HAL
open science

# Caractérisation expérimentale des plissements à petite échelle dans une flamme turbulente prémélangée : effets de la pression

Romain Fragner

▶ **To cite this version:**

Romain Fragner. Caractérisation expérimentale des plissements à petite échelle dans une flamme turbulente prémélangée : effets de la pression. Thermique [physics.class-ph]. Université d'Orléans, 2014. Français. NNT : 2014ORLE2072 . tel-01321726

**HAL Id: tel-01321726**

**https://theses.hal.science/tel-01321726v1**

Submitted on 26 May 2016

**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

***ÉCOLE DOCTORALE***
***ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS***

ICARE, UPR 3021 du CNRS

**THÈSE** présentée par :

**Romain FRAGNER**

Soutenance prévue le **15 Décembre 2014**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Physique/Combustion

# Caractérisation Expérimentale des Plissements à Petite Echelle dans une Flamme Turbulente Prémélangée : Effets de la Pression

**THÈSE dirigée par :**

| | |
|---|---|
| **Iskender GÖKALP** | **Directeur de Recherche, CNRS - ICARE** |
| **Christian CHAUVEAU** | **Directeur de Recherche, CNRS - ICARE** |

**RAPPORTEURS :**

| | |
|---|---|
| **Mourad BOUKHALFA** | **Professeur, INSA Rouen** |
| **Michel CHAMPION** | **Directeur de Recherche, CNRS – PPRIME** |

---

**JURY:**

- **CHAMPION, Michel** Directeur de Recherche, CNRS-PPRIME Président du jury
- **BOUKHALFA, Abdelkrim** Professeur, Université de Rouen – INSA
- **KOSTIUK, Larry W** Professeur, University of Alberta
- **CAZELENS, Michel** Ingénieur de Recherche, SAFRAN
- **GÖKALP, Iskender** Directeur de Recherche, CNRS – ICARE
- **HALTER, Fabien** Professeur, Université d'Orléans
- **MAZELLIER, Nicolas** Maître de Conférences, Université d'Orléans

# Remerciements

Je souhaite dire un très grand merci à mes directeurs de thèse Iskender Gökalp et Christian Chauveau ainsi que mes deux co-encadrants Fabien Halter et Nicolas Mazellier pour leurs précieux conseils et leur disponibilité qui m‘ont permis d’avancer efficacement tout au long de ces trois ans, tant sur les publications et les conférences que sur les expérimentations et la rédaction. Merci à Nabiha pour son prêt de laser qui m’a permis de pallier à la panne du mien.

Merci également à l’équipe ESA du laboratoire PRISME d’avoir mis à ma disposition leur matériel de calibration du fil chaud qui m’a été plus qu’utile.

Merci à mes référents de Polytech’Orléans Christian Caillol et Guillaume Colin qui m’ont permis de goûter à l’enseignement.

Merci à toute l’équipe de doctorants du laboratoire ICARE qui ont contribué à un quotidien agréable dans le labo. Les karatékas de la première heure (Nazim et Jules) et ceux qui nous ont rejoints en cours de route (Romain (du 18), Julien et Charles). Ceux qui ont accompagné les midis et certaines soirées pendant ces trois ans (Yann, Florent, Florian). Ceux qui se sont envolés vers la vie de docteur avant (Yohan, Jérémy, Kodjo, Julien) et les petits nouveaux (Damien, Romain (du 41), Sébastien, Anna-Lisa,…).

Merci à ma chérie Julia et à ma famille de m’avoir superbement soutenu.

Merci à tous d’avoir fait de cette thèse une formidable aventure.

# Sommaire

Table des figures ..... 8
1. Introduction ..... 12
2. Étude bibliographique ..... 16
2.1. Combustion prémélangée laminaire ..... 16
2.1.1. Caractéristiques ..... 16
2.1.2. Front de flamme ..... 17
2.1.3. Flamme laminaire de type Bunsen ..... 22
2.2. La turbulence ..... 24
2.2.1. Paramètres caractéristiques de la turbulence ..... 24
2.2.2. Échelles de la turbulence ..... 24
2.2.3. Génération de la turbulence ..... 28
2.3. Combustion prémélangée turbulente ..... 31
2.3.1. Rappels sur la flamme prémélangée turbulente ..... 32
2.3.2. Nombres caractéristiques ..... 32
2.3.3. Diagramme de combustion ..... 37
2.3.4. La combustion turbulente prémélangée appliquée au brûleur Bunsen ..... 39
3. Dispositif expérimental ..... 41
3.1. Chambre haute pression ..... 41
3.2. Brûleur ..... 42
3.2.1. Dispositif mono grille ..... 43
3.2.2. Dispositif multi-grilles ..... 43
3.3. Diagnostics expérimentaux ..... 45
3.3.1. Caractérisation du milieu non réactif ..... 46
3.3.2. Caractérisation du milieu réactif ..... 55

4. Caractérisation de la turbulence ..... 66
4.1. Étude préliminaire du système multi-grilles ..... 66
4.1.1. Axisymétrie du dispositif ..... 66
4.1.2. Comparaison des mesures par fil chaud et par LDA ..... 69
4.2. Étude du système multi-grilles ..... 71
4.2.1. Homogénéité de la turbulence ..... 72
4.2.2. Isotropie ..... 77
4.2.3. Comparaison entre dispositif mono-grille et dispositif multi-grilles ..... 80
4.3. Conclusions ..... 89
5. Résultats en milieu réactif ..... 91
5.1. Minimisation de l'influence des instabilités ..... 91
5.1.1. Instabilités hydrodynamiques ..... 91
5.1.2. Influence du nombre de Lewis du mélange ..... 92
5.1.3. Conclusions ..... 100
5.2. Influence de la structure de l'écoulement turbulent sur la dynamique du front flamme ..... 100
5.3. Influence des petites échelles de turbulence ..... 106
5.4. Conclusions ..... 111
6. Conclusions générales ..... 114
6.1. Conclusion de l'étude en milieu non réactif ..... 114
6.2. Conclusion de l'étude en milieu réactif ..... 115
7. Perspectives ..... 119
7.1. Diagnostic par diffusion Rayleigh ..... 119
7.2. Etudier l'effet des petites échelles sur un autre mélange (comme le syngaz) 119
7.3. Atteindre des pressions plus élevées afin de valider nos conclusions à très haute pression ..... 119
7.4. Étude de flamme à haute résolution spatio-temporelle ..... 120

