - 2h + 2h_r}{\Delta h^s} \quad [I-69]$$

où h est l'enthalpie totale, $h^s = \int_{T_0}^T \left(\sum_{j=1}^J Y_j c_{p,j} \right) dT$ est l'enthalpie sensible, l'indice r

caractérise les gaz frais et Δh^s représente l'augmentation de l'enthalpie sensible qui est la différence entre la valeur adiabatique de l'enthalpie dans les gaz brûlés et la valeur dans les gaz frais. T_0 est la température de référence prise à 300 K, $c_{p,j}$ est la chaleur spécifique à pression constante de l'espèce j , Y_j est la fraction massique de l'espèce j et J est le nombre total d'espèces impliquées. Pour un système adiabatique, $h = h_r$ et donc :

$$c = \frac{h^s - h_r^s}{\Delta h^s} \quad [I-70]$$

Cependant, si on néglige les pertes radiatives et les variations de pression et si on considère que la chaleur spécifique est constante, l'équation [I-70] est équivalente à :

$$c = \frac{T - T_r}{T_p - T_r} \quad [\text{I-71}]$$

L'expression développée de la dissipation scalaire instantanée est donc égale à :

$$\chi = D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial c}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad [\text{I-72}]$$

La dissipation scalaire conditionnelle est alors donnée par :

$$\langle \chi | \xi \rangle = \left\langle D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial c}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial c}{\partial z} \right) \middle| c = \xi \right\rangle \quad [\text{I-73}]$$

4. Conclusion

Cette synthèse bibliographique a permis de montrer que beaucoup de progrès ont été réalisés dans l'analyse des flammes turbulentes de prémélange, notamment dans ces dernières années. Nous avons vu que des concepts intéressants tels que les flammelettes, la densité de surface de flamme ou la dissipation scalaire ont été introduits et ont permis de développer des modèles prédictifs. Par ailleurs, les plus récentes études ont permis de montrer que ces divers concepts sont liés entre eux.

D'un point de vue expérimental, les avancées sont aussi considérables, et permettent aujourd'hui de valider les modèles en détail.

Dans la suite des études effectuées depuis plusieurs années au LCSR, nous allons nous intéresser dans ce travail à la caractérisation de la structure détaillée des flammes turbulentes de prémélange, en utilisant diverses techniques basées sur l'imagerie résolue dans l'espace. Nous présentons, dans le chapitre suivant, le dispositif expérimental et les diagnostics optiques utilisés à cet effet.

Partie II DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX ET DIAGNOSTICS OPTIQUES

Cette deuxième partie est scindée en trois sections. La première section est consacrée à la description du brûleur, la turbulence générée par grille et la présentation des caractéristiques des flammes étudiées. Dans une deuxième section, nous présentons les dispositifs expérimentaux de diffusion Rayleigh. Dans un premier temps, nous faisons une mise au point spectroscopique de la diffusion de la lumière par effet Rayleigh. Nous présentons alors les dispositifs expérimentaux Rayleigh en un point et l'imagerie Rayleigh puis le traitement des signaux Rayleigh. Enfin, dans une troisième section, nous présentons la tomographie laser en décrivant le système expérimental et le traitement des images tomographiques.

Nous n'exposons pas ici l'anémométrie Doppler laser qui a servi à déterminer les différentes échelles de turbulence et les nombres sans dimension caractérisant les régimes de combustion turbulente. Ce dispositif est le même que celui utilisé dans la thèse de [Gagnepain, 1998] où celui-ci a été amplement décrit.

1. Le brûleur Bunsen

Nous faisons ici une présentation succincte du brûleur car elle a déjà été exposée dans [Gagnepain, 1998]. Nous en reprenons les grandes lignes.

1.1. Le brûleur, l'alimentation et le système de déplacement

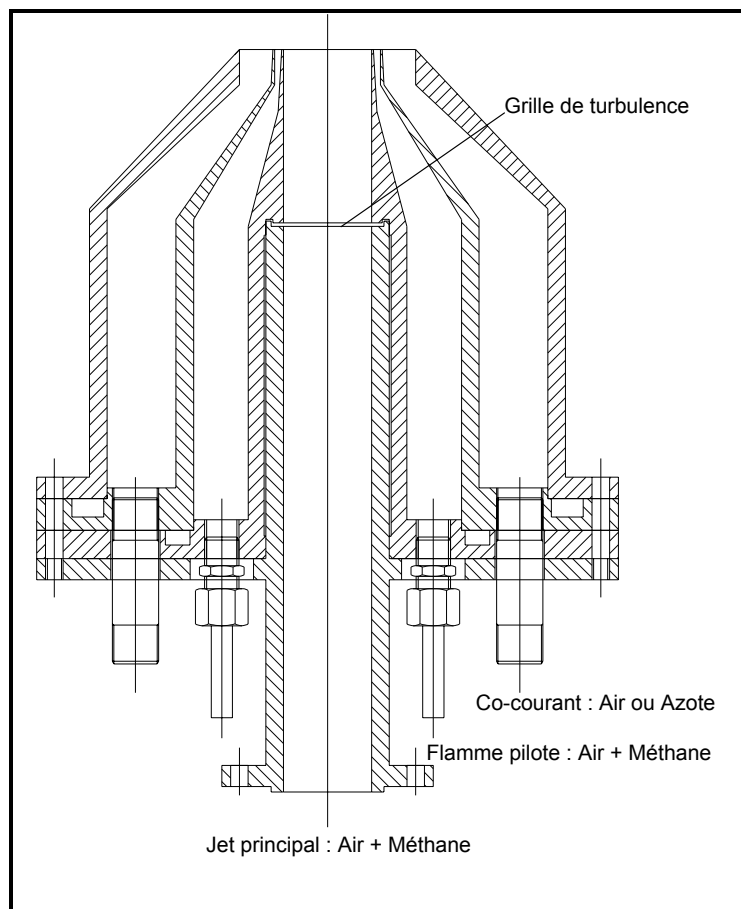


Figure II-1 : Schéma du brûleur.

Les données expérimentales sont obtenues à partir d'une flamme turbulente de prémélange conique stabilisée par une flamme pilote sur un brûleur de type Bunsen (Figure II-1). La section de sortie du brûleur a un diamètre de 25 mm. La flamme pilote a un diamètre de 30 mm ce qui fait une flamme annulaire de 2,5 mm d'épaisseur. Un co-courant d'air ou d'azote permet d'envelopper la flamme afin d'éviter des mouvements latéraux éventuels. Son diamètre est de 50 mm. On a donc un co-courant de 10 mm d'épaisseur.

Le système d'alimentation est représenté sur la Figure II-2.

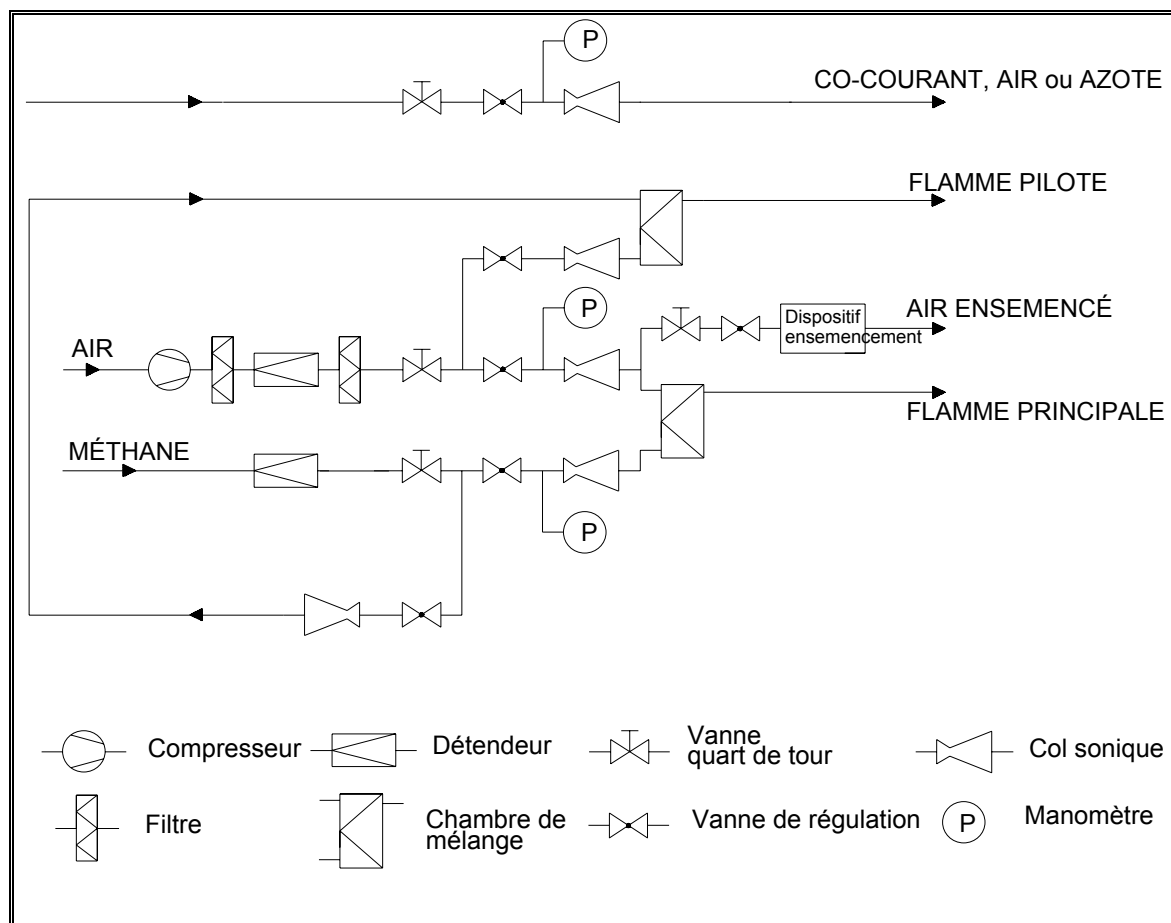


Figure II-2 : *Circuit d'alimentation.*

Tout le dispositif a été conçu pour que l'écoulement d'air et celui de combustible soient parfaitement propres. Les débits d'air et de combustible sont régulés et maintenus constants par des cols soniques. La pression en amont du col sonique permet de déterminer le débit massique. Une partie de l'air est déviée du jet d'air principal pour traverser le dispositif d'ensemencement et réinjectée dans la partie basse du brûleur pour des mesures d'anémométrie Doppler laser, de vélocimétrie par images de particules (V.I.P.) et tomographiques.

Le brûleur a une possibilité de déplacement à deux degrés de liberté. Il se déplace verticalement selon l'axe z avec une précision de 0,5 mm et transversalement selon l'axe y avec une précision de 0,1 mm.

1.2. La turbulence de grille

Ce type de turbulence est engendré par une grille constituée de barreaux régulièrement entrecroisés ou d'une plaque régulièrement perforée placée perpendiculairement à un écoulement uniforme. Les barreaux ou les espaces entre les trous donnent naissance à des sillages qui se mélangent en aval de la grille. La turbulence est alors homogène dans le plan perpendiculaire à l'écoulement et isotrope à partir d'une distance de dix fois la maille de la grille ([Deschamps, 1990], [Erard, 1996]). La maille hexagonale M détermine l'échelle intégrale et l'intensité de la turbulence u'/U . Pour les plaques perforées, le diamètre des trous d et la solidité σ sont aussi des paramètres caractéristiques de la grille (Figure II-3).

La solidité est le rapport entre la surface bloquée et la surface totale de la grille :

$$\sigma = 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{M} \right) \quad [\text{II-1}]$$

Nous utilisons deux types de grilles. Le Tableau II-1 résume les caractéristiques des grilles. L'intensité de la turbulence et l'échelle intégrale ont été mesurées par anémométrie Doppler laser.

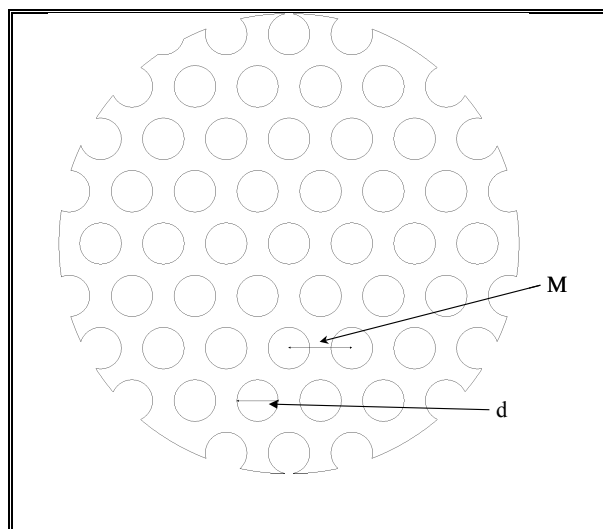


Figure II-3 : Grille de turbulence.

Grille	M (mm)	d (mm)	σ (%)	u'/U (%)	L_u (mm)
A	3,4	2,5	51	7,3	2,9
B	7,0	5,0	54	10,4	3,2

Tableau II-1 : *Caractéristiques des plaques perforées.*

Si on note U , V et W les composantes des vitesses suivant les trois directions du repère du laboratoire, les fluctuations de vitesses associées sont égales pour une turbulence homogène et isotrope : $u'(t) = v'(t) = w'(t)$. L'énergie cinétique turbulente est alors définie par $k = (3/2)\overline{u'^2}$ et son taux de dissipation par $\varepsilon = (15\nu \overline{u'^2})/\lambda_t^2$, où λ_t est l'échelle de Taylor.

1.3. Les caractéristiques des flammes

[Gagnepain, 1998] a étudié les caractéristiques des flammes par anémométrie Doppler laser en ensemençant à l'huile d'olive. Elles sont récapitulées dans le Tableau II-2 et le Tableau II-3. La désignation des 16 flammes est la suivante : *GrilleURichesse*. Par exemple, B3570 correspond à une flamme pour la grille B, une vitesse de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ et une richesse de 0,70.

Afin de pouvoir faire des comparaisons, nous étudierons les mêmes flammes que Gagnepain c'est-à-dire deux vitesses moyennes en sortie du brûleur $2,3$ et $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ et quatre richesses $0,80$; $0,70$; $0,65$ et $0,60$.

Les flammes et la turbulence ont été caractérisées en sortie du brûleur et pour une valeur $\langle c \rangle = 0,05$, là où la flamme est établie. Les grandeurs estimées sont : l'écart type de la vitesse fluctuante u' , la vitesse de combustion laminaire S_L , la macro-échelle dynamique L_u , le temps de retournement des gros tourbillons $T_L = L_u/u'$, la micro-échelle temporelle dynamique de Kolmogorov t_η , la micro-échelle spatiale dynamique de Kolmogorov η , l'épaisseur de Zeldovich δ_L , l'épaisseur du front de flamme laminaire correspondant à un gradient de température moyen Δ_L , le temps caractéristique chimique t_c , le nombre de Reynolds turbulent Re_L , le nombre de Damköhler Da , le nombre de Karlovitz Ka , le taux de dégagement de chaleur τ et le critère de transition entre la diffusion normale (selon le gradient) et contre-gradient $N_B = \frac{\tau S_L}{2\alpha u'}$. Ce critère dépend du taux de dégagement de chaleur

($\tau = T_p/T_r - 1$) et de α un coefficient d'efficacité dépendant de u'/S_L et L_u/δ_L . Pour nous, $N_B \geq 1$, la diffusion est alors dite contre-gradient ([Veynante *et al.*, 1997a]).

Un certain nombre de remarques ont été faites sur ces mesures par [Gagnepain, 1998]. La macro-échelle de longueur L_u , les nombres Re_L et Da sont plus importants à $\langle c \rangle = 0,05$ que ceux en sortie du brûleur contrairement à Ka .

Flammes	u' m/s	S_L m/s	L_u mm	T_L ms	t_{η} ms	η mm	δ_L mm	Δ_L mm	t_c ms	u' / S_L	Re_L	Da	Ka	τ	N_b
A2380	0.17	0.30	2.9	17.3	0.220	0.057	0.173	0.891	0.58	0.56	32	30	2.6	5.1	5.4
A2370	0.17	0.23	2.9	17.3	0.220	0.057	0.216	1.122	0.94	0.73	32	18	4.3	4.6	3.9
A2365	0.17	0.19	2.9	17.3	0.220	0.057	0.258	1.320	1.36	0.88	32	13	6.2	4.4	3.8
A2360	0.17	0.16	2.9	17.3	0.220	0.057	0.299	1.716	1.87	1.05	32	9	8.5	4.1	3.3
A3580	0.26	0.30	2.9	11.4	0.175	0.051	0.173	0.891	0.58	0.85	49	20	3.3	5.1	3.5
A3570	0.26	0.23	2.9	11.4	0.175	0.051	0.216	1.122	0.94	1.11	49	12	5.4	4.6	2.6
A3565	0.26	0.19	2.9	11.4	0.175	0.051	0.258	1.320	1.36	1.34	49	8	7.8	4.4	2.5
A3560	0.26	0.16	2.9	11.4	0.175	0.051	0.299	1.716	1.87	1.60	49	6	10.7	4.1	2.1
B2380	0.24	0.30	3.2	13.4	0.205	0.055	0.173	0.891	0.58	0.80	51	23	2.8	5.1	3.7
B2370	0.24	0.23	3.2	13.4	0.205	0.055	0.216	1.122	0.94	1.04	51	14	4.6	4.6	2.7
B2365	0.24	0.19	3.2	13.4	0.205	0.055	0.258	1.320	1.36	1.26	51	10	6.6	4.4	2.5
B2360	0.24	0.16	3.2	13.4	0.205	0.055	0.299	1.716	1.87	1.50	51	7	9.1	4.1	2.1
B3580	0.36	0.30	3.2	8.8	0.170	0.050	0.173	0.891	0.58	1.21	78	15	3.4	5.1	2.4
B3570	0.36	0.23	3.2	8.8	0.170	0.050	0.216	1.122	0.94	1.58	78	9	5.5	4.6	1.8
B3565	0.36	0.19	3.2	8.8	0.170	0.050	0.258	1.320	1.36	1.92	78	6	8.0	4.4	1.6
B3560	0.36	0.16	3.2	8.8	0.170	0.050	0.299	1.716	1.87	2.28	78	5	11.0	4.1	1.4

Tableau II-2 : Caractéristiques des flammes à la sortie du brûleur sur son axe.

Flammes	u' m/s	S_L m/s	L_u mm	T_L ms	$t\eta$ ms	η mm	δ_L mm	ΔL mm	t_c ms	u' / S_L	Re_L	Da	Ka	τ	N_B
A2380	0.145	0.30	8.3	57.2	0.316	0.069	0.173	0.891	0.58	0.48	80	99	1.8	5.1	5.2
A2370	0.150	0.23	9.7	64.7	0.336	0.071	0.216	1.122	0.94	0.65	97	69	2.8	4.6	3.5
A2365	0.168	0.19	11.4	67.9	0.260	0.062	0.258	1.320	1.36	0.88	128	50	5.2	4.4	2.4
A2360	0.209	0.16	18.0	86.1	0.300	0.067	0.299	1.716	1.87	1.31	251	46	6.2	4.1	1.5
A3580	0.229	0.30	4.6	20.1	0.245	0.061	0.173	0.891	0.58	0.76	70	35	2.4	5.1	3.5
A3570	0.245	0.23	5.8	23.7	0.230	0.059	0.216	1.122	0.94	1.07	95	25	4.1	4.6	2.2
A3565	0.255	0.19	6.6	25.9	0.230	0.059	0.258	1.320	1.36	1.34	112	19	5.9	4.4	1.7
A3560	0.240	0.16	7.5	31.3	0.275	0.064	0.299	1.716	1.87	1.50	120	17	6.8	4.1	1.4
B2380	0.183	0.30	4.6	25.1	0.188	0.053	0.173	0.891	0.58	0.61	56	44	3.1	5.1	4.4
B2370	0.168	0.23	4.3	25.6	0.116	0.042	0.216	1.122	0.94	0.73	48	27	8.1	4.6	3.6
B2365	0.154	0.19	6.4	41.6	0.205	0.055	0.258	1.320	1.36	0.81	66	31	6.6	4.4	2.9
B2360	0.170	0.16	13.1	77.1	0.364	0.074	0.299	1.716	1.87	1.06	148	41	5.1	4.1	1.9
B3580	0.258	0.30	3.9	15.1	0.203	0.055	0.173	0.891	0.58	0.86	67	26	2.8	5.1	3.3
B3570	0.212	0.23	5.0	23.6	0.218	0.057	0.216	1.122	0.94	0.92	71	25	4.3	4.6	2.7
B3565	0.206	0.19	9.3	45.1	0.277	0.064	0.258	1.320	1.36	1.08	128	33	4.9	4.4	2.0
B3560	0.196	0.16	6.5	33.2	0.203	0.055	0.299	1.716	1.87	1.23	85	18	9.2	4.1	1.9

Tableau II-3 : Caractéristiques des flammes sur l'axe du brûleur à $\langle c \rangle = 0,05$.

2. Les dispositifs expérimentaux de diffusion de la lumière induite par effet Rayleigh

2.1. La diffusion Rayleigh

La diffusion de la lumière induite par effet Rayleigh est une technique qui connaît un grand développement dans les études des milieux réactifs. Elle a l'avantage de ne pas être intrusive et d'être assez facile à mettre en œuvre. Elle peut être aussi bien utilisée pour des mesures locales ([Dibble & Hollenbach, 1981], [Goulding & Halthore, 1986], [Boukhalfa & Gökalp, 1988], [Deschamps *et al.*, 1992], [Mounaïm-Rousselle & Gökalp, 1994], [Ghénai *et al.*, 1996], [O'Young & Bilger, 1996], [Ferrão & Heitor, 1998], [Jiang & Sislian, 2002]...) que pour des mesures en 2 dimensions ([Long, 1993], [Mansour, 1993], [Namazian *et al.*, 1994], [Buschmann *et al.*, 1996], [O'Young & Bilger, 1996, 1997]...)

Dans ce travail, nous décrivons deux dispositifs expérimentaux pour des mesures en un point et des mesures en deux dimensions.

La diffusion Rayleigh est la diffusion de la lumière par collisions élastiques de photons et de petites particules, atomes ou molécules. Dans le cas d'un atome, en l'absence de lumière incidente, le nuage électronique est centré autour du noyau (Figure II-4).

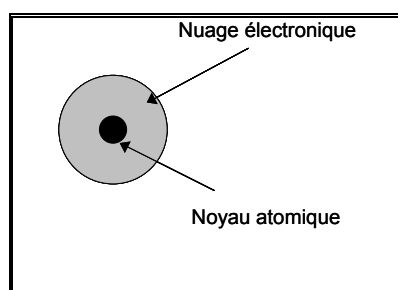


Figure II-4 : *Atome sans lumière incidente.*

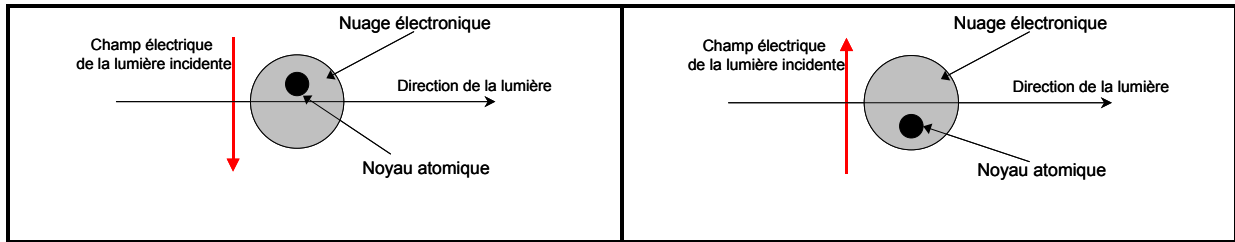


Figure II-5 : Atome réagissant selon le sens du champ électrique de la lumière incidente.

En présence de la lumière incidente, le nuage électronique se met à osciller (Figure II-5). La taille de l'atome étant très petite par rapport à la longueur d'onde incidente, les variations spatiales du champ électromagnétique peuvent être négligées à l'échelle du nuage électronique. L'atome est alors soumis à un champ électrique, le champ magnétique étant négligeable. Le noyau de l'atome étant plus lourd que le nuage électronique, son déplacement dû au champ électrique peut être négligé devant le déplacement du nuage. On a ainsi un dipôle électrique oscillant qui diffuse la lumière à la même longueur d'onde que la lumière incidente dans toutes les directions (Figure II-6 et Figure II-7).

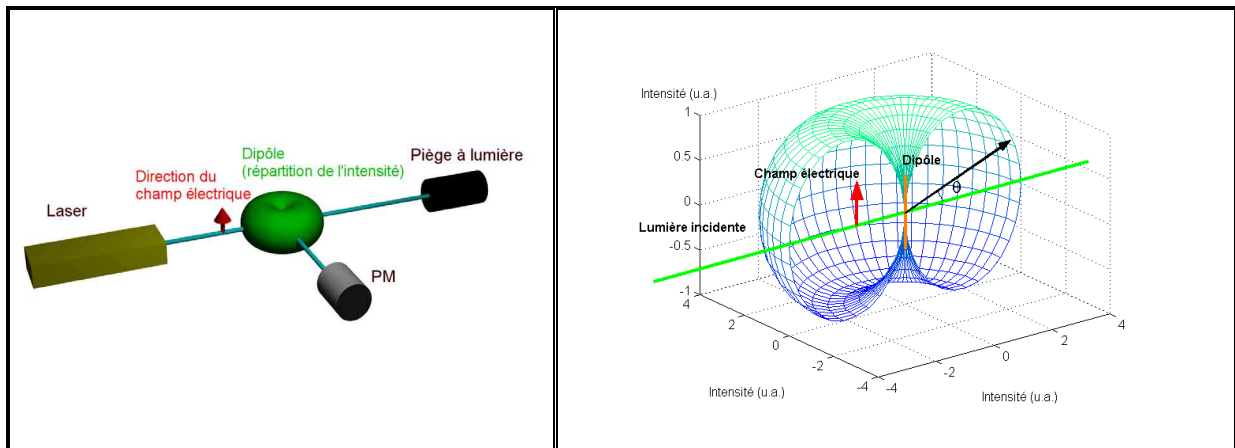


Figure II-6 : Vue d'ensemble.

Figure II-7 : Diffusion de la lumière par un dipôle.

Il n'y a donc pas d'échange d'énergie entre les photons incidents et les particules cibles différentes. Par conséquent, le signal diffusé n'est pas spécifique à une espèce particulière. À pression constante, l'intensité diffusée est directement proportionnelle au nombre de diffuseurs et donc à la température ou aux fractions molaires des espèces. Deux paramètres importants pour utiliser cette technique sont la taille des particules (d) et la longueur d'onde de la lumière incidente (λ). Il faut que le rapport $d/\lambda \ll 1$.

L'intensité de la lumière diffusée par effet Rayleigh est proportionnelle dans un milieu gazeux constitué d'une seule espèce moléculaire i :

- au facteur de transmission imposé par le système optique K ,
- à l'intensité du laser I_0 ,
- à l'angle solide de collection Ω ,
- au volume de longueur caractéristique l ,
- au nombre de molécules isotropes d'espèce i par unité de volume N_i ,
- à la section efficace (différentielle) de diffusion Rayleigh de l'espèce i , σ_i .

Donc, pour une seule espèce de molécule i , on a le signal de diffusion Rayleigh I_{Ray} :

$$I_{Ray_i} = KI_0\Omega l N_i \sigma_i \quad [\text{II-2}]$$

La section efficace σ_i est définie comme une fonction dépendante de la longueur d'onde de la lumière incidente λ . C'est une grandeur qui représente la section d'un tube de courant dans lequel une particule A doit se trouver pour interagir avec une particule B qui circule sur l'axe du tube. Cette section dépend des particules et de l'interaction considérée. Ici, la section efficace est une interaction entre une molécule et un photon. Elle représente l'aire de la surface apparente perpendiculaire au rayonnement incident qui recueillerait l'énergie lumineuse équivalente à celle que diffuse la molécule dans toute les directions.

Elle a pour expression :

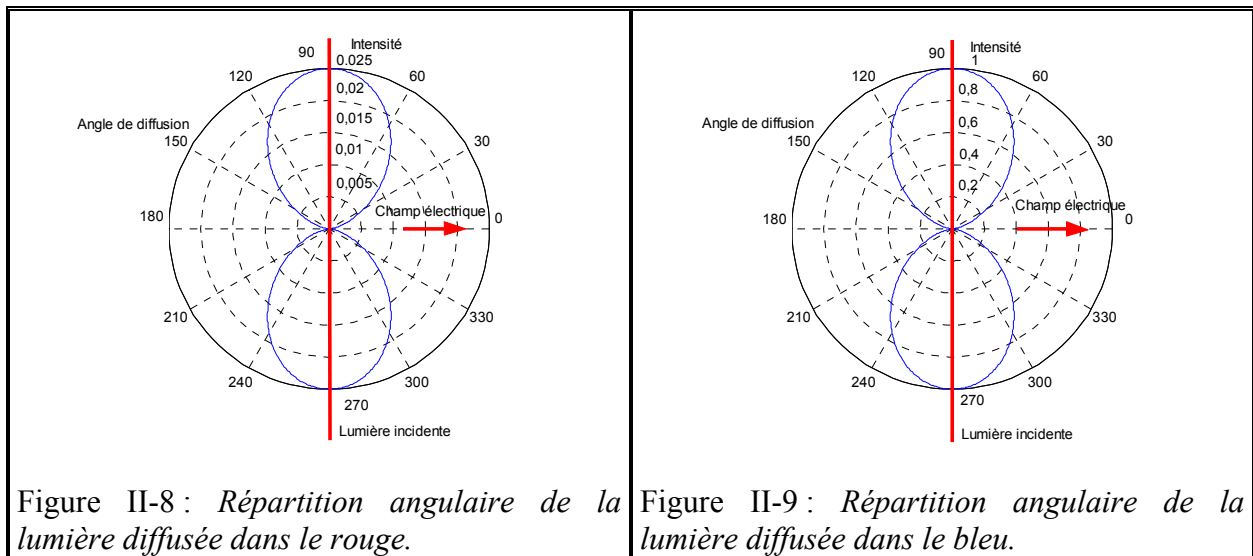
$$\sigma_i = \frac{4\pi^2(n_i - 1)^2}{\lambda^4 N_i^2} \sin^2 \theta \quad [\text{II-3}]$$

où n_i est l'indice de réfraction de l'espèce i et θ l'angle entre le vecteur de polarisation électrique incident et la direction d'observation de la diffusion Rayleigh.

D'après la relation de Gladstone, le terme $\frac{(n_i - 1)^2}{N_i^2}$ est une constante du gaz considéré. On

montre ainsi que la section efficace de la diffusion Rayleigh est dépendante de la longueur d'onde incidente λ et de l'angle de diffusion θ .

Cette expression en sinus indique qu'il existe un angle d'observation privilégié à $\theta = \pi/2$ par rapport à la direction de la lumière incidente (Figure II-7). La Figure II-8 et la Figure II-9 montrent la répartition angulaire du rayonnement d'un dipôle pour deux longueurs d'onde par rapport à la lumière incidente dans le rouge et dans le bleu. Ces figures mettent en évidence la direction privilégiée et la dépendance de l'intensité diffusée selon la longueur d'onde. Ces figures présentent une symétrie de révolution par rapport à la direction du dipôle. La diffusion est donc de même intensité dans tout le plan perpendiculaire au dipôle.



La diffusion Rayleigh n'étant pas spécifique à une espèce moléculaire, le signal de diffusion est la somme des signaux de diffusion Rayleigh de chaque espèce i de fraction molaire χ_i :

$$I_{Ray} = \sum_i I_{Ray_i} = KI_0 \Omega I N \sum_i \sigma_i \chi_i \quad [II-4]$$

On suppose que le gaz suit la loi des gaz parfaits $P = nkT$ avec T la température du mélange, k la constante de Boltzmann et n le nombre de molécules par unité de volume. L'intensité de la lumière diffusée par effet Rayleigh est donc proportionnelle à la densité du mélange et inversement proportionnelle à la température pour une pression constante.

[Gagnepain, 1998] a calculé les sections efficaces dans les réactifs et les produits pour une flamme de méthane-air :

Richesse	0,80	0,70	0,65	0,60
$\sigma_{\text{réactifs}}(\times 10^{28}) \text{ (cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1})$	9,05	8,96	8,91	8,86
$\sigma_{\text{produits}}(\times 10^{28}) \text{ (cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1})$	8,96	8,88	8,83	8,79
Différence (%)	0,99	0,89	0,90	0,79

Tableau II-4 : Différences entre les sections efficaces des réactifs et des produits.

La différence des sections efficaces entre les réactifs et les produits est de l'ordre de 1% pour des flammes pauvres. La section efficace reste donc constante à travers le front de flamme.

Si on considère une intensité de référence I_{Ray_0} , on a :

$$\frac{I_{Ray}}{I_{Ray_0}} = \frac{T_0 \left(\sum_i \sigma_i \chi_i \right)}{T \left(\sum_i \sigma_i \chi_i \right)_0} = \frac{T_0}{T} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad [\text{II-5}]$$

où l'indice 0 indique des grandeurs de référence et ρ est la masse volumique du mélange.

2.2. Dispositif expérimental de diffusion Rayleigh en un point.

La Figure II-10 représente le dispositif expérimental de diffusion Rayleigh en un point. Le rayonnement incident est issu d'un laser *Spectra Physics* à argon ionisé de puissance 25 W dont on utilise la raie bleue à 488 nm. La puissance du laser en mode mono-raie à 488 nm est de 13 W maximum. Le rayon du laser est focalisé sur un point de la flamme grâce à une lentille convergente de focale 104 mm. On a ainsi un diamètre de faisceau focalisé de 40 μm . Le diamètre du faisceau ne dépasse pas $\sqrt{2}$ fois le diamètre focalisé sur une distance de 5,1 mm. La lumière diffusée par les molécules de la flamme est récupérée à 90° grâce à un photomultiplicateur (PM) *Hamamatsu R647-04* après avoir traversé deux lentilles plano-convexes de même focale ($f=200$ mm) et un filtre interférentiel centré sur 488 nm ($\Delta\lambda = 1$ nm). Afin de fixer la longueur du volume de mesure, un diaphragme de diamètre 150 μm est installé devant le PM. Le volume de mesure influe sur la fréquence de passage des flammelettes, les micro-échelles temporelles de Taylor, la vitesses normale des flammelettes

et la densité de surface de flamme [Gagnepain, 1998]. Un piège à lumière est placé pour bloquer le faisceau direct du laser après la traversée de la flamme. Le signal récupéré par le PM est ensuite amplifié et filtré avec un filtre analogique passe-bas de fréquence de coupure 10 kHz. Il est alors envoyé à un ordinateur par une carte d'acquisition DAS-50 qui convertit le signal analogique en signal numérique codé sur 12 bits. Les fichiers sont enregistrés sur 100 000 points pour une fréquence de 20 kHz.

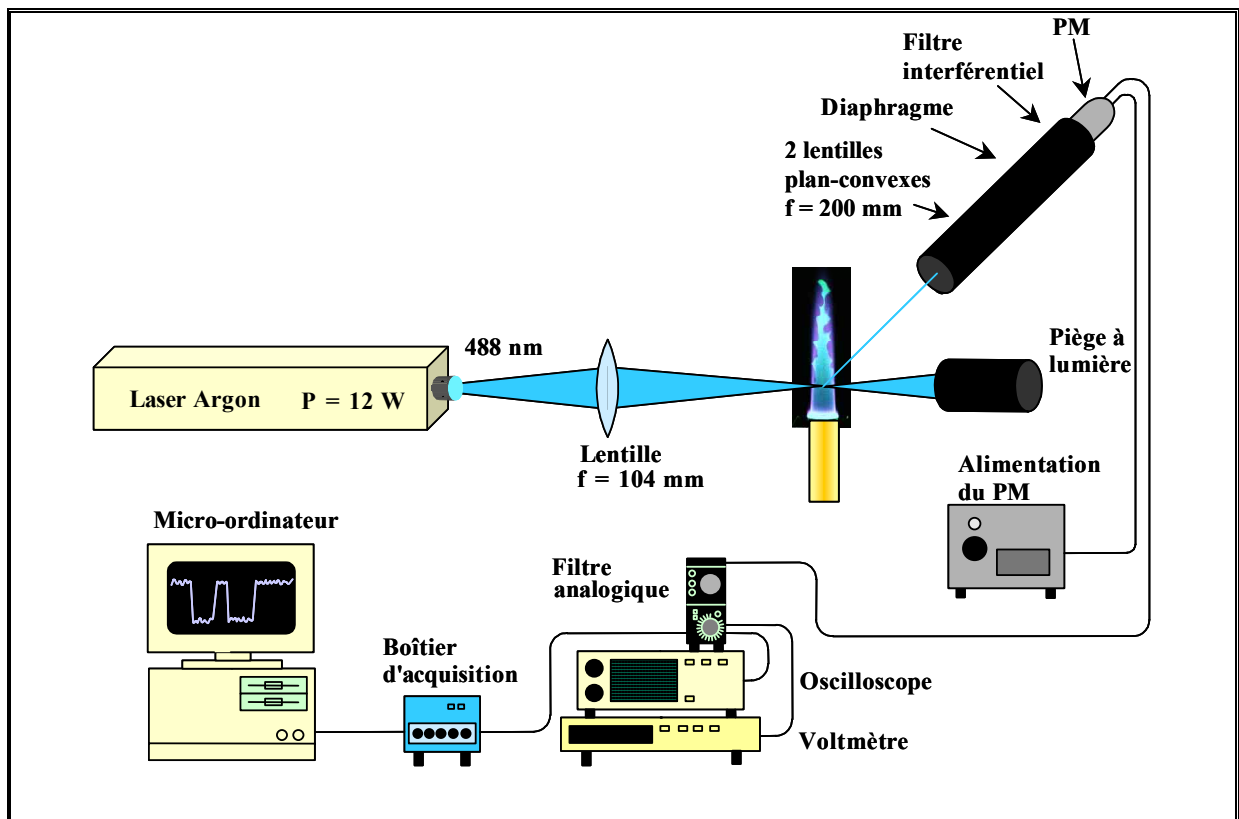


Figure II-10 : Dispositif expérimental pour la diffusion Rayleigh en un point.

2.3. Dispositif expérimental pour l'imagerie Rayleigh

La Figure II-11 présente le dispositif expérimental pour la diffusion Rayleigh à deux dimensions.

La seconde harmonique 532 nm d'un laser Nd:YAG de 170 mJ/pulse de fréquence 10 Hz passe au travers d'une lentille cylindrique pour obtenir un plan laser d'environ 5,5 cm de hauteur et d'épaisseur 0,2 mm environ à la pointe de la flamme. La lumière diffusée dans la flamme par le plan laser est collectée à 90° sur une caméra CCD intensifiée *Princeton Pentamax* 512×512 pixels² à l'aide d'un objectif 85 mm d'ouverture 1,4.

Dans beaucoup de dispositifs expérimentaux (Tableau II-5), l'imagerie Rayleigh se fait avec deux plans lasers afin d'avoir l'aspect 3D qui n'est pas rendu par une seule image. [Renou *et al.*, 2000a] ont voulu déterminer la vitesse de déplacement du front de flamme à partir de la tomographie sur un plan laser. Ils ont rencontré le problème du déplacement du front de flamme hors du plan. Afin de minimiser ce phénomène, ils se sont limités aux faibles turbulences dans le régime de flammelettes. Dans ce travail, nous sommes également dans des conditions de faible turbulence qui ne dépasse pas $u'/S_L = 1,50$ au niveau de la frontière froide de la flamme apparente.

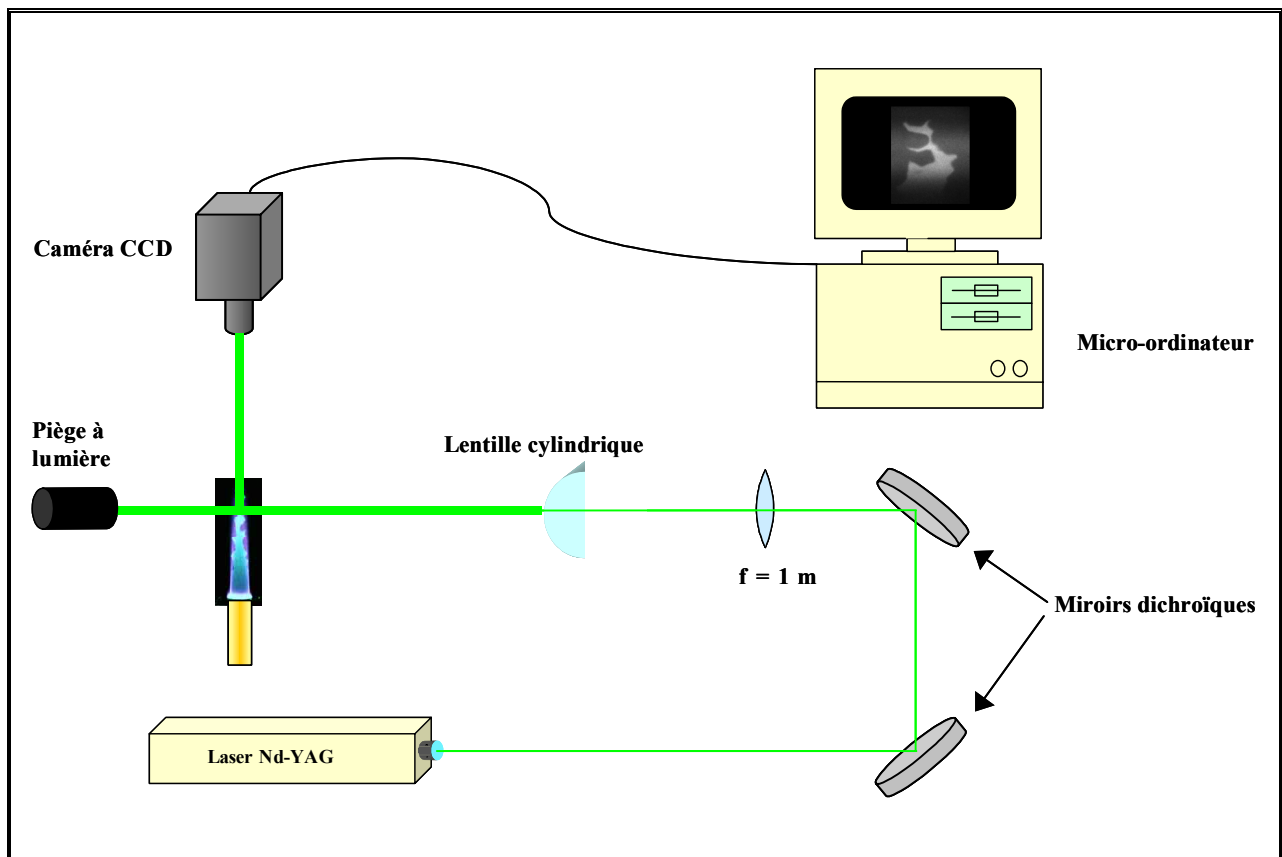


Figure II-11 : Dispositif expérimental pour l'imagerie Rayleigh.

AUTEURS	Lasers		Nappes lasers		Optiques de détection
	Type	λ (nm) / E (mJ)	Séparation spatiale/temporelle	Épaisseur	
[O'Young & Bilger, 1996, 1997]	Nd:YAG Colorant	532 / 160 par pulse 532 / 500 par pulse	200 μm / 2 μs	100 μm 300 μm	ICCD
[Mansour <i>et al.</i> , 1992]	Excimère Nd:YAG	248 / 250 par pulse 532 / 140 par pulse		150 μm 200 μm	ICCD
[Soika <i>et al.</i> , 1998, 1999]	Excimère KrF Nd:YAG	248 / 120 par pulse 532 / 150 par pulse	400 μm / 250 ns	150 μm	ICCD
[Everest <i>et al.</i> , 1995]	Colorant	511 / 60 et 240 par pulse		180 μm et 460 μm	CCD
[Long & Yip, 1988]	Nd:YAG Colorant	532 / 10 par pulse 563 / 10 par pulse	180 μm	90 μm	Détecteurs SIT
[Arnold <i>et al.</i> , 1993]	Excimère KrF Excimère XeCl	248 / qq 100 par pulse 343 / qq 100 par pulse	300 ns	200 μm	ICCD
[Mansour, 1993]	Excimère Nd:YAG	248 / 250 par pulse 532 / 400 par pulse		150 μm 200 μm	ICCD
[Chen & Mansour, 1999]	Excimère KrF	248 / 250 par pulse		150 μm	CCD
[Dahm & Bish, 1993]	Nd:YAG	532 / 300 par pulse		230 μm	CCD non intensifiée

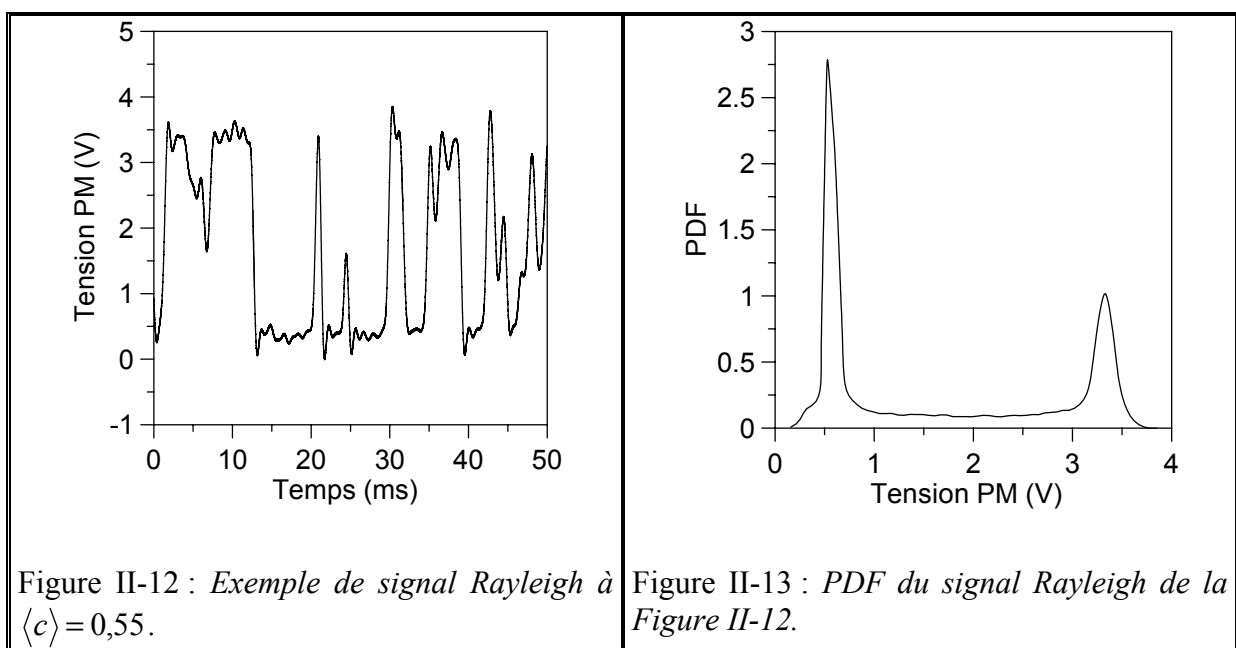
Tableau II-5 : Quelques dispositifs d'imagerie Rayleigh dans les milieux réactifs.

Une autre méthode d'imagerie Rayleigh a été utilisée par [Fourquette *et al.*, 1986]. Le faisceau d'un laser Nd:YAG est focalisé dans une cellule comportant deux réflecteurs cylindriques qui re-focalisent le faisceau du laser au centre de la cellule à chaque réflexion. La nappe laser ainsi obtenue est parallèle à la direction de l'écoulement.

2.3.1. Traitements des signaux Rayleigh

2.3.1.1. Rayleigh en un point

Nous avons vu dans le Partie II.2.1 que l'intensité de la lumière diffusée par effet Rayleigh est inversement proportionnelle à la température dans le cas d'une flamme de méthane-air pauvre. La Figure II-12 montrent un exemple de signal Rayleigh. Le signal observé est sous forme de créneaux. Le palier supérieur correspond à l'intensité de la lumière diffusée par les gaz frais et le palier inférieur aux gaz brûlés. Lorsque l'on détermine la PDF du signal, on observe deux pics correspondant à ces deux paliers (Figure II-13). Quand le volume de mesure se situe dans les gaz frais à $\langle c \rangle = 0$, la PDF n'a qu'un pic centré à la valeur du pic supérieur. Dans les gaz brûlés à $\langle c \rangle = 1$, le pic se situe à la valeur du palier inférieur. Les deux pics apparaissent lorsque le volume de mesure se trouve à un endroit où la fréquence de passage du front de flamme est grande.



Afin de pouvoir traiter le signal, nous le normalisons entre 0 et 1 (Figure II-14). Nous pouvons alors déterminer les temps de séjour du volume de mesure dans les gaz frais (les réactifs), t_r , et dans les produits, t_p . Les passages d'un état à l'autre indique le passage d'un front de flamme instantané par le volume de mesure. Nous avons ainsi la possibilité de calculer le degré d'avancement moyen $\langle c \rangle$:

$$\langle c \rangle = \frac{\langle t_p \rangle}{\langle t_r \rangle + \langle t_p \rangle} \quad [\text{II-6}]$$

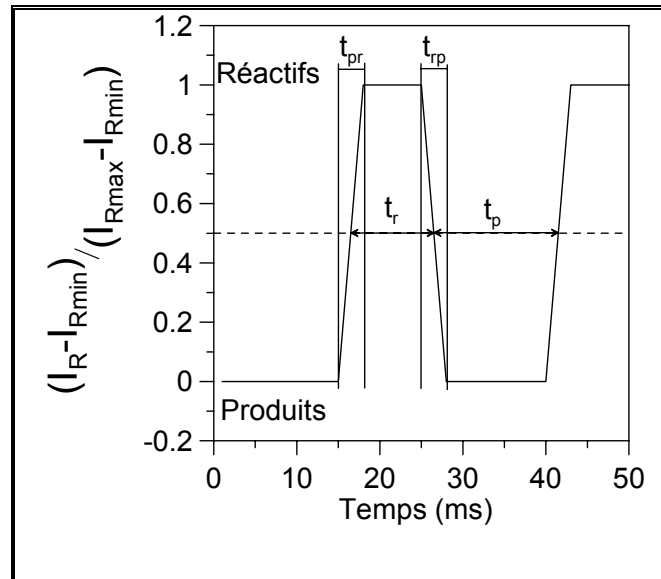


Figure II-14 : Signal Rayleigh normalisé avec les temps de transit et de passage.

Sur la Figure II-14, nous avons représenté les temps de transit t_{rp} et t_{pr} qui représentent le temps mis par le front de flamme instantané à traverser le volume de mesure, des réactifs vers les produits et des produits vers les réactifs, respectivement. Grâce à ces grandeurs, il est possible de calculer la vitesse normale des flammelettes ([Gagnepain, 1998]).

2.3.1.2. Imagerie Rayleigh

Il existe plusieurs sources de bruit qui obligent à traiter les images obtenues par effet Rayleigh. Certains bruits tels que les lumières, réflexions lumineuses parasites et les signaux

de diffusion de Mie sont minimisés le plus possible lors de l'enregistrement des images. Les bruits de fond (bruit de la caméra, lumière parasite...) sont minimisés grâce au traitement ci-après.

Le traitement des images Rayleigh se déroule en plusieurs étapes sous le logiciel *Matlab* en utilisant la boîte à outils pour le traitement d'images (*Image Processing Toolbox*). Pour chaque série de 256 images Rayleigh, I_{1_i} , de la flamme, trois autres séries d'images supplémentaires sont prises :

- I_2 , une série de 100 images Rayleigh, I_{2_i} , avec le laser sans la flamme,
- I_3 , une série de 100 images, I_{3_i} , de la flamme sans laser,
- I_4 , une série de 100 images, I_{4_i} , sans flamme ni laser dans l'obscurité qui correspond au bruit de lecture de l'ensemble de la caméra que l'on appelle courant d'obscurité.

Nous présentons ici le traitement d'images effectué pour les mesures instantanées. Pour le

traitement de l'image moyenne de la flamme, on remplace I_{1_i} par $I_1 = \frac{\sum I_{1_i}}{256}$.

Les séries d'images I_2 , I_3 et I_4 sont moyennées :

$$I_{2_{moy}} = \frac{\sum I_{2_i}}{100}, \quad I_{3_{moy}} = \frac{\sum I_{3_i}}{100} \quad \text{et} \quad I_{4_{moy}} = \frac{\sum I_{4_i}}{100}.$$

$I_{3_{moy}}$ et $I_{4_{moy}}$ sont soustraites des images instantanées I_{1_i} et de l'image du profil du laser $I_{2_{moy}}$:

$$I_{5_i} = I_{1_i} - I_{3_{moy}} - I_{4_{moy}},$$

$$I_6 = I_{2_{moy}} - I_{4_{moy}}.$$

Afin de s'affranchir du profil gaussien du plan laser, on fait le rapport de I_{5_i} et de I_6 :

$$I_{7_i} = \frac{I_{5_i}}{I_6}.$$

$$\text{On a donc } I_{7_i} = \frac{I_{1_i} - \frac{\sum I_{3_i}}{100} - \frac{\sum I_{4_i}}{100}}{\frac{\sum I_{2_i}}{100} - \frac{\sum I_{4_i}}{100}}.$$

Malgré ce traitement, il reste du bruit qui est gênant pour des calculs de gradient. On applique alors le filtre de Wiener. Il est défini tel que l'écart quadratique moyen entre l'image restaurée et l'objet soit minimal.

L'algorithme du filtre de Wiener est intégré dans une boîte à outils du traitement d'images. Il estime la moyenne et la variance locales autour de chaque pixel :

Soit A la matrice à filtrer et $a(n_1, n_2)$ les éléments de cette matrice, on a la moyenne :

$$\mu = \frac{1}{NM} \sum_{n_1, n_2 \in \eta} a(n_1, n_2) \text{ et la variance : } \sigma^2 = \frac{1}{NM} \sum_{n_1, n_2 \in \eta} a^2(n_1, n_2) - \mu^2,$$

où η est la matrice N×M autour de chaque pixel $a(n_1, n_2)$ de la matrice image A.

L'algorithme donne une matrice B dont chaque pixel $b(n_1, n_2)$ a pour valeur :

$$b(n_1, n_2) = \mu + \frac{\sigma^2 - \nu^2}{\sigma^2} (a(n_1, n_2) - \mu)$$

où ν^2 est la variance de bruit. Le bruit n'étant pas défini, l'algorithme prend comme valeur de ν^2 la moyenne de toutes les variances locales de A. L'image est ensuite rognée en haut et en bas où le signal n'est pas significatif.

Il existe aussi le problème de fluctuation d'intensité du laser entre chaque tir. Ce changement est peu important lorsque l'on compare chaque image. Toutes les corrections ainsi apportées mènent à une incertitude dans les mesures de température de 10% environ. En outre, le bruit de Poisson (*shot noise*) est important dans la partie des gaz chauds là où le signal d'intensité Rayleigh est faible. Les Figure II-15 à Figure II-23 présentent les différentes étapes du traitement des images Rayleigh.



Figure II-15 : *Image Rayleigh brute.*

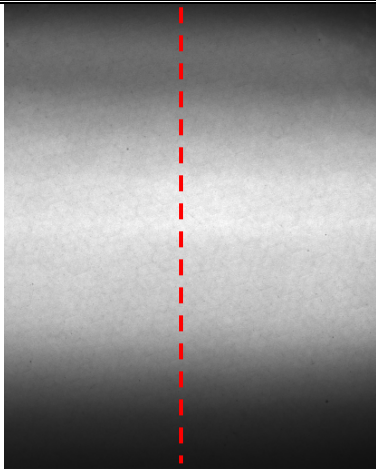


Figure II-16 : *Image du profil laser brute.*

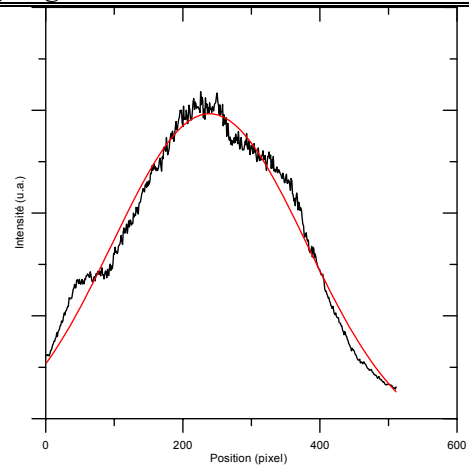


Figure II-17 : *Profil laser avec un ajustement gaussien en rouge.*



Figure II-18 : *Image Rayleigh après soustraction du bruit de fond.*



Figure II-19 : *Image Rayleigh affranchie du profil laser.*

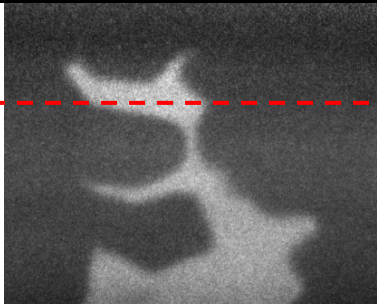


Figure II-20 : Image Rayleigh sans filtre.

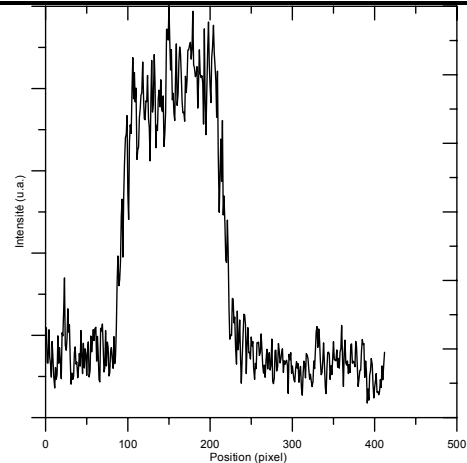


Figure II-21 : Profil de l'image Rayleigh non-filtrée.

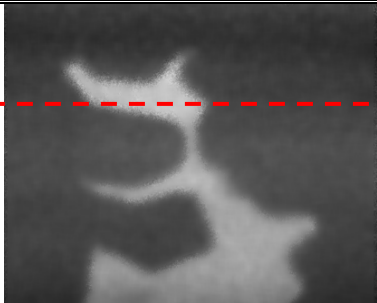


Figure II-22 : Image filtrée avec Wiener avec une matrice 10×10 .

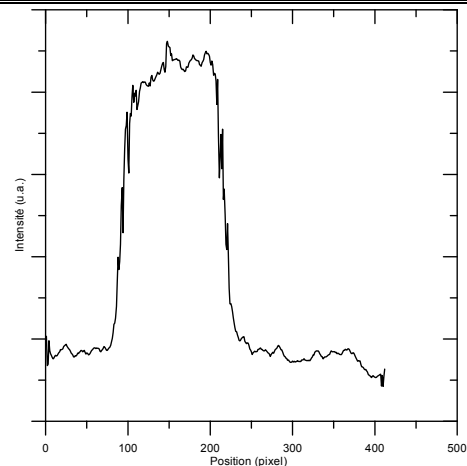


Figure II-23 : Profil de l'image Rayleigh filtrée.

Dans [Long, 1993] et [Fourguette *et al.*, 1986], la détermination du bruit de fond se fait en mesurant l'image obtenue pour un gaz dont on connaît la section efficace. Ceci afin de faire des mesures quantitatives. Dans notre cas, nous n'utilisons pas cette méthode car nous connaissons la température qui règne dans les gaz frais grâce à une mesure par thermocouple. Ce sera notre température de référence T_0 de l'équation [III-5].

3. La tomographie laser ou imagerie par diffusion de la lumière par effet Mie

3.1. Dispositif expérimental

La tomographie laser est une technique optique basée sur la diffusion de la lumière par effet Mie qui permet l'étude de la structure instantanée des fronts de flamme. Elle a été appliquée à l'étude des flammes pour la première fois par [Boyer, 1980]. Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure II-24.

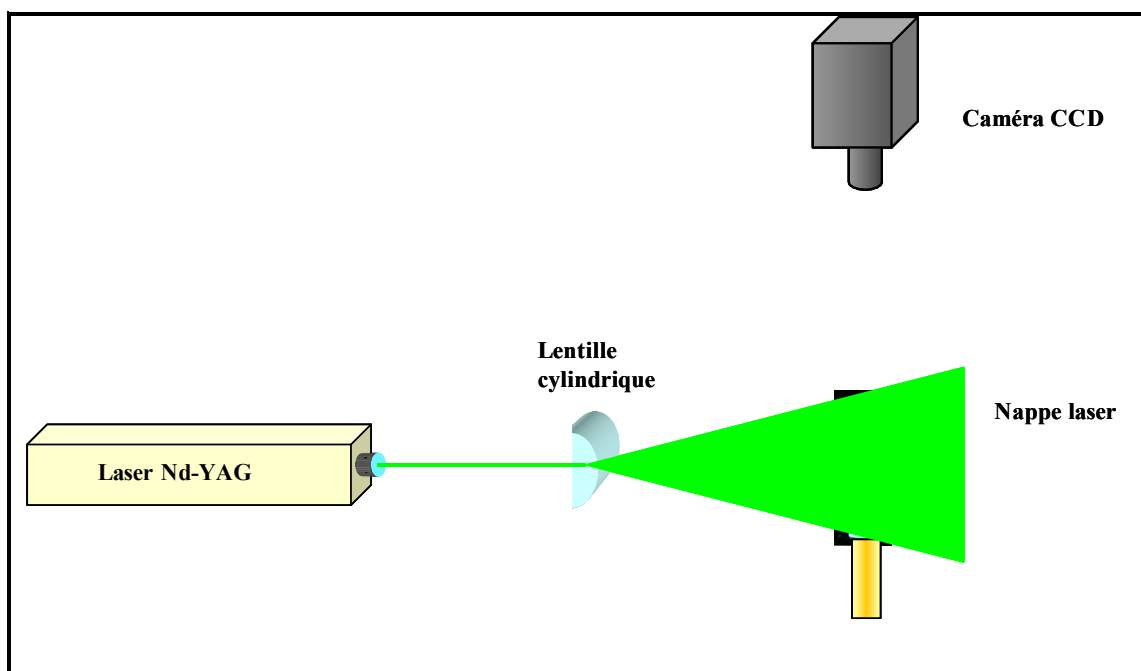


Figure II-24 : *Dispositif expérimental pour la tomographie laser.*

La diffusion de la lumière par effet Mie se produit par collisions élastiques des particules diffusantes ayant un rayon supérieur ou égal à la longueur d'onde de la lumière incidente. Contrairement à la diffusion Rayleigh, la puissance rétro-diffusée est plus grande que la puissance diffusée dans la direction de l'onde incidente.

La source de lumière que nous utilisons est un laser Continuum Nd-YAG de 25 mJ par pulse, cadencé à 10 Hz à une longueur d'onde de 532 nm. Chaque pulse a une durée de 5 ns pour être en dessous de la plus petite échelle de temps de l'écoulement réactif.

Une lentille cylindrique éclate le faisceau afin d'obtenir une fine nappe laser de 500 μm d'épaisseur. Cette nappe éclaire les gouttes d'huile d'un diamètre moyen de 2,6 μm (mesuré par granulométrie phase Doppler) qui ensemencent la flamme et qui se vaporisent au niveau du front de flamme à environ 500 K. On estime que le temps de vaporisation des gouttelettes suit une loi en d^2 , avec une constante d'évaporation de $K \approx 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$. Le temps d'évaporation est alors estimé à 7 μs . Par conséquent, les gouttelettes disparaissent très rapidement dans la zone de préchauffage de la flamme, juste avant le front de flamme. La lumière diffusée par les gouttes est collectée par une caméra CCD dont les images font 1016×1008 pixels². Elle est placée à 90° de la nappe laser et est munie d'un filtre interférentiel centré à 532 nm.

La flamme ayant des hauteurs différentes suivant la richesse, l'agrandissement de chaque image n'est pas la même afin d'avoir la totalité de la flamme. La résolution spatiale n'est donc pas la même pour chaque flamme.

Nous avons enregistré 256 images pour huit configurations de flamme avec une intensité de turbulence de 10,4% (grille B). Les vitesses en sortie du brûleur sont 2,3 m.s^{-1} et 3,5 m.s^{-1} et les richesses de 0,60 ; 0,65 ; 0,70 et 0,80. Le Tableau II-6 rend compte de la résolution spatiale des mesures pour chaque configuration de flamme.

Richesses \ Vitesses	2,3 m.s^{-1}	3,5 m.s^{-1}
0,60	0,2137 mm.pixel ⁻¹	0,2941 mm.pixel ⁻¹
0,65	0,1462 mm.pixel ⁻¹	0,1953 mm.pixel ⁻¹
0,70	0,1020 mm.pixel ⁻¹	0,1572 mm.pixel ⁻¹
0,80	0,0817 mm.pixel ⁻¹	0,0943 mm.pixel ⁻¹

Tableau II-6 : Résolution spatiale des mesures pour l'imagerie de Mie.

La Figure II-25 et la Figure II-26 montrent des exemples d'images instantanées de flammes pour les huit différentes conditions explorées.

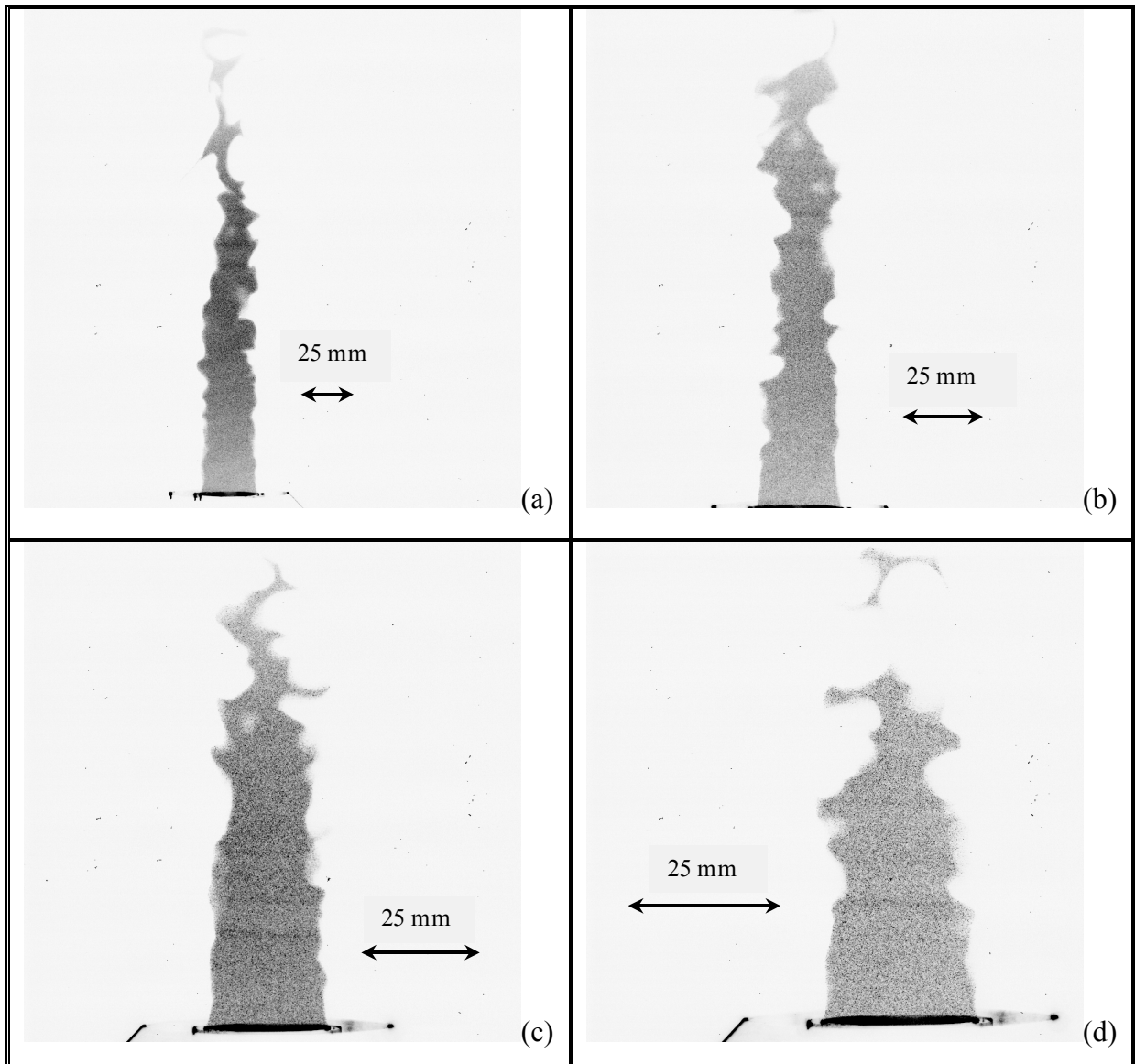


Figure II-25 : Images instantanées des flammes pour une vitesse de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour des richesses de (a) 0,60 ; (b) 0,65 ; (c) 0,70 et (d) 0,80.

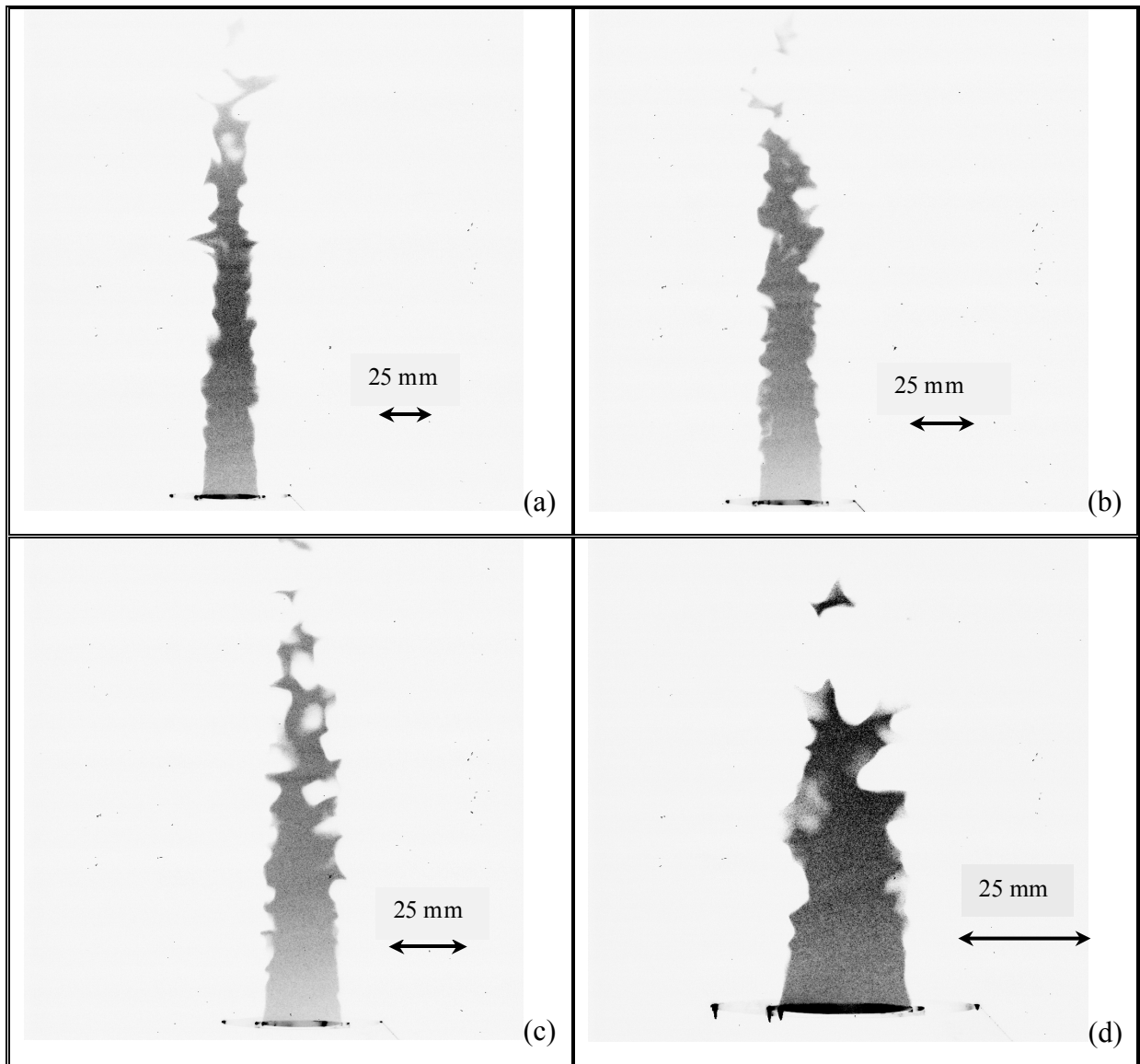


Figure II-26 : Images instantanées des flammes pour une vitesse de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour des richesses de (a) 0,60 ; (b) 0,65 ; (c) 0,70 et (d) 0,80.

3.2. Traitement des images tomographiques

Les images tomographiques servent à étudier les structures instantanées du front de flamme. Il est donc indispensable de détecter le contour des images de flammes. Pour cela, nous utilisons le logiciel Visilog 5. Les images au format TIFF sont d'abord filtrées pour éliminer le bruit dû à la numérisation, à la prise de vue et à la non-uniformité de la nappe laser. Ces images filtrées sont binarisées pour ne garder que deux valeurs d'intensité de pixel pour les gaz frais et pour les gaz brûlés. La binarisation se fait en déterminant un seuillage à une valeur d'intensité qui nous paraît la plus appropriée. Ainsi, les pixels au-dessus de cette valeur

d'intensité seront égaux à 1 et les valeurs en-dessous seront égaux à 0. On formera deux séries d'images binarisées pour la configuration à $2,3 \text{ m.s}^{-1}$: une série avec îlots et une série sans îlots. On ne formera qu'une seule série avec îlots à $3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

À partir des images binarisées, on détermine le contour instantané. Pour cela, on applique à l'image un opérateur qui calcule le gradient d'intensité de l'image. La détection du contour se fait sur les valeurs les plus élevées du gradient. La Figure II-27 illustre la méthode.

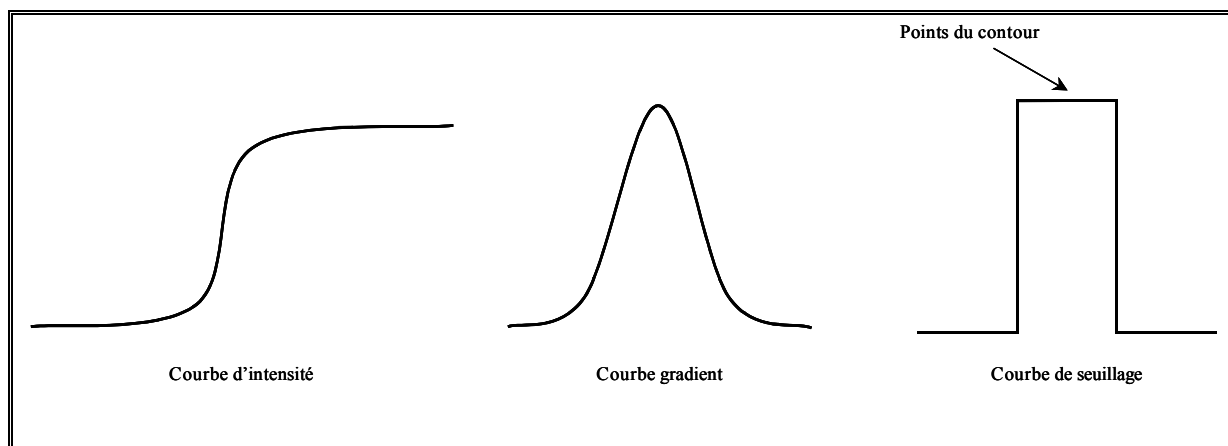


Figure II-27 : Méthode de détection des contours.

Les contours détectés ont un aspect pixélisé. Il est alors nécessaire de les filtrer. Nous utilisons un filtre d'interpolation par spline cubique. Le filtrage des contours est une phase délicate du traitement. En effet, si l'on filtre trop fortement, c'est-à-dire si le nombre de points utilisés pour l'interpolation est trop grand, les petits plissements disparaissent. Dans le cas contraire, un filtrage trop faible ne permet pas de supprimer le bruit qui présente des courbures infinies.

Il est aussi indispensable de déterminer les variables d'iso-degré d'avancement de la réaction, les iso- $\langle c \rangle$. On somme les 256 images binarisées pour chaque série d'images. L'image obtenue est une image en dégradé de gris dont les valeurs d'intensité des pixels vont de 0 à 255. Un pixel a une valeur de 255 dans les gaz frais et 0 dans les gaz complètement brûlés. L'image est filtrée grâce à un filtre passe-bas. Une détection des valeurs des pixels est ensuite appliquée pour ne garder que les pixels ayant une valeur correspondant à un $\langle c \rangle$ donné. Par exemple, pour neuf iso- $\langle c \rangle$, il suffit d'affecter $\langle c \rangle = 0,90$ à une valeur de pixel de 25, $\langle c \rangle = 0,80$ à 50, ..., $\langle c \rangle = 0,10$ à 225. La Figure II-28 synthétise la méthode du traitement appliqué.

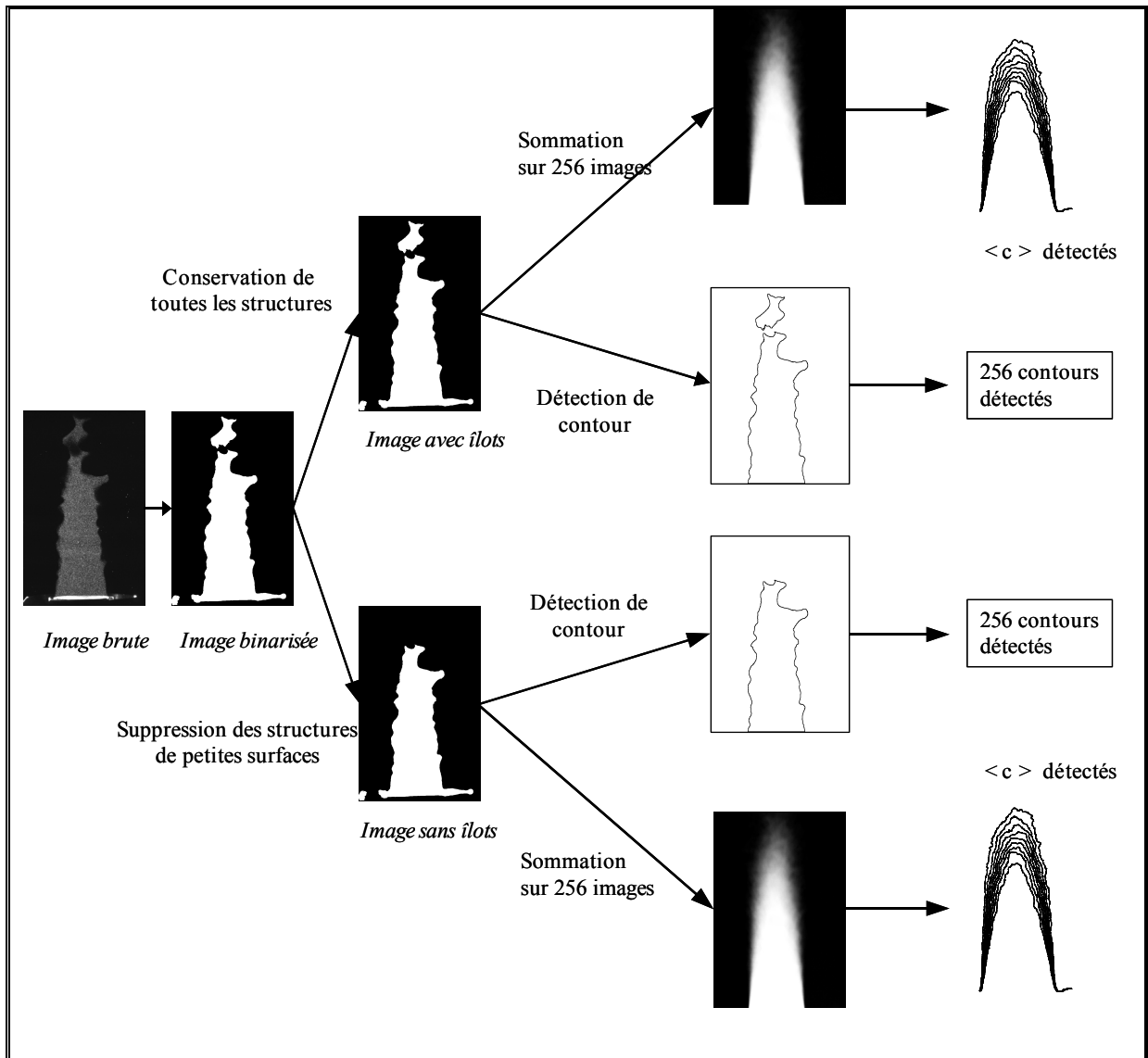


Figure II-28 : Le traitement des images tomographiques.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le brûleur de type Bunsen utilisé et les flammes que nous avons étudiées. Nous avons également décrit les deux techniques d'imagerie appliquées, l'imagerie par diffusion Rayleigh et par diffusion de Mie ou tomographie laser. Nous avons fait des mesures sur seize flammes. Par la tomographie laser, nous avons étudié huit flammes pour quatre richesses (0,60 ; 0,65 ; 0,70 et 0,80) et deux vitesses moyennes en sortie de brûleur ($2,3 \text{ m.s}^{-1}$ et $3,5 \text{ m.s}^{-1}$) pour un taux de turbulence de 10,4%. Pour la diffusion Rayleigh, nous étudions les seize flammes aux mêmes richesses et même vitesse d'écoulement avec des taux de turbulence de 10,4% et 7,3%. Dans ce chapitre, nous avons également décrit les dispositifs expérimentaux et les traitements qui s'en suivent. Dans les chapitres qui suivent, nous présentons les résultats obtenus par ces deux techniques sur la caractérisation de la structure détaillée des flammes turbulentes de prémélange.

