

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE LA STRUCTURE DYNAMIQUE ET SCALAIRE D'UNE FLAMME TURBULENTE DE PREMELANGE CH₄-AIR : PAR P.I.V ET TOMOGRAPHIE LASER

Reçu le 14/03/2004 – Accepté le 31/12/2004

Résumé

Ce travail consiste en une étude expérimentale de la combustion turbulente de prémélange CH₄/air dans le cas d'une flamme de type Bunsen. La technique de vélocimétrie par image de particules (P.I.V) a été utilisée pour la caractérisation du champ dynamique du brûleur à froid. L'influence de la turbulence sur la flamme a été obtenue grâce à l'utilisation de grilles de turbulence pour des richesses allant de 0.6 à 1.3. La technique de Tomographie Laser a été utilisée pour déterminer la structure des fronts, ainsi que la taille des flammes turbulentes. L'influence de l'intensité de la turbulence ainsi que celle de la richesse sur les hauteurs de flammes ont été mises en évidence.

Mots clés: Combustion, turbulence, prémélange, expérimentale, brûleur Bunsen, PIV, Tomographie.

Abstract

An experimental investigation on wire-stabilised premixed methane-air have been studied in homogeneous turbulent flow field in order to identify different flame structure. Laser Tomography is used to describe front flame. Turbulence is generated by perforated plate situated upstream. The equivalence ratio ranging between 0.6 and 1.3. The main results of the paper indicate presence of different zones. The influence of turbulence intensities, and the equivalence ratio on the flame highs, flame density, combustion intensity are discussed and compared.

Keywords: Combustion, turbulence, premixed, expérimental, Bunsen burner, PIV, Tomography.

M.S. BOUHLALIB¹
B. RENO²
A. BOUKHALFA²
Z. NEMOUCHI¹

¹Laboratoire d'Energétique
Appliquée et Pollution
Département de Génie Mécanique
Université Mentouri
25017 Constantine (Algérie)

²Laboratoire LAME
CORIA UMR 6614
INSA de Rouen
Avenue de l'Université-BP8
76801 Saint-Etienne-du-Rouvray
Cedex (France)

ملخص

الغاية من هذا العمل هو دراسة تجريبية لاحتراق الميثان والهواء مع اختلاط مسبق على محراق بنسان. تقنية قياس سرعة القسيمات بالصور استعملت لوصف وتمييز الحقل الديناميكي للمولع بدون احتراق.

لقد تحصلنا على تأثير الورشنة على اللهب باستعمال ورشنة ناتجة عن حاجز مشبك لكمية خصوبة متراوححة بين 0.6 و 1.3. استعملت تقنية تموغرافية الليزر لتبيين هيكل جبهة وقامة اللهب، مع إظهار تأثير الخصوبة على هذه الأخيرة.

الكلمات المفتاحية: احتراق ورش، اختلاط مسبق، تطبيقي، محراق بنسان، تموغرافيا.

La combustion turbulente est présente dans de nombreuses applications de production d'énergie notamment lors de l'utilisation de combustibles fossiles. L'amélioration du fonctionnement de ces systèmes en terme d'émissions polluantes passe par une connaissance des mécanismes physiques de mécanique des fluides, de chimie et de transferts thermiques. Ces connaissances sont obtenues expérimentalement ou par développement d'une simulation numérique qui intègre tous les phénomènes pour un dimensionnement complet des systèmes énergétiques. Aujourd'hui, la combustion turbulente de prémélange ou de diffusion est encore un phénomène mal maîtrisé qui demande un effort scientifique important aussi bien dans la compréhension physique des différents paramètres qui la caractérise que dans la modélisation numérique. De nombreux travaux sont réalisés sur des expériences simples mais extrêmement instrumentées comme les flammes de types Bunsen, ou en V (stabilisées sur un fil) ou encore des flammes liftées ou à contre-courant.

La connaissance de la structure de la flamme passe donc par une meilleure compréhension des phénomènes relatifs à la turbulence de l'écoulement et ceux relatifs à la combustion. De ce fait, il est nécessaire de comprendre les processus physiques et chimiques prépondérants au sein du système de combustion, tels que la stabilité des flammes, l'interaction entre la turbulence et la combustion, les réactions chimiques et le comportement dynamique. La combustion qui a lieu dans un milieu turbulent est plus rapide qu'en régime laminaire et la zone de combustion a une épaisseur apparente plus importante. L'interaction entre la turbulence et la combustion rend l'étude paramétrique de telles flammes relativement complexe: la turbulence modifie la combustion; la combustion transforme la turbulence. Une approche numérique associée au travail de l'expérimentateur est indispensable. Les derniers modèles de combustion turbulentes utilisent l'hypothèse parfaitement justifiée visant à définir la flamme de diffusion

comme un ensemble de flamme de prémélange infinitésimales. L'étude des flammes de prémélanges est donc d'un très grand intérêt pour la prévision des flammes turbulentes en général. La première étude de l'influence de la turbulence sur la propagation de la flamme est due à Damkohler en 1949 [1]. Par la suite, Barrère [2] établit une classification des différents types de flammes en fonction des paramètres caractéristiques de la turbulence et de la chimie, en divisant en deux sous-classes chacun des régimes définis par Damkohler. Borghi [3,4] introduit une classification plus détaillée en fonction des mêmes paramètres et en l'étendant aux flammes de diffusion, en introduisant de nouveaux paramètres. Par la suite, des classifications analogues ont été présentées par Bray et Moss [5] et Williams [6]. Plus récemment, Poinot [7] introduit une classification plus détaillée basée sur des résultats de simulation numérique directes (DNS).

Différents aspects de ce type de combustion ont été étudiés, tant au niveau numérique par Poinot [8], qu'expérimental par Shepherd [9], que différents types de combustion (flamme prémélangée ou non-prémélangée), du type ensemencement [10,11], que de la structure de l'écoulement [12-14], des mécanismes de transport de masse et de chaleur [10,15,16], des instabilités de l'écoulement [13], que de la richesse [13,14]. Ces études sont développées sur différentes géométries de brûleurs (degré et forme de confinement) ou différentes échelles et puissance de brûleurs. Les recherches expérimentales se sont notamment orientées sur des configurations simples de flammes stabilisées (flammes coniques, flammes en V, flammes à jets opposées,...) où l'on étudie les caractéristiques spatiales et temporelles des mouvements instantanés des fronts de flammes turbulents prémélangés [9,12,14,15,17-21]. Ces travaux expérimentaux, à caractère fondamental, fournissent une description pertinente de la structure des flammes ainsi que des données nécessaires à la validation des modèles des flammelettes. Le développement récent des diagnostics optiques et des techniques d'acquisition a permis d'étudier plus précisément les interactions locales entre la combustion et la turbulence. Par l'étude simultanée du champ dynamique et de la structure de la flamme pour des conditions expérimentales stabilisées ou non, différents travaux ont tenté d'analyser les influences des phénomènes réactifs sur le champ turbulent [10,11,12,14,15,21,22].

Dans ce travail, la vélocimétrie par image de particules (P.I.V) a été utilisée afin d'analyser finement la structure du jet ainsi que la détermination des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement non-réactif. La Tomographie Laser a été ensuite utilisée pour caractériser la structure scalaire, à savoir déterminer le front des flammes prémélangées CH₄-air, les longueurs des flammes pour plusieurs richesses, et pour différentes turbulences, le contour de flamme étant extrait à partir des enregistrements tomographiques en utilisant un processus de détection des seuils, basé sur l'histogramme des niveaux de gris.

L'objet de l'étude est de caractériser le jet non-réactif ainsi que la détermination des effets de la turbulence initiale de l'écoulement et la richesse sur le champ moyen et de comprendre les mécanismes d'interaction de la turbulence

sur la zone de réaction et son action sur la structure globale représentée par l'épaisseur et la hauteur de flamme.

1- VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES

Le principe de la Vélocimétrie par Image de Particules V.I.P (ou P.I.V en anglais pour Particle Image Velocimetry) développé par Adrian [23], est d'enregistrer à deux instants successifs l'image des particules dans un écoulement éclairé par une nappe de lumière de type laser. Les vitesses locales d'un écoulement sont assimilées à celles des particules convectées par celui-ci. Pendant un intervalle de temps Δt , une particule se déplace d'une distance Δx . La vitesse de l'écoulement en ce point est donnée alors par :

$$V(x,t) = \Delta x / \Delta t \quad (1)$$

La détermination des déplacements de particules se fait par corrélation à deux dimensions sur les images de l'écoulement numérisées. La technique mathématique utilisée consiste en une inter-corrélation ou "cross correlation", développée par Willert et Gharib [24]. Les deux images successives de l'écoulement sont enregistrées sur deux supports différents. Les images sont divisées en une succession de fenêtres ou mailles de taille 16x16, 32x32 ou 64x64 pixels². Pour déterminer localement la vitesse des particules, un opérateur inter-corrélation [31] est appliqué entre deux mailles correspondant à la même région spatiale dans l'écoulement. L'inter-corrélation ou la corrélation croisée est calculée en réalisant une transformée de Fourier rapide (ou F.F.T pour Fast Fourier Transform) du spectre croisé. La représentation spatiale des images de particules est alors représentée par les fonctions $f(l,k)$ et $g(l,k)$ (Fig.1). La fonction d'inter-corrélation présente un maximum généralement bien marqué (Fig.2), dont la position par rapport au centre de la maille donne la direction, le sens et la valeur du déplacement moyen des particules dans la maille de calcul. En répétant cette opération sur toutes les mailles de l'image, on obtient le champ de déplacements, et donc le champ de vitesses, dans toute la zone d'étude. L'un des principaux avantages de l'inter-corrélation est l'accès simultané aux faibles et grands déplacements, dans des écoulements turbulents où il n'existe aucune direction privilégiée de mouvement (tourbillons, recirculation...).