7.5. Vérification de l'impact des conditions limites du front de flamme..... 120

7.6. Etude des effets de la flamme prémélangée sur la turbulence..... 120

8. Bibliographie ..... 121

9. ANNEXES ..... 129

9.1. Publication parue dans le volume 94, issue 1 du journal « Flow, Turbulence and Combustion »..... 129

9.2. Publication parue dans le volume 35, Issue 2, Pages 1527-1535 du journal « Proceedings of the Combustion institute » ..... 151

## Table des figures

*Figure 1 : Turbine à gaz terrestre Solar Turbines..... 12*
*Figure 2 : schéma de la structure d'une flamme laminaire de prémélange ..... 17*
*Figure 3 : Représentation des instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau... 20*
*Figure 4 : Schéma explicatif des instabilités thermodiffusives..... 21*
*Figure 5 : Schématisation d'une flamme laminaire conique ..... 23*
*Figure 6 : Courbe d'autocorrélation de la vitesse fluctuante u' ..... 26*
*Figure 7 : Représentation schématique du spectre d'énergie cinétique d'une turbulence de grille ..... 28*
*Figure 8 : Générateurs de turbulence à géométrie variable utilisés dans les travaux de Marshall et coll.[45] ..... 30*
*Figure 9 : Différentes formes de grilles fractales utilisées par Hurst et Vassilicos [38] ..... 30*
*Figure 10 : Principe de fonctionnement de la génération de turbulence multi-grilles [13] ..... 31*
*Figure 11 : Schéma d'un front de flamme en régime de flammelettes ou de flammes plissées ..... 35*
*Figure 12 : Schéma du front de flamme en régime plissé épaissi ..... 36*
*Figure 13 : Schéma d'un front de flamme en régime épaissi ..... 37*
*Figure 14 : Diagramme de combustion turbulente [54] ..... 38*
*Figure 15: Chambre de combustion ..... 41*
*Figure 16 : Brûleur utilisé dans cette étude avec une configuration multi-grilles ..... 42*
*Figure 17 : Grille utilisée pour la génération de turbulence par mono-grille ..... 43*
*Figure 18 : Schéma de principe du dispositif multi-grilles de génération de turbulence [13] ..... 44*
*Figure 19: Schéma de l'anémomètre à fil chaud Dantec Dynamics utilisé lors de cette étude ..... 47*
*Figure 20 : fréquences de coupure de l'anémomètre fil chaud suivant sa résolution spatiale et la vitesse moyenne du fluide étudié ..... 48*
*Figure 21 : Courbe de calibration et polynôme associé à pression atmosphérique . 49*
*Figure 22 : Schéma de principe du diagnostic laser LDA avec zoom sur le volume de mesure et franges d'interférences ..... 50*
*Figure 23 : Représentation d'une "bouffée Doppler" ..... 51*
*Figure 24 : Schéma du système de focalisation laser de la sonde LDA..... 52*

*Figure 25 : Visualisation de la fenêtre de mesure lors des expérimentations en milieu non réactif* ..... 53
*Figure 26 : Schéma des deux plans de mesure pour le LDA bidimensionnel* ..... 53
*Figure 27 : Schéma de principe de la tomographie laser* ..... 56
*Figure 28: Image obtenue par tomographie laser d'une flamme méthane - air de richesse 0,7 à pression atmosphérique* ..... 57
*Figure 29 : PDF de l'intensité des pixels d'une image tomographique en niveau de gris* ..... 58
*Figure 30 : Image binarisée d'une flamme méthane-air de richesse 0,7 à pression atmosphérique* ..... 59
*Figure 31 : Contour non filtré (à gauche) et contour filtré (à droite)* ..... 60
*Figure 32 : Cartographie des iso<C> pour un mélange méthane-air de richesse 0,7 à pression atmosphérique* ..... 61
*Figure 33 : Détermination de la longueur du front de flamme par superposition du contour d'une flamme et de deux iso<C>* ..... 62
*Figure 34 : Schématisation de la détermination de la courbure en un point avec la convention de signe associée* ..... 64
*Figure 35 : Schéma du système multi-grilles avec en bleu l'axe de mesure sans trou au niveau de la paroi du brûleur et en rouge le trajet avec trou au niveau de la paroi du brûleur* ..... 67
*Figure 36 : Schéma de principe du brûleur Bunsen* ..... 67
*Figure 37 : Comparaison entre différentes dispositions de grilles de turbulence. Les mesures en bleu sur la Figure 34 correspondent à l'entraxe de deux trous consécutifs et les mesures en rouge correspondent à une ligne coïncidant avec un intertrou* ..... 68
*Figure 38 : Comparaison de l'intensité de turbulence entre les deux configurations de positions de grilles étudiées précédemment pour un diagnostic LDA* ..... 68
*Figure 39 : Comparaison des vitesses moyennes et fluctuantes entre les deux diagnostics pour une vitesse débitante de 3,5 m/s* ..... 69
*Figure 40 : Fonction de densité de probabilité (PDF) de vitesse instantanée observée avec les deux diagnostics étudiés* ..... 70
*Figure 41: Comparaison des spectres obtenus au centre du brûleur à x=5mm avec les deux diagnostics* ..... 71