Partie III RÉSULTATS ET DISCUSSION

Cette partie est consacrée à la présentation de plusieurs résultats portant sur des aspects importants des flammes turbulentes de prémélange. Dans un premier chapitre, nous présentons les caractéristiques macroscopiques des flammes étudiées. Tout d'abord, nous présentons une étude sur la hauteur moyenne de la flamme avec et sans prise en compte des îlots de gaz brûlés et frais. Nous déterminons ensuite les iso- $\langle c \rangle$ qui nous permettent d'exprimer les grandeurs calculées en fonction du degré d'avancement moyen de la réaction. Nous mesurons aussi l'épaisseur apparente du front de flamme turbulent et l'influence des îlots sur la forme des iso- $\langle c \rangle$. Puis, nous observons l'évolution de la longueur caractéristique de plissements à travers le front de flamme en discutant parallèlement l'influence des îlots sur les résultats. Enfin, nous déterminons la densité de surface de flamme à partir des images tomographiques. Nous observons aussi l'évolution de la densité de surface en fonction de la hauteur dans la flamme. Dans le deuxième chapitre, nous étudions la structure du front de flamme instantané. Nous faisons une étude de la courbure du front de flamme à partir des images tomographiques. Nous déterminons la distribution de la courbure pour chaque flamme et nous faisons une étude statistique de sa distribution. Nous observons statistiquement l'évolution de la courbure suivant la hauteur de la flamme. Nous estimons ensuite l'épaisseur thermique de la flamme à partir des images Rayleigh, ce qui permet de présenter une corrélation entre la courbure et l'épaisseur de la flamme. Enfin, dans le troisième chapitre, nous nous intéressons aux modèles qui permettent de déterminer les quantités importantes de la flamme turbulente. Après une détermination de l'angle d'orientation de la flammelette, nous étudions les distributions des longueurs d'entre-croisement dans les gaz frais et dans les gaz brûlés. Nous étudions ensuite le modèle proposé par [Shepherd *et al.*, 2000] qui permet de relier la dissipation scalaire mesurée expérimentalement et la densité de surface de flamme. Enfin, nous utilisons tous nos résultats pour déterminer l'intensité de combustion.

Chapitre Un - Caractérisation macroscopique des flammes étudiées

Dans ce chapitre, après des études préliminaires sur la hauteur moyenne de la flamme et la formation d'îlots de gaz non-brûlés et de poches de gaz brûlés, nous déterminerons les iso- $\langle c \rangle$ des flammes et l'épaisseur du front de flamme turbulent à partir des images tomographiques. À partir de cela, nous caractériserons les plissements du front de flamme par une échelle caractéristique de plissements et la densité de surface de flamme.

1. Études préliminaires

1.1. Introduction

Dans cette section, nous faisons une brève analyse macroscopique des flammes que nous étudions. Cette section est scindée en deux parties. Dans une première partie, nous observons la hauteur moyenne de la flamme en fonction de la richesse et de la vitesse d'écoulement U_0 . Dans une deuxième partie, nous étudions succinctement la formation d'îlots de gaz non-brûlés et de poches de gaz brûlés. Ces études sont réalisées à partir des images tomographiques.

1.2. Hauteur moyenne des flammes étudiées

La hauteur moyenne des flammes étudiées est déterminée à partir des contours instantanés obtenus par imagerie tomographique en moyennant la hauteur sur l'ensemble des 256 images.

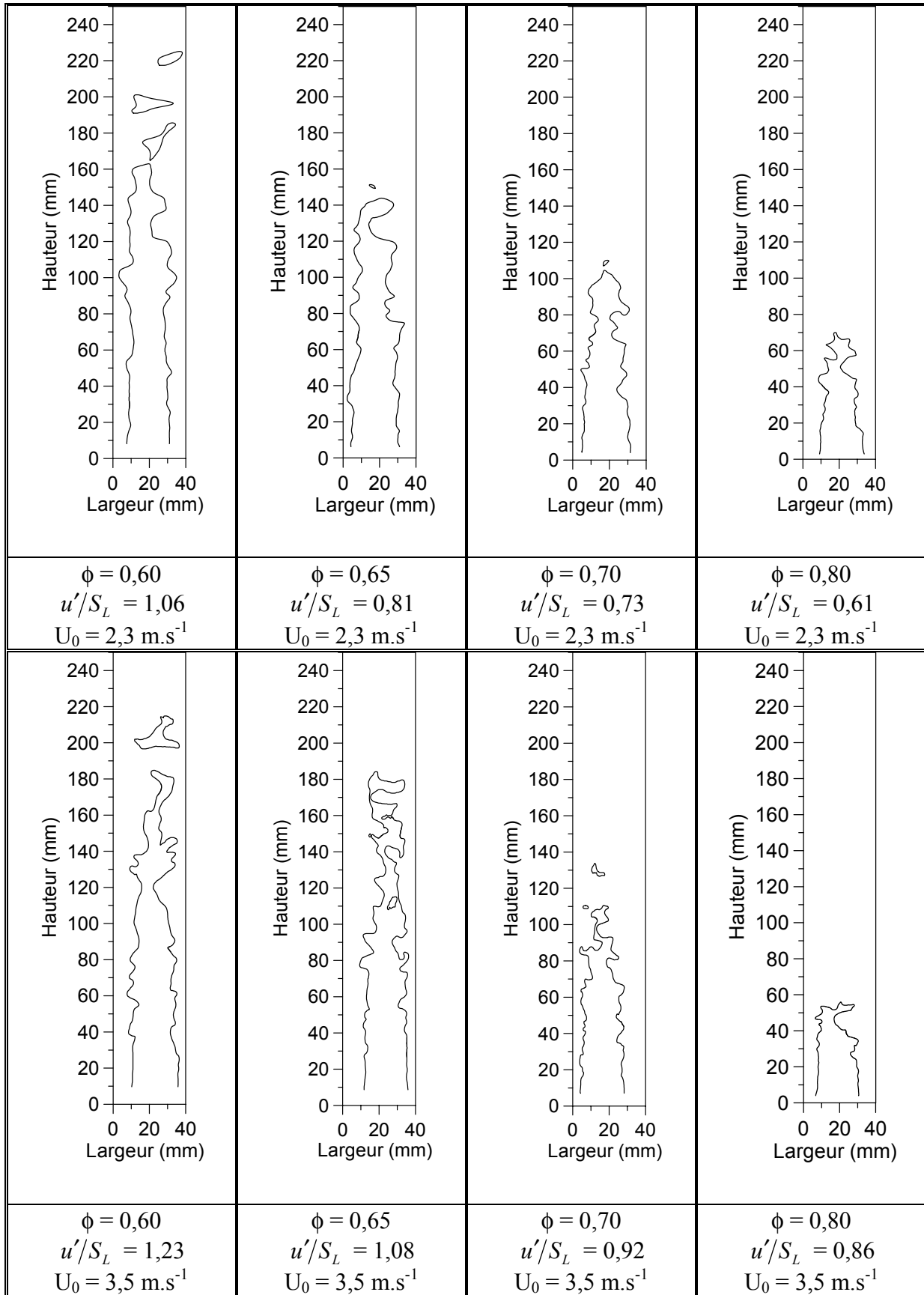


Figure III-1 : Aspect des contours instantanés de flammes pour différentes richesses et vitesses.

Deux méthodes de détermination sont appliquées : avec ou sans prise en compte des îlots de gaz frais détachés du contour principal.

La Figure III-1 montre que la vitesse à la section de sortie du brûleur n'intervient que peu sur la hauteur de la flamme si on prend en compte les îlots de mélange non-brûlés détachés de la flamme principale. En revanche, la richesse agit fortement sur la hauteur. Plus la flamme est pauvre, plus elle est haute. En fait, S_L décroît avec la richesse et la hauteur de la flamme augmente de façon significative pour le même débit massique.

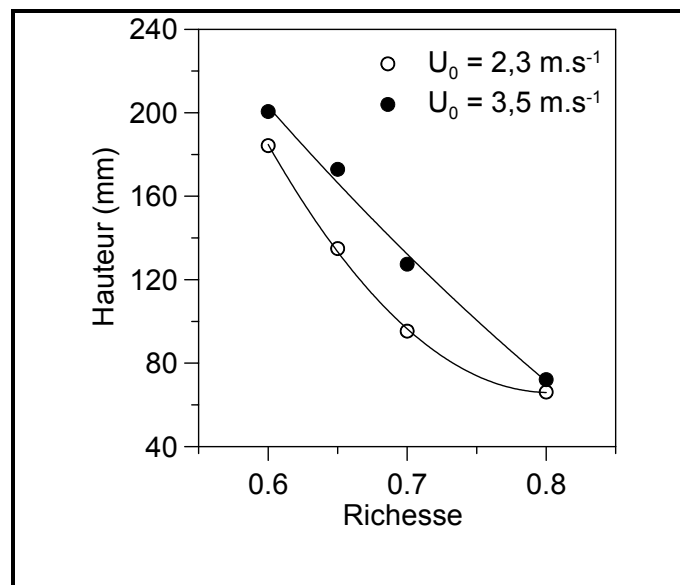


Figure III-2 : Hauteur moyenne en fonction de la richesse.

La Figure III-2 présente la hauteur moyenne de la flamme en fonction de la richesse et de la vitesse. Elle montre bien que la hauteur décroît avec l'augmentation de la richesse mais aussi que la vitesse a une certaine influence. La flamme est sensiblement plus haute pour des vitesses plus grandes à la section de sortie du brûleur. Les temps de séjour étant plus courts, la flamme augmente sa surface (donc sa hauteur) pour brûler tout le mélange sortant du brûleur à plus grande vitesse.

1.3. Influence des îlots

La Figure III-1 montre que des îlots de gaz frais ou des poches de gaz chauds se forment à l'extérieur ou à l'intérieur respectivement de la flamme principale. Par la suite, on utilisera le terme d'îlot pour désigner aussi bien les îlots que les poches. Plusieurs études ont été réalisées pour comprendre comment ces phénomènes se produisent. [Kollmann & Chen, 1998] et [Chen *et al.*, 1999] distinguent, par calculs SND, trois étapes dans la formation des îlots dans les flammes pauvres turbulentes de prémélange de méthane-air instationnaires : l'apparition d'un étroit canal de réactifs qui se ferme jusqu'à un point critique, ensuite des points de rebroussement (*cusp* en anglais) se forment pour disparaître rapidement, et enfin les îlots disparaissent en brûlant.

Sur le Tableau III-1, nous avons présenté le pourcentage que représente la surface des îlots sur la surface totale de la flamme à partir des images tomographiques (donc bidimensionnelles) moyennées.

Vitesse \ Richesse	$\phi = 0,60$	$\phi = 0,65$	$\phi = 0,70$	$\phi = 0,80$
$U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	4,80%	3,67%	2,47%	2,21%
$U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	5,37%	4,23%	3,10%	2,83%

Tableau III-1 : *Comparaison de la surface des îlots à la surface totale de la flamme.*

Nous pouvons remarquer que la surface des îlots est plus importante pour les faibles richesses là où la flamme est la plus haute et aussi pour les flammes à vitesse élevée. En effet, pour les faibles richesses, la flamme pauvre est beaucoup plus étirée que pour les richesses élevées. Le phénomène de formation des îlots est alors favorisé. [Renard *et al.*, 2000] font une récapitulation des études de formation d'îlots à partir de différents modèles et hypothèses.

2. Détermination des iso- $\langle c \rangle$

Les iso- $\langle c \rangle$ sont déterminées à partir des images tomographiques. Nous avons calculé les cartes d'iso- $\langle c \rangle$ à partir des images tomographiques avec et sans îlots pour une vitesse débitante de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$ afin d'observer l'influence des îlots dans notre configuration de flamme où l'influence des îlots serait la moins importante. D'autres calculs sont parallèlement faits pour une vitesse débitante de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec les îlots. Chaque iso- $\langle c \rangle$ est par la suite filtrée par une interpolation par spline cubique afin de supprimer les plissements à très petites échelles qui correspondent à du bruit. Ces résultats sont comparés avec des mesures effectuées par diffusion Rayleigh un point par [Gagnepain, 1998]. Les neuf iso- $\langle c \rangle$ représentés sur ces figures correspondent à $\langle c \rangle = 0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,5 ; 0,6 ; 0,7 ; 0,8$ et $0,9$. La Figure III-3 représente les cartes d'iso- $\langle c \rangle$ à une richesse de $0,60$ et une vitesse d'écoulement de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$. Nous avons montré les iso- $\langle c \rangle$ avec et sans îlots ainsi que celles filtrées et non-filtrées. D'autres cartes d'iso- $\langle c \rangle$ sont placées dans l'annexe A. Les cartes d'iso- $\langle c \rangle$ montrent clairement l'augmentation de la surface apparente de la flamme turbulente lorsque la richesse diminue ou lorsque la vitesse moyenne augmente.

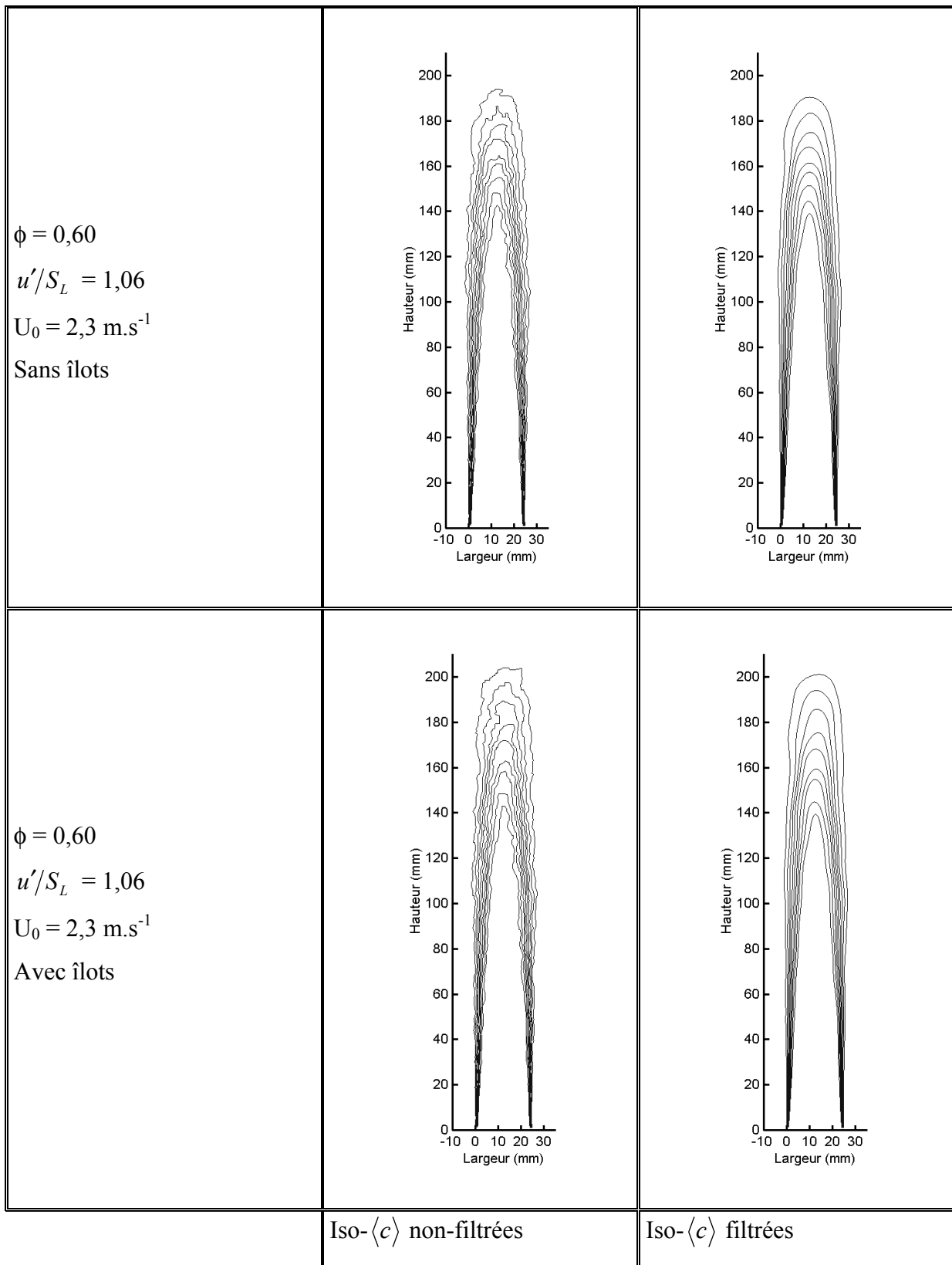


Figure III-3 : iso- $\langle c \rangle$ pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

2.1. Épaisseur du front de flamme turbulent

À partir des iso- $\langle c \rangle$ que nous avons déterminées, nous évaluons l'évolution du degré d'avancement moyen de la réaction suivant l'axe du brûleur (Figure III-4). L'épaisseur apparente de la flamme turbulente est définie comme la distance pour laquelle $\langle c \rangle$ est compris entre 0,1 et 0,9. Le Tableau III-2 donne les valeurs de l'épaisseur apparente du front de flamme turbulent δ_T suivant l'axe du brûleur. Nous remarquons que δ_T diminue lorsque la richesse augmente. Il y a pratiquement un facteur 3 entre l'épaisseur à une richesse de 0,60 et l'épaisseur à une richesse de 0,80. Nous avons vu précédemment que, lorsque l'on réduit la richesse, la hauteur de la flamme augmente. Or nous savons maintenant que l'épaisseur du front de flamme turbulent augmente également. [Gagnepain, 1998] a fait les mêmes observations pour une grille de turbulence différente grâce à la mesure par diffusion Rayleigh en un point.

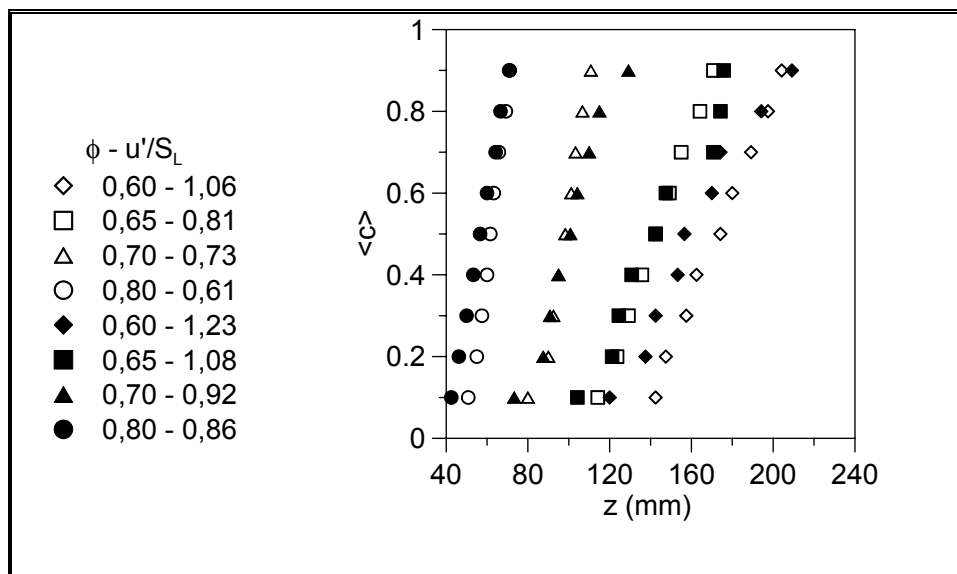


Figure III-4 : Évolution du degré d'avancement suivant l'axe du brûleur pour différentes valeurs de u'/S_L . $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour les symboles ouverts et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour les symboles fermés.

U_0 (m.s ⁻¹)	2,3				3,5			
Richesse	0,60	0,65	0,70	0,80	0,60	0,65	0,70	0,80
u'/S_L	1,06	0,81	0,73	0,61	1,23	1,08	0,92	0,86
δ_T (mm)	62	57	31	21	89	72	56	29

Tableau III-2 : Épaisseur du front de flamme turbulent suivant l'axe du brûleur.

[Lipatnikov & Chomiak, 2000] montrent que les profils spatiaux de $\langle c \rangle$ pourraient être représentés par une fonction générale quand on utilise la coordonnée spatiale $\xi = (x - x_{0,5})/\delta_T$ où $x_{0,5}$ correspond à $\langle c \rangle = 0,5$ et δ_T est l'épaisseur apparente du front de flamme turbulent. Nous avons représenté sur la Figure III-5 l'évolution de $\langle c \rangle$ en fonction de ξ .

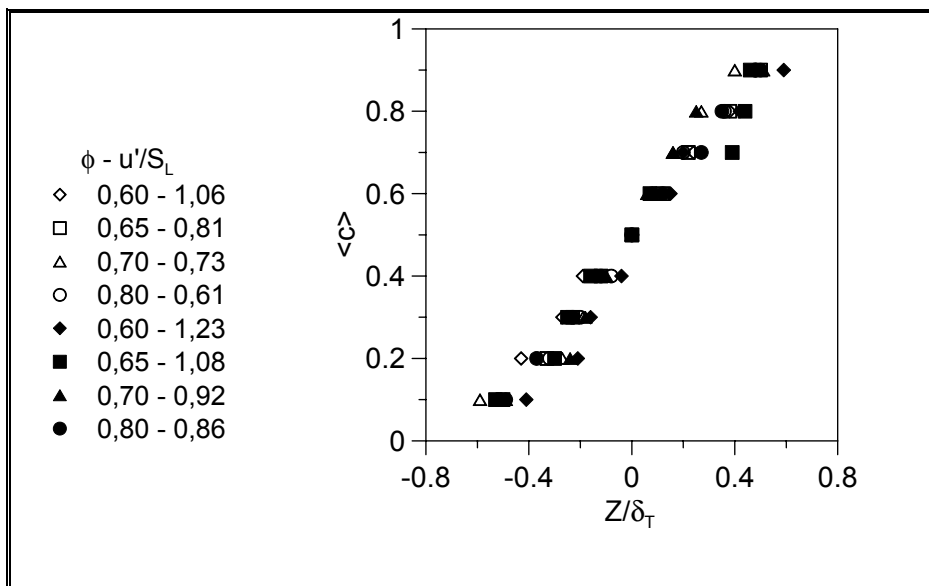


Figure III-5 : Évolution du degré d'avancement suivant l'axe du brûleur en fonction de ξ pour différentes valeurs de u'/S_L . $U_0 = 2,3$ m.s⁻¹ pour les symboles ouverts et $U_0 = 3,5$ m.s⁻¹ pour les symboles fermés.

Nous constatons que la variation de $\langle c \rangle$ avec ξ suit une loi de type :

$$\langle c \rangle = \frac{1}{1 + \exp(-a\xi)} \quad [\text{III-1}]$$

Pour déterminer la constante a , nous traçons ξ en fonction de $\ln((1-\langle c \rangle)/\langle c \rangle)$ (Figure III-6).

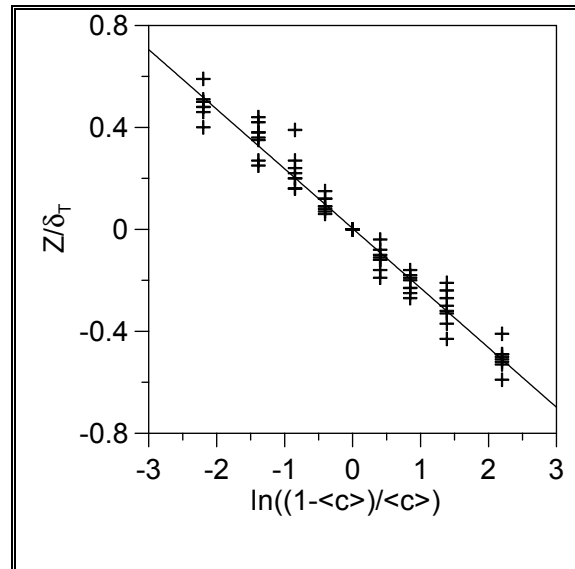


Figure III-6 : Évolution de ξ en fonction de $\ln((1-\langle c \rangle)/\langle c \rangle)$.

Nous déterminons la droite qui passe par tous les points par la méthode des moindres carrés.

Cette droite a une pente $-1/a = -0,234$. Nous avons ainsi une valeur de $a = 4,3$.

Cette valeur est assez proche de celle calculée par [Gagnepain, 1998] où $a = 4,8$.

[Deschamps, 1990] avait obtenu une valeur de 6 pour des flammes coniques de prémélange.

[Mounaïm-Rousselle, 1993] et [Shepherd, 1996] ont obtenu une valeur de 4 pour des flammes

à jets opposés et des flammes en V, respectivement. Il apparaît ainsi que l'évolution des iso-

$\langle c \rangle$ dans l'épaisseur apparente des fronts de flamme turbulente peut bien être représentée par

une courbe unique qui semble être assez universelle.

2.2. Influence des îlots sur les iso- $\langle c \rangle$

Les courbes de la Figure III-3 permettent de voir l'influence des îlots sur la forme des iso- $\langle c \rangle$. Nous pouvons observer que le fait d'inclure ou non les îlots donne des résultats différents. Cette différence augmente pour une richesse décroissante. En effet, pour une richesse de 0,60, les sommets des courbes iso- $\langle c \rangle$ se situent entre 140 et 190 mm sans les îlots alors qu'ils se situent entre 140 et 210 mm avec les îlots. Pour une richesse de 0,65, les sommets se situent entre 130 et 155 mm sans les îlots et entre 130 et 170 mm avec les îlots. Pour les richesses 0,70 et 0,80, les iso- $\langle c \rangle$ sans et avec îlots sont sensiblement les mêmes. Ceci peut être expliqué par le rapport des surfaces des îlots sur la surface totale que l'on a calculé dans la section 1 du Chapitre Un - de la Partie III. Étant donné que le rapport de la surface des îlots est plus petit pour les grandes richesses, l'influence de ces îlots est moins forte que dans les cas des richesses faibles.

Nous pouvons aussi remarquer que les courbes iso- $\langle c \rangle$ sont moins influencées par les îlots pour des valeurs petites de $\langle c \rangle$. Les sommets des courbes sont situés à la même hauteur lorsque la valeur de $\langle c \rangle$ est petite qu'il y ait ou non les îlots.

3. Caractérisation des plissements du front de flamme

3.1. Traitement des images

Une représentation de la dynamique des fronts de flamme instantanés peut être obtenue en superposant une image instantanée tomographique sur les cartes d'iso- $\langle c \rangle$, comme sur la Figure III-7. Cette représentation ne génère évidemment pas de nouvelles informations puisque les iso- $\langle c \rangle$ sont obtenus à partir de la superposition des images instantanées. Elle permet simplement d'analyser plus en détail la structure de la zone apparente du front de flamme turbulent.

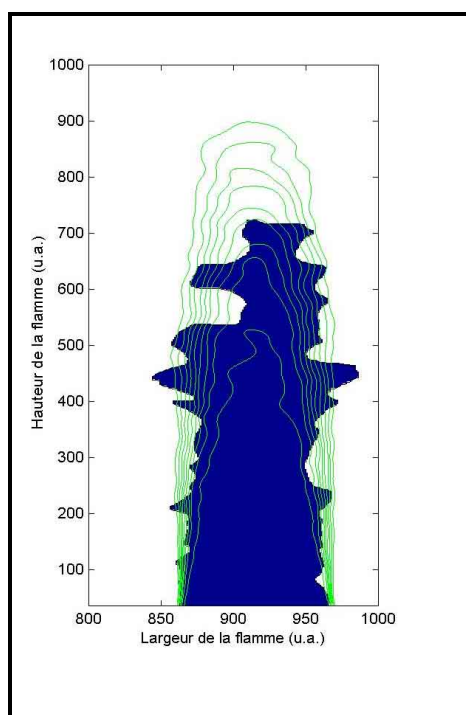


Figure III-7 : *Superposition des contours instantanés et des iso- $\langle c \rangle$.*

En suivant une iso- $\langle c \rangle$, on détermine le nombre de croisements entre le front de flamme instantané et les iso- $\langle c \rangle$, et par conséquent, les distances entre chaque croisement le long des iso- $\langle c \rangle$. Ces distances entre deux croisements successifs donnent une indication du degré de

plissement du front instantané. Pour chaque contour iso- $\langle c \rangle$, on obtient alors un signal en créneaux entre 1 et 0 comme sur la Figure III-8 : $c = f(y)$ où y est l'abscisse curviligne le long de l'iso- $\langle c \rangle$. Les évolutions en créneaux sont, bien entendu, l'équivalent des signaux temporels obtenus par la diffusion Rayleigh en un point fixé dans le repère du laboratoire et représentant les passages instantanés des fronts de flamme par ce point. La Figure III-8 montre clairement que c'est vers le milieu du front de flamme ($0,3 < \langle c \rangle < 0,8$) que le nombre de croisements et, par conséquent, le degré de plissement du front de flamme est plus important.

Différentes statistiques de la dynamique des front instantanés peuvent être déduites à partir de ces évolutions.

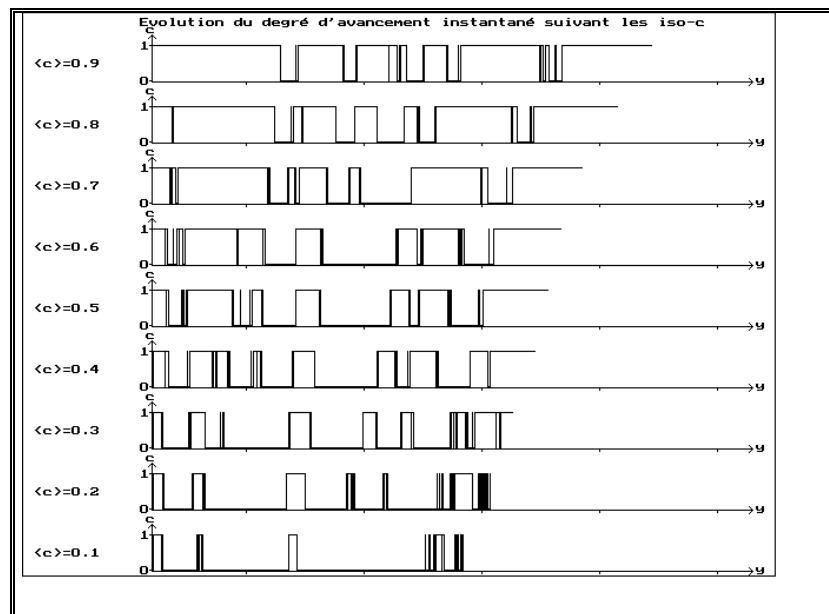


Figure III-8 : Évolution de l'avancement instantané de la réaction selon les iso- $\langle c \rangle$.

Nous calculons, dans les paragraphes suivants, la fonction d'autocorrélation de ces signaux pour chaque iso- $\langle c \rangle$ afin de déterminer une échelle de longueur caractéristique de plissements.

3.2. Distribution des longueurs de croisement

À partir des séries du type de la Figure III-8, on détermine les distributions des longueurs d'inter-croisement L_{ic} du côté des gaz frais et du côté des gaz brûlés. Les Figure III-9 à Figure III-14 montrent des exemples typiques de ces distributions pour deux richesses et plusieurs iso- $\langle c \rangle$.

Ces distributions nous renseignent sur la dynamique des plissements du front instantané. Tout d'abord, elles montrent des évolutions asymétriques en fonction de la longueur d'inter-croisement. À droite de la longueur d'inter-croisement la plus probable, $(L_{ic})_{pp}$, on observe des longueurs importantes mais de faibles probabilités qui peuvent aller jusqu'à cinq fois la longueur la plus probable. Du côté des petites longueurs d'inter-croisement, l'éventail est beaucoup moins grand. On observe bien, grâce à la résolution spatiale suffisante du système d'imagerie que la probabilité tend vers zéro pour les $L_{ic} \cong 0$. Ces distributions de L_{ic} sont bien représentées par des fonctions lognormale.

Nous discuterons plus loin les implications de ces distributions pour les modèles de combustion turbulente.

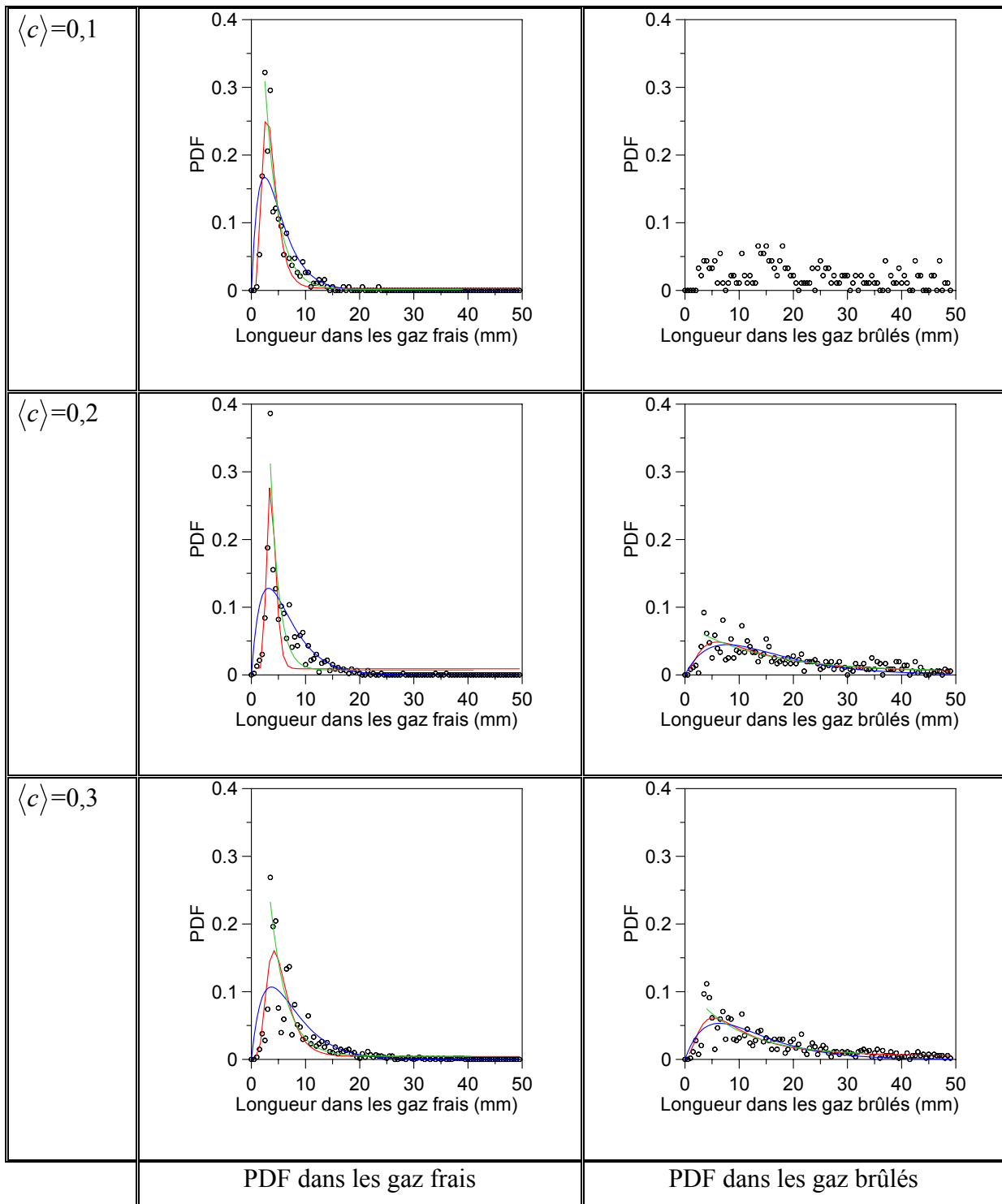


Figure III-9 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.

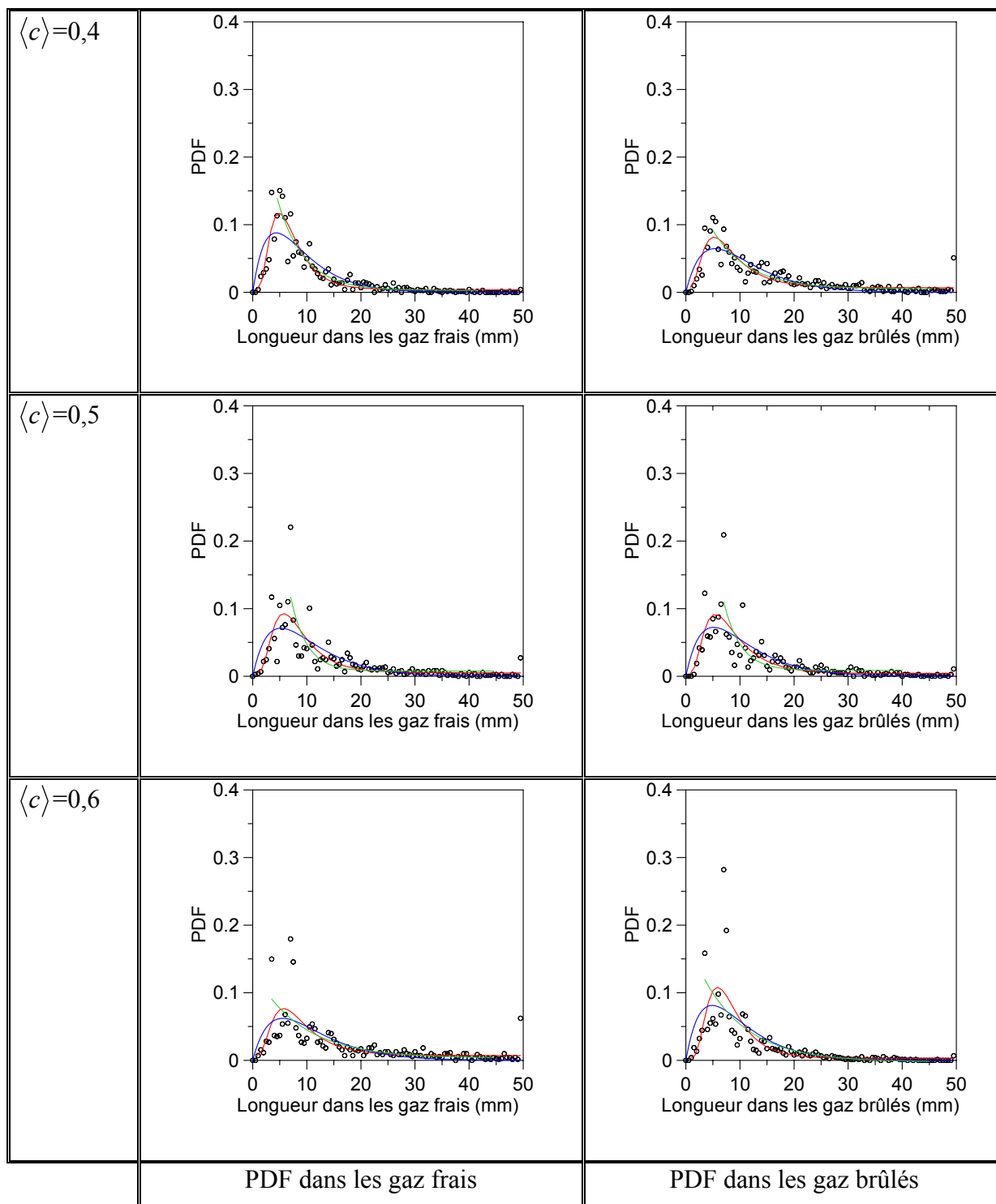


Figure III-10 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.

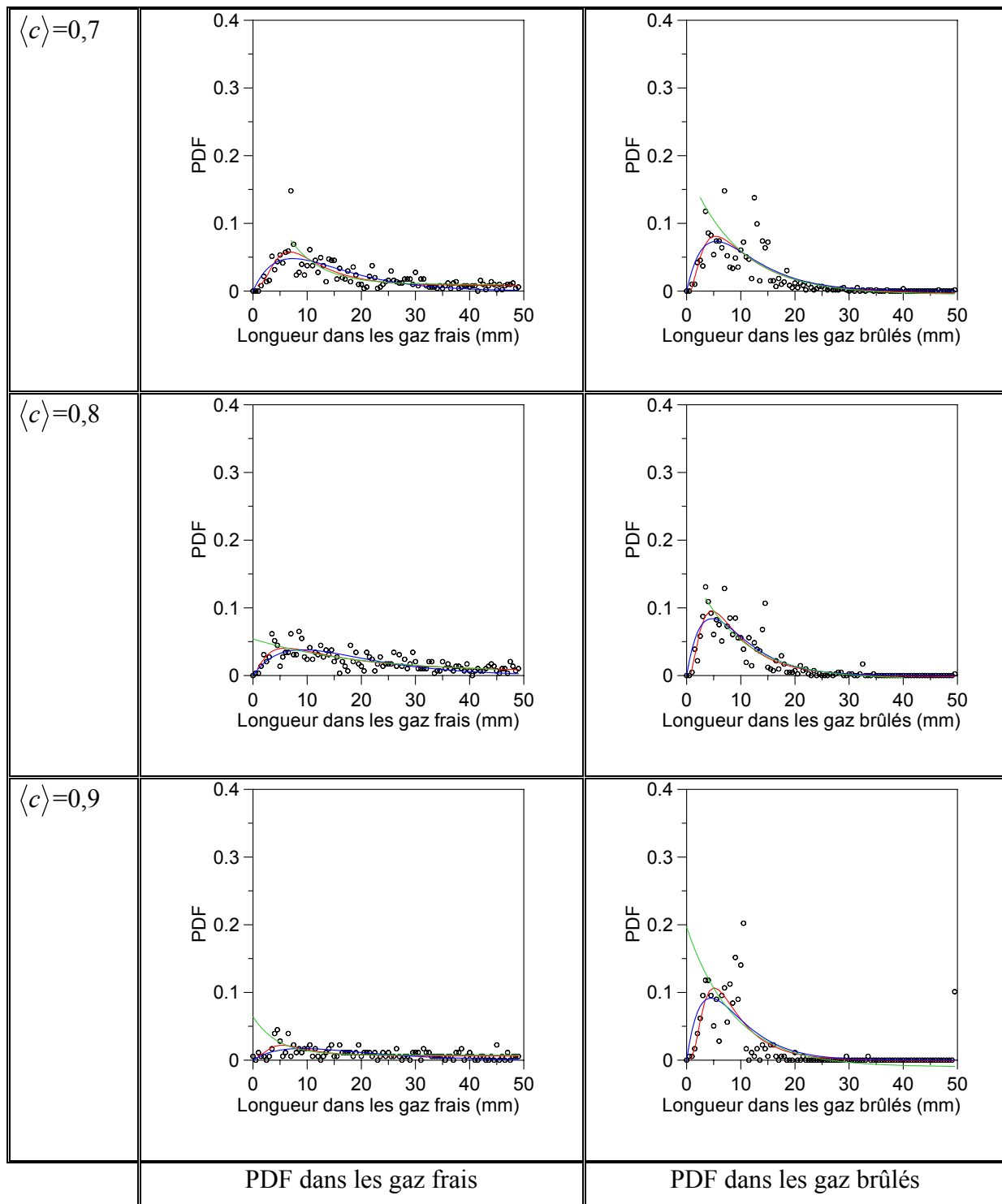


Figure III-11 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.

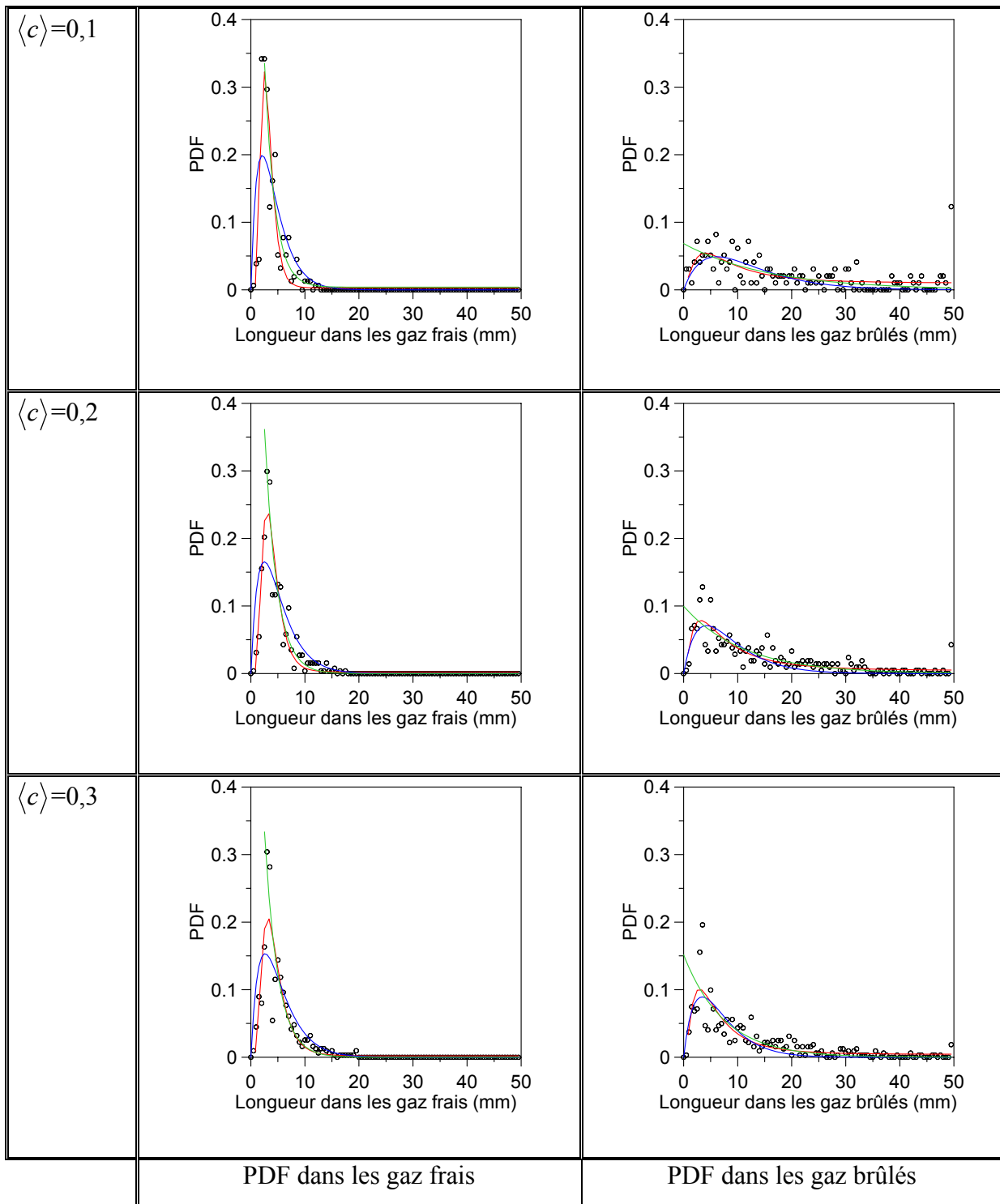


Figure III-12 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.

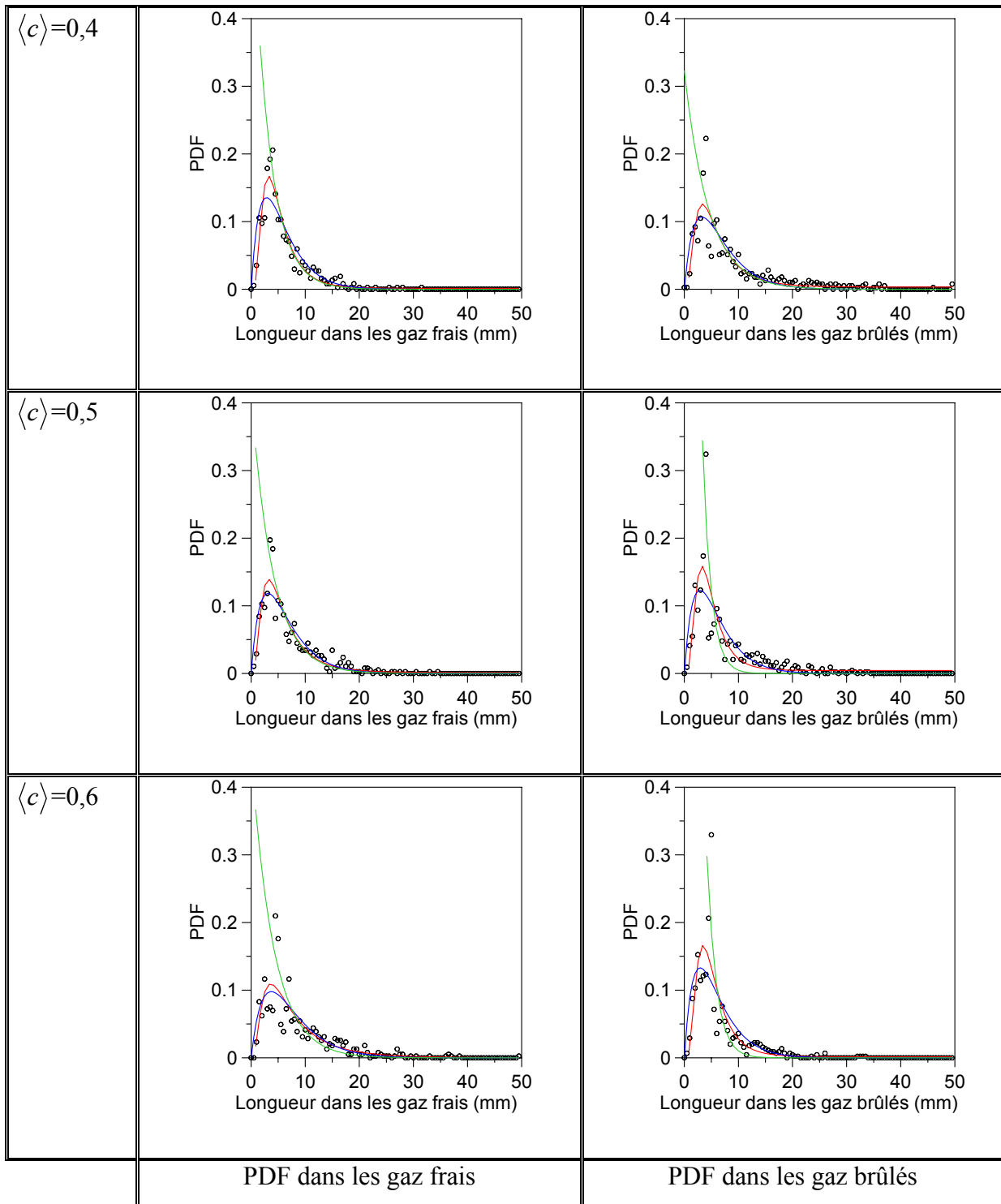


Figure III-13 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.

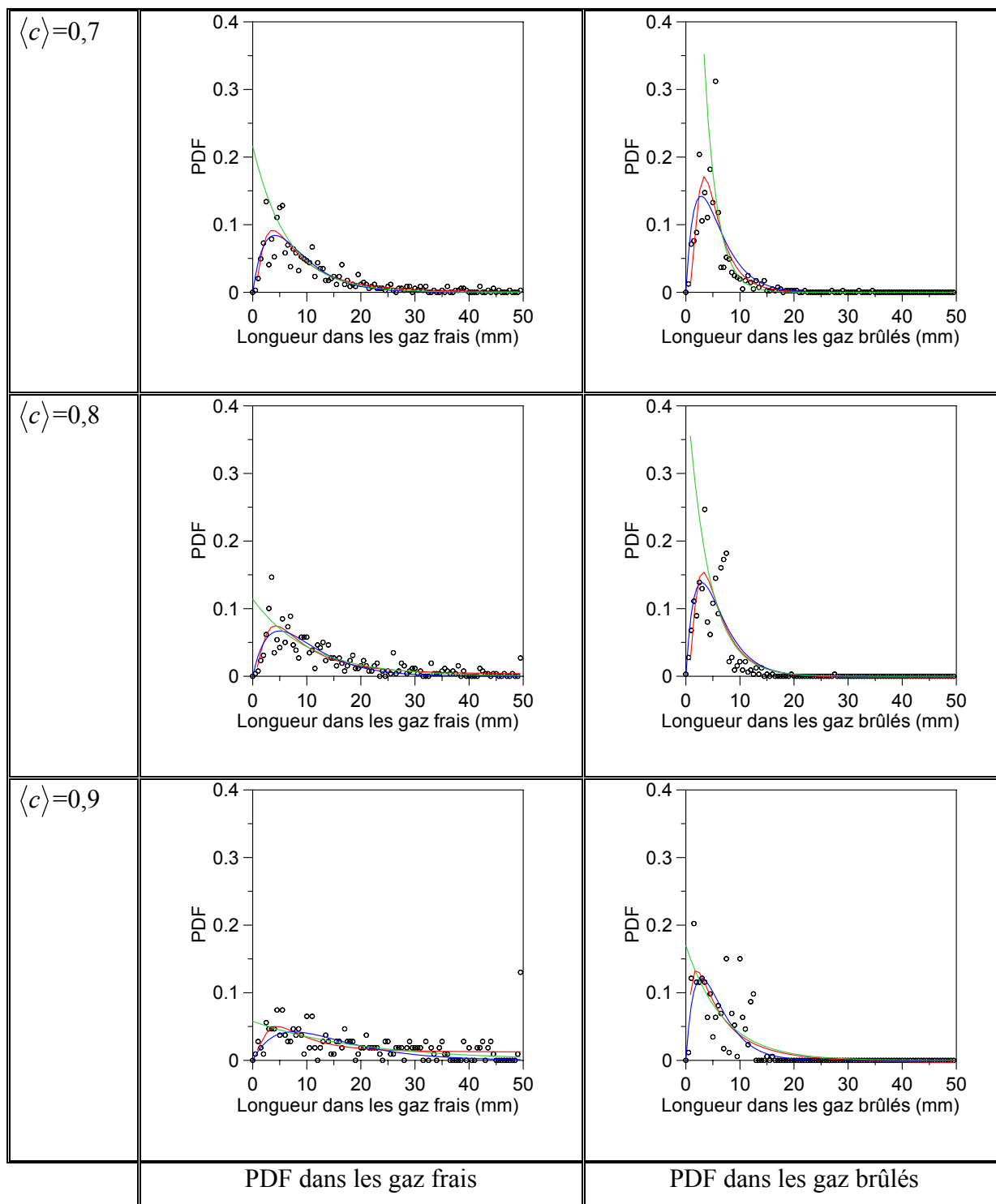


Figure III-14 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.

3.3. Calculs des fonctions d'autocorrélation

Il y a deux manières de calculer la fonction d'autocorrélation [Bendat & Piersol, 1986]. La première est le calcul direct de cette fonction. Cette méthode est algorithmiquement plus facile à écrire et plus logique considérant la définition. La deuxième méthode, basée sur les relations de Wiener-Khinchine, est un calcul indirect qui utilise les transformées de Fourier rapides (FFT). Elle consiste à estimer, en premier lieu, la densité auto-spectrale du signal. La fonction d'autocorrélation est la FFT inverse de la densité auto-spectrale. L'avantage de cette dernière méthode est son efficacité de calcul.

Pour utiliser cette méthode, il nous faut avoir des suites de données assez grandes. Donc, à partir des signaux de la Figure III-8, on détermine les PDF des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour chaque iso- $\langle c \rangle$ (Figure III-9, Figure III-10 et Figure III-11). De ces PDF, on crée une séquence synthétique de longueurs de croisement en échantillonnant les PDF dans les gaz brûlés et les gaz frais à l'aide d'un générateur de nombres aléatoires. Cette procédure est réalisée jusqu'à ce qu'on parvienne à une séquence $c(y)$ de longueur suffisante répondant aux mêmes lois de probabilité que celle imposées par les PDF. On choisit une longueur $Y = N\Delta y$ de séquence de $N = 100$ échantillons.

On calcule alors la transformée de Fourier finie de $c(y)$ avec $0 \leq y \leq Y$ et sa conjuguée.

$$C^*(f) = \int_0^Y c(\alpha) e^{i2\pi f \alpha} d\alpha \quad [\text{III-2}]$$

$$C(f) = \int_0^Y c(\beta) e^{-i2\pi f \beta} d\beta \quad [\text{III-3}]$$

On obtient en calculant le produits de $C(f)$ et de sa conjuguée $C^*(f)$:

$$|C(f)|^2 = \int_0^Y \int_0^Y c(\alpha) c(\beta) [e^{-i2\pi f(\beta-\alpha)}] d\beta d\alpha \quad [\text{III-4}]$$

On effectue un changement de variable : $\tau = \beta - \alpha$, $d\tau = d\beta$ et $\beta = \alpha + \tau$.

$$|C(f)|^2 = \int_0^Y \int_{-\alpha}^{Y-\alpha} c(\alpha)c(\alpha+\tau)e^{-i2\pi f\tau} d\tau d\alpha \quad [\text{III-5}]$$

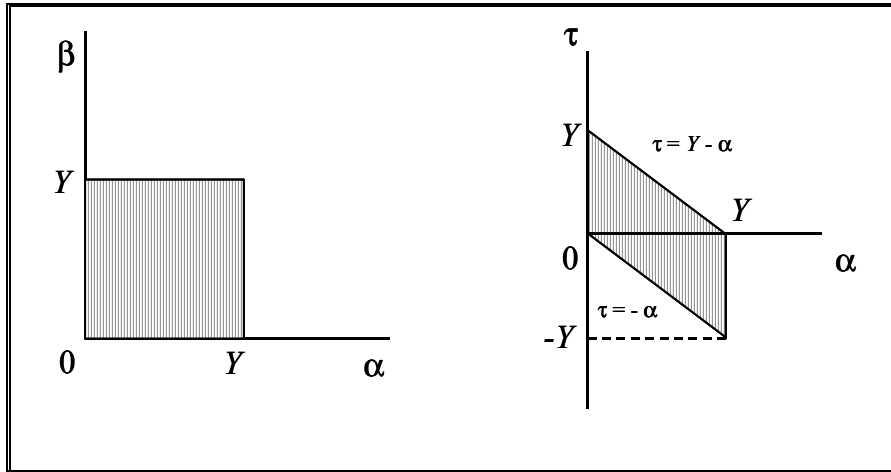


Figure III-15 : Illustration de l'inversion de l'ordre d'intégration.

On estime ensuite la fonction de densité auto-spectrale [Bendat & Piersol, 1986] :

$$\hat{S}_{cc}(f) = \frac{1}{Y} E[|C(f)|^2] = \frac{1}{Y} \int_0^Y \int_{-\alpha}^{Y-\alpha} \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau d\alpha \quad [\text{III-6}]$$

où \hat{R}_{cc} est la fonction d'autocorrélation de c .

On inverse l'ordre des intégrations. L'inversion est schématisée sur la Figure III-15.

L'équation [III-6] peut s'écrire ainsi :

$$\hat{S}_{cc}(f) = \frac{1}{Y} \int_{-Y}^0 \int_{-\tau}^Y \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\alpha d\tau + \frac{1}{Y} \int_0^Y \int_0^{Y-\tau} \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\alpha d\tau \quad [\text{III-7}]$$

$$\hat{S}_{cc}(f) = \frac{1}{Y} \int_{-Y}^0 (Y - \tau) \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau + \frac{1}{Y} \int_0^Y (Y - \tau) \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad [\text{III-8}]$$

Nous faisons un changement de variable pour le premier terme de [III-8] : $u = -\tau$ et $du = -d\tau$. En utilisant la parité de la fonction d'autocorrélation :

$$\int_{-Y}^0 (Y + \tau) \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau = \int_0^Y (Y - u) \hat{R}_{cc}(u) e^{i2\pi fu} du. \quad [\text{III-9}]$$

Encore un changement de variable $\tau = Y - u$ et $d\tau = -du$:

$$\begin{aligned}\hat{S}_{cc}(f) &= \frac{1}{Y} \int_0^Y \tau \hat{R}_{cc}(Y - \tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau + \frac{1}{Y} \int_0^Y (Y - \tau) \hat{R}_{cc}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \\ &= \int_0^Y \hat{R}_{cc}^{cir}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau\end{aligned}\quad [\text{III-10}]$$

où $\hat{R}_{cc}^{cir}(\tau) = \frac{(Y - \tau)}{Y} \hat{R}_{cc}(\tau) + \frac{\tau}{Y} \hat{R}_{cc}(Y - \tau)$ est appelée fonction de corrélation circulaire.

\hat{R}_{cc}^{cir} est la transformée de Fourier inverse de \hat{S}_{cc} . Pour un échantillon $\{c_n\}$, avec $n = 0, 1, \dots, N - 1$, la fonction de corrélation circulaire devient :

$$\hat{R}_{cc}^{cir}(r\Delta y) = \frac{N - r}{N} \hat{R}_{cc}(r\Delta y) + \frac{r}{N} \hat{R}_{cc}[(N - r)\Delta y] \quad [\text{III-11}]$$

où r est un entier compris entre 0 et $N - 1$.

La Figure III-16 illustre les deux termes de l'équation [III-11]. Le maximum de r est $N = 100$.

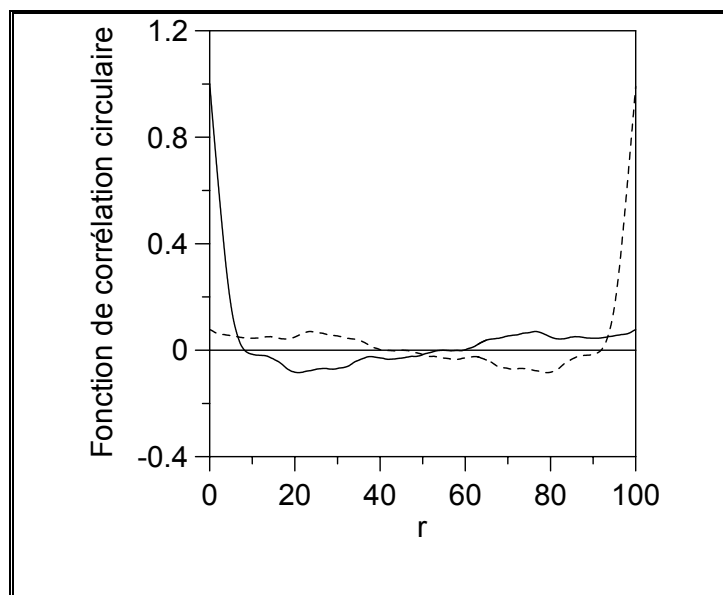


Figure III-16 : *Fonction de corrélation circulaire.*

Pour étaler les deux portions de courbe de la fonction de corrélation circulaire, on ajoute $N=100$ zéros aux données originales. Les deux portions de courbes seront complètement séparées pour donner :

$$\hat{R}_{cc}^s(r\Delta y) = \begin{cases} \frac{(N-r)}{N} \hat{R}_{cc}(r\Delta y) & r = 0, 1, \dots, N-1 \\ \frac{(r-N)}{N} \hat{R}_{cc}[(2N-r)\Delta y] & r = N, N+1, \dots, 2N-1 \end{cases} \quad [\text{III-12}]$$

La Figure III-17 montre l'effet de l'addition de N zéros sur les données originales.

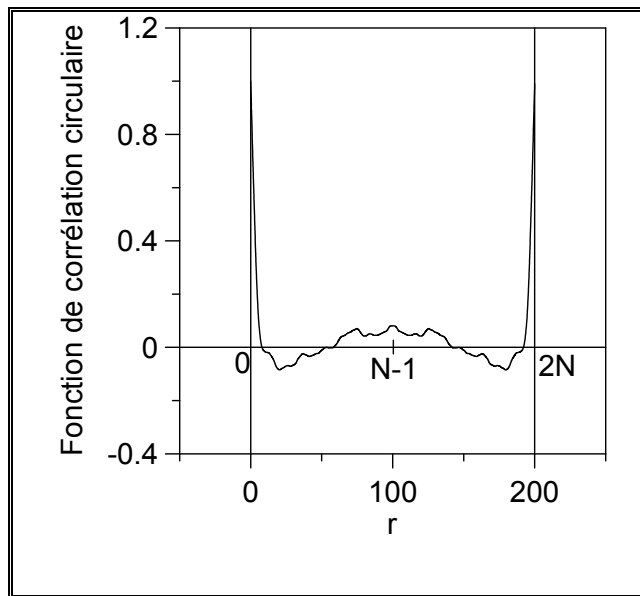


Figure III-17 : Effet de l'ajout de zéros sur les données originales.

La fonction d'autocorrélation est toujours une fonction paire, la deuxième partie de la courbe peut être mise de côté.

On a donc l'estimation de la fonction d'autocorrélation non-biaisée :

$$\hat{R}_{cc}(r\Delta y) = \frac{N}{N-r} \hat{R}_{cc}^s(r\Delta y) \quad r = 0, 1, \dots, N-1 \quad [\text{III-13}]$$

3.4. Détermination de l'échelle caractéristique de plissements

En utilisant les courbes d'autocorrélation ainsi obtenues, nous déterminons l'échelle caractéristique de plissements à partir de leur intégration entre 0 et le premier croisement avec l'axe des abscisses.

Nous avons réalisé deux séries de calculs pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$. Une série sans îlots et une série avec îlots. Pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$, nous ne faisons qu'une série de calculs avec les îlots. La Figure III-18 et la Figure III-19 montrent les résultats obtenus. En rouge, sont rajoutés les résultats obtenus par [Gagnepain, 1998].

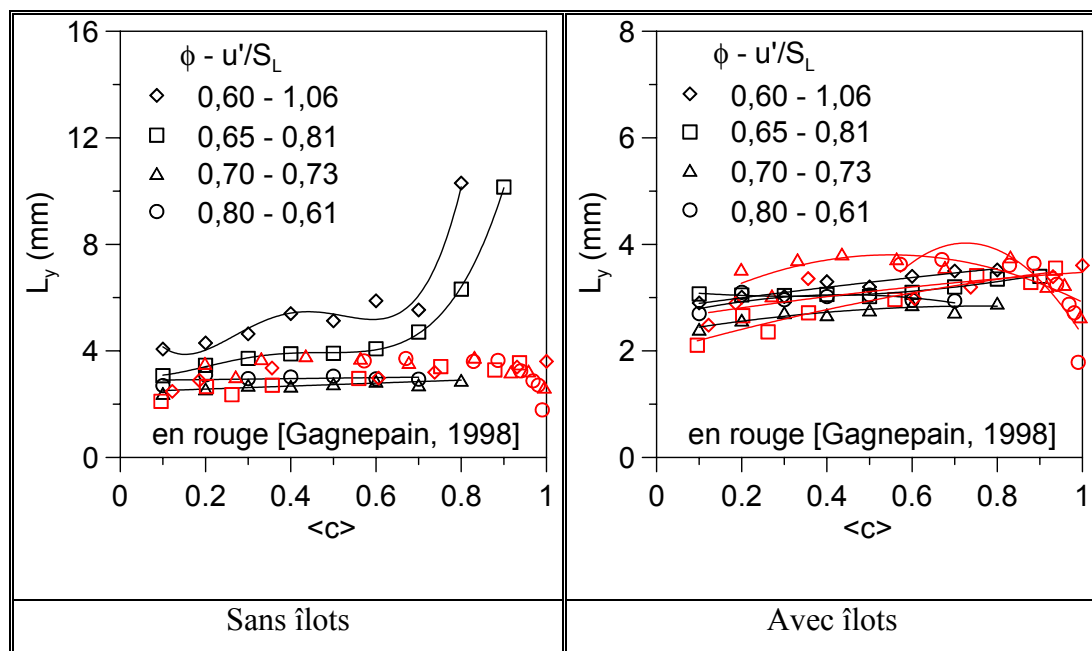


Figure III-18 : Échelle caractéristique de plissements pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

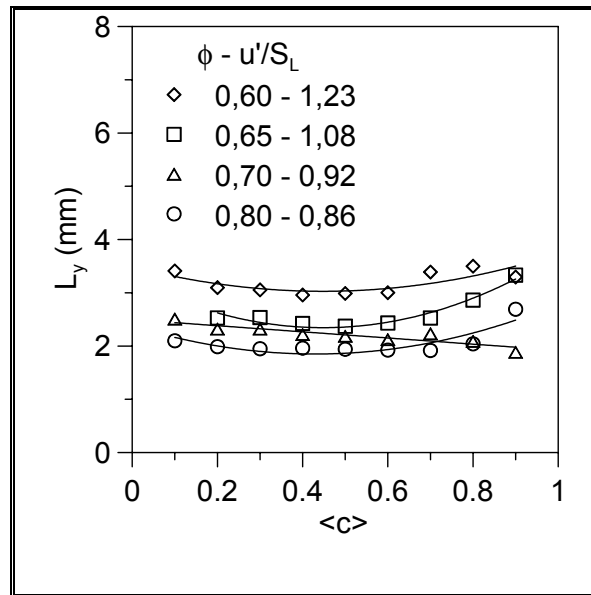


Figure III-19 : Échelle caractéristique de plissements pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

En ce qui concerne les mesures pour une vitesse débitante de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$ (Figure III-18), nous pouvons faire plusieurs remarques. Les valeurs obtenues par diffusion Rayleigh [Gagnepain, 1998] sont plutôt constantes et égales avec une moyenne de 3 mm. Pour les résultats obtenus à partir de l'analyse d'images tomographiques sans îlots, il se présente deux cas selon que l'on inclut ou pas les îlots. Dans la Figure III-18, les valeurs obtenues par l'analyse d'images tomographiques sont assez différentes des mesures par diffusion Rayleigh et dépendent de la richesse. La tendance générale est la croissance de L_y avec $\langle c \rangle$. De plus, la moyenne de L_y augmente quand la richesse diminue. Elle est sensiblement constante et proche de 3 mm pour $\phi = 0,70$ et $0,80$. Mais pour $\phi = 0,60$ et $0,65$, elle diverge quand $\langle c \rangle$ augmente pour atteindre 10 mm à $\langle c \rangle = 0,8$ et $0,9$ respectivement. Ce comportement a déjà été observé par [Chew *et al.*, 1990] qui ont tenté de donner une explication. L'incertitude croît lorsque l'on calcule les fonctions d'autocorrélation vers des valeurs de $\langle c \rangle$ grands où le nombre de croisements est faible. L'autre tendance est l'augmentation de L_y quand la richesse diminue. Le fait que l'on n'ait pas inclus les îlots peut être une explication. En effet, pour les grandes valeurs de $\langle c \rangle$, les courbes iso- $\langle c \rangle$ rencontrent moins le contour instantané de la flamme, L_y devient donc plus grand.

Dans le cas où les îlots sont inclus (Figure III-18 avec îlots), les résultats sont très proches des résultats de la diffusion Rayleigh. En effet, les mesures par diffusion Rayleigh tiennent

compte des passages du front de flamme y compris ceux liés aux îlots. On peut voir le même fait pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Les valeurs de L_y pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ sont comprises entre 2 et $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ et sont très légèrement inférieures à celle de $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

4. La densité de surface de flamme

4.1. Estimation de la densité moyenne de surface de flamme

Pour estimer cette grandeur, [Dumont *et al.*, 1993] déterminent la longueur totale du front de flamme et calculent la densité de surface de flamme en considérant que la flamme est un cône de révolution dont l'hypoténuse est égale à la moitié de la hauteur du front de flamme. Dans notre cas, nous considérons que le cône a une hauteur égale à celle de la flamme. Ceci n'est qu'une estimation car elle ne tient pas compte des plissements du front de flamme.

Le cône a pour surface : $S = \pi R \sqrt{H_0^2 + R^2}$ et pour volume : $V = (\pi R^2 H_0)/3$, où R est le rayon du brûleur et H_0 la hauteur moyenne de la flamme. On a alors la densité de surface de flamme estimée par :

$$\Sigma_e = \frac{S}{V} = \frac{3\sqrt{H_0^2 + R^2}}{RH_0} \quad [\text{III-14}]$$

La Figure III-20 présente la densité de surface de flamme ainsi estimée.

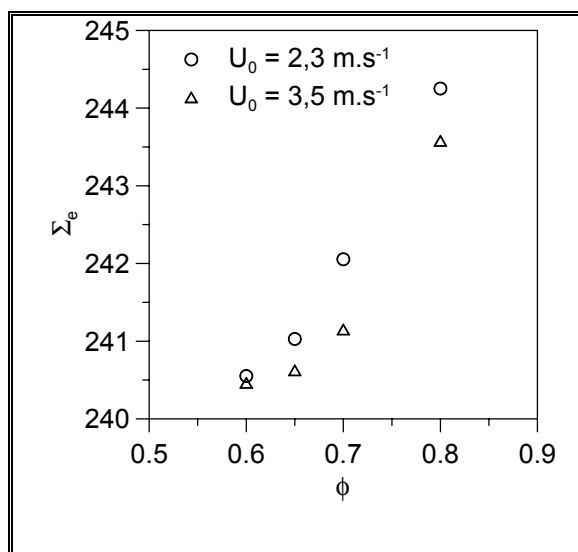


Figure III-20 : Densité de surface de flamme estimée à partir de la hauteur moyenne de la flamme.

On remarque que la densité de surface de flamme varie très peu avec nos deux paramètres. En effet, en regardant l'expression de celle-ci, on peut dire qu'elle est pratiquement constante quand le rayon du brûleur est assez petit devant la hauteur de la flamme.

4.2. Calculs de la densité de surface de flamme en tenant compte des plissements

La densité de surface de flamme est définie comme le rapport de l'aire de la surface de la flamme à son volume. Cette grandeur est difficile à obtenir expérimentalement. [Bingham *et al.*, 1998] l'ont déterminée en utilisant la tomographie laser à deux plans croisés en faisant une mesure directe de la normale à la surface de la flammelette.

Avec la tomographie laser à un plan, la densité de surface de flamme Σ est calculée à partir du rapport de la longueur du front de flamme et l'aire de la zone de flamme. En ce qui nous concerne, nous obtenons Σ par des mesures directes de la longueur du front de flamme et de l'aire de la zone de flamme par une méthode déjà utilisée par [Shepherd, 1996] et [Shepherd & Cheng, 2001]. La densité de surface de flamme est le rapport de ces deux quantités. L'aire pour une valeur particulière de $\langle c \rangle$ dans la zone de flamme $A(\langle c \rangle)$ peut être déterminée directement de la carte de $\langle c \rangle$. En comptant le nombre de pixels qui ont la même valeur d'intensité et connaissant l'aire d'un pixel, $A(\langle c \rangle)$ peut être calculée. La longueur du front de flamme pour une valeur de $\langle c \rangle$ particulière $L(\langle c \rangle)$ est tout aussi simple à obtenir. Chaque contour de flamme est lissé pour ôter le bruit de pixelisation et est divisé en segments d'égale longueur (0,1 mm). À partir de la carte des $\langle c \rangle$, on attribue à chaque segment une valeur de $\langle c \rangle$. On a alors $L(\langle c \rangle)$. L'estimation à deux dimensions de la densité de surface de flamme a donc pour expression :

$$\Sigma(\langle c \rangle) = \frac{1}{n_f} \frac{L(\langle c \rangle)}{A(\langle c \rangle)} \quad [\text{III-15}]$$

où n_f est le nombre d'images de flammes analysées qui est de 256 dans notre cas.

4.3. Résultats

4.3.1. La longueur de flamme

Sur la Figure III-21 , nous avons tracé L en fonction de $\langle c \rangle$ pour les deux vitesses débitantes.

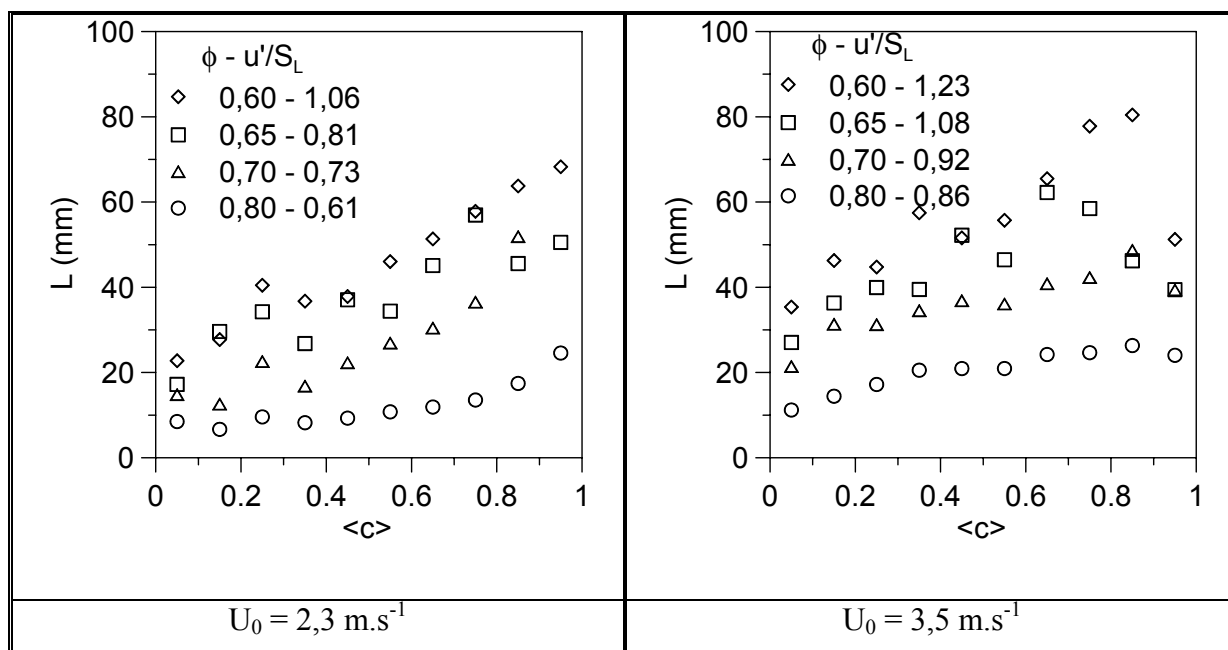


Figure III-21 : Longueur de la flamme en fonction de $\langle c \rangle$ avec îlots.

On voit que L augmente avec $\langle c \rangle$ et qu'elle croît quand la richesse diminue. [Shepherd, 1996] retrouve la même tendance de l'évolution de L par rapport à $\langle c \rangle$ pour des flammes à point de stagnation et des flammes en V stœchiométriques. Il associe ce fait à la formation de points de rebroussement du front de flamme lorsque l'on s'approche des produits ($\langle c \rangle \rightarrow 1$).

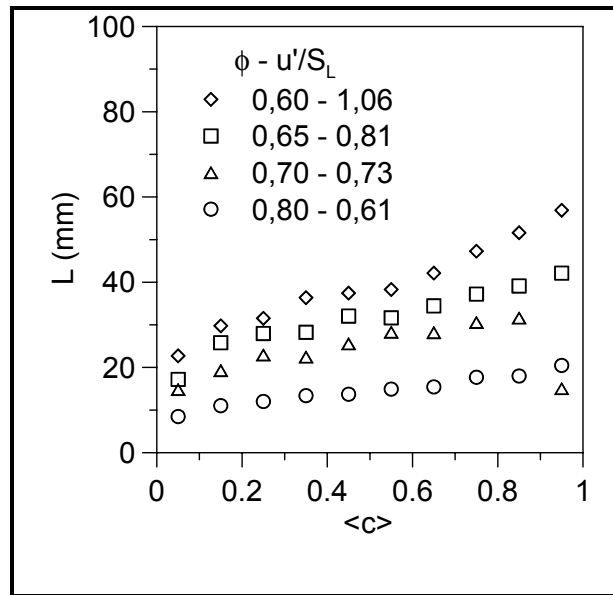


Figure III-22 : Longueur de la flamme sans îlots à $2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

Dans la Figure III-22, nous montrons l'évolution de L sans les îlots. Comme on pouvait s'y attendre, nous voyons que les longueurs de flammes sont plus petites sans les îlots. De plus, les valeurs prises par L augmentent moins fortement avec $\langle c \rangle$ pour les grandes richesses que pour les faibles richesses.

4.3.2. L'aire de la zone de flamme

Sur la Figure III-23, nous montrons l'évolution de $A(\langle c \rangle)$ pour les deux vitesses débitantes.

L'aire est très grande quand $\langle c \rangle$ s'approche de 0 ou 1. Elle a un minimum au centre de la zone de flamme où le gradient de $\langle c \rangle$ est très important. De plus, nous pouvons remarquer que l'aire augmente pour une richesse décroissante. Les flammes pauvres sont plus longues et ont donc une aire de flamme plus importante. L'évolution de l'aire de la flamme sans les îlots est représentée sur la Figure III-24.