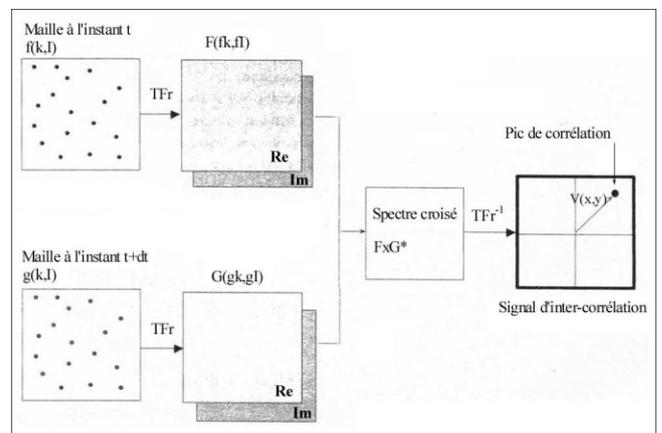


Figure 1: Synoptique de la P.I.V [31].

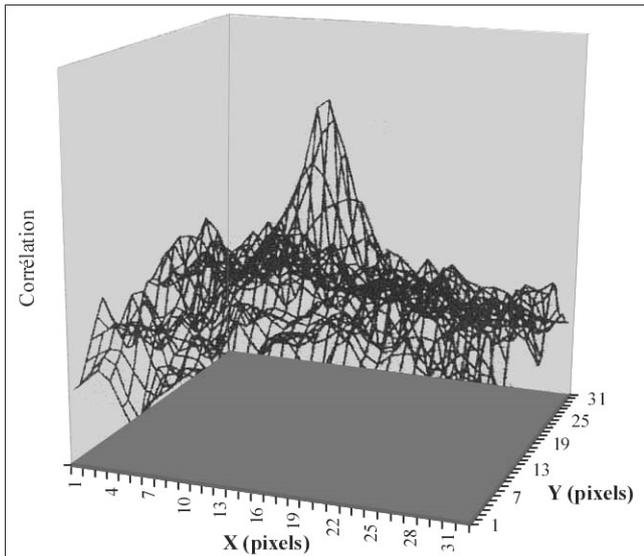


Figure 2: Pic d'inter-corrélation obtenu par corrélation d'images de particules.

2- TOMOGRAPHIE LASER

La Tomographie Laser mise au point par Boyer [25], est une technique utilisée pour l'étude des structures des surfaces de flammes [26]. Elle est fondée sur l'enregistrement instantané bi-dimensionnel de l'image de diffuseurs placés dans l'écoulement étudié à la traversée d'une nappe de lumière. De fines particules d'huile suspendues dans le mélange non-réactif, donnent un signal de diffusion de Mie. Les phénomènes de diffusion sont décrits par la théorie de Mie. Dans les années 1980, Boyer [25] a adapté cette technique à l'étude des écoulements réactifs pour visualiser les isothermes dans un plan de l'écoulement (Fig. 3). L'écoulement estensemencé avec des particules d'huile microniques (huile de silicone, huile d'olive,...). Lorsque les fines particules ont des températures d'évaporation inférieures à la température des gaz brûlés, elles s'évaporent dans les régions chaudes de l'écoulement. Les résultats sont des images de sections planes à travers les flammes, qui peuvent expliquer les fines échelles de courbures de l'interface. A partir des images obtenues, des calculs statistiques peuvent être développés et utilisés pour une meilleure compréhension de la propagation des flammes turbulentes. Ainsi, on observe dans les écoulements réactifs, des zones avec et sans particules, correspondant respectivement aux gaz frais et aux gaz brûlés. Cela se traduit sur les images par des zones claires et des zones sombres. L'interface entre ces deux régions correspond à l'isotherme d'évaporation des gouttelettes ($T_{evap.} = 500K$ pour l'huile), qui peut être assimilée au front de flamme. En effet, le temps d'évaporation des gouttelettes est environ 100 fois plus petit que le temps chimique de la combustion [26] et la distance parcourue par une particule entre le début et la fin de son évaporation est d'environ 0.003 mm, en comparaison avec les épaisseurs de flamme laminaire $\delta_L \approx 0.1mm$. Le traceur utilisé, en l'occurrence l'huile d'olive, permet une représentation adaptée de la position du front de flamme.

De nombreuses études expérimentales utilisant cette technique ont été effectuées dans des configurations variées: flammes coniques, flammes en V, ainsi que la combustion dans les moteurs. A partir de ces images tomographiques, différentes caractéristiques de flammes sont extraites:

- grandeurs moyennes: longueur, rayons, taux de plissement,...
- échelle spatiale caractéristique de plissement.
- grandeurs locales : courbures, orientation,...

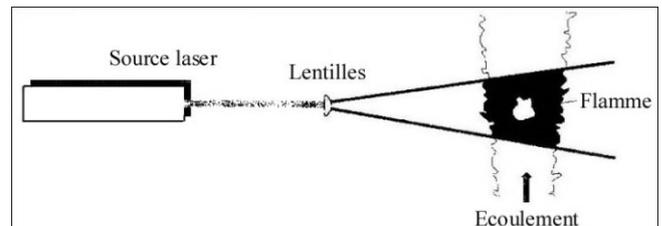


Figure 3: Principe de la Tomographie.

3- DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1- Brûleur

La figure 4 montre le brûleur de type Bunsen turbulent utilisé, similaire à celui utilisé par Jeanne [11]. Il comporte une flamme pilote annulaire afin de maintenir la stabilisation de la flamme issue du mélange méthane/air (richesse = 0.6 ÷ 1.3). Cette flamme pilote a une richesse stœchiométrique et une épaisseur moyenne de 3 mm, et sa contribution thermique estimée ne dépasse pas les 3% [26].

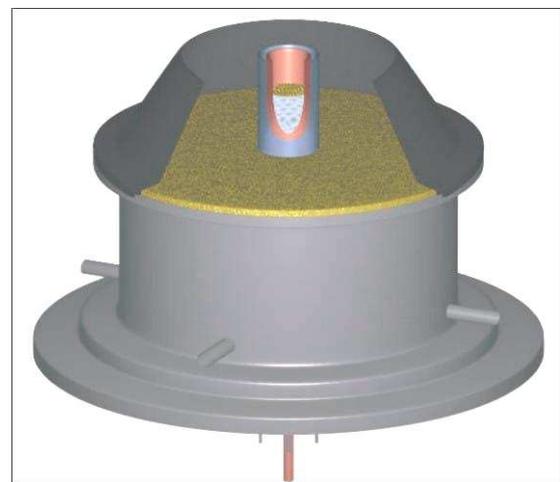


Figure 4: Brûleur.

Le brûleur comprend un système d'alimentation en méthane pure (G20) qui est injecté radialement dans un prémélangeur avec de l'airensemencé. Un système de relaminarisation du mélange méthane-air, et un jeu de grilles parfaitement dimensionnées en fonction de la turbulence recherchée, permettent le contrôle du niveau de turbulence. Les espaces entre les trous donnent naissance à des sillages qui se mélangent en aval de la grille.

En l'absence de grille de turbulence, l'écoulement sortant du brûleur a un niveau de turbulence très faible (inférieur à 1%). La section de sortie du brûleur a un

diamètre de 30 mm. L'écoulement réactif est entouré d'un écoulement d'air annulaire ayant la même vitesse afin d'éviter les cisaillements entre les gaz brûlés et l'air extérieur. Le diamètre de ce coflow est de 115 mm, et l'espace annulaire ($d_2 - d_1$) est de 36.5 mm.

La turbulence de grille est bien connue et la seule qui s'apparente à une turbulence homogène et isotrope. Elle est homogène et isotrope à partir d'une distance de dix fois la maille [27]. La turbulence est générée par des plaques perforées situées près de la sortie du brûleur. Les trous sont disposés avec un maillage hexagonal. Cette configuration répond à la symétrie de révolution du brûleur.

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 , la solidité σ , la maille M , et le rapport d/M sont les paramètres caractéristiques de la grille (Tab. I).

Trois grilles ont été utilisées lors de l'expérimentation: P , M et G . Les tableaux I et II résument leurs caractéristiques géométriques et de turbulence. La caractérisation aérodynamique de l'écoulement à froid a été réalisée par P.I.V [28].

Les plaques perforées ont un coefficient de blocage C_D autour de 35% et produisent une intensité de turbulence u'/U de 6-7.5% de la vitesse moyenne U à la sortie du brûleur (Tab. II).