*Figure 42 : Variation de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse débitante (a) selon l'axe central du brûleur (mesure fil chaud) (b) selon le rayon du brûleur normalisé par le diamètre à x/D = 0,2 ..... 72*
*Figure 43 : Taux de turbulence axial (a.) et radiale (b.) pour un dispositif multi-grilles pour 3 cas de pression ..... 74*
*Figure 44 : Évolution de la production de turbulence axiale (a.) normalisée par $D/U_D^3$ (b.) normalisée par le taux de dissipation ..... 74*
*Figure 45 : Variation de l'énergie cinétique normalisée par le carré de la vitesse débitante (a) suivant l'axe central du brûleur (b) suivant le rayon du brûleur à x/D=1,8 ..... 76*
*Figure 46 : L'énergie cinétique k normalisée par sa valeur au centre du brûleur ..... 76*
*Figure 47 : Evolution du pourcentage d'anisotropie (a) selon l'axe central du brûleur (b) selon le rayon du brûleur pour x/D =0,2 ..... 77*
*Figure 48 : (a) Comparaison entre les différents taux moyens de dissipation (b) Variation de la constante du taux de dissipation ..... 80*
*Figure 49 : Évolution de l'échelle intégrale longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur le long de l'axe central du brûleur (a) pour différentes pressions (dispositif multi-grilles) (b) pour différents systèmes de génération de turbulence (0,5 MPa) .. 81*
*Figure 50 : (a) Evolution de l'échelle de Taylor longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur en fonction de la pression (b) Evolution de l'échelle de Kolmogorov longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur avec la pression.. 82*
*Figure 51 : (a) Evolution de l'échelle de Taylor longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur en fonction du système de génération de turbulence. (b) Evolution de l'échelle de Kolmogorov longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur en fonction du système de génération de turbulence ..... 84*
*Figure 52 : Evolution de la fonction de structure du second degré normalisée par (a)$\langle \boldsymbol{u}^2 \rangle$ et Lu et (b) par D et $U_D^2$ (x/D =1,8, P=0,5 MPa) ..... 85*
*Figure 53 : (a) Evolution de $\Delta E(L)$ au point x/D=1,8 pour une pression de 0,5 MPa(b) Fonction de structure du troisième ordre adimensionnée et déterminée aux mêmes conditions ..... 86*
*Figure 54 : (a) Effet de la pression sur l'échelle de Taylor. Les lignes pointillées représentent les meilleures approximations avec l'équation (68). (b) Evolution axiale du tenseur de Reynolds$\langle \boldsymbol{u}^2 \rangle$ le long de l'axe central du jet à 0,5 MPa ..... 88*
*Figure 55: Conditions expérimentales étudiées ..... 92*

*Figure 56 : Densité de surface de flamme ($\Sigma$ en $mm^{-1}$) à pression atmosphérique (a) $\phi$=0,8 CH4-air (b) $\phi$=0,8 C3H8-air ..... 94*
*Figure 57 : Schéma explicatif des instabilités thermodiffusives..... 95*
*Figure 58 : Densité de surface de flamme à pression atmosphérique (a) $\phi$=0,7 80% CH4 - 20% H2 – air ..... 97*
*Figure 59 : Zone d'intérêt pour la détermination des rayons de courbure (données obtenues avec le dispositif multi-grilles) ..... 98*
*Figure 60 : PDF de courbure à pression atmosphérique pour des cas avec différents nombres de Lewis ..... 98*
*Figure 61 : PDF de courbure de flamme enrichie en hydrogène pour des cas de pressions de (a) 0,2 MPa (b) 0,3 MPa..... 99*
*Figure 62 : DSF locales pour les systèmes mono-grille et multi-grilles : (a) CH4-air $\phi$=0,85 0,1 MPa multi-grilles (b)CH4-air $\phi$=0,85 0,1 MPa mono grille (c) CH4-air $\phi$=0,9 0,4 MPa multi-grilles (d) CH4-air $\phi$=0,9 0,4 MPa mono-grille ($\Sigma$ en $mm^{-1}$)... 102*
*Figure 63 : PDF des courbures du front de flamme instantané pour les configurations mono-grille et multi-grilles du générateur de turbulence, pour plusieurs pressions et richesses ..... 103*
*Figure 64 : Intensité de combustion vs $u'/S_L$ pour les configurations mono et multi-grilles..... 104*
*Figure 65 : Rapport entre ST/SL obtenus avec les deux dispositifs ..... 105*
*Figure 66 : intensité de combustion pour des cas à vitesse de combustion laminaire équivalente..... 108*
*Figure 67 : DSF en fonction des iso<C> pour les cas à $u'/S_L$ équivalents..... 109*
*Figure 68 : PDF des courbures de flamme des cas étudiés à $u'/S_L$ constant : (a) PDF des courbures sans normalisation(b) PDF des courbures normalisée par l'échelle de Taylor (c) PDF des courbures normalisée par l'épaisseur de flamme laminaire ... 110*
*Figure 69 : Intensité de combustion pour des mélanges réactifs du Tableau 6 à $u'/S_L$ constant en fonction du paramètre $u'/S_L$ multiplié par $\lambda/\delta_L$ le tout à la puissance 0,5. ..... 111*

# 1. Introduction

La combustion a une place prépondérante dans notre vie de tous les jours, notamment dans le domaine énergétique, mais aussi dans le domaine de la sécurité. En effet, les chauffages urbains sont alimentés en eau chaude grâce à des chaudières industrielles et une partie de l'énergie que nous consommons est produite dans une centrale thermique. Les transports sont encore dépendants de la combustion comme les moteurs terrestres, maritimes ou aériens. Cependant, combustion rime souvent avec pollution et les recherches pour réduire cette pollution doivent mieux comprendre les phénomènes de combustion. Plusieurs pistes sont suivies dans ce sens. Par exemple, comprendre l'écoulement turbulent permet de favoriser les interactions entre le carburant et le comburant et d'améliorer ainsi le rendement et la production énergétique de la combustion. Un exemple de système énergétique où la conversion d'énergie se fait par combustion est illustré ci-dessous dans la Figure 1.