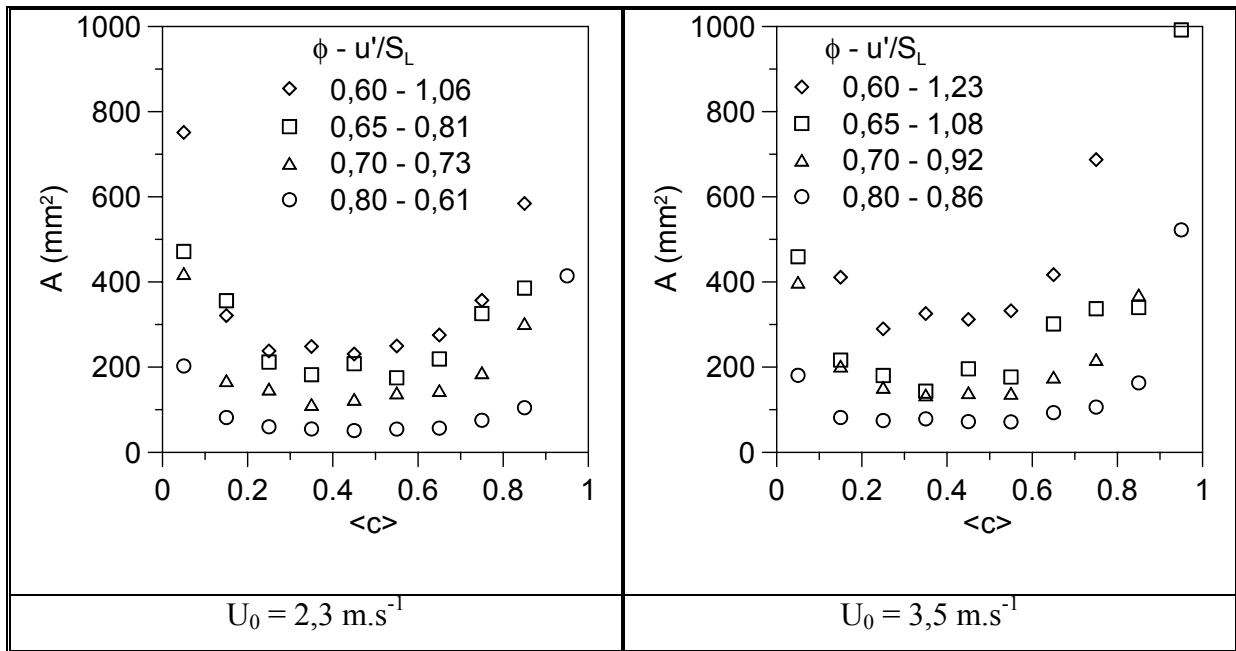


Figure III-23 : Aire de la zone de flamme en fonction de $\langle c \rangle$ avec îlots.

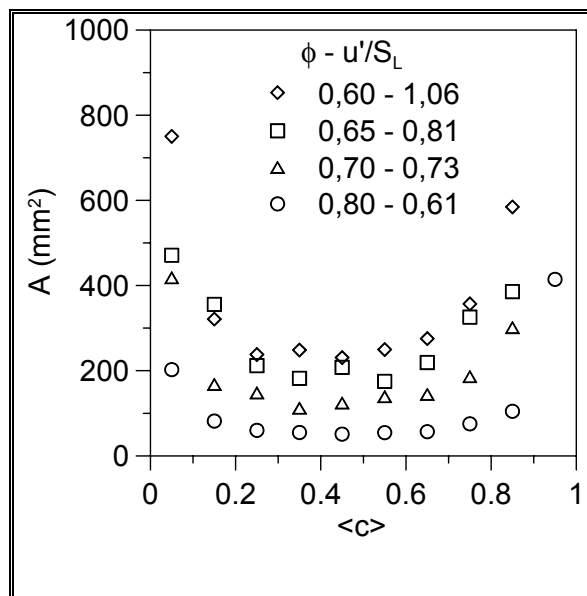


Figure III-24 : Aire de la flamme sans îlots à $2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

Nous pouvons voir que l’aire de la flamme n’est pas aussi sensible aux îlots que sa longueur. En effet, les valeurs prises par cette grandeur sont pratiquement les mêmes avec et sans îlots.

Connaissant l’aire de la zone de flamme et la longueur en fonction de $\langle c \rangle$, nous pouvons calculer Σ grâce à la relation [III-15].

4.3.3. La densité de surface de flamme

La Figure III-25 montre l'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle c \rangle$ dans les cas avec îlots pour une vitesse de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$ et une vitesse de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Sur la Figure III-25, nous avons également représenté les résultats obtenus par diffusion Rayleigh [Gagnepain, 1998] et l'équation [I-50] en rouge.

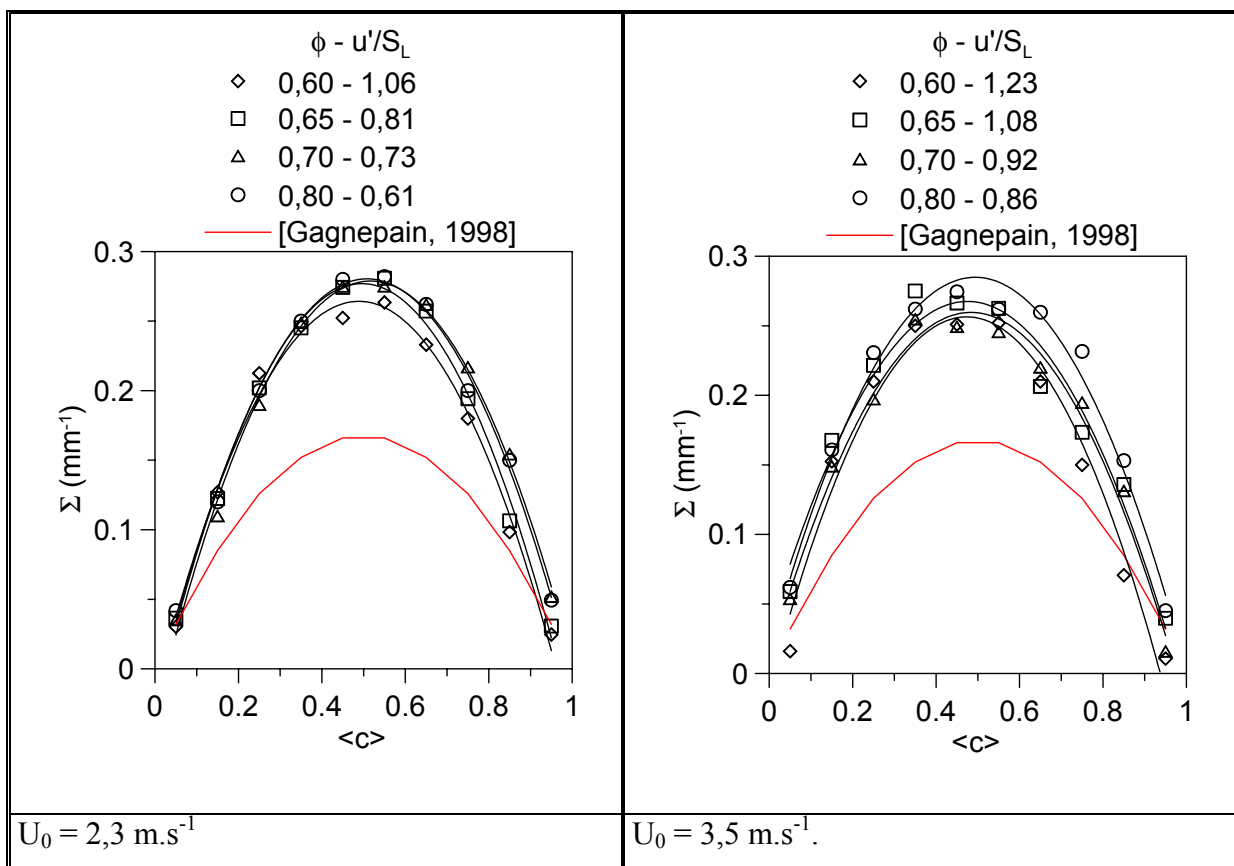


Figure III-25 : Densité de surface de flamme.

Nous pouvons voir que les maxima de la densité de surface de flamme qui se situent autour de $\langle c \rangle = 0,5$ ont des valeurs pratiquement égales quelles que soient la vitesse débitante et la richesse. Cependant, les mesures par tomographie donnent des valeurs plus importantes que celles par diffusion Rayleigh en un point. L'estimation globale que nous avons faite dans la section 4.1 donne une valeur très proche des résultats tomographiques à $\langle c \rangle = 0,5$. Les mesures par diffusion Rayleigh sont ponctuelles et ont été faites axialement alors que la tomographie permet une mesure sur l'ensemble de la flamme. De plus, la densité de surface

de flamme par diffusion Rayleigh un point a été calculée à partir de la relation suivante : $\Sigma = \nu \langle 1/V_n \rangle$. Or, la mesure de V_n est probablement entachée d'incertitudes. Une réponse sur les différences entre les deux méthodes de mesures pourrait être recherchée en calculant la densité de surface de flamme selon la hauteur à partir des images tomographiques.

4.3.4. Variation de la densité de surface de flamme selon la hauteur dans la flamme

L'étude est réalisée sur les flammes dont la vitesse débitante est $3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Les hypothèses que l'on pourra avancer pour les régions proches du brûleur doivent être prises avec précaution. En effet, la résolution des images peut être insuffisante car les contours d'iso- $\langle c \rangle$ sont très proches l'un de l'autre (**Figure III-3**).

4.3.4.1. La longueur de flamme

Les Figure III-26, Figure III-27, Figure III-28 et Figure III-29 représentent l'évolution de la longueur de flamme selon $\langle c \rangle$ à des hauteurs différentes par rapport à la section de sortie du brûleur. Les schémas de contours de flamme à gauche des courbes illustrent les régions examinées.

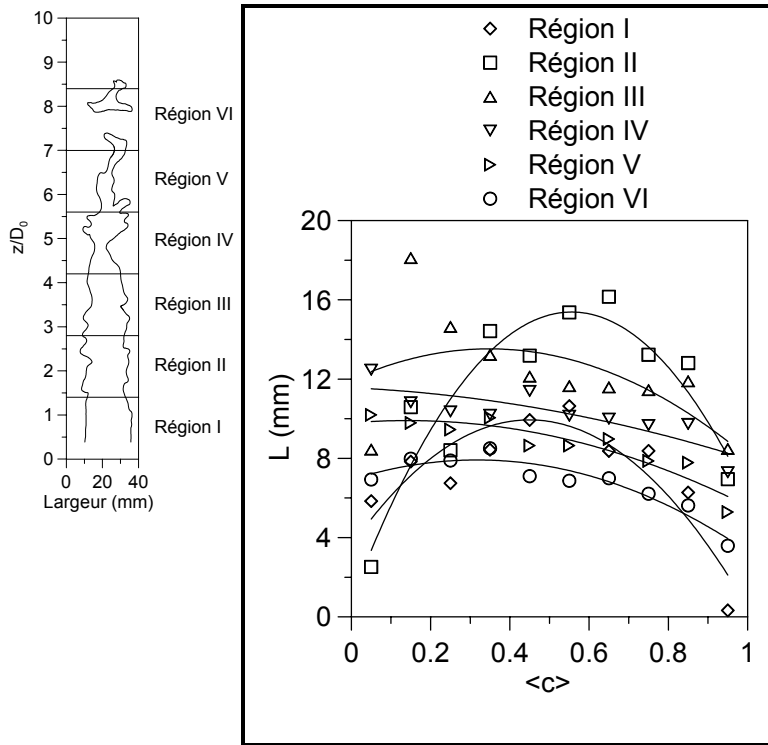


Figure III-26 : Longueur de la flamme $\phi = 0,60, u'/S_L = 1,23$.

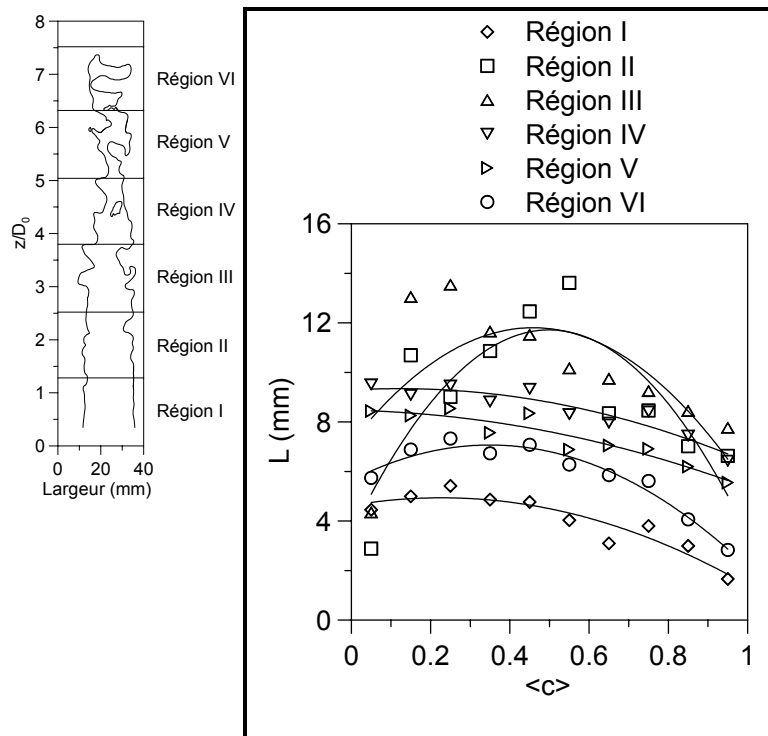


Figure III-27 : Longueur de la flamme $\phi = 0,65, u'/S_L = 1,08$.

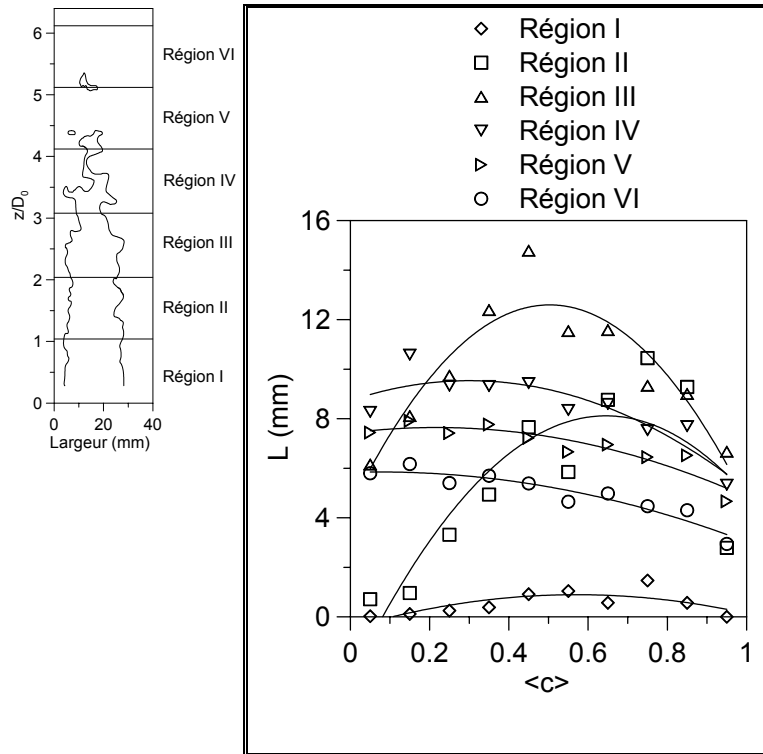


Figure III-28 : Longueur de la flamme $\phi = 0,70, u'/S_L = 0,92$.

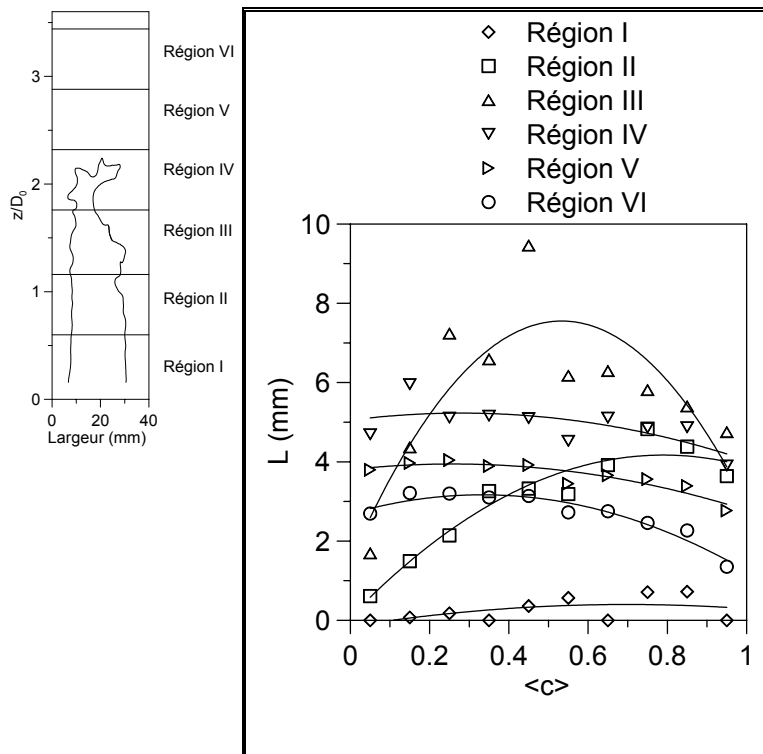


Figure III-29 : Longueur de la flamme $\phi = 0,80, u'/S_L = 0,86$.

Ces figures manifestent un comportement commun. Des régions IV à VI, la longueur de flamme a tendance à légèrement diminuer quand $\langle c \rangle$ croît. Des régions I à III, la longueur augmente jusqu'à $\langle c \rangle \approx 0,5$ ou $0,6$ environ pour décroître ensuite jusqu'à $\langle c \rangle = 1$. En outre, la longueur augmente lorsque l'on s'éloigne du brûleur (régions I à III) certainement en raison de l'influence de la flamme pilote. Puis, elle diminue de la région III à la région VI.

4.3.4.2. L'aire de flamme

Les Figure III-30, Figure III-31, Figure III-32 et Figure III-33 représentent l'aire de la flamme selon $\langle c \rangle$ pour des hauteurs différentes.

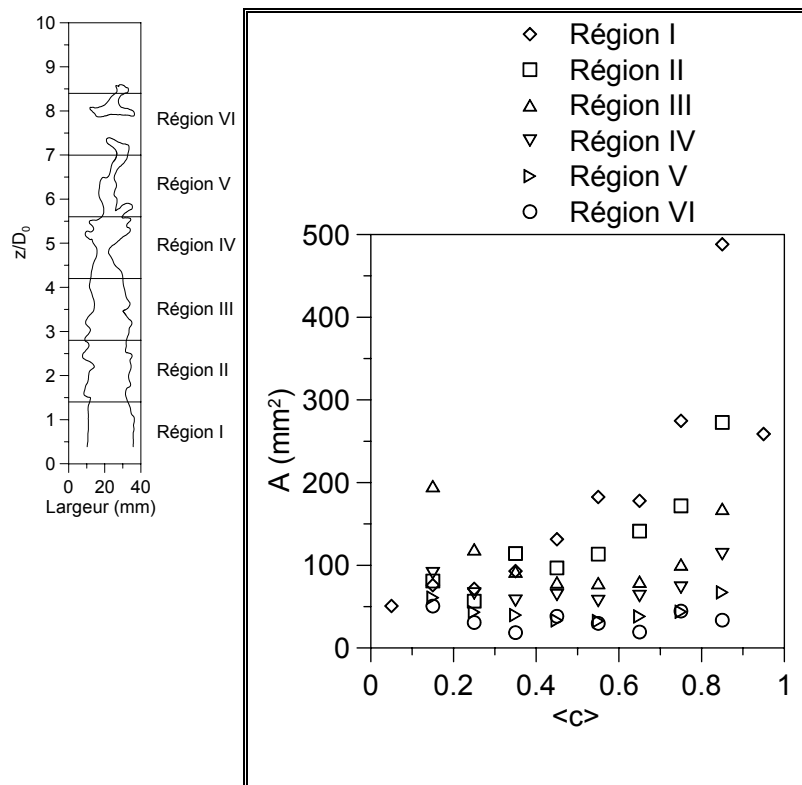


Figure III-30 : Aire de la flamme $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$.

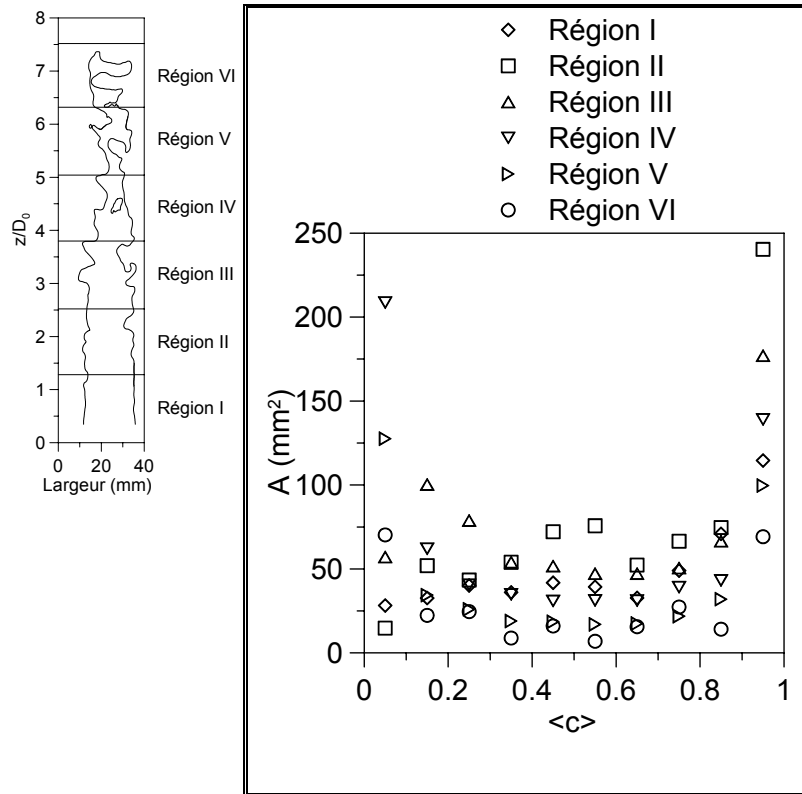


Figure III-31 : Aire de la flamme $\phi = 0,65$, $u'/S_L = 1,08$.

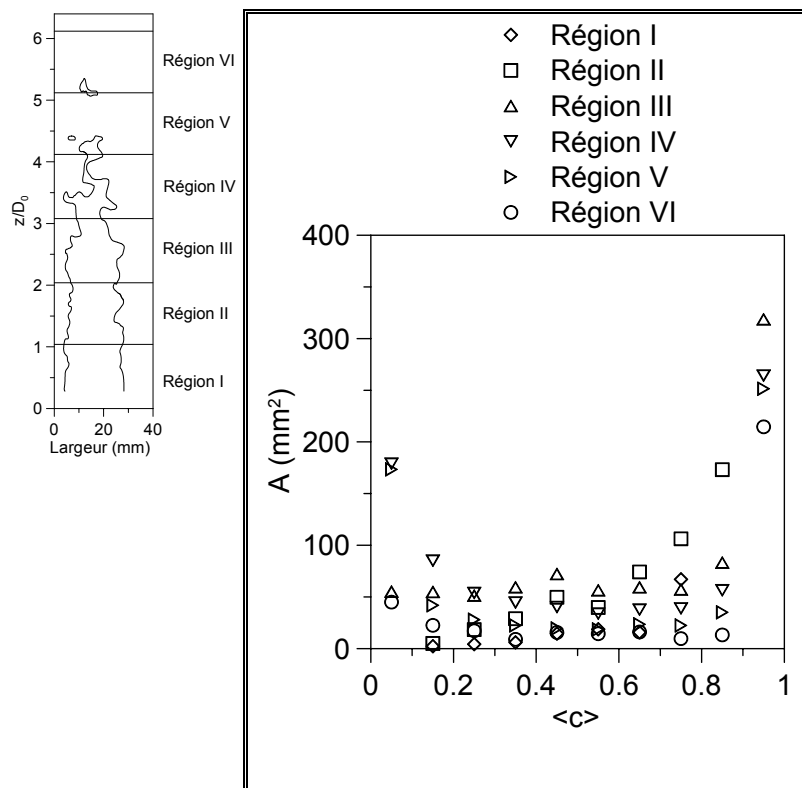


Figure III-32 : Aire de la flamme $\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,92$.

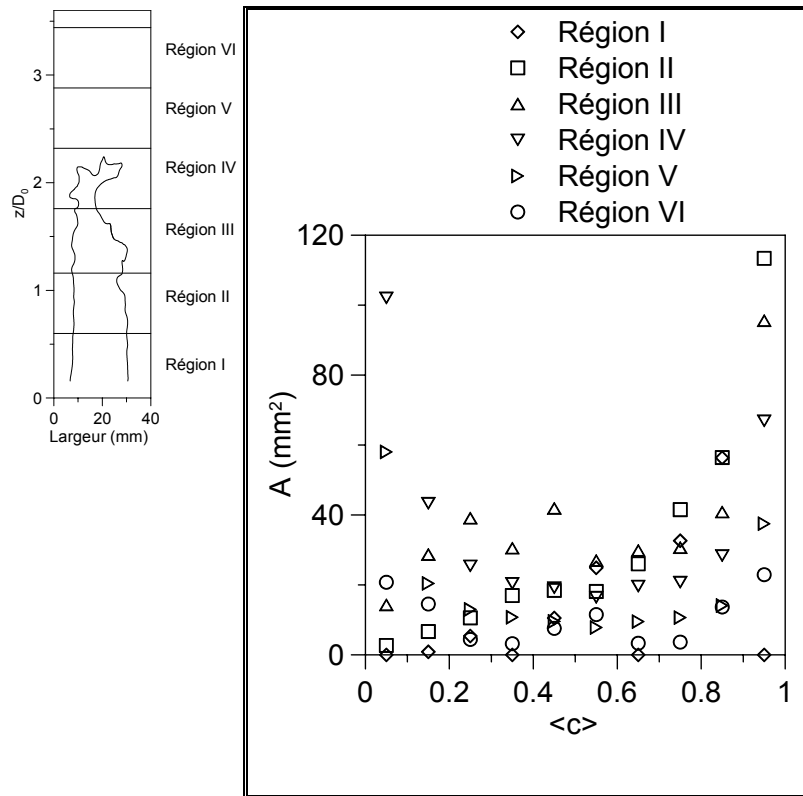


Figure III-33 : Aire de la flamme $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$.

Pour les régions IV et V, proches de la pointe de la flamme, les aires suivent une évolution semblable à la flamme entière présentée dans la section.4.3.2. du Chapitre Un - . De plus, elles augmentent légèrement avec la hauteur. Cependant pour les régions I à IV, proches du brûleur, l'aire a tendance à partir de zéro pour croître avec $\langle c \rangle$.

4.3.4.3. La densité de surface de flamme

À partir de l'expression [III-15], nous calculons la densité de surface de flamme (Figure III-34, Figure III-35, Figure III-36, Figure III-37).

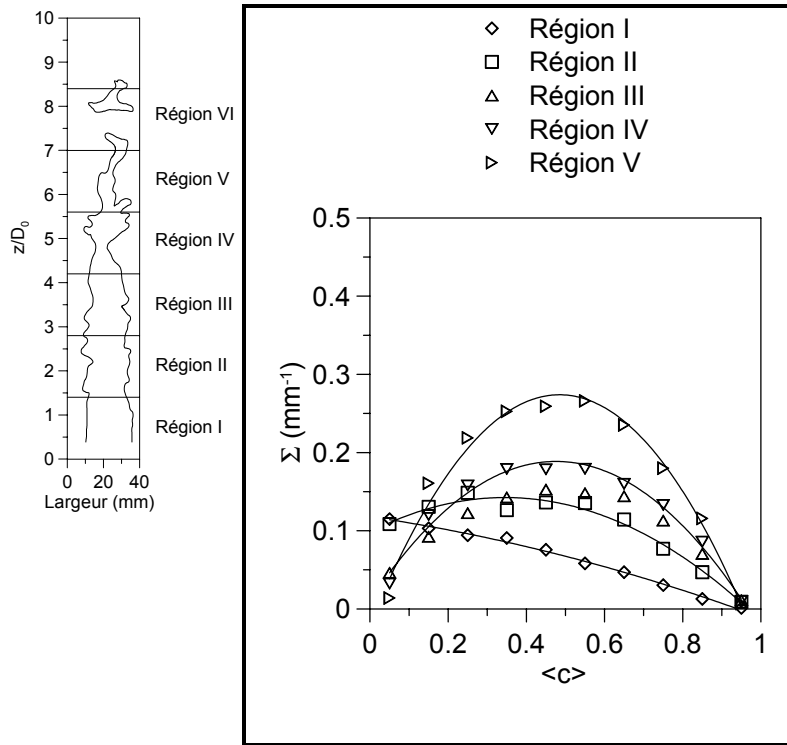


Figure III-34 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,60, u'/S_L = 1,23$).

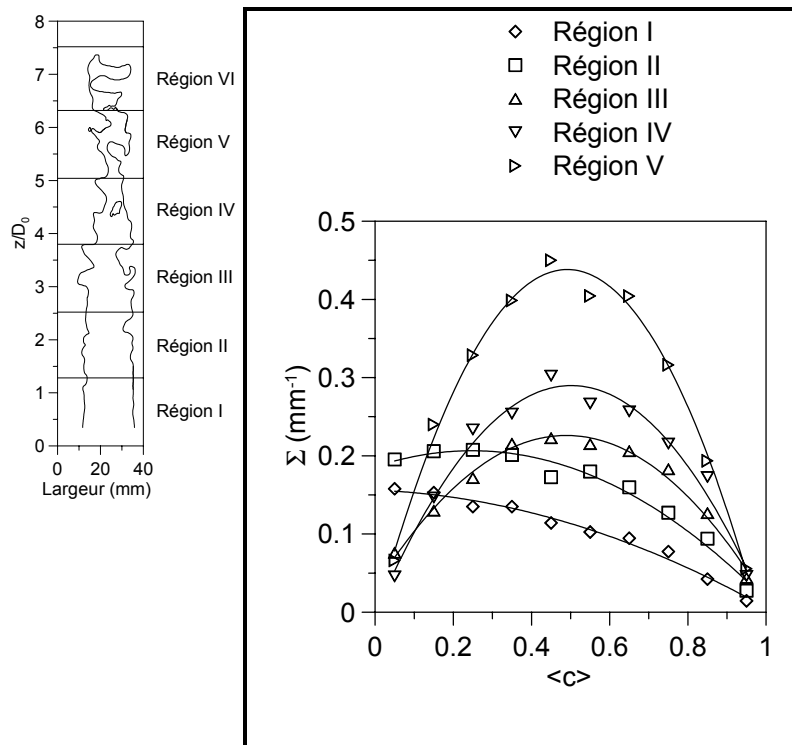


Figure III-35 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,65, u'/S_L = 1,08$).

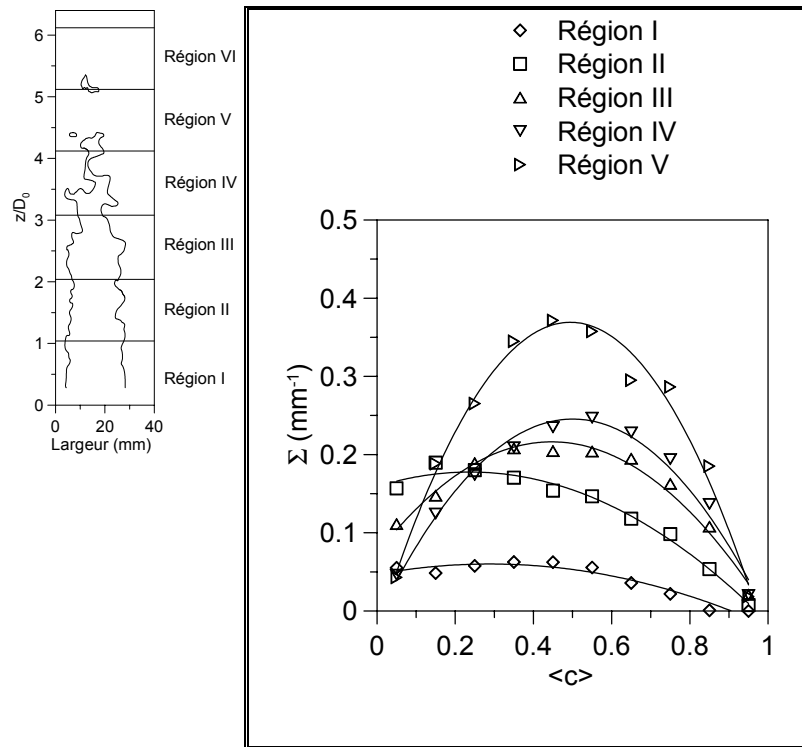


Figure III-36 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,92$).

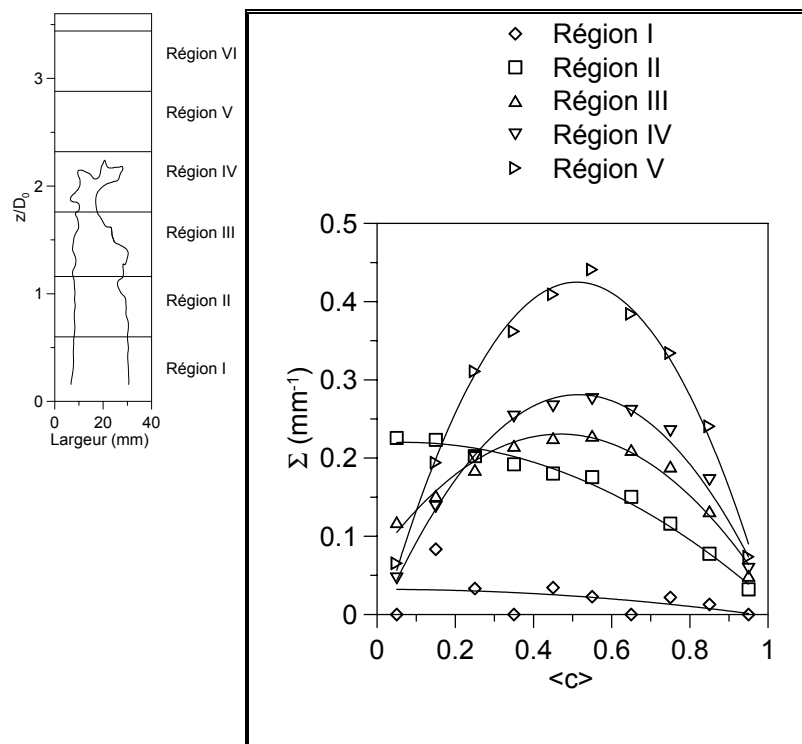


Figure III-37 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$).

Ces figures montrent très bien l'aspect du front de flamme selon la hauteur par rapport à la section de sortie du brûleur : plus on se rapproche de la pointe de la flamme, plus la densité de

surface de flamme est grande. Lorsque l'on se rapproche du brûleur, la densité de surface de flamme a tendance à ne plus évoluer paraboliquement selon $\langle c \rangle$; ceci est dû à une augmentation de l'incertitude dans la détermination des iso- $\langle c \rangle$ au niveau du brûleur. Elle donne une indication sur le degré de plissement du front de flamme. Les résultats montrent que plus on se rapproche de la pointe de la flamme, plus le nombre de plissements augmente. Ceci se voit sur les images tomographiques.

Chapitre Deux - Structure du front de flamme instantané

Ce chapitre regroupe ce qui concerne la structure du front de flamme instantané. En premier lieu, nous considérons la courbure du front de flamme en faisant une étude statistique de celle-ci pour la flamme entière puis pour différentes régions dans la flamme. Les résultats de courbure sont obtenus à partir des images tomographiques. À partir de l'imagerie Rayleigh, nous déterminons l'épaisseur du front de flamme instantané. Après une étude précise de l'épaisseur, nous examinons la corrélation qu'il peut exister entre la courbure et l'épaisseur du front de flamme. Cette dernière étude est réalisée avec l'imagerie Rayleigh.

1. Courbure du front de flamme

La courbure du front de flamme est une grandeur importante pour comprendre la dynamique des fronts de flamme instantanés. Elle est calculée à partir de la relation [I-10] explicitée à la page 18.

1.1. Définition de la courbure du front de flamme

La courbure, inverse du rayon de courbure ($h = 1/R$), est une valeur qui peut être positive ou négative selon que le front de flamme présente des formes convexes ou concaves. Il faut donc se fixer une définition (Figure III-38). On accepte, en général, que la courbure est négative lorsque le front de flamme est convexe en regardant à partir d'un point se trouvant dans les gaz brûlés. Elle est positive s'il est concave.

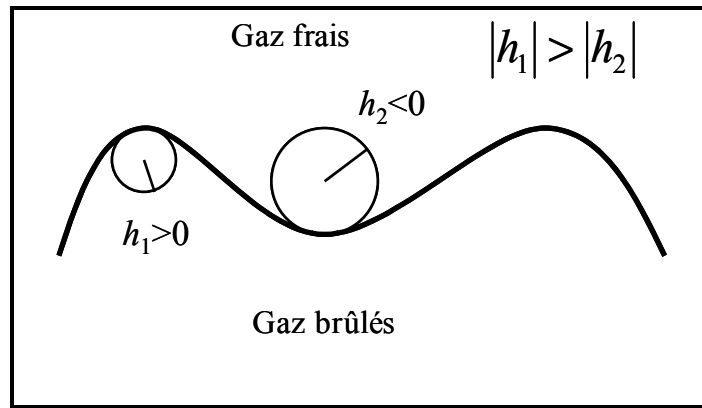


Figure III-38 : Définition du signe de la courbure.

1.2. Distribution de la courbure du front de flamme

Des calculs par simulation numérique directe des courbures de flammes dans une turbulence isotrope ont déjà été réalisés. Le travail de [Haworth & Poinso, 1992] montre que leurs distributions tendent à être symétriques par rapport à la courbure zéro. Des travaux ont aussi été menés associant la propagation de Huyghens aux calculs ([Audoly *et al.*, 2000], [Calzada, 1997], [Shepherd & Ashurst, 1992], [Ashurst, 2000], [Sethian, 1987], [Ashurst & Shepherd, 1997]). Ces études montrent que les statistiques de courbure produisent une moyenne proche de zéro avec une dissymétrie vers les courbures négatives pour des intensités de turbulence relativement faibles.

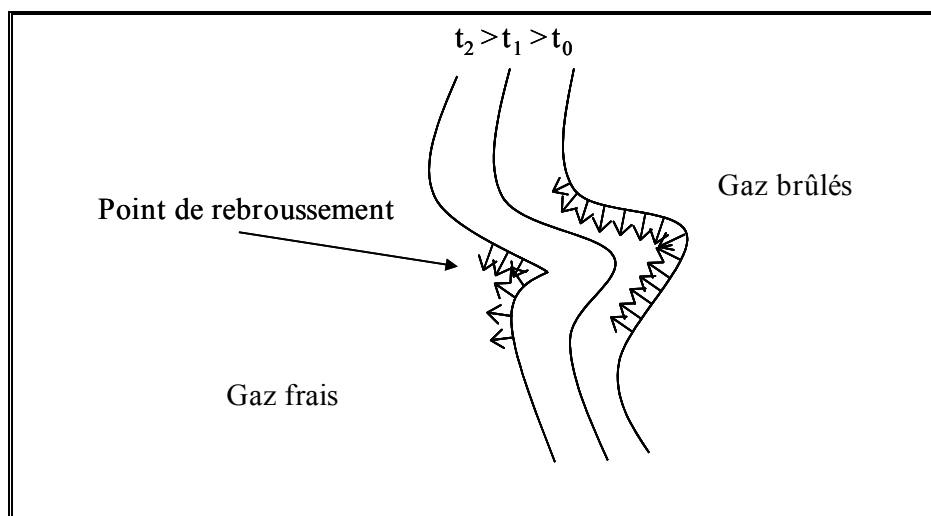
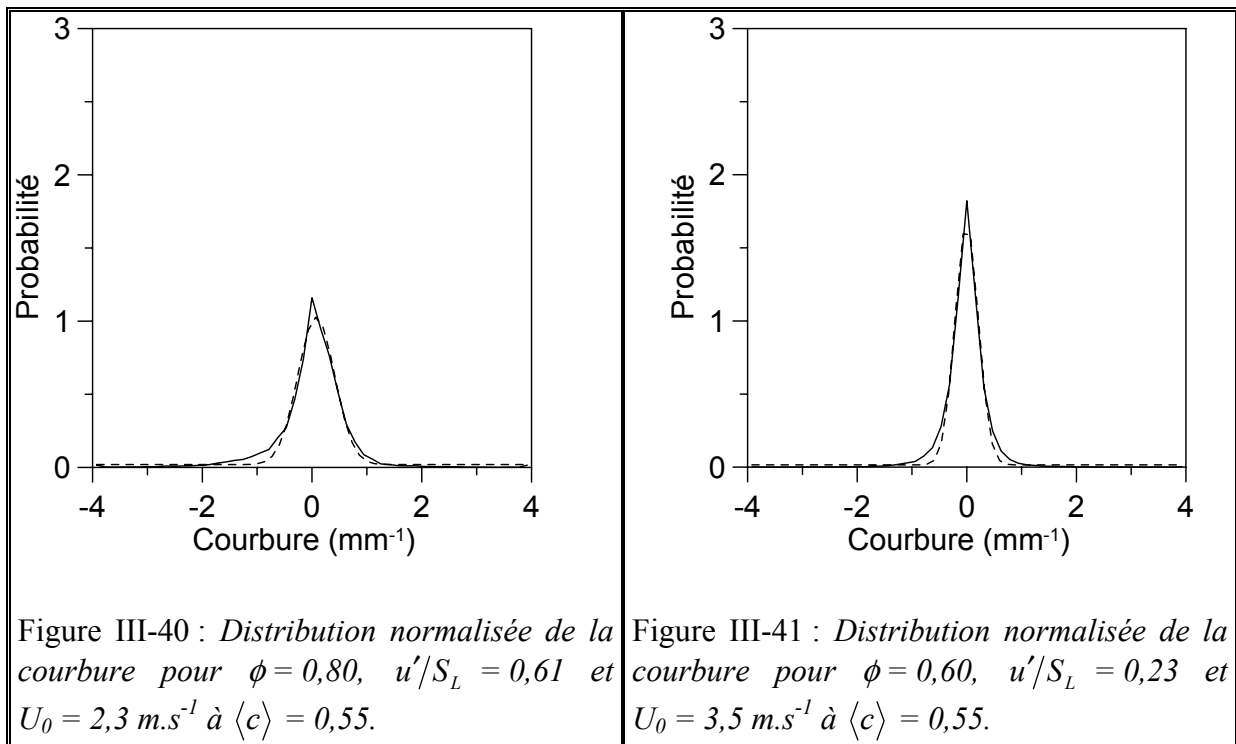


Figure III-39 : Principe de la propagation de Huyghens.

La propagation de Huyghens est liée à l'instabilité de Darrieus-Landau ([Law & Sung, 2000], [Clavin, 1988], [Buckmaster, 1985]). Le front de flamme se propage normalement à lui-même (Figure III-39). Les lobes de courbure positive s'étalent (la valeur absolue de la courbure diminue) alors que les lobes de courbure négative se rétrécissent (la valeur absolue de la courbure augmente).

La Figure III-40 représente une distribution normalisée de la courbure du front de flamme calculée à partir de toutes les images. D'autres distributions à d'autres conditions sont présentées dans l'annexe B. On remarque que le maximum de la distribution est très proche de zéro.

En lignes pointillées sur les figures des distributions de courbure, nous avons ajouté les fonctions gaussiennes déterminées à partir des points des distributions.



Pour une vitesse d'écoulement de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$, on peut noter que l'ajustement gaussien est bon pour les faibles valeurs de $\langle c \rangle$ alors que, plus $\langle c \rangle$ est grand, plus la courbe gaussienne du côté des courbures négatives et les courbes de distributions divergent : une partie significative de la courbe gaussienne est sous la courbe de la distribution pour les courbures négatives. Le phénomène est le même pour une vitesse d'écoulement de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Cependant, pour les faibles valeurs de $\langle c \rangle$, la courbe gaussienne se situe sous la courbe de distribution de courbure

pour les courbures positives. Dans les deux cas, les distributions sont symétriques pour $\langle c \rangle$ égal environ 0,55. Ces phénomènes ont été aussi observés expérimentalement par [Renou, 1999] pour les flammes sphériques, par [Shepherd & Ashurst, 1992], [Ashurst & Shepherd, 1997], [Goix & Shepherd, 1993] pour les flammes en V, par [Lee *et al.*, 1995] pour des flammes turbulentes axisymétriques. La dissymétrie négative observée est généralement attribuée à la propagation de Huyghens dans des conditions de turbulence modérée. Les points de rebroussement, qui sont des régions de courbure fortement négative, s'étendent moins rapidement que les lobes, régions de courbure positive [Law & Sung, 2000]. Ils apparaissent donc pour des $\langle c \rangle$ assez grands.

1.3. Statistiques de la courbure

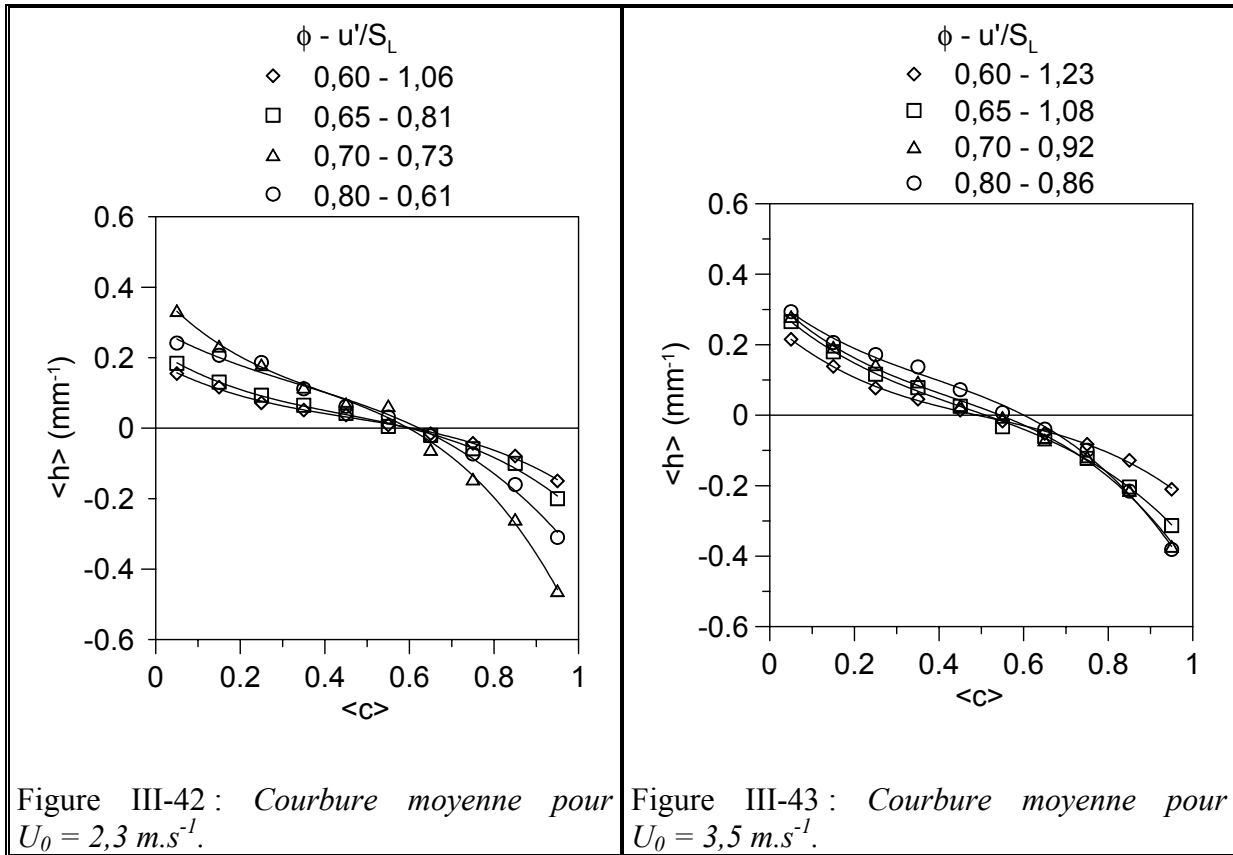
1.3.1. La courbure moyenne

La courbure moyenne est calculée à partir des distributions par :

$$\langle h \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} hP(h)dh \quad [\text{III-16}]$$

Pour la suite des calculs, on considère que les distributions sont normalisées ($\int_{-\infty}^{+\infty} P(h)dh = 1$).

La Figure III-42 et la Figure III-43 représentent l'évolution de la moyenne de la courbure en fonction de $\langle c \rangle$ pour des vitesses débitantes de $2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.



Pour tous les cas, on peut observer une évolution de la courbure des valeurs positives du côté des réactifs vers des valeurs négatives du côté des produits. Cette évolution est très caractéristique du mécanisme de propagation de Huyghens où les points de rebroussement et les portions principales de la flamme deviennent convexes (positivement courbés) vers l'écoulement d'approche. On peut noter aussi que, pour tous les cas, la courbure moyenne est égale à zéro vers le milieu de la zone de flamme ($\langle c \rangle \approx 0,60$). De plus, la courbure moyenne augmente de façon générale avec la richesse et donc décroît avec u'/S_L croissant. Ces résultats doivent être adimensionnés afin de pouvoir être utilisés par les codes de calculs. Plusieurs normalisations ont été proposées : l'échelle de Kolmogorov [Haworth & Poinso, 1992], l'échelle de Taylor [Ashurst & Shepherd, 1997] ou l'épaisseur de flamme laminaire [Lecordier, 1997]. Dans notre travail, nous utilisons l'épaisseur caractéristique de Zeldovich (Figure III-44).

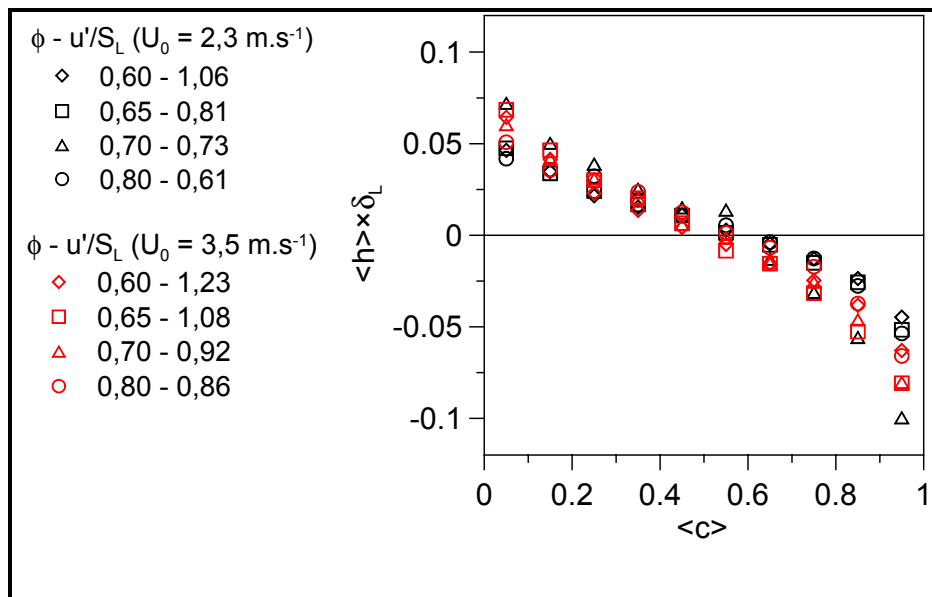


Figure III-44 : Courbure moyenne adimensionnée.

Dans notre cas, l'épaisseur de Zeldovich semble convenir pour l'adimensionnement puisque nous obtenons une superposition des courbes pour toutes les richesses malgré le décalage pour la richesse 0,70 à 2,3 m.s⁻¹.

1.3.2. La variance de la courbure

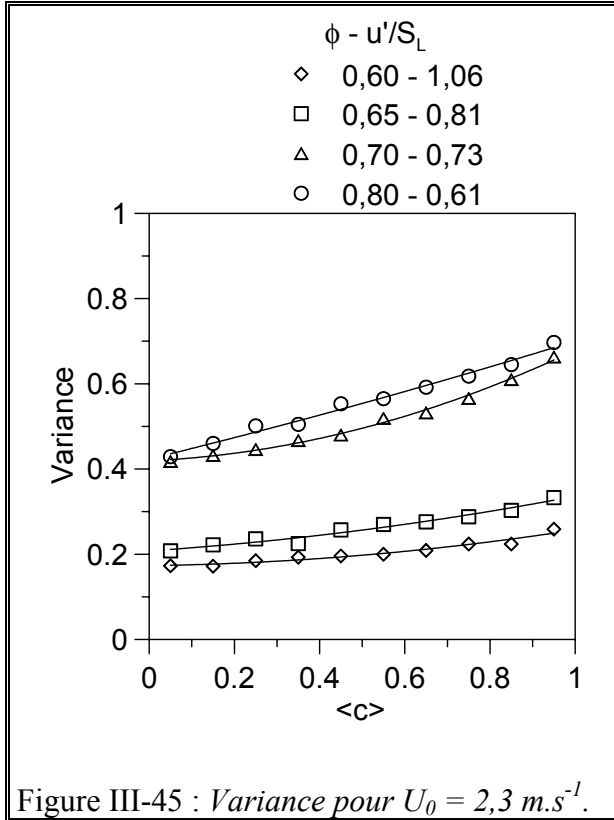


Figure III-45 : Variance pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

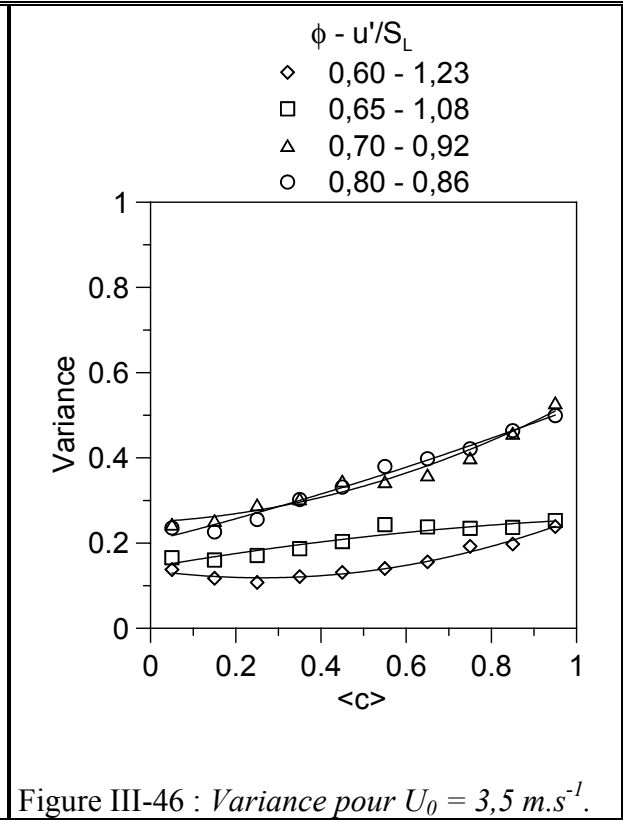


Figure III-46 : Variance pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

La variance σ de la courbure est calculée à partir du moment d'ordre 2 :

$$\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} (h - \langle h \rangle)^2 P(h) dh \quad [\text{III-17}]$$

La Figure III-45 et la Figure III-46 montrent la variance de la courbure de flamme en fonction de $\langle c \rangle$. Pour chaque richesse et chaque vitesse débitante, la variance croît avec $\langle c \rangle$. De plus, nous pouvons voir que la richesse a une influence. Les flammes les plus pauvres ont une variance de la courbure plus faible que les flammes les plus riches. Les hauteurs moyennes de la flamme à $\langle c \rangle = 0,5$ sont 173, 140, 101, 60 mm pour $\phi = 0,60$; 0,65 ; 0,70 ; 0,80 respectivement pour une vitesse débitante de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$ et 160, 144, 100, 56 mm pour une vitesse débitante de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Par conséquent, la turbulence dans l'écoulement d'approche a significativement plus le temps de décroître pour les flammes pauvres. La distance d'inter-

croisement devrait donc augmenter pour une richesse décroissante. Ceci aura pour effet la réduction du nombre de plissements du front de flamme. On doit aussi noter que la résolution spatiale est plus grande pour les flammes riches que pour les flammes pauvres ce qui réduit la plage des valeurs de courbure qui peuvent être estimées.

1.3.3. La dissymétrie

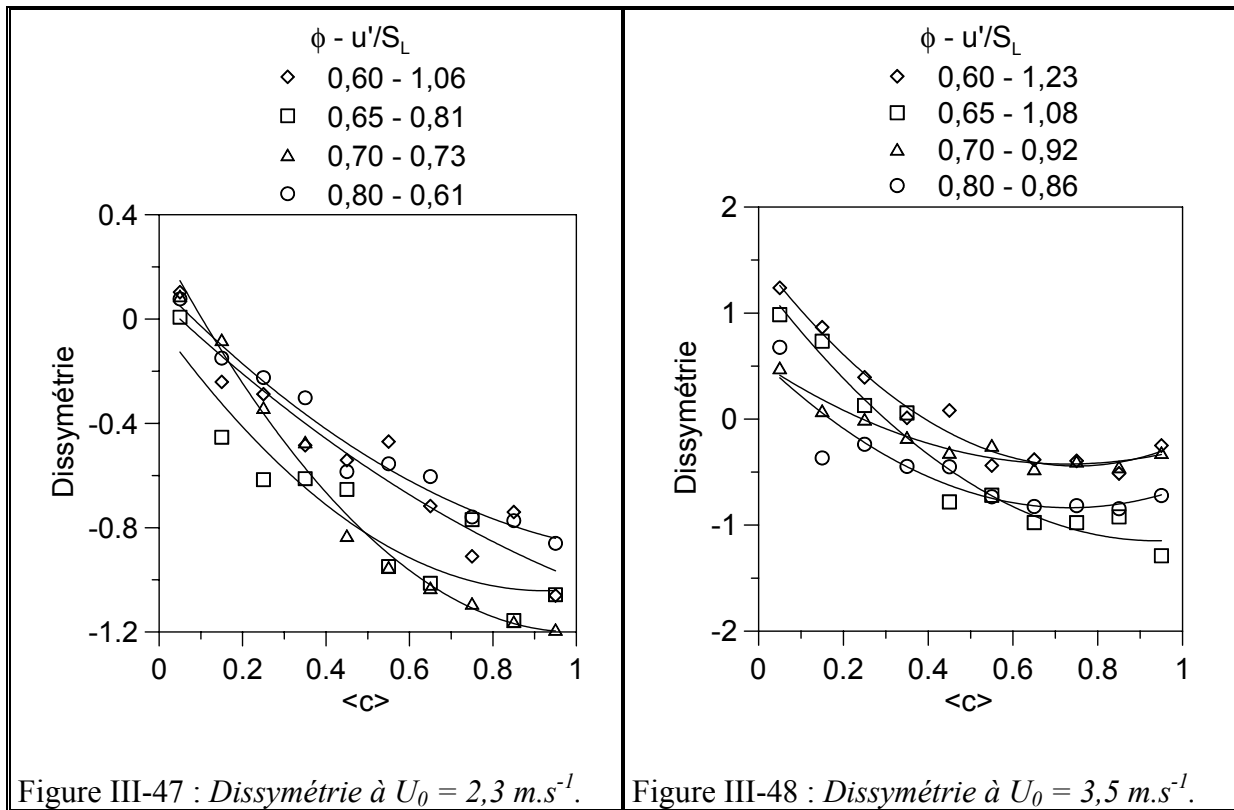
Le coefficient de dissymétrie de la courbure, appelée aussi *skewness* en anglais, est calculé à partir du moment d'ordre 3 des distributions :

$$\alpha_3 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (h - \langle h \rangle)^3 P(h) dh}{\sigma^3} \quad [\text{III-18}]$$

La dissymétrie est égale à zéro pour une distribution gaussienne, la fonction étant symétrique. Pour [Renou, 1999] et [Bray, 1990], la dissymétrie des distributions de la courbure diminue lorsque le rapport u'/S_L augmente. Le Tableau III-3 récapitule les valeurs de u'/S_L obtenues dans le présent travail.

v (m.s ⁻¹)	ϕ	u'/S_L
2,3	0,60	1,06
	0,65	0,81
	0,70	0,73
	0,80	0,61
3,5	0,60	1,23
	0,65	1,08
	0,70	0,92
	0,80	0,86

Tableau III-3 : Valeurs de u'/S_L .



La Figure III-47 et la Figure III-48 montrent que la dissymétrie en fonction de $\langle c \rangle$ décroît pour toutes les richesses et vitesses d'écoulement mais il est difficile de discerner une réelle dépendance avec la richesse. Ces courbes illustrent l'asymétrie des distributions. Alors que les courbures moyennes sont pratiquement égales, la symétrie des distributions dépend de la position dans la flamme. Pour une vitesse d'écoulement de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$, les distributions de courbure sont symétriques pour de faibles valeurs de $\langle c \rangle$ et deviennent asymétriques pour des valeurs de $\langle c \rangle$ supérieures à $\approx 0,2$ où les distributions sont décalées vers les courbures négatives. Pour une vitesse d'écoulement de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$, il existe une petite dissymétrie vers les courbures positives pour $\langle c \rangle < 0,3$ qui est peut-être due à la résolution spatiale. En effet, pour des u'/S_L croissants, la dissymétrie est plus petite. Or d'après le Tableau III-3, les valeurs de u'/S_L sont plus importantes pour $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ donc la dissymétrie des distributions est plus faible. Pour une même résolution, ce décalage est alors plus difficile à discerner à $3,5 \text{ m.s}^{-1}$. Au delà de $\langle c \rangle = 0,3$, la dissymétrie tend vers les courbures négatives. Dans les deux cas ($2,3 \text{ m.s}^{-1}$ et $3,5 \text{ m.s}^{-1}$), la dissymétrie vers les valeurs négatives de la courbure croît avec $\langle c \rangle$. Elle indique encore une fois l'existence de points de rebroussement

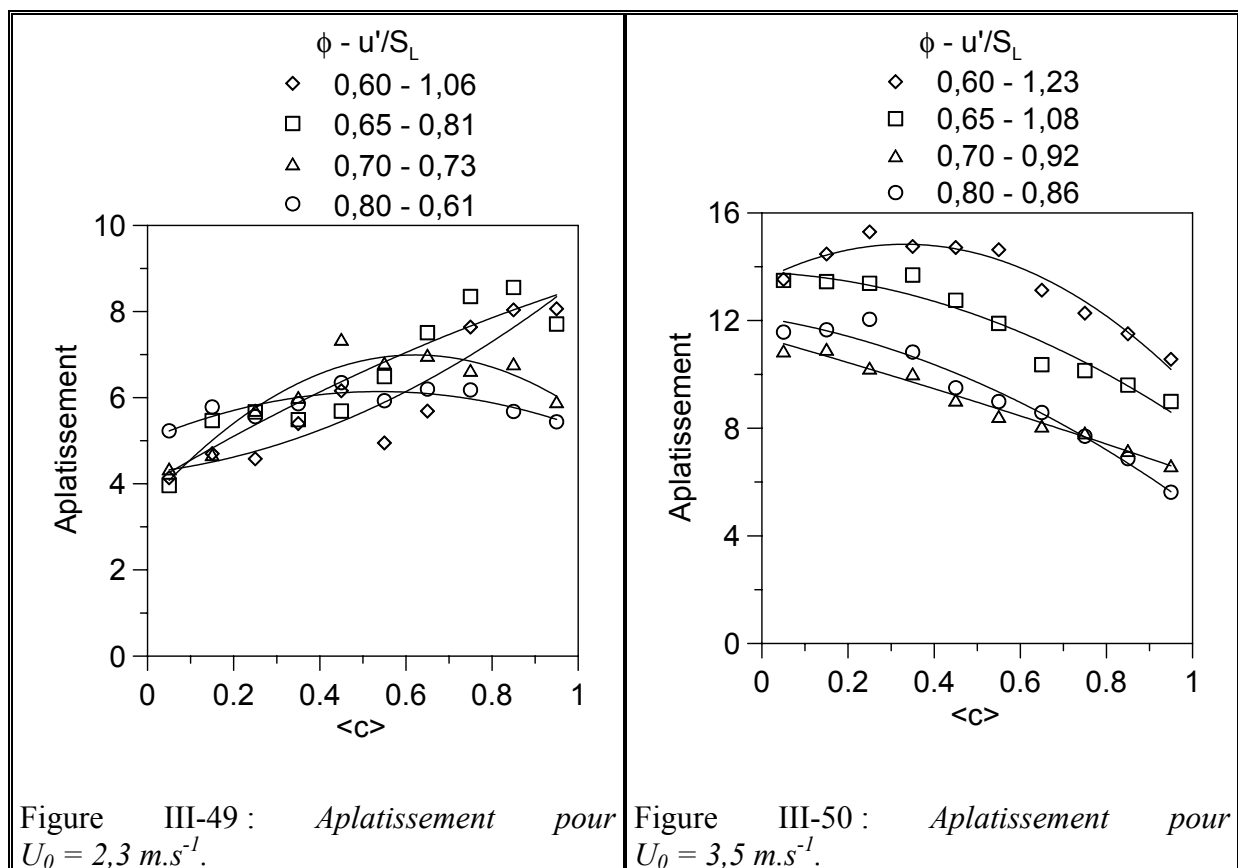
du front de flamme formés par le mécanisme de propagation de Huyghens, qui est plus significatif pour les faibles valeurs de u'/S_L de cette étude [Shepherd & Ashurst, 1992].

1.3.4. L'aplatissement

Le coefficient d'aplatissement de la courbure est calculé à partir du moment d'ordre 4. On l'appelle aussi *kurtosis* ou *flatness* en anglais. Son expression est la suivante :

$$\alpha_4 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (h - \langle h \rangle)^4 P(h) dh}{\sigma^4} \quad [\text{III-19}]$$

On représente le coefficient d'aplatissement sur la Figure III-49 et la Figure III-50.



On compare généralement la valeur du coefficient d'aplatissement à celle de la courbe gaussienne ou normale qui est égale à 3. Pour une vitesse d'écoulement de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$, la valeur

de l'aplatissement se situe entre 4 et 9. De plus, l'aplatissement croît avec $\langle c \rangle$ de façon plus prononcée pour les faibles richesses mais il a une faible variation à travers la zone de flamme pour $\phi = 0,80$. Quant à la vitesse d'écoulement de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$, l'aplatissement a une valeur entre 16 et 5. Contrairement à $2,3 \text{ m.s}^{-1}$, l'aplatissement a une tendance à diminuer quand $\langle c \rangle$ augmente.

1.4. Courbure du front de flamme selon la hauteur

1.4.1. Statistiques de la courbure

L'étude porte ici sur les flammes dont la vitesse d'écoulement est de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

La **Figure III-1** montre les contours instantanés des flammes étudiées. On peut observer sur ces figures que le plissement est très faible près de la section de sortie du brûleur. À côté de cela, des structures de flamme plus distinctives sont générées en aval de l'écoulement pour finalement paraître en points de rebroussement à la pointe de la flamme. Le phénomène d'apparition de points de rebroussement avant la pointe de la flamme est aussi observé. Ceci indique que les plissements du front de flamme générés en amont sont convectés le long du front de flamme jusqu'à l'apparition de points de rebroussement à la pointe de la flamme. On s'attend donc à des changements significatifs de la courbure de flamme dus au développement des structures de plissements puisqu'elles sont convectées dans les différentes régions de l'écoulement.

Les régions de flamme utilisées sont les mêmes que celles de la partie III.

Elles sont encore représentées sur le Tableau III-4.

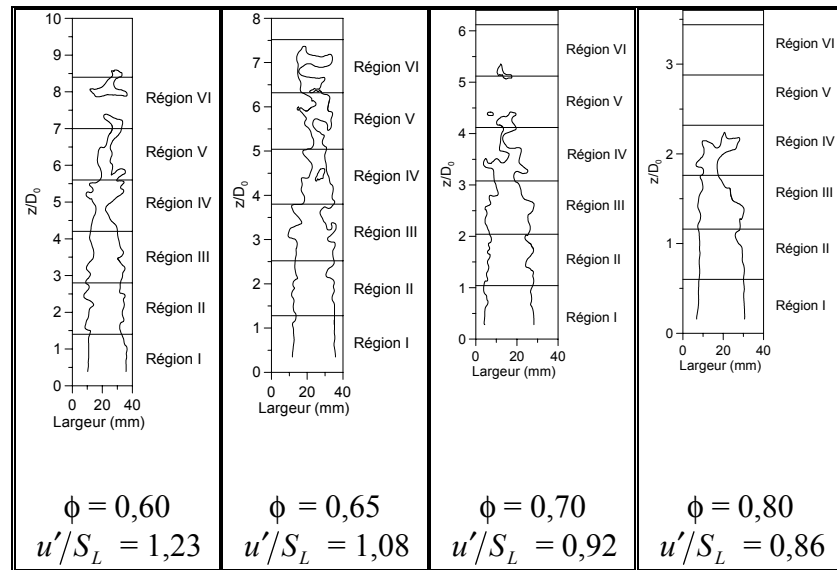


Tableau III-4 : Régions d'étude de la flamme.

1.4.1.1. Moyenne de la courbure

Les courbes de la Figure III-51 montrent l'évolution de la moyenne de la courbure selon $\langle c \rangle$ et la hauteur dans la flamme. En sortie du brûleur, la flamme a une courbure nulle. Sur les courbes, elle est légèrement négative car la région contient une partie de la flamme déjà installée. Cette courbure augmente très rapidement jusqu'à atteindre une valeur maximale. Par la suite, elle décroît légèrement ce qui montre bien le phénomène de création de points de rebroussement au niveau de la pointe de la flamme. Ce phénomène de diminution est plus important lorsque la richesse augmente.

1.4.1.2. La variance

Les courbes de la Figure III-52 illustrent l'évolution de la variance. On remarque que la variance diminue avec la hauteur dans la flamme. En effet, nous avons vu que cela pouvait provenir de la quantité de plissements du front de flamme (section 1.3.2 du Chapitre Deux -). Donc, plus nous sommes haut dans la flamme, plus la quantité de plissements augmente. Nous pouvons aussi noter que la variance est plus forte pour les plus grandes richesses.

1.4.1.3. La dissymétrie

L'évolution de la dissymétrie est présentée par les courbes de la Figure III-53.

Comme avec la richesse, il est difficile de distinguer une forte dépendance de la dissymétrie avec la hauteur dans la flamme. On peut noter cependant une très légère diminution de celle-ci selon $\langle c \rangle$ pour chaque région.

1.4.1.4. L'aplatissement

Nous avons représenté l'aplatissement sur la Figure III-54.

À partir de toutes ces figures, nous remarquons que les valeurs d'aplatissement sont très éloignées de celle de la courbe gaussienne. Néanmoins, plus on est dans les régions proches du brûleur, plus les courbes se rapprochent de la courbe gaussienne. Les distributions de la courbure ont une tendance à s'étaler vers les courbures négatives lorsque l'on se rapproche de la pointe de la flamme. Ceci met encore en évidence l'apparition de points de rebroussements vers le haut de la flamme.

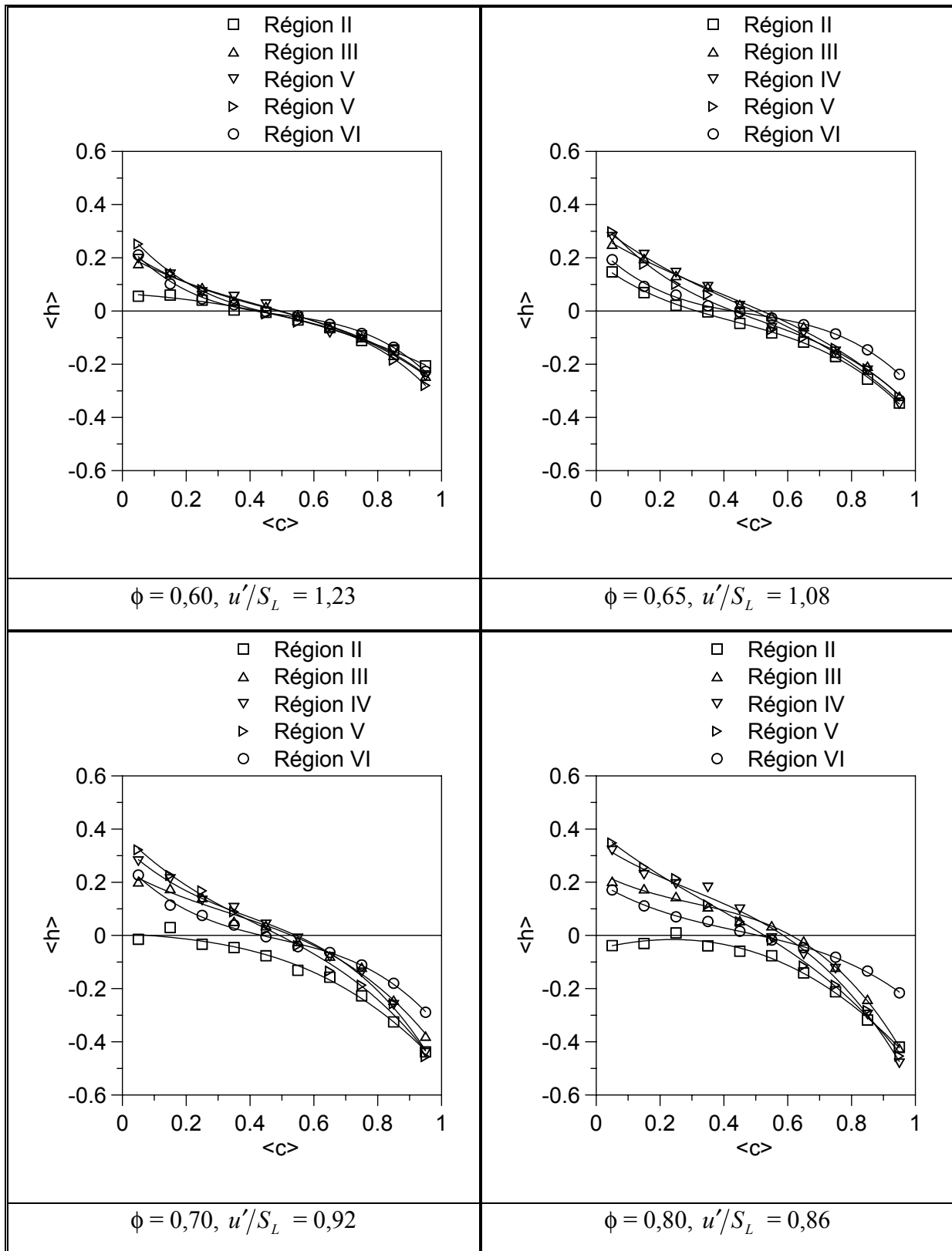


Figure III-51 : Courbures moyennes selon la hauteur.

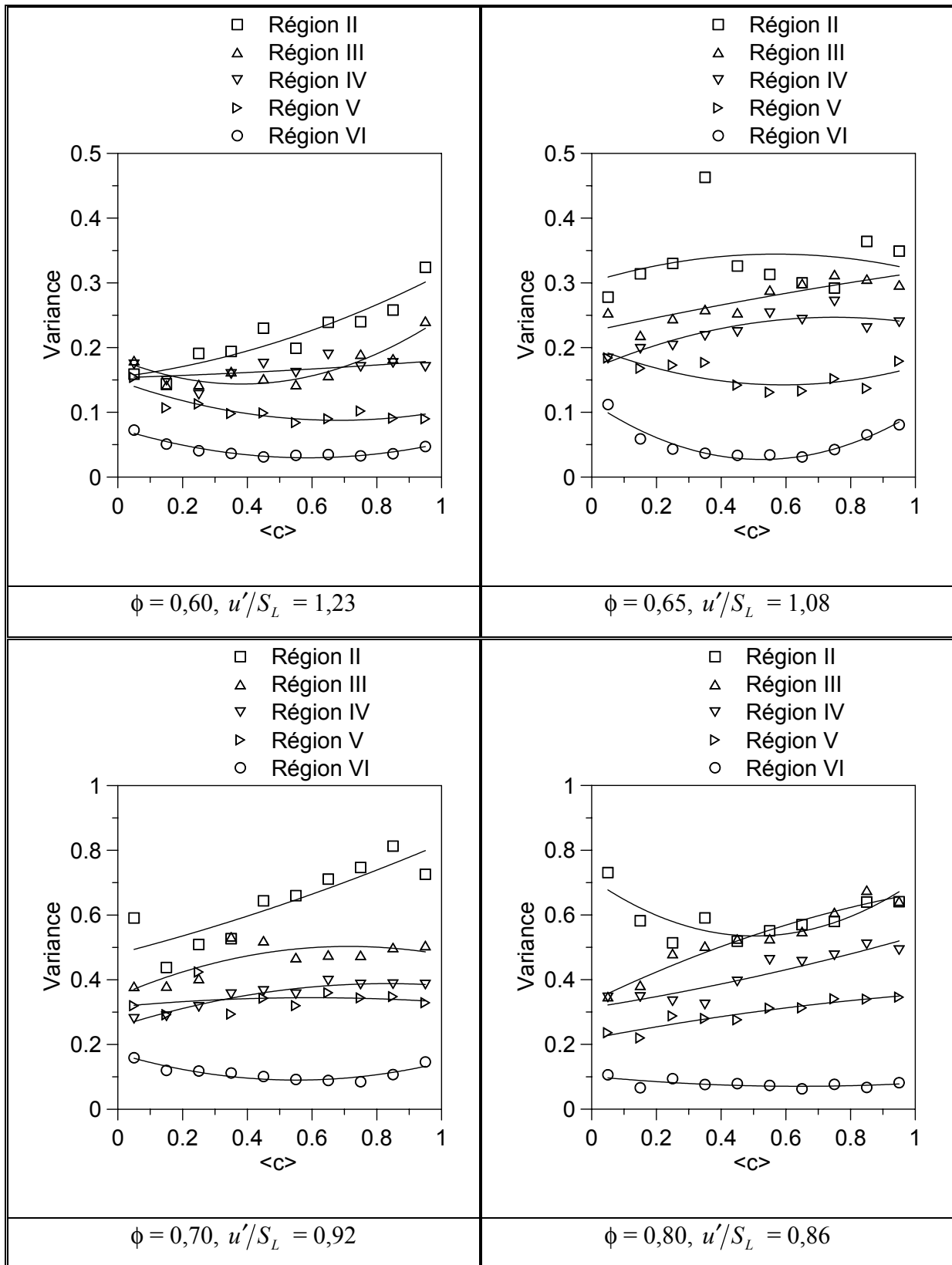


Figure III-52 : Variance selon la hauteur.

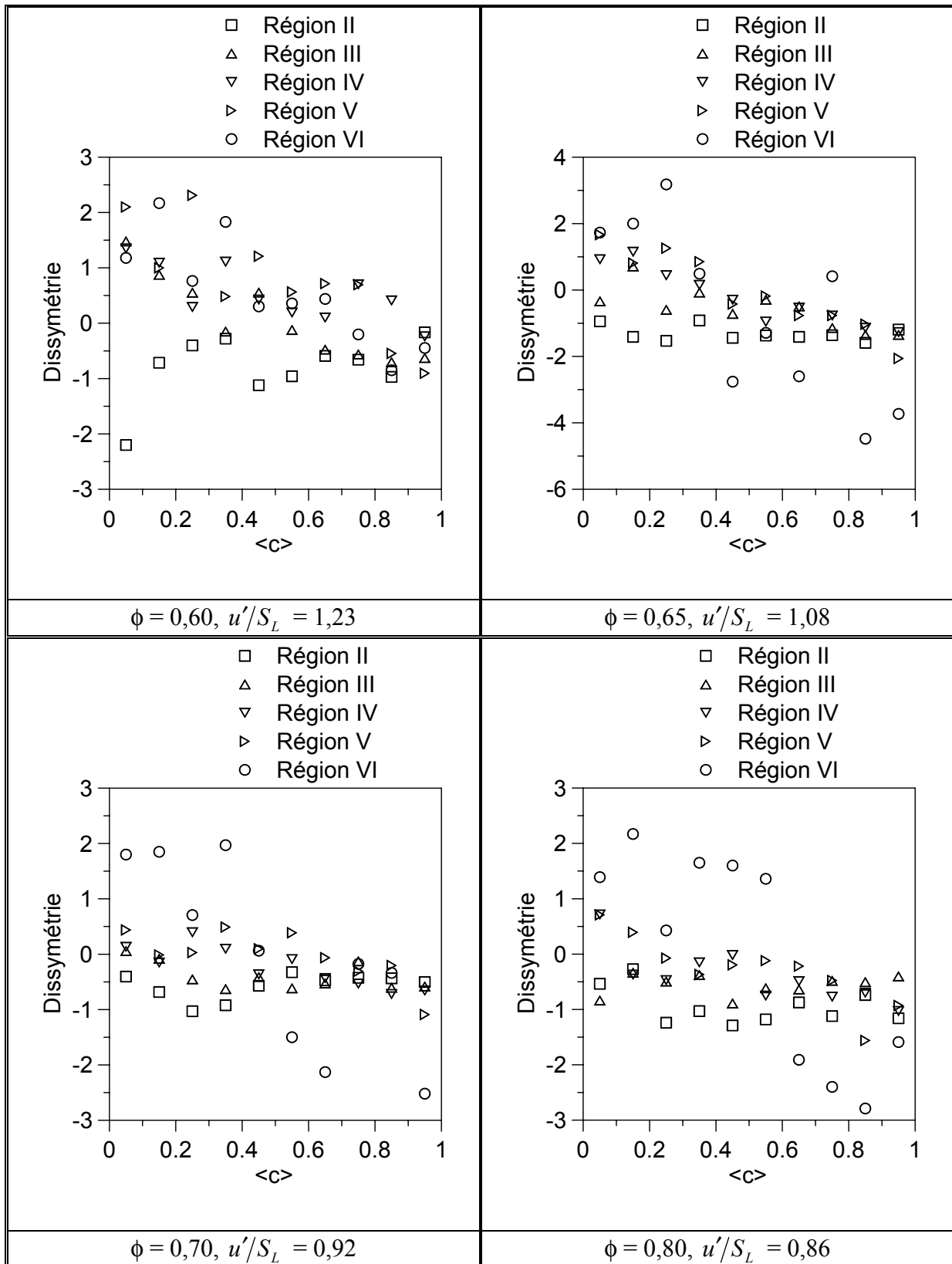


Figure III-53 : Dissymétrie selon la hauteur.