Tableau I: Caractéristiques géométriques des grilles.

Grille	M(mm)	d(mm)	d/M	σ (%)	C_D (%)
P	2.40	2	0.83	0.38	37.5
M	3.52	3	0.85	0.34	26.5
G	4.54	4	0.88	0.30	18.4

Tableau II: Caractéristiques de la turbulence.

Grille	U [m/s]	u' [m/s]	u'/U [%]	L_{LU} [mm]
P	5.75	0.425	7.4	6.0
M	5.68	0.370	6.5	6.5
G	5.28	0.318	6.0	6.8

3.2- Ensemenceur et effet de l'ensemencement

Les particules d'huile, dont le point d'ébullition à pression atmosphérique est de 500K, sont les mieux adaptés à notre étude. Leur temps de séjour dans la zone de réaction étant très faible, le signal diffusé par les particules est détectable par le système optique uniquement dans gaz frais. L'ensemencement de l'air est obtenu avec un nuage de fines particules d'huile d'olive. Les particules d'huile qui brûlent à l'entrée du front de flamme sont choisies pour accroître le contraste entre les zones des gaz frais et des gaz brûlés sur l'enregistrement tomographique. Une partie de l'air nécessaire à la combustion est canalisé travers une batterie d'atomiseur qui produisent un nuage de fines gouttelettes d'huile d'olive. La concentration de particules dans l'écoulement est régulée en faisant varier le débit d'air à travers l'orifice. La distribution des tailles des gouttelettes dépend de la géométrie, en particulier le diamètre et la position relative de l'orifice de l'atomiseur. Ces particules sont choisies pour cette application car elles présentent une

distribution mono-dispersée fine des tailles de particules qui évite leurs agglomérations. Afin de réaliser un ensemencement adapté à ce type d'écoulements très complexes, un ensemenceur à atomiseurs multiples à été mis au point. Zhang [29] utilise *in situ* des mesures microscopiques, qui révèlent les gouttelettes d'huile sur la sortie du brûleur ou prédomine des gouttelettes de 2-4 μm de diamètres, la concentration est variable et peut avoir une valeur maximale de $10^3 / \text{mm}^3$. Ces travaux sont faits avec 0.017g d'huile pour 1g de mélange combustible. A cause de la faible concentration des gouttelettes d'huile, Zang [29] et Barnard [30] estiment que la chaleur moyenne résultante dégagée reste très négligeable. Il est important que le taux de particules soit suffisamment important pour être représentatif de l'écoulement sans créer de perturbations.

3.3- Alimentation

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 volumique. Une partie de l'air est déviée du jet d'air principal pour traverser le dispositif d'ensemencement. Les alimentations en gaz (CH_4 , Air, et ensemenceur) permettent d'avoir une large plage de fonctionnement pour toutes les études paramétriques. La vitesse moyenne du jet est réglée afin d'obtenir un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de sortie constant autour de 10 000. Le niveau de turbulence et l'échelle de longueur sont contrôlés par la modification de la grille de turbulence disposée à la sortie du brûleur.

3.4- Chaîne de mesure

L'écoulement ensemencé est éclairé par une nappe Laser. La figure 5 montre les arrangements utilisés pour produire le plan laser.

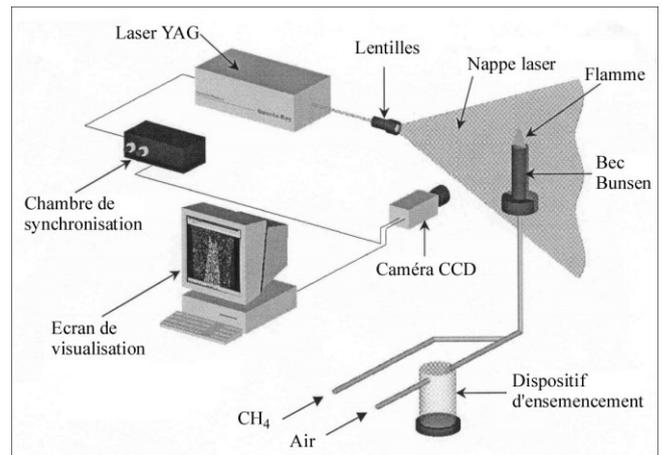


Figure 5: Dispositif expérimental.

La chaîne de mesure est constituée d'une source lumineuse de type Laser Nd-Yag 200 mJ Big Sky Laser CFR 200, avec un cristal générant une deuxième harmonique, d'un Q-Switched Laser en sortie à une longueur d'onde 532 nm. La nappe Laser est obtenue par la combinaison de deux lentilles sphérocylindriques, son

épaisseur est de 300 µm. Deux images successives de la section test sont enregistrées à l'aide d'une camera CCD LAVISION FLOW MASTER 3 type fast/double shutter, avec une matrice CCD de 1024x1280 pixels (Fig. 5); celle-ci est munie d'une optique grand angle visible Nikkor 50 mm (f : 1/1.3) équipé d'un filtre coloré interférentiel centré sur la longueur d'onde du Laser (532 nm) afin d'éviter le bruit généré par la flamme et les différentes sources environnantes. Un système électronique permet de synchroniser le laser avec la caméra.

4- RESULTATS

4.1- Caractérisation de la turbulence

Pour déterminer les caractéristiques de la turbulence générée par les plaques perforées, nous avons effectuées des mesures des vitesses moyennes et de fluctuations à froid par P.I.V en ensemençant uniquement l'écoulement central. En dépit de ce mode d'ensemencement, les effets de biais dus à la couche de mélange sont inexistantes dans la zone explorée, c'est-à-dire à partir de 5 mm de la base des brûleurs. Le biais de mesure de vitesse engendré par un ensemençement non homogène ou intermittent est important dans le sillage proche de la lèvre du brûleur Sacadura [34]. Ces effets sont négligeables à partir de la distance au brûleur de 5 mm, démontré par des mesures ponctuelles par Anémométrie Doppler Laser. Dans le cas de la P.I.V, ces effets peuvent être masqués par le manque de résolution spatiale de la P.I.V.

Il faudrait prendre des précautions particulières pour éviter des interprétations hâtives des mesures et tenir compte de la possibilité de cet effet sur la qualité des mesures. Dans ce cas, les mesures sont prises dans les zones où l'effet de biais est négligeable.

L'analyse des profils de vitesse obtenus montre que l'existence du cœur potentiel est mise en évidence sur les figures 6.a et 9.a qui représentent les profils radiaux de la vitesse axiale et de l'énergie cinétique de la turbulence pour la grille *P* et à différentes hauteurs.

Les profils des vitesses axiales présentent une évolution constante dans le cœur potentiel du jet dont l'extension radiale diminue avec l'abscisse de longueur (*Z*). Ces vitesses augmentent quand on s'éloigne des bords et atteignent leurs valeurs maximales dans la zone axiale. La figure 6.a présente des demi-profiles de la vitesse moyenne axiale *U*, pour la grille *P* et pour différentes hauteurs inférieures à la fin du cœur potentiel du jet. A la vue de ces derniers, plusieurs remarques peuvent être faites. Les profils peuvent être partagés en trois zones. On observe, dans un premier lieu, un plateau correspondant aux vitesses maximales se situant entre $0 < r/D < 0,25$ à la sortie du brûleur et $0 < r/D < 0,1$ pour la zone proche de la fin du cœur potentiel, caractérisée par une atténuation des gradients, sur une importante décélération et l'apparition d'un changement de pente concernant les zones proches de la sortie qui ira en s'atténuant plus on gagne en hauteur dans le jet. Cette décélération provient de l'existence d'une couche limite ou d'un effet de sillage. Enfin, une zone est visible où les vitesses sont très faibles sans s'annuler à cause de la présence du coflow.

Pour la composante de la vitesse transversale *V* (Fig. 6.b), les valeurs restent très faibles, avec au maximum de 3% de la valeur de *U* et des valeurs moyennes pour chaque profil de l'ordre de 1% de *U*. Les effets de la turbulence de grilles sont perceptibles (Fig. 6.c et 6.d). Les fluctuations de vitesse sont essentielles pour notre étude. En effet, nous considérons que la flamme est convectée par l'écoulement. Les fluctuations de la vitesse apparaîtront alors comme caractéristiques de la turbulence. Celles-ci sont bien homogènes transversalement. De plus, après une forte diminution des fluctuations pour les premières hauteurs (correspondant à une forte zone inertielle), celles-ci tendent à se stabiliser autour d'une valeur relativement constante.

La figure 6.c présente les évolutions de la RMS $\langle\langle u \rangle\rangle$, la turbulence croît rapidement à partir de la sortie du brûleur et beaucoup moins après. Plus la maille est petite et plus cette zone est basse dans le jet, ce qui correspond à la valeur des 12 mailles donnée par Compte-Bellot [27] afin d'atteindre la zone de turbulence homogène et isotrope de la turbulence de grille.

Les fluctuations transversales $\langle\langle v \rangle\rangle$ (Fig. 6.d) sont en tous points comparables aux fluctuations u' .

Ceci nous permettra d'étudier l'isotropie de l'écoulement turbulent.