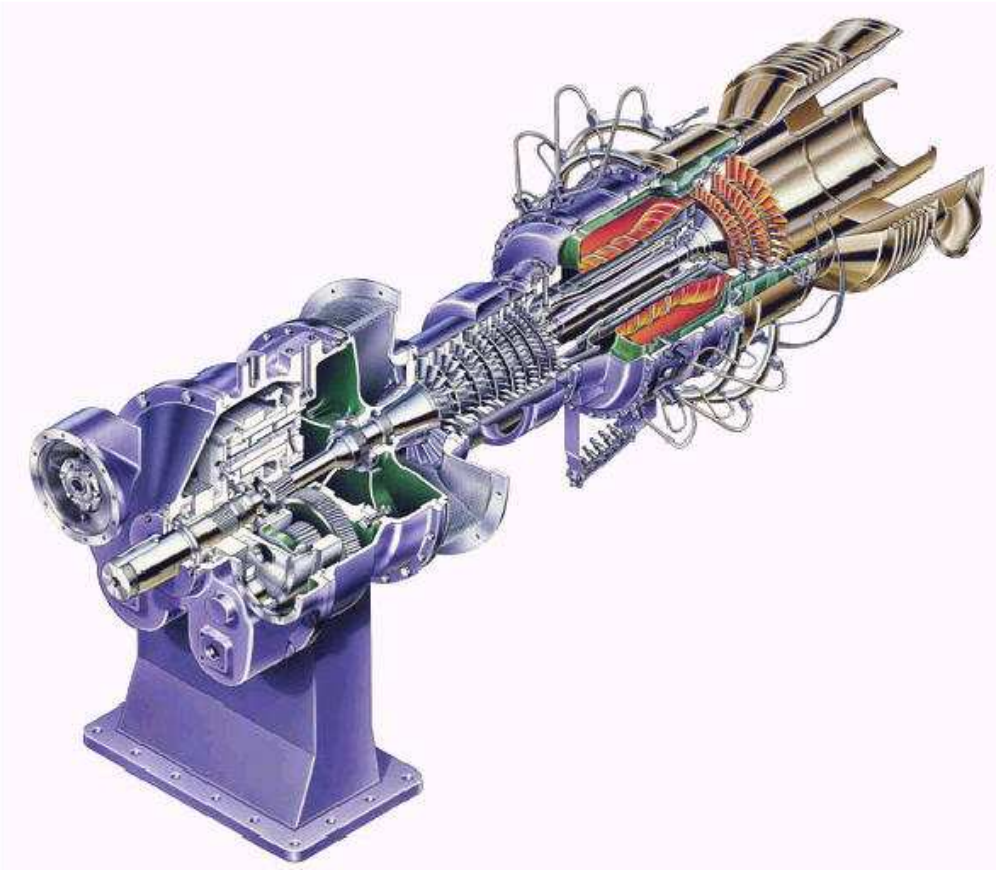

**Figure 1 : Turbine à gaz terrestre Solar Turbines**

Une autre piste est l'utilisation de mélanges dits « pauvres », car ils permettent, en théorie, de réduire les émissions de $CO_2$ ainsi que la production d'oxyde d'azotes (NOx) due à l'excès d'air et à une température de flamme plus faible qu'à richesse stœchiométrique. Cependant, leur optimisation est très complexe et nécessite des études expérimentales afin de mieux les caractériser. Certains dispositifs ont déjà été développés dans l'industrie.

Les chambres de combustion à étages, par exemple, utilisent un système d'injection de prémélange de richesse pauvre et sont présentes dans les turbines à gaz terrestres et aéronautiques.

Cependant, des progrès sont encore nécessaires en ce qui concerne la compréhension des phénomènes physiques liés à la combustion turbulente prémélangée afin de mieux connaitre les paramètres liés aux interactions entre flamme et combustion.

Au sein du laboratoire ICARE, de multiples travaux ont été réalisés afin de mieux comprendre ces phénomènes notamment sur les flammes prémélangées méthane/air. Des études à pression atmosphérique de flamme turbulentes prémélangées de type Bunsen ont été menées par Boukhalfa [1] sur leur structure scalaire et par Deschamps [2], sur l'étude spatio-temporelle de leur structure dynamique et scalaire. Mounaïm-Rousselle [3] , Bourguignon [4], ont, quant à eux étudier les flammes turbulentes à jets opposés a pression atmosphérique. Gagnepain [5] a commencé les études sur les mélanges méthane - air pauvres en déterminant les échelles caractéristiques des champs scalaires et spatiaux. Ghenai [6] et Pavé [7] ont apporté des études complémentaires avec les caractérisations de front de flammes instantanées et l'utilisation de différentes grilles de turbulence. Ces études ont été faites à pression atmosphérique il a donc été intéressant de voir les caractéristiques des flammes prémélangées à haute pression.

La conception et la réalisation d'une chambre de combustion au sein du laboratoire LCSR (futur ICARE) permettant la pressurisation de l'environnement des flammes jusqu'à 1 MPa a permis à Lachaux [8] de caractériser l'effet de la pression sur les flammes de prémélange méthane-air de type Bunsen, mais aussi à Halter [9] d'approfondir cette caractérisation tout en introduisant l'effet de l'ajout d'hydrogène, ainsi qu'à Cohé [10] l'effet de l'ajout de $CO_2$ en utilisant le même dispositif

expérimental. Ces dernières études ont bénéficié de l'arrivée de nouveaux diagnostics laser permettant l'étude de la turbulence et de la structure de la flamme sans méthode intrusive. Par la suite, les études en pression de flammes laminaires prémélangées de syngas (monoxyde de carbone + hydrogène) par Bouvet [11] et Ponty [12] ont ouvert la voie vers de nouveaux types de carburant.

Cependant, l'étude de l'interaction flamme/turbulence pour une flamme prémélangée de type Bunsen nécessite de plus amples études, notamment sur la caractérisation des petites structures du front de flamme et c'est là que l'innovation principale de cette thèse est apparue : l'optimisation du système d'injection et de génération de turbulence.

En effet, les études faites par Lachaux et Cohé ont été effectuées avec un brûleur de type Bunsen et une génération de turbulence faite avec une grille de turbulence. Or, en se basant sur les travaux de Mazellier et coll. [13], la génération de turbulence multi-échelle offre d'autres perspectives quant à l'étude des interactions flamme/turbulence. Elle permet une turbulence plus importante et favorise les petites échelles de turbulence contrairement aux précédentes études menant à **la caractérisation de l'effet des petites échelles sur l'interaction flamme/turbulence**.

Ce travail exposera tout d'abord un état de l'art sur la turbulence et son interaction avec les flammes prémélangées. Le dispositif expérimental sera ensuite détaillé. Les résultats en milieu non réactif seront présentés ainsi que les résultats en milieu réactif. La conclusion et les perspectives termineront ensuite ce manuscrit.

# 2. Étude bibliographique

Ce chapitre a pour objectif de permettre d'associer l'état de l'art dans le domaine de la combustion prémélangée avec des notions théoriques nécessaires à la compréhension de ce travail. Dans un premier temps, la notion de flamme prémélangée laminaire sera évoquée.

Ensuite, la notion de turbulence sera abordée avec ses caractéristiques qui seront déterminées dans la suite de cette étude. Enfin, nous discuterons la combustion turbulente prémélangée et ses paramètres importants qui seront déterminés et étudiés dans ce manuscrit.

## 2.1. Combustion prémélangée laminaire

Une flamme laminaire de prémélange se caractérise par le fait qu'elle se propage dans un mélange carburant/comburant (prémélange) au repos ou en écoulement laminaire.