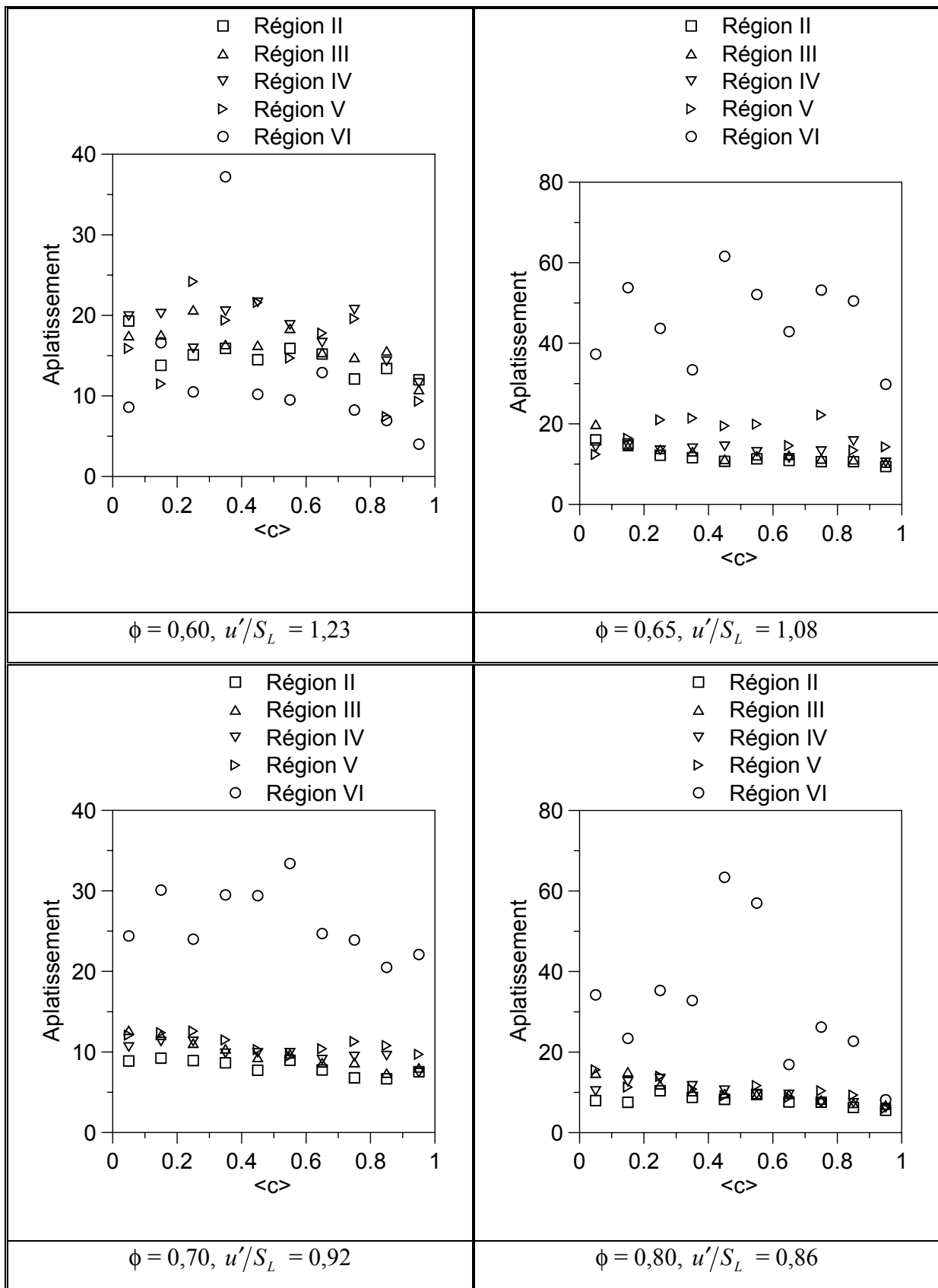
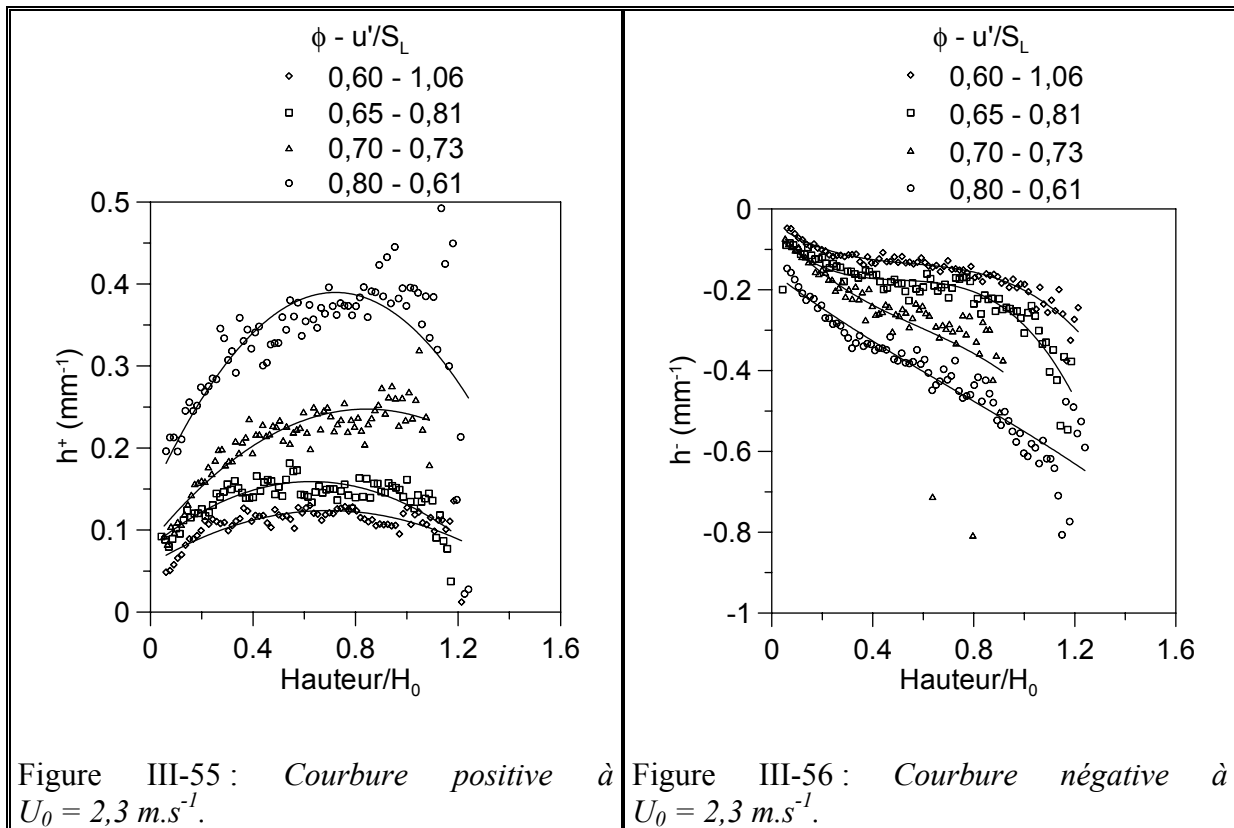


Figure III-54 : Aplatissement selon la hauteur.

1.4.2. Courbures positives et courbures négatives

Nous avons représenté sur la Figure III-55 et la Figure III-56 l'évolution de la courbure positive et de la courbure négative pour une vitesse d'écoulement de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

La hauteur de flamme a été adimensionnée par la hauteur moyenne de la flamme.



Pour commenter l'évolution de la courbure négative, nous parlerons de la valeur absolue de la courbure. La courbure positive a tendance à augmenter lorsque l'on s'éloigne du brûleur jusqu'à une valeur maximale à mi-chemin entre le brûleur et la pointe de la flamme pour ensuite diminuer. La courbure négative, quant à elle, a tendance à augmenter puis à stagner à mi-chemin lorsque l'on s'éloigne du brûleur pour encore augmenter. Ceci illustre bien la création de plus en plus importante de points de rebroussement vers la pointe de la flamme comme il a été mis en évidence dans la section précédente.

Nous pouvons définir le rayon moyen caractéristique à partir des courbures négatives et positives par la relation suivante :

$$\langle R \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{h^+} - \frac{1}{h^-} \right) \quad [\text{III-20}]$$

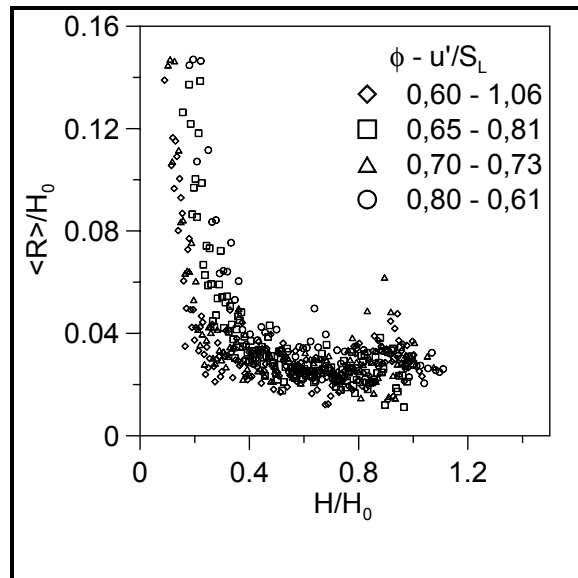


Figure III-57 : Rayon de courbure caractéristique.

L'évolution du rayon de courbure moyen est illustrée sur la Figure III-57. Il a été adimensionné par la hauteur moyenne de la flamme. Plus l'on s'éloigne du brûleur, plus le rayon de courbure est petit. La décroissance est très importante juste après le brûleur pour ralentir plus en aval. $\langle R \rangle / H_0$ tend vers une valeur asymptotique égale à 0,02. Il serait plus intéressant d'adimensionner le rayon caractéristique par une échelle turbulente. N'ayant pas trouvé une échelle satisfaisante dans notre cas, nous nous sommes limités à la hauteur moyenne de la flamme.

2. L'épaisseur du front de flamme instantané

2.1. Méthodologie de la détermination de l'épaisseur

Dans cette section, nous présentons les résultats sur l'épaisseur du front de flamme instantané obtenu à partir de l'imagerie Rayleigh. Il s'agit donc de l'équivalent d'une épaisseur thermique totale. Nous avons basé le calcul de l'épaisseur sur l'expression de Spalding, établie à partir du gradient maximal de la température :

$$\delta_s = \frac{T_p - T_r}{(dT/dz)_{\max}} \quad [\text{III-21}]$$

D'après [Poinsot & Veynante, 2001], cette définition de l'épaisseur est aussi la plus « pratique » pour les calculs numériques en combustion pour déterminer la résolution du maillage du calcul.

On peut utiliser aussi la largeur à mi-hauteur du gradient du profil de température. Or, [Law & Sung, 2000] montrent que ces deux définitions sont équivalentes. [Dinkelacker *et al.*, 1998], [Soika *et al.*, 1998] et [Soika *et al.*, 1999] utilisent une définition de l'épaisseur conditionnée au degré d'avancement et qui a pour forme : $\delta = (T_{\max} - T_{\min}) / |(\bar{\nabla} T)_{3D}|_c$ où les niveaux de température maximale et minimale T_{\max} et T_{\min} représentent la valeur moyenne dans la région de température correspondante. Ils considèrent deux épaisseurs à $c = 0,25$ pour l'épaisseur de préchauffage et à $c = 0,6$ pour l'épaisseur thermique, qui équivaldrait à notre définition car le gradient le plus important serait situé à $c = 0,6$. [Mansour *et al.*, 1992] et [Chen & Mansour, 1998], en utilisant la technique de Rayleigh avec deux plans laser parallèles, détectent les contours isothermes suivants : le plus bas, le plus haut et la moyenne des deux contours isothermes sur une des deux images. [Mansour *et al.*, 1992] donnent alors comme expression de l'épaisseur : $l = l_0 \cos \theta_{x-y} \cos \theta_{x-z}$ où l_0 est la distance entre le contour isotherme le plus bas et le contour isotherme le plus haut et θ_{x-y} et θ_{x-z} sont les angles d'inclinaison de la zone de réaction dans les plan $x-y$ et $x-z$ respectivement. [Chen & Mansour, 1998] calculent l'épaisseur entre le contour isotherme le plus bas et le contour isotherme moyen. Son

expression est $\delta_f = |\vec{n}| \sin \alpha$ où $|\vec{n}|$ est la norme du vecteur qui relie perpendiculairement le contour isotherme moyen au contour isotherme le plus bas et α est l'angle entre \vec{n} et le vecteur reliant le contour isotherme moyen des deux images contenu dans un plan perpendiculaire à ce contour isotherme au point considéré. Ils considèrent que l'épaisseur ainsi calculée est l'épaisseur de préchauffage. Ils estiment que leur épaisseur de préchauffage est de l'ordre de 0,5 à 0,6 fois l'épaisseur thermique.

Pour pouvoir calculer l'épaisseur (thermique) de Spalding, nous utilisons l'image des $c(x, y)$ en sachant que l'intensité de la lumière Rayleigh est inversement proportionnelle à la température pour une flamme pauvre de méthane-air. Nous prenons comme température de référence dans les gaz frais $T_0 = 300$ K. À une image Rayleigh-température, nous superposons le contour déterminé après binarisation avec un seuil correspondant à un degré d'avancement de $c = 0,5$, puis filtré. (Figure III-58)

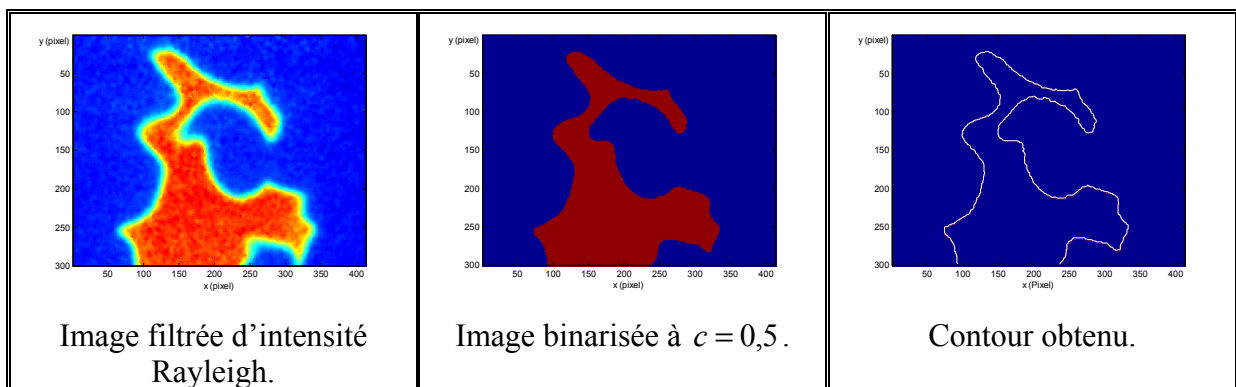


Figure III-58 : Détection du contour à $c = 0,5$.

Par la suite, à chaque pixel du contour détecté, nous calculons la droite perpendiculaire passant par ce point-pixel. Pour cela, nous prenons le point qui suit le point considéré. Nous déterminons l'équation de la droite qui passe par ces deux points. Enfin, nous calculons la droite qui passe perpendiculairement à la droite qui a été déterminée. Soit une droite d'équation $y = mx + p$. Sa droite perpendiculaire et passant par un point $A(x_A, y_A)$ a pour

$$\text{équation } y = -\frac{1}{m}x + y_A + \frac{x_A}{m}.$$

Cette droite perpendiculaire nous permet de produire un profil de température perpendiculaire au front de flamme au point-pixel considéré, c'est-à-dire à $c = 0,5$ (Figure III-59).

Le profil de température est filtré pour que sa dérivée ne fluctue pas trop et que l'on puisse discerner un gradient maximum. On a alors l'épaisseur définie par la relation [III-21]. Le

calcul est fait pour tous les points-pixel du contour de chacune des 256 images des 16 flammes étudiées, sachant qu'il y a entre 500 et 1000 pixels par contour

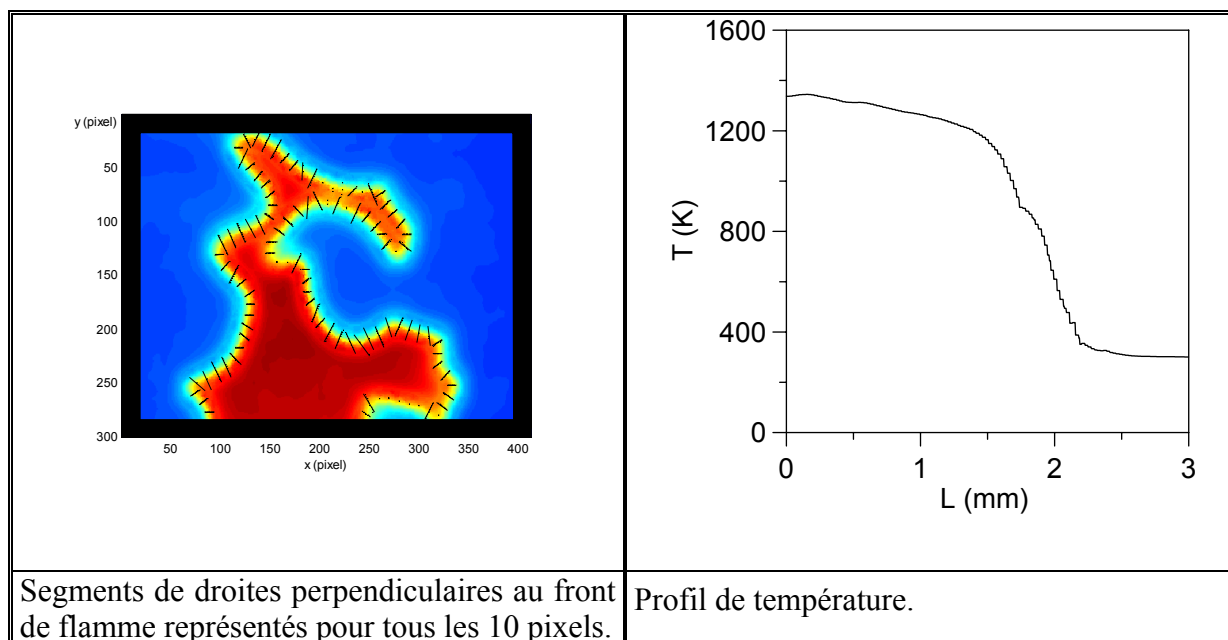


Figure III-59 : Détermination du profil de température avant filtrage.

Parallèlement, nous calculons les épaisseurs thermiques de flammes laminaire δ_{lam} grâce au logiciel CHEMKIN (voir annexe C). Nous calculons deux valeurs de δ_{lam} : pour la flamme non-étirée $(\delta_{lam})_{ne}$ et la flamme étirée $(\delta_{lam})_e$ (Tableau III-5).

Épaisseurs en mm		GRILLE A				GRILLE B			
		2,3 m.s ⁻¹		3,5 m.s ⁻¹		2,3 m.s ⁻¹		3,5 m.s ⁻¹	
ϕ	$(\delta_{lam})_{ne}$	Ka	$(\delta_{lam})_e$	Ka	$(\delta_{lam})_e$	Ka	$(\delta_{lam})_e$	Ka	$(\delta_{lam})_e$
0,60	0,9073	8,5	0,8264	10,7	0,7126	9,1	0,8443	11	0,7610
0,65	0,7457	6,2	0,7320	7,8	0,6272	6,6	0,7216	8	0,6993
0,70	0,6275	4,3	0,6628	5,4	0,5875	4,6	0,6338	5,5	0,6066
0,80	0,5100	2,6	0,5783	3,3	0,5325	2,8	0,5570	3,4	0,5050

Tableau III-5 : Épaisseurs du front de flamme laminaire étiré (étirement tangentiel) et non-étiré calculées par CHEMKIN.

La Figure III-60 représente l'évolution du rapport des épaisseurs laminaire étirée et non-étirée calculées.

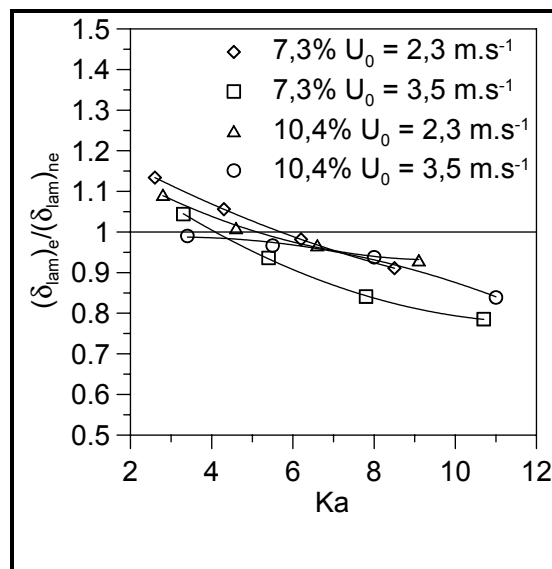


Figure III-60 : Rapport de l'épaisseur laminaire étirée et de l'épaisseur laminaire non-étirée.

Nous pouvons remarquer que le rapport des épaisseurs diminue quand le nombre de Karlovitz Ka ([I-35]) augmente. Pour $Ka \leq 4$, l'étirement a tendance à accroître l'épaisseur laminaire alors qu'il la diminue lorsque $Ka \geq 4$.

2.2. Résultats sur l'épaisseur thermique

On détermine les distributions de l'épaisseur thermique du front de flamme normalisée par l'épaisseur laminaire calculée par CHEMKIN (Figure III-61 et Figure III-62). Un ajustement lognormal est superposé sur chaque distribution en courbe pointillée.

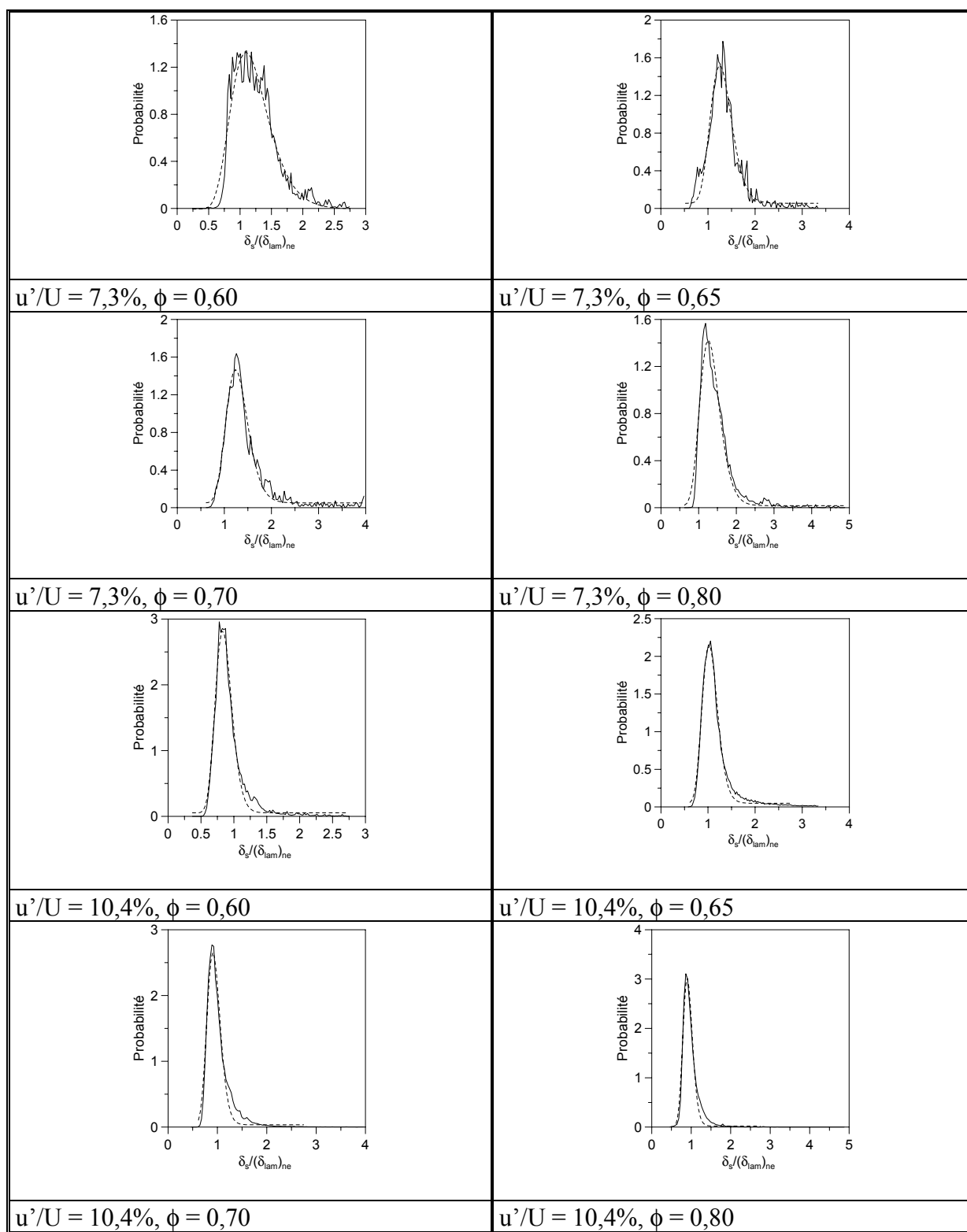


Figure III-61 : Distribution des épaisseurs du front de flamme instantané pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

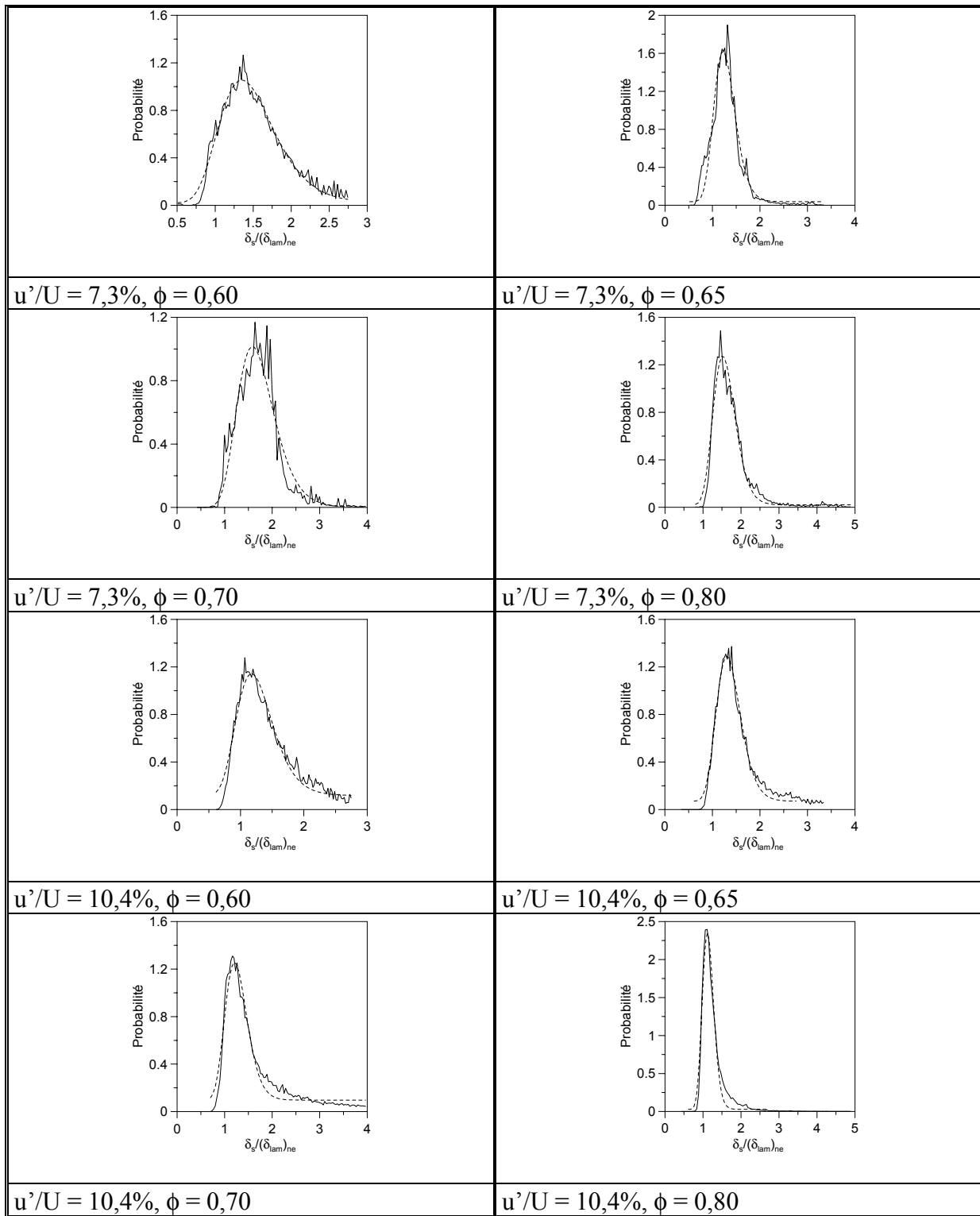


Figure III-62 : Distribution des épaisseurs du front de flamme instantané pour $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

En principe, si une relation existe entre l'épaisseur du front de flamme et l'étirement, on doit pouvoir déduire la distribution de l'étirement tangentiel à partir de la distribution de l'épaisseur du front de flamme [Mansour *et al.*, 1992]. Nous voyons que, pour la plupart des courbes, les distributions ont une forme lognormale. Les flammes pour les plus grandes

richesses ont des distributions qui s'éloignent le plus des ajustements lognormaux. Considérons que l'épaisseur de flamme soit exponentiellement dépendante de l'étirement tangentiel ; une distribution gaussienne de l'étirement tangentielle conduirait alors à une distribution lognormale de l'épaisseur de flamme.

Les mesures et les calculs faits de l'étirement tangentiel ([Nye *et al.*, 1996], [Echekki & Chen, 1996], [Haworth & Poinso, 1992], [Kostiuk & Bray, 1994], [Renou, 1999], [Renou *et al.*, 1998], [Ashurst & Shepherd, 1997]) montrent que sa distribution pour différents types de flammes est très proche d'une distribution gaussienne.

L'hypothèse de la relation exponentielle entre l'épaisseur et l'étirement tangentiel semble donc plausible. Des mesures d'étirement tangentiel devraient être effectuées sur notre flamme de brûleur Bunsen afin de la vérifier et de calculer δ_0 et κ_0 .

On remarque sur ces distributions que, pour les flammes les plus pauvres, l'épaisseur prend des valeurs assez importantes. La Figure III-63 illustre ce phénomène.

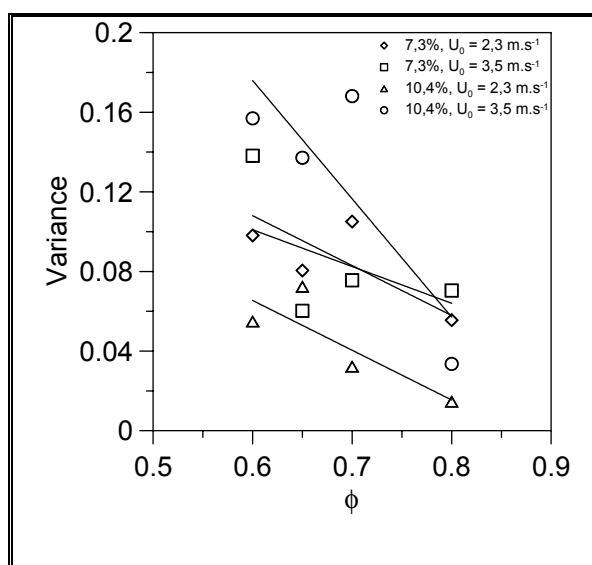


Figure III-63 : Évolution de la variance des distributions de l'épaisseur thermique.

La variance de ces distributions diminue lorsque la richesse augmente. Notons cependant que ce résultat est peut-être dû au déplacement du front de flamme hors du plan de l'image. En effet, les flammes les plus pauvres ont des intensités de turbulence plus importantes.

Il existe plusieurs méthodes pour estimer une épaisseur thermique statistiquement représentative du front de flamme étudié à partir de leurs distributions. Dans notre travail, nous utilisons trois méthodes.

Nous avons représenté sur la Figure III-64 l'évolution de l'épaisseur basée sur la moyenne d'ensemble $\langle \delta_s \rangle$, l'épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ et l'épaisseur $\langle \delta_{25} \rangle$ calculée avec la méthode préconisée par [Buschmann *et al.*, 1996] (voir explications plus bas), selon la richesse de la flamme. Leurs évolutions selon Ka sont présentées sur la Figure III-65.

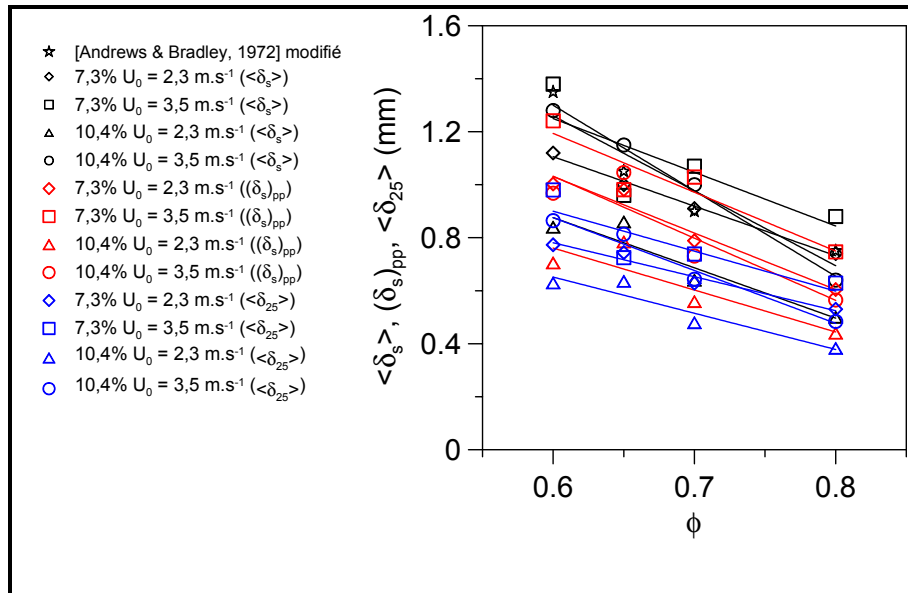


Figure III-64 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_s \rangle$, épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ et épaisseur $\langle \delta_{25} \rangle$ de la flamme selon la richesse.

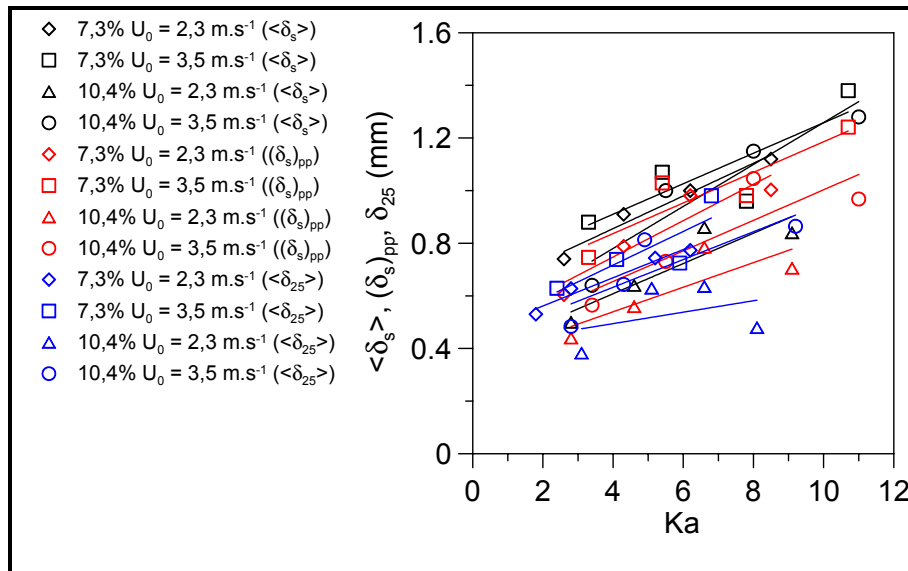


Figure III-65 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_s \rangle$, épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ et épaisseur $\langle \delta_{25} \rangle$ de la flamme selon Ka .

L'épaisseur moyenne $\langle \delta_s \rangle$ se rétrécit lorsque la richesse augmente ou quand Ka diminue. Cela suit les mesures effectuées par [Andrews & Bradley, 1972] par interférométrie Schlieren à fil fin de Gayhart-Prescott. Leurs travaux montrent que l'épaisseur diminue pour une flamme pauvre laminaire jusqu'à la stœchiométrie pour augmenter ensuite avec la richesse. D'après [Jarozinski, 1986], les mesures d'épaisseurs thermiques sont deux fois plus petites qu'avec la méthode de [Andrews & Bradley, 1972]. Sur la Figure III-64, nous avons comparé leurs mesures divisées par deux avec nos mesures d'épaisseur thermique. Nous voyons que nos mesures sont très proches des leurs. Il y a un élargissement de l'épaisseur quand la vitesse d'écoulement augmente ou lorsque l'intensité de turbulence diminue. [Dinkelacker *et al.*, 1998] propose d'utiliser la valeur la plus probable de la distribution de l'épaisseur $(\delta_s)_{pp}$ pour des mesures 2D comme valeur équivalente à l'épaisseur moyenne pour des mesures 3D. L'épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ donne des valeurs plus faibles que l'épaisseur moyenne. [Buschmann *et al.*, 1996] propose une autre estimation de l'épaisseur à partir des images Rayleigh 2D. Ils déterminent une valeur caractéristique moins sensible au bruit expérimental à partir de la distribution de l'épaisseur. Ils considèrent la valeur de l'épaisseur pour laquelle 25% des épaisseurs mesurées sont au-dessous et 75% au-dessus de celle-ci. Ils déterminent alors un facteur de correction calculé numériquement en supposant que le plan laser coupe le front de flamme avec un angle compris entre 0° et 90° . Avec cette hypothèse, le facteur de correction est égal à 1,12. Les valeurs de $\langle \delta_{25} \rangle$ sont encore plus faibles que les deux estimations précédentes.

Les Figure III-66, Figure III-67 et Figure III-68 représentent l'évolution de ces trois épaisseurs normalisées par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.

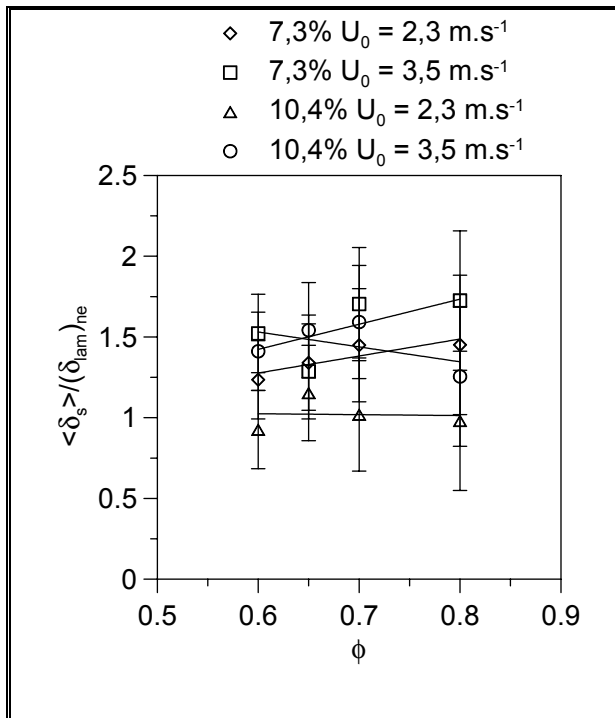


Figure III-66 : Épaisseur moyenne normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.

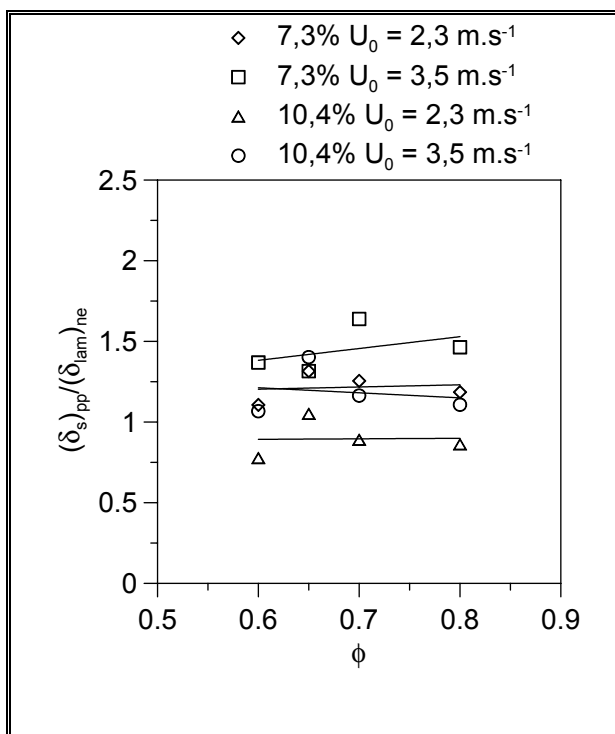


Figure III-67 : Épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.

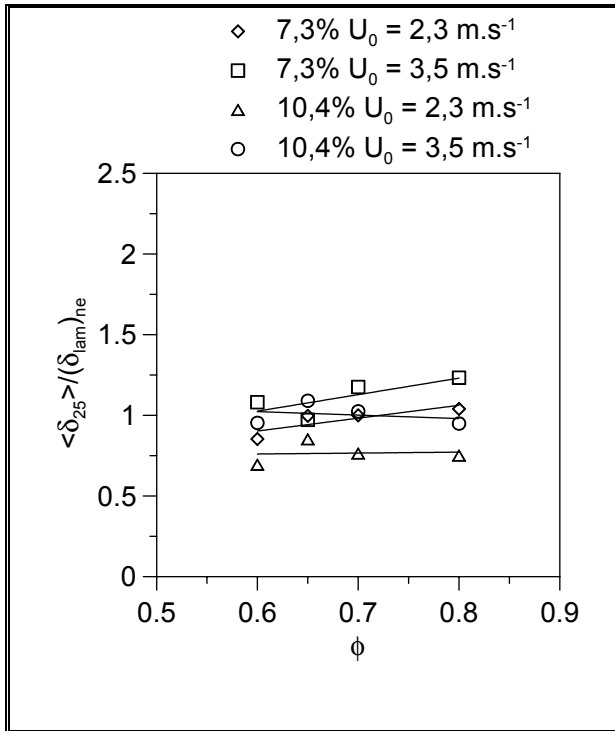


Figure III-68 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.

Les Figure III-69, Figure III-70 et Figure III-71 représentent l'évolution de ces trois épaisseurs normalisées par l'épaisseur laminaire étirée calculée.

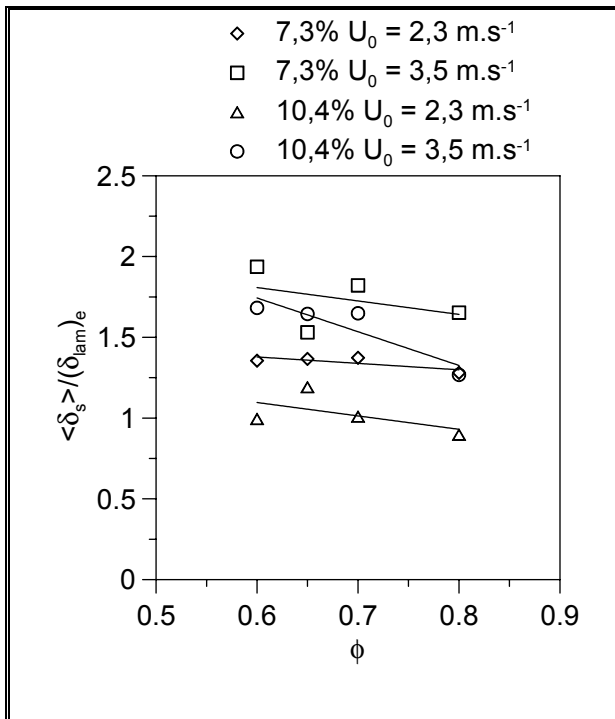


Figure III-69 : Épaisseur moyenne normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée.

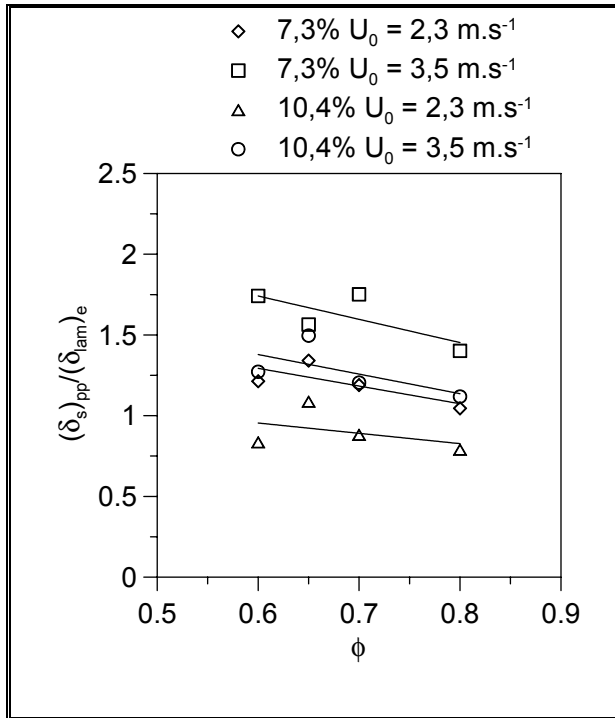


Figure III-70 : Épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée.

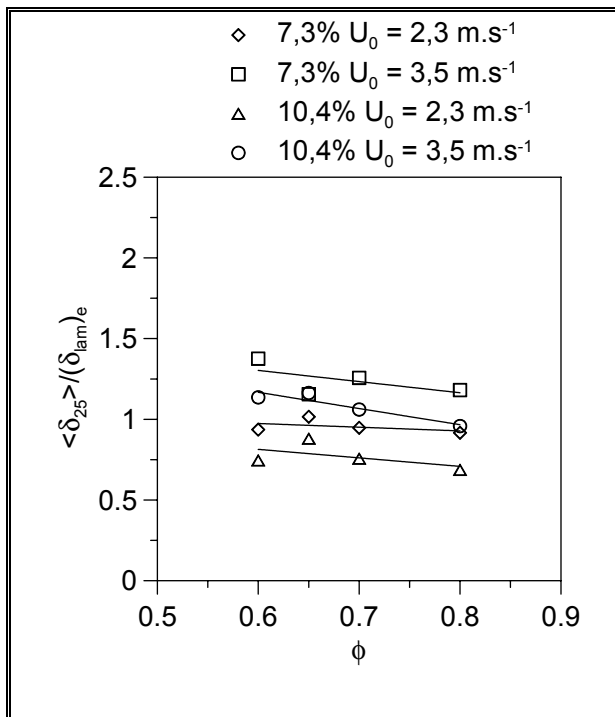


Figure III-71 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée.

Dans la majorité des cas (Figure III-66), l'épaisseur moyenne est supérieure à l'épaisseur laminaire non-étirée contrairement à ce qui a déjà été observé par [Buschmann *et al.*, 1996], [Soïka *et al.*, 1998], [Soïka *et al.*, 1999]. Or, les barres d'erreurs et le phénomène de déplacement du front de flamme hors du plan laser, nous amène à dire que nos valeurs surestiment les épaisseurs réelles. Nous avons représenté (Figure III-67) le rapport de l'épaisseur la plus probable et de l'épaisseur laminaire. Nous remarquons que les rapports se

rapprochent de un. Il est même inférieur à l'unité pour un cas (10,4%, $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$). Cependant, nos résultats ne contredisent pas la théorie illustrée par le diagramme de Borghi. Pour des valeurs de Karlovitz supérieures à 1, nous sommes dans le régime des flammes plissées et épaissies. De plus, plusieurs mesures expérimentales montrent aussi cet épaississement du front de flamme de façon directe par [Mansour *et al.*, 1992], [Chen & Mansour, 1998] et [Mansour *et al.*, 1998] et de façon indirecte par la dissipation scalaire [O'Young & Bilger, 1996] et [O'Young & Bilger, 1997]. La Figure III-68 représente l'évolution de $\langle \delta_{25} \rangle$ normalisée par l'épaisseur laminaire. Cette estimation proposée par [Buschmann *et al.*, 1998] semble plus proche des valeurs de flamme laminaire et même inférieure à celle-ci. En effet, une majorité des valeurs d'épaisseur moyenne est inférieure à l'épaisseur laminaire correspondante. L'avantage de cette estimation est qu'elle tient compte du déplacement du front de flamme hors du plan laser par le facteur de correction.

Un autre adimensionnement est possible par l'épaisseur de Zeldovich δ_L (Figure III-72 et Figure III-73). Le rapport entre l'épaisseur thermique et l'épaisseur de Zeldovich se situe entre 3 et 5 ce qui est légèrement plus faible que les valeurs de [Jarosinski, 1984] et [François, 1994] qui sont entre 5 et 6 pour Jarosinski et 6,5 pour François. [Poinsot *et al.*, 1992] suggèrent un rapport entre 2 et 4. L'estimation de l'épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ adimensionnée par l'épaisseur de Zeldovich a des valeurs autour de 3 ce qui se rapproche des calculs de [Poinsot *et al.*, 1992] (Figure III-74).

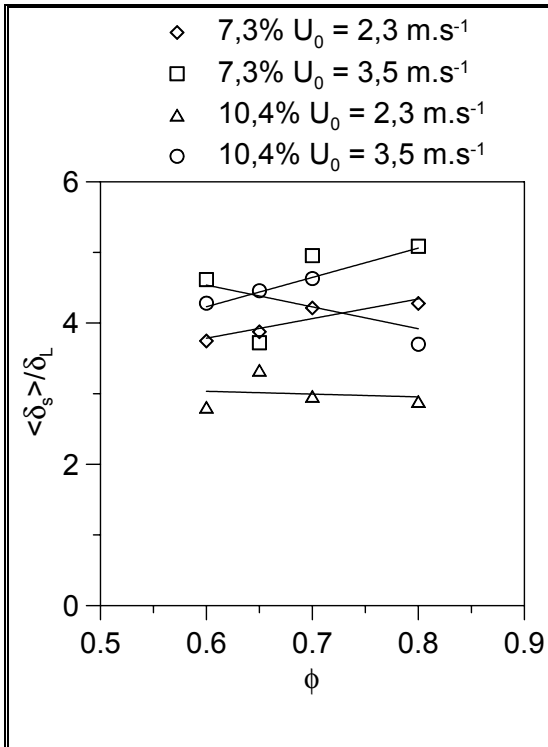


Figure III-72 : *Épaisseur moyenne adimensionnée par δ_L .*

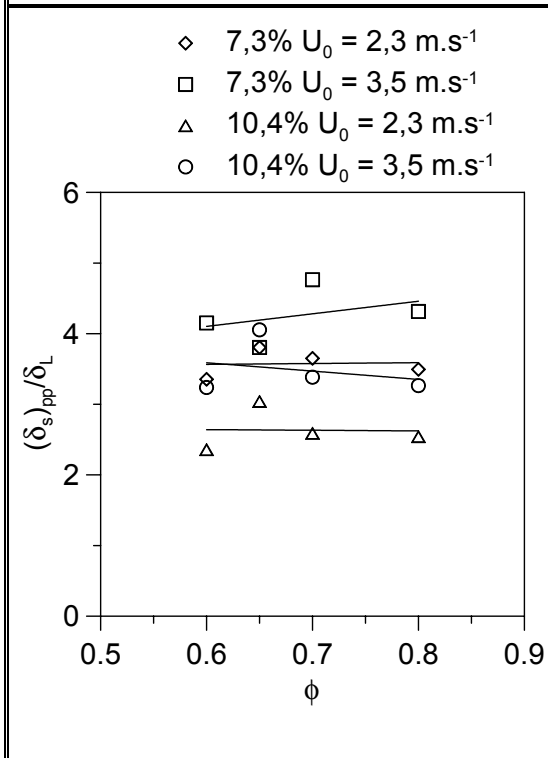


Figure III-73 : *Épaisseur la plus probable adimensionnée par δ_L .*

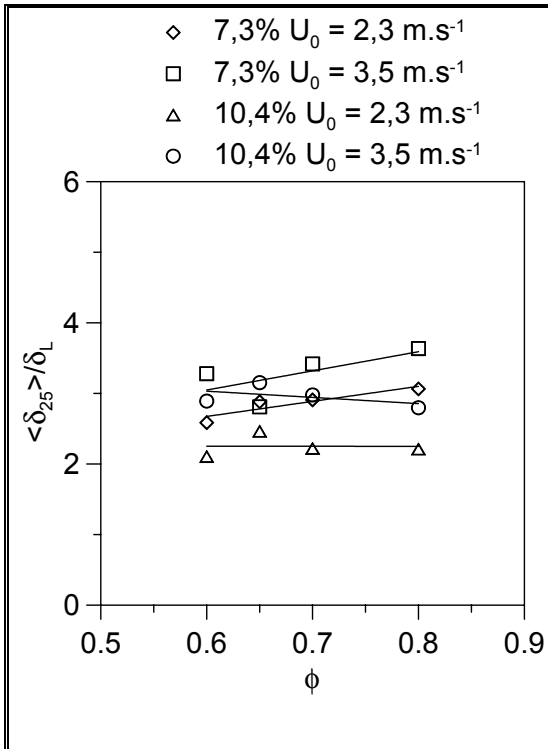


Figure III-74 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ adimensionnée par δ_L .

Sur les Figure III-75, Figure III-76 et Figure III-77, nous remarquons que toutes les épaisseurs $\langle \delta_s \rangle$, $(\delta_s)_{pp}$ et $\langle \delta_{25} \rangle$ augmentent significativement avec u'/S_L .

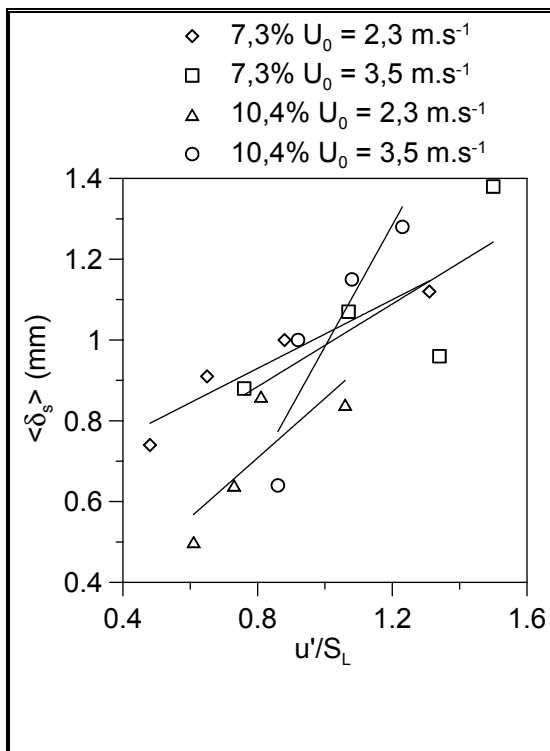


Figure III-75 : Épaisseur moyenne selon u'/S_L .

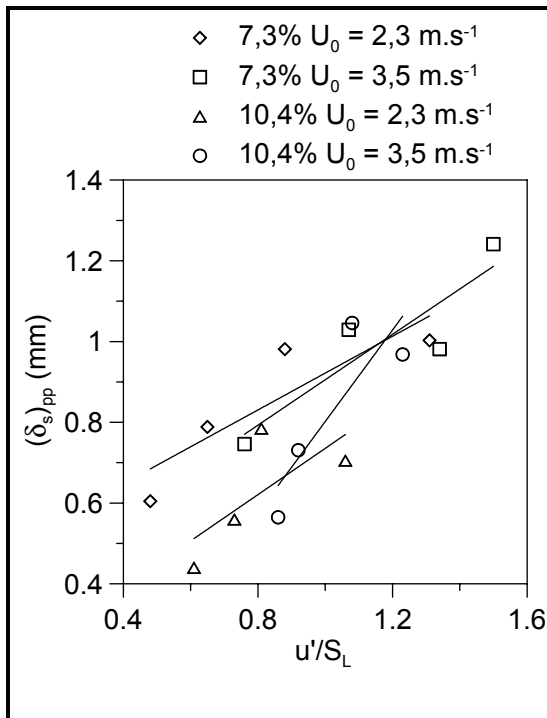


Figure III-76 : Épaisseur la plus probable selon u'/S_L .

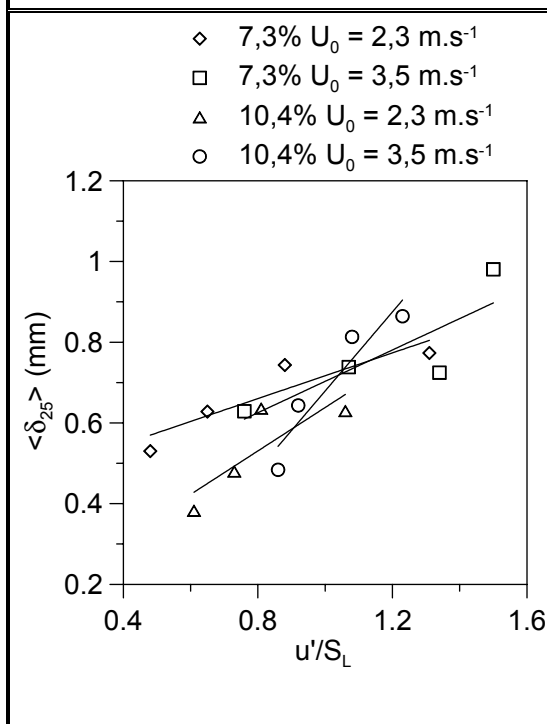


Figure III-77 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ selon u'/S_L .

2.3. Étude des gradients de température des fronts de flammes instantanés

Afin de mieux analyser la comparaison de l'épaisseur thermique du front de flamme instantanée dans une flamme turbulente par rapport au front de flamme laminaire, nous étudions les gradients de température des fronts de flamme instantané et laminaire.

Nous définissons deux gradients de température : le gradient de la zone de réaction qui correspond au gradient maximal et un gradient dans la zone de préchauffage qui correspond à $c = 0,3$. La Figure III-78 montre des exemples de distributions des gradients maximaux et à $c = 0,3$ pour la grille A et une vitesse d'écoulement de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

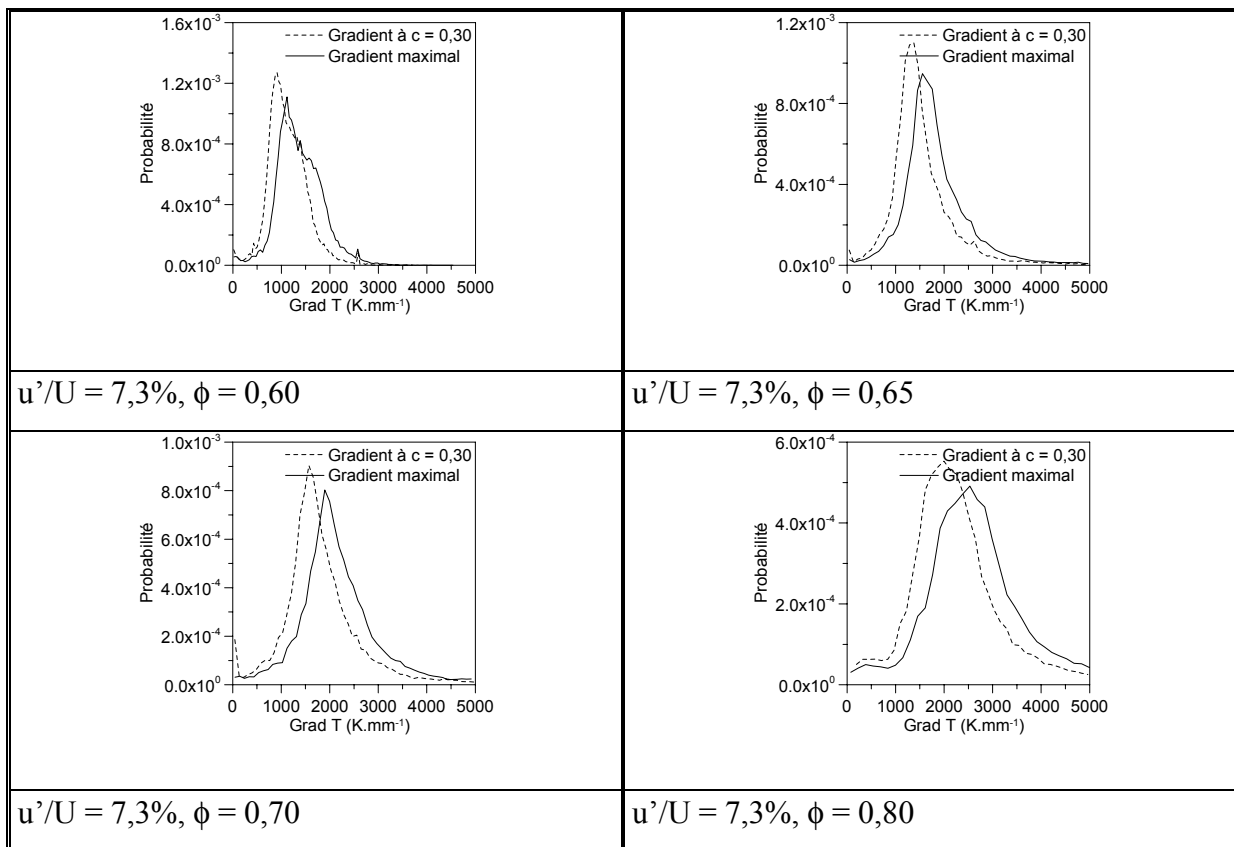


Figure III-78 : Exemples de distributions des gradients maximaux et à $c = 0,30$.

On observe bien que les gradients dans la zone de préchauffage sont plus faibles que les gradients correspondant à la zone de réaction. Afin d'estimer la dispersion des gradients

autour de leurs valeurs moyennes, nous avons déterminé l'évolution de la variance des distributions (Figure III-79).

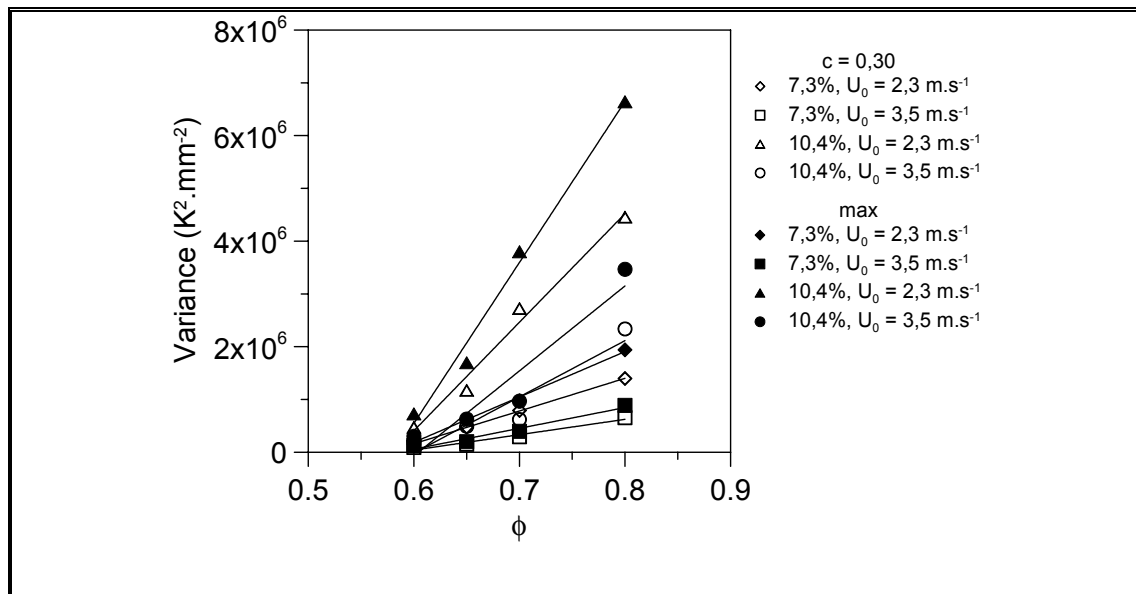


Figure III-79 : Évolution de la variance des distributions des gradients de température.

Nous observons que plus la richesse augmente, plus la dispersion des valeurs des gradients est importante. Cette dispersion est plus importante pour les gradients maximaux que les gradients à $c = 0,3$.

Nous avons représenté les distributions normalisées par la variance et centrées sur la moyenne des gradients sur les Figure III-80 et Figure III-81. Nous observons que les distributions ainsi normalisées des deux gradients sont quasiment identiques.

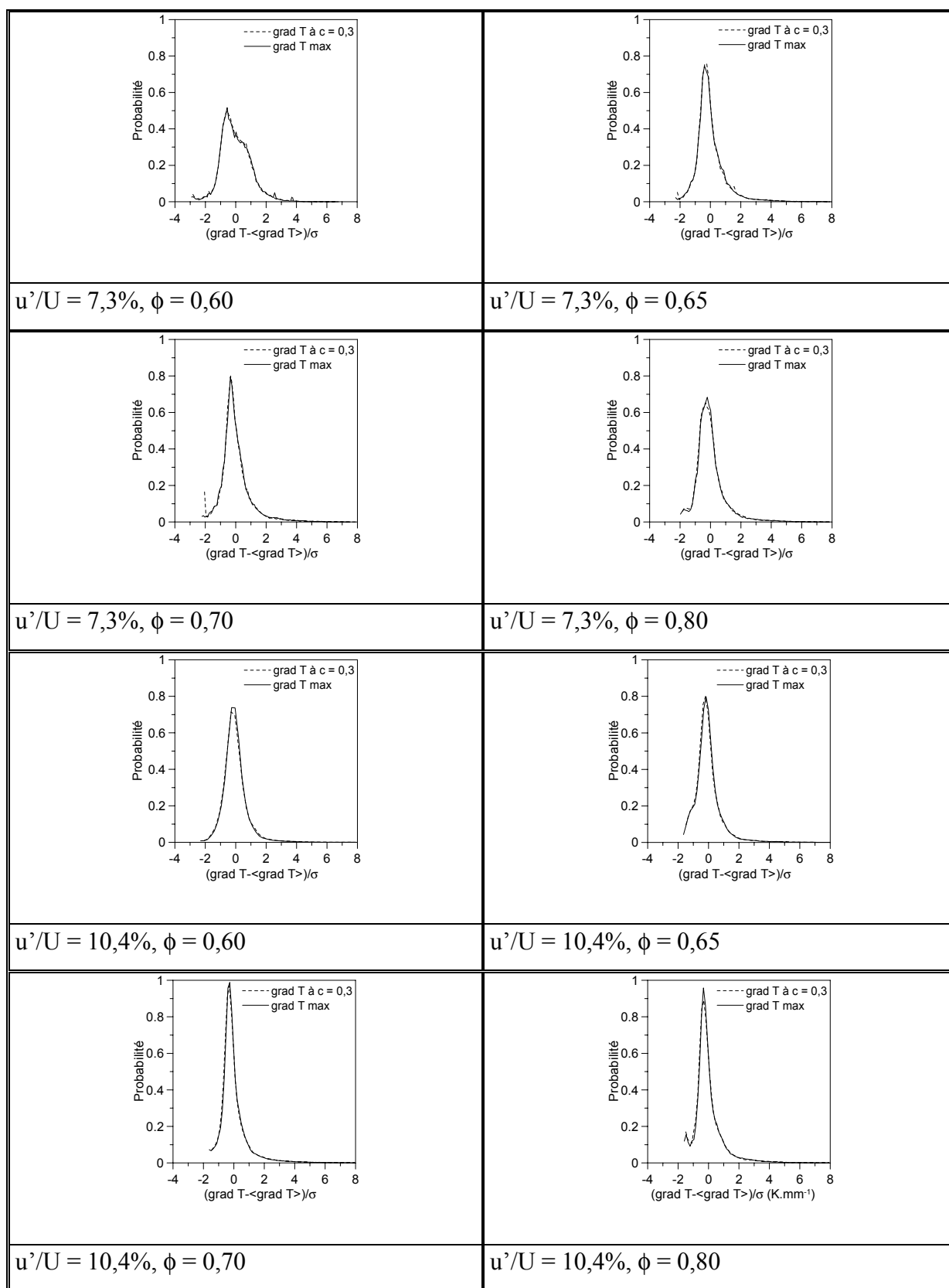


Figure III-80 : Distributions des gradient de températures de la zone de préchauffage et de la zone de prémélange pour $U_o = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

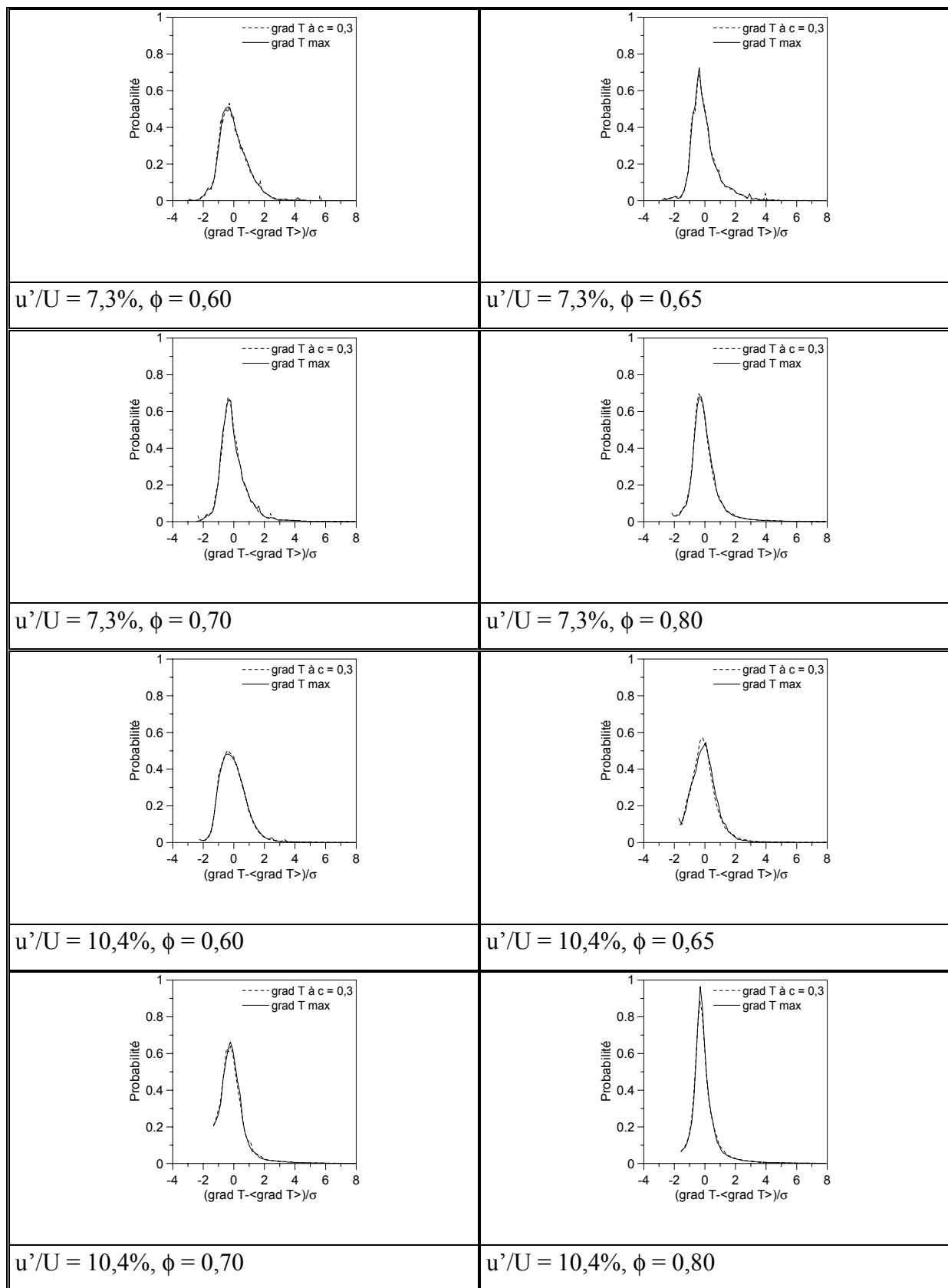


Figure III-81 : Distributions des gradient de températures de la zone de préchauffage et de la zone de prémélange pour $U_o = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Les Figure III-82 et Figure III-83 représentent les gradients de température normalisés par les gradients laminaires étirés et non-étirés en fonction du nombre de Karlovitz. Les gradients représentés sont ceux correspondant aux valeurs les plus probables dans les distributions précédentes. Les gradients laminaires sont calculés par le code *CHEMKIN* (Annexe C).

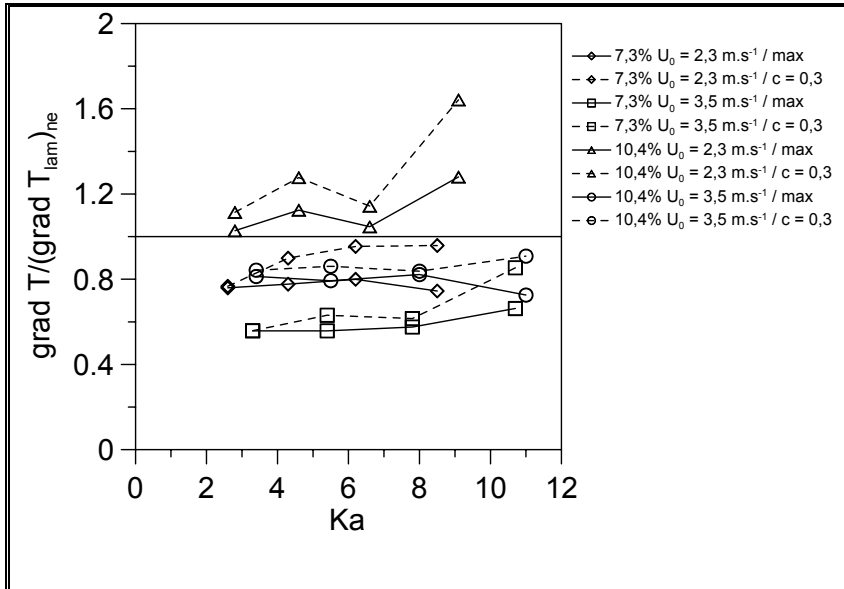


Figure III-82 : Gradient de température normalisé par le gradient laminaire non-étiré.

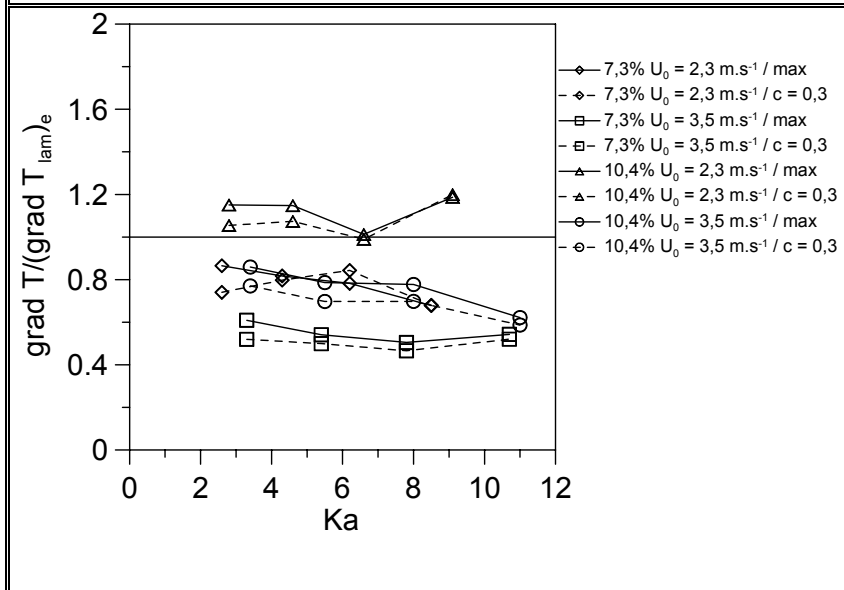


Figure III-83 : Gradient de température normalisé par le gradient laminaire étiré.

On peut noter que les gradients de température normalisés pour la zone de préchauffage et la zone de réaction varient peu avec le nombre de Karlovitz Ka . Dans la majorité des cas, le gradient de la zone de préchauffage et de la zone de réaction est plus faible que le gradient de la flamme laminaire ; ce qui montre évidemment un épaissement de l'épaisseur de la zone de réaction et de l'épaisseur de la zone de préchauffage, comme précédemment observé.

[Mansour *et al.*, 1998] et [Peters, 2000] affirment que la zone de préchauffage est épaissie par des tourbillons de taille $\ell_m = (\varepsilon t_F^3)^{1/2}$ où ε est le taux de dissipation et t_F est le temps caractéristique de la flamme. Des tourbillons de taille ℓ_m interagissent ainsi avec le front de flamme en propageant des gaz préchauffés devant la zone de réaction sur une distance correspondant à la taille du tourbillon. Ce phénomène illustré sur la Figure III-84 augmenterait ainsi l'épaisseur de la zone de préchauffage.

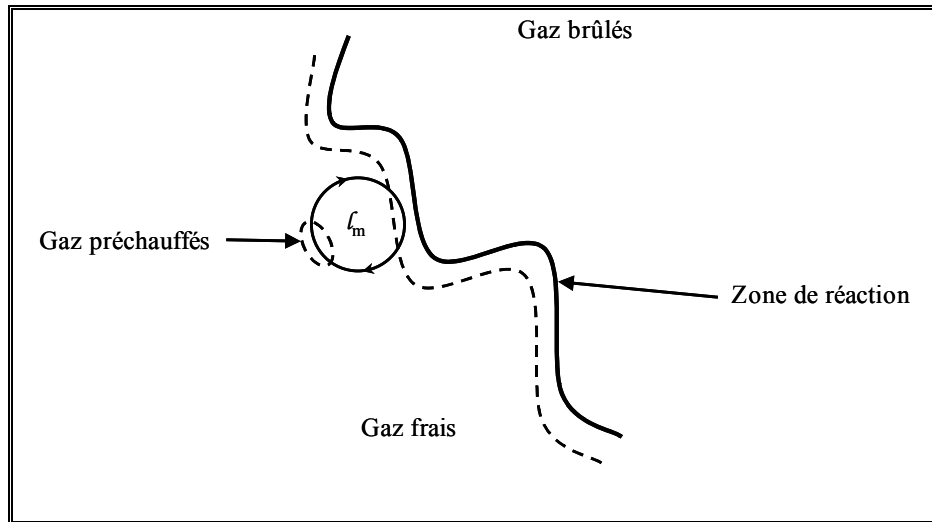


Figure III-84 : *Transport de gaz préchauffés par un tourbillon [Peters, 2000].*

La Figure III-85 montre des images de fronts et de profils de température instantanés pour différentes coupes présentant des poches de gaz chauds à proximité du front principal. Pour chacune de ces images, on observe un préchauffage important suivi d'une baisse de la température avant la zone de réaction. Malgré la forte perturbation ou élargissement de la zone de préchauffage, les zones de réaction ne semblent pas être influencées ; ce qui semble justifier l'hypothèse de la zone de réaction mince avec une zone de préchauffage élargie [Peters, 1999].