Sur la figure 7.a, nous présentons l'évolution radiale de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse moyenne à la sortie et au centre du brûleur. Jusqu'à $r/D = 0,25$ la vitesse longitudinale *U* est constante, quelle que soit la grille de turbulence. Ainsi, le profil radial de la vitesse axiale est plat sur plus de la moitié du diamètre du tube et ceci pour les deux grilles de turbulence *P* et *G*.

Afin de vérifier l'isotropie de la turbulence générée par les plaques perforées, nous avons représenté l'évolution radiale de l'écart type des vitesses longitudinales u' et transversales v' (Fig. 7.b et 7.c). Nous constatons que pour toutes les grilles, u' et v' se maintiennent constantes jusqu'à $r/D = 0,25$ et 0, 3 respectivement.

Ensuite, plus on s'écarte de l'axe du jet, plus u' augmente et v' diminue. Nous pouvons aussi remarquer que u' est toujours supérieure à v' . En partant de l'axe du brûleur, les valeurs de u' sont quasi-identiques pour toutes les plaques, et à partir d'un rayon supérieur 2,5 fois le diamètre, une différenciation significative entre les plaques se fait remarquer.

La figure 7.c montre l'évolution radiale du coefficient d'isotropie u'/v' . Celui-ci est de l'ordre de 1,4 pour la plaque *G*, de 1,9 pour la plaque *M* et 2,1 pour la *P*. Nous en déduisons que la grille *G* génère une turbulence plus proche d'une turbulence isotrope. Elle l'est moins pour les autres grilles, et en particulier dans la zone affectée par l'effet Strouhal, plus important pour la composante longitudinale que pour la composante transversale.

Les fluctuations de la vitesse radiale, présentées sur la figure 7.d, montre en général de faibles niveaux, avec une augmentation des fluctuations en allant de la grille *P* vers la grille *G*, avec des évolutions quasi-similaires. L'évolution de la vitesse moyenne *U* sur l'axe du jet est une grandeur qui nous permet de déterminer le cœur potentiel du jet. On note que la valeur de *U* reste constante et égale à la vitesse d'éjection des gaz à l'intérieur du cœur potentiel puis

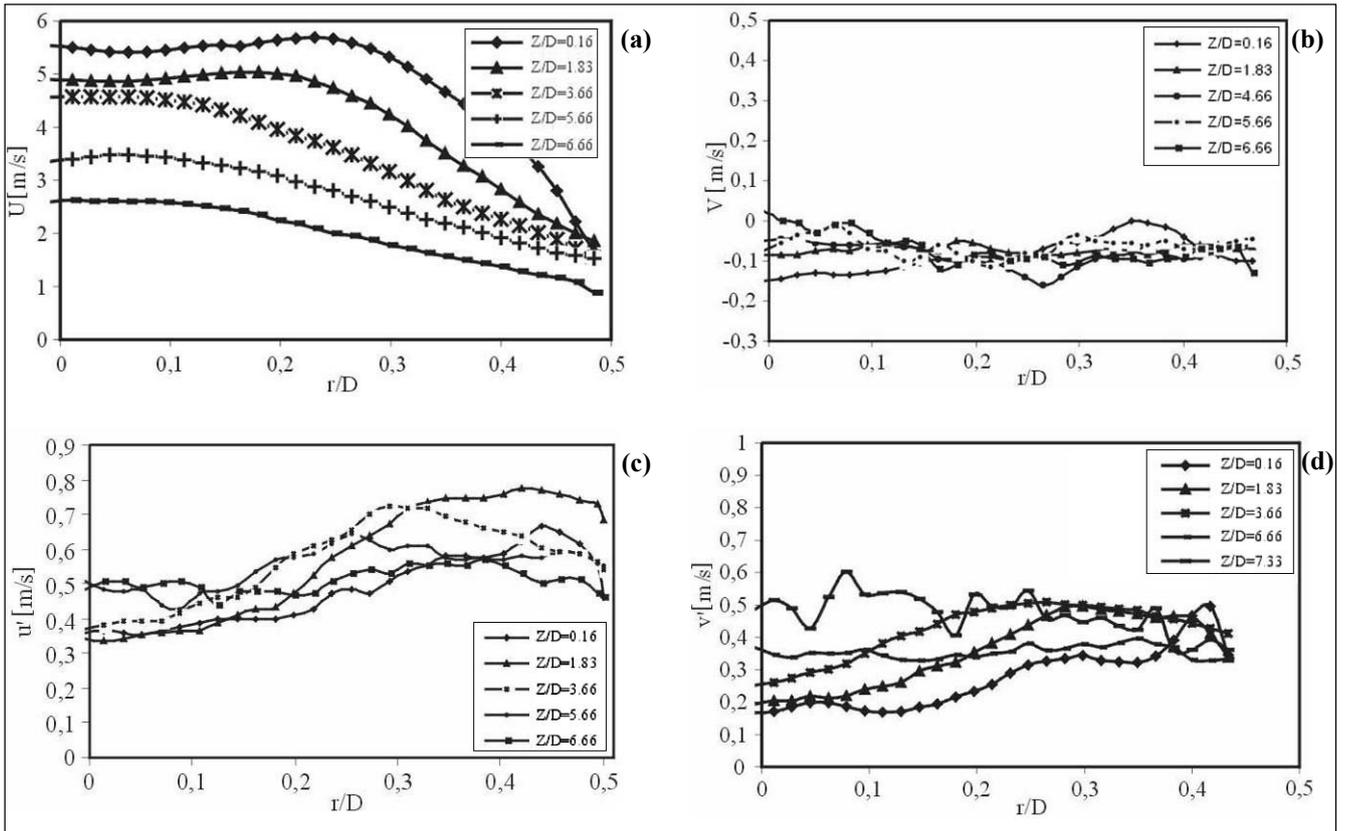


Figure 6: Profils radiaux de la vitesse pour la grille P et pour différentes hauteurs:

- (a) et (b) composantes axiales U et radiales V,
- (c) et (d) RMS u' et v' .

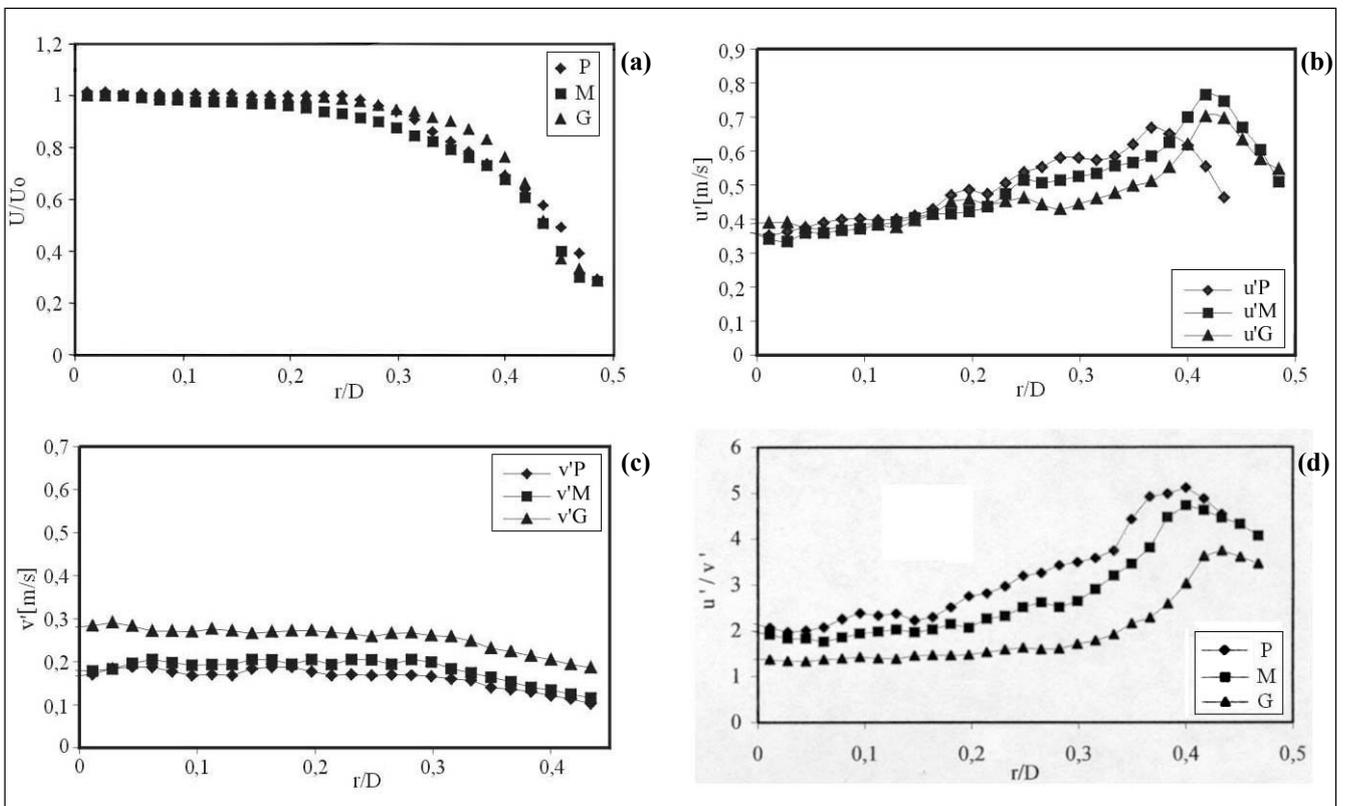


Figure 7: Evolutions des vitesses selon la direction.