### 2.1.1. Caractéristiques

La Figure 2 schématise la propagation d'une flamme laminaire de prémélange. Les gaz frais correspondent au mélange carburant/comburant. Le front de flamme chauffe les gaz frais par diffusion et conduction thermique à travers la zone de préchauffage puis, une fois la température d'auto-inflammation des gaz frais atteinte, ils s'enflamment et la flamme se propage vers les gaz frais. La vitesse de propagation de flamme laminaire $S_L$ représente la réactivité chimique du front de flamme à consommer les gaz frais et elle dépend de paramètres tels que la richesse, l'étirement ou la pression.

L'étirement, par exemple, peut avoir un impact important. Il est défini comme le taux relatif de changement d'un élément de surface de flamme (A), $\mathrm{K} = \frac{1}{\mathrm{A}}\frac{\mathrm{dA}}{\mathrm{dt}}$ [14-16]. Ce paramètre influence la structure, la vitesse et la stabilité des flammes laminaires prémélangées [17-19]. Il est donc nécessaire de définir une vitesse de flamme laminaire sans étirement que l'on appellera $S_L^0$. Ce paramètre est nécessaire pour définir le front de flamme.

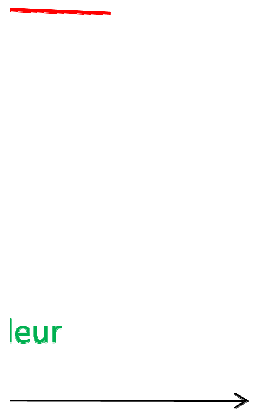


Figure 2 : schéma de la structure d'une flamme laminaire de prémélange

### 2.1.2. Front de flamme

#### 2.1.2.1. Définition

D'après la théorie de Mallard et le Châtelier (1883), le front de flamme est composé de deux zones distinctes, la zone de préchauffage et la zone de réaction (Figure 2). La vitesse de flamme laminaire est une caractéristique fondamentale du front de flamme. L'épaisseur de flamme laminaire est un autre paramètre utilisé pour caractériser le front de flamme.

L'épaisseur de flamme laminaire est un paramètre directement lié à la vitesse de flamme laminaire $S_L^0$ par la relation de Zeldovitch [20]:

$$\delta_{L_0} = \frac{\lambda}{\rho C_P}\frac{1}{S_L^0} \quad (1)$$

Elle représente donc l'épaisseur thermique de la flamme avec $\lambda$ la diffusivité thermique. Comme le ratio $\frac{\lambda}{\rho C_P}$ est quasiment constant à isopression, l'épaisseur de flamme est directement liée à l'inverse de la vitesse de combustion laminaire.

Gaydon et Wolfhard [21] proposent une autre définition correspondant à l'épaisseur de la zone de préchauffage définie entre une température des gaz frais 1% plus élevée que celle ambiante jusqu'à la température d'auto-inflammation.

Si nous nous basons sur l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{d}{dx}\left(\lambda_T.\frac{\partial T}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(C_p.T.\rho.v\right) + Q.U = 0 \qquad (2)$$

avec $\lambda_T$ la conductivité thermique, Cp la capacité calorifique à pression constante, T la température, ρ la masse volumique, v la vitesse des gaz, Q la chaleur de réaction et U la vitesse de réaction et si on intègre cette équation pour $x \in ]-\infty : 0]$, avec x=0 la position du point d'inflammation, on obtient

$$\left(\overline{C_p}.(T_0 - T_i).\rho_i.v_i\right) = \lambda_0\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_0 \qquad (3)$$

L'indice i correspond aux valeurs à -∞ et l'indice 0 aux valeurs au point d'inflammation. $\overline{C_p}$ est la valeur moyenne de $C_p$ entre $T_i$ et $T_0$. Si on intègre encore sur le même intervalle on obtient la relation suivante :

$$(T - T_i) = (T_0 - T_i)e^{\left(\overline{C_p}.\rho_i.v_i.x/\overline{\lambda_T}\right)} \qquad (4)$$

avec $\overline{\lambda_T}$ la valeur moyenne des conductivités thermiques entre $T_i$ et $T_0$. On a donc une variation de la température qui suit une loi exponentielle.

Émettons l'hypothèse (comme Gaydon et Wolfhard) que la zone de préchauffage n'est pas infiniment épaisse, mais qu'elle est définie à partir du point où la température a augmenté de 1% par rapport à la température initiale, c'est-à-dire :

$$\frac{T - T_i}{T_0 - T_i} = \frac{1}{100} \qquad (5)$$

Si l'on combine les relations (4) et (5), on obtient :

$$-2 = \frac{\overline{C_p}.\rho_i.\nu_i(-\delta_g)}{\overline{\lambda_T}}.\log_{10} e \tag{6}$$

-$\delta_g$ ici correspond à la coordonnée du commencement de la zone de préchauffage

$\delta_g$ est donc l'épaisseur de cette zone. Si on remplace $\nu_i$ par $S_L$, $\delta_g$ devient :

$$\delta_g = 4{,}6.\frac{\overline{\lambda_T}}{\overline{C_p}.\rho_i.S_L} \tag{7}$$

Cela revient à la relation suivante :

$$\delta_g = 4{,}6\ \delta_L \tag{8}$$

Enfin, l'épaisseur de flamme thermique définie par Spalding [22] est le rapport entre la différence entre la température des gaz frais et des gaz brûlés et le gradient maximum de température :

$$\delta_s = \frac{T_b - T_f}{\max\left(grad(T)\right)} \tag{9}$$

avec $T_b$ la température des gaz brûlés et $T_f$ la température des gaz frais.

#### 2.1.2.2. Instabilités

Des instabilités peuvent perturber le front de flamme, où sont observées de fortes différences de températures et de concentrations d'espèces. Celles-ci sont discutées dans ce paragraphe, car ces forts gradients peuvent engendrer la déformation du front de flamme. Ces instabilités peuvent être dues à la gravité (du fait de la différence de masse volumique entre gaz frais et gaz brulés), mais aussi dues à l'expansion thermique des gaz frais passant par le front de flamme (instabilités hydrodynamiques dites de Darrieus-Landau) ou encore des instabilités dues aux différences entre la diffusion de masse et la diffusion thermique (instabilités thermodiffusives). Ces instabilités engendrent des modifications thermodynamiques entraînant la déformation du front de flamme.