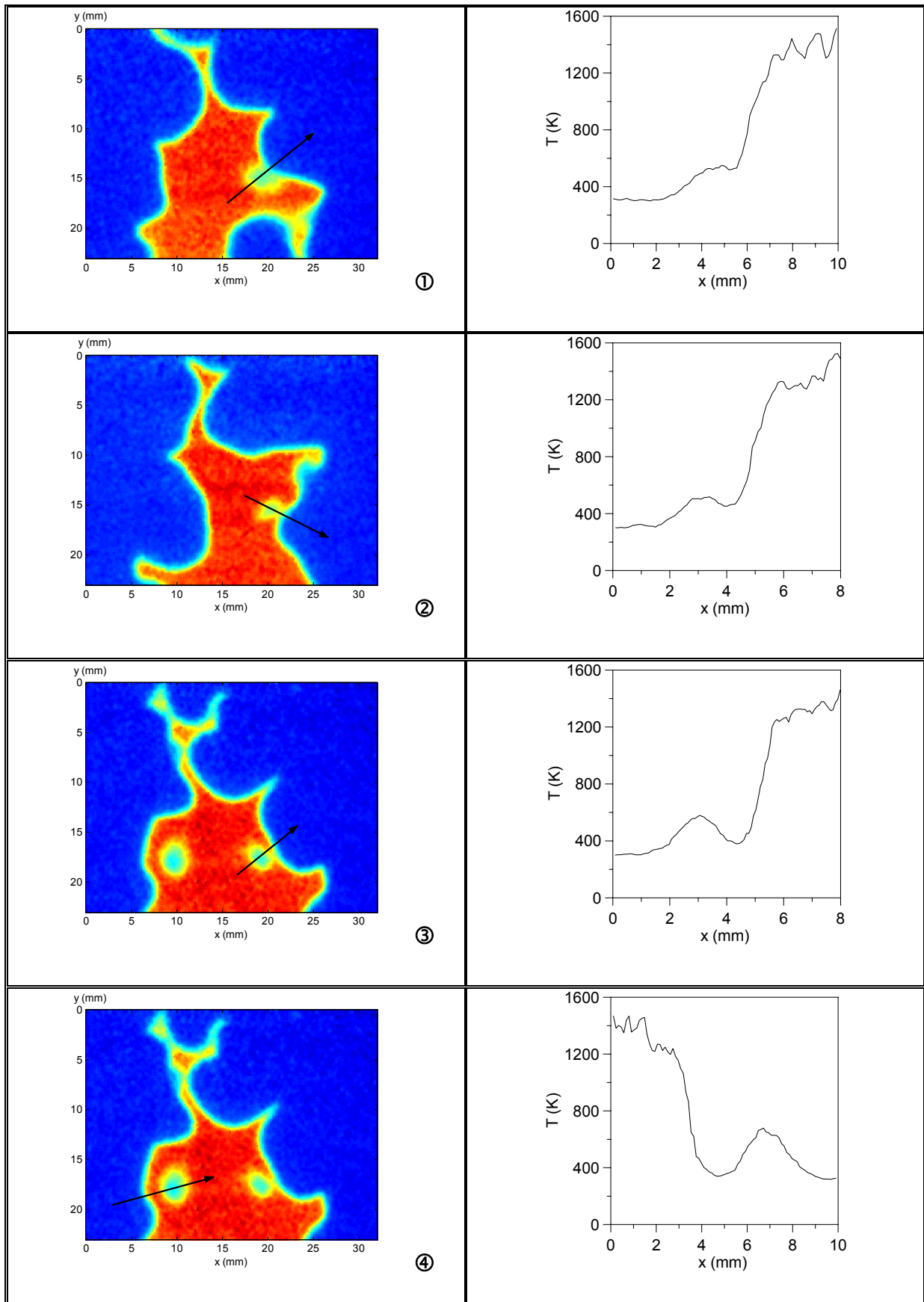


Figure III-85 : Images Rayleigh et profils de température selon la coupe.

Afin de mieux comprendre les phénomènes qui régissent l'épaisseur de la flamme, nous étudions dans le paragraphe suivant la corrélation entre l'épaisseur et la courbure du front de flamme.

2.4. Corrélation courbure/épaisseur

Pour [Soika *et al.*, 1998] et [Soika *et al.*, 1999], le rapport de l'épaisseur thermique et de la flamme laminaire non-étirée augmente pour $Ka < 0,5$ et diminue ensuite. L'épaisseur de préchauffage a presque le même comportement. L'évolution de l'épaisseur est donc dominée par l'étirement qui apporte une diminution de l'épaisseur pour les mélanges pauvres. De plus, un front de flamme négativement courbé montre un raidissement du profil de température alors que un front de flamme positivement courbé présente des gradients de température plus faibles peut-être dû à un retard du processus de réaction totale. [Dinkelacker *et al.*, 1998] ajoute que la zone de préchauffage est plus affectée par la turbulence que la zone de réaction. [Mansour *et al.*, 1992] et [Chen & Mansour, 1998] ont observé que près de l'extinction, l'épaisseur de la flamme augmente avec l'étirement car elle est inversement proportionnelle à la vitesse de flamme laminaire qui décroît rapidement avec l'étirement. L'augmentation de l'épaisseur de préchauffage implique l'existence d'un régime de zone de réaction fine dans lequel les tourbillons plus petits que l'épaisseur de flamme laminaire peuvent pénétrer dans la zone de préchauffage et augmenter le transport scalaire via un mécanisme d'étirement purement hydrodynamique.

[Tanahashi *et al.*, 2000] montrent une corrélation entre le taux de dégagement de chaleur et la courbure. Ce taux augmente linéairement avec la courbure alors que la corrélation entre le taux et l'étirement tangentiel est très faible. Il existe cependant une corrélation entre l'étirement tangentiel et l'épaisseur : la flamme devient plus fine quand l'étirement tangentiel augmente. [Najm & Wyckoff, 1997] proposent que l'étirement tangentiel réduit l'épaisseur thermique quand celui-là est positif et l'augmente quand il est négatif.

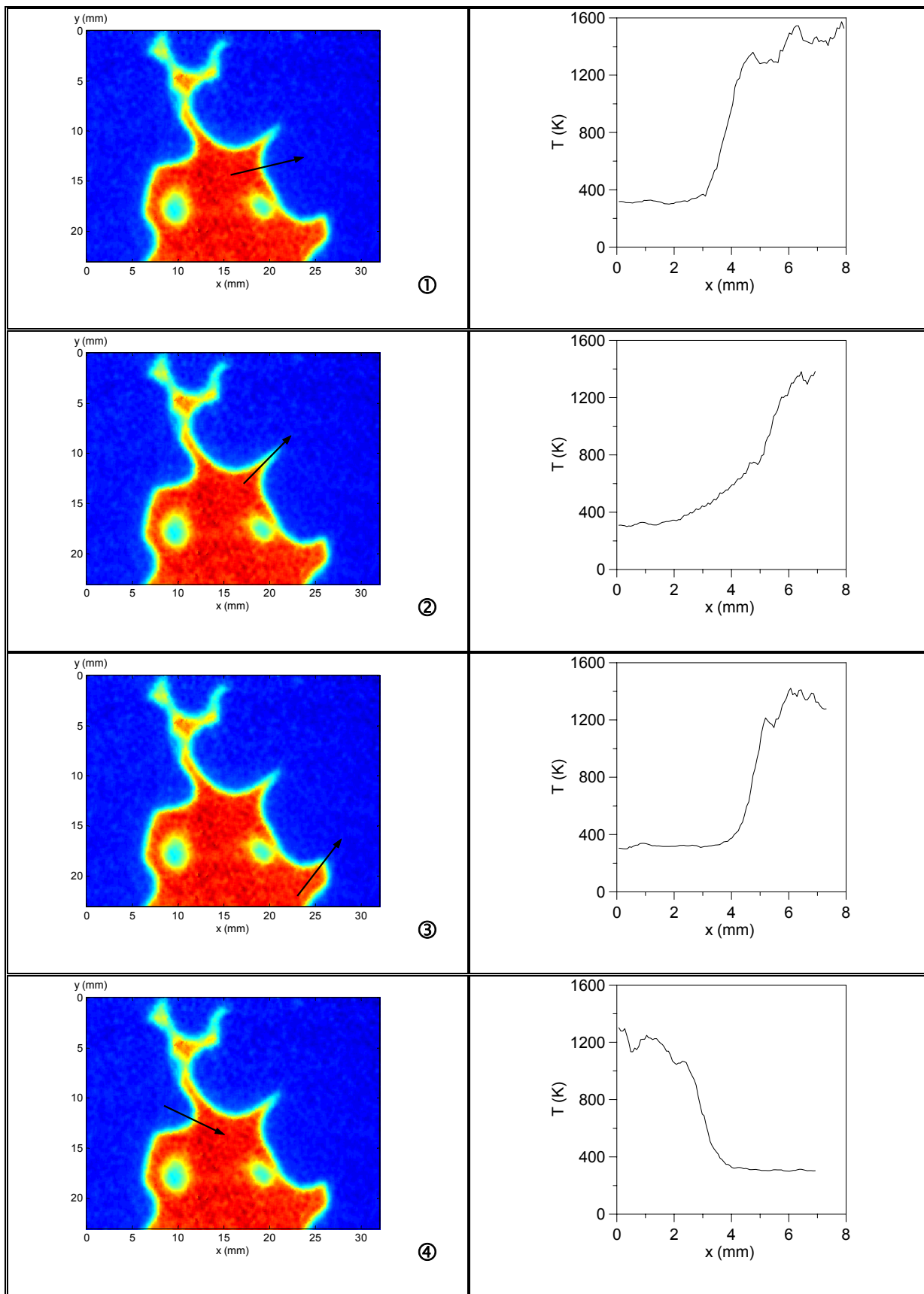


Figure III-86 : Influence de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme.

Sur la Figure III-86, nous avons représenté des coupes afin d'avoir des profils de température en différents endroits du front de flamme et notamment subissant des courbures différentes. Nous pouvons déjà remarquer sur ces images les points de rebroussement qui sont de courbures négatives. Ceci illustre la théorie de la propagation de Huyghens à la pointe de la flamme.

D'après les images de la Figure III-86, il apparaît que l'épaisseur du front de flamme est peu affectée par les courbures positives (images ① et ④). De même, les courbures négatives ne semblent pas agir sur l'épaisseur (image ③). Cependant, au niveau des points de rebroussement qui sont des zones de courbure fortement négative, l'épaisseur apparaît plus importante aussi bien pour la zone de réaction que pour le zone de préchauffage (image ②).

Les courbes des corrélations croisées entre les gradients de température maximaux normalisés $(\text{grad } T)/(\text{grad } T)_{\text{lam}}$ et les courbures h sont montrées sur les Figure III-87 et Figure III-88.

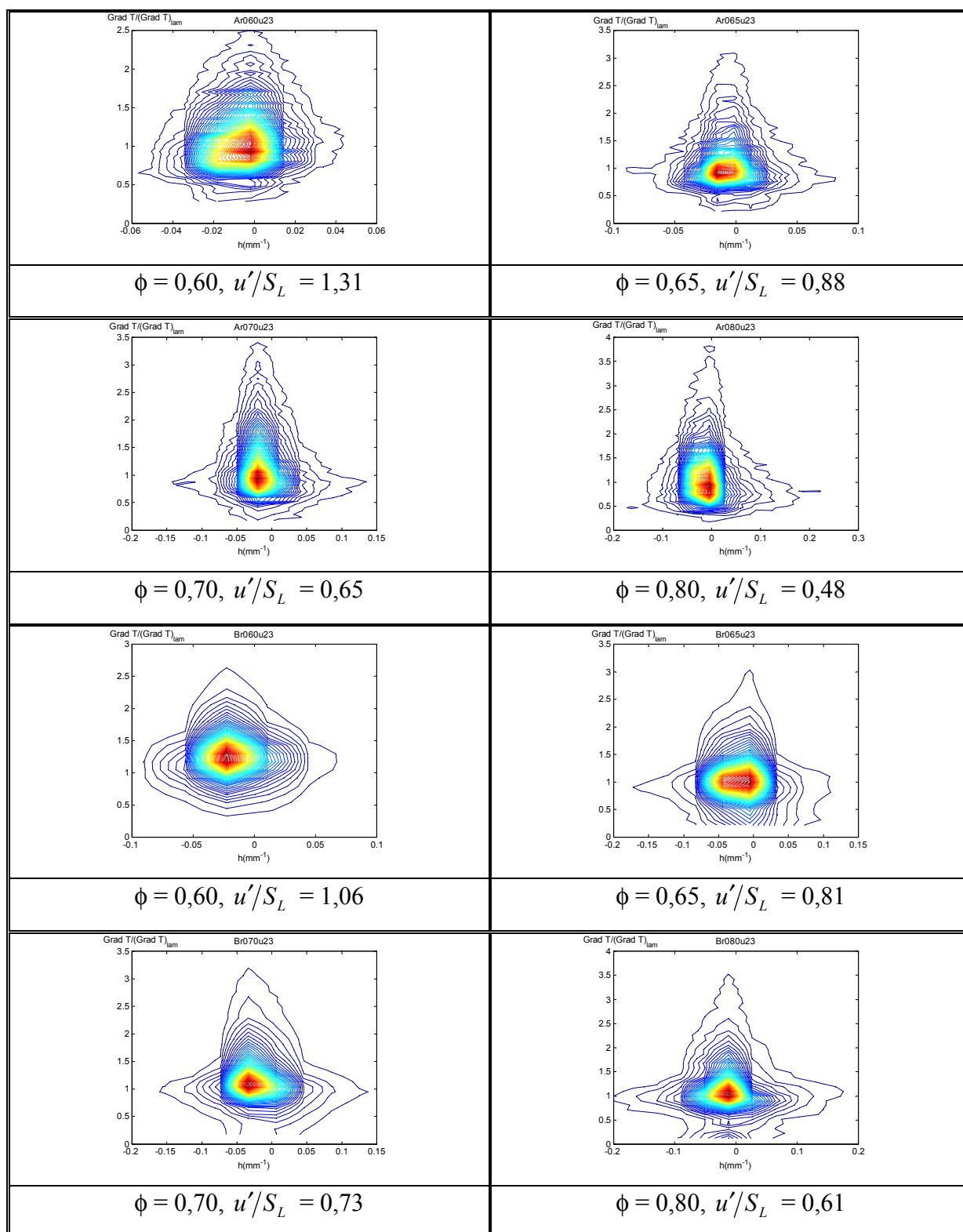


Figure III-87 : Corrélation courbure/gradient de température pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

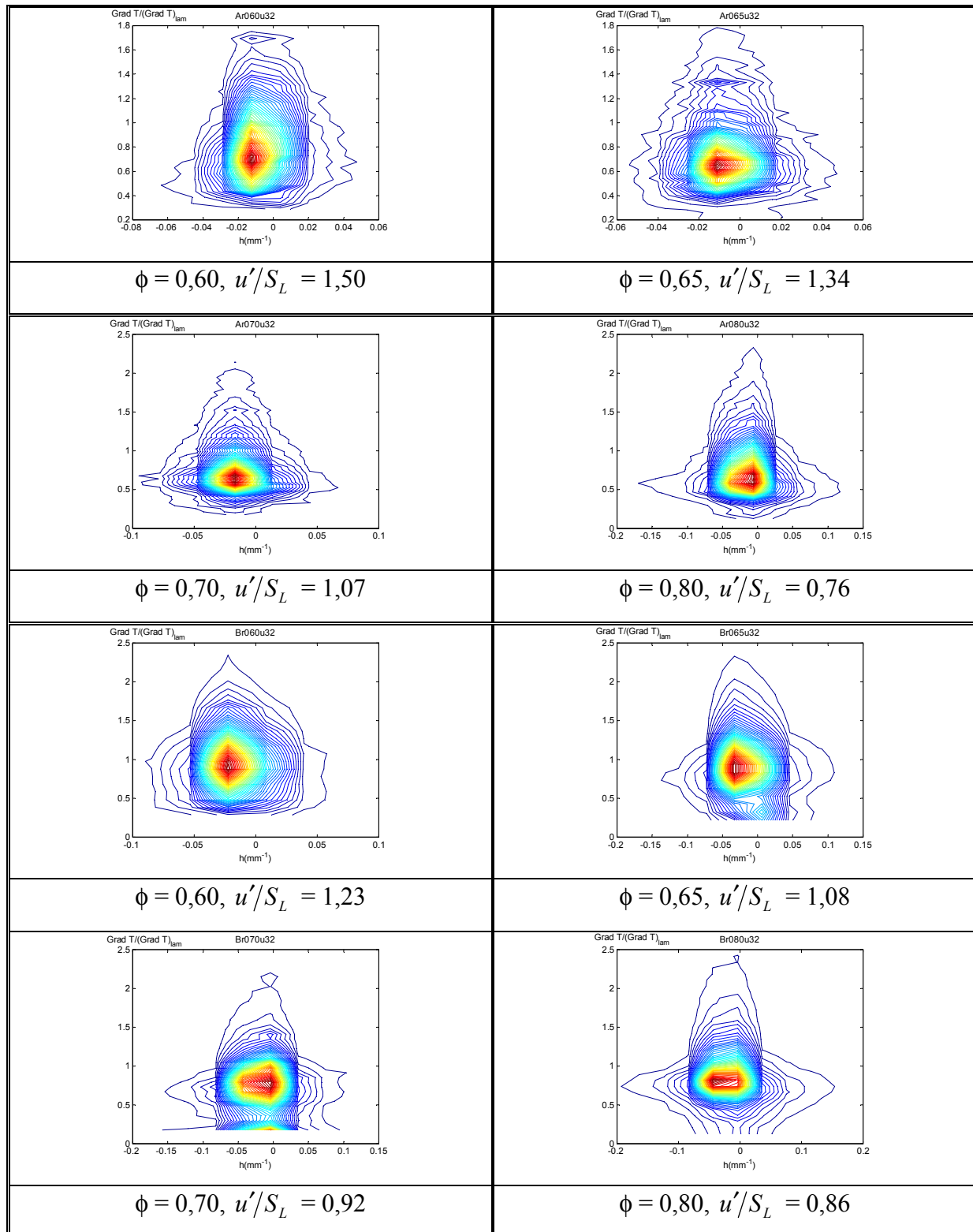


Figure III-88 : Corrélation courbure/gradient de température pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Ces courbes nous amènent à dire que les gradients maximaux et la courbure ne sont pas corrélés. Ceci rejoint les corrélations exposées dans [Poinsot & Veynante, 2001] qui corrélient la vitesse locale de consommation et la courbure. Pour des nombres de Lewis différents de

l'unité, ces deux grandeurs sont fortement corrélées alors qu'elles ne le sont pas du tout pour un nombre de Lewis égal à un. Dans notre cas, pour une flamme de méthane-air pauvre, le nombre de Lewis est proche de l'unité ; ce qui explique l'absence de corrélation.

Cependant, à partir de ces courbes de corrélation, nous pouvons déterminer les distributions des gradients maximaux ou de l'épaisseur thermique de la zone de réaction avec un effet de courbure nul ($\delta_{h=0}$) en faisant une coupe des corrélations croisées à $h = 0$. Ces distributions sont présentées sur les Figure III-89 et Figure III-90. Elles correspondent donc aux épaisseurs uniquement influencées par l'étirement turbulent (tangential).

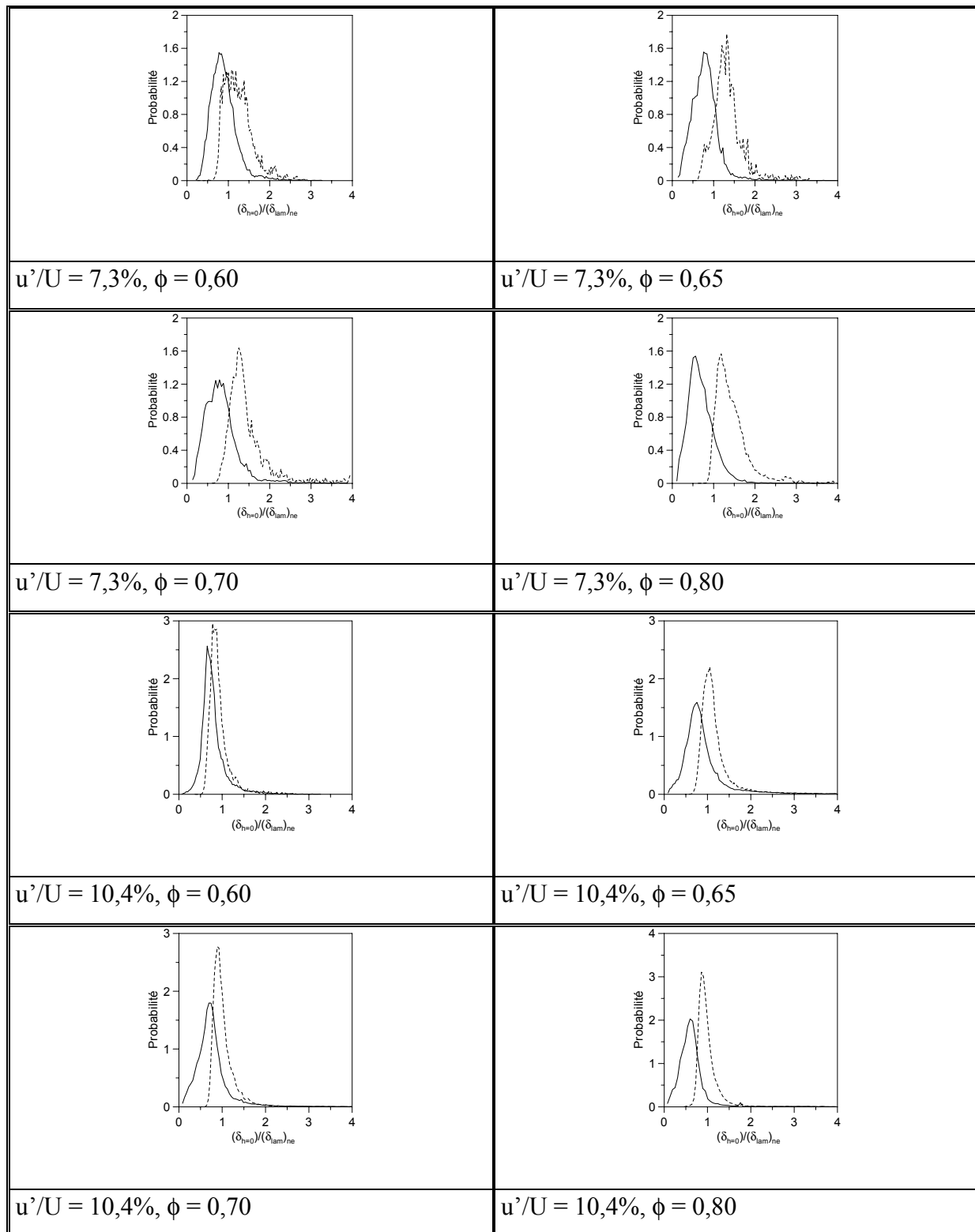


Figure III-89 : Distributions de l'épaisseur thermique normalisée par l'épaisseur laminaire calculée non-étirée sans l'effet de courbure pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ (en pointillés avec courbure).

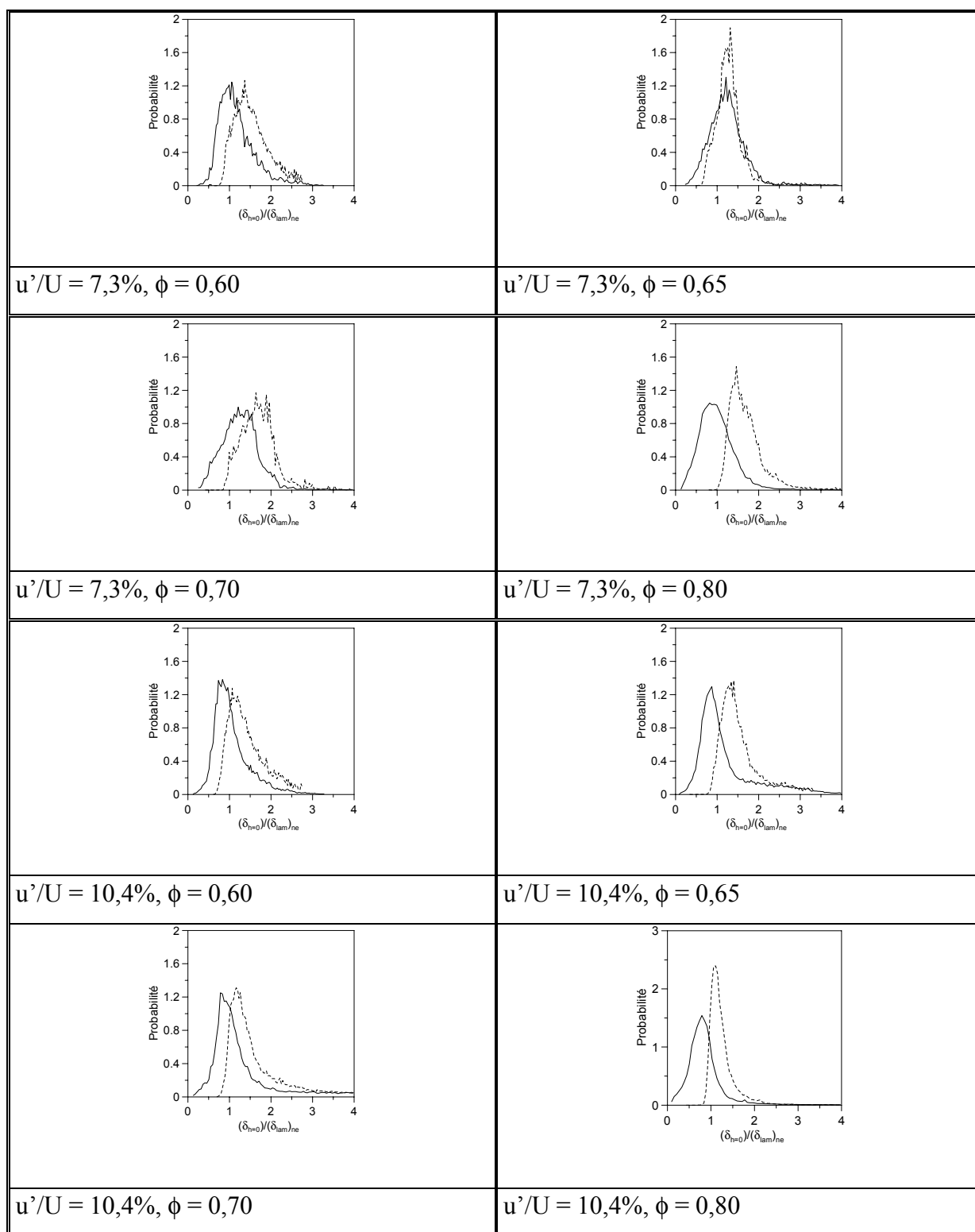
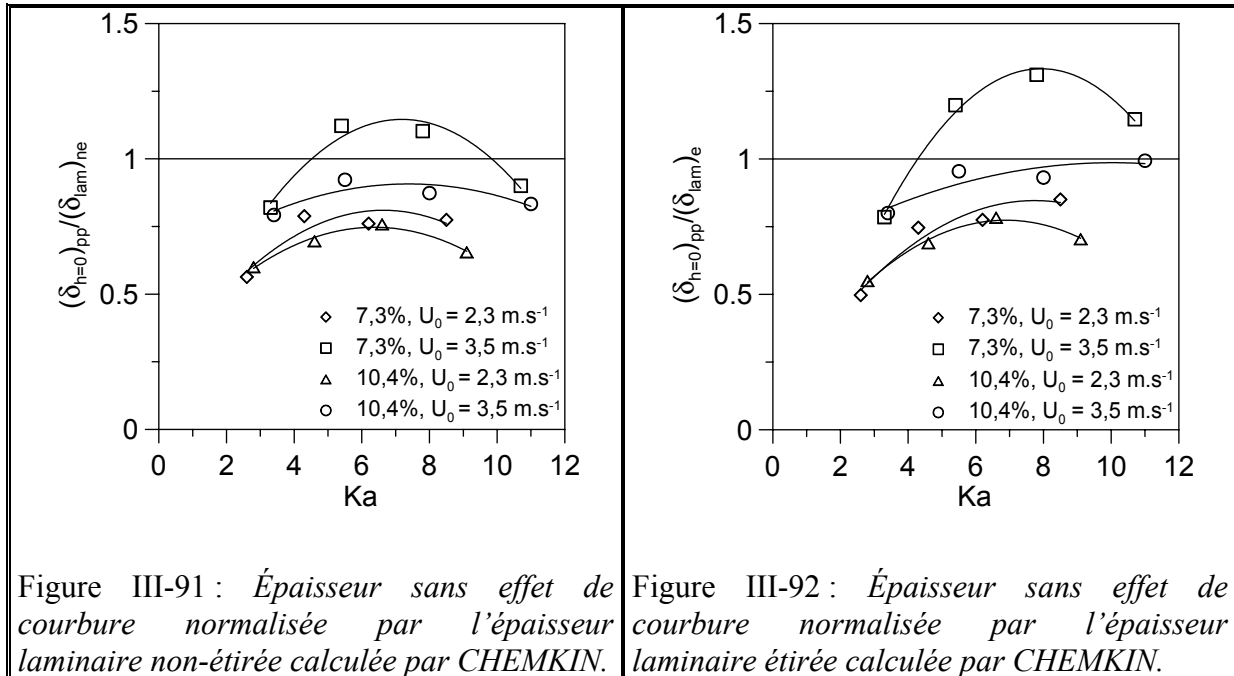
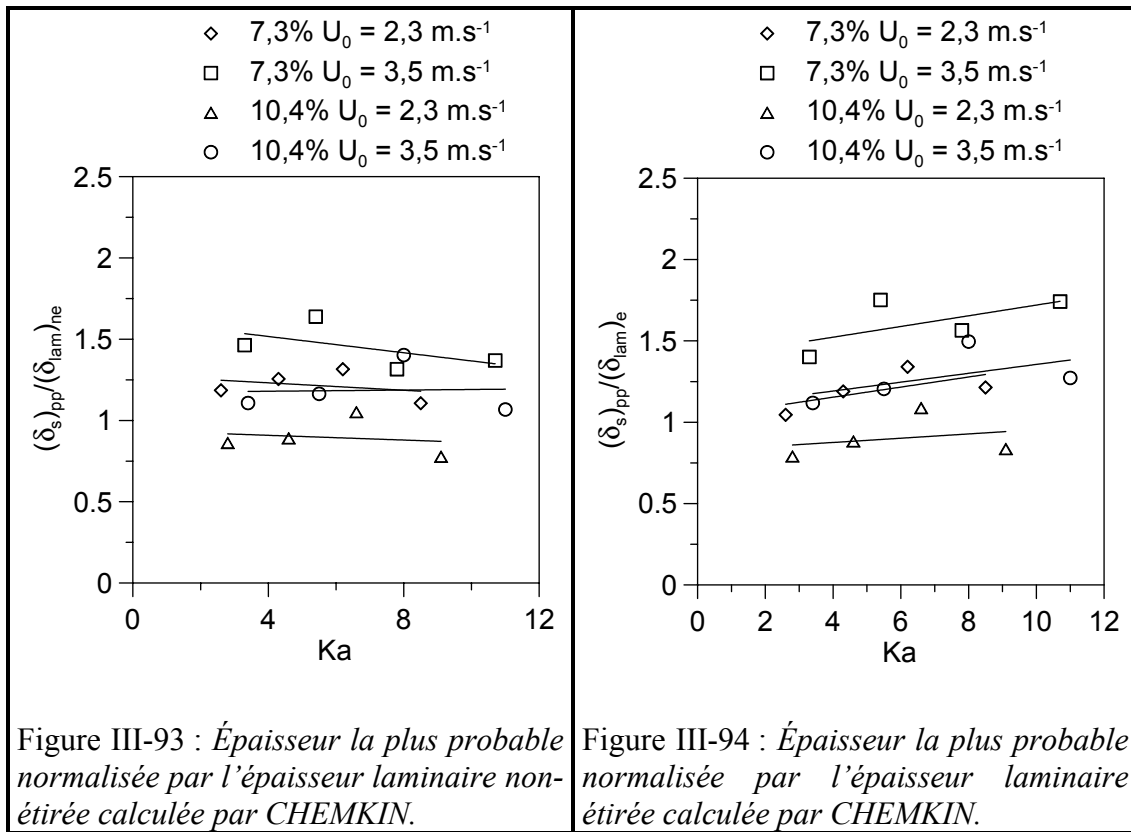


Figure III-90 : Distributions de l'épaisseur thermique normalisée par l'épaisseur laminaire calculée non-étirée sans l'effet de courbure pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ (en pointillés avec courbure).

Afin de pouvoir commenter ces distributions, nous déterminons les épaisseurs les plus probables. Les Figure III-91 et Figure III-92 présentent les résultats obtenus en fonction du nombre de Karlovitz déterminé selon l'équation [I-35].





Dans ces figures (Figure III-91 et Figure III-92), les valeurs des épaisseurs sont normalisées par les épaisseurs laminaires calculées avec et sans étirement (Annexe C). Pour les deux cas, les épaisseurs normalisées influencées uniquement par l'étirement turbulent sont en moyenne en-dessous de l'unité ce qui signifie un amincissement de l'épaisseur instantanée par rapport à la flamme laminaire, sans l'influence de la courbure.

Ce résultat est à comparer avec ceux des Figure III-93 et Figure III-94 où, en moyenne, l'épaisseur instantanée sous l'influence combinée de la courbure et de l'étirement turbulent, est supérieure aux épaisseurs laminaires calculées. Cette comparaison suggère que l'effet de l'étirement turbulent serait de réduire l'épaisseur de la flamme instantanée. La Figure III-95, qui présente le rapport entre les épaisseurs instantanées avec et sans effet de la courbure, confirme clairement cette observation.

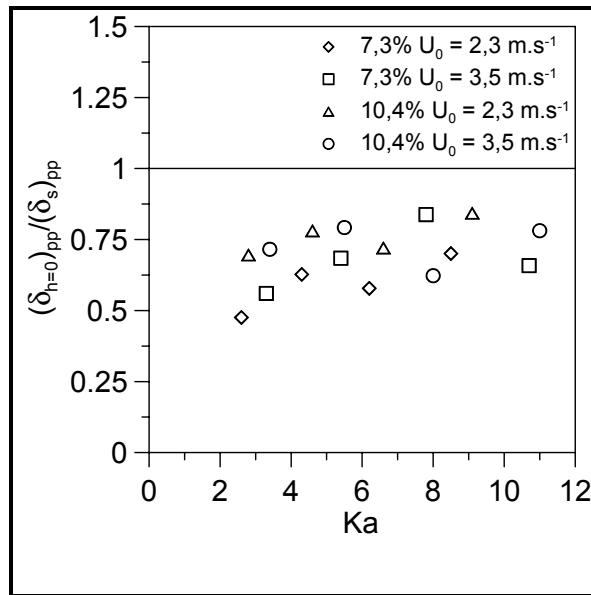


Figure III-95 : *Rapport de l'épaisseur thermique sans effet de courbure et épaisseur avec les deux effets de l'étirement.*

Ces résultats portaient sur les épaisseurs de la zone de réaction basées sur les gradients de température maximaux. Il est également intéressant d'examiner les gradients de température représentatifs de la zone de préchauffage. C'est ce qui est fait sur les Figure III-96 et Figure III-97. Elles montrent, d'une part les gradients maximaux et d'autre part les gradients calculés à $c = 0,3$ pour les cas $h = 0$. Les deux gradients ainsi estimés sont normalisés par les gradients calculés avec et sans étirement (Annexe C). Ces résultats semblent ainsi indiquer, dans la plage de paramètres ici étudiés, que le phénomène d'épaississement des fronts de flamme instantanés ne s'observe que quand les effets d'étirement et de courbure agissent simultanément.

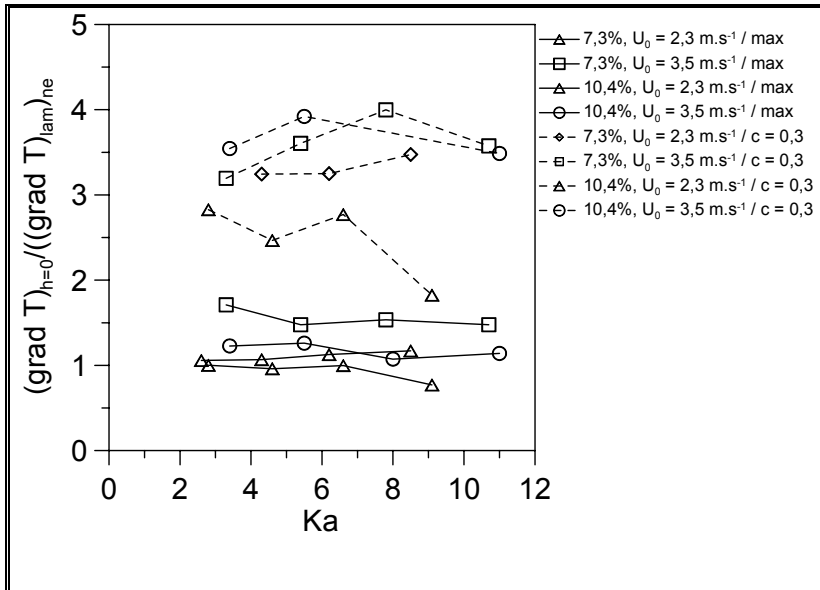


Figure III-96 : Gradient sans effet de courbure normalisé par le gradient non-étiré.

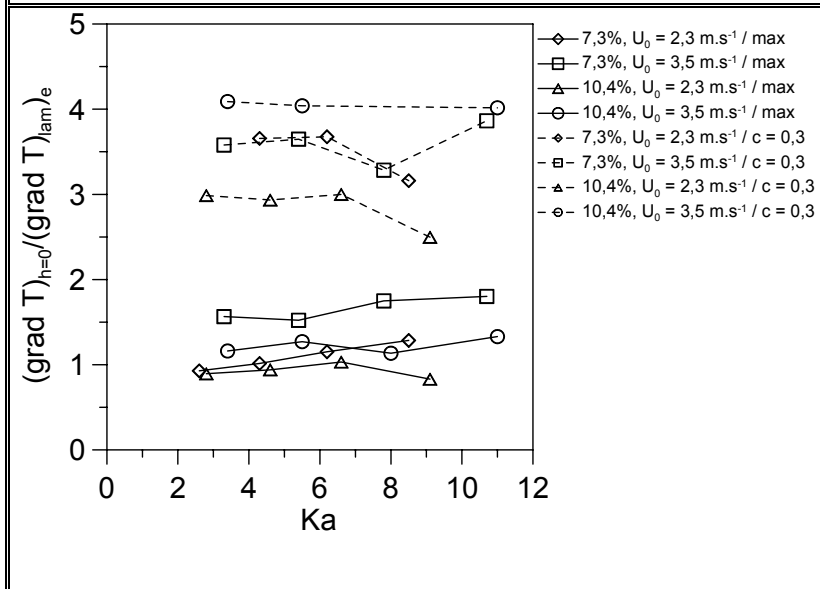


Figure III-97 : Gradient sans effet de courbure normalisé par le gradient étiré.

Pour l'ensemble de ces résultats, une évolution avec le nombre de Karlovitz peut être observée sur les courbes qui représentent les résultats moyennés sur l'ensemble des conditions (Figure III-98, Figure III-99, Figure III-100).

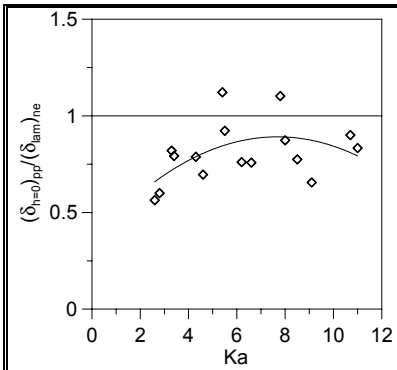


Figure III-98 : Moyenne de l'épaisseur sans effet de courbure normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée par CHEMKIN.

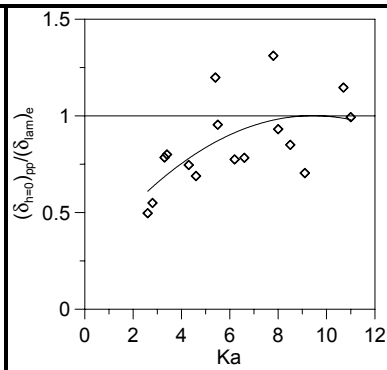


Figure III-99 : Moyenne de l'épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée par CHEMKIN.

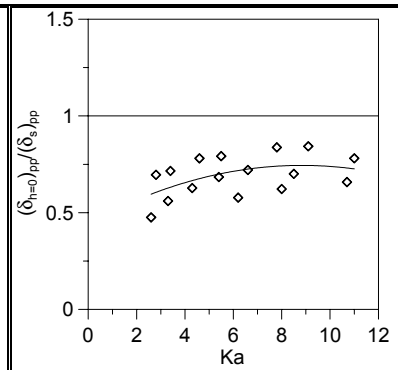


Figure III-100 : Rapport de l'épaisseur thermique sans effet de courbure et épaisseur avec les deux effets de l'étirement.

Ainsi, la Figure III-99 montre que lorsque Ka augmente vers 10, l'épaisseur d'un front instantané étiré (sans effet de courbure) se rapproche des valeurs calculées pour les flammes laminaires étirées.

Une meilleure interprétation de ces résultats nécessite cependant la connaissance de l'effet de la courbure seule sur les structures des flammes laminaires et des fronts de flamme instantanés dans une flamme turbulente.

Chapitre Trois - Implications sur les modèles de combustion turbulente de prémélange

Dans ce chapitre, nous étudions les implications de nos résultats sur les modèles de combustion. Nous considérons le modèle de Bray-Moss-Libby et les modèles utilisant la dissipation scalaire. Enfin, nous déterminons l'intensité de combustion par différentes méthodes.

1. Implications sur le modèle BML

1.1. Le facteur d'orientation de la flammelette

Dans la version spatiale du modèle BML le taux de réaction chimique moyen s'exprime en fonction du facteur d'orientation σ_y (équation [I-57]). De même dans l'expression de la densité de surface de flamme, $\left\langle \frac{1}{\sigma_y} \right\rangle$ intervient dans l'équation [I-60].

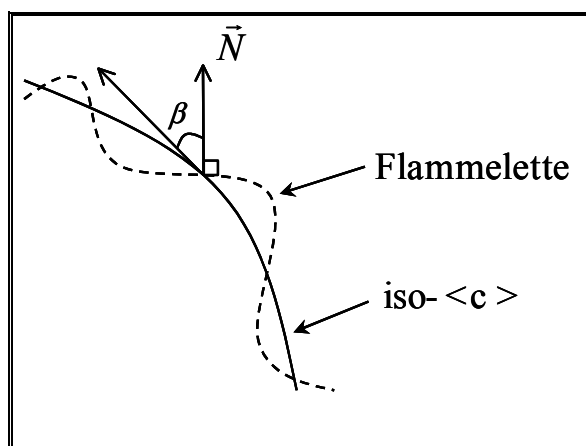


Figure III-101 : Schéma de l'angle directeur pour le calcul du facteur d'orientation.

Cette grandeur importante représente le cosinus directeur de l'angle β entre la normale à la flammelette et le contour d'une iso- $\langle c \rangle$ (Figure III-101).

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour le déterminer. [Gagnepain, 1998] l'a calculé grâce à la diffusion Rayleigh linéaire multi-points. [Bingham *et al.*, 1998] sans le mesurer directement ont conçu un système qui permet de déterminer la normale à la flammelette, grandeur fondamentale de la définition de l'orientation. Dans le présent travail, nous utilisons une mesure directe à partir des images tomographiques.

Le calcul de l'orientation de flammelette se fait directement par la superposition de chaque contour de flamme sur les cartes d'iso- $\langle c \rangle$. À chaque croisement d'un contour iso- $\langle c \rangle$ avec un contour de flamme instantané, on détermine l'angle d'orientation et on calcule son cosinus. Pour chaque iso- $\langle c \rangle$, nous calculons la moyenne des cosinus directeurs.

La Figure III-102 présente les résultats obtenus en fonction de $\langle c \rangle$. Nous pouvons voir que les valeurs obtenues se situent autour de 0,7. De plus, il apparaît que l'orientation de flammelette ne dépend pas de $\langle c \rangle$. Ceci confirme les valeurs expérimentales de [Gagnepain, 1998] et [Ghénéai *et al.*, 1996] et les résultats SND de [Trouvé & Poinsot, 1994].

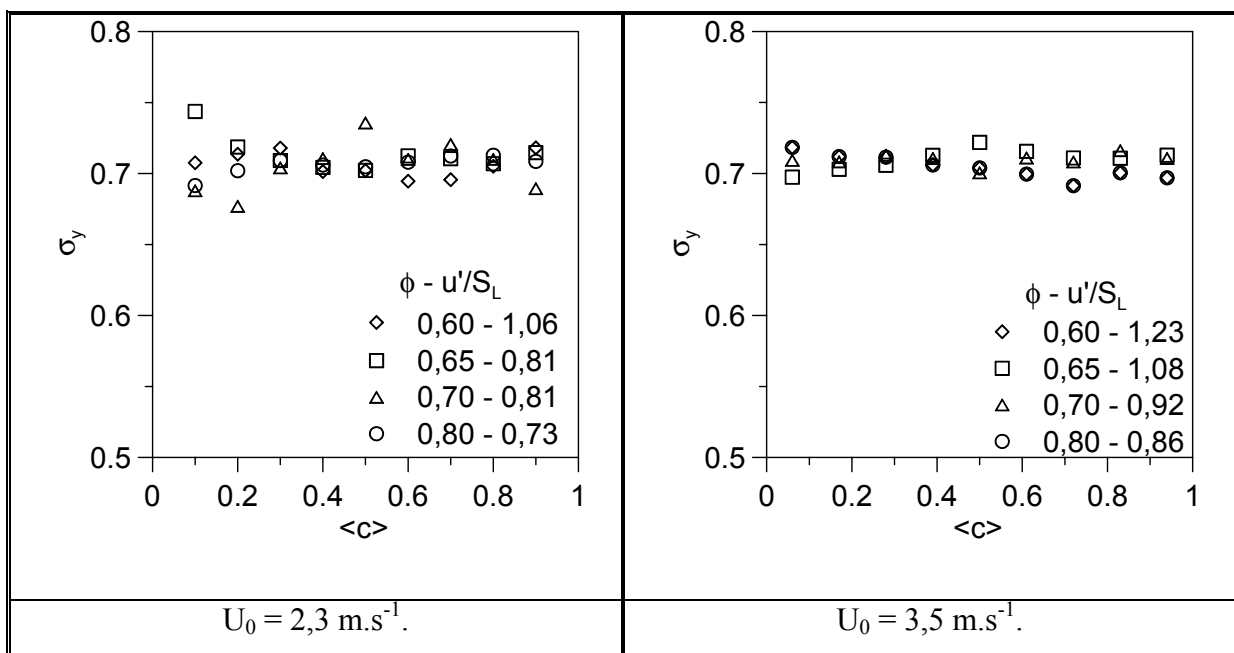


Figure III-102 : Orientation de la flammelette par rapport à une iso- $\langle c \rangle$.

1.2. Détermination du facteur g caractéristique de la distribution des longueurs de plissement

Nous avons vu dans la version spatiale du modèle BML que le nombre de passages de flammelettes par unité de longueur est relié à l'échelle scalaire intégrale de longueur par la relation :

$$n_y = \frac{g\langle c \rangle(1-\langle c \rangle)}{L_y} \quad [\text{III-22}]$$

où g est un facteur dépendant de la distribution des longueurs d'inter-croisement déterminées dans le paragraphe 3.2., chapitre 1 de la partie III. L_y est bien l'échelle caractéristique de plissement que nous avons déterminée dans le premier chapitre de la troisième partie (Figure III-9, Figure III-10 et Figure III-11). Le nombre de passages par unité de longueur se calcule de la façon suivante : $n_y = 2/(\langle l_r \rangle + \langle l_p \rangle)$. l_r et l_p sont en fait les longueurs d'inter-croisement L_{ic} du côté des réactifs et des produits. Sa variation typique en fonction de $\langle c \rangle$ est montrée sur la Figure III-103.

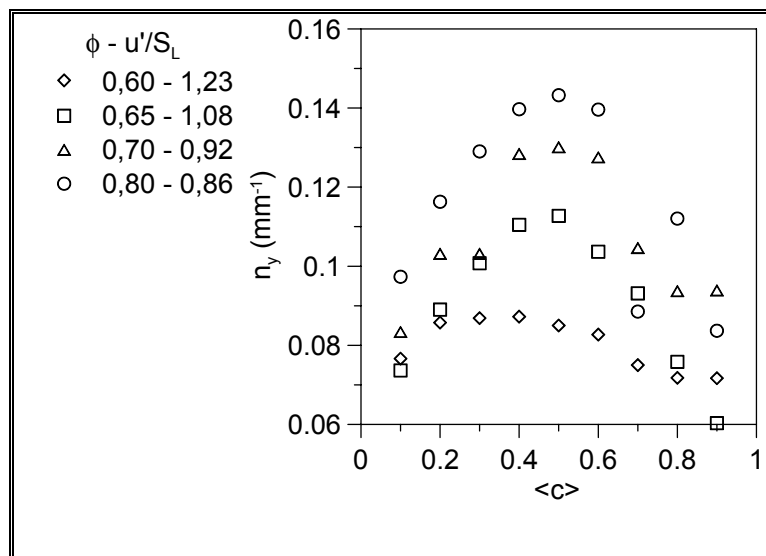


Figure III-103 : Nombre de passages par unité de longueur pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

On retrouve des valeurs du même ordre de grandeur que [Ghenaï, 1995]. Ces valeurs sont cependant légèrement plus faibles. Ces courbes présentent une quasi-symétrie autour de $\langle c \rangle = 0,5$. Le nombre de passages par unité de longueur dépend directement de l'échelle de plissement de la flammelette. L'échelle scalaire intégrale de longueur augmente donc quand le nombre de passages par unité de longueur diminue d'après le modèle BML.

À partir des mesures directes de n_y et de L_y , nous pouvons calculer le facteur g (Figure III-104).

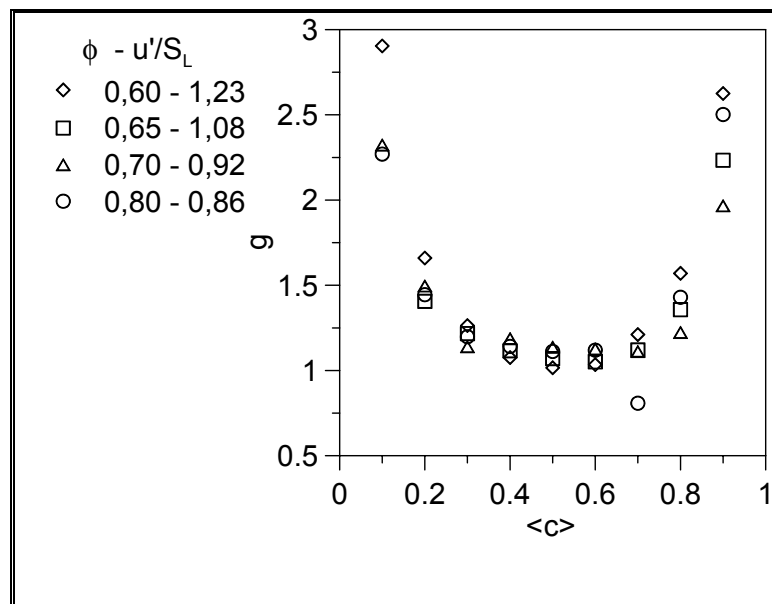


Figure III-104 : Facteur g pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

[Chang *et al.*, 2001] ont récapitulé plusieurs résultats concernant le paramètre g selon la configuration de la flamme. Pour les flammes de type Bunsen, la distribution est exponentielle ($g = 2$) ([Chew *et al.*, 1990]). Or, pour nous, la distribution est exponentielle dans les zones de la flamme turbulente où $\langle c \rangle \leq 0,1$ et $\langle c \rangle \geq 0,9$. Elle serait en revanche de type gamma-2 au milieu de la zone de flamme où $\langle c \rangle$ est compris entre 0,3 et 0,7 ; ce qui se voit très bien sur les Figure III-9, Figure III-10 et Figure III-11. Dans tous les cas, g a la même valeur pour les quatre richesses. [Shepherd & Cheng, 1983] trouvent une distribution gamma-2 pour les flammes en V et à point de stagnation. Ils ont aussi un bon ajustement de leur distribution pour les gaz brûlés avec une courbe lognormale. Nos distributions correspondent également assez bien à une distribution lognormale (en rouge sur les Figure III-9, Figure III-10 et Figure III-11) aussi bien dans les gaz frais que dans les gaz brûlés. Nous avons représenté également un ajustement gamma-2. On peut remarquer que la distribution en gamma-2 s'ajuste moins

bien pour les petites valeurs de longueur que la distribution lognormale. La Figure III-104 montre en effet très clairement que le facteur g est très proche de 2 dans la zone centrale de l'épaisseur apparente de la flamme turbulente, là où les probabilités de rencontrer des longueurs de plissement petites et grandes sont aussi importantes. Il nous semble par conséquent que l'observation de la validité de la distribution exponentielle dans certaines études est plutôt liée à l'insuffisance de la résolution spatiale de la technique expérimentale utilisée.

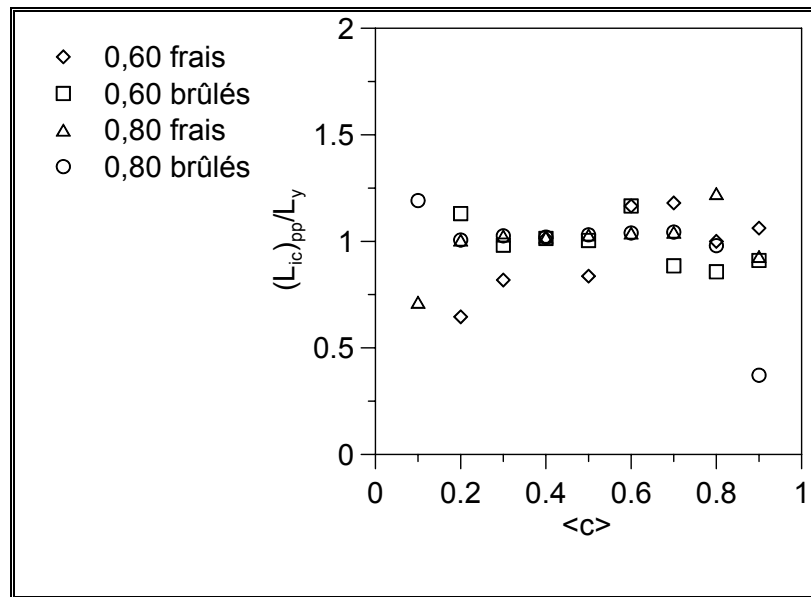


Figure III-105 : Rapport entre le pic de la courbe lognormale et l'échelle scalaire intégrale de longueur.

En effet, nous avons ajusté une courbe exponentielle pour des valeurs de longueurs supérieures à la valeur la plus probable (Figures III-9 à III-11). Elle s'ajuste très bien avec les points et est très proche de la distribution lognormale dans cette plage de longueur de plissements. Ceci peut être expliqué par la probabilité importante de rencontrer des grandes longueurs de plissement dans les zones extrêmes de la flamme apparente ; ce qui met moins en défaut la distribution exponentielle. En revanche, les petites longueurs de plissements ne sont pas du tout correctement représentées par la distribution exponentielle puisqu'elles tendent vers une probabilité nulle, comme le montrent très clairement les distributions des Figure III-9 à III-11. En revanche, les distributions gamma-2 et lognormale représentent correctement la totalité de la distribution. La Figure III-105 représente le rapport de l'emplacement du pic de la courbe lognormale et l'échelle scalaire intégrale de longueur du

modèle BML (ou la longueur caractéristique des plissements) déterminées au chapitre 1, paragraphe 3.4 de la partie III. On observe que ces grandeurs sont très proches.

2. Implication sur les modèles utilisant la dissipation scalaire

2.1. Méthode de calcul de la dissipation scalaire

Nous calculons la dissipation scalaire à partir de l'expression [I-63] :

$$\chi = D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial c}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad [\text{III-23}]$$

où D est la diffusivité thermique.

Cette expression de χ ne peut être utilisée que pour un calcul en trois dimensions. Afin d'estimer la dissipation scalaire, beaucoup de dispositifs expérimentaux sont constitués de deux plans laser. Néanmoins, quelques méthodes ont été proposées pour éviter un calcul en trois dimensions. [Dibble *et al.*, 1984] considèrent une isotropie locale et donnent comme expression : $\chi = 3D(\partial f / \partial y)^2$ avec f la fraction massique d'une espèce. En ce qui nous concerne, nous utilisons l'estimation proposée par [O'Young & Bilger, 1996]. Pour une flamme dans une turbulence isotrope, la dissipation scalaire moyenne conditionnelle peut être approchée par la somme de la composante x plus deux fois la composante y .

$$\langle \chi \rangle = \langle \chi_x \rangle + 2\langle \chi_y \rangle \quad [\text{III-24}]$$

La dissipation scalaire instantanée est alors calculée à partir d'une image de la variable d'avancement par l'approximation suivante :

$$\chi(x, y) \approx D(x, y) \left[\frac{c(x-1, y) - c(x+1, y)}{2\Delta x} \right]^2 + 2D(x, y) \left[\frac{c(x, y-1) - c(x, y+1)}{2\Delta y} \right]^2 \quad [\text{III-25}]$$

$c(x, y)$ est le degré d'avancement prise en (x, y) , Δx et Δy sont les distances interpixels dans la direction x et y respectivement.

La Figure III-106 illustre l'approximation que nous avons utilisée.

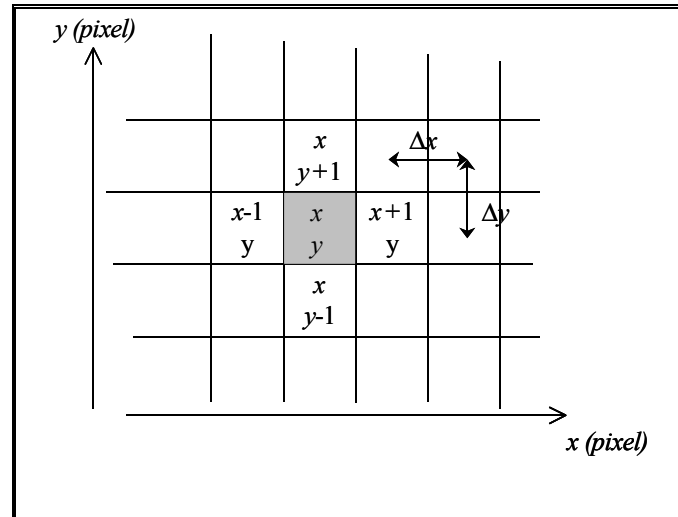


Figure III-106 : Approximation pour la détermination de la dissipation scalaire.

La résolution de notre système d'imagerie Rayleigh nous donne $\Delta x = 77 \mu\text{m}$ et $\Delta y = 71 \mu\text{m}$ par pixel. Les valeurs de $c(x, y)$ proviennent des images Rayleigh dont l'intensité est inversement proportionnelle à la température pour une flamme de méthane-air. La diffusivité thermique doit donc être déterminée avec précision. Elle a pour expression :

$$D = \frac{\lambda}{C_{mp}\rho} \quad [\text{III-26}]$$

où λ est la conductivité thermique, C_{mp} est la capacité thermique massique à pression constante et ρ est la masse volumique. Ce calcul se fait à partir des caractéristiques du mélange réactif. La conductivité thermique du mélange est calculée à partir de l'équation de Wassiljewa ([Reid & Sherwood, 1966]). On calcule aussi la capacité thermique et la masse volumique du mélange. L'*Encyclopédie des gaz d'Air Liquide* nous donne l'évolution de toutes les grandeurs en fonction de la température.

La variation de la diffusivité thermique ainsi estimée est représentée en fonction de $\langle c \rangle$ sur la Figure III-107. Nous avons représenté aussi la diffusivité thermique calculée par [Shepherd *et al.*, 2000] à partir de simulations numériques.

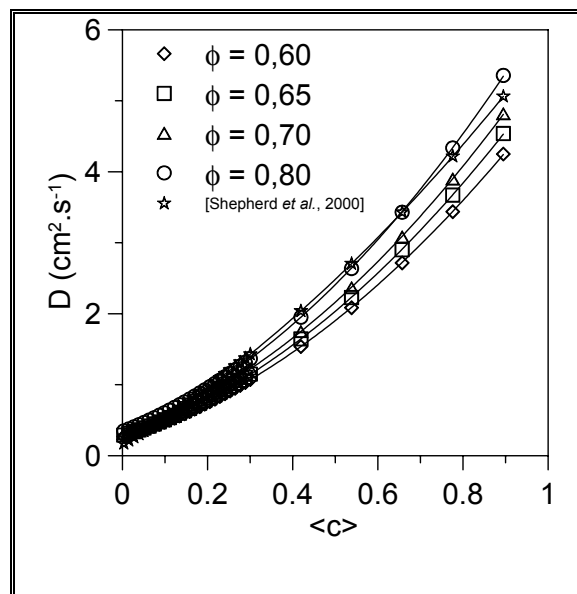


Figure III-107 : Diffusivité thermique.

La diffusivité thermique peut être approchée par un polynôme d'ordre 2 (Tableau III-6).

Richesse	Ajustement
0,60	$D = 2,96c^2 + 1,80c + 0,266$
0,65	$D = 3,15c^2 + 1,92c + 0,285$
0,70	$D = 3,34c^2 + 2,05c + 0,305$
0,80	$D = 3,68c^2 + 2,29c + 0,343$

Tableau III-6 : Ajustement de la diffusivité thermique.

Nous avons représenté sur la Figure III-108 une image d'intensité Rayleigh de la flamme après traitement. On détermine ainsi l'image du degré d'avancement (Figure III-109) et enfin l'image de la dissipation scalaire (Figure III-110).

Figure III-108 : *Image filtrée d'intensité Rayleigh.*

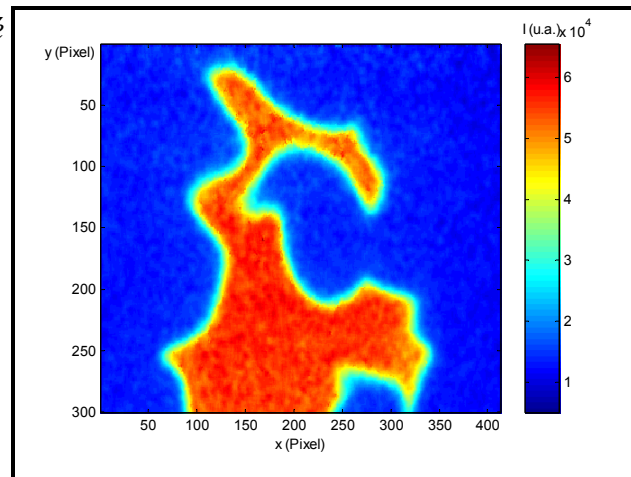


Figure III-109 : *Image des $c(x,y)$.*

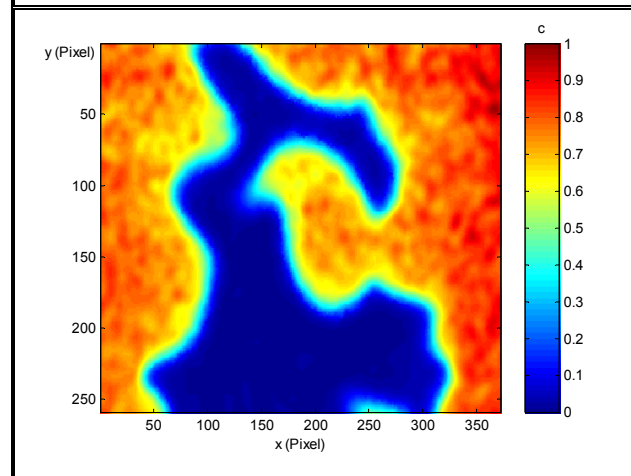
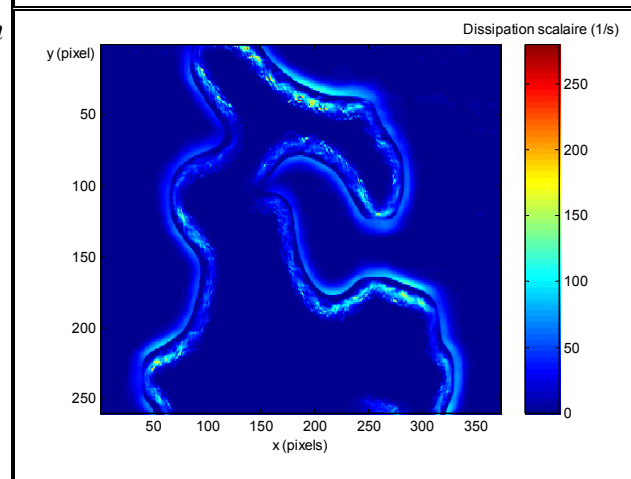
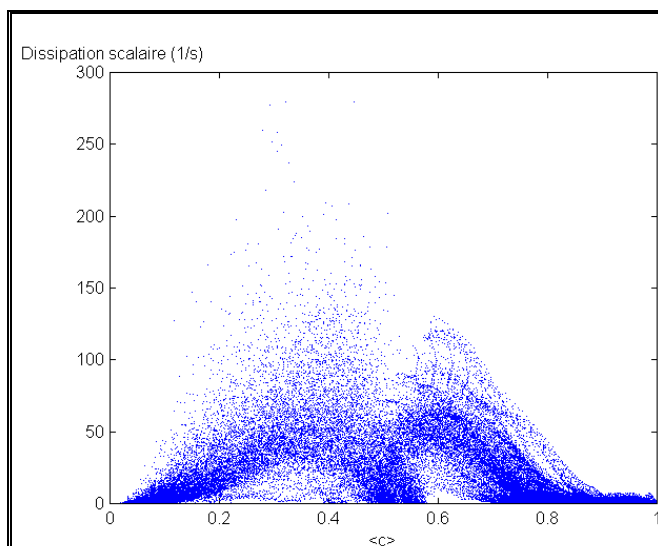
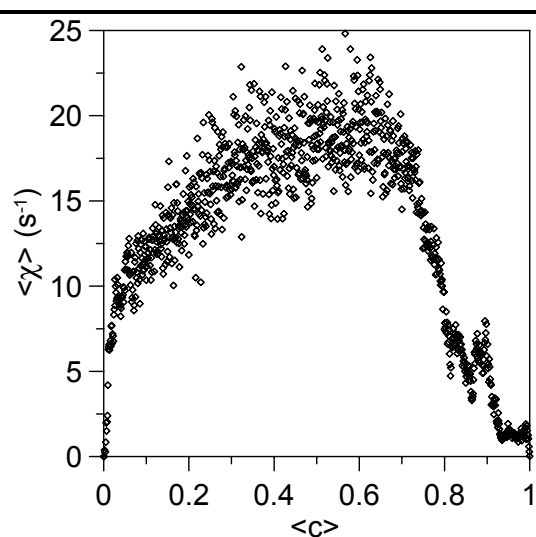


Figure III-110 : *Image de la dissipation scalaire.*



La Figure III-111 représente les valeurs de la dissipation scalaire instantanée en fonction de $\langle c \rangle$. Cette figure a été obtenue en faisant correspondre l'image de la dissipation scalaire et l'image des $c(x,y)$.

Figure III-111 : *Dissipation scalaire instantanée.*Figure III-112 : *Dissipation scalaire conditionnelle instantanée.*

Le traitement présenté ci-dessus est réalisé pour les 256 images.

Pour la détermination de la dissipation scalaire conditionnelle, l'espace du degré d'avancement c est divisé en 1000 classes. Dans chaque classe, nous faisons correspondre les valeurs des dissipations scalaires en comparant les images de dissipation scalaire et de $c(x,y)$. Les moyennes conditionnelles sont obtenues en divisant la somme des valeurs de dissipation scalaire de chaque classe par le nombre d'éléments dans la classe correspondante. La Figure III-112 montre la dissipation scalaire pour 1000 classes pour l'image instantanée à partir de la dissipation scalaire instantanée (Figure III-111).

La Figure III-113 et la Figure III-114 montrent les résultats ainsi obtenus.

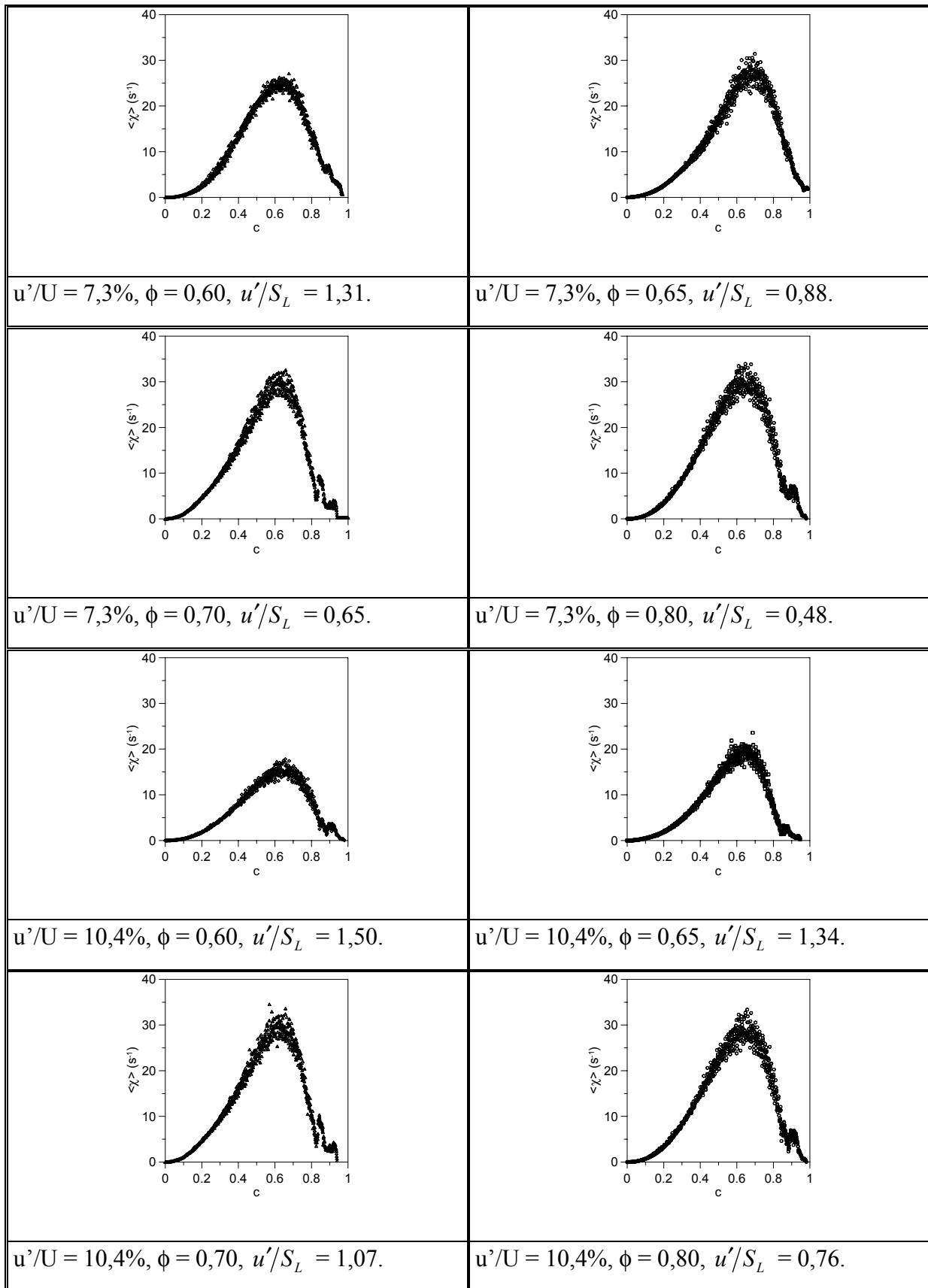


Figure III-113 : Dissipation scalaire conditionnelle pour $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

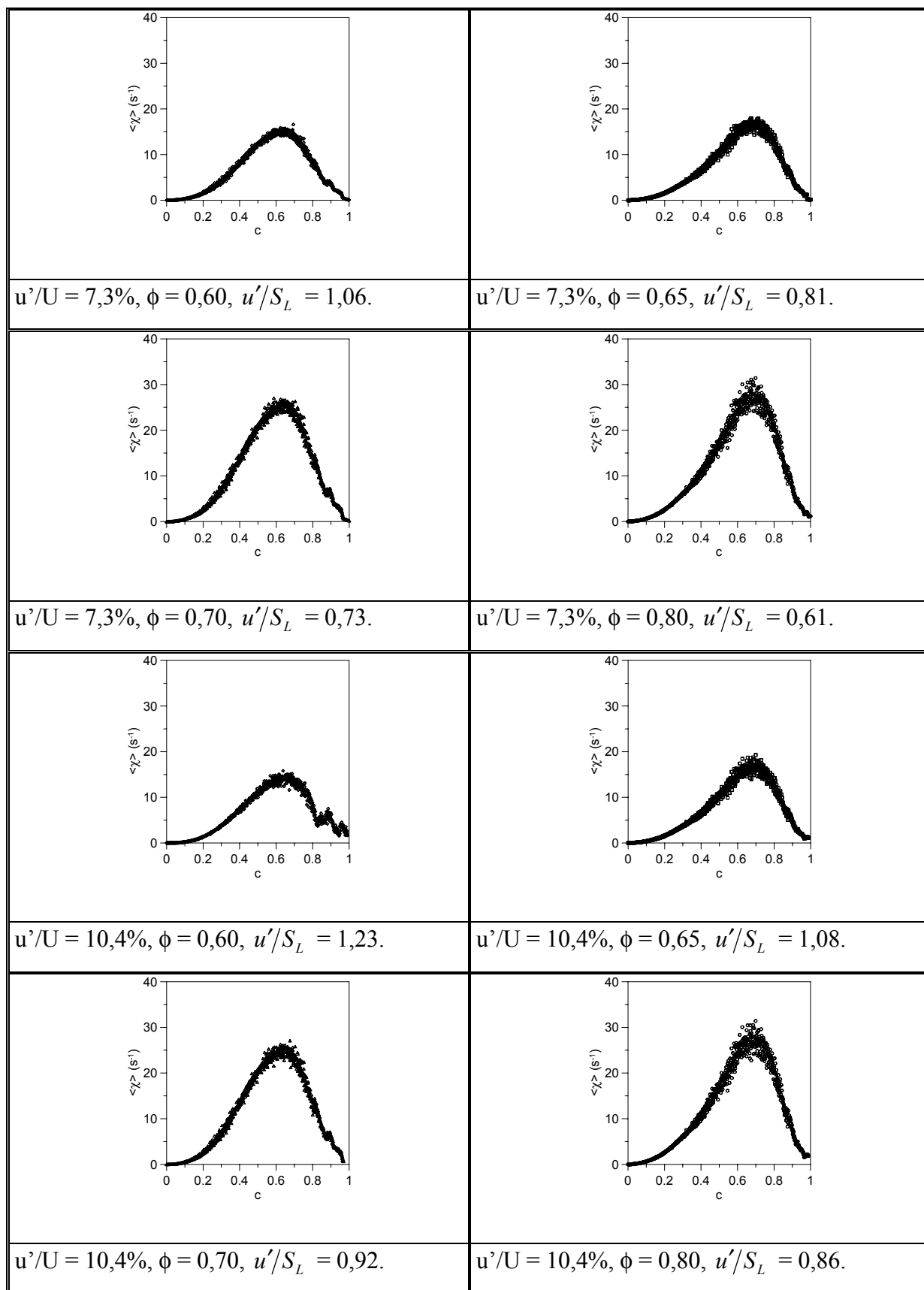


Figure III-114 : Dissipation scalaire conditionnelle pour $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

On peut remarquer que la dissipation scalaire n'est pas très sensible à la vitesse d'écoulement mais assez sensible à la richesse. On observe aussi un décalage des courbes vers les gaz brûlés.

Avec le logiciel *CHEMKIN* (annexe C), nous avons calculé la dissipation scalaire pour une flamme laminaire (Figure III-115).

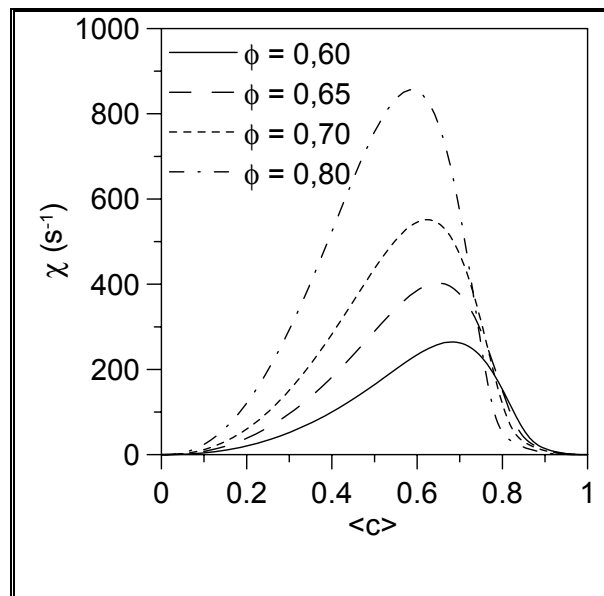


Figure III-115 : *Dissipation scalaire de la flamme laminaire calculée par CHEMKIN.*

Si on compare nos mesures dans la flamme turbulente et les calculs pour une flamme laminaire, on remarque que la dissipation scalaire dans la flamme laminaire est beaucoup plus importante que dans la flamme turbulente. L'épaisseur thermique des fronts de flamme étant inversement proportionnelle au gradient de température donc à la dissipation scalaire, [O'Young & Bilger, 1996] affirment qu'une diminution des valeurs de la dissipation scalaire correspond à une augmentation de l'épaisseur thermique du front de flamme instantané.

2.2. Relation entre la dissipation scalaire et la densité de surface de flamme

[Shepherd *et al.*, 2000] modélisent la dissipation scalaire par la relation suivante :

$$\langle \chi \rangle = 0,4 \frac{\gamma}{\tau_R} \quad [\text{III-27}]$$

Les résultats sur la dissipation scalaire des Figure III-113 et Figure III-114 montrent que les valeurs obtenues par l'imagerie Rayleigh sont très inférieures à celles obtenues par [Shepherd *et al.*, 2000] avec la diffusion Rayleigh mono-point pour la même flamme dans les mêmes conditions (Figure III-116).

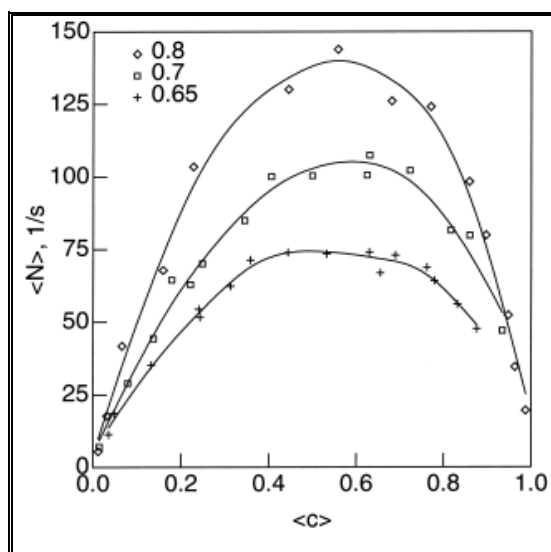


Figure III-116 : Dissipation scalaire (N) mesurée à partir de la diffusion Rayleigh mono-point par [Shepherd *et al.*, 2000].

De plus, dans le présent travail, le décalage vers les gaz brûlés est plus prononcé que celui déterminé par [Shepherd *et al.*, 2000]. Cet effet peut provenir des méthodes de mesures. En effet, nos mesures par imagerie Rayleigh sont réalisées sur une petite région qui englobe la pointe de la flamme (régions I et II). Mais nous tenons entièrement compte de la partie gaz frais et gaz brûlés avec le front de flamme. En ce qui concerne les mesures réalisées par

[Shepherd *et al.*, 2000], on ne tient compte que du passage du front de flamme dans le volume de mesure. Néanmoins, la quantité de mesures est plus conséquente avec la diffusion Rayleigh mono-point. Les résultats seraient ainsi statistiquement plus corrects. Afin d'avoir une indication sur l'évolution de la dissipation scalaire selon la hauteur, nous faisons des mesures de diffusion Rayleigh un point pour différentes hauteurs (Figure III-117, Figure III-118 et Figure III-119). La méthode utilisée pour le traitement des données est celle de [Shepherd *et al.*, 2000].