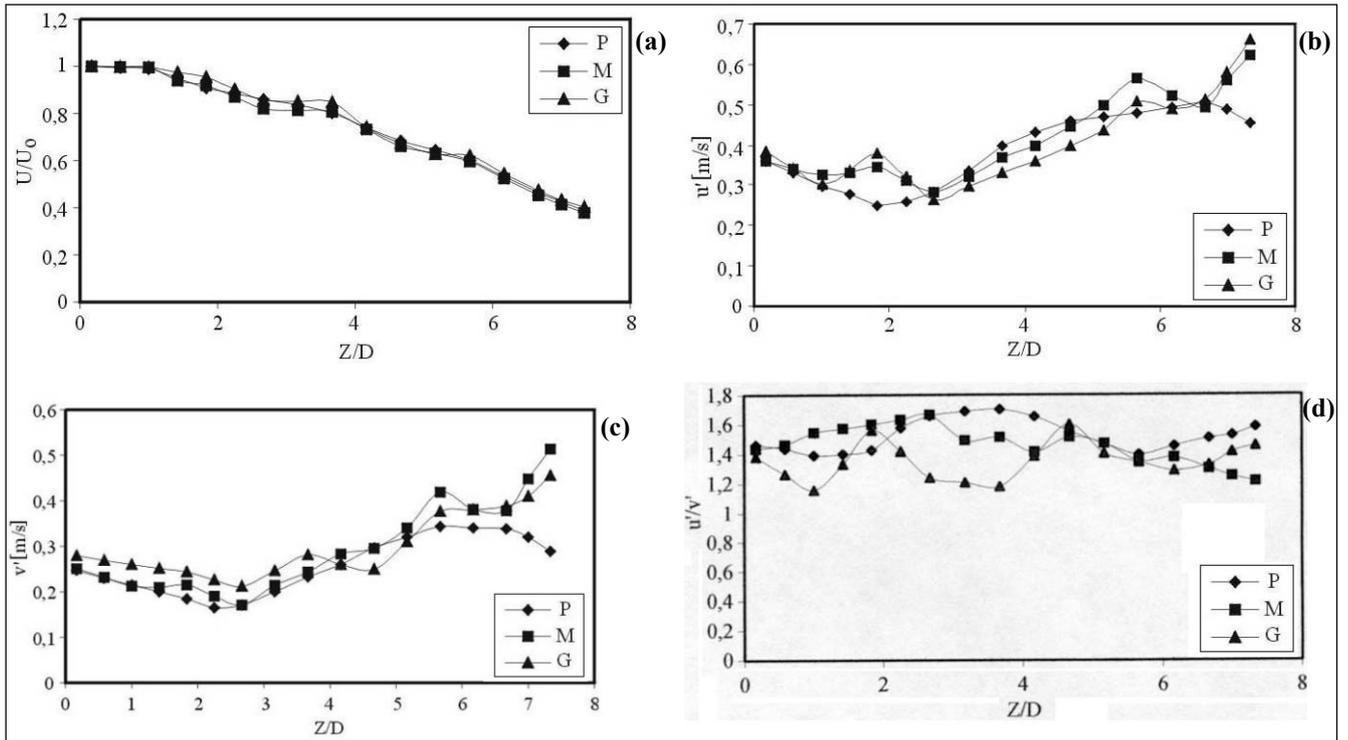


Figure 8: Composantes radiales, axiales de la vitesse et leurs fluctuations selon la direction Z : profils axiaux (a) de la vitesse longitudinale et sa fluctuation (b), (c) de la fluctuation de la vitesse transversale et (d) rapport des écarts types des vitesses longitudinale et transversale pour la grille P.

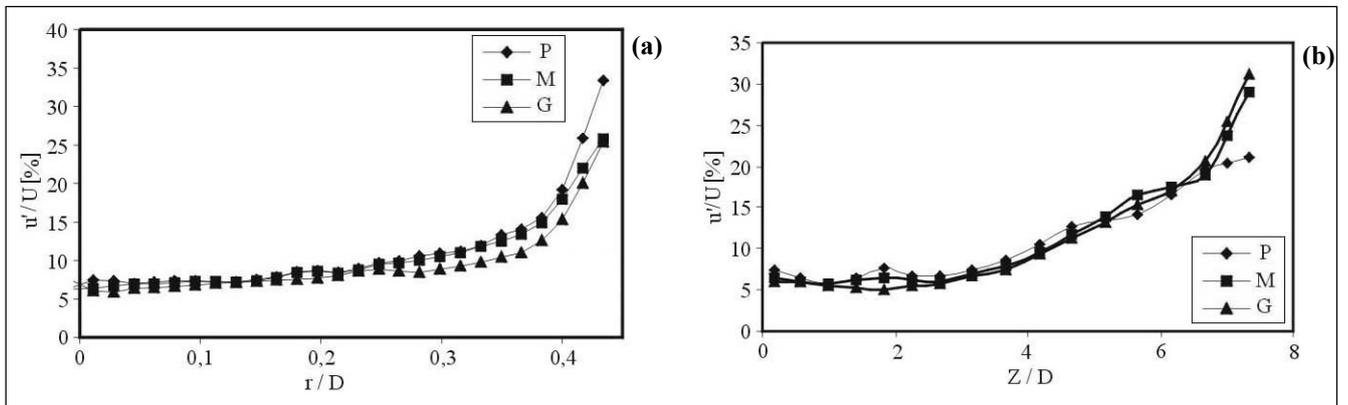


Figure 9: Evolutions de l'intensité de la turbulence pour toutes les grilles, selon la direction radiale (a) et sur l'axe du brûleur (b).

diminue de manière constante pour les trois grilles de turbulence (Fig. 8.a). La limite du cœur potentiel se situe à environ 1,8 fois le diamètre du brûleur pour toutes les grilles. Nous pouvons encore discuter du caractère isotropique de la turbulence à l'aide des figures 8.b et 8.c où sont représentés les profils axiaux de l'écart type des vitesses longitudinales et transversales pour les trois plaques perforées P, M et G. Nous notons que l'évolution de u' et v' sur l'axe du jet est la même et que u' est toujours supérieure à v' . A partir des hauteurs supérieures à 4 fois le diamètre du brûleur, le coefficient d'isotropie u'/v' reste globalement constant et égale à 1,4 (Fig. 8.d) Ainsi, on peut affirmer que la turbulence générée par les plaques perforées est assez bonne dans la direction axiale, et qu'elle est proche d'une turbulence isotrope. Sur les figures 9.a et 9.b nous présentons l'évolution de l'intensité de turbulence u'/U

selon le rayon et sur l'axe du jet. En effet, cette intensité est une donnée essentielle pouvant permettre l'accès aux corrélations du type loi de puissance.

L'évolution de l'intensité de turbulence I_T , déterminée par le rapport u'/U selon la direction radiale pour toutes les plaques, est reportée sur la figure 12.a où l'on remarque une stagnation de I_T en partant de l'axe jusqu'à une valeur de r/D de 0,2. Au-delà, on observe une croissance régulière qui tend vers une valeur relativement stable autour de 25 à 30% sur les bords du brûleur selon les plaques (Fig. 9.a). Nous observons également, pour les plaques perforées, une légère décroissance de u'/U depuis l'axe, puis une augmentation importante à partir de Z/D supérieur à 2 et qui correspond à la fin du cœur potentiel. A l'extrémité supérieure du jet, l'intensité de la turbulence semble tendre vers une asymptote qui commence à 20% selon les plaques