#### 2.1.2.2.1. Instabilités dues aux forces de gravité

Celles-ci sont observées, par exemple, dans le cas d'une flamme de type Bunsen orientée verticalement similaire à celle utilisée dans cette étude. Lorsqu'un gaz d'une certaine densité est en dessous d'un autre gaz avec une masse volumique plus importante (température plus faible), il s'élève contrairement au gaz plus dense, ce qui perturbe l'écoulement et le front de flamme.

#### 2.1.2.2.2. Instabilités hydrodynamiques

Ce type d'instabilités est communément appelé « instabilités de Darrieus-Landau » du nom des premiers chercheurs les ayant mises en évidence [23, 24]. Ils ont démontré qu'un front de flamme infiniment mince est très sensible à de faibles perturbations.

Considérons un front de flamme comme étant infiniment mince ; d'un côté nous avons les gaz frais et de l'autre les gaz brûlés ayant tous les deux des densités différentes. On perturbe le front de flamme comme représenté sur la Figure 3.

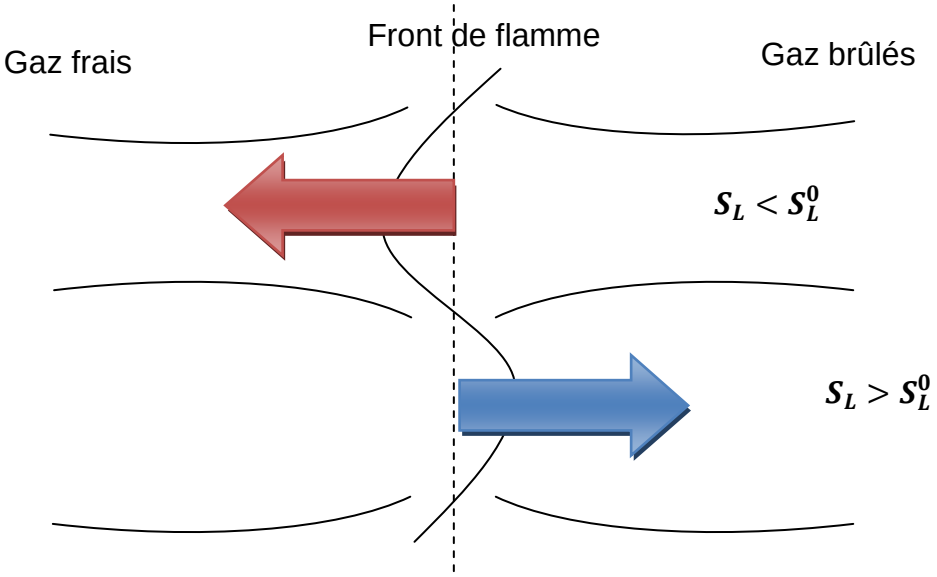


**Figure 3 : Représentation des instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau**

On observe que les lignes de courant convergent lorsque le front de flamme est convexe par rapport aux gaz frais et divergent lorsqu'il est convexe par rapport aux gaz brûlés. Ce phénomène implique une augmentation ou une diminution de vitesse laminaire locale suivant la convergence ou la divergence des lignes de courant. Cela a pour effet de créer un plissement de la flamme. Plusieurs études expérimentales

[25-27] et numériques [28, 29] ont été menées sur l'impact de ces instabilités sur le front de flamme.

Une autre instabilité impliquant les propriétés diffusives du mélange engendre aussi un phénomène de plissement.

#### 2.1.2.2.3. Instabilités thermodiffusives

Ce type d'instabilité repose sur les propriétés diffusives du mélange. En effet, dans le plan tangent au front de flamme, des gradients de température et de concentration sont engendrés par le plissement de celui-ci. De ce fait, les flux diffusifs thermiques et massiques entrent en compétition.

Les études préliminaires sur ce type d'instabilité ont été faites en négligeant les effets hydrodynamiques discutés précédemment [30, 31]. Pour faciliter la compréhension du phénomène, négligeons les instabilités hydrodynamiques sur un front de flamme avec une épaisseur non nulle.

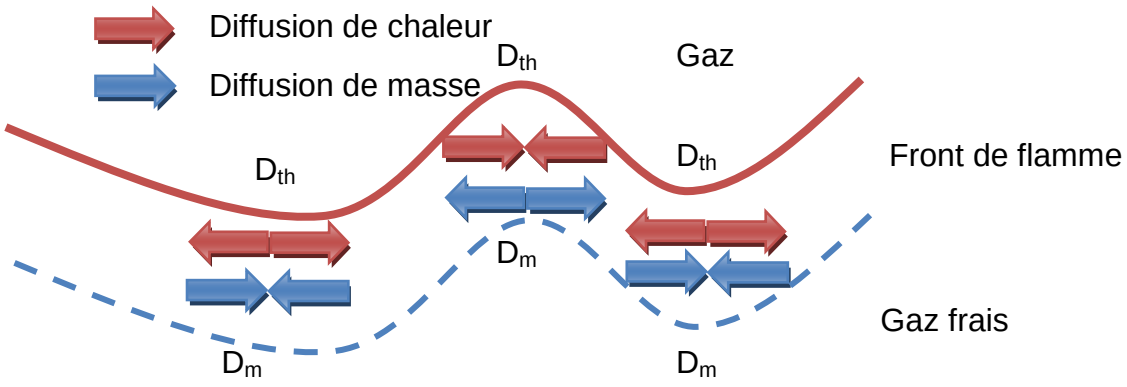


**Figure 4 : Schéma explicatif des instabilités thermodiffusives**

On observe sur la Figure 4 l'effet stabilisant de la diffusion de chaleur sur le front de flamme contrairement à la diffusion de la masse. En effet, sur la partie convexe aux gaz frais, l'enrichissement en réactif va devenir possible par la diffusion de ceux-ci et ainsi augmenter la vitesse de combustion locale. Cependant, cela engendre la diffusion de plus de chaleur de la zone de réaction vers les gaz frais, entraînant une diminution de la chaleur dans cette partie de la zone de réaction et donc diminue la

vitesse de flamme laminaire locale. Cela montre l'aspect antagoniste de ces phénomènes diffusifs.