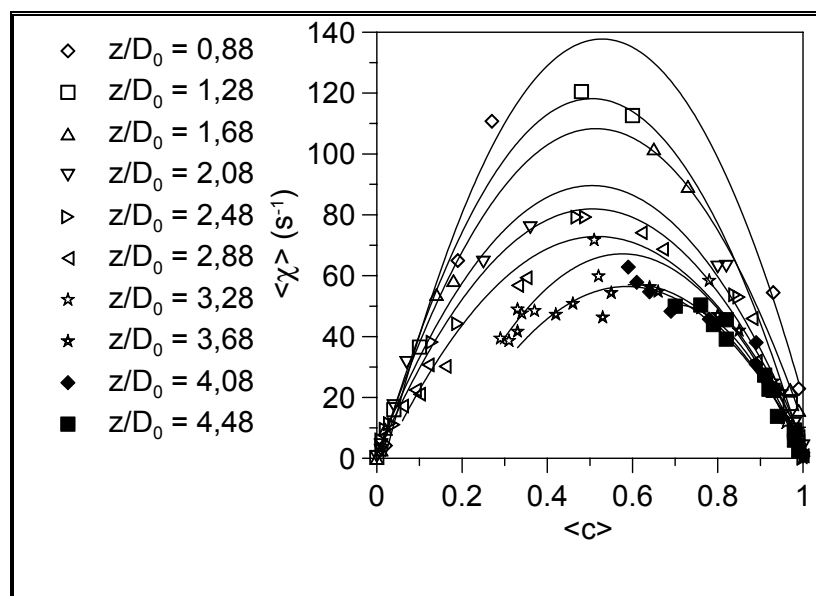


Figure III-117 : Dissipation scalaire à $\phi = 0,60$.

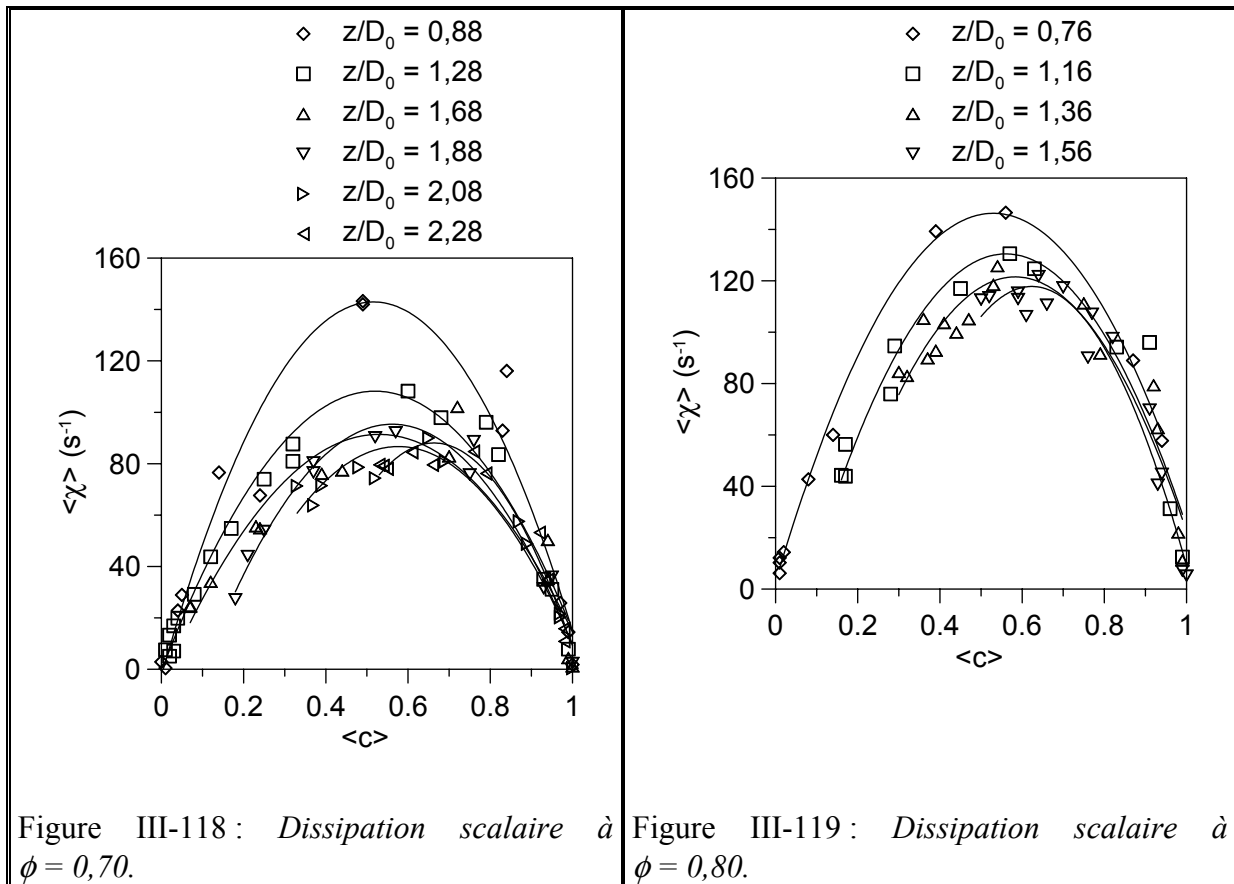


Figure III-118 : Dissipation scalaire à $\phi = 0,70$.

Figure III-119 : Dissipation scalaire à $\phi = 0,80$.

D'après ces figures, la dissipation scalaire a tendance à diminuer lorsque l'on s'éloigne du brûleur. Ceci peut expliquer les valeurs plus faibles que l'on obtient par imagerie Rayleigh à la pointe de la flamme.

En outre, les images Rayleigh révèlent un décalage des maxima de la dissipation scalaire vers les gaz brûlés. Ce décalage a été observé expérimentalement ([O'Young & Bilger, 1996], [O'Young & Bilger, 1997], [Shepherd *et al.*, 2000]) et numériquement ([Mantel & Bilger, 1995], [Niemeyer *et al.*, 1998] et [Swaminathan & Bilger, 2001a]). Nous observons aussi ce décalage avec la diffusion Rayleigh un point lorsque l'on s'éloigne du brûleur. [Mantel & Bilger, 1995] expliquent cette asymétrie par la haute énergie d'activation du mécanisme cinétique qu'ils utilisent, contrairement à [Bilger, 1993b] qui utilise un mécanisme cinétique complet. [Swaminathan & Bilger, 2001b] observent des décalages différents selon que la flamme H_2 -air est riche ou pauvre. Pour les flammes riches, le décalage se produit vers les gaz frais. La flamme riche a un grand nombre de radicaux, ce qui déplace la zone de libération de chaleur vers les $\langle c \rangle$ petits. Pour les flammes pauvres, le décalage se situe vers les gaz brûlés. Si l'hypothèse de cinétique de la réaction irréversible à une seule étape avec une grande

énergie d'activation est utilisée [Mantel & Bilger, 1995], le pic de la courbe se situe à $\langle c \rangle \approx 0,8$. Pour un mécanisme à plusieurs étapes, le décalage se trouve à $\langle c \rangle \approx 0,65$.

Nous étudions maintenant la relation qui existe entre la dissipation scalaire et la densité de surface de flamme pour une intensité de turbulence de 10,4%. D'après plusieurs études, ces grandeurs sont reliées à travers la vitesse de propagation de la flamme laminaire : $\chi \propto S_L \Sigma$.

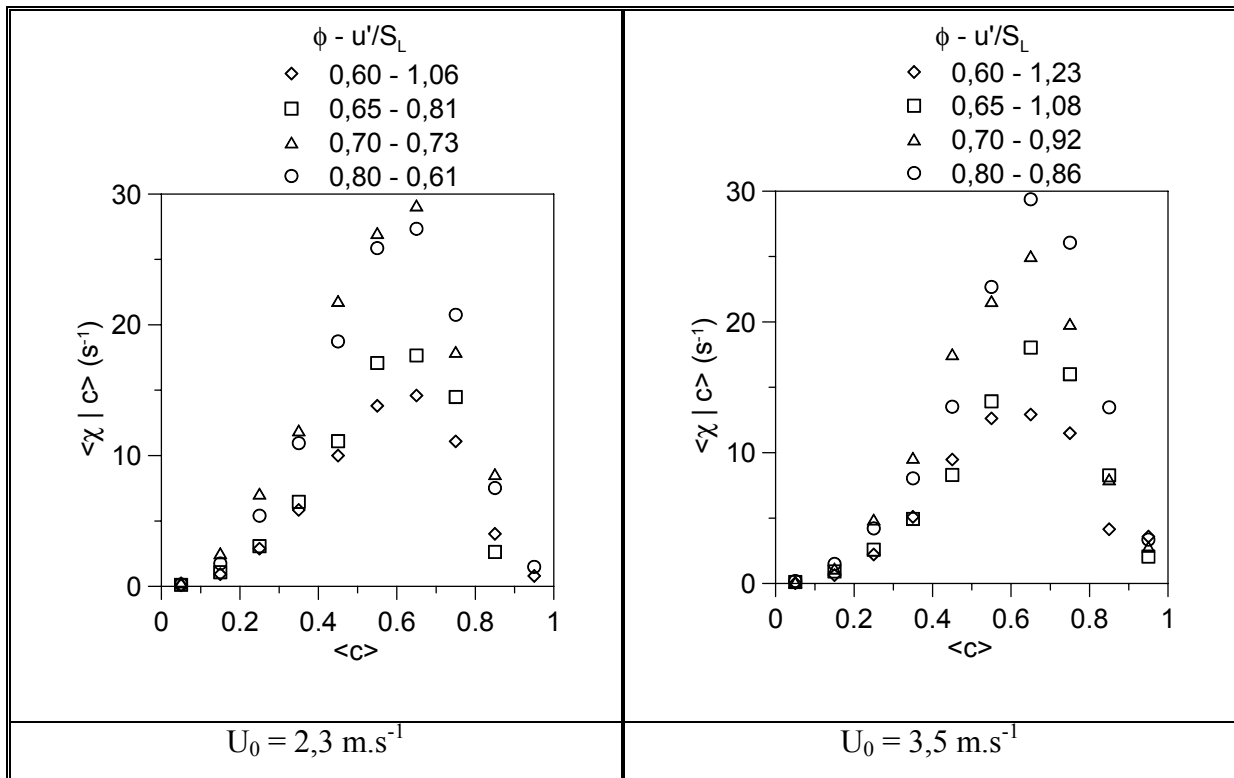


Figure III-120 : Dissipation scalaire conditionnelle.

[Shepherd *et al.*, 2000] ont déterminé pour notre flamme une constante de proportionnalité égale à 0,4 pour cette expression. Nous comparons la dissipation scalaire avec les résultats de densité de surface de flamme obtenus avec la tomographie laser. Nous calculons la dissipation conditionnelle pour 10 classes centrées sur les mêmes $\langle c \rangle$ que ceux de la densité de surface de flamme (Figure III-120). À partir de ces valeurs, nous faisons le rapport entre les deux grandeurs (Figure III-121).

Nous pouvons voir que le lien entre la dissipation scalaire et la densité de surface de flamme n'est pas aussi simple. Le rapport entre $\langle \chi \rangle$ et $S_L \Sigma$ n'est certes pas très éloigné de 0,4 mais une évolution de ce rapport en fonction de $\langle c \rangle$ existe. Ceci est probablement dû au fait que la

densité de surface de flamme n'a pas son maximum de la parabole aussi décalé que celui de la dissipation scalaire.

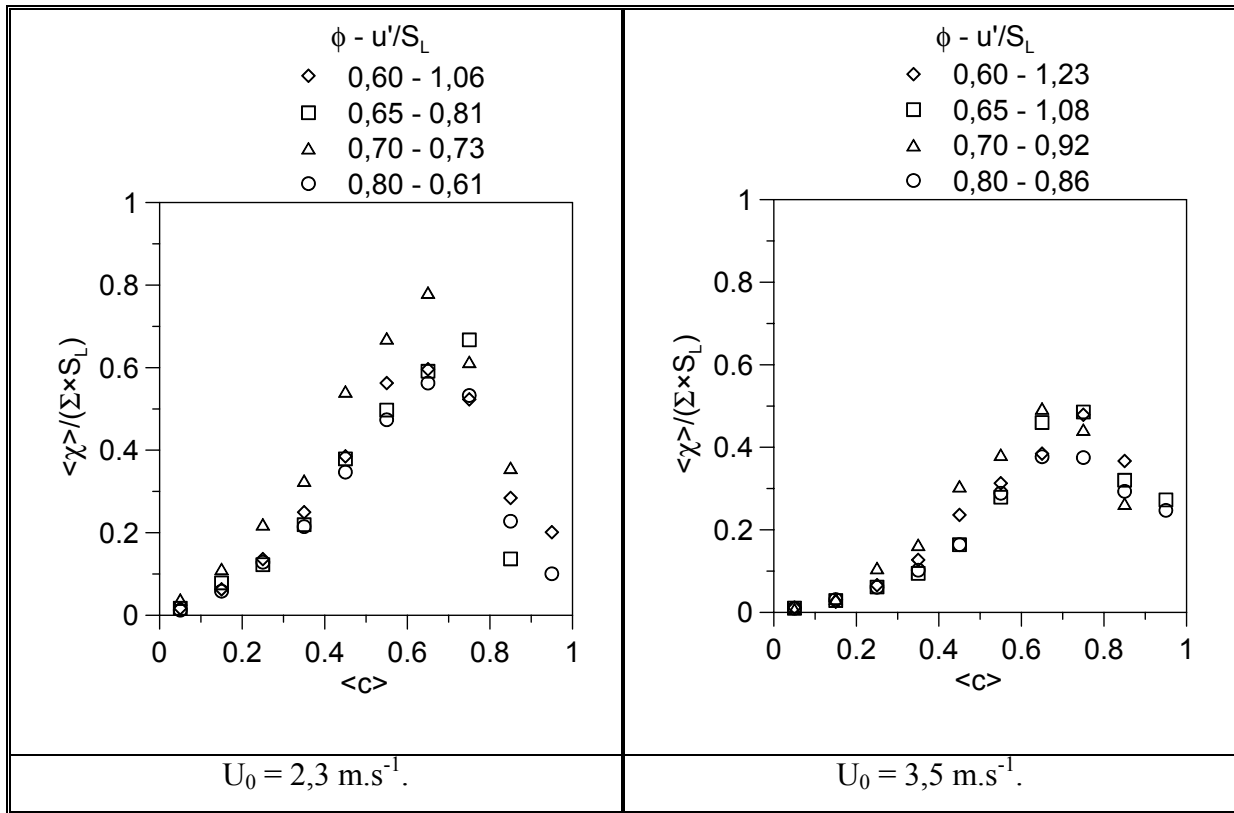


Figure III-121 : Détermination du coefficient de proportionnalité ($u'/U = 10,4\%$).

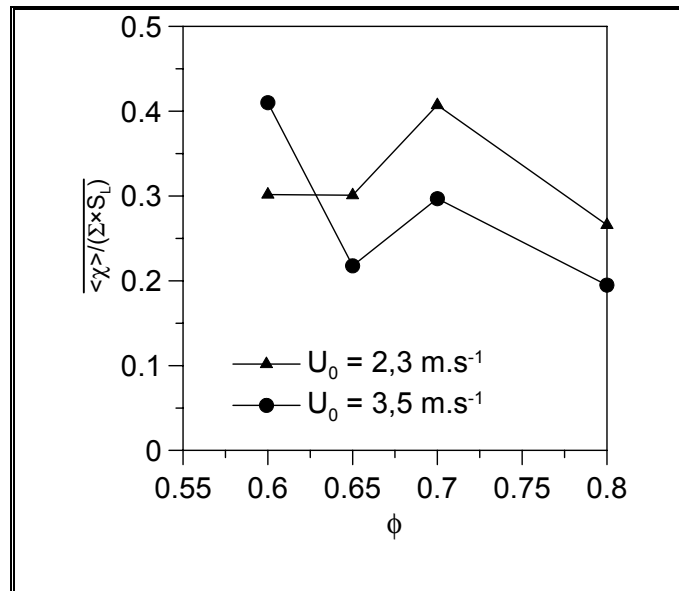


Figure III-122 : Coefficient moyen en fonction de la richesse.

Nous avons représenté sur la Figure III-122 la variation du coefficient de proportionnalité moyen en fonction de la richesse. Le coefficient moyen est légèrement inférieur à 0,4. Les calculs de [Shepherd *et al.*, 2000] méritent d'être améliorés. Dans le chapitre suivant, le calcul de la densité de surface de flamme à partir de la dissipation scalaire se fera avec un coefficient de 0,3. Nous pourrons ainsi déterminer l'intensité de combustion.

3. Intensité de combustion

3.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions l'intensité de la combustion. Dans une première section, nous déterminons le taux de combustion globale par trois méthodes différentes : une estimation approximative à partir de la hauteur moyenne de la flamme, un calcul à partir de l'imagerie de Mie puis de l'imagerie Rayleigh. Nous observons aussi l'évolution du taux de combustion selon la hauteur de la flamme. Enfin, nous déterminons l'intensité de combustion à partir des trois méthodes. Nous comparons également les résultats obtenus à d'autres méthodes.

3.2. Le taux de combustion

3.2.1. Estimation globale à partir de la hauteur de flamme

À partir de la densité de surface de flamme que nous avons déjà estimé directement à partir de la hauteur moyenne de la flamme, il est possible de calculer le taux de combustion à partir de l'expression suivante :

$$w_e = \rho_r S_L \Sigma_e \quad [\text{III-28}]$$

La Figure III-123 montre l'évolution du taux de combustion.

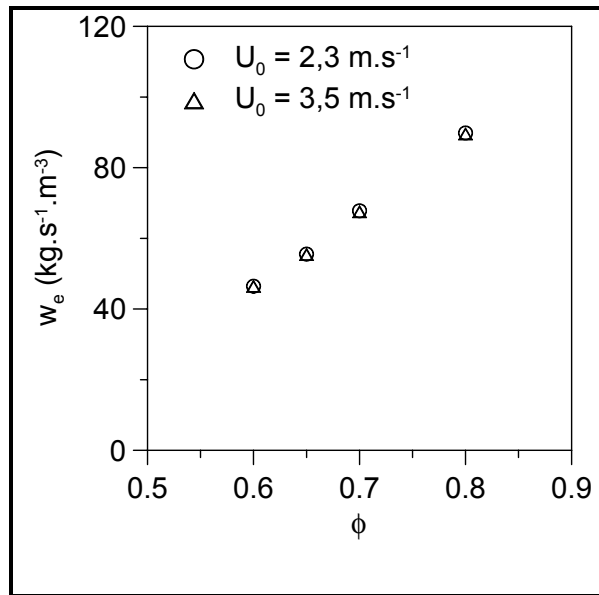


Figure III-123 : Taux de combustion estimé.

3.2.2. Estimation à partir de la densité de surface de flamme

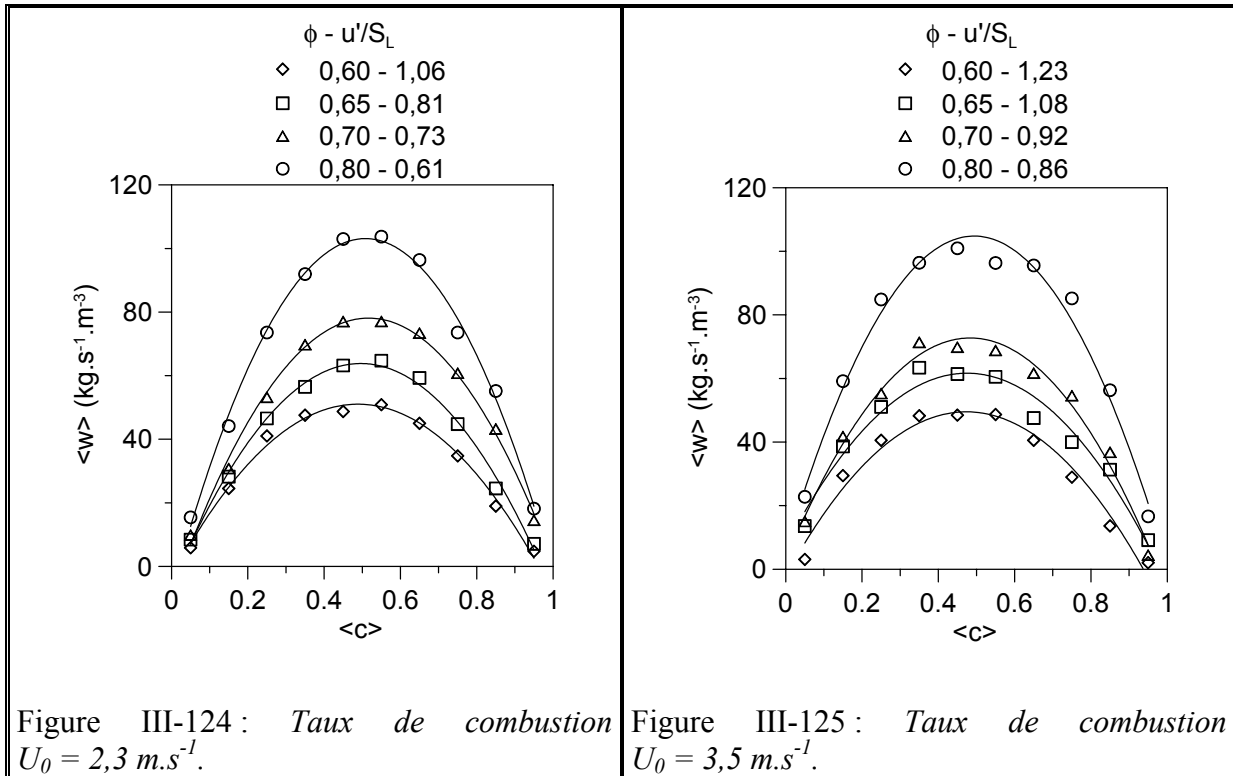
À partir du modèle de la densité de surface de flamme, le taux moyen de combustion peut s'écrire :

$$\langle w \rangle = \rho_r S_L^0 I_0 \Sigma \quad [\text{III-29}]$$

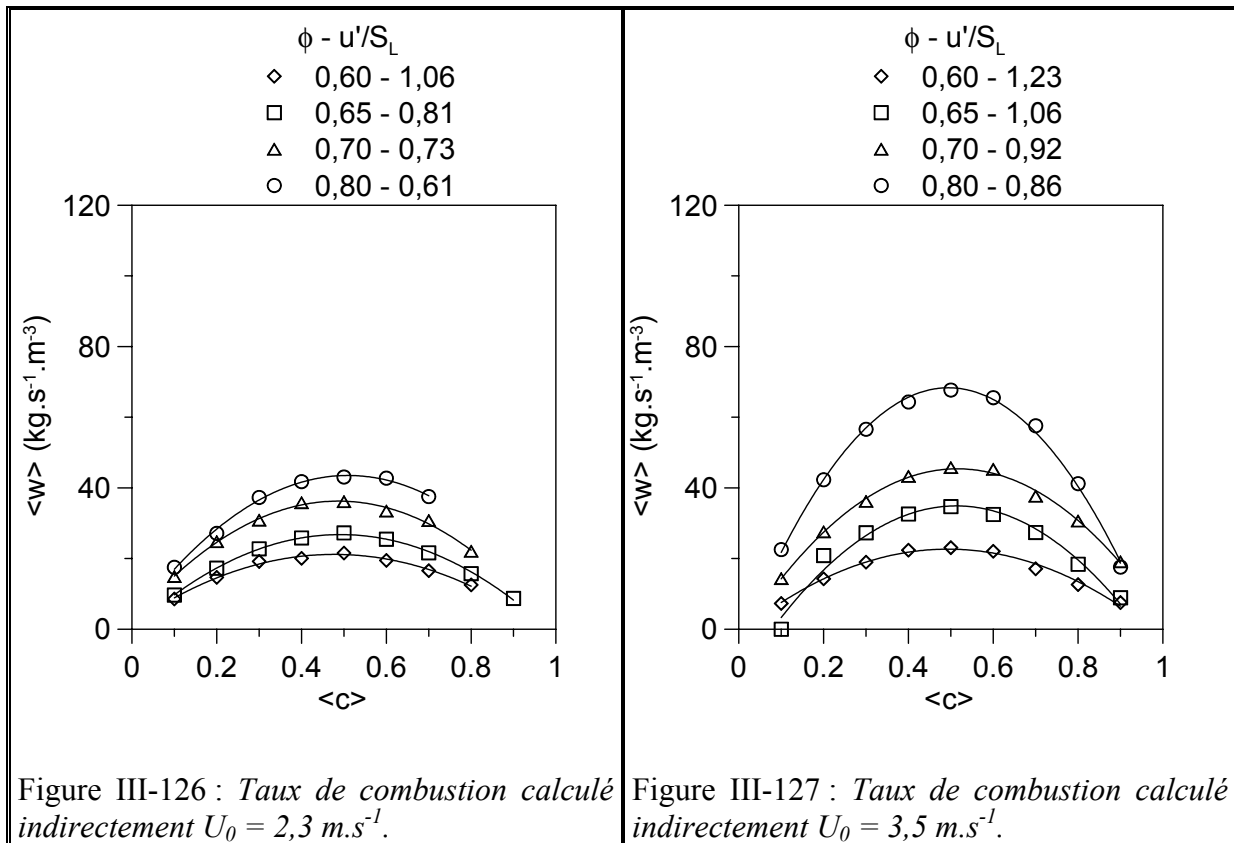
$$\langle w \rangle = \rho_r S_L^0 I_0 \frac{g\langle c \rangle (1 - \langle c \rangle)}{L_y} \left\langle \frac{1}{\sigma_y} \right\rangle \quad [\text{III-30}]$$

où ρ_r est la masse volumique des réactifs, S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire, I_0 est un facteur d'étirement qui tient compte des effets moyens de perturbations sur S_L^0 et Σ est la densité de surface de flamme. Pour une turbulence modérée, comme c'est le cas ici, on peut admettre $I_0 \approx 1$ donc $\langle w \rangle = \rho_r S_L^0 \Sigma$.

La Figure III-124 et la Figure III-125 illustrent les variations du taux de combustion en fonction de $\langle c \rangle$ pour différentes richesses et vitesses en utilisant la densité de surface de flamme mesurée directement. On observe que l'influence de la richesse est importante mais que celle de la vitesse d'écoulement n'est pas très significative.



Les Figure III-126 et Figure III-127 représentent le taux de combustion déterminé indirectement à partir de la relation [I-60] comprenant l'échelle d'inter-croisements mesurée dans le chapitre 1 et l'orientation de la flammelette déterminée au début de ce chapitre.



Ces mesures indirectes sont inférieures aux précédentes qui sont déterminées à partir de la densité de surface de flamme mesurée directement. De plus, il y a une différence d'amplitude pour des vitesses d'écoulement différentes surtout pour des richesses croissantes. En fait, ces mesures indirectes dépendent fortement de l'échelle scalaire intégrale de longueur. Cependant, elles se rapprochent des résultats de [Gagnepain, 1998].

Sur les Figure III-128, Figure III-129, Figure III-130 et Figure III-131, le taux moyen de combustion est représenté pour une vitesse d'écoulement de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour différentes hauteurs dans la flamme.

Nous voyons que le taux de combustion dépend de la hauteur dans la flamme. Plus on est haut dans la flamme, plus le taux de combustion augmente, quelle que soit la richesse du mélange. Par conséquent, les flammes sont plus efficaces dans leur partie haute que dans la région proche du brûleur. On remarque aussi que le taux de combustion a tendance à être plus important pour les flammes les plus riches.

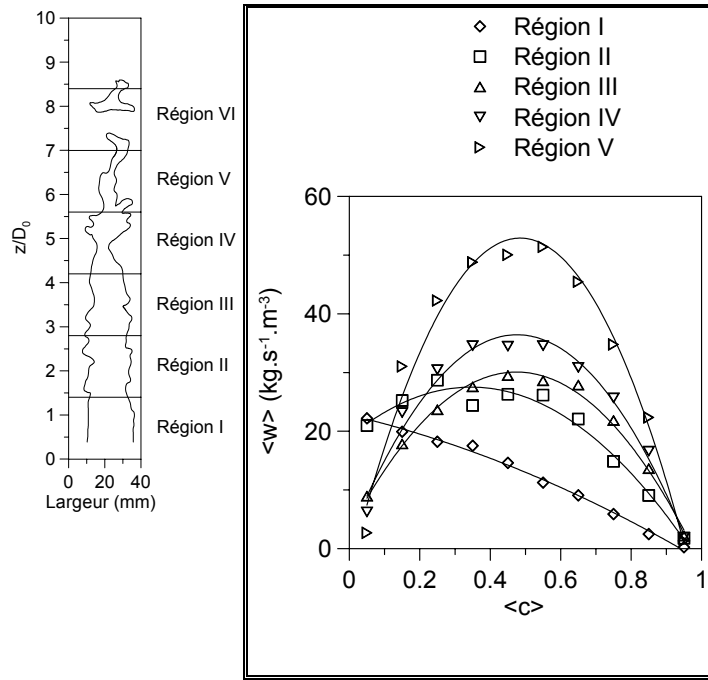


Figure III-128 : Taux de combustion
 $\phi = 0,60, u'/S_L = 1,23.$

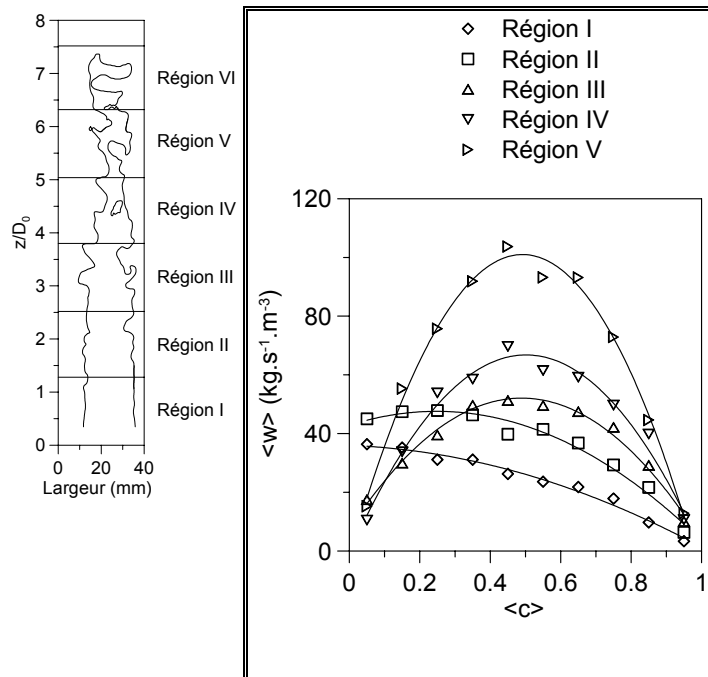


Figure III-129 : Taux de combustion
 $\phi = 0,65, u'/S_L = 1,08.$

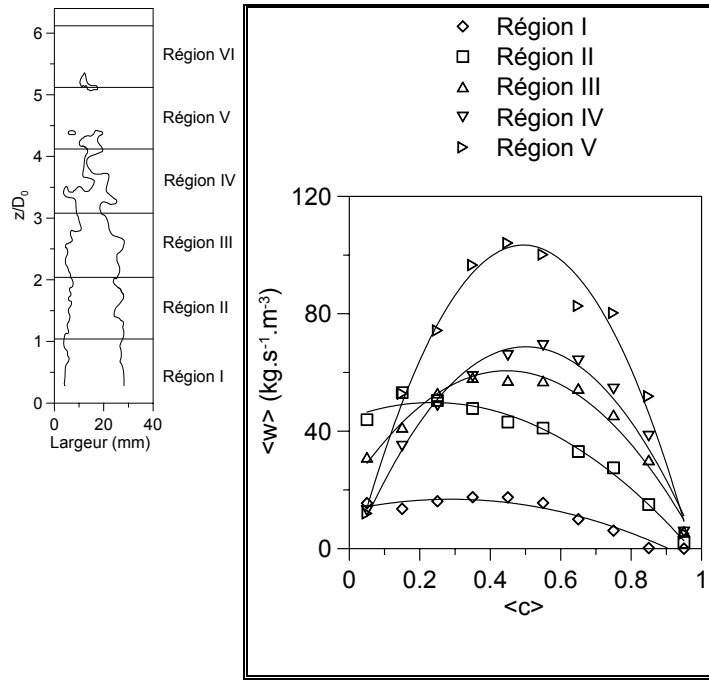


Figure III-130 : *Taux de combustion*
 $\phi = 0,70, u'/S_L = 0,92.$

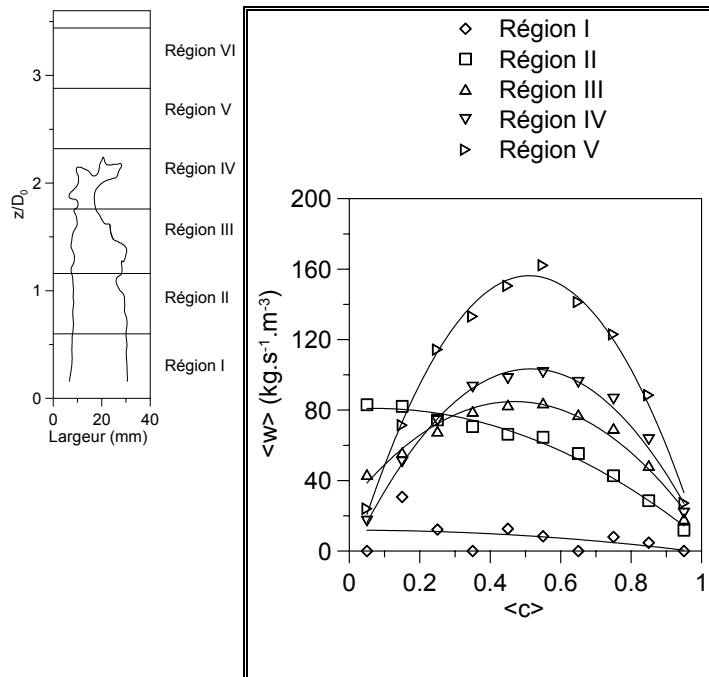


Figure III-131 : *Taux de combustion*
 $\phi = 0,80, u'/S_L = 0,86.$

3.2.3. Estimation à partir de la dissipation scalaire

[Bray, 1979] propose la relation suivante entre la dissipation scalaire et le taux de combustion :

$$\langle w \rangle = \frac{2\langle \rho \chi \rangle}{(2c_m - 1)} \quad [\text{III-31}]$$

[Bray & Libby, 1976] prennent une valeur $c_m = 0,7$ qui correspond au modèle de flammelettes laminaires de Bray & Moss. On détermine ainsi le taux de combustion (Figure III-132). Les maxima du taux de combustion sont supérieurs à ceux de la Figure III-124 et de la Figure III-125 où les calculs ont été faits pour la flamme entière.

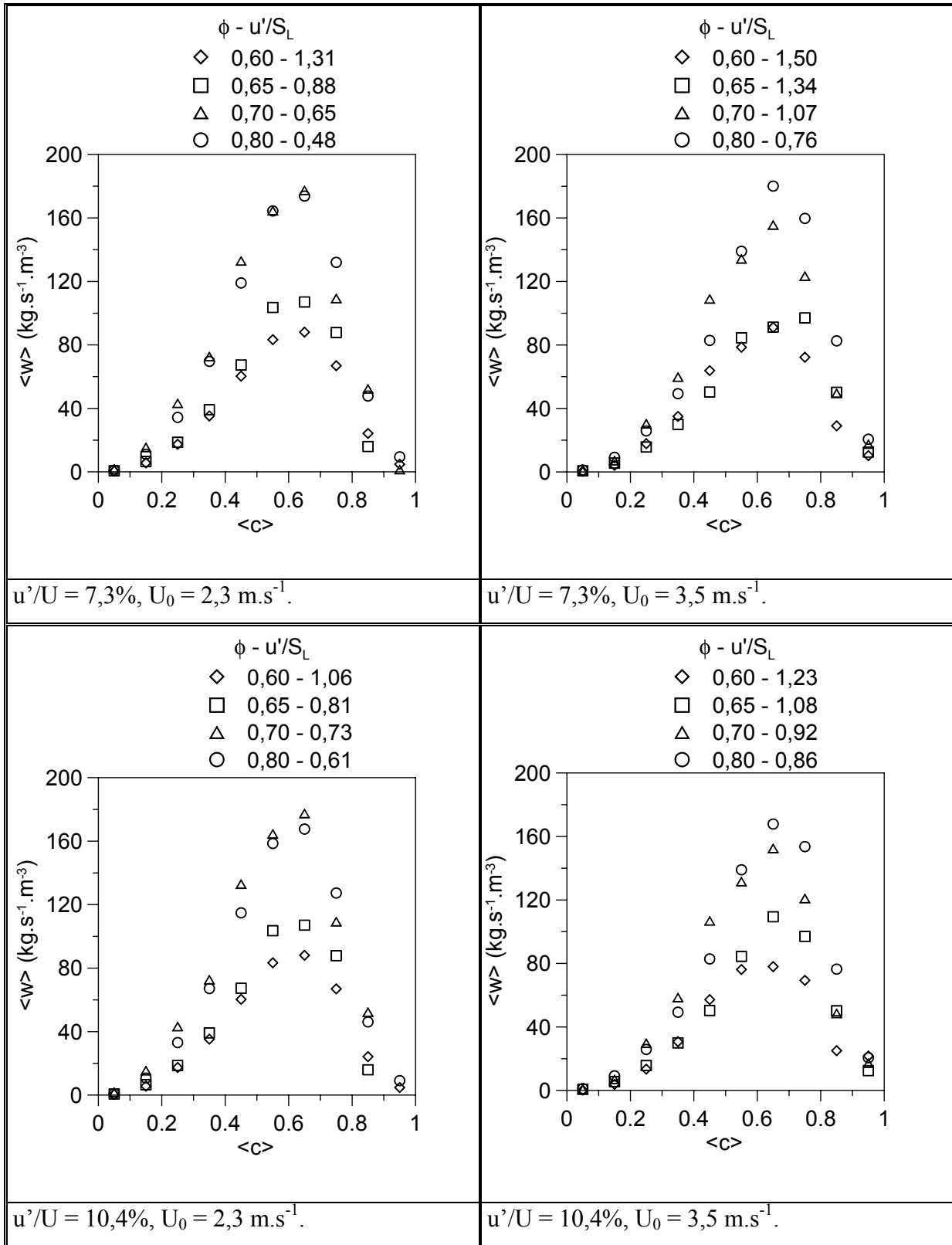


Figure III-132 : Taux de combustion à partir de la dissipation scalaire.

3.3. L'intensité de combustion

3.3.1. Estimation à partir de la densité de surface de flamme

À partir de la densité de surface de flamme, il est possible d'estimer l'intensité de la combustion qui est donnée par :

$$\langle W \rangle = S_T / S_L = \int_{z_r}^{z_p} \Sigma dz \quad [\text{III-32}]$$

où z est une coordonnée passant à travers la zone de flamme. $\langle W \rangle$ est déterminée dans l'espace physique. Il faut donc que la densité de surface de flamme exprimée en degré d'avancement soit transformée en coordonnées physiques. Nous avons donné précédemment une relation entre $\langle c \rangle$ et z/δ_T où δ_T est l'épaisseur apparente de la flamme turbulente :

$$\langle c \rangle = \frac{1}{1 + \exp(-4,3z/\delta_T)} \quad [\text{III-33}]$$

d'où

$$z = -\frac{\delta_T}{4,3} \ln \left(\frac{1 + \langle c \rangle}{\langle c \rangle} \right) \quad [\text{III-34}]$$

Le Tableau III-7 donne les valeurs de δ_T en fonction de la vitesse d'écoulement et la richesse [Gagnepain, 1998].

U_0 (m.s ⁻¹)	2,3				3,5			
Richesse	0,60	0,65	0,70	0,80	0,60	0,65	0,70	0,80
u'/S_L	1,06	0,81	0,73	0,61	1,23	1,08	0,92	0,86
δ_T (mm)	62	57	31	21	89	72	56	29

Tableau III-7 : Épaisseurs apparentes de la flamme turbulente.

L'estimation de l'intensité de combustion à partir de la hauteur peut se faire de la relation [III-32].

$$(S_T/S_L)_e = \int_{z_r}^{z_p} \Sigma_e dz = \Sigma_e \int_{z_r}^{z_p} dz = \Sigma_e \delta_T \quad [\text{III-35}]$$

Nous obtenons les résultats de la Figure III-133.

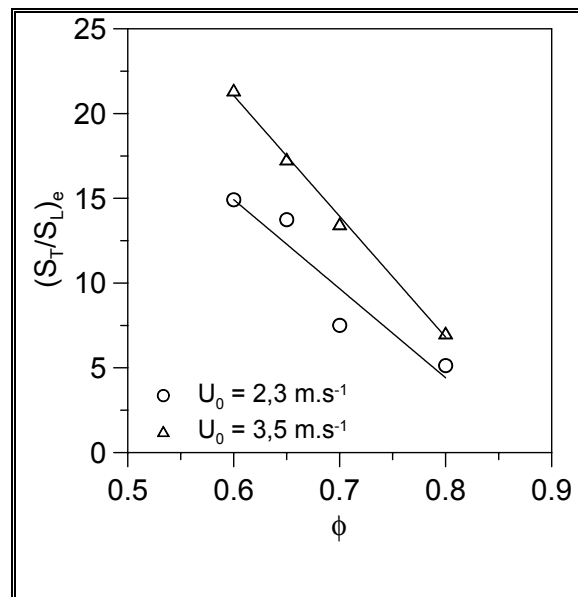
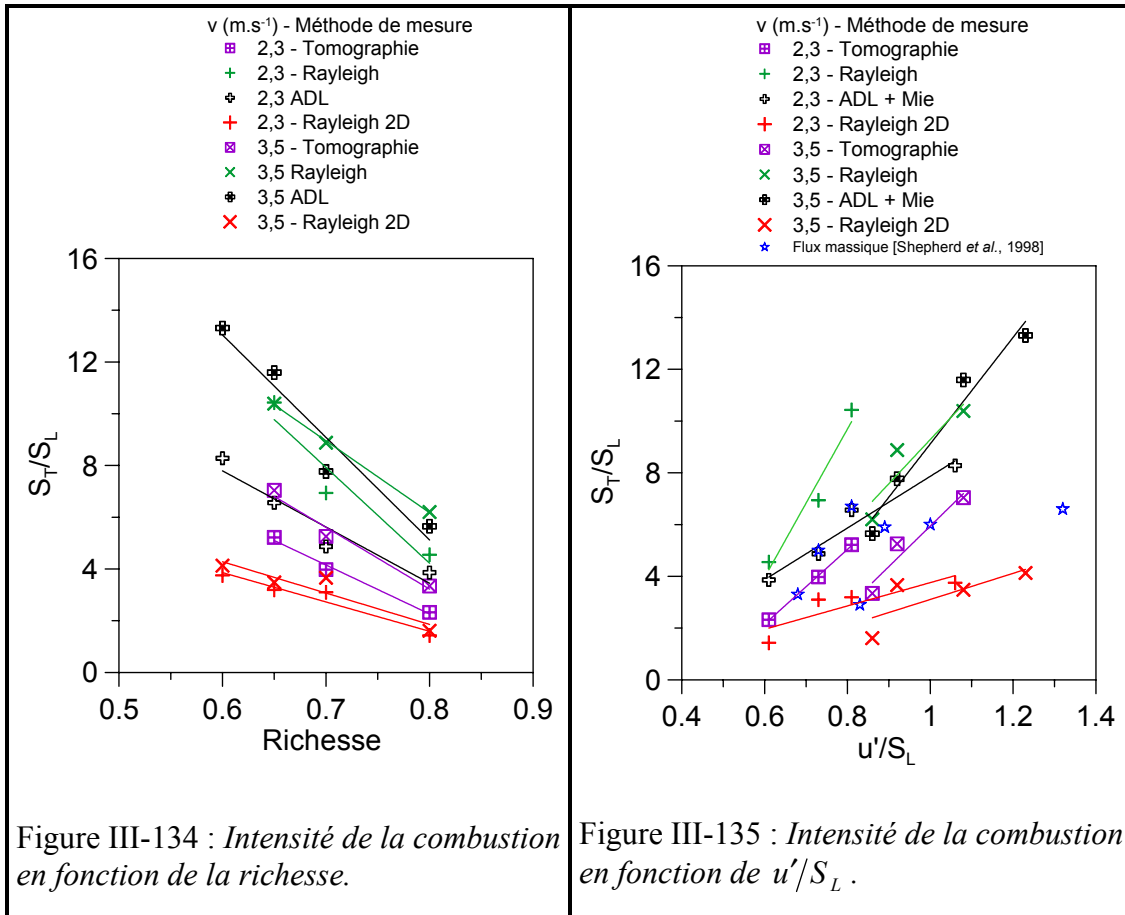


Figure III-133 : *Intensité de combustion estimée.*

3.3.2. Estimation à partir de la dissipation scalaire

Nous reprenons la relation déterminée par [Shepherd *et al.*, 2000], mais nous utilisons le coefficient de proportionnalité que nous avons déterminé égal à 0,3.

La Figure III-134 et la Figure III-135 montrent l'évolution de l'intensité de combustion en fonction de la richesse et du rapport u'/S_L , respectivement. Les résultats d'imagerie tomographique et Rayleigh sont comparés à ceux de [Gagnepain, 1998] obtenus par diffusion Rayleigh et par ADL associé à la diffusion de Mie et à ceux de [Shepherd *et al.*, 1998] qui calculent l'intensité de combustion à partir de la vitesse de consommation et les flux massiques.



Ces figures confirment les résultats obtenus par diffusion Rayleigh et par ADL associée à Mie proposés par [Gagnepain, 1998] concernant l'évolution relative de l'intensité. L'intensité augmente fortement lorsque u'/S_L croît et quand la richesse diminue. Ces courbes montrent, d'après la définition de l'intensité de combustion, que le front de flamme devient de plus en plus plissé quand la flamme s'appauvrit. Ceci se voit sur les images tomographiques. On remarque, cependant, que l'intensité de combustion estimée par l'analyse des images tomographiques ou l'imagerie Rayleigh prend des valeurs beaucoup plus faibles (2 à 3 fois plus faibles) que celles de la diffusion Rayleigh un point et de l'ADL associée à Mie. La différence entre les deux types d'imagerie et les autres méthodes est le volume de mesure. Les mesures d'ADL et de diffusion Rayleigh un point sont réalisées sur un petit volume de mesure pratiquement ponctuel alors que l'imagerie est réalisée sur une région importante de la flamme. Cependant, compte tenu du faible taux de turbulence (inférieur à 1,4), les valeurs de S_T/S_L déterminées par l'imagerie semblent plus réalistes.

Lorsque l'on compare les deux méthodes d'imagerie, on peut faire quelques remarques. La puissance nécessaire pour obtenir une nappe laser pour la diffusion de Mie est plus faible que

celle nécessaire pour la diffusion Rayleigh. La région de la flamme observée par la tomographie est donc plus importante que celle par diffusion Rayleigh. Par tomographie, on observe la flamme entière alors que par la diffusion Rayleigh, nous ne pouvons examiner qu'une petite région (nous avons choisi la pointe de la flamme). Mais, l'avantage réelle de l'imagerie Rayleigh est de tenir compte du gradient de densité du front de flamme alors que, pour la tomographie, on considère que le front de flamme est infiniment mince. Nous avons également montré les valeurs obtenues à partir de la méthode qui tient compte des flux massiques ([Shepherd *et al.*, 1998]). Elles sont plus proches de l'imagerie Rayleigh et surtout de la tomographie que des méthodes ponctuelles.

Les intensités de combustion que nous avons déterminées avec la hauteur moyenne de la flamme (Figure III-133) sont surestimées par rapport à toutes les méthodes de mesure. Cette méthode permet cependant de donner rapidement une idée de l'intensité de la combustion sans trop de calculs.

La Figure III-136 donne l'évolution de l'intensité de la combustion selon la hauteur dans la flamme, déterminée à partir de la densité de surface de flamme tomographique.

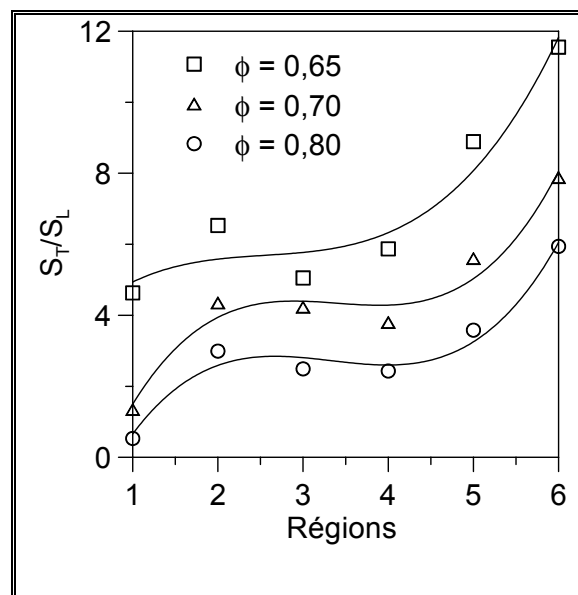


Figure III-136 : *Intensité de la combustion selon la hauteur.*

L'intensité de la combustion augmente lorsque l'on se rapproche de la pointe de la flamme. En outre, il y a un palier quand on se situe dans les régions du « milieu » de la flamme

(régions III et IV). La richesse influe sur l'intensité de la combustion : l'intensité diminue quand la richesse augmente comme montré sur la Figure III-134.

3.4. Conclusion

Ce chapitre était consacré au calcul de l'intensité de la combustion et du taux de combustion.

Nous effectuons d'abord les calculs à partir des images tomographiques. Le calcul du taux de combustion nous montre qu'il dépend fortement de la richesse et pratiquement pas de la vitesse d'écoulement. Ce taux est plus important pour les fortes richesses.

Nous observons ensuite le taux de combustion selon la hauteur dans la flamme. Nous voyons que le taux est plus faible dans les régions proches du brûleur qu'à la pointe de la flamme.

Le calcul de l'intensité de combustion par tomographie donne des évolutions équivalentes à la diffusion Rayleigh un point et à l'ADL. L'intensité de combustion croît quand u'/S_L croît ou quand la richesse diminue. En outre, l'intensité a tendance à augmenter lorsque que l'on s'approche de la pointe de la flamme.

Nous avons également calculé le taux de combustion et l'intensité de combustion à partir de l'imagerie Rayleigh à partir de la dissipation scalaire. Nous avons obtenu des valeurs légèrement plus faibles que par tomographie. Nous pensons que cela provient de la méthode de mesure qui est effectuée sur une région restreinte de la flamme. Il serait donc intéressant de faire des images Rayleigh sur la totalité de la flamme.

L'estimation que nous avons faite à partir de la hauteur moyenne de la flamme surestime l'intensité de combustion. Cependant, cette méthode permet de se donner une idée de ce que l'on peut obtenir sans trop de calculs.

4. Conclusion

Nous présentons ici, d'une façon synthétique, les résultats significatifs décrits dans cette partie.

Dans le premier chapitre, nous avons étudié les grandeurs macroscopiques qui permettent de caractériser la flamme. À partir des images tomographiques, nous avons étudié la hauteur moyenne de la flamme et l'influence des îlots, l'épaisseur apparente du front de flamme turbulent, la distance caractéristique des plissements du front instantané, la densité de surface de flamme et l'orientation de la flammelette.

Nous avons vu que les échelles caractéristiques de plissements, comme la densité de surface de flamme sont fortement influencées par les îlots qui augmentent l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. Ils font donc partie à part entière de la flamme.

Les valeurs de l'échelle intégrale scalaire déduite des plissements des fronts instantanés sont sensiblement les mêmes que celles mesurées par diffusion Rayleigh un point. Elles se situent autour de 3 mm dans cette configuration de flamme. Cette échelle est très faiblement sensible à la richesse.

Les mesures de densité de surface pour la flamme entière ont donné des résultats pratiquement semblables quelle que soit la richesse ou la vitesse d'écoulement de la flamme. En outre, les maxima de la densité se placent aux alentours de $\langle c \rangle = 0,5$ ce qui est différent des résultats de diffusion Rayleigh un point qui les placent autour de 0,6. De plus, ces maxima sont plus forts pour la tomographie que pour la diffusion Rayleigh un point. Comme les mesures de diffusion Rayleigh un point étaient faites dans la région de la pointe de la flamme, ceci nous amène à nous demander si la densité de surface de flamme ne varie pas selon le lieu où est réalisée la mesure par rapport au brûleur. Pour répondre à cette question, nous avons fait des mesures de densité de surface de flamme dans six régions. Nous en déduisons que la densité de surface de flamme a tendance à augmenter avec la hauteur. Le nombre de plissements a donc tendance à croître lorsque l'on s'éloigne du brûleur.

Dans le deuxième chapitre, nous avons étudié la courbure du front de flamme instantané et son épaisseur.

À partir des images tomographiques, nous avons calculé la courbure du front de flamme. Nous avons mis en évidence la propagation de Huyghens : les courbes de distribution de la courbure ont un décalage vers les courbures positives pour les faibles valeurs de $\langle c \rangle$ et vers les courbures négatives pour les valeurs de $\langle c \rangle$ plus grandes Ceci est confirmé par le

calcul de la dissymétrie et de l'aplatissement qui a une valeur éloignée de l'aplatissement d'une courbe gaussienne.

Le calcul de la moyenne de la courbure montre une décroissance de celle-ci selon $\langle c \rangle$ et une annulation pour $\langle c \rangle = 0,6$. À ce niveau, le front de flamme a autant de courbures négatives que de courbures positives.

Les statistiques sur la courbure de flamme montrent un changement substantiel selon la coordonnée axiale de la flamme. Ceci est essentiellement dû à l'évolution spatiale des structures des plissements de la flamme. Les courbures tendent à être très petites près du brûleur alors que les structures de plissements loin du brûleur augmentent en magnitude. Parallèlement, l'asymétrie des distributions de la courbure croît.

Le calcul de la courbure selon la hauteur met en évidence la formation importante de points de rebroussement en aval de l'écoulement. Le calcul des courbures positives et négatives montre que les courbures positives augmentent jusqu'à la moitié de la flamme et diminuent par la suite. Les courbures négatives augmentent toujours jusqu'à la pointe de la flamme. Le rayon de courbure calculé à partir des courbures négatives et positives diminue en s'éloignant du brûleur jusqu'à atteindre la moitié de la dimension de l'échelle intégrale de turbulence dans les gaz frais.

Une partie importante de ce travail porte sur le calcul de l'épaisseur thermique à partir des images Rayleigh. Les distributions de l'épaisseur thermique ont une forme lognormale. Certains auteurs [Mansour *et al.*, 1992] supposent que s'il existe une relation exponentielle entre l'épaisseur et l'étirement tangentiel, la distribution de l'étirement tangentiel serait gaussienne, ce qui semble plausible selon les mesures d'étirement tangentiel déjà réalisées dans d'autres travaux. De telles mesures devraient aussi être faites sur ce brûleur.

L'évolution de l'épaisseur moyenne selon la richesse est en bon accord avec les résultats sur les flammes laminaires. L'épaisseur de la flamme diminue lorsque l'on augmente la richesse. De plus, l'épaisseur thermique est environ quatre fois plus grande que l'épaisseur caractéristique de la zone de réaction.

Par la suite, nous avons étudié les gradients de température de la zone de réaction et de la zone de préchauffage. Cette étude montre un épaississement de la zone de préchauffage et de la zone de réaction. [Peters, 2000] affirme que l'épaisseur de préchauffage est élargie par des tourbillons en amont du front de flamme qui transportent les gaz préchauffés en avant de la flamme. Une étude de quelques images instantanées montre la possibilité de ce mécanisme.

Enfin, nous avons étudié la corrélation entre l'épaisseur thermique de la zone de réaction à partir des gradients de température et la courbure. L'étude directe des images met en évidence que l'épaisseur augmente sensiblement pour des courbures très importantes. D'après les courbes de corrélations croisées, il apparaît que ces deux grandeurs ne sont pas corrélées de façon évidente ou statistiquement représentative. Cependant, nous avons pu les exploiter en faisant une coupe pour une courbure nulle. Nous avons pu ainsi déterminer les distributions de l'épaisseur thermique sans effet de la courbure, c'est-à-dire avec l'effet de l'étirement turbulent seul. On a observé que l'étirement turbulent a pour effet de diminuer en moyenne l'épaisseur de la flamme instantanée. D'après l'étude des gradients de température, l'épaisseur de la zone de réaction diminue légèrement par rapport à l'épaisseur de la flamme laminaire, alors que celle de la zone de préchauffage diminue de façon plus importante, par rapport aux gradients correspondants calculés.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés aux modèles qui permettent de déterminer les quantités importantes de la flamme pour les confronter à nos résultats.

La détermination du facteur g du modèle BML nous montre que la distribution lognormale des longueurs des plissements semble être la plus appropriée. En fait, nous observons un comportement exponentiel des distributions pour des valeurs de longueurs supérieures à la valeur la plus probable. Pour des valeurs inférieures, la distribution exponentielle n'est plus valable puisque la probabilité des petits plissements ne tend pas vers zéro. En fait, la distribution gamma-2 représente assez bien la totalité de la distribution, mais la distribution lognormale suit mieux l'évolution des petits plissements.

Par la suite, nous avons comparé la dissipation scalaire mesurée directement à partir des images Rayleigh et celle calculée par un modèle à partir des mesures de diffusion Rayleigh un point. Nos résultats sont beaucoup plus faibles que ceux par diffusion Rayleigh. Or, en faisant des mesures selon la hauteur, on s'aperçoit que le maximum de la dissipation scalaire diminue lorsque l'on monte dans la flamme et que ce maximum se décale vers les gaz brûlés. Ceci pourrait être l'explication des valeurs de dissipation plus faibles par imagerie Rayleigh. En effet, nos mesures d'imagerie Rayleigh ont été effectuées sur la partie supérieure de la flamme.

La dissipation scalaire étant proportionnelle à $S_L \Sigma$, nous avons fait le rapport entre ces deux grandeurs, rapport qui se situe entre 0,3 et 0,4.

Enfin, à partir de tous nos résultats, nous avons déterminé l'intensité de la combustion. Nous calculons d'abord le taux de combustion à partir de la densité de surface de flamme et de la

dissipation scalaire. Les mesures directes de la densité de surface de flamme donnent des valeurs plus importantes que les mesures indirectes qui se rapprochent des mesures indirectes de [Gagnepain, 1998]. En outre, plus on s'éloigne du brûleur, plus le taux de combustion est important. Les mesures maximales à partir de la dissipation scalaire se rapprochent des valeurs de [Gagnepain, 1998]. Le calcul de l'intensité de combustion montre que nos valeurs sont plus faibles que celles de [Gagnepain, 1998] mais se rapprochent de [Shepherd *et al.*, 1998]. Les mesures à différentes hauteurs dans la flamme présentent une augmentation de l'intensité de combustion lorsque l'on s'éloigne du brûleur.

Conclusions et perspectives

Ce travail expérimental avait pour objectif principal l'étude de la flamme conique de prémélange turbulente et pauvre. Nous avons introduit le sujet en décrivant la combustion pour se focaliser ensuite sur notre flamme d'étude. Après avoir décrit les dispositifs expérimentaux et les traitements des signaux, nous avons présenté les résultats, basés essentiellement sur des mesures en deux dimensions d'imagerie Rayleigh et de Mie.

À partir de l'imagerie par diffusion de Mie et Rayleigh, nous avons déterminé des grandeurs qui rendent compte de la structure scalaire des flammes turbulentes de prémélange pauvres comme : l'épaisseur turbulente, l'échelle caractéristique des plissements, la densité de surface de flamme, l'orientation de la flammelette, la dissipation scalaire, la courbure de front de flamme et l'épaisseur thermique des fronts de flamme instantanés.

Dans un premier chapitre, nous avons fait une brève étude macroscopique de la flamme en montrant la forte dépendance de la hauteur de la flamme par rapport à sa richesse : la flamme est d'autant plus haute qu'elle est pauvre. Nous avons ensuite montré l'influence des îlots de gaz brûlés ou non-brûlés sur la combustion.

Nous avons mesuré l'échelle caractéristique de plissements avec et sans les îlots. Nous observons que les îlots augmentent l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. Les mesures présentées par la suite prennent en compte les îlots. L'échelle caractéristique de plissements prend des valeurs sensiblement égales à celles mesurées par diffusion Rayleigh un point. Elle varie faiblement selon $\langle c \rangle$ autour de 3 mm.

L'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle c \rangle$ est la même quelles que soient la richesse et la vitesse d'écoulement des gaz frais. Les maxima se situent autour de $\langle c \rangle = 0,5$. Or, les maxima mesurés par diffusion Rayleigh semblent se situer à $\langle c \rangle = 0,6$. De plus, les maxima mesurés par diffusion Rayleigh sont inférieurs à ceux mesurés par tomographie laser. Par la suite, nous avons fait des mesures de la densité de surface de flamme dans six régions de la flamme selon son axe principal. Les résultats ont montré que la densité de surface de flamme augmente quand on s'approche de la pointe de la flamme, ce qui montre une augmentation du nombre de plissements en aval de la flamme.

Dans le deuxième chapitre, nous avons fait une étude de la structure du front de flamme en déterminant la courbure et l'épaisseur thermique de la zone de réaction et de préchauffage du front de flamme instantané.

La courbure a été calculée pour toute la flamme et en fonction de la hauteur. Une étude de corrélation entre l'épaisseur thermique et la courbure nous a paru intéressante.

La détermination des distributions de courbure a mis en évidence la propagation de Huyghens. Le calcul de la moyenne de la courbure montre qu'elle s'annule à $\langle c \rangle = 0,6$. Les calculs de dissymétrie montrent bien le décalage des distributions vers les courbures négatives, phénomène caractéristique de la propagation de Huyghens. De même, l'aplatissement présente des valeurs éloignées de celles correspondant à une distribution gaussienne de la courbure.

Les mesures de courbure faites pour les six régions dans la flamme mettent en évidence l'évolution des plissements du front de flamme. L'amplitude des courbures tend à augmenter à la pointe de la flamme. Il existe aussi une création importante de points de rebroussement en aval de la flamme. En séparant l'étude des courbures positive et négative, on remarque que la courbure positive augmente jusqu'à la moitié de la flamme pour diminuer à l'approche de la pointe alors que la courbure négative augmente constamment. En outre, le rayon de courbure calculé à partir des courbures positive et négative s'approche de la moitié de l'échelle intégrale de la turbulence dans les gaz frais à la pointe de la flamme.

Par ailleurs, nous avons déterminé les distributions de l'épaisseur thermique de la zone de réaction de flamme à partir de l'imagerie Rayleigh. La forme de ces distributions est lognormale. En outre, l'épaisseur moyenne diminue lorsque la richesse augmente. L'étude des gradients de température montre un épaississement de la zone de réaction et de la zone de préchauffage. D'après [Peters, 2000], la zone de préchauffage est élargie par des tourbillons devant le front de flamme du côté des gaz frais.

Les images de diffusion Rayleigh mettent en évidence que l'épaisseur augmente pour des courbures très importantes. Les courbes de corrélation croisée entre l'épaisseur thermique de la zone de réaction à partir des gradients de température et la courbure du front de flamme ne montrent pas de corrélation de façon évidente. On peut cependant déterminer les distributions de l'épaisseur thermique de la zone de réaction à partir de ces courbes pour une courbure nulle. Le résultat montre que l'étirement turbulent a pour effet de diminuer en moyenne l'épaisseur de la flamme instantanée. L'étude des gradients des deux zones montre

qu'ils augmentent par rapport aux gradients laminaires calculés. Le gradient de la zone de réaction augmente beaucoup moins que la zone de préchauffage.

Dans le troisième chapitre, nous considérons les implications de nos résultats sur le modèle BML et les modèles basés sur la dissipation scalaire.

L'étude a d'abord porté sur les distributions d'entre-croisements de longueur de plissement dans les gaz brûlés et les gaz frais. Nous avons comparé plusieurs possibilités de courbes s'ajustant aux distributions. La distribution gamma-2 est satisfaisante pour tous les plissements, alors que la distribution exponentielle ne l'est que pour les grands plissements, supérieurs à la valeur la plus probable. La distribution gamma-2 est correcte pour des longueurs grandes de même que la distribution exponentielle. La distribution lognormale est celle qui s'ajuste le mieux à nos résultats.

Peu de mesures de la dissipation scalaire ont été réalisées en combustion de prémélange. Or cette grandeur est importante dans plusieurs modèles de flammes turbulentes de prémélange. En théorie, elle nous permet de calculer la densité de surface de flamme, le taux de combustion local et l'intensité de combustion. Grâce à l'imagerie Rayleigh, nous avons fait des mesures de dissipation scalaire. Nous remarquons qu'il existe un maximum de la dissipation à $\langle c \rangle = 0,6$. [Borghini, 1990] montre que la dissipation scalaire est théoriquement proportionnelle au produit de la densité de surface de flamme et de la vitesse S_L . Nos mesures montrent que cette proportionnalité varie avec $\langle c \rangle$. Un modèle montre que 0,4 est une bonne constante de proportionnalité ; les présents résultats donnent une valeur moyenne proche de 0,3.

Enfin, le calcul du taux de combustion montre que ses maxima croissent avec la richesse. Le rapport S_T/S_L croît linéairement avec u'/S_L et décroît quand la richesse augmente. Nos mesures d'intensité de combustion par imagerie Rayleigh et Mie sont plus faibles que ceux de [Gagnepain, 1998]. Elles sont comparables aux mesures sur le même brûleur par [Shepherd *et al.*, 1998] qui calculent l'intensité de la combustion à partir de la vitesse de consommation et des flux massiques. Des mesures du rapport S_T/S_L dans différentes régions de la flamme montrent que ce rapport a tendance à croître en s'éloignant du brûleur.

Les perspectives de ce travail sont multiples. Il serait intéressant d'utiliser l'imagerie Rayleigh 2D sur toute la flamme. En fait, nous sommes limités par la puissance du laser qui

ne nous permet pas d'avoir des plans laser assez grands. Ceci restreint l'étude de la flamme à une petite région. Il est cependant possible de faire des mesures sur plusieurs images le long de la flamme. Cela permettrait d'améliorer les résultats de dissipation scalaire et d'épaisseur thermique.

L'utilisation de deux plans laser serait aussi un atout dans les mesures. En effet, nous savons que le front de flamme peut se propager hors du plan laser ce qui peut altérer les mesures de l'épaisseur. Sachant cela, nous nous sommes limités, dans cette étude, à de faibles turbulences. Nous avons quand même observé l'existence de cet effet de propagation hors du plan. Les valeurs de dissipation scalaire pourraient aussi être améliorées. De plus, l'utilisation de deux plans pourrait permettre un suivi temporel des phénomènes.

Une mesure de l'étirement tangentiel devrait en outre être menée afin de vérifier la relation exponentielle qui existerait entre l'épaisseur thermique et l'étirement tangentiel au moyen de la tomographie laser rapide et de la PIV ([Lecordier, 1997], [Renou, 1999]) et de connaître les relations qui existent entre les vitesses de flamme et l'étirement de la flamme par l'intermédiaire de la longueur de Markstein.

Un rapprochement des résultats expérimentaux et de codes numériques pourrait être fait. La dissipation scalaire a été très peu mesurée expérimentalement et pourrait donc intéresser des modélisateurs.

L'utilisation d'autre gaz pourrait être examinée afin de connaître l'influence du nombre de Lewis sur les différentes grandeurs données dans ce travail.

Afin de se rapprocher des conditions des moteurs tels que les moteurs au gaz naturel ou les chambres de combustion P.P.P. (Pauvre Prémélangé Prévaporisé), il est envisagé de mener l'étude de la flamme turbulente de prémélange en pression.

Annexe A

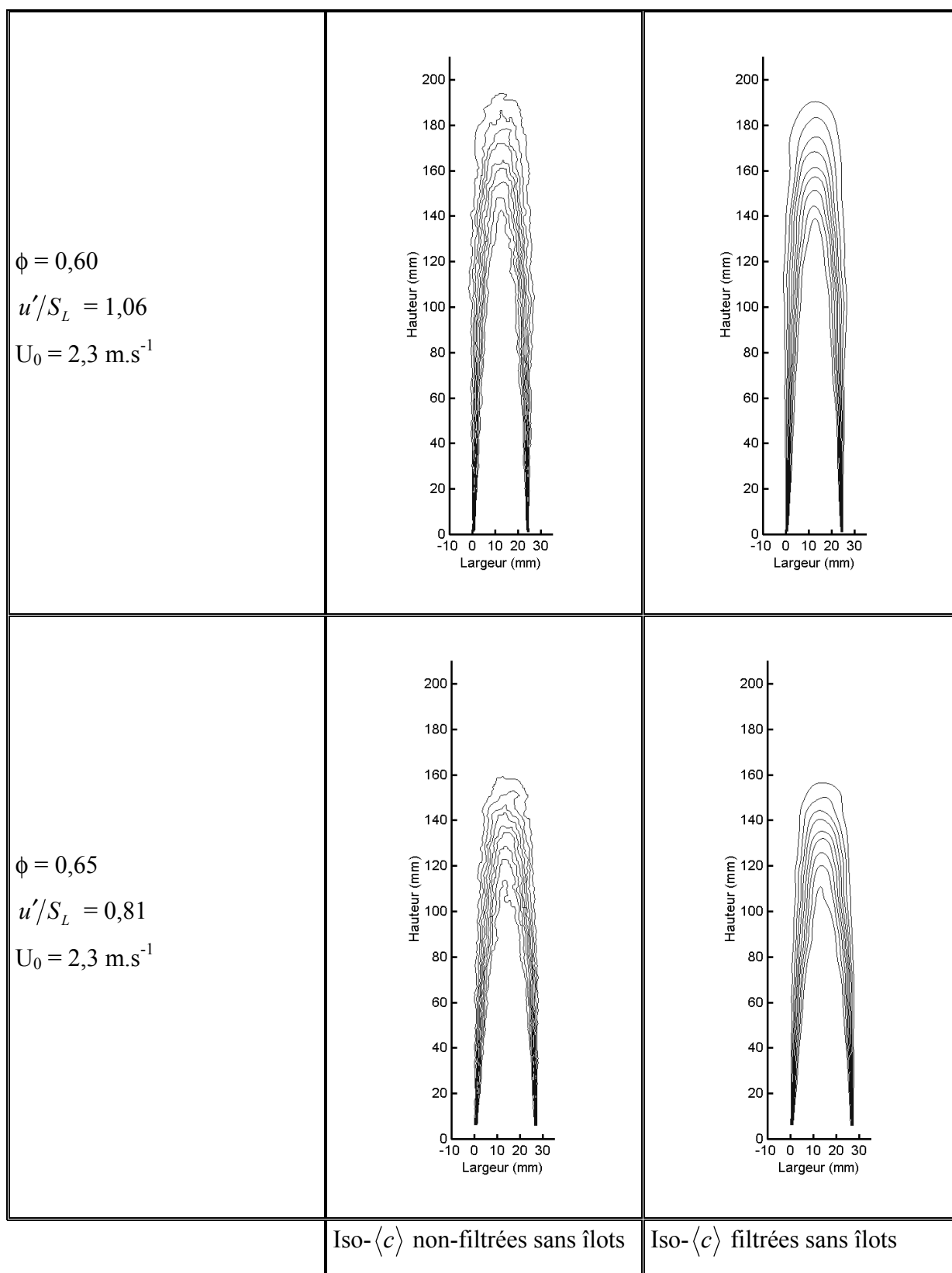


Figure A-1 : iso- $\langle c \rangle$ pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ sans îlots.

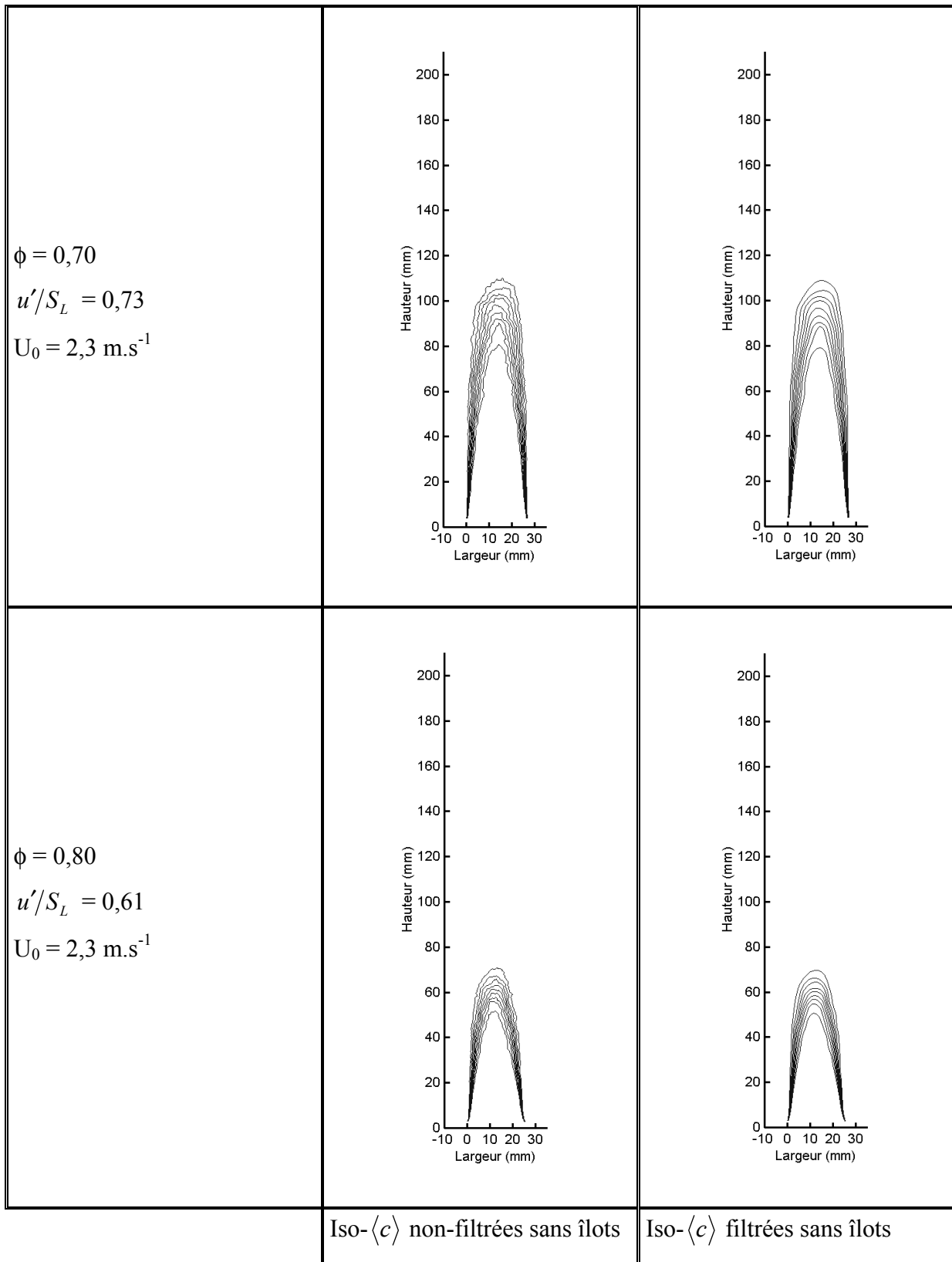


Figure A-2 : iso-⟨c⟩ pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ sans îlots.

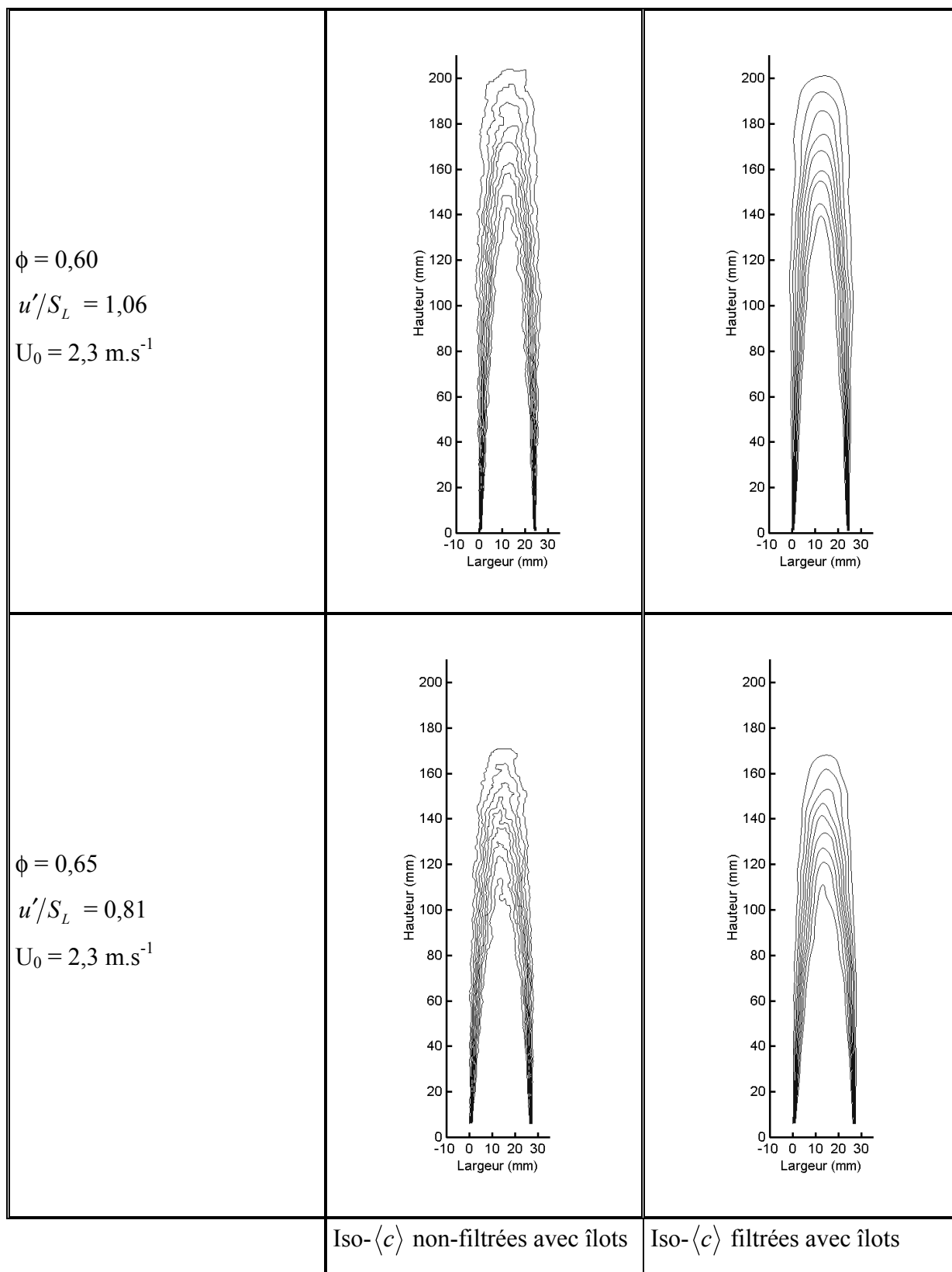


Figure A-3 : iso- $\langle c \rangle$ pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ avec îlots.