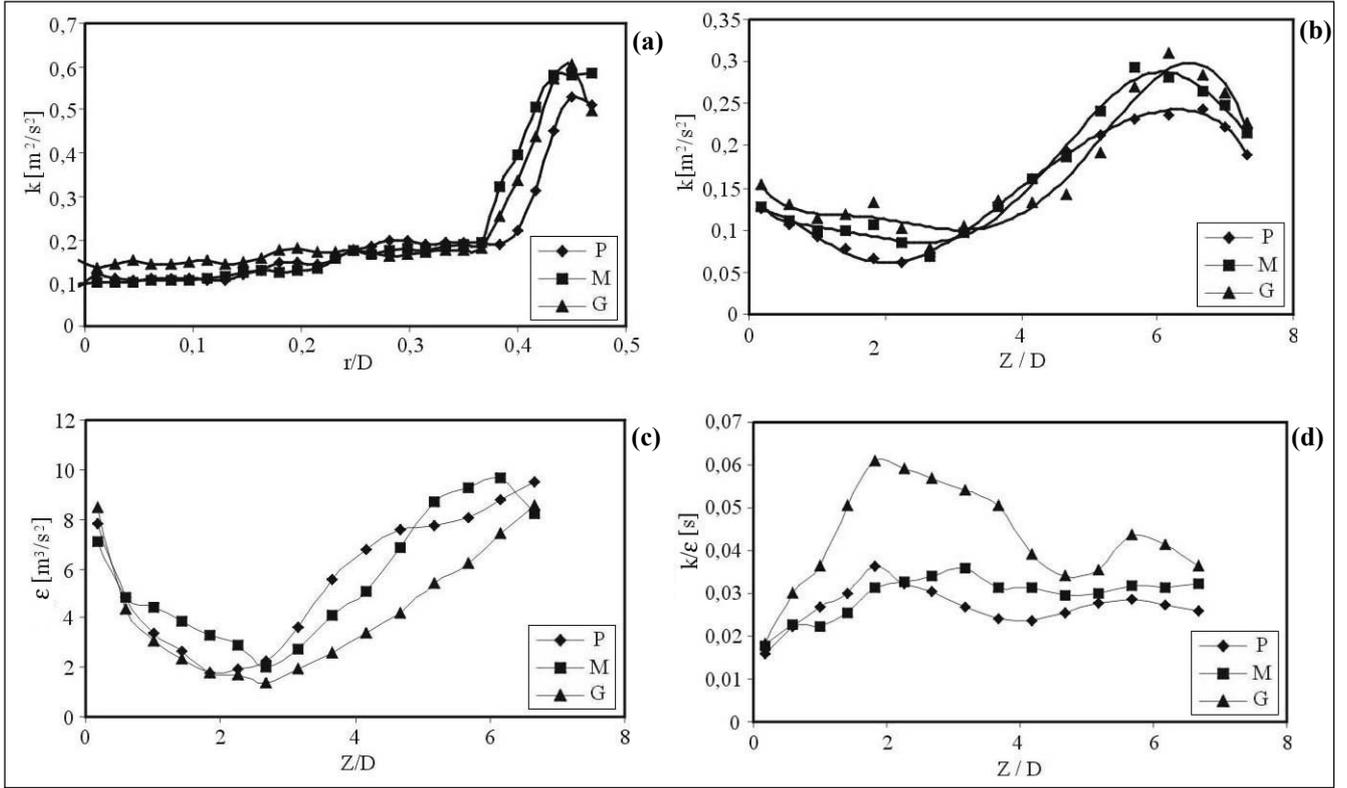


Figure 10: Evolution de l'énergie cinétique de turbulence k et de son taux de dissipation ϵ , et le rapport k/ϵ selon la direction radiale et l'axe du brûleur.

(Fig. 9.b). Après l'évaluation de l'intensité de turbulence, il est important de s'intéresser au calcul de l'énergie cinétique de turbulence ' k ' et de son taux de dissipation ' ϵ '. La relation donnant k est :

$$k = 0,5(u^2 + 2v^2) \quad (2)$$

Cette énergie est représentée sur les figures 10.a et 10.b où l'on remarque qu'à la sortie du jet, l'énergie cinétique de la turbulence décroît faiblement, ensuite augmenter jusqu'à un maximum, pour enfin fortement faiblir. Le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ϵ a été déterminé par de l'expression u^3/L_{lu} (où L_{lu} est l'échelle de longueur sur l'axe); son évolution axiale est présentée sur la figure 10.c. Globalement elle est plus importante pour la grille P et minimale pour la plaque G . L'évolution globale montre que ϵ décroît dans la zone de turbulence de grille alors qu'elle augmente dans la zone établie du jet. Les modèles de turbulence utilisent k/ϵ comme temps caractéristique de la turbulence, afin de définir correctement la turbulence et son influence sur les flammes.

La figure 10.d représente les évolutions longitudinales de ce temps caractéristique qui est identifié aussi comme une échelle temporelle de la turbulence. Globalement, k/ϵ est d'autant plus élevée que l'échelle spatiale l'est aussi. La grille G se détache largement des autres, et présente le nombre Reynolds turbulent le plus important et la plus grande échelle spatiale. C'est d'ailleurs elle qui a le plus grand nombre Reynolds turbulent et la plus grande échelle spatiale.

Sur la figure 11, sont représentées les évolutions de U^2/u'^2 sur l'axe adimensionné par M en fonction de

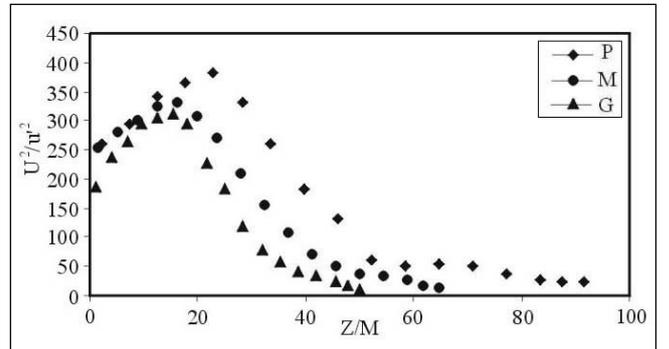


Figure 11: U^2/u'^2 sur l'axe pour les grilles P,M,G.

Z/M . Ceci permet de déterminer les coefficients de la loi de décroissance de la turbulence de grille encore présente à la sortie du tube.

A partir des champs de vitesse obtenus par P.I.V nous avons calculé la vorticité, par l'application d'un opérateur rotationnel de la vitesse. On peut alors calculer une macro-échelle de longueur, L_{lu} , par intégration des coefficients d'auto-corrélation spatiale selon la direction voulue, obtenue avec l'hypothèse de Taylor, qui détermine la taille des structure de vorticité.

Cette échelle est intéressante pour la caractérisation des écoulements turbulents réactifs et notamment pour exprimer l'influence de la perturbation des fronts de flammes par les échelles tourbillonnaires de la turbulence. Elle est donc essentielle pour caractériser les structures que l'on peut rencontrer dans les écoulements, et peut être comparée à

l'échelle de Taylor λ (Fig.12). Nous observons une croissance rapide et linéaire des macro-échelles spatiales dans le cœur potentiel. Ensuite, plus haut dans le jet, L_{lu} augmente très légèrement. D'autre part les valeurs de ces dernières sont plus importantes pour les plaques générant une intensité de turbulence importante (plaque P).

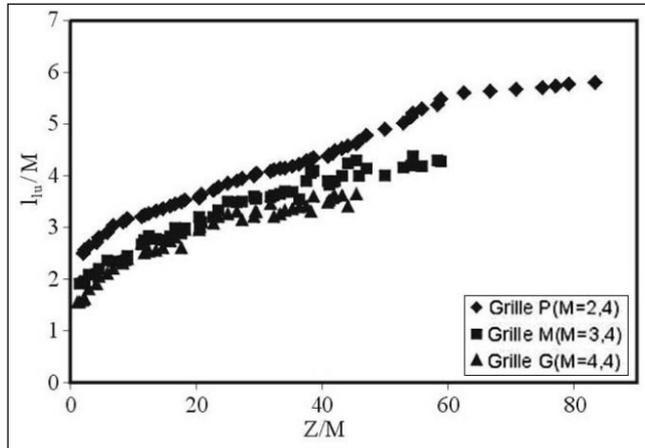


Figure 12: Echelle de longueur L_{lu} sur l'axe Z et pour les différentes grilles.

4.2- Structure scalaire des fronts de flammes

Des visualisations tomographiques moyennes et instantanées obtenues à l'aide d'un ensemençement avec des particules d'huile sont présentées sur la figure 13. Ces images sont à même de donner une vue globale de la structure de la flamme, afin de permettre une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu. Lorsqu'on considère des images tomographiques avec des particules d'huile (conditionnées), il est possible de déterminer précisément la position du front de flamme (Fig. 13). Ce front est celui représenté par l'isotherme d'évaporation des particules d'huile à $T \approx 580$ K.

La hauteur des flammes et ses variations en fonction des paramètres de combustion (Fig.14), constituent des éléments importants pour définir globalement les propriétés spatiales des flammes turbulentes.

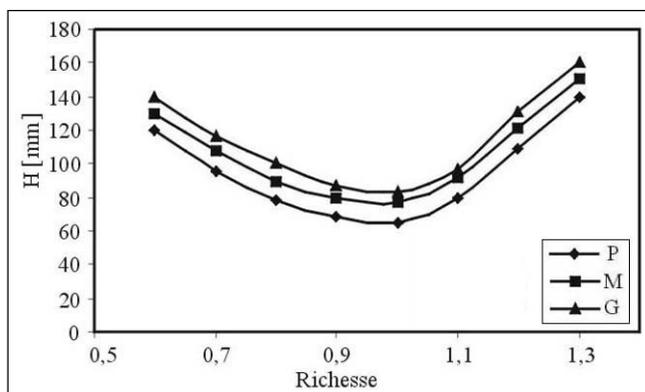


Figure 14: Hauteur des flammes en fonction de la richesse et de la turbulence.