Pour quantifier cet effet antagoniste à l'origine des instabilités thermodiffusives, le nombre de Lewis est utilisé. En effet, la diffusion de masse des espèces réactives est proportionnelle au coefficient de diffusivité moléculaire $D_M$ et la diffusion de chaleur est proportionnelle au coefficient de diffusivité thermique $D_{th}$. Le nombre de Lewis Le est défini comme le rapport des deux grandeurs:

$$Le = \frac{D_{th}}{D_M} \tag{10}$$

Comme énoncée précédemment, la diffusion de chaleur provoque un effet stabilisant et la diffusion de masse un effet déstabilisant. En conséquence, un nombre de Lewis inférieur à 1 montrera une instabilité du front de flamme alors qu'un nombre de Lewis supérieur à 1 aura un effet stabilisant sur celui-ci.

Les effets des instabilités citées précédemment ont ensuite été étudiés ensemble. Le précurseur fut Markstein [32] qui apporta plusieurs innovations dans la caractérisation des instabilités, dont la notion de longueur de Markstein très utilisée dans le domaine de la combustion avec les études de propagation de flamme. Sivashinsky [33] a, quant à lui, développé une analyse où l'expansion des gaz est considérée comme faible afin de prendre en compte les effets hydrodynamiques. D'autres études sur ce sujet ont été faites par la suite [34-36].

### 2.1.3. Flamme laminaire de type Bunsen

Dans le cadre de ces travaux de recherche, l'investigation d'une flamme conique turbulente a été choisie, similairement aux travaux de plusieurs de mes prédécesseurs [1, 7-10].

Pour une meilleure compréhension de ce type de flamme, l'approche de la flamme laminaire conique et de ses caractéristiques est nécessaire.

Une flamme conique est une flamme stabilisée. Cette flamme est issue d'un écoulement prémélangé laminaire dit de Poiseuille comme schématisé sur la Figure 5.

La stabilité de ce type de flamme dépend des conditions de débit des gaz prémélangés. En effet, suivant si la vitesse des gaz frais (pour une condition de richesse donnée) est supérieure, inférieure ou égale à la vitesse de déflagration de la flamme laminaire, la flamme aura des comportements différents.

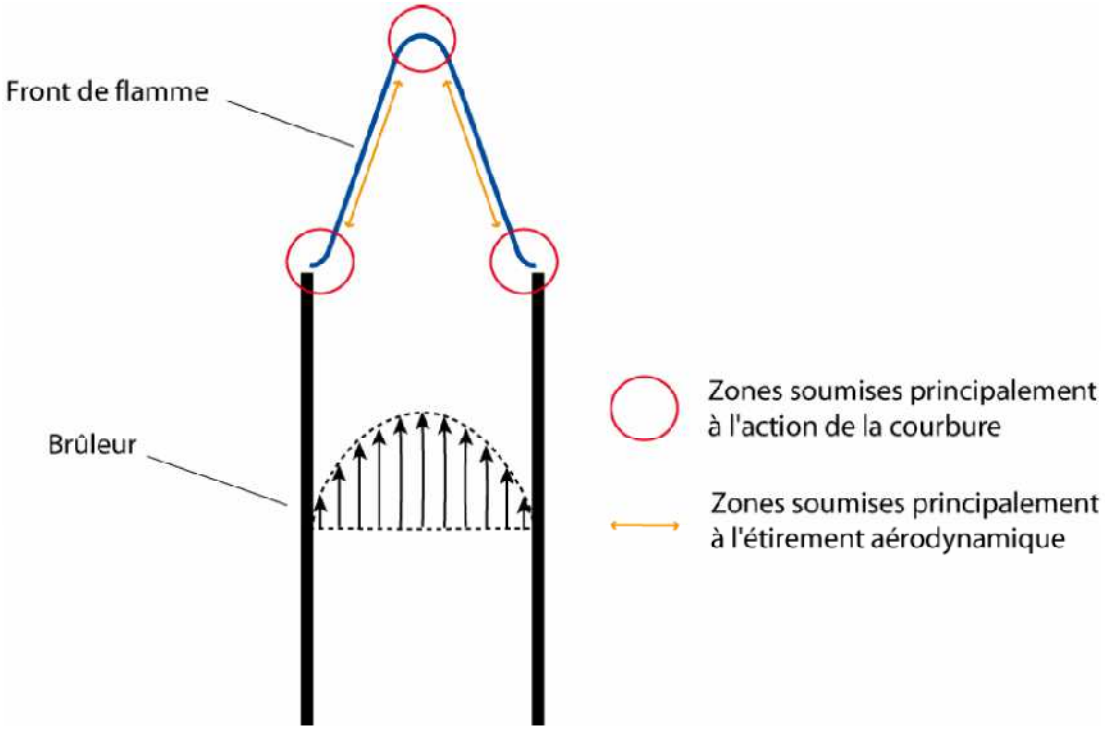


Figure 5 : Schématisation d'une flamme laminaire conique

Si la vitesse des gaz frais est équivalente à la vitesse de propagation de la flamme laminaire $S_L$, la flamme conique sera bien stable. Si la vitesse des gaz frais est supérieure à $S_L$, alors le front de flamme sera éloigné du brûleur et la flamme sera soufflée (phénomène de blow-off). Dans le cas inverse, où la vitesse des gaz frais est inférieure à $S_L$, le front de flamme va avoir tendance à se propager vers le gaz frais et donc à rentrer dans le brûleur (phénomène de flash-back).

Dans le cas d'une flamme turbulente, les instabilités engendrées par la génération de la turbulence entraînent de fortes perturbations. Pour stabiliser une flamme de ce type, il est nécessaire d'utiliser une flamme pilote ; faible énergétiquement par rapport à la flamme principale, elle permet de garder le front de flamme en place.

## 2.2. La turbulence

La turbulence est un phénomène présent dans des milieux où un fluide est en mouvement et qu'il subit des perturbations engendrées, par exemple, par des obstacles, ou encore par un nombre de Reynolds d'écoulement trop élevé. De par son caractère aléatoire, il est nécessaire d'utiliser des valeurs statistiques et moyennes afin de la caractériser [37].

### 2.2.1. Paramètres caractéristiques de la turbulence

La turbulence est caractérisée par plusieurs paramètres pour un temps donné. Le premier est la vitesse moyenne de l'écoulement ⟨U(x,t)⟩, qui donne une information sur sa vitesse globale. On détermine aussi la vitesse fluctuante de l'écoulement u'(x,t) représentant les variations de vitesse de celui-ci, déterminées en calculant l'écart-type de la distribution de la vitesse instantanée U(x,t). La moyenne temporelle de u' est nulle. La vitesse instantanée d'un point de l'écoulement est définie comme étant la somme de ces deux paramètres.