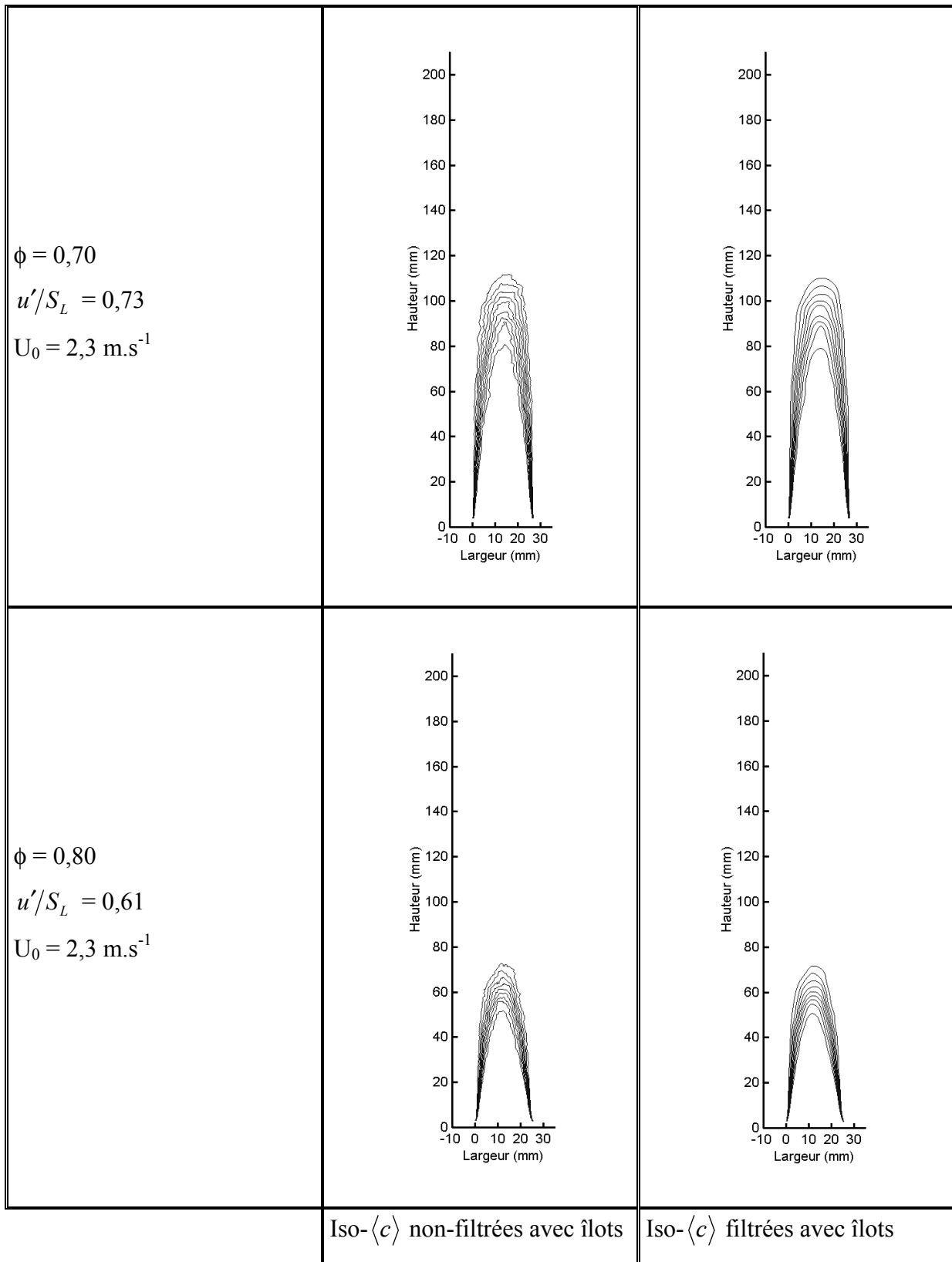
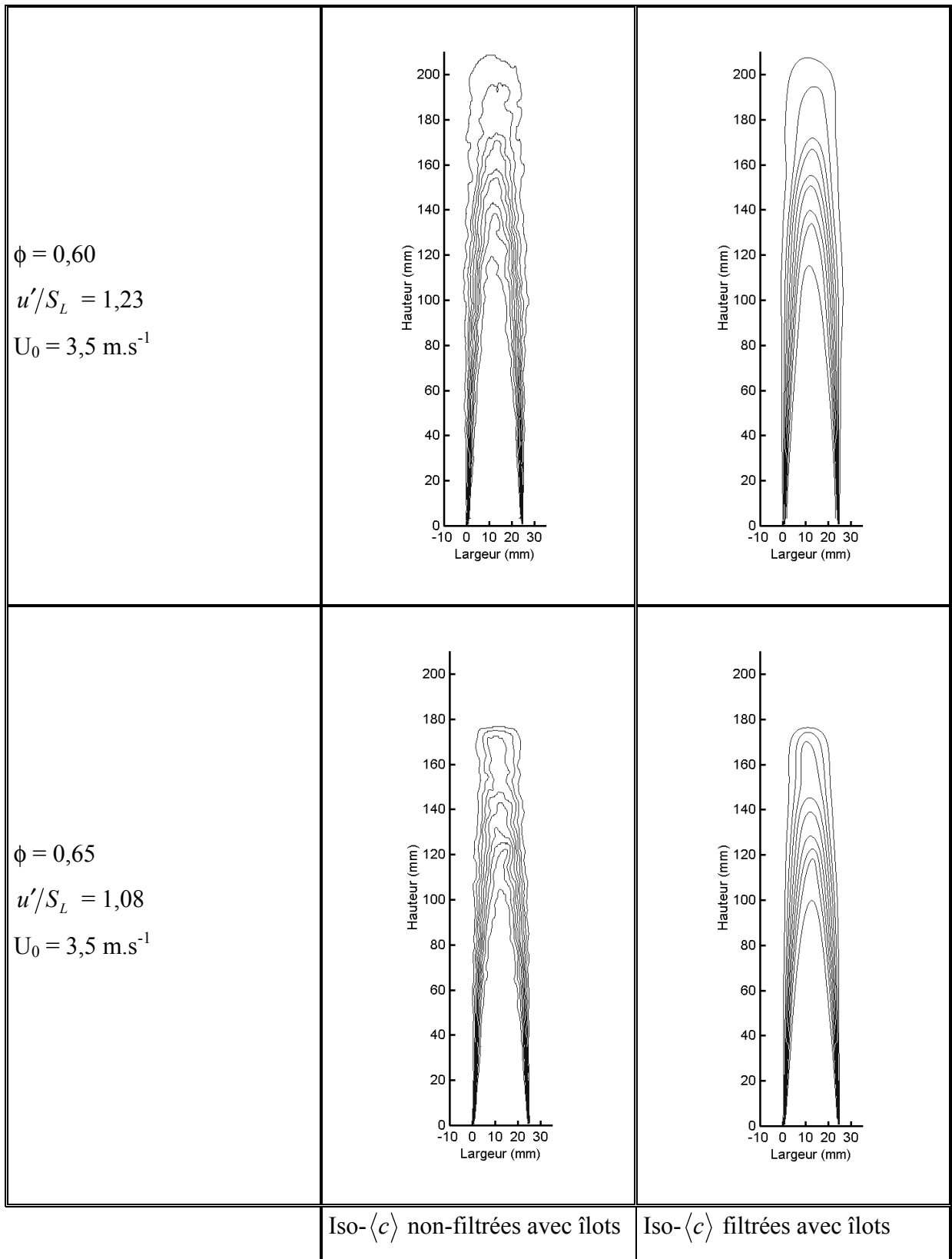


Figure A-4 : iso-⟨c⟩ pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ avec îlots.

Figure A-5 : iso- $\langle c \rangle$ pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec îlots.

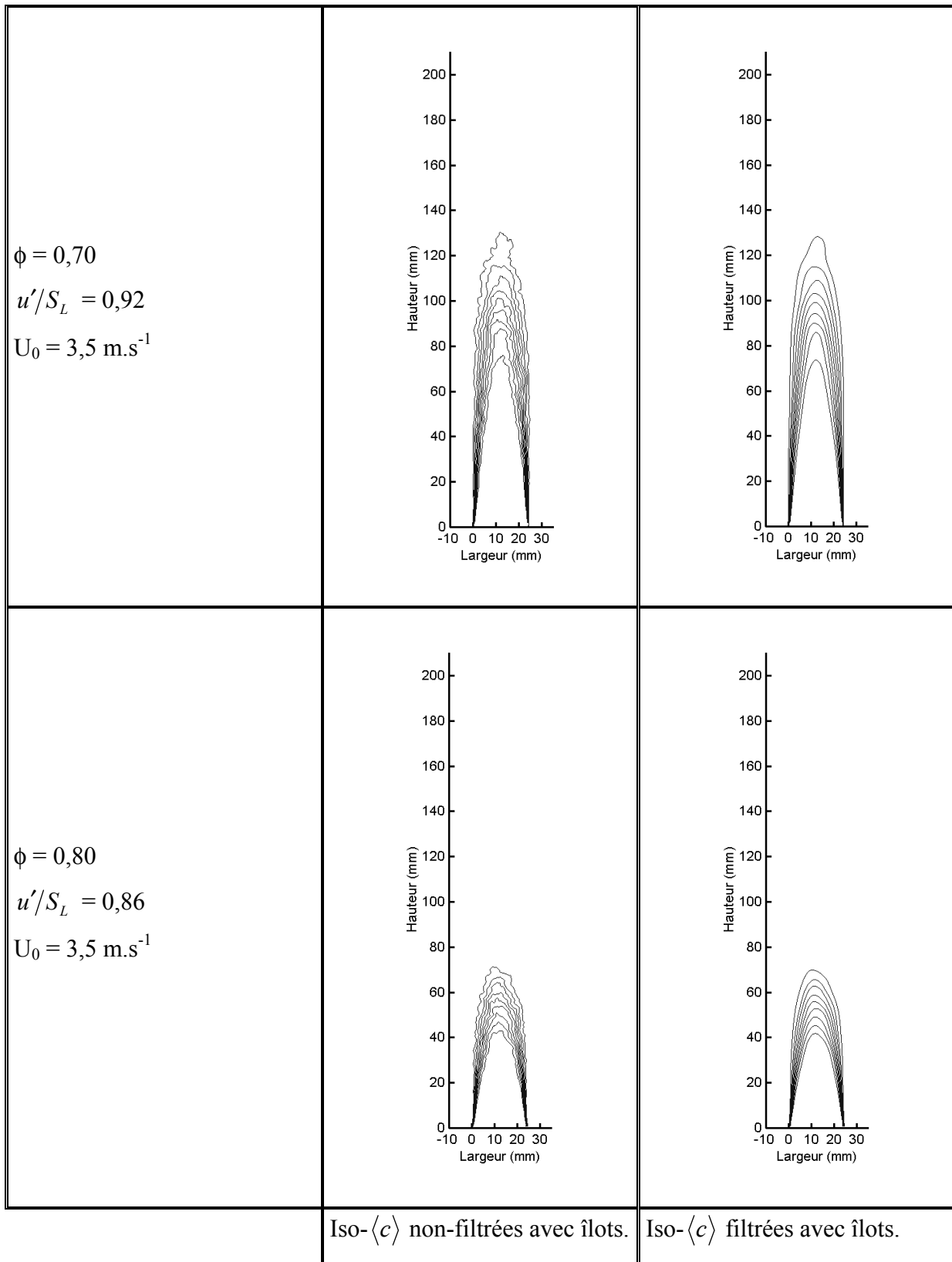


Figure A-6 : iso- $\langle c \rangle$ pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec îlots.

Annexe B

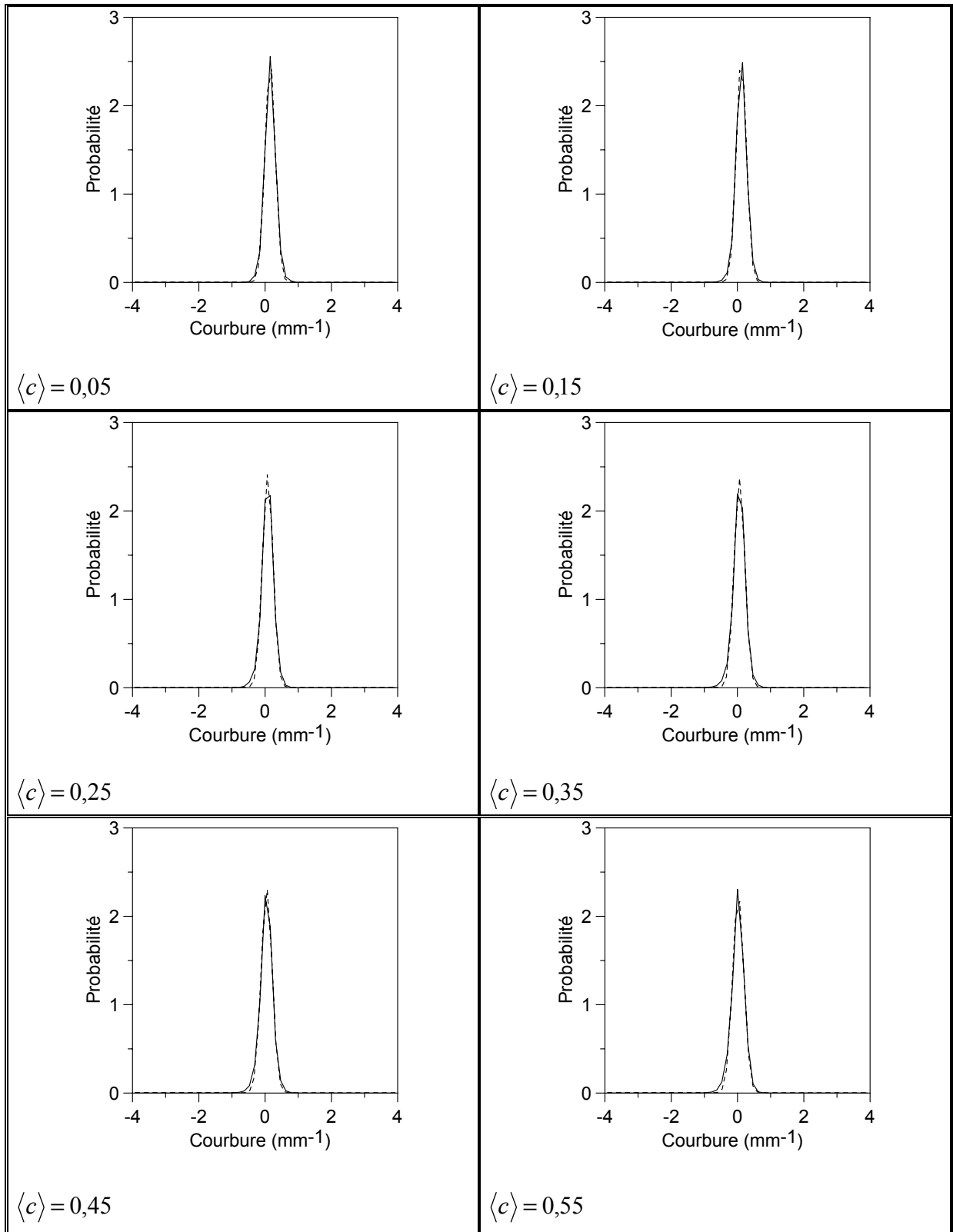


Figure B-1 : PDF de courbure pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,06$ et $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.

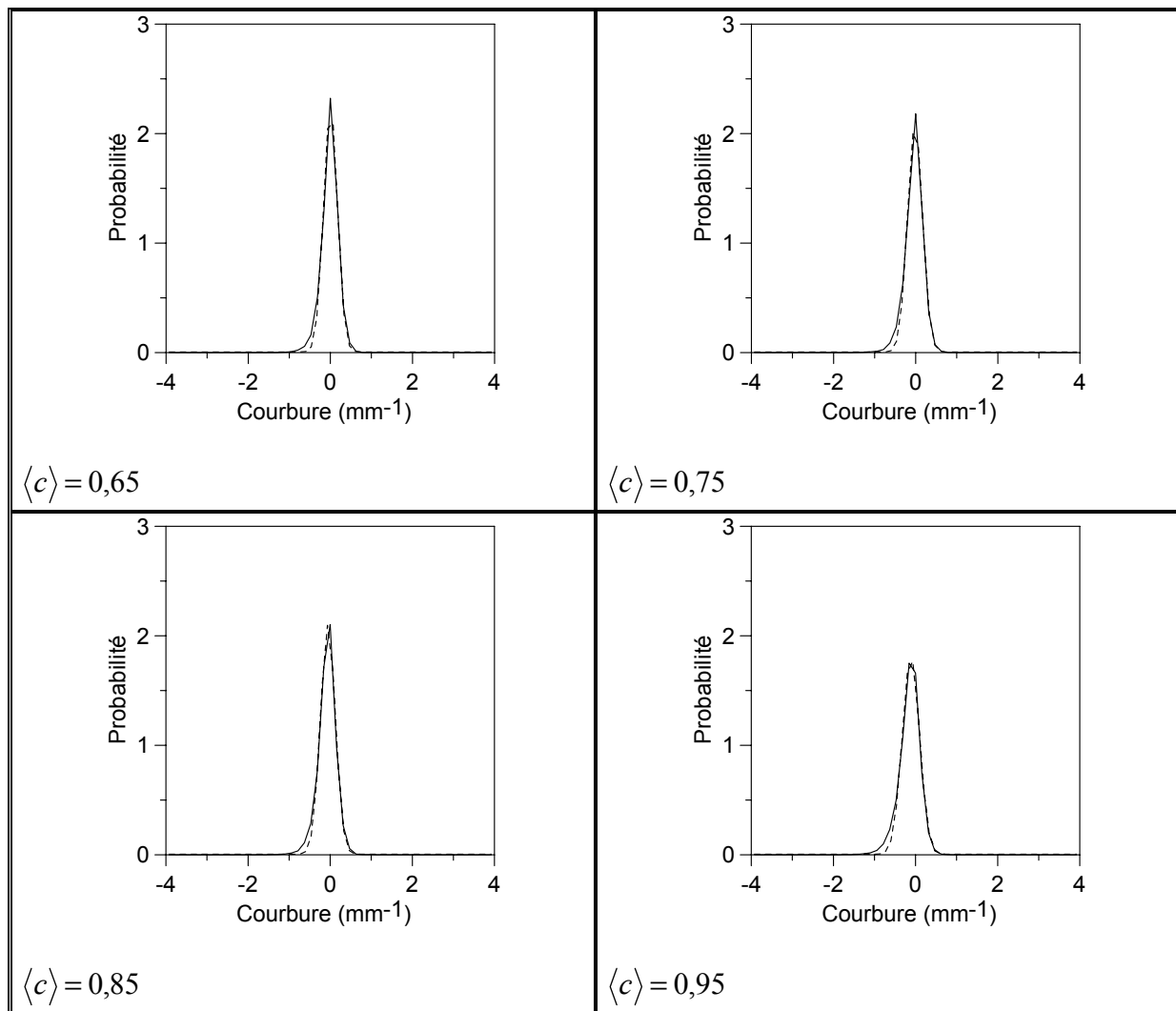


Figure B-2 : PDF de courbure pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,06$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

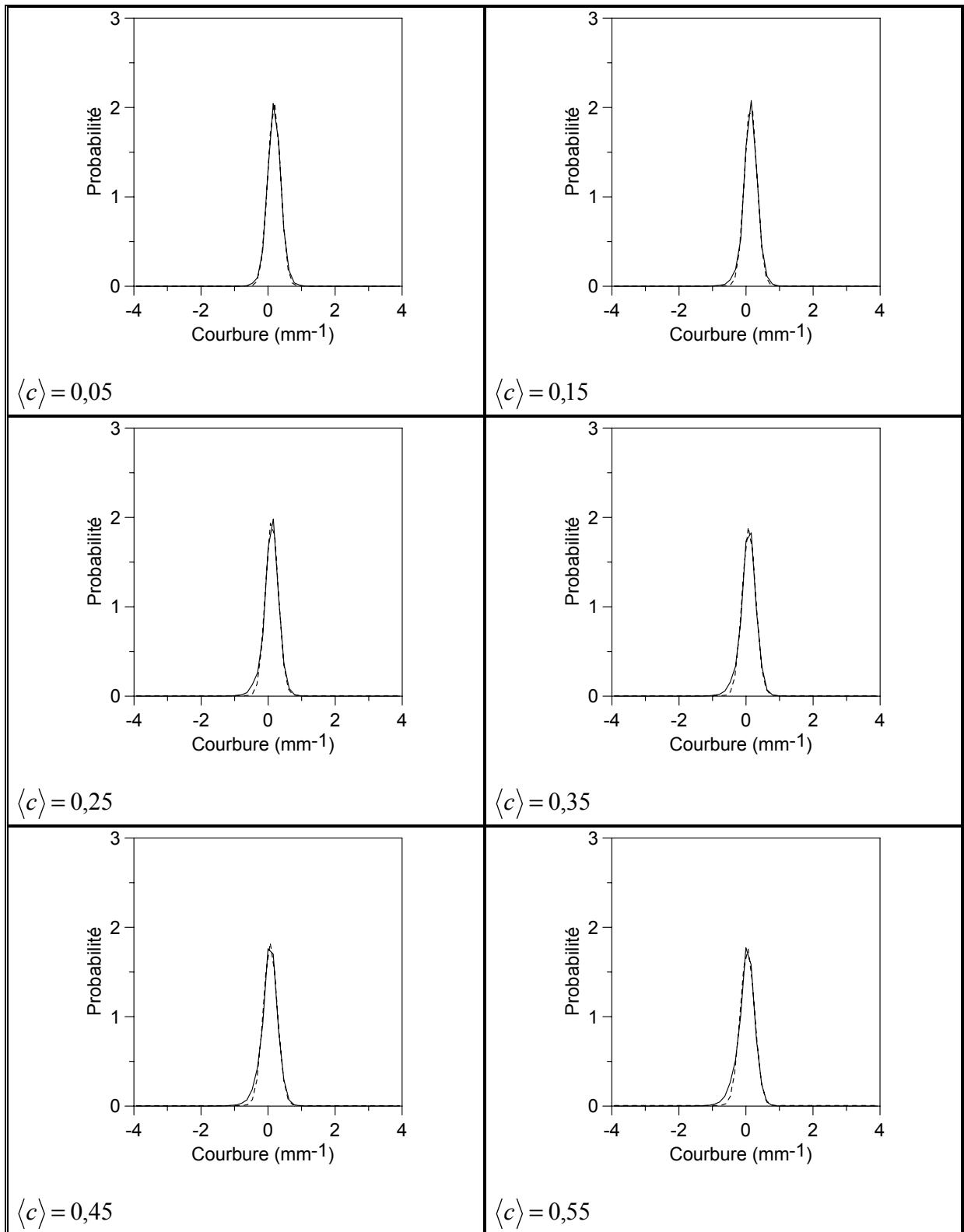


Figure B-3 : PDF de courbure pour $\phi = 0,65$, $u'/S_L = 0,81$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

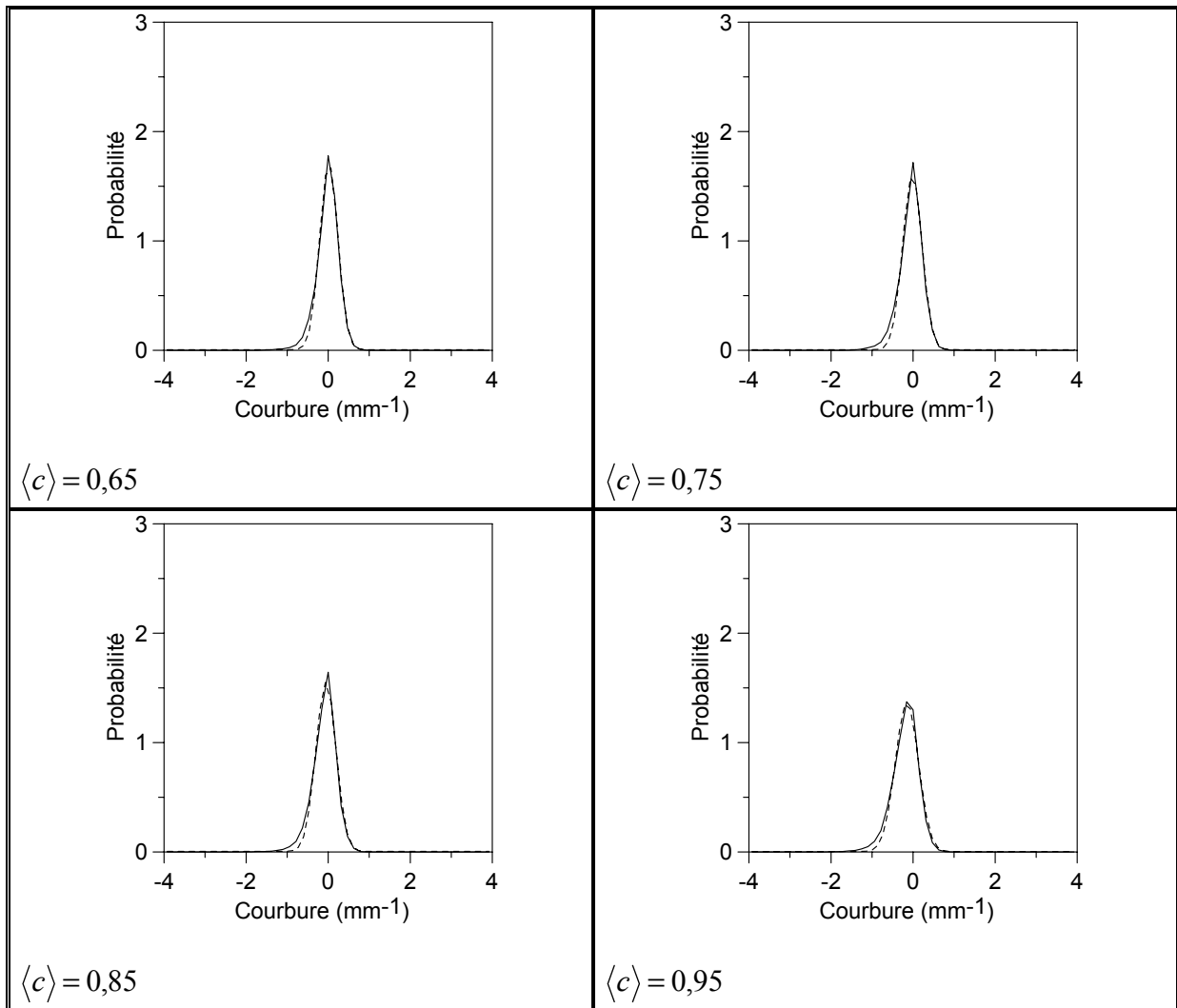


Figure B-4 : PDF de courbure pour $\phi = 0,65$, $u'/S_L = 0,81$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

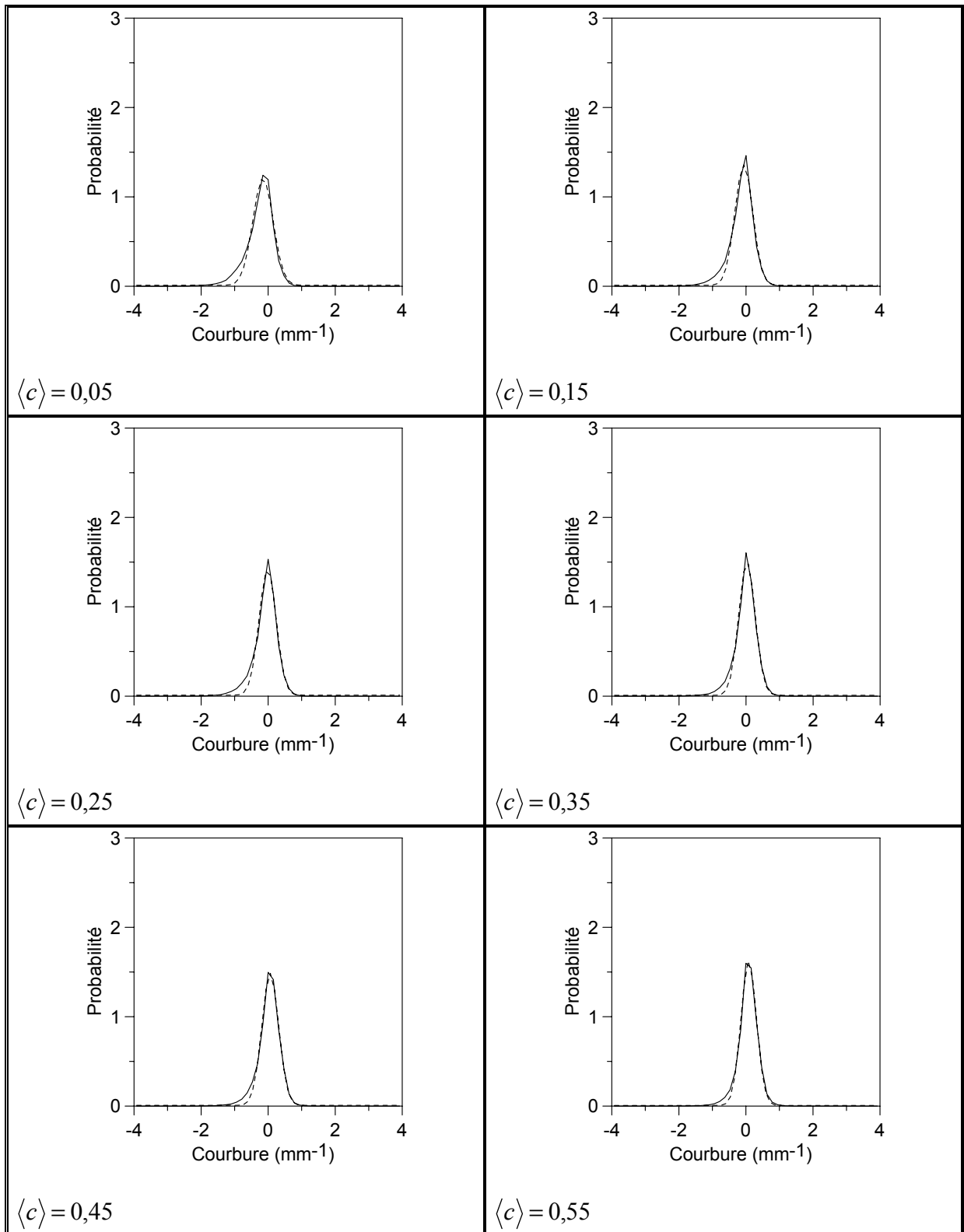


Figure B-5 : PDF de courbure pour $\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,73$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

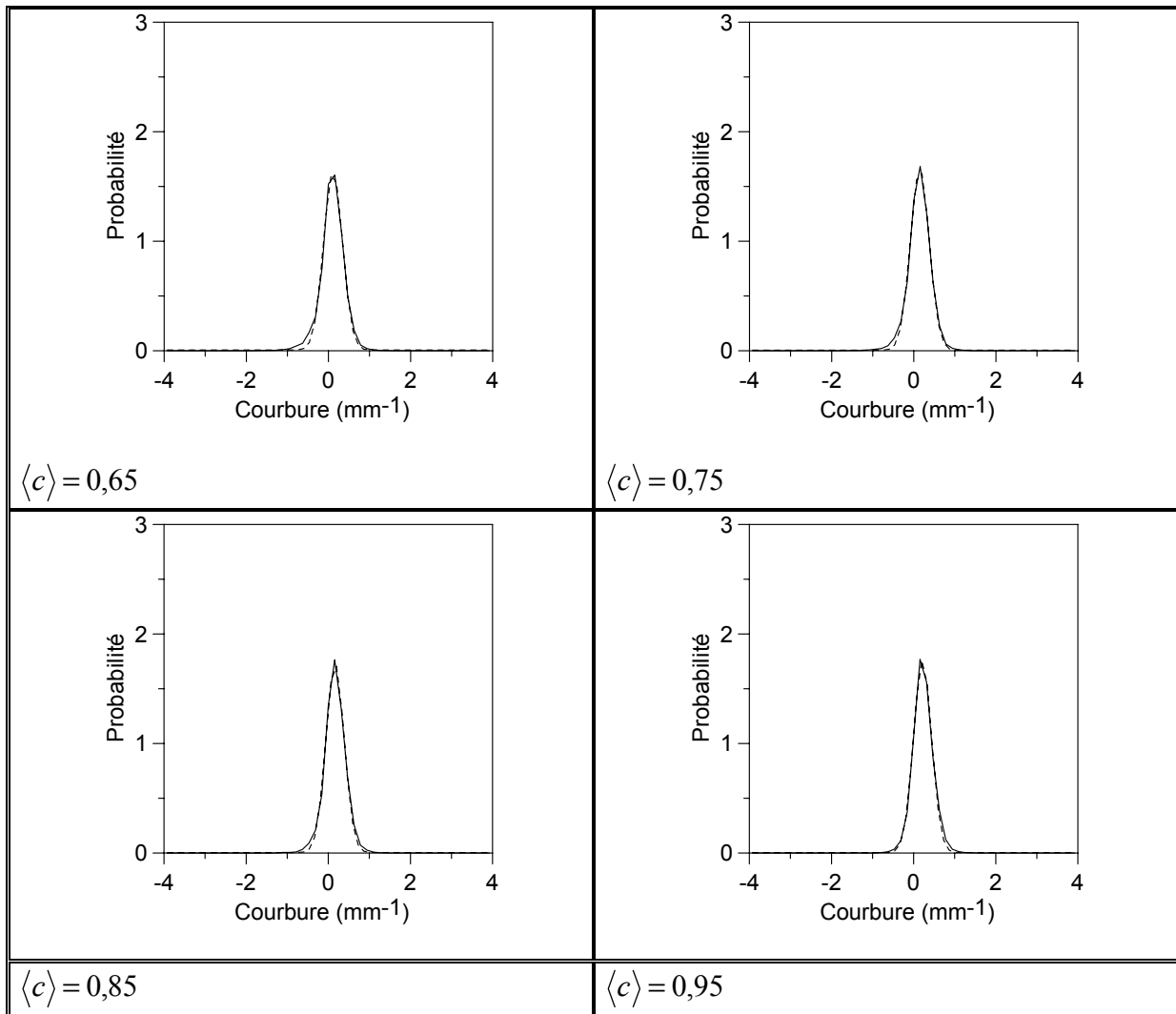


Figure B-6 : PDF de courbure pour $\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,73$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

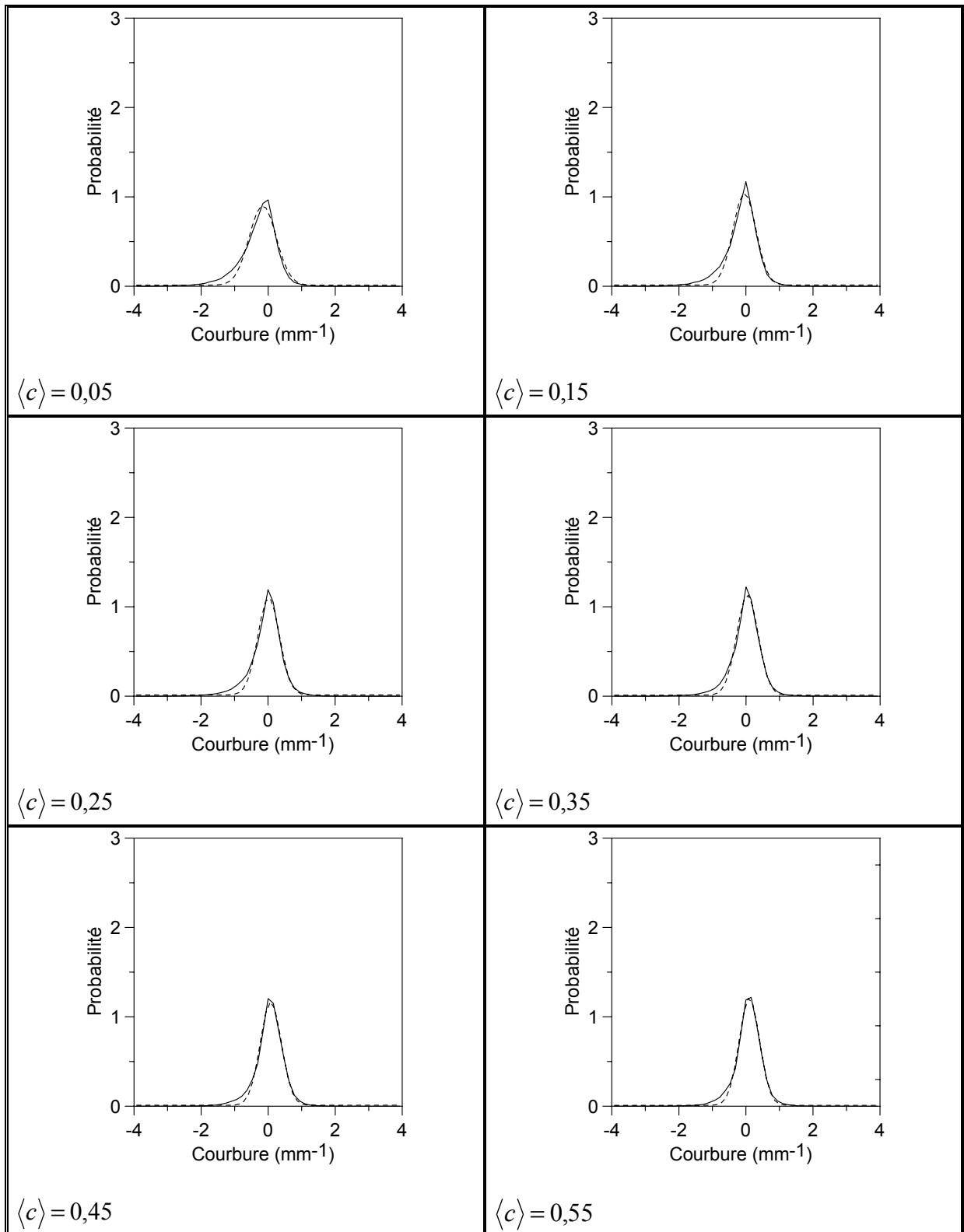


Figure B-7 : PDF de courbure pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,61$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

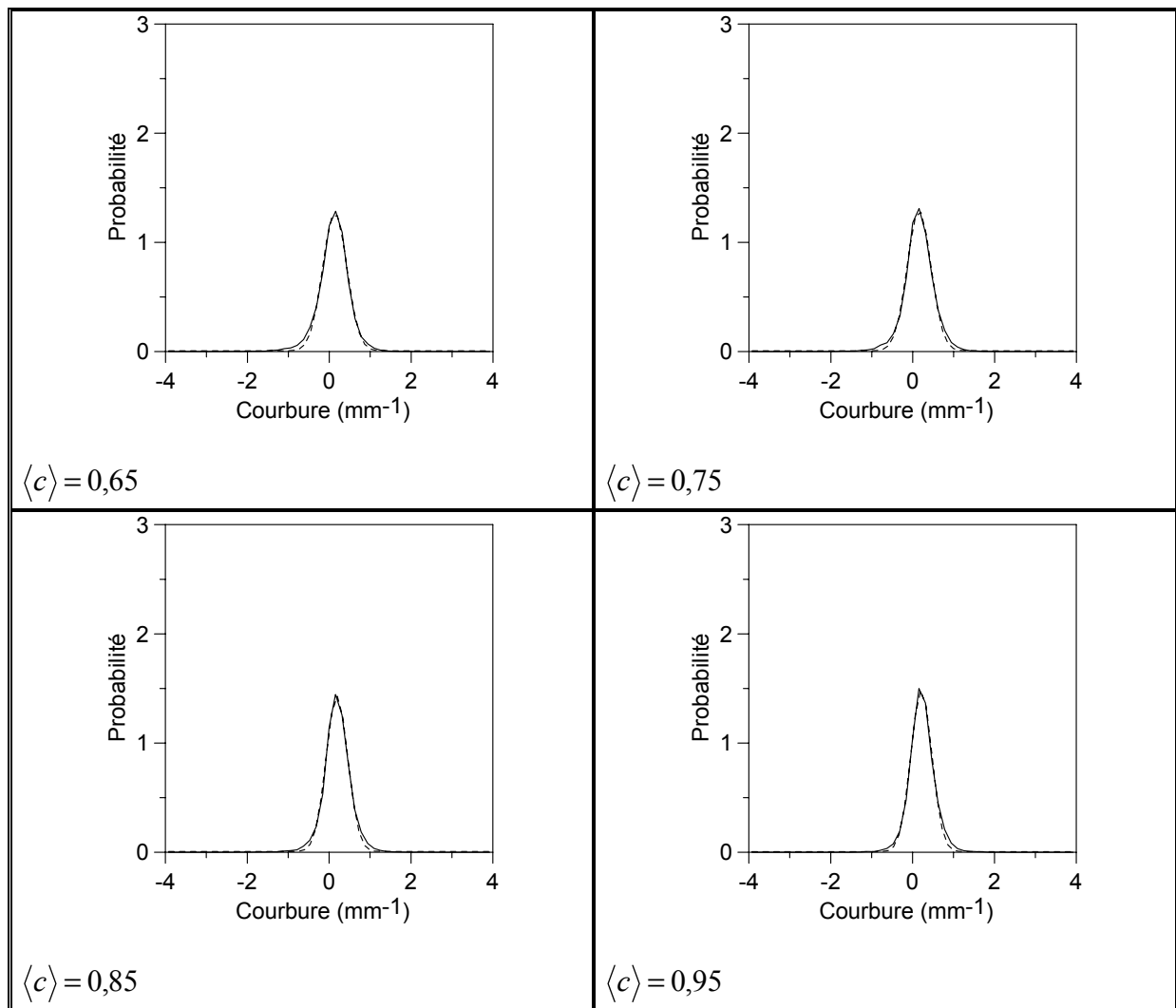


Figure B-8 : PDF de courbure pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,61$ et $U_0 = 2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

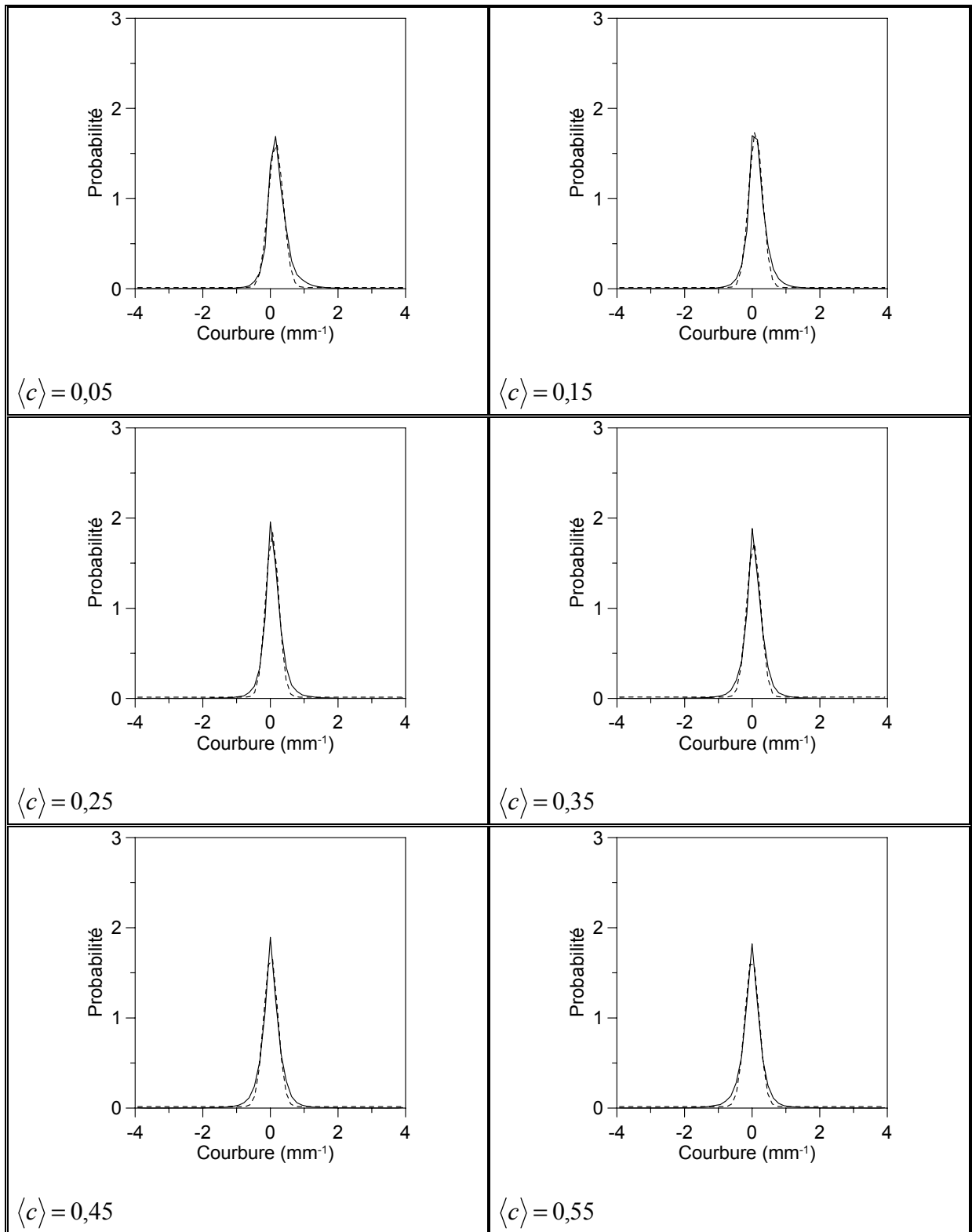


Figure B-9 : PDF de courbure pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 0,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

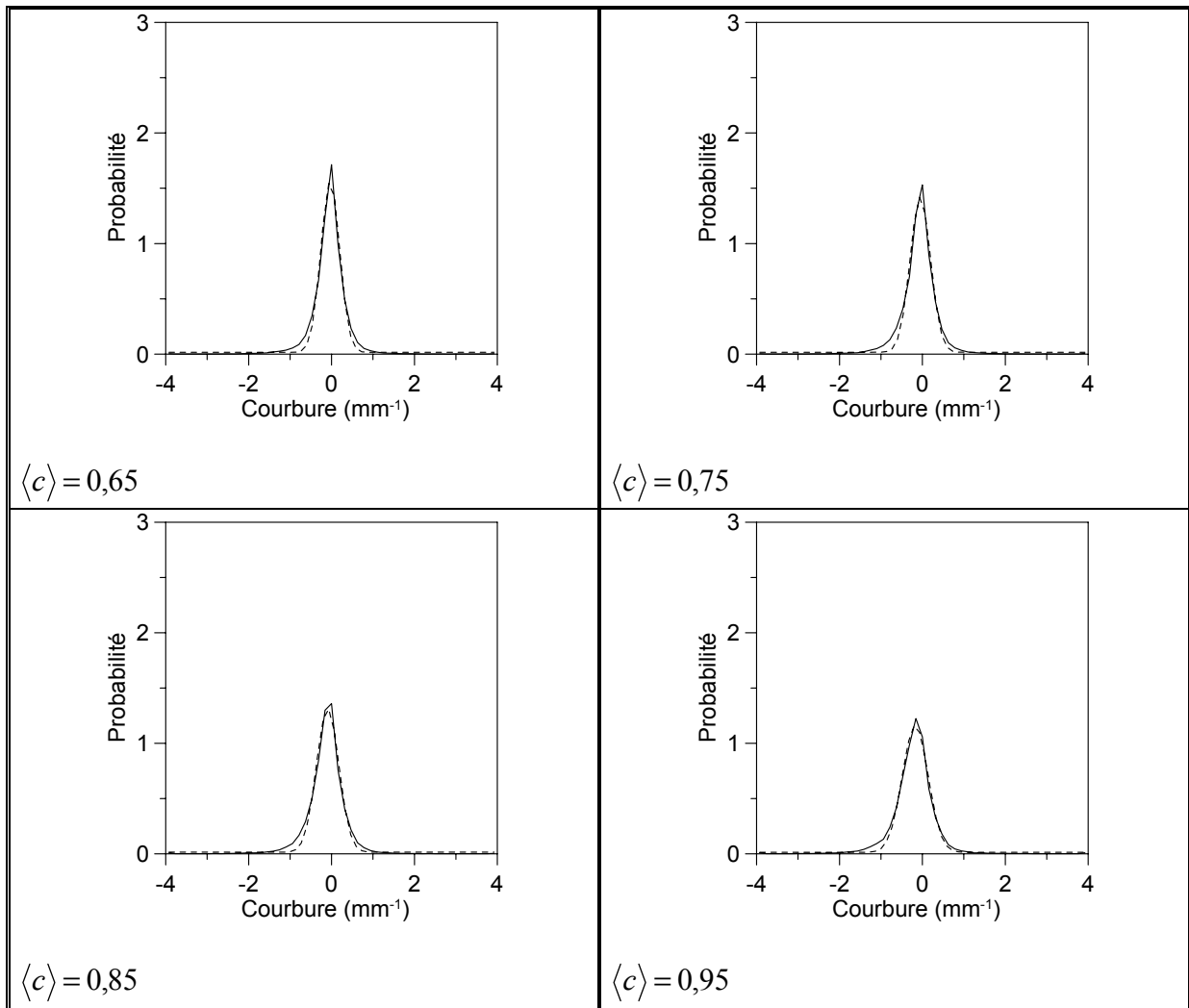


Figure B-10 : PDF de courbure pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

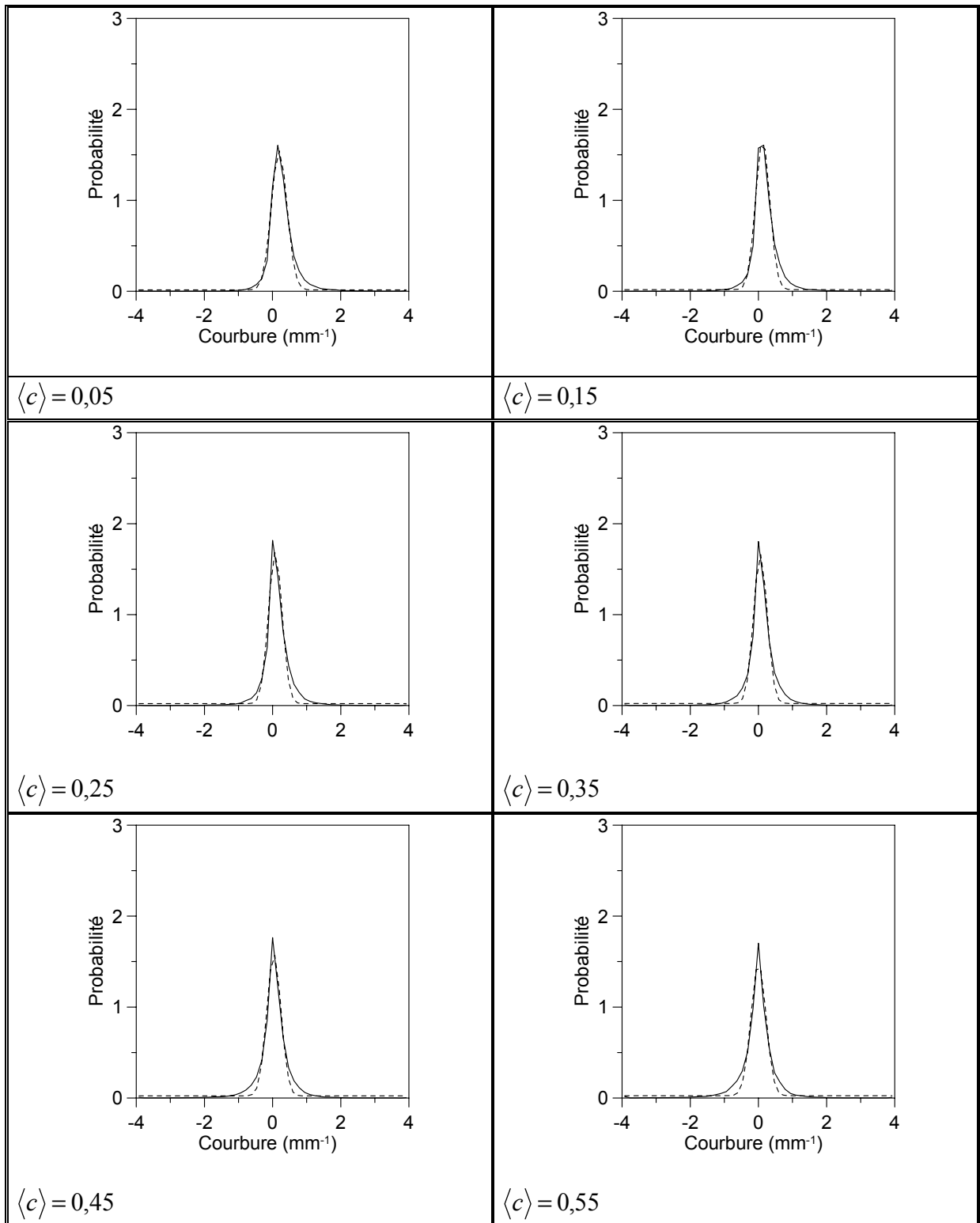


Figure B-11 : PDF de courbure pour $\phi = 0,65$, $u'/S_L = 1,08$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

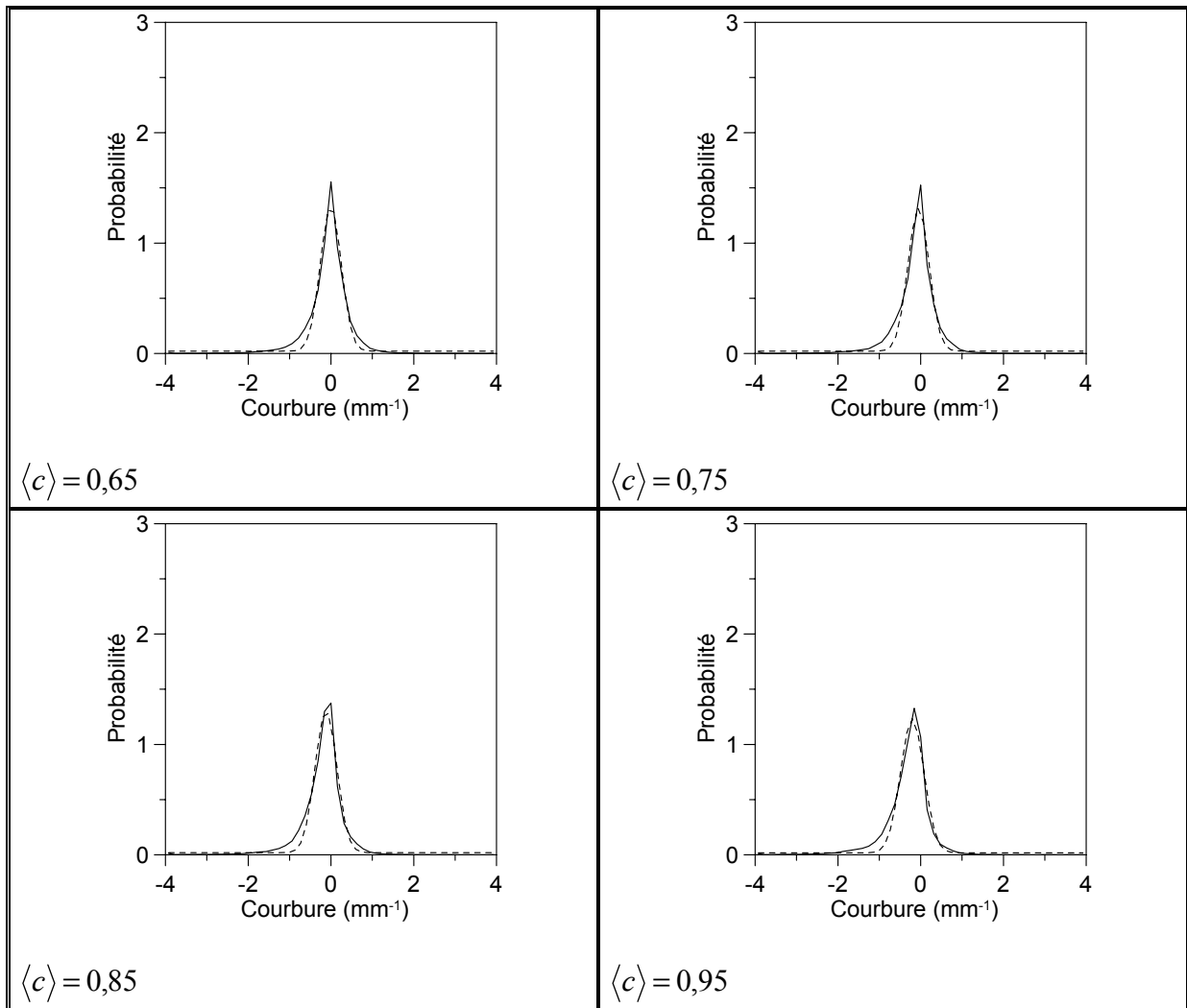


Figure B-12 : PDF de courbure pour $\phi = 0,65$, $u'/S_L = 1,08$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

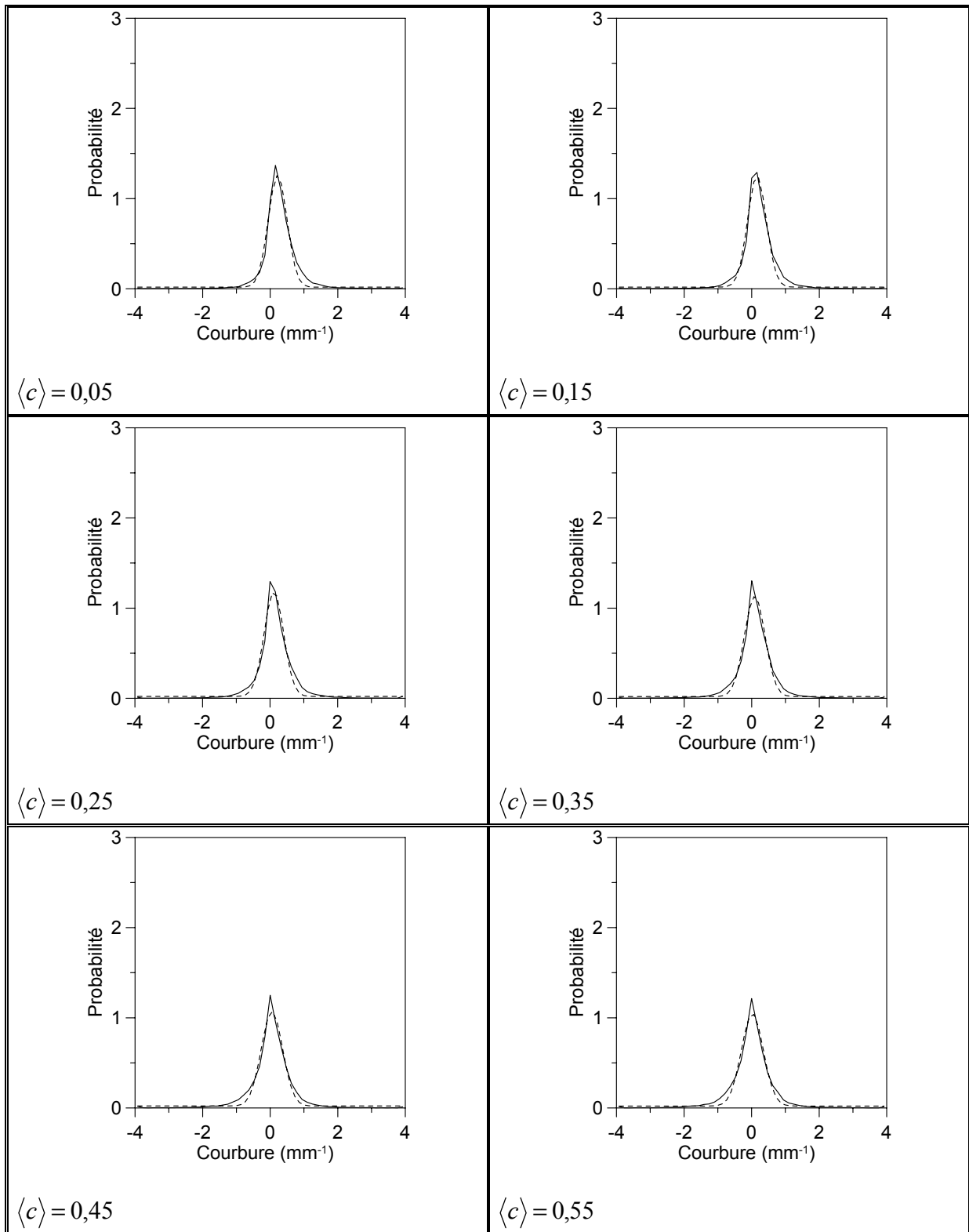


Figure B-13 : PDF de courbure pour $\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,92$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

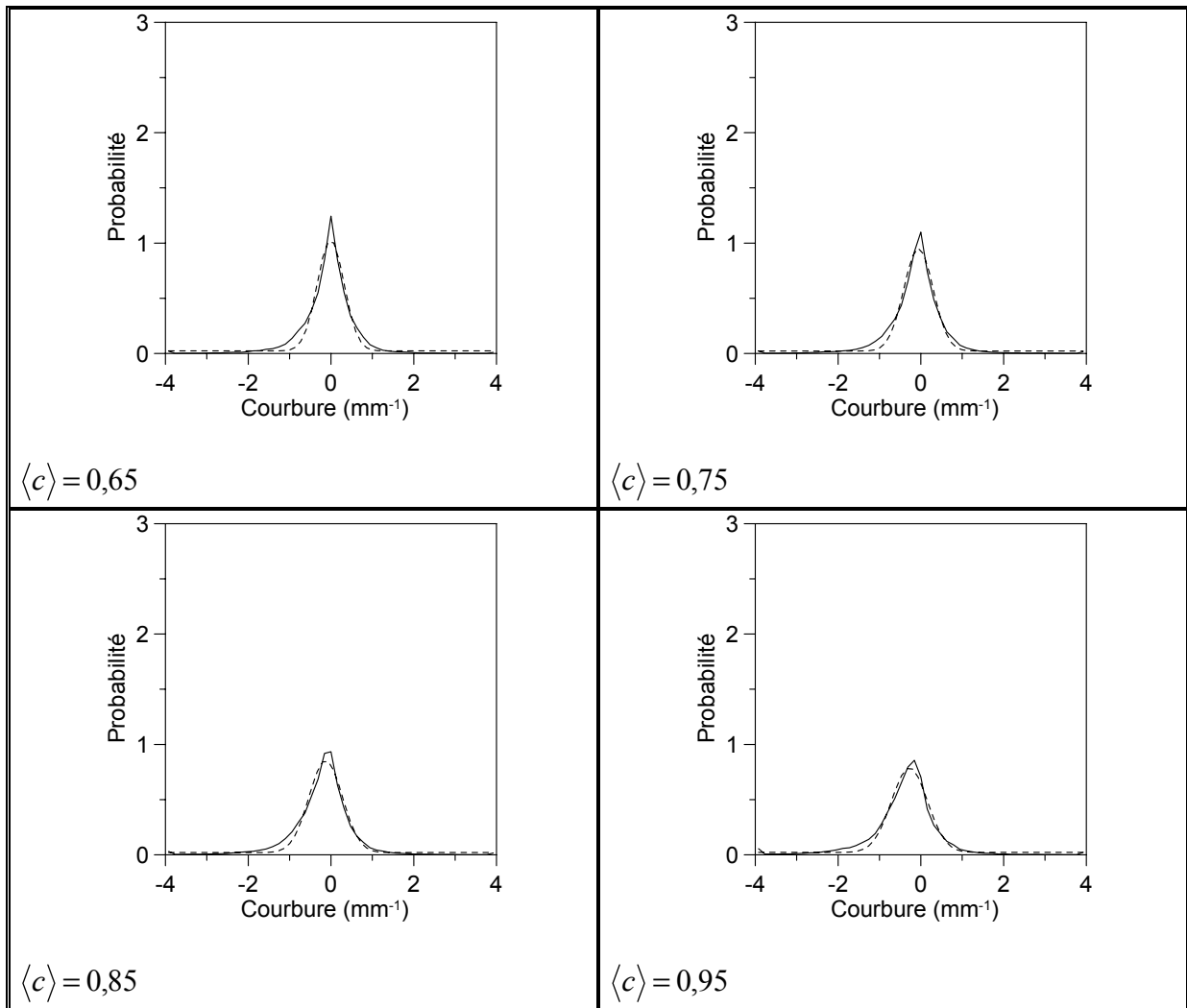


Figure B-14 : PDF de courbure pour $\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,92$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

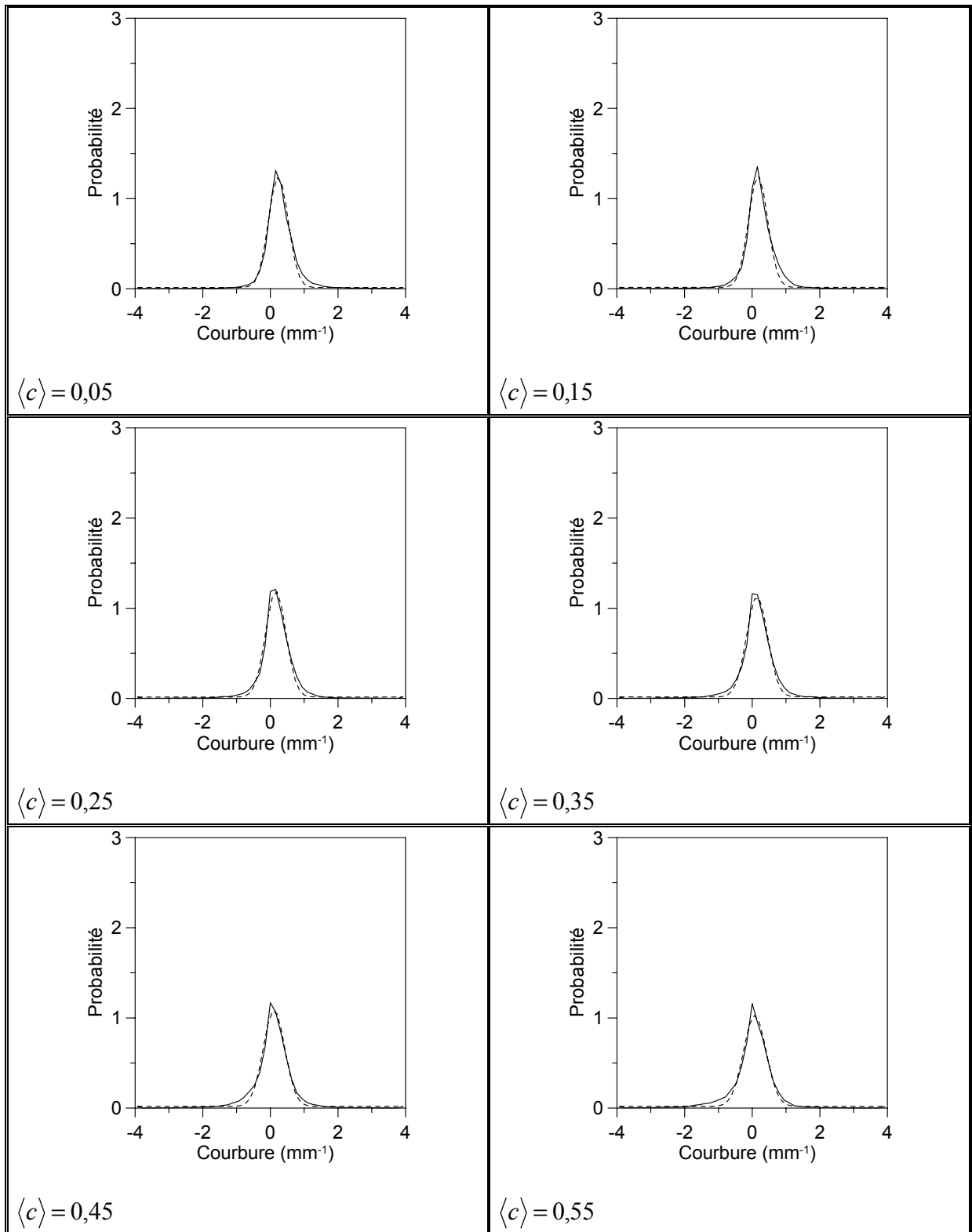


Figure B-15 : PDF de courbure pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

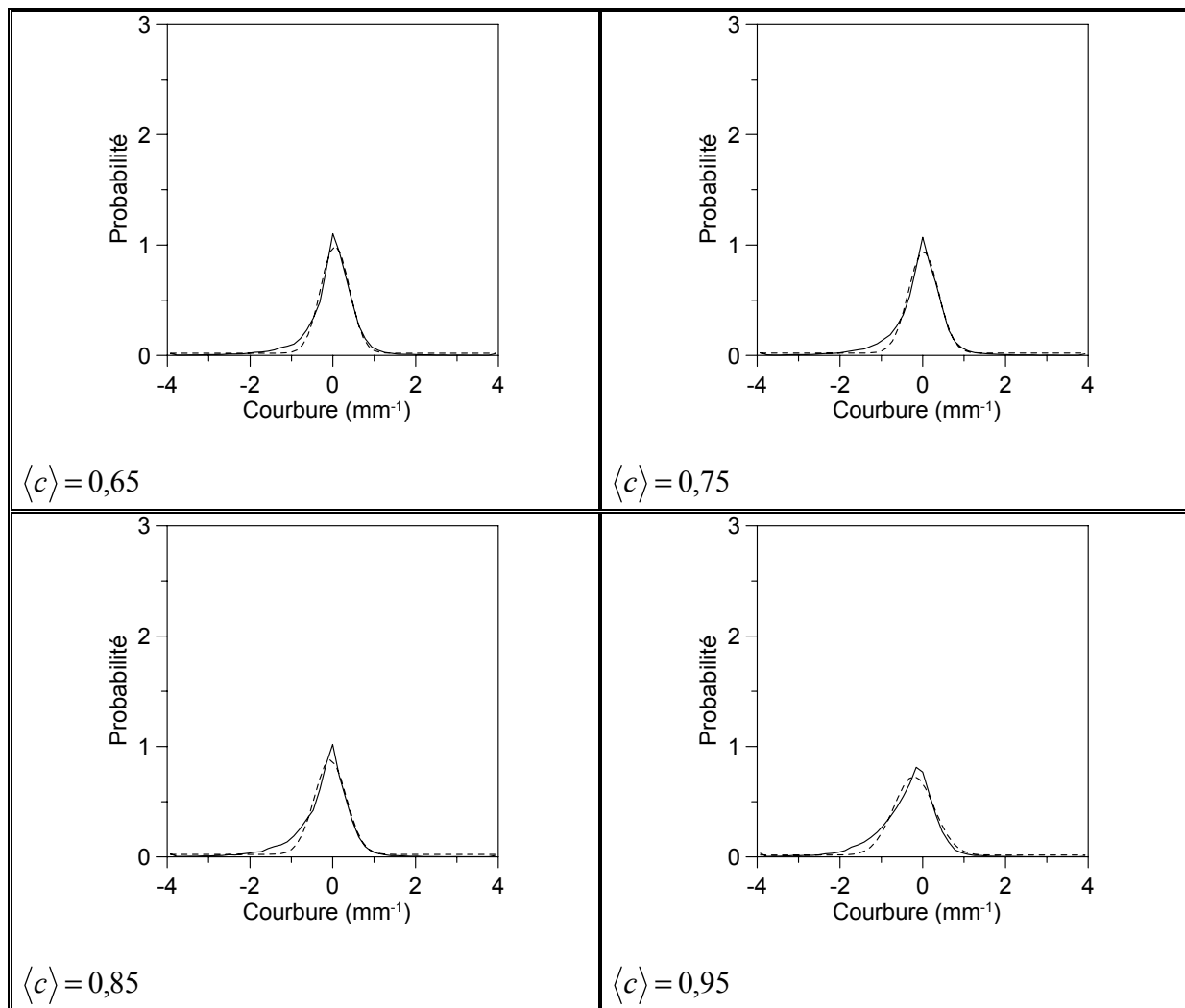


Figure B-16 : PDF de courbure pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Annexe C

Afin d'obtenir le profil thermique du front de flamme laminaire étiré et non-étiré et la dissipation scalaire pour une flamme laminaire, nous avons eu recours à des simulations numériques. L'objectif est de pouvoir ainsi comparer nos mesures de flammes turbulentes avec des valeurs de flammes laminaires. Ces simulations ont été effectuées en utilisant les bibliothèques *CHEMKIN* et *TRANSPORT*. Nous reprenons les grandes lignes de [Kee *et al.*, 1999a] et [Kee *et al.*, 1999b]

1- Calcul de l'épaisseur du front de flamme laminaire

Nous utilisons le programme *PREMIX* qui simule les flammes de prémélange stationnaires, laminaires et à une dimension. Nous utilisons une approche à pression constante. Les équations régissant la propagation d'une flamme stationnaire, plane et isobare sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{Équation de} & \dot{M} = \rho u \\ \text{continuité} & \end{array} \quad [\text{C-1}]$$

$$\begin{array}{ll} \text{Conservation de} & \dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^K \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} + \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^K \dot{\omega}_k h_k W_k = 0 \\ \text{l'énergie} & \end{array} \quad [\text{C-2}]$$

$$\begin{array}{ll} \text{Conservation des} & \dot{M} \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx} (\rho Y_k V_k) - \dot{\omega}_k W_k = 0 \\ \text{espèces} & \end{array} \quad [\text{C-3}]$$

$$\begin{array}{ll} \text{Équation d'état} & \rho = \frac{p \bar{W}}{RT} \\ & \end{array} \quad [\text{C-4}]$$

où \dot{M} est le débit massique, T la température, Y_k la fraction massique de l'espèce k , K le nombre d'espèces, p la pression, u la vitesse du mélange, ρ la masse volumique, W_k la masse molaire de l'espèce k , \bar{W} la masse molaire moyenne du mélange, R la constante universelle des gaz, λ la conductivité thermique du mélange, c_p la capacité calorifique du mélange à pression constante, c_{pk} la capacité calorifique massique de l'espèce k à pression constante, $\dot{\omega}_k$ le taux molaire de production par l'ensemble des réactions chimiques de l'espèce k par unité de volume, h_k l'enthalpie massique spécifique de l'espèce k , V_k la vitesse de diffusion de l'espèce k .

Les propriétés de transport des espèces et du mélange sont déterminées à l'aide de la bibliothèque *TRANSPORT* par les formules de transport moyennées de mélange (terme diffusif).

Les équations de conservation sont discrétisées par l'approximation des différences finies au moyen d'un schéma amont d'ordre 1 (terme convectif) ou d'un schéma centré (terme visqueux) d'ordre 2 selon les termes des équations.

Les conditions aux limites sont les suivantes. À la limite froide, on fixe les fractions de flux massique de chaque espèce et la température. À la limite chaude, on pose que tous les gradients de ces grandeurs sont nuls.

La solution du système non-linéaire que nous obtenons est approchée par la méthode d'itération de Newton.

Le raffinement de maillage adaptatif est utilisé afin d'obtenir une approximation suffisante. Si on dit que ϕ est le vecteur de la solution approximative du système d'équation, on limite le maillage par :

$$|\phi_{n,j} - \phi_{n,j-1}| \leq \delta (\max \phi_n - \min \phi_n) \quad [\text{C-5}]$$

Et, pour résoudre les courbures, par :

$$\left| \left(\frac{d\phi_n}{dx} \right)_j - \left(\frac{d\phi_n}{dx} \right)_{j-1} \right| \leq \gamma \left(\max \frac{d\phi_n}{dx} - \min \frac{d\phi_n}{dx} \right) \quad [\text{C-6}]$$

δ et γ sont les paramètres d'adaptation, égaux à 0,1 et 0,2, respectivement.

Le mécanisme chimique utilisé est le suivant (*CHEMKIN-II Version 3.9 août 1994*) :

RÉACTIONS	$(k = AT^b \exp(-E/RT))$		
	A	b	E
1. CH ₃ +H+M=CH ₄ +M	8,00E+26	-3,0	0,0
2. CH ₄ +O ₂ =CH ₃ +HO ₂	7,90E+13	0,0	56000,0
3. CH ₄ +H=CH ₃ +H ₂	2,20E+04	3,0	8750,0
4. CH ₄ +O=CH ₃ +OH	1,60E+06	2,4	7400,0
5. CH ₄ +OH=CH ₃ +H ₂ O	1,60E+06	2,1	2460,0
6. CH ₃ +O=CH ₂ O+H	6,80E+13	0,0	0,0
7. CH ₃ +OH=CH ₂ O+H ₂	1,00E+12	0,0	0,0
8. CH ₃ +OH=CH ₂ +H ₂ O	1,50E+13	0,0	5000,0
9. CH ₃ +H=CH ₂ +H ₂	9,00E+13	0,0	15100,0
10. CH ₂ +H=CH+H ₂	1,40E+19	-2,0	0,0
11. CH ₂ +OH=CH ₂ O+H	2,50E+13	0,0	0,0
12. CH ₂ +OH=CH+H ₂ O	4,50E+13	0,0	3000,0
13. CH+O ₂ =HCO+O	3,30E+13	0,0	0,0
14. CH+O=CO+H	5,70E+13	0,0	0,0
15. CH+OH=HCO+H	3,00E+13	0,0	0,0
16. CH+CO ₂ =HCO+CO	3,40E+12	0,0	690,0
17. CH ₂ +CO ₂ =CH ₂ O+CO	1,10E+11	0,0	1000,0
18. CH ₂ +O=CO+H+H	3,00E+13	0,0	0,0
19. CH ₂ +O=CO+H ₂	5,00E+13	0,0	0,0
20. CH ₂ +O ₂ =CO ₂ +H+H	1,60E+12	0,0	1000,0
21. CH ₂ +O ₂ =CH ₂ O+O	5,00E+13	0,0	9000,0
22. CH ₂ +O ₂ =CO ₂ +H ₂	6,90E+11	0,0	500,0
23. CH ₂ +O ₂ =CO+H ₂ O	1,90E+10	0,0	-1000,0
24. CH ₂ +O ₂ =CO+OH+H	8,60E+10	0,0	-500,0
25. CH ₂ +O ₂ =HCO+OH	4,30E+10	0,0	-500,0
26. CH ₂ O+OH=HCO+H ₂ O	3,43E+09	1,2	-447,0
27. CH ₂ O+H=HCO+H ₂	2,19E+08	1,8	3000,0
28. CH ₂ O+M=HCO+H+M	3,31E+16	0,0	81000,0
29. CH ₂ O+O=HCO+OH	1,81E+13	0,0	3082,0
30. HCO+OH=CO+H ₂ O	5,00E+12	0,0	0,0
31. HCO+M=H+CO+M	1,60E+14	0,0	14700,0
32. HCO+H=CO+H ₂	4,00E+13	0,0	0,0
33. HCO+O=CO ₂ +H	1,00E+13	0,0	0,0
34. HCO+O ₂ =HO ₂ +CO	3,30E+13	-0,4	0,0
35. CO+O+M=CO ₂ +M	3,20E+13	0,0	-4200,0
36. CO+OH=CO ₂ +H	1,51E+07	1,3	-758,0
37. CO+O ₂ =CO ₂ +O	1,60E+13	0,0	41000,0
38. HO ₂ +CO=CO ₂ +OH	5,80E+13	0,0	22934,0
39. H ₂ +O ₂ =2OH	1,70E+13	0,0	47780,0
40. OH+H ₂ =H ₂ O+H	1,17E+09	1,3	3626,0
41. H+O ₂ =OH+O	5,13E+16	-0,8	16507,0
42. O+H ₂ =OH+H	1,80E+10	1,0	8826,0
43. H+O ₂ +M=HO ₂ +M	3,61E+17	-0,7	0,0
H ₂ O/1,86/ CO ₂ /4,2/ H ₂ /2,86/ CO/2,11/ N ₂ /1,26/			
44. OH+HO ₂ =H ₂ O+O ₂	7,50E+12	0,0	0,0
45. H+HO ₂ =2OH	1,40E+14	0,0	1073,0
46. O+HO ₂ =O ₂ +OH	1,40E+13	0,0	1073,0
47. 2OH=O+H ₂ O	6,00E+08	1,3	0,0
48. H+H+M=H ₂ +M	1,00E+18	-1,0	0,0
49. H+H+H ₂ =H ₂ +H ₂	9,20E+16	-0,6	0,0
50. H+H+H ₂ O=H ₂ +H ₂ O	6,00E+19	-1,2	0,0
51. H+H+CO ₂ =H ₂ +CO ₂	5,49E+20	-2,0	0,0
52. H+OH+M=H ₂ O+M	1,60E+22	-2,0	0,0
H ₂ O/5/			
53. H+O+M=OH+M	6,20E+16	-0,6	0,0
H ₂ O/5/			
54. H+HO ₂ =H ₂ +O ₂	1,25E+13	0,0	0,0
55. HO ₂ +HO ₂ =H ₂ O ₂ +O ₂	2,00E+12	0,0	0,0
56. H ₂ O ₂ +M=OH+OH+M	1,30E+17	0,0	45500,0
57. H ₂ O ₂ +H=HO ₂ +H ₂	1,60E+12	0,0	3800,0
58. H ₂ O ₂ +OH=H ₂ O+HO ₂	1,00E+13	0,0	1800,0

NOTE : k est la constante de vitesse, A est le facteur préexponentiel en mol, cm, s et K selon la réaction considérée, b est l'exposant de Kooij, E est l'énergie d'activation en $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$, R est la constante molaire des gaz en $\text{cal}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ et T est la température thermodynamique en K.

2- Calcul de l'épaisseur laminaire étirée

Nous utilisons pour cela une modification du programme OPPDIF qui modélise les flammes de diffusion à jets opposés. Ce programme considère que les deux jets sont les mêmes. Il y a donc un plan de symétrie au niveau du point d'arrêt. Les gradients de tous les paramètres sont nuls en ce point et la vitesse u est inversée. La configuration est schématisée sur la Figure C-1.

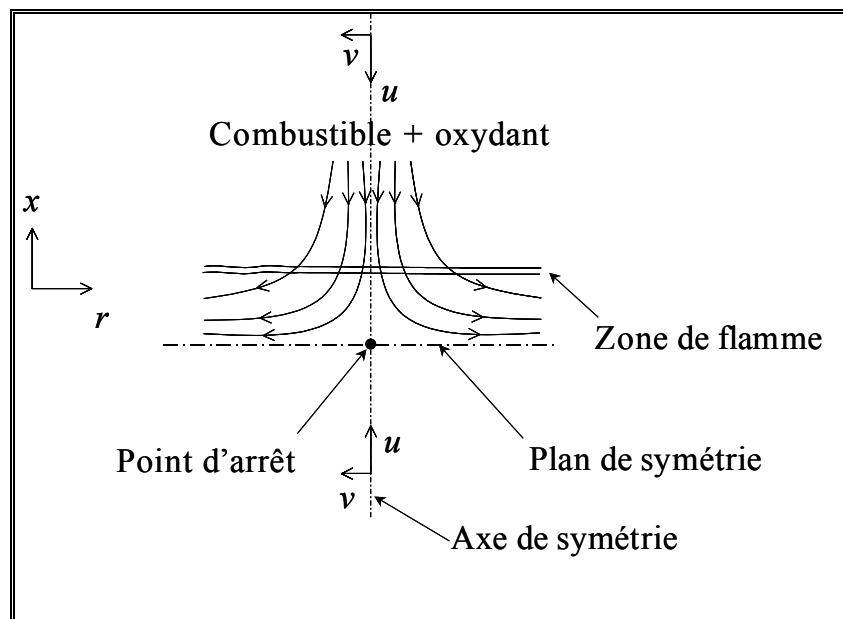


Figure C-1 : Schéma de l'écoulement.