Parmi les quelques études sur cette question, on citera les travaux de Boukhalfa [18] qui, à partir des profils

axiaux de la masse volumique moyenne mesurée par Diffusion Rayleigh, détermina deux hauteurs moyennes, la première étant la hauteur totale moyenne, la deuxième, la hauteur moyenne du cône intérieur; pour notre cas, on ne s'intéressera qu'à la hauteur du cône intérieur uniquement. Les travaux les plus récents sont ceux de Beduneau sur les flammes non-prémélangées [32] et ceux de Pavé sur les flammes de prémélanges [21] qui a déterminé la hauteur de flamme instantanée par la technique de tomographie laser pour deux flammes de méthane-air avec des vitesses d'éjection du prémélange différentes. Un traitement d'images de l'émission spontanée de la flamme ainsi que des mesures locales dans la flamme ont montré une augmentation du processus de combustion avec l'accroissement de l'intensité de la turbulence. Effectivement, cette dernière s'accompagne d'une diminution de la hauteur de la flamme, et les contours de flamme deviennent plus plissés en passant de la grille G à la grille P , montrant donc l'influence de l'intensité de turbulence qui peut affecter le champ moyen ou les transports turbulents et agir directement sur la hauteur de la flamme et le processus de combustion (Fig. 13, 14 et 15). La hauteur de flamme est une des premières caractéristiques que l'on tente de déterminer lors d'une étude en combustion et ce pour plusieurs raisons. D'une part, cette hauteur est très intéressante au niveau industriel pour le dimensionnement des chambres de combustion. D'autre part, elle reste un paramètre relativement accessible expérimentalement, tout en mettant en jeu de nombreux paramètres, aussi bien physiques que chimiques. Une des premières difficultés est de définir la notion de longueur de flammes. 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 200 images.

Deux méthodes de détermination existent [21], avec ou sans prise en compte des paquets de gaz frais détachés du contour principal. Dans notre cas, ces paquets sont négligés dans les traitements numériques des images.

Un résultat qualitatif qui mérite d'être mentionné concernant l'influence de la richesse, est l'augmentation significative de la hauteur à partir du régime pauvre, où l'on remarque que pour différentes richesses la valeur de la hauteur de flamme, toutes les images oscillent en terme de tailles autour de la stœchiométrie. En fait, S_L décroît avec la richesse pour $\Phi < 1$ et la hauteur de flamme augmente de façon significative pour le même débit massique. Les hauteurs de flammes nous permettent de faire ressortir l'existence de trois zones correspondant à une région de faible richesse caractérisée par des hauteurs de flamme importantes et un faible plissement, ensuite une deuxième zone correspond à la localisation de la ligne stœchiométrique avec une réduction sensible de la hauteur de flamme et une augmentation du plissement, enfin une dernière zone de richesse élevée où l'on remarque une augmentation de la taille des flammes et une diminution du plissement (Fig. 13). On observe un décalage de ces tailles minimales dû aux variations de richesse vers l'intérieur en fonction de l'augmentation de l'intensité de la turbulence. Ceci s'explique par l'influence de l'interaction entre la combustion et la turbulence.

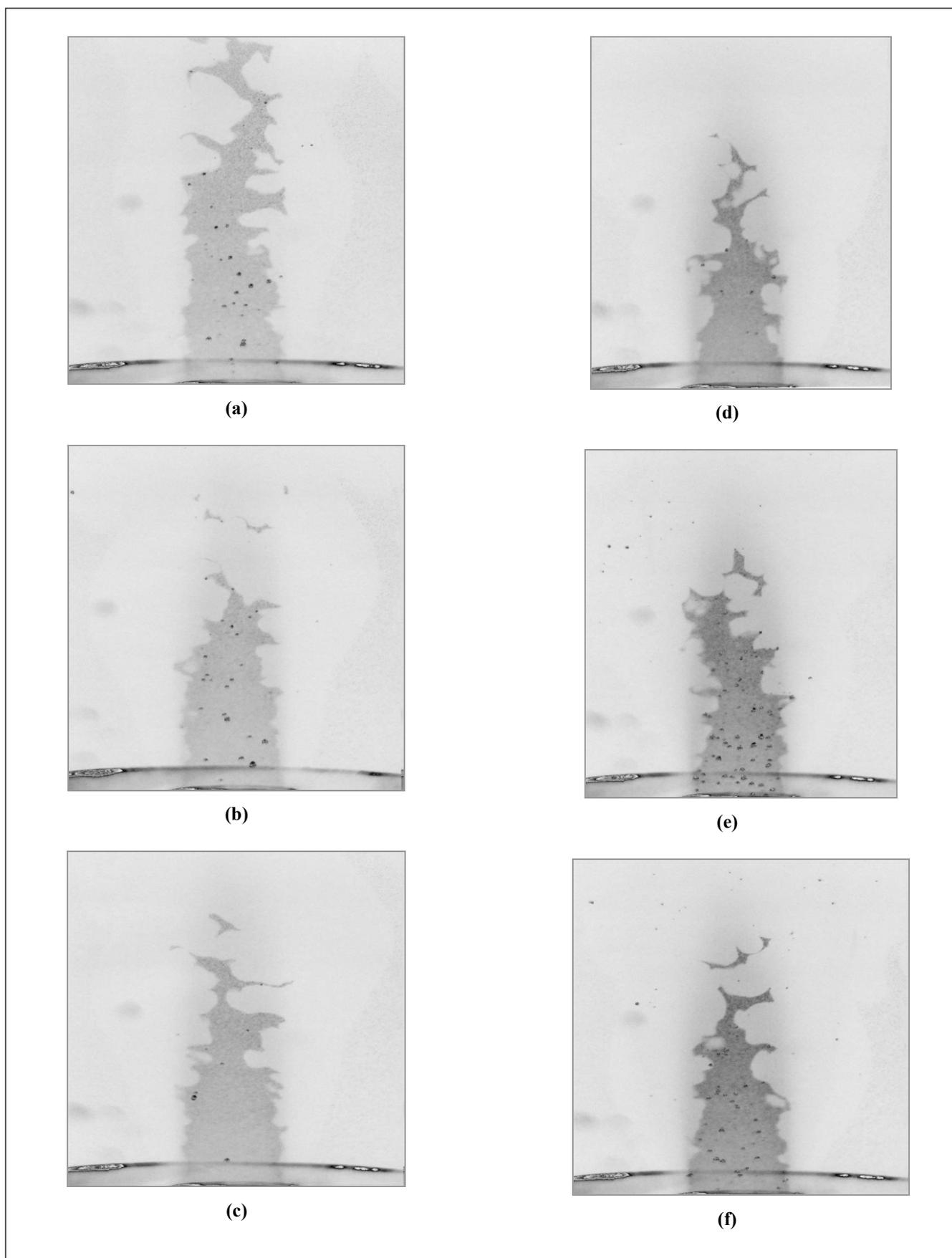


Figure 13: Images instantanées des flammes pour la grille de turbulence P, pour des richesses :
(a) 0.7; (b) 0.8; (c) 0.9; (d) 1.0; (e) 1.1; (f) 1.2.

Les hauteurs de flammes normalisées par le diamètre du brûleur, présentées sur la figure 15, montrent que ces dernières augmentent avec le rapport u'/S_L en suivant une loi de puissance du type $H = (u'/S_L)^{0.8}$.

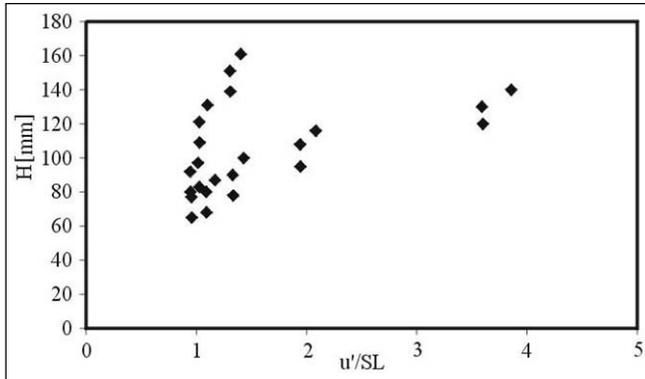


Figure 15: Hauteurs des flammes normalisées H/D en fonction de u'/S_L .

Le rapport u'/S_L , où S_L est la vitesse de propagation d'une flamme laminaire, est un paramètre important dans la combustion et la concurrence entre la turbulence et la combustion représenté par sa vitesse fondamentale.

La densité de surface de flamme est définie comme étant le rapport de l'aire de la surface de la flamme à son volume. Cette grandeur est difficile à obtenir expérimentalement. Bingham [23] l'a 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 de l'aire de la zone de flamme obtenue après un traitement d'image pour l'extraction des contours, permettant de tenir compte des plissements de la flamme.

$$\Sigma_e = S/V = (H^2 + R^2)^{0.3} / R.H \quad (3)$$

Sur la figure 16, est représentée la densité de surface de flamme estimée à partir de la hauteur moyenne des flammes. On remarque que la densité de surface croît en fonction de la richesse pour les flammes pauvres et atteint son maximum à la stœchiométrie pour décroître après avec les flammes riches. On remarque aussi que l'augmentation de l'intensité de turbulence agit d'une manière significative en augmentant la densité de surface. Pour déterminer cette grandeur, Dumont [17] détermine la longueur totale du front de flamme et calcule la densité de surface de flamme en considérant que la flamme est un cône de révolution dont l'hypoténuse est égal à la moitié de la hauteur du front de flamme. Nous considérons que le cône a une hauteur égale à celle de la flamme, c'est-à-dire que ce calcul ne tient pas compte des plissements.

La détermination du taux de combustion, à partir de la densité de surface de flamme est donnée par:

$$w_e = \rho S_L \Sigma_e \quad (4)$$

La figure 17 illustre les variations du taux de combustion en fonction de la richesse et de la turbulence en utilisant les densités de surface de la flamme. On observe que l'influence de la richesse est importante mais que celle de la turbulence de l'écoulement n'est pas très significative.

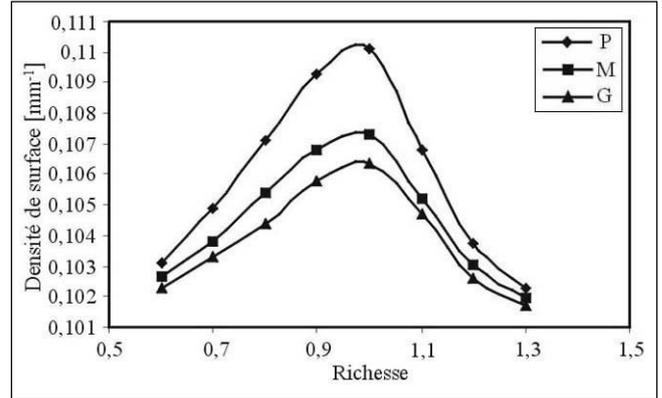


Figure 16: Densité de surface des flammes calculée à partir de la hauteur moyenne.

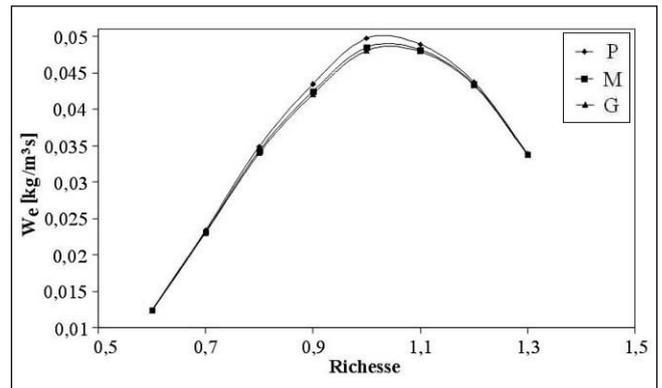


Figure 17: Intensité de combustion calculée à partir de la hauteur des flammes en fonction de la richesse et de la turbulence.

CONCLUSION

Les flammes prémélangées CH₄-air turbulentes restent bien accrochées à la base du brûleur. Une étude détaillée de la structure du champ dynamique moyen et fluctuant, dans les flammes prémélangées CH₄-air, a été réalisée en utilisant la Vélométrie par Intercorrelation d'Image de Particules. L'objectif de cette étude était d'analyser finement la structure de l'écoulement à froid. La Tomographie Laser a été utilisée pour analyser les écoulements turbulents en combustion sur un brûleur Bunsen pour différents types de grilles de turbulence et différentes richesses. Les résultats obtenus, pour les trois grilles présentées, ont mis en évidence la complexité des écoulements, la présence des zones principales ainsi que les phénomènes d'interaction entre la turbulence et la combustion. Ils montrent également l'importance de l'influence de la turbulence et de la richesse sur la hauteur de la flamme ainsi que sur sa structure globale. Par ailleurs, l'application de la P.I.V et de la Tomographie Laser dans des conditions très sévères, nous a permis de réaliser une étude sur l'ensemble des problèmes liés à l'ensemencement et aux biais de mesures.

REFERENCES

- [1]- Damkohler K., "The effect of turbulence on the flame velocity in a gas mixture", English translation, NACA TM 1112, April (1947).
- [2]- Barrère M., "Modèles de combustion turbulente", *Revue générale de thermique française*, n° 148, avril (1974),

- pp.295-308.
- [3]- Borghi R., "On the structure and morphology of turbulent premixed flames", *Recent advances in the aerospace's sciences*, (1985), pp. 117-138.
- [4]- Borghi R., "Mise au point sur la structure des flammes turbulentes", *Journal de chimie physique*, n°6, (1984), p.81.
- [5]- Bray K.N.C. and Moss J.B., "An unified statistical model of the premixed turbulent flame", *Acta aeronautica*, vol. 4, (1977), pp. 291-319.
- [6]- Williams F.A., "A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure", *Agard conference proceedings*, n°164, April (1974).
- [7]- Poinot T.J., Veynante D. and Candel S., "Diagrams of premixed turbulent based on direct numerical simulation", *Twenty-third Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, (1990), pp. 613-619.
- [8]- Poinot T.J., Candel S. and Trouve, "Application of direct numerical simulation on premixed turbulent combustion", *Progress in energy ad combustion Science*, Vol.81, (1996), pp. 613-619.
- [9]- Shepherd I.G., and Ashurst W.M., "Flame front geometry in premixed turbulent flames", *Twenty-fourth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, (1992), pp. 485-491.
- [10]- Lecordier B., "Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, (1998).
- [11]- Jeanne B., Samson E., Renou B. and Boukhalfa A., "Bunsen flame analysis using simultaneous tomographic images and PIV in the fresh and burnt gases", *9th International Symposium on Flow Visualisation*, Heriot-Watt University, Edimburgh, Editor G.M. Carlomagno and I. Grant, (2000), pp. 376-1÷4.
- [12]- Stevens E.J., Bray KN.C., and Lecordier B., *Proceeding of the Combustion Institute*, 27, (1998), pp.949-955.
- [13]- Renou B., "Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélangé instationnaire dans un écoulement turbulent. Influence du nombre de Lewis", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, (1998).
- [14]- Gagnepain L., "Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvre. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, (1998).
- [15]- Kalt P.A.M., and Bilger R.W., *Combustion Science and Technology*, 153, (2000), pp. 213-221.
- [16]- Chen Y.C., and Bilger R.W., *Proceeding of the Combustion Institute*, 28, (2000), pp. 521-528.
- [17]- Dumont J.P., "Etude de la structure spatiale de flammes turbulentes par tomographie laser", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, (1987).
- [18]- Boukhalfa A., and Gokalp I., "Influence of the Damkohler Number on the Average Thickness of Conical Turbulent Premixed Methane/Air Flames", *Combustion and Flame*, 73, (1988), pp. 75-87.
- [19]- Deschamps B., "Etude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes prémélangées de méthane-air", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, (1990).
- [20]- Ghénaï C., "Etude de la Structure et de la Dynamique Spatio-Temporelle des fronts de Flamme Instantanés en Combustion Prémélangée", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, (1995)
- [20]- Bourguignon E., "Etude expérimentale de la combustion turbulente de prémélangé dans un écoulement à jets", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, (1997).
- [21]- Pavé D., "Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvre de méthane-air", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, (2002).
- [22]- Erard V., "Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion prémélangée turbulente instationnaire", Thèse de Doctorat" Université de Rouen, (1996).
- [23]- Adrian R.J. and Yao C. "Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurement of fluid flow speckle velocimetry vs image particle velocimetry", *Applied optics*, N°23, (1984), pp. 1690-1699.
- [24]- Willert F. and Gharib M., "Digital Particle Image Velocimetry", *Experiments in fluids*, N°10, (1991), pp. 182-193.
- [25]- Boyer L., "Laser tomographic method for flame front movement studies", *Combustion and Flame*, 39, (1980), pp. 321-323.
- [26]- Chew T.C., Britter R.E., and Bray K.N.C., *Combustion and Flame*, 75, (1989), pp. 165-174.
- [27]- Compte-Bellot G., "Turbulence", *Cours de mécanique des fluides*, Ecole Centrale de Lyon, (1982).
- [28]- Boulahlib M.S., Renou B., Taupin B., Boukhalfa A., Nemouchi Z., "Etude expérimentale de la combustion turbulente de prémélangé pour une flamme Bunsen stabilisée: Analyse simultanée des images tomographiques et de la PIV", **CIMC'02** 1^{er} Congrès International de Mécanique-Constantine Université Mentouri Algérie, 14-16 décembre (2002).
- [29]- Zhang Y., Chew T.C., and Bray K.N.C., Paper presented at "Particle image displacement velocimetry" lecture series, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Belgium (1988)
- [30]- Barnard J. A., and Bradley J. N., "Flame and combustion" 2nd edition, Chapman and Hall, (1985).
- [31]- Rouland E., "Etude et développement de la technique de vélocimétrie par intercorrélation d'images de particules. Application aux écoulements en tunnel hydrodynamique", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, (1994).
- [32]- Beduneau J.L., "Caractérisation expérimentale des flammes non-prémélangées H₂/O₂ : Application aux cas des injecteurs co-axiaux de moteurs fusées", Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, (2001).
- [33]- Bingham D.C., Gouldin F.C. and Knaus D.A., "Crossed-plane Laser Tomography: Direct Measurement of the flamelet Surface Normal", *Twenty-seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, (1998), pp. 77-84.
- [34]- Sacadura J.C, "Etude expérimentale des flammes non-prémélangées hydrogène-oxygène. Caractérisation des champs dynamiques et scalaires", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, (1997). □