En faisant l'hypothèse que l'écoulement est potentiel à la frontière du mélange frais, on peut écrire sur l'axe de symétrie :

$$u = -2xa \text{ et } v = ar \text{ avec } a \text{ le gradient transversal de } v, a = \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right).$$

Les équations sont résolues avec les mêmes méthodes que pour le front de flamme laminaire non-étiré, le même maillage adaptatif et la même méthode (Newton). L'écoulement considéré

est un écoulement piston [Kee *et al.*, 1999b]. Afin d'avoir un écoulement potentiel à la frontière du mélange frais, la condition aux limites $u = 2La$ est posée et la distance L entre le début de l'écoulement et le plan de stagnation est prise égale à $L = 2,5 - 3l$ où l est l'épaisseur de la couche thermique.

L'écoulement n'est pas parfaitement potentiel. On définit donc le taux d'étirement localement comme du/dx en amont de la couche thermique ([Dixon-Lewis, 1990]). La relation

$$\kappa = \frac{du}{dx} = 2a \text{ est exacte.}$$

Afin de connaître l'étirement des flammes turbulentes étudiées, nous avons utilisé l'approximation $\kappa \approx u'/\lambda_t$ ([Poinso *et al.*, 1991]). Les valeurs de κ sont répertoriées dans le Tableau C-1.

FLAMMES	κ (s ⁻¹)	FLAMMES	κ (s ⁻¹)
A6023	51,20	B6023	81,75
A6523	51,19	B6523	81,75
A7023	51,17	B7023	81,71
A8023	51,16	B8023	81,70
A6035	96,83	B6035	150,19
A6535	96,83	B6535	150,18
A7035	96,78	B7035	150,11
A8035	96,77	B8035	150,09

Tableau C-1 : Valeurs d'étirement estimées.

Les Figure C-2, Figure C-3, Figure C-4 et Figure C-5 représentent les valeurs des gradients de température en fonction des gradients transversaux a pour différentes valeurs de c .

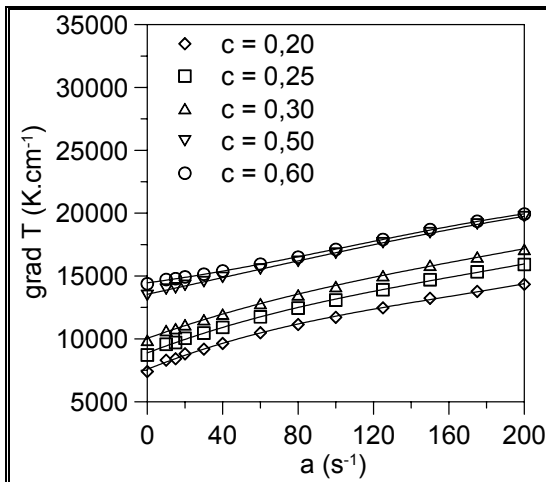


Figure C-2 : Gradient de température en fonction du gradient tangentiel pour $\phi = 0,60$.

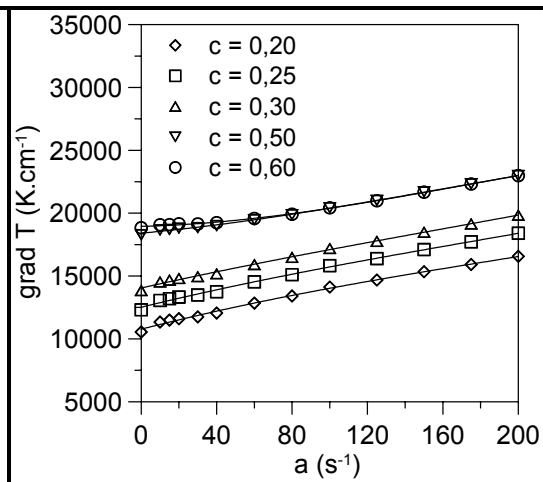


Figure C-3 : Gradient de température en fonction du gradient tangentiel pour $\phi = 0,65$.

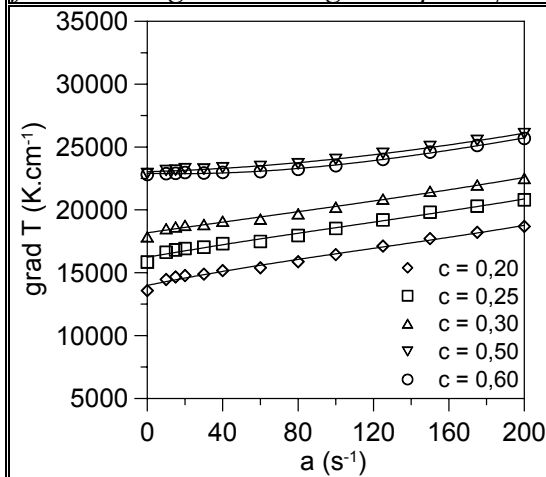


Figure C-4 : Gradient de température en fonction du gradient tangentiel pour $\phi = 0,70$.

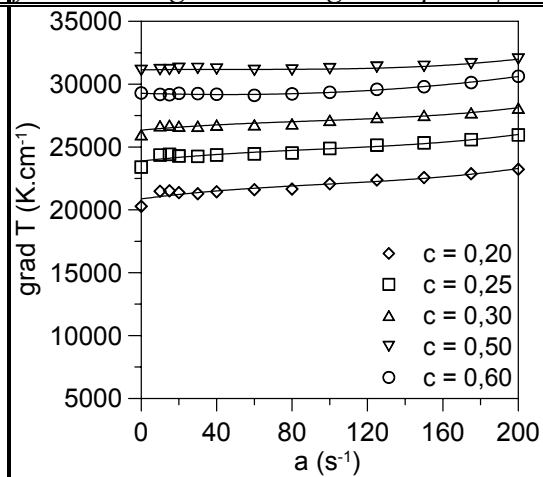


Figure C-5 : Gradient de température en fonction du gradient tangentiel pour $\phi = 0,80$.

Ces valeurs de gradients de température dans les flammes laminaires étirées (et non-étirées pour $a = 0$) sont utilisées pour les normalisations présentées dans le chapitre 2 de la partie III. Les épaisseurs de la zone de réaction laminaire sont estimées à partir des valeurs des gradients pour $c = 0,6$ et la valeur de la température maximale (Figure C-6).

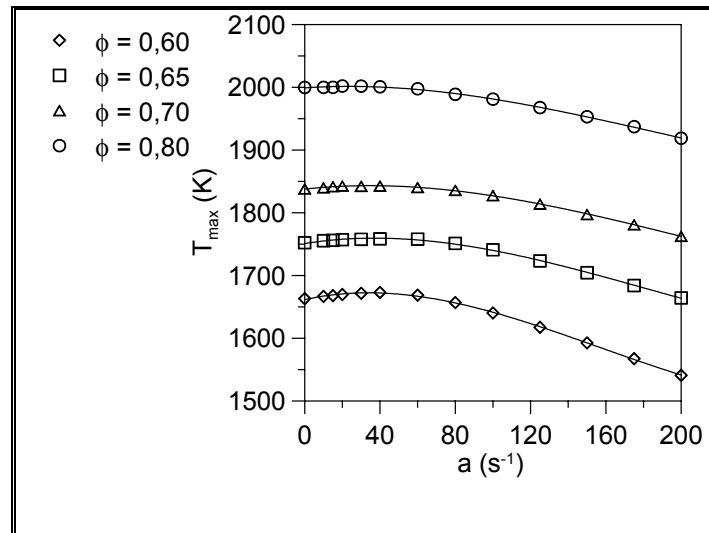


Figure C-6 : Température maximale calculée selon a et ϕ .

Nomenclature

a_{25}	Valeur statistique caractéristique de l'épaisseur (25% des épaisseurs est au-dessous).
A	Élément de surface du front de flamme.
A_0	Aire de la section d'un tube de courant.
$A(\langle c \rangle)$	Aire de la zone de flamme en $\langle c \rangle$.
A_r	Aire de la flammelette plissée.
$C(f)$	Transformée de Fourier de c .
$C^*(f)$	Conjuguée de $C(f)$.
C_L	Constante utilisée pour évaluer l'échelle de plissement des flammelettes.
C_μ	Constante habituellement égale à 0,09.
C_p	Coefficient lié à l'inverse de l'échelle de temps ou de longueur.
c	Degré d'avancement de la réaction chimique.
$c(x,t)$	Degré d'avancement instantané de la réaction.
c_m	Constante comprise entre 0,5 et 1, égale à 0,7 pour le modèle de flammelettes laminaires.
c_p	Chaleur spécifique à pression constante.
$c_{p,j}$	Chaleur spécifique à pression constante de l'espèce j .
D_0	Diamètre du brûleur.
D	Terme de consommation de l'équation de transport ; Diffusivité thermique.
D_f	Dimension fractale.
D_m	Diffusion massique.
D_r	Diffusivité thermique des réactifs.
D_{th}	Diffusion thermique ; Taux de diffusion moléculaire pour la dissipation scalaire.
Da	Nombre de Damköhler.
d	Diamètre des trous des grilles de turbulence ; Diamètre d'une particule.
E	Énergie du laser.
$f(c,x)$	Densité de probabilité des gaz en combustion.
g	Coefficient dépendant de la distribution de t_r et t_p ou de l_r et l_p .
H	Hauteur du cône bleu.
H_0	Hauteur moyenne de la flamme.
h	Courbure ; Enthalpie totale.
h_1, h_2	Valeurs propres d'un tenseur symétrique du second-ordre de la courbure.
h^s	Enthalpie sensible.

h_f^s	Enthalpie sensible dans les gaz frais.
h^+	Courbure positive.
h^-	Courbure négative.
I_0	Terme d'étirement dépendant des nombres de Karlovitz et de Markstein ; Intensité du laser.
I_1	Série de 256 images I_{1_i} de moyenne $I_{1_{moy}}$.
I_2	Série de 100 images I_{2_i} avec le laser sans la flamme de moyenne $I_{2_{moy}}$.
I_3	Série de 100 images I_{3_i} de la flamme sans laser de moyenne $I_{3_{moy}}$.
I_4	Série de 100 images I_{4_i} sans flamme ni laser (courant d'obscurité) de moyenne $I_{4_{moy}}$.
I_{5_i}	Série de 256 images : $I_{1_i} - I_{3_{moy}} - I_{4_{moy}}$.
I_6	Série de 100 images du profil laser : $I_6 = I_{2_{moy}} - I_{4_{moy}}$.
I_{7_i}	Série de 256 images traitées sans filtrage de Wiener.
I_{Ray}	Intensité Rayleigh.
I_{Ray_0}	Intensité Rayleigh de référence dans les gaz frais.
I_{Ray_i}	Intensité Rayleigh diffusée par l'espèce i .
\vec{i}	Vecteur unitaire.
K	Facteur de transmission.
k	Énergie cinétique de turbulence.
Ka	Nombre de Karlovitz.
Ka_K	Nombre de Karlovitz modifié basé sur l'étirement.
$L(\langle c \rangle)$	Longueur du front de flamme.
L_u	Macro-échelle de longueur dynamique.
L_y	Échelle de plissement des flammelettes, échelle scalaire intégrale de longueur.
l	Volume de longueur caractéristique.
l_D	Échelle spatiale de détachement des îlots de gaz non-brûlés.
l_G	Échelle spatiale de Gibson.
l_p	Longueur de la flammelette dans les produits.
l_r	Longueur de la flammelette dans les réactifs.
Le	Nombre de Lewis.
M	Taille de la maille hexagonale des grilles de turbulence.
\aleph	Nombre d'Avogadro ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).
N_B	Nombre de Bray, critère de transition entre la diffusion gradient et contre-gradient.
N_i	Nombre de molécules isotropes d'espèce i par unité de volume.
n	Paramètre d'expansion ; Constante utilisée pour évaluer l'échelle de plissement des flammelettes.
\vec{n}, \vec{N}	Vecteur unitaire normale à la surface de flamme.
n_i	Coefficient de réfraction de l'espèce i .
n_f	Nombre d'images tomographiques de flammes.

n_y	Nombre de passages de flammelettes par unité de longueur y .
$P(c, x)$	Fonction de densité de probabilité de $c(x, t)$.
$P_{11}(\tau)$	Fonction d'autocorrélation temporelle de $c(x)$.
Q	Chaleur de réaction.
Q_c	Taux de réaction local, par unité de surface de flamme, des éléments de flamme laminaire.
R	Rayon de courbure ; Constante molaire des gaz parfaits ($8,314 \text{ J.K}^{-1}$) ; Rayon du brûleur.
$\hat{R}_{cc}(\tau)$	Fonction d'autocorrélation de c .
$\hat{R}_{cc}^{cir}(\tau)$	Fonction de corrélation circulaire de c .
$\hat{R}_{cc}^s(\tau)$	Fonction de corrélation circulaire après avoir ajouté 100 zéros à $\hat{R}_{cc}^{cir}(\tau)$.
R_f	Rayon de la flamme à une section axiale donnée de la flamme.
$R(\tau)$	Coefficient d'autocorrélation.
Re_L	Nombre de Reynolds turbulent.
Re_η	Nombre de Reynolds associé à la micro-échelle de Kolmogorov.
Re_λ	Nombre de Reynolds associé à la micro-échelle de Taylor.
S	Facteur d'étirement ; Terme source de l'équation de transport.
S_C	Débit massique des gaz frais consommés à travers le front de flamme.
$\hat{S}_{cc}(f)$	Fonction de densité auto-spectrale.
S_d	Vitesse de propagation locale.
S_L	Vitesse de combustion laminaire (cf. \vec{V}_n).
S_L^0	Vitesse de flamme laminaire non-étirée.
S_T	Vitesse de combustion turbulente.
s	Abscisse curviligne.
\vec{T}	Vecteur tangent à une courbe d'abscisse curviligne s .
\hat{T}	Échelle intégrale de temps.
T_b	Température des gaz brûlés.
T_f	Température des gaz frais.
T_L	Temps de retournement des gros tourbillons.
T_m	Température d'inflammation.
T_0	Température de référence dans les gaz frais pour la diffusion Rayleigh.
T_p	Température dans les produits ($= T_b$).
T_r	Température dans les réactifs ($= T_f$).
T_u	Échelle intégrale de champ dynamique.
t_c	Temps caractéristique chimique.
t_p	Temps de séjour du volume de mesure dans les produits.
t_r	Temps de séjour du volume de mesure dans les réactifs.

t_η	Micro-échelle temporelle de Kolmogorov dynamique.
U, V, W	Composantes de la vitesse moyenne suivant x, y, z .
U	Vitesse de réaction.
U_0	Vitesse moyenne des gaz en sortie du brûleur.
u	Vitesse longitudinale instantanée.
u', v', w'	Composante de l'écart-types de la vitesse fluctuante $[u'(t), v'(t), w'(t)]$.
u_η	Vitesse des tourbillons de Kolmogorov.
\vec{V}	Vitesse d'écoulement des gaz frais par rapport au repère du laboratoire.
\vec{V}_n	Projection de la vitesse de propagation sur la normale au front de flamme, vitesse normale de propagation (cf. S_L).
\vec{V}_p	Vitesse de propagation du front de flamme.
\vec{V}_s	Vitesse du front de flamme vers les gaz frais.
\vec{V}_t	Vitesse tangentielle de la surface de flamme.
v_f	Vitesse dans les gaz frais.
W	Intensité de combustion ($= S_T / S_L$).
w	Taux de combustion local.
w_F	Taux de combustion local par passage de flammelette.
\dot{w}	Masse de réactifs consommés par unité de volume et de temps.
Y_R	Fraction massique des réactifs.
Y_j	Fraction massique de l'espèce j .

Symboles grecs

α	Constante dépendante du combustible ; Coefficient d'efficacité (cf. N_B).
α_3	Coefficient de dissymétrie.
α_4	Coefficient d'aplatissement.
$\alpha(x)$	Probabilité d'avoir en x des réactifs.
β	Demi-angle au sommet de la flamme.
$\hat{\beta}$	Angle entre la normale à la flammelette et le contour d'une iso- $\langle c \rangle$.
$\beta(x)$	Probabilité d'avoir en x des produits.
χ	Dissipation scalaire.
χ_i	Fraction molaire de l'espèce i χ .
χ_x, χ_y, χ_z	Composante de la dissipation scalaire
Δ	Décalage spatial.
Δ_L	Épaisseur du front de flamme laminaire correspondant à un gradient de température moyen.
δ	Fonction de Dirac.
$\langle \delta_{25} \rangle$	Épaisseur moyenne calculée à partir de a_{25} .
δ_g	Épaisseur de la zone de préchauffage [Gaydon & Wolfhard, 1953].
δ_L	Épaisseur du front de flamme laminaire (épaisseur de Zeldovich).

δ_s	Épaisseur thermique [Spalding, 1955].
δ_T	Épaisseur du front de flamme turbulent.
ε	Taux de dissipation.
ε_i	Coupure intérieure (géométrie fractale).
ε_o	Coupure extérieure (géométrie fractale).
ϕ	Richesse.
$\gamma(x)$	Probabilité d'avoir en x des gaz en combustion.
η	Micro-échelle spatiale de Kolmogorov dynamique.
η_l	Micro-échelle spatiale de Kolmogorov.
η_t	Micro-échelle temporelle de Kolmogorov.
κ	Étirement (stretch) ($\kappa = \kappa_C + \kappa_S$).
κ_C	Contribution de la courbure à l'étirement.
κ_D	Contribution à l'étirement lors d'une divergence non-nulle de champ de vitesse.
κ_S	Contribution de l'étirement tangentielle (strain) à l'étirement.
λ	Conductivité thermique ; Micro-échelle de Taylor ; Longueur d'onde.
λ_l	Micro-échelle spatiale de Taylor.
λ_t	Micro-échelle temporelle de Taylor.
ν	Viscosité cinématique.
$\nu(x)$	Fréquence de passage des flammelettes en x .
θ	Angle entre \vec{T} et \vec{i} ; Angle de diffusion en diffusion Rayleigh.
ρ_0	Masse volumique de référence dans les gaz frais pour la diffusion Rayleigh.
ρ_f	Masse volumique du mélange de gaz frais ($= \rho_r$).
ρ_p	Masse volumique dans les produits.
ρ_r	Masse volumique dans les réactifs ($= \rho_f$)
Σ	Densité de surface de flamme.
σ	Solidité des grilles de turbulence ; Variance.
σ_i	Section efficace de diffusion Rayleigh de l'espèce i .
$\sigma_{réactifs}$	Section efficace des réactifs.
$\sigma_{produit}$	Section efficace des produits.
σ_y	Cosinus de l'angle entre la normale à la surface de la flammelette et la tangente à l'iso- $\langle c \rangle$.
τ	Temps de retard ; Taux de dégagement de chaleur.
τ_L	Échelle temporelle de flamme laminaire.
τ_c	Temps caractéristique de la réaction chimique.
τ_t	Temps caractéristique de la turbulence.

τ_R	Temps de réaction chimique.
Ω	Angle solide de collection.
$\dot{\omega}_c$	Taux de réaction du degré d'avancement c .

Indices

$\langle \cdot \rangle$	Moyenne arithmétique.
$\langle \cdot \cdot \rangle$	Moyenne conditionnelle.
$(\cdot)_e$	Grandeur pour un étirement turbulent non-nul.
$(\cdot)_{ne}$	Grandeur pour un étirement turbulent nul.
$(\cdot)_p$	Grandeur dans les produits.
$(\cdot)_r$	Grandeur dans les réactifs.
$(\cdot)_b$	Grandeur dans les gaz brûlés (cf. $(\cdot)_p$).
$(\cdot)_f$	Grandeur dans les gaz frais (cf. $(\cdot)_r$).
$(\cdot)_{pp}$	Valeur la plus probable.

Liste des figures

Partie I Synthèse sur les flammes de prémélange	5
Figure I-1 : <i>Définition de la vitesse de propagation.</i>	7
Figure I-2 : <i>Flamme de bec Bunsen.</i>	8
Figure I-3 : <i>Définitions de l'épaisseur de flamme laminaire sur le profil de température à travers la front de flamme.</i>	9
Figure I-4 : <i>Instabilités dues aux forces de gravité.</i>	12
Figure I-5 : <i>Instabilités hydrodynamiques et déflexion des lignes de courant [Clavin, 1985].</i>	13
Figure I-6 : <i>Instabilités thermodiffusives ([Clavin, 1985]).</i>	14
Figure I-7 : <i>Définition de la courbure.</i>	17
Figure I-8 : <i>Mécanismes de modification de courbure.</i>	19
Figure I-9 : <i>Définition de l'épaisseur de flamme turbulente. ([Borghgi & Destriau, 1995])</i>	23
Figure I-10 : <i>Cascade de Kolmogorov.</i>	25
Figure I-11 : <i>Courbe d'autocorrélation pour calculer l'échelle intégrale de temps.</i>	27
Figure I-12 : <i>Courbe osculatrice pour déterminer l'échelle temporelle de Taylor.</i>	27
Figure I-13 : <i>Diagramme de la combustion turbulente.</i>	31
Figure I-14 : <i>Diagramme modifié. La nouvelle zone du régime de flammelettes se situe au-dessous de la ligne en pointillés ([Meneveau & Poinso, 1991], [Veynante et al., 1997]).</i>	35
Figure I-15 : <i>Fonction de densité de probabilité du degré d'avancement.</i>	37
Figure I-16 : <i>Variation temporelle idéale du degré d'avancement pour le régime de flammelettes.</i>	38
Figure I-17 : <i>Variation spatiale idéale du degré d'avancement pour le régime de flammelettes.</i>	42
Partie II Dispositifs expérimentaux et diagnostics optiques	55
Figure II-1 : <i>Schéma du brûleur.</i>	56
Figure II-2 : <i>Circuit d'alimentation.</i>	57
Figure II-3 : <i>Grille de turbulence.</i>	58
Figure II-4 : <i>Atome sans lumière incidente.</i>	63
Figure II-5 : <i>Atome réagissant selon le sens du champ électrique de la lumière incidente.</i>	64

Figure II-6 : <i>Vue d'ensemble.</i>	64
Figure II-7 : <i>Diffusion de la lumière par un dipôle.</i>	64
Figure II-8 : <i>Répartition angulaire de la lumière diffusée dans le rouge.</i>	66
Figure II-9 : <i>Répartition angulaire de la lumière diffusée dans le bleu.</i>	66
Figure II-10 : <i>Dispositif expérimental pour la diffusion Rayleigh en un point.</i>	68
Figure II-11 : <i>Dispositif expérimental pour l'imagerie Rayleigh.</i>	69
Figure II-12 : <i>Exemple de signal Rayleigh à $\langle c \rangle = 0,55$.</i>	71
Figure II-13 : <i>PDF du signal Rayleigh de la Figure II-12.</i>	71
Figure II-14 : <i>Signal Rayleigh normalisé avec les temps de transit et de passage.</i>	72
Figure II-15 : <i>Image Rayleigh brute.</i>	75
Figure II-16 : <i>Image du profil laser brute.</i>	75
Figure II-17 : <i>Profil laser avec un ajustement gaussien en rouge.</i>	75
Figure II-18 : <i>Image Rayleigh après soustraction du bruit de fond.</i>	75
Figure II-19 : <i>Image Rayleigh affranchie du profil laser.</i>	75
Figure II-20 : <i>Image Rayleigh sans filtre.</i>	76
Figure II-21 : <i>Profil de l'image Rayleigh non-filtrée.</i>	76
Figure II-22 : <i>Image filtrée avec Wiener avec une matrice 10×10.</i>	76
Figure II-23 : <i>Profil de l'image Rayleigh filtrée.</i>	76
Figure II-24 : <i>Dispositif expérimental pour la tomographie laser.</i>	77
Figure II-25 : <i>Images instantanées des flammes pour une vitesse de $2,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour des richesses de (a) 0,60 ; (b) 0,65 ; (c) 0,70 et (d) 0,80.</i>	79
Figure II-26 : <i>Images instantanées des flammes pour une vitesse de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour des richesses de (a) 0,60 ; (b) 0,65 ; (c) 0,70 et (d) 0,80.</i>	80
Figure II-27 : <i>Méthode de détection des contours.</i>	81
Figure II-28 : <i>Le traitement des images tomographiques.</i>	82
Partie III Résultats et discussion.	85
Figure III-1 : <i>Aspect des contours instantanés de flammes pour différentes richesses et vitesses.</i>	87
Figure III-2 : <i>Hauteur moyenne en fonction de la richesse.</i>	88
Figure III-3 : <i>iso-$\langle c \rangle$ pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.</i>	91
Figure III-4 : <i>Évolution du degré d'avancement suivant l'axe du brûleur pour différentes valeurs de u'/S_L. $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour les symboles ouverts et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour les symboles fermés.</i>	92

Figure III-5 : Évolution du degré d'avancement suivant l'axe du brûleur en fonction de ξ pour différentes valeurs de u'/S_L . $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour les symboles ouverts et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour les symboles fermés.	93
Figure III-6 : Évolution de ξ en fonction de $\ln((1-\langle c \rangle)/\langle c \rangle)$	94
Figure III-7 : Superposition des contours instantanés et des iso- $\langle c \rangle$	97
Figure III-8 : Évolution de l'avancement instantané de la réaction selon les iso- $\langle c \rangle$	98
Figure III-9 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.	100
Figure III-10 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.	101
Figure III-11 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.	102
Figure III-12 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.	103
Figure III-13 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.	104
Figure III-14 : PDF normalisées des longueurs de croisement dans les gaz frais et les gaz brûlés pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec un ajustement lognormal en rouge, gamma-2 en bleu et exponentiel en vert.	105
Figure III-15 : Illustration de l'inversion de l'ordre d'intégration.	107
Figure III-16 : Fonction de corrélation circulaire.	108
Figure III-17 : Effet de l'ajout de zéros sur les données originales.	109
Figure III-18 : Échelle caractéristique de plissements pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	110
Figure III-19 : Échelle caractéristique de plissements pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	111
Figure III-20 : Densité de surface de flamme estimée à partir de la hauteur moyenne de la flamme.	113

Figure III-21 : Longueur de la flamme en fonction de $\langle c \rangle$ avec îlots.	115
Figure III-22 : Longueur de la flamme sans îlots à $2,3 \text{ m.s}^{-1}$	116
Figure III-23 : Aire de la zone de flamme en fonction de $\langle c \rangle$ avec îlots.	117
Figure III-24 : Aire de la flamme sans îlots à $2,3 \text{ m.s}^{-1}$	117
Figure III-25 : Densité de surface de flamme.	118
Figure III-26 : Longueur de la flamme.	120
Figure III-27 : Longueur de la flamme.	120
Figure III-28 : Longueur de la flamme.	121
Figure III-29 : Longueur de la flamme.	121
Figure III-30 : Aire de la flamme $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$	122
Figure III-31 : Aire de la flamme $\phi = 0,65$, $u'/S_L = 1,08$	123
Figure III-32 : Aire de la flamme $\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,92$	123
Figure III-33 : Aire de la flamme $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$	124
Figure III-34 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,60$, $u'/S_L = 1,23$).	125
Figure III-35 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,65$, $u'/S_L = 1,08$).	125
Figure III-36 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,70$, $u'/S_L = 0,92$).	126
Figure III-37 : Densité de surface de flamme ($\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,86$).	126
Figure III-38 : Définition du signe de la courbure.	130
Figure III-39 : Principe de la propagation de Huyghens.	130
Figure III-40 : Distribution normalisée de la courbure pour $\phi = 0,80$, $u'/S_L = 0,61$ et $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ à $\langle c \rangle = 0,55$	131
Figure III-41 : Distribution normalisée de la courbure pour $\phi = 0,60$, $u'/S_L = 0,23$ et $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ à $\langle c \rangle = 0,55$	131
Figure III-42 : Courbure moyenne pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	133
Figure III-43 : Courbure moyenne pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	133
Figure III-44 : Courbure moyenne adimensionnée.	134
Figure III-45 : Variance pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	135
Figure III-46 : Variance pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	135
Figure III-47 : Dissymétrie à $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	137
Figure III-48 : Dissymétrie à $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	137
Figure III-49 : Aplatissement pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	138

Figure III-50 : <i>Aplatissement pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.</i>	138
Figure III-51 : <i>Courbures moyennes selon la hauteur.</i>	142
Figure III-52 : <i>Variance selon la hauteur.</i>	143
Figure III-53 : <i>Dissymétrie selon la hauteur.</i>	144
Figure III-54 : <i>Aplatissement selon la hauteur.</i>	145
Figure III-55 : <i>Courbure positive à $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.</i>	146
Figure III-56 : <i>Courbure négative à $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.</i>	146
Figure III-57 : <i>Rayon de courbure caractéristique.</i>	147
Figure III-58 : <i>Détection du contour à $c = 0,5$.</i>	150
Figure III-59 : <i>Détermination du profil de température avant filtrage.</i>	151
Figure III-60 : <i>Rapport de l'épaisseur laminaire étirée et de l'épaisseur laminaire non-étirée.</i>	152
Figure III-61 : <i>Distribution des épaisseurs du front de flamme instantané pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.</i>	153
Figure III-62 : <i>Distribution des épaisseurs du front de flamme instantané pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.</i>	154
Figure III-63 : <i>Évolution de la variance des distributions de l'épaisseur thermique.</i>	155
Figure III-64 : <i>Épaisseur moyenne $\langle \delta_s \rangle$, épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ et épaisseur $\langle \delta_{25} \rangle$ de la flamme selon la richesse.</i>	156
Figure III-65 : <i>Épaisseur moyenne $\langle \delta_s \rangle$, épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ et épaisseur $\langle \delta_{25} \rangle$ de la flamme selon Ka.</i>	156
Figure III-66 : <i>Épaisseur moyenne normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.</i>	158
Figure III-67 : <i>Épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.</i>	158
Figure III-68 : <i>Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée.</i>	159
Figure III-69 : <i>Épaisseur moyenne normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée.</i> ...	159
Figure III-70 : <i>Épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée.</i>	160
Figure III-71 : <i>Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée.</i>	160

Figure III-72 : Épaisseur moyenne adimensionnée par δ_L .	162
Figure III-73 : Épaisseur la plus probable adimensionnée par δ_L .	162
Figure III-74 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ adimensionnée par δ_L .	163
Figure III-75 : Épaisseur moyenne selon u'/S_L .	163
Figure III-76 : Épaisseur la plus probable selon u'/S_L .	164
Figure III-77 : Épaisseur moyenne $\langle \delta_{25} \rangle$ selon u'/S_L .	164
Figure III-78 : Exemples de distributions des gradients maximaux et à $c = 0,30$.	165
Figure III-79 : Évolution de la variance des distributions des gradients de température.	166
Figure III-80 : Distributions des gradient de températures de la zone de préchauffage et de la zone de prémélange pour $U_o = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.	167
Figure III-81 : Distributions des gradient de températures de la zone de préchauffage et de la zone de prémélange pour $U_o = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.	168
Figure III-82 : Gradient de température normalisé par le gradient laminaire non-étiré.	169
Figure III-83 : Gradient de température normalisé par le gradient laminaire étiré.	169
Figure III-84 : Transport de gaz préchauffés par un tourbillon [Peters, 2000].	170
Figure III-85 : Images Rayleigh et profils de température selon la coupe.	171
Figure III-86 : Influence de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme.	173
Figure III-87 : Corrélation courbure/gradient de température pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$.	175
Figure III-88 : Corrélation courbure/gradient de température pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$.	176
Figure III-89 : Distributions de l'épaisseur thermique normalisée par l'épaisseur laminaire calculée non-étirée sans l'effet de courbure pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$ (en pointillés avec courbure).	178
Figure III-90 : Distributions de l'épaisseur thermique normalisée par l'épaisseur laminaire calculée non-étirée sans l'effet de courbure pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$ (en pointillés avec courbure).	179
Figure III-91 : Épaisseur sans effet de courbure normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée par CHEMKIN.	180
Figure III-92 : Épaisseur sans effet de courbure normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée par CHEMKIN.	180
Figure III-93 : Épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée par CHEMKIN.	181

Figure III-94 : Épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée par CHEMKIN.	181
Figure III-95 : Rapport de l'épaisseur thermique sans effet de courbure et épaisseur avec les deux effets de l'étirement.	182
Figure III-96 : Gradient sans effet de courbure normalisé par le gradient non-étiré.	183
Figure III-97 : Gradient sans effet de courbure normalisé par le gradient étiré.	183
Figure III-98 : Moyenne de l'épaisseur sans effet de courbure normalisée par l'épaisseur laminaire non-étirée calculée par CHEMKIN.	184
Figure III-99 : Moyenne de l'épaisseur la plus probable normalisée par l'épaisseur laminaire étirée calculée par CHEMKIN.	184
Figure III-100 : Rapport de l'épaisseur thermique sans effet de courbure et épaisseur avec les deux effets de l'étirement.	184
Figure III-101 : Schéma de l'angle directeur pour le calcul du facteur d'orientation.	185
Figure III-102 : Orientation de la flammelette par rapport à une iso- $\langle c \rangle$	186
Figure III-103 : Nombre de passages par unité de longueur pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	187
Figure III-104 : Facteur g pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	188
Figure III-105 : Rapport entre le pic de la courbe lognormale et l'échelle scalaire intégrale de longueur.	189
Figure III-106 : Approximation pour la détermination de la dissipation scalaire.	194
Figure III-107 : Diffusivité thermique.	195
Figure III-108 : Image filtrée d'intensité Rayleigh.	196
Figure III-109 : Image des $c(x, y)$	196
Figure III-110 : Image de la dissipation scalaire.	196
Figure III-111 : Dissipation scalaire instantanée.	197
Figure III-112 : Dissipation scalaire conditionnelle instantanée.	197
Figure III-113 : Dissipation scalaire conditionnelle pour $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$	198
Figure III-114 : Dissipation scalaire conditionnelle pour $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$	199
Figure III-115 : Dissipation scalaire de la flamme laminaire calculée par CHEMKIN.	200
Figure III-116 : Dissipation scalaire (\mathbf{N}) mesurée à partir de la diffusion Rayleigh mono-point par [Shepherd et al., 2000].	201
Figure III-117 : Dissipation scalaire à $\phi = 0,60$	202
Figure III-118 : Dissipation scalaire à $\phi = 0,70$	203
Figure III-119 : Dissipation scalaire à $\phi = 0,80$	203

Figure III-120 : <i>Dissipation scalaire conditionnelle</i>	204
Figure III-121 : <i>Détermination du coefficient de proportionnalité ($u'/U = 10,4\%$)</i>	205
Figure III-122 : <i>Coefficient moyen en fonction de la richesse</i>	205
Figure III-123 : <i>Taux de combustion estimé</i>	210
Figure III-124 : <i>Taux de combustion $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$</i>	211
Figure III-125 : <i>Taux de combustion $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$</i>	211
Figure III-126 : <i>Taux de combustion calculé indirectement $U_0 = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$</i>	212
Figure III-127 : <i>Taux de combustion calculé indirectement $U_0 = 3,5 \text{ m.s}^{-1}$</i>	212
Figure III-128 : <i>Taux de combustion</i>	213
Figure III-129 : <i>Taux de combustion</i>	213
Figure III-130 : <i>Taux de combustion</i>	214
Figure III-131 : <i>Taux de combustion</i>	214
Figure III-132 : <i>Taux de combustion à partir de la dissipation scalaire</i>	216
Figure III-133 : <i>Intensité de combustion estimée</i>	218
Figure III-134 : <i>Intensité de la combustion</i>	219
Figure III-135 : <i>Intensité de la combustion</i>	219
Figure III-136 : <i>Intensité de la combustion selon la hauteur</i>	220

Bibliographie

ABDEL-GAYED & R.G., BRADLEY, D., *Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames*, Combustion and Flame, 76:213-218, 1989.

ABOU-ELLAIL, M.M.M., BESHAY, K.R. & MANSOUR, M.S., *A Flamelet Model for Premixed Methane-Air Flames*, Combustion Science and Technology, 153:223-245, 2000.

ABRAHAM, J., WILLIAMS, F.A. & BRACCO, F.V., SAE Paper 850345, 1985.

ANDREWS, G.E. & BRADLEY, D., *The Burning Velocity of Methane-Air Mixtures*, Combustion and Flame, 19:275-288, 1972.

ARNOLD, A., BRÄUMER, A., BUSCHMANN, A., DECKER, M., DINKELACKER, F., HEITZMANN, T., ORTH, A., SCHÄFER, M., SICK, V. & WOLFRUM, J., *2D-Diagnostics in Industrial Devices*, Berichte der Bunsengesellschaft für Physikalische Chemie, 97(12):1650-1661, 1993.

ARPACI, V.S., *Microscales of Turbulent Combustion*, Progress in Energy and Combustion Science, 21 :153-171, 1995.

ASHURST, Wm T., SIVASHINSKY, G.I. & YAKHOT, V., *Flame Front Propagation in Nonsteady Hydrodynamic Fields*, Combustion Science and Technology, 62:273-284, 1988.

ASHURST, Wm. T. & SHEPHERD, I.G., *Flame Front Curvature Distributions in a Turbulent Premixed Flame Zone*, Combustion Science and Technology, 124:115-144, 1997.

ASHURST, Wm. T., *Flow-Frequency Effect upon Huyghens Front Propagation*, Combustion Theory Modelling, 4:99-105, 2000.

AUDOLY, B., BERESTYCKI, H. & POMEAU Y., *Réaction diffusion en écoulement stationnaire rapide*, *Compte rendu de l'Académie des Sciences de Paris, Mécanique des fluides*, 328(IIb):255-262, 2000.

BAI, X.S., FUCHS, L. & MAUSS, F., *Laminar Flamelet Structure at Low and Vanishing Scalar Dissipation Rate*, *Combustion and Flame*, 120:285-300, 2000.

BARRÈRE, M., *Modèle de combustion turbulente*, *Revue Générale de Thermique*, vol. 148, pp. 295-308, 1974.

BEDAT, B. & CHENG, R.K., *Experimental Study of Premixed Flames in Intense Isotropic Turbulence*, *Combustion and Flame*, 100:485-494, 1995.

BENDAT, J.S. & PIERSOL, A.G., *Random Data – Analysis and Measurement Procedures*, A Wiley-Interscience Publication, 2nd edition, 1986.

BILGER, R.W., *The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 475-488, 1988.

BILGER, R.W., *Conditional Moment Closure Modelling and Advanced Laser Measurements*, *Turbulence and Molecular Processes in Combustion*, T. Takeno (Editor), Elsevier Science Publishers B.V., 1993a.

BILGER, R.W., *Conditional Moment Closure for Turbulent Reacting Flow*, *Physics of Fluids A*, 5(2):436-444, 1993b.

BINGHAM, D.C., GOULDIN, F.C. & KNAUS, D.A., *Crossed-Plane Laser Tomography: Direct Measurements of the Flamelet Surface Normal*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 77-84, 1998.

BORGHI, R., *Mise au point sur la structure des flames turbulentes*, *Journal de chimie physique*, 81, n°6, pp. 361-370, 1984.

BORGHI, R., *Turbulent Combustion Modelling*, Progress in Energy and Combustion Science, 14:245-292, 1988.

BORGHI, R., *Turbulent Premixed Combustion: Further Discussions on the Scales of Fluctuations*, Combustion and Flame, 80:304-312, 1990.

BORGHI, R. & DESTRIAU, M., *La combustion et les flammes*, Édition Technip, 1995.

BOUDIER, P.S., HENRIOT, T., POINSOT, T. & BARITAUD, T., *A Model for Turbulent Flame Ignition and Propagation in Spark Ignition Engines*, 24th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 503-510, 1992.

BOUKHALFA, A., *Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen*, Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1988.

BOUKHALFA, A. & GÖKALP, I., *Time Scales of Scalar Field in Turbulent Premixed Conical Flames*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 755-761, 1988.

BOYER, L., *Laser Tomographic Method for Flame Front Movement Studies*, Combustion and Flame, 39:321-323, 1980.

BRAY K.N.C & LIBBY, P.A., *Interaction Effects in Turbulent Premixed Flames*, Physics of Fluids, 19(11):1687-1701, 1976.

BRAY, K.N.C & MOSS, J.B., *A Unified Statistical Model of the Premixed Turbulent Flame*, Acta Astronautica, 4:291-319, 1977.

BRAY, K.N.C, *The Interaction Between Turbulence and Combustion*, 17th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 223-233, 1979.

BRAY, K.N.C., *Turbulent Flows with Premixed Reactants, Turbulent Reacting Flows*, Libby P.A. and Williams F.A. Editions, Springer-Verlag, Berlin, pp- 115-183, 1980.

BRAY, K.N.C., LIBBY, P.A., MASUYA, G. & MOSS, J.B., *Turbulence Production in Premixed Turbulent Flames*, Combustion Science and Technology, 25:127-140, 1981.

BRAY, K.N.C, LIBBY, P.A. & MOSS, J.B., *Flamelet Crossing Frequencies and Mean Reaction Rates in Premixed Turbulent Combustion*, Combustion Science and Technology, 41:143-172, 1984a.

BRAY, K.N.C, LIBBY, P.A. & MOSS, J.B., *Scalar Length Scale Variations in Premixed Turbulent Flames*, 20th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 421-427, 1984b.

BRAY, K.N.C. & LIBBY, P.A., *Passage Times and Flamelet Crossing Frequencies in Premixed Turbulent Combustion*, Combustion Science and Technology, 47:253-274, 1986a.

BRAY, K.N.C, Proceeding of the 9th Australasian Fluid Mechanics Conference, Auckland, Nouvelle-Zélande, 1986.

BRAY, K.N.C., CHAMPION, M. & LIBBY, P.A., *Mean Reaction Rates in Premixed Turbulent Flames*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 763-769, 1988.

BRAY, K.N.C, *Studies of the Turbulent Burning Velocity*, Proceedings of the Royal Society of London, A431:313-335, 1990.

BRAY, K.N.C, *The Challenge of Turbulent Combustion*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1-26, 1996.

BUCKMASTER, J.D., *An Introduction to Combustion Theory*, The Mathematics of Combustion, Frontiers in Applied Mathematics, John D. Buckmaster, Ed., SIAM, 1985.

BUSCHMANN, A., DINKELACKER, F., SCHÄFER, T. & WOLFRUM, J., *Measurement of the Instantaneous Detailed Flame Structure in Turbulent Premixed Combustion*, 26th

Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1996, pp. 437-445, 1996.

CALZADA, M.E., *Numerical Study of Flame Propagation in Boundary Layers*, Southwest Journal of Pure and Applied Mathematics, 1:1-7, <http://rattler.cameron.edu/swjpm.html>, 1997.

CANDEL, S. & POINSOT, T., *Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area*, Combustion Science and Technology, 70:1-15, 1990.

CANDEL, S., VEYNANTE, D., LACAS, F., MAISTRET, E., DARIBHA, N. & POINSOT, T., *Recent Advances in Combustion Modeling*, B.E. Larrouturou, Ed., World Scientific, 1990.

CANT, R.S. & BRAY, K.N.C., *Strained Laminar Flamelet Calculations of Premixed Turbulent Combustion in a Closed Vessel*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 791-799, 1988.

CANT, R.S., POPE, S.B. & BRAY, K.N.C., *Modelling of Flamelet Surface-to-Volume Ratio in Turbulent Premixed Combustion*, 23rd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp.809-815, 1990.

CHA, C.M., *Effect of Scalar Dissipation Rate Fluctuation in Presumed PDF Methods of Turbulent Nonpremixed Combustion*, 2nd Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute, n° 96, Oakland, Californie, 2001.

CHANG, N.W., SHY, S.S., YANG, S.I. & YANG, T.S., *Spatially Resolved Statistics for Reaction Rate Modeling Using Premixed Methane-Air Flames in a Near-Homogeneous Turbulence*, Combustion and Flame, 127:1880-1894, 2001.

CHEN, J.H., ECHEKKI, T. & KOLLMANN, W., *The Mechanism of Two-Dimensional Pocket Formation in Lean Premixed Methane-Air Flames with Implications to Turbulent Combustion*, Combustion and Flame, 116:15-48, 1999.

CHEN, J.H. & IM, H.G., *Stretch Effects on the Burning Velocity of Turbulent Premixed Hydrogen/Air Flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 28:211-218, 2000.

CHEN, Y.-C. & MANSOUR, M.S., *Investigation of Flame Broadening in Turbulent Premixed Flames in the Thin-Reaction-Zones Regime*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 811-818, 1998.

CHEN, Y.-C. & MANSOUR, M.S., *Topology of turbulent premixed flame fronts resolved by simultaneous planar imaging of LIPF of OH radical and Rayleigh scattering*, Experiments in Fluids, 26:227-287, 1999.

CHENG, R.K. & SHEPHERD, I.G., *The Influence of Burner Geometry on Premixed Turbulent Flame Propagation*, Combustion and Flame, 85:7-26, 1991.

CHEW, T.C., BRAY, K.N.C. & BRITTER, R.E., *Spatially Resolved Flamelet Statistics for Reaction Rate Modelling*, Combustion and Flame, 80:65-82, 1990.

CHUNG, S.H. & LAW, C.K., *An Invariant Derivation of Flame Stretch*, Combustion and Flame, 55:123-125, 1984.

CLAVIN, P. & WILLIAMS, F.A., *Theory of Premixed-Flame Propagation in Large-Scale Turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, 90:589, 1979.

CLAVIN, P. & WILLIAMS, F.A., *Effects of Molecular Diffusion and of Thermal Expansion on the Structure and Dynamics of Premixed Flames in Turbulent Flows of Large Scale and Low Intensity*, Journal of Fluid Mechanics, 116:251-282, 1982.

CLAVIN, P. & JOULIN, G., *Premixed Flames in Large Scale and Intensity Turbulent Flow*, Journal de Physique Lettres, Vol. 44, 1983.

CLAVIN, P., *Dynamic Behavior of Premixed Flame Fronts in Laminar and Turbulent Flows*, Progress in Energy and Combustion Science, 11:1-59, 1985.

CLAVIN, P., *Premixed Flames*, Contractors Meeting on EC Combustion Research, Commission of the European Communities, Bruxelles, pp.204-227, 1988.

COUSTEIX, J., *Turbulence et couche limite*, Aérodynamique, Cepadus-Éditions, 1989.

DAHM, W.J.A. & BISH, E.S., *High-Resolution Measurements of Molecular Transport and Reaction Processes in Turbulent Combustion*, Turbulence and Molecular Processes in Combustion, T. Takeno (Editor), Elsevier Science Publishers B.V., 1993.

DAMKÖHLER, G., *The Effect of Turbulence on the Flame Velocity in a Gas Mixture*, NACA TM 1112, 1947.

DESCHAMPS, B., *Étude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes prémélangées de méthane-air*, Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1990.

DESCHAMPS, B., BOUKHALFA, A., CHAUVEAU, C., GÖKALP, I., SHEPHERD, I.G. & CHENG, R.K., *An Experimental Estimation of Flame Surface Density and Mean Reaction Rate in Turbulent Premixed Flames*, 24th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 469-475, 1992.

DIBBLE, R.W. & HOLLENBACH, R.E., *Laser Rayleigh Thermometry in Turbulent Flames*, 18th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1489-1499, 1981.

DIBBLE, R.W., KOLLMANN, W. & SCHEFER, R.W., *Measurements and Predictions of Scalar Dissipation in Turbulent Jet Flames*, 20th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 345-352, 1984.

DINKELACKER, F., SOIKA, A., MOST, D., HOFMANN, D., LEIPERTZ, A., POLIFKE, W. & DÖBBELING, K., *Structure of Locally Quenched Highly Turbulent Lean Premixed Flames*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 857-865, 1998.

DIXON-LEWIS, G., *Structure of Laminar Flames*, 23rd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 305-324, 1990.

DOWDY, D.R., SMITH, D.B., TAYLOR, S.C. & WILLIAMS, A., *The Use of Expanding Spherical Flames to Determine Burning Velocities and Stretch Effects in Hydrogen/Air Mixtures*, 23rd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 325-332, 1990.

DOWLING, D.R., *The Estimated Scalar Dissipation Rate in Gas-Phase Turbulent Jets*, Physics in Fluids A, 3(9):2229-2246, 1991.

DUCLOS, J.M., VEYNANTE, D. & POINSOT, T., *A Comparison of Flamelet Models for Premixed Turbulent Combustion*, Combustion and Flame, 95:101-117, 1993.

ECHEKKI, T. & CHEN, J.H., *Unsteady Strain Rate and Curvature Effects in Turbulent Premixed Methane-Air Flames*, Combustion and Flame, 106:184-202, 1996.

EFFELSBERG, E. & PETERS, N., *Scalar Dissipation Rates in Turbulent Jets and Jets Diffusion Flames*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 693-700, 1988.

ÉRARD, V., *Étude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire*, Thèse de doctorat, université de Rouen, 1996.

EVEREST, D.A., DRISCOLL, J.F., DAHM, W.J.A. & FEIKEMA, D.A., *Images of the Two-Dimensional Field and Temperature Gradients to Quantify Mixing Rates within a Non-Premixed Turbulent Jet Flame*, Combustion and Flame, 101:58-68, 1995.

FEIKEMA, D.A. & DRISCOLL, J.F., *Scalar Dissipation Rate Measurements in Initially Non-Premixed Turbulent Shear Layers Using Rayleigh Imaging*, 6th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbonne, Portugal, pp. 38.1.1-38.1.6, 1992.

FERRÃO, P. & HEITOR, V., *Simultaneous Velocity and Scalar Measurements in Premixed Recirculating Flames*, *Experiment in Fluids*, 24:399-407, 1998.

FOURGUETTE, D.C., ZURN, R.M. & LONG, M.B., *Two-Dimensional Rayleigh Thermometry in a Turbulent Nonpremixed Methane-Hydrogen Flame*, *Combustion Science and Technology*, 44:307-317, 1986.

FRANÇOIS, I., *Étude expérimentale de l'interaction entre deux fronts de flammes laminaires prémélangées. Effet du nombre de Lewis*, Thèse de l'École Centrale de Lyon, 1994.

FRISTROM, R.M. & WESTENBERG, A.A., *Flame structure*, McGraw-Hill, Series in Advanced Chemistry, 1965.

GAGNEPAIN, L., *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire*, Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1998.

GAURAND, I., HIBERT, C., NIKRAVECH, M., MOTRET, O., PAVÉ, D. & POUVESLE, J.M., *Pulsed Dielectric Barrier Discharge Processing of Trichloroethylene*, Hakone VI, the International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, Irlande, 1998.

GAYDON, A.G. & WOLFHARD, H.G., *Flames – Their Structure, Radiation and Temperature*, Chapman and Hall, London, 1953.

GHÉNAÏ, C., *Étude de la structure et de la dynamique spatio-temporelle des fronts de flamme instantanés en combustion prémélangée*, Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1995.

GHÉNAÏ, C., CHAUVEAU, C. & GÖKALP, I., *Spatial and Temporal Dynamics of Flamelets in Turbulent Premixed Flames*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 331-337, 1996.

GOIX, P.J. & SHEPHERD, I.G., *Lewis Number Effects on Turbulent Premixed Flame Structure*, Combustion Science and Technology, 91:191-206, 1993.

GÖKALP, I., *An Evaluation of the Klimov-Williams Criterion*, Combustion and Flames, 67: 111-119, 1987.

GOULDIN, F.C. & HALTHORE, R.N., *Rayleigh Scattering for Density Measurements in Premixed Flames*, Experiment in Fluids, 4:269-278, 1986.

GOULDIN, F.C., *An Application of Fractals to Modeling Premixed Turbulent Flames*, Combustion and Flame, 68:249-266, 1987.

GOULDIN, F.C., HILTON, S.M. & LAMB, T., *Experimental Evaluation of the Fractal Geometry of Flamelets*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 541-550, 1988.

GOULDIN, F.C. & MILES, P.C., *Chemical Closure and Burning Rates in Premixed Turbulent Flames*, Combustion and Flame, 100:202-210, 1995.

HAKBERG, B., *A Critical Study of the Bray-Moss-Libby Model*, Combustion Science and Technology, 125:25-45, 1997.

HAWORTH, D.C. & POINSOT, T.J., *Numerical Simulation of Lewis Number Effects in Turbulent Premixed Flames*, Journal of Fluid Mechanics, 244:405-436, 1992.

HIBERT, C., PAVÉ, D., MOTRET, O., GAURAND, I., NIKRAVECH, M., VILADROSA, R., POUVESLE, J.M., CHAMPEAUX, C. & CATHERINOT, A., *Effets de l'action synchronisée d'une source VUV et d'une décharge DBD impulsionsnelles déclenchées sur la production d'espèces oxydantes*, Journal of Physics IV, 9(P5):85-86, 1999.

JAROZINSKI, J., *The Thickness of Laminar Flames*, Combustion and Flame, 56: 337-342, 1984.

JAROZINSKI, J., *A Survey of Recent Studies on Flame Extinction*, Progress in Energy and Combustion Science, 12:81-116, 1986.

JIANG, L.Y. & SISLIAN, J.P., *Rayleigh Scattering in Supersonic High-Temperature Exhaust Plumes*, Experiments in Fluids, 32:487-493, 2002.

JOULIN, G. & SIVASHINSKY, G.I., *Pockets in Premixed Flames and Combustion Rate*, Combustion Science and Technology, 77:329-335, 1991.

KALT, P.M.A. & BILGER, R.W., *Experimental Characterisation of the α -Parameter in Turbulent Scalar Flux for Premixed Combustion*, Combustion Science and Technology, 153:213-221, 2000.

KEE, R.J., RUPLEY, F.M., MILLER, J.A., COLTRIN, M.E., GRCAR, J.F., MEEKS, E., MOFFAT, H.K., LUTZ, A.E., DIXON-LEWIS, G., SMOOKE, M.D., WARNATZ, J., EVANS, G.H., LARSON, R.S., MITCHELL, R.E., PETZOLD, L.R., REYNOLDS, W.C., CARACOTSIOS, M., STEWART, W.E. & GLARBORG, P., *PREMIX*, CHEMKIN Collection, Release 3.5, Reaction Design, Inc., San Diego, CA, 1999a.

KEE, R.J., RUPLEY, F.M., MILLER, J.A., COLTRIN, M.E., GRCAR, J.F., MEEKS, E., MOFFAT, H.K., LUTZ, A.E., DIXON-LEWIS, G., SMOOKE, M.D., WARNATZ, J., EVANS, G.H., LARSON, R.S., MITCHELL, R.E., PETZOLD, L.R., REYNOLDS, W.C., CARACOTSIOS, M., STEWART, W.E. & GLARBORG, P., *OPPDIF*, CHEMKIN Collection, Release 3.5, Reaction Design, Inc., San Diego, CA, 1999a.

KELMAN, J.B. & MASRI, A.R., *Reaction Zone Structure and Scalar Dissipation Rates in Turbulent Diffusion Flames*, Combustion Science and Technology, 129:17-55, 1997.

KERSTEIN, A.R. & ASHURST, Wm T., *Passage Rates of Propagating Interfaces in Randomly Advected Media and Heterogeneous Media*, Physics Review E, 9:1100, 1994.

KOLLMANN, W. & CHEN, J.H., *Pocket Formation and the Flame Surface Density Equation*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 927-934, 1998.

KOSTIUK, L.W. & BRAY, K.N.C., *Mean Effects of Stretch on Laminar Flamelets in a Premixed Turbulent Flame*, *Combustion Science and Technology*, 95:193-212, 1994.

KUO, K.K., *Principles of Combustion*, A Wiley-Interscience Publication, 1986.

KWON, S., WU, M.S., DRISCOLL, J.F. & FAETH, G.M., *Flame Surface Properties of Premixed Flames in Isotropic Turbulence: Measurements and Numerical Simulations*, *Combustion and Flame*, 88:221-238, 1992.

KYRITSIS, D.C. & GOMEZ, A., *Scalar Dissipation Rate Measurements in Vortex Perturbed Counterflow Diffusion Flames*, 2nd Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute, n° 120, Oakland, Californie, 2001.

LANDAU, L.D., *On the Theory of Slow Combustion*, *Acta Physicochimica URSS*, 19: 77-85, 1944.

LAW, C.K., *Dynamics of Stretched Flames*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1381-1402, 1988.

LAW, C.K. & SUNG, C.J., *Structure, Aerodynamics, and Geometry of Premixed Flamelets*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 26:459-505, 2000.

LECORDIER, B., *Étude 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 doctorat, université de Rouen, 1997.

LEE, T.-W., SHANKLAND, R. & FENTON, M., *Flame Curvature Statistics in Axisymmetric Turbulent Jet Flames*, *Combustion Science and Technology*, 108:31-46, 1995.

LIBBY, P.A. & BRAY, K.N.C., *Implications of the Laminar Flamelet Model in Premixed Turbulent Combustion*, *Combustion and Flame*, 39:33-41, 1980.

LIPATNIKOV, A.N. & CHOMIAK, J., *Turbulent Flame Speed and Thickness: Phenomenology, Evaluation, and Application in Multi-Dimensional Simulation*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 28:1-74, 2002.

LONG, M.B. & YIP, B., *Measurements of Three-Dimensional Concentrations in Turbulent Jets and Flames*, 22nd Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 701-709, 1988.

LONG, M.B., *Multidimensional Imaging in Combusting Flows by Lorenz-Mie, Rayleigh and Raman Scattering*, *Instrumentation for Flows with Combustion*, Academic Press Ltd., pp. 467-508, 1993.

MANSOUR, M.S., CHEN, Y.-C. & PETERS, N., *The Reaction Zone Structure of Turbulent Premixed Methane-Helium-Air Flames near Extinction*, 24th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 461-468, 1992.

MANSOUR, M.S., *Two-Plane Two-Dimensional Rayleigh Thermometry Technique for Turbulent Combustion*, *Optics Letters*, 18(7):537-539, 1993.

MANSOUR, M.S., PETERS, N. & CHEN, Y.C., *Investigation of Scalar Mixing in the Thin Reaction Zones Regime Using a Simultaneous CH-LIF/Rayleigh Laser Technique*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 767-773, 1998.

MANSOUR, M.S., *Turbulent Premixed and Partially Premixed Combustion Diagnostics Based on Advanced Laser Techniques*, *Mediterranean Combustion Symposium*, Antalya, Turquie, 1999.

MANTEL, T. & BORGHI, R., *A New Model of Premixed Wrinkled Flame Propagation Based on a Scalar Dissipation Equation*, *Combustion and Flame*, 96:443-457, 1994.

MANTEL, T. & BILGER, R.W., *Some Conditional Statistics in a Turbulent Premixed Flame Derived from Direct Numerical Simulations*, Combustion Science and Technology, 110-111:393-417, 1995.

MARBLE, F. & BROADWELL, J., *The Coherent Flame Model of Non-Premixed Turbulent Combustion*, Project Squid TRW-9-PU, Project Squid Headquarters, Chaffe Hall, Purdue University, 1977.

MARKSTEIN, G.H., *Nonsteady Flame Propagation*, AGARD Monograph n° 75, Pergamon, New York.

MASON, H.B. & SPALDING, D.B., *Prediction of Reaction Rates in Turbulent Premixed Boundary-Layer Flows*, Combustion Institute European Symposium, pp. 601-606, Academic Press, London, 1973.

MENEVEAU, C. & POINSOT, T., *Stretching and Quenching of Flamelets in Premixed Turbulent Combustion*, Combustion and Flame, 86:311-332, 1991.

MOUNAÏM-ROUSSELLE, C., *Combustion turbulente prémélangée dans un écoulement à jets opposés*, Thèse de doctorat, université d'Orléans, 1993.

MOUNAÏM-ROUSSELLE, C. & GÖKALP, I., *Strain Effects on the Structure of Counterflowing Turbulent Premixed Flames*, 25th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1199-1205, 1994.

MUELLER, C.J., DRISCOLL, J.F., SUTKUS, D.J., ROBERTS, W.L., DRAKE, M.C. & SMOOKE, M.D., *Effect of Unsteady Stretch Rate on OH Chemistry during a Flame-Vortex Interaction: To Assess Flamelet Models*, Combustion and Flame, 100:323-331, 1995.

MUELLER, C.J., DRISCOLL, J.F., REUSS, D.L. & DRAKE, M.C., *Effects on Unsteady Stretch on the Strength of a Freely-Propagating Flame Wrinkled by a Vortex*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 347-355, 1996.

NAMAZIAN, M., SCHEFER, R.W. & KELLY, J., *Scalar Dissipation Measurements in the Developing Region of a Jet*, Combustion and Flame, 74:147-160, 1988.

NAMAZIAN, M., KELLY, J. & SCHEFER, R.W., *Simultaneous NO and Temperature Imaging Measurements in Turbulent Nonpremixed Flames*, 25th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1149-1157, 1994.

NANDULA, S.P., BROWN, T.M. & PITZ, R.W., *Measurements of Scalar Dissipation in the Reaction Zones of Turbulent Nonpremixed H₂-Air Flames*, Combustion and Flame, 99:775-783, 1994.

NIEMEYER, J.C., BUSHE, W.K. & RUETSCH, G.R., *Approaches to modeling thermonuclear flames*, Center for Turbulent Research, Proceedings of the Summer Program, 1998.

NORTON, T.S., SMYTH, K.C., MILLER, J.H. & SMOOKE, M.D., *Comparison of Experimental and Computed Species Concentration and Temperature Profiles in Laminar Two-Dimensional Methane/Air Diffusion Flames*, Combustion Science and Technology, 90:1-34, 1993.

NYE, D.A., LEE, J.G., LEE, T.-W. & SANTAVICCA, D.A., *Flame Stretch Measurements During the Interaction of Premixed Flames and Kármán Vortex Streets Using PIV*, Combustion and Flame, 105:167-179.

O'BRIEN, E.E. & JIANG, T.-L., *The Conditional Dissipation Rate of an Initially Binary Scalar in Homogeneous Turbulence*, Physics of Fluids A, 3(12):3121-3123, 1991.

O'YOUNG, F. & BILGER, R.W., *Measurement of Scalar Dissipation in Premixed Flames*, Combustion Science and Technology, 113-114:393-411, 1996.

O'YOUNG, F. & BILGER, R.W., *Scalar Gradient and Related Quantities in Turbulent Premixed Flames*, Combustion and Flame, 109:682-700, 1997.

PAVÉ, D., CACHONCILLE, C., GAURAND, I., HIBERT, C., HURÉ, L., KHACEF, A., MOTRET, O., NIKRAVECH, M., POUVESLE, J.M., ROBERT, É. VILADROSA, R., *Génération d'impulsions THT à front de montée rapide*, Journées du Val de Loire, 1998.

PAVÉ, D., CHAUVEAU, C., GÖKALP, I. & SHEPHERD, I.G., *Characterization of Conical Turbulent Premixed Flames by Rayleigh Scattering and Tomographic Image Analysis*, 2nd Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute, n° 194, Oakland, Californie, 2001.

PERTHUIS, E., *La combustion industrielle*, Publications de l'institut français du pétrole, Collection « science et technique du pétrole » n°24, Éditions Technip, 1983.

PETERS, N., *Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion*, 21st Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1231-1250, 1986.

PETERS, N., *A Spectral Closure for Premixed Turbulent Combustion in the Flamelet Regime*, Journal of Fluid Mechanics, 242:611-629, 1992.

PETERS, N., *The Turbulent Burning Velocity for Large-Scale and Small-Scale Turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, 384:107-132, 1999.

PETERS, N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press, 2000.

PITSCH, H. & FEDOTOV, S., *Investigation of scalar dissipation rate fluctuations in non-premixed turbulent combustion using a stochastic approach*, Combustion Theory Modelling, 5:41-57, 2001.

PITTS, W.M., *Rayleigh Light Scattering Studies of Turbulent Mixing*, Combustion Institute/Eastern States Section. Chemical and Physical Processes in Combustion. Fall Technical Meeting, Princeton, pp. 8-16, 1993.

POINSOT, T., VEYNANTE, D. & CANDEL, S., *Diagrams of Premixed Turbulent Combustion Based on Direct Simulation*, 23rd Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 613-619, 1990.

POINSOT, T., VEYNANTE, D. & CANDEL, S., *Quenching Processes and Premixed Turbulent Combustion Diagrams*, Journal of Fluid Mechanics, 288:561-606, 1991.

POINSOT, T., ECHEKKI, T. & MUNGAL, M.G., *A Study of the Laminar Flame Tip and Implications for Premixed Turbulent Combustion*, Combustion Science and Technology, 81:45-75, 1992.

POINSOT, T. & VEYNANTE, D., *Theoretical and Numerical Combustion*, R.T. Edwards, 2001.

POPE, S.B., *Turbulent premixed flames*, Annual Review of Fluid Mechanics, 19:237-270, 1987.

POPE, S.B., *The Evolution of Surfaces in Turbulence*, International Journal of Engineering Science, 26(5):445-469, 1988.

PRASAD, R.O.S. & GORE, J.P., *An Evaluation of Flame Surface Density Models for Turbulent Premixed Jet Flames*, Combustion and Flame, 116:1-14, 1999.

REID, R.C. & SHERWOOD, T.K., *The Properties of Gases and Liquids. Their Estimation and Correlation*, McGraw-Hill, 2nd edition, 1966.

RENARD, P.-H., THÉVENIN, D., ROLON, J.C. & CANDEL, S., *Dynamics of Flame/Vortex Interactions*, Progress in Energy and Combustion Science, 26:225-282, 2000.

RENOU, B., BOUKHALFA, A., PUECHBERTY, D. & TRINITÉ, M., *Effects of Stretch on the Local Structure of Freely Propagating Premixed Low-Turbulent Flames with Various Lewis Numbers*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 841-847, 1998.

RENOU, B., *Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent. Influence du nombre de Lewis*, thèse de doctorat, université de Rouen, 1999.

RENOU, B., BOUKHALFA, A., PUECHBERTY, D., MOUQUALID, M., LECORDIER, B. & TRINITÉ, M., *Étude de la combustion laminaire et turbulente de prémélange instationnaire : analyse des contours de flammes et détermination des vitesses de combustion pour différents nombres de Lewis*, *Combustion*, 1(2):85-112, 2000.

RENOU, B., BOUKHALFA, A., PUECHBERTY, D. & TRINITÉ, M., *Local Scalar Flame Properties of Freely Propagating Flames at Various Lewis Numbers*, *Combustion and Flame*, 123:507-521, 2000a.

ROGG, B., BEHRENDT, F. & WARNATZ, J., *Turbulent Non-Premixed Combustion in Partially Premixed Diffusion Flamelets with Detailed Chemistry*, 21st Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1533-1541, 1986.

SARDI, K., TAYLOR, A.M.K.P. & WHITELOW, J.H., *Conditional Scalar Dissipation Statistics in a Turbulent Counterflow*, *Journal of Fluid Mechanics*, 361:1-24, 1998.

SEARBY, G. & QUINARD, J., *Direct and Indirect Measurements of Markstein Numbers of Premixed Flames*, *Combustion and Flame*, 82:298-311, 1990.

SESHADRI, K. & PETERS, N., *Asymptotic Structure and Extinction of Methane-Air Diffusion Flames*, *Combustion and Flame*, 73:23-44, 1988.

SETHIAN, J.A., *Numerical Methods for Propagating Fronts*, Variational Methods for Free Surface Interfaces, P. Concus and R. Finn Ed., Springer-Verlag, 1987.

SHEPHERD, I.G. & MOSS, J.B., *Characteristics Scales for Density Fluctuations in a Turbulent Premixed Flame*, *Combustion Science and Technology*, 33:231-243, 1983.

SHEPHERD, I.G. & ASHURST, Wm.T., *Flame Front Geometry in Premixed Turbulent Flames*, 24th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 485-491, 1992.

SHEPHERD, I.G., *Flame Surface Density and Burning Rate in Premixed Turbulent Flames*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 373-379, 1996.

SHEPHERD, I.G., GAGNEPAIN, L. & GÖKALP, I., *Micro Scalar Timescales in Premixed Turbulent Combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 28:351-358, 2000.

SHEPHERD, I.G. & CHENG, R.K., *The Burning Rate of Premixed Flames in Moderate and Intense Turbulence*, 2nd Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute, n° 196, Oakland, Californie, 2001.

SHY, S.S., JANG, R.H., GEE, W.K.I. & GEE, K.I., *Three-Dimensional Spatial Flamelet Statistics for Premixed Turbulent Combustion Modeling*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 283-289, 1996.

SHY, S.S., LEE, E.I., CHANG, N.W. & YANG, S.I., *Direct and Indirect Measurements of Flame Surface Density, Orientation, and Curvature for Premixed Turbulent Combustion Modelling in a Cruciform Burner*, Proceedings of the Combustion Institute, 28:383-390, 2000.

SINIBALDI, J.O., MUELLER, C.J. & DRISCOLL, J.F., *Local Flame Propagation Speeds along Wrinkled, Unsteady, Stretched Premixed Flames*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 827-832, 1998.

SOIKA, A., DINKELACKER, F. & LEIPERTZ, A., *Measurement of the Resolved Flame Structure of Turbulent Premixed Flames with Constant Reynolds Number and Varied Stoichiometry*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 785-792, 1998.

SOIKA, A., DINKELACKER, F. LEIPERTZ, A., *Investigation of the Flame Front Thickness using Dual-Sheet Laser Diagnostics*, Proceeding of the Joint Meeting of the British, German and French Sections of the Combustion Institute, Nancy, France, p. 463-465, 1999.

SPALDING, D.B., *Some Fundamentals of Combustion*, London, 1955.

STÄRNER, S.H., BILGER, R.W., LYONS, K.M., FRANK, J.H. & LONG, M.B., *Conserved Scalar Measurements in Turbulent Diffusion Flames by Raman and Rayleigh Ribbon Imaging Method*, Combustion and Flame, 99:347-354, 1994.

STÄRNER, S.H., BILGER, R.W., LONG, M.B., FRANK, J.H. & MARRAN, D.F., *Scalar Dissipation Measurements in Turbulent Jet Diffusion Flames of Air Diluted Methane and Hydrogen*, Combustion Science and Technology, 129:141-163, 1997.

SU, L.K., *Measurements of the Three-Dimensional Scalar Dissipation Rate in Gas-Phase Planar Turbulent Jets*, Center for Turbulence Research, Annual Research Brief, pp. 38-46, 1998.

SU, L.K. & CLEMENS, N.T., *Planar Measurements of the Full Three-Dimensional Scalar Dissipation Rate in Gas-Phase Turbulent Flows*, Experiments in Fluids, 27:507-521, 1999.

SWAMINATHAN, N. & BILGER, R.W., *Analyses of Conditional Moment Closure for Turbulent Premixed Flames*, Combustion Theory Modelling, 5:241-260, 2001a.

SWAMINATHAN, N & BILGER, R.W., *Scalar Dissipation, Diffusion and Dilatation in Turbulent H₂-Air Premixed Flames with Complex Chemistry*, Combustion Theory Modelling, 5:429-446, 2001b.

TROUVÉ, A. & POINSOT, T., *The Evolution Equation for the Flame Surface Density in Turbulent Premixed Combustion*, Journal of Fluid Mechanics, 278:1-31, 1994.

VASSILICOS, J.C. & NIKIFORAKIS, N., *Flamelet-Vortex Interaction and the Gibson Scale*, Combustion and Flame, 109:293-202, 1997.

VEDULA, P., YEUNG, P.K. & FOX, R.O., *Dynamics of Scalar Dissipation in Isotropic Turbulence: a Numerical and Modelling Study*, Journal of Fluid Mechanics, 433:29-60, 2001.

VERVISCH, L., BIDEAUX, E., BRAY, K.N.C & KOLLMANN, W., *Surface Density Function in Premixed Turbulent Combustion Modelling, Similarities Between Probability Density Function and Flame Surface Approach*, Physics in Fluids, A7(10):2496-2503, 1995.

VERVISCH, L. & VEYNANTE, D., *Combustion turbulente*, 6^{ème} école de combustion, Oléron, 1998.

VEYNANTE, D., PIANA, J., DUCLOS, J.M. & MARTEL, C., *Experimental Analysis of Flame Surface Density Models for Premixed Turbulent Combustion*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1249-1256, 1996.

VEYNANTE, D., *Theoretical and Experimental Analysis of Flame Surface Density Models for Turbulent Combustion*, Réunion commune des Section Française et Belge du Combustion Institute, Villeneuve d'Ascq, 1997.

VEYNANTE, D., TROUVÉ, A., BRAY, K.N.C. & MANTEL, T., *Gradient and Counter-Gradient Scalar Transport in Turbulent Premixed Flames*, Journal of Fluid Mechanics, 332:263-293, 1997a.

VEYNANTE, D. & VERVISCH, L., *Turbulent Combustion Modeling*, Progress in Energy and Combustion Science, 28:193-266, 2002.

WILLIAMS, F.A., *Combustion Theory*, (2nd edition) The Benjamin Cumming Edition, Princeton, 1985.

WILLIAMS, F.A., *Progress in knowledge of flamelet structure and extinction*, Progress in Energy and Combustion Science, 26:657-682, 2000.

WIRTH, M. & PETERS, N., *Turbulent Nonpremixed Combustion: a Flamelet Formulation and Spectral Analysis in Theory and IC-Engine Experiments*, 24th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 493-501, 1992.

YEUNG, P.K., GIRIMAJI, S.S. & POPE, S.B., *Straining and Scalar Dissipation on Material Surfaces in Turbulence: Implications for Flamelets*, *Combustion and Flame*, 79:340-365, 1990.

ZHANG, Y., BRAY, K.N.C. & ROGG, B., *The Modelling and Measurement of Local Flame Surface Orientation in Turbulent Premixed Flames*, *Combustion Science and Technology*, 137:347-358, 1998.

Table des matières

Introduction générale.....	1
<u>PARTIE I SYNTHÈSE SUR LES FLAMMES DE PRÉMÉLANGE.....</u>	5
1. INTRODUCTION.....	6
2. LA FLAMME LAMINAIRE DE PRÉMÉLANGE	7
2.1. Vitesse de propagation.....	7
2.2. Épaisseur de flamme laminaire.....	9
2.3. Instabilités du front de flamme	11
2.3.1. Instabilités dues aux forces de gravité.....	12
2.3.2. Instabilités hydrodynamiques.....	13
2.3.3. Instabilités thermodiffusives	14
2.4. Évolution du front de flamme dans un milieu turbulent.....	15
2.4.1. L'étirement	15
2.4.2. La courbure	17
2.4.2.1. Définition.....	17
2.4.2.2. Mécanismes de modification de courbure	18
2.4.3. Relations entre les vitesses de flamme et l'étirement	19
3. LA FLAMME TURBULENTE DE PRÉMÉLANGE	21
3.1. Vitesse de flamme turbulente	21
3.2. Épaisseur de flamme turbulente	23
3.3. Le régime turbulent d'un écoulement.....	24
3.4. Grandeurs caractéristiques utilisées en turbulence	24
3.5. Les échelles de la turbulence	25
3.5.1. Les macro-échelles.....	26

3.5.2. Les micro-échelles.....	28
3.5.2.1. Les micro-échelles de Taylor	28
3.5.2.2. Les micro-échelles de Kolmogorov.....	29
3.6. Interaction entre turbulence et combustion	30
3.6.1. Classification des flammes turbulentes de prémélange.....	30
3.6.2. Le régime de flammelettes en combustion de prémélange	35
3.6.2.1. Présentation du modèle BML (Bray, Moss et Libby)	36
Version temporelle du modèle	38
Version spatiale du modèle	40
3.6.2.2. Modèles de densité de surface de flamme	45
3.6.3. La dissipation scalaire et son importance pour les modèles.....	46
4. CONCLUSION.....	52

PARTIE II DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX ET DIAGNOSTICS OPTIQUES 55

1. LE BRÛLEUR BUNSEN.....	56
1.1. Le brûleur, l'alimentation et le système de déplacement	56
1.2. La turbulence de grille.....	58
1.3. Les caractéristiques des flammes	59
2. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX DE DIFFUSION DE LA LUMIÈRE INDUITE PAR EFFET RAYLEIGH	63
2.1. La diffusion Rayleigh	63
2.2. Dispositif expérimental de diffusion Rayleigh en un point.....	67
2.3. Dispositif expérimental pour l'imagerie Rayleigh	68
2.3.1. Traitements des signaux Rayleigh.....	71
2.3.1.1. Rayleigh en un point.....	71
2.3.1.2. Imagerie Rayleigh.....	72
3. LA TOMOGRAPHIE LASER OU IMAGERIE PAR DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR EFFET MIE	77
3.1. Dispositif expérimental.....	77
3.2. Traitement des images tomographiques	80
4. CONCLUSION.....	83

<u>PARTIE III</u>	<u>RÉSULTATS ET DISCUSSION.....</u>	<u>85</u>
CHAPITRE UN - CARACTÉRISATION MACROSCOPIQUE DES FLAMMES ÉTUDIÉES		86
1. ÉTUDES PRÉLIMINAIRES		86
1.1. Introduction		86
1.2. Hauteur moyenne des flammes étudiées		86
1.3. Influence des îlots		89
2. DÉTERMINATION DES ISO- $\langle c \rangle$		90
2.1. Épaisseur du front de flamme turbulent		92
2.2. Influence des îlots sur les iso- $\langle c \rangle$		95
3. CARACTÉRISATION DES PLISSEMENTS DU FRONT DE FLAMME		97
3.1. Traitement des images		97
3.2. Distribution des longueurs de croisement		99
3.3. Calculs des fonctions d'autocorrélation		106
3.4. Détermination de l'échelle caractéristique de plissements		110
4. LA DENSITÉ DE SURFACE DE FLAMME		113
4.1. Estimation de la densité moyenne de surface de flamme		113
4.2. Calculs de la densité de surface de flamme en tenant compte des plissements		114
4.3. Résultats		115
4.3.1. La longueur de flamme		115
4.3.2. L'aire de la zone de flamme		116
4.3.3. La densité de surface de flamme		118
4.3.4. Variation de la densité de surface de flamme selon la hauteur dans la flamme		119
4.3.4.1. La longueur de flamme		119
4.3.4.2. L'aire de flamme		122
4.3.4.3. La densité de surface de flamme		124
CHAPITRE DEUX - STRUCTURE DU FRONT DE FLAMME INSTANTANÉ		129
1. COURBURE DU FRONT DE FLAMME		129
1.1. Définition de la courbure du front de flamme		129

1.2.	Distribution de la courbure du front de flamme	130
1.3.	Statistiques de la courbure	132
1.3.1.	La courbure moyenne	132
1.3.2.	La variance de la courbure	135
1.3.3.	La dissymétrie	136
1.3.4.	L'aplatissement	138
1.4.	Courbure du front de flamme selon la hauteur	139
1.4.1.	Statistiques de la courbure.....	139
1.4.1.1.	Moyenne de la courbure	140
1.4.1.2.	La variance	140
1.4.1.3.	La dissymétrie.....	141
1.4.1.4.	L'aplatissement.....	141
1.4.2.	Courbures positives et courbures négatives	146
2.	L'ÉPAISSEUR DU FRONT DE FLAMME INSTANTANÉ	149
2.1.	Méthodologie de la détermination de l'épaisseur.....	149
2.2.	Résultats sur l'épaisseur thermique	152
2.3.	Étude des gradients de température des fronts de flammes instantanés	165
2.4.	Corrélation courbure/épaisseur.....	172
CHAPITRE TROIS - IMPLICATIONS SUR LES MODÈLES DE COMBUSTION TURBULENTE DE PRÉMÉLANGE		185
1.	IMPLICATIONS SUR LE MODÈLE BML	185
1.1.	Le facteur d'orientation de la flammelette	185
1.2.	Détermination du facteur g caractéristique de la distribution des longueurs de plissement.....	187
2.	IMPLICATION SUR LES MODÈLES UTILISANT LA DISSIPATION SCALAIRE	193
2.1.	Méthode de calcul de la dissipation scalaire	193
2.2.	Relation entre la dissipation scalaire et la densité de surface de flamme.....	201
3.	INTENSITÉ DE COMBUSTION.....	209
3.1.	Introduction	209

3.2. Le taux de combustion.....	209
3.2.1. Estimation globale à partir de la hauteur de flamme.....	209
3.2.2. Estimation à partir de la densité de surface de flamme.....	210
3.2.3. Estimation à partir de la dissipation scalaire.....	215
3.3. L'intensité de combustion	217
3.3.1. Estimation à partir de la densité de surface de flamme.....	217
3.3.2. Estimation à partir de la dissipation scalaire.....	218
3.4. Conclusion.....	221
4. CONCLUSION.....	222
Conclusions et perspectives	227
Annexe A.....	233
Annexe B.....	243
Annexe C.....	263
Nomenclature	273
Liste des figures	281
Bibliographie.....	291
Table des matières.....	315