Un autre paramètre important est l'énergie cinétique de l'écoulement k. Elle est définie comme suit :

$$k = \frac{1}{2}(u'(x,t)^2 + v'(x,t)^2 + w'(x,t)^2) \tag{11}$$

avec u', v' et w' les composantes axiales et radiales de la vitesse fluctuante de l'écoulement.

Dans la suite de cette partie, la turbulence sera considérée comme étant homogène et isotrope. Cela implique une turbulence égale en tous points de l'écoulement et dans toutes les directions.

### 2.2.2. Échelles de la turbulence

Les échelles de la turbulence permettent une caractérisation spatiale ou temporelle de celle-ci. En effet, les échelles temporelles et spatiales sont proportionnelles et donc il ne sera considéré dans la suite de cette étude, que les échelles spatiales.

Ce type d'échelle représente la taille des tourbillons engendrés par la turbulence. En effet, la taille de tourbillon maximale est représentée par l'échelle intégrale. Ensuite, la taille des tourbillons diminue jusqu'à une taille limite avant leur dissipation, c'est l'échelle de Kolmogorov. L'évolution de ces structures tourbillonnaires a été étudiée par Kolmogorov en 1941. Il a alors énoncé la théorie de la cascade d'énergie ou cascade de Kolmogorov.

#### 2.2.2.1. Échelle intégrale

Pour déterminer l'échelle intégrale de la turbulence, on se place en un point de l'écoulement. On enregistre la vitesse fluctuante en ce point sur une durée donnée pour une certaine fréquence d'acquisition (donnant des données à intervalle de temps régulier). On obtient ainsi l'évolution temporelle de la vitesse fluctuante permettant de déterminer sa courbe d'autocorrélation Ru(τ). On calcule ensuite l'intégrale (zone bleue sur la Figure 6) de cette courbe pour des valeurs d'autocorrélation comprises entre 1 (temps nul entre 2 mesures) et 0 (vitesses fluctuantes totalement décorrellées) [38].

$$T_{te} = \int_{\tau=0}^{\tau_{max}} Ru(\tau)d\tau \tag{12}$$

On voit la représentation de ce calcul sur la Figure 6.

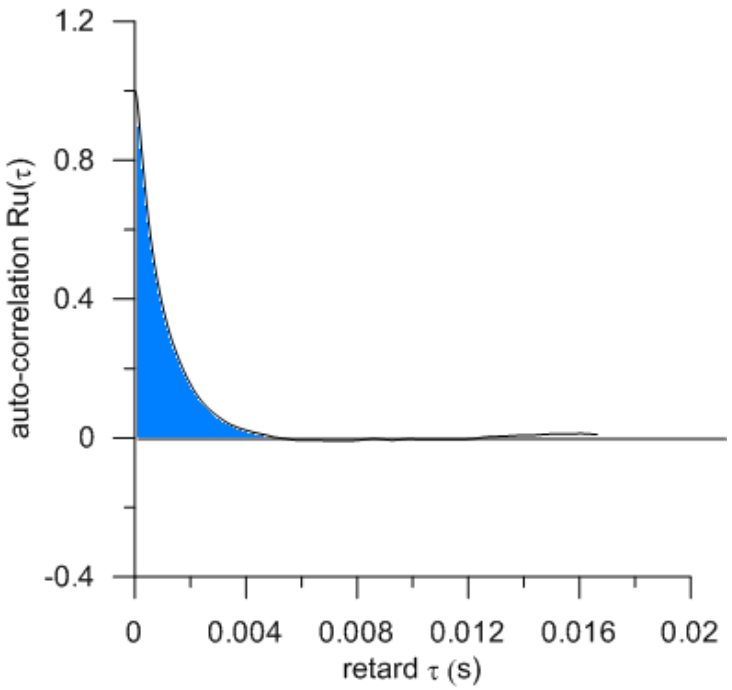

Figure 6 : Courbe d'autocorrélation de la vitesse fluctuante u'

On obtient ainsi l'échelle intégrale temporelle $T_{te}$. L'échelle intégrale spatiale est ensuite déterminée en la multipliant par la vitesse moyenne de l'écoulement U. En effet, l'hypothèse de Taylor [39] le permet, car elle suppose que la convection des structures tourbillonnaires est effectuée à la vitesse moyenne de l'écoulement donc :

$$L_u = U * T_{te} \tag{13}$$

Cette échelle est représentative de la taille des structures tourbillonnaires les plus importantes de l'écoulement ; ce sont celles qui « arrachent » l'énergie à l'écoulement turbulent.

L'aspect lagrangien de cette échelle a été étudié par Borghi et Destriau [40]. Les deux méthodes sont équivalentes si l'hypothèse de Taylor est vérifiée [41] (ce qui est le cas pour une turbulence de grille).

#### 2.2.2.2. Échelle de Taylor

L'échelle de Taylor $\lambda$ est une échelle intermédiaire entre l'échelle intégrale Lu et l'échelle de Kolmogorov $\eta$ représentant de la dissipation visqueuse de l'énergie turbulente.

La définition de la dissipation de l'énergie cinétique $\varepsilon$ de la turbulence est :

$$\varepsilon = \nu\overline{[\nabla u' + \nabla u'^T] : \nabla u'} \tag{14}$$

Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, on obtient la relation suivante (Hinze, [42]):

$$\lambda^2 = \frac{15\upsilon u'^2}{\varepsilon} \tag{15}$$

L'obtention expérimentale du taux de dissipation $\varepsilon$ et la constante de dissipation $C_\varepsilon$ est difficile et à fait l'objet de plusieurs travaux [43-48]. La méthode utilisée dans le présent travail est explicitée au chapitre 4.

L'échelle temporelle de Taylor est proportionnelle à l'échelle spatiale de Taylor par la relation

$$t_\lambda = \frac{\lambda}{u'} \tag{16}$$

#### 2.2.2.3. Échelle de Kolmogorov

L'échelle de Kolmogorov η est l'échelle représentative des plus petites structures tourbillonnaires avant leur dissipation visqueuse totale.

L'échelle de Kolmogorov spatiale s'obtient avec la relation suivante :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{17}$$

avec ν la viscosité cinématique et ε le taux de dissipation. L'échelle de Kolmogorov temporelle s'obtient avec la relation suivante :

$$\mathrm{t}_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{18}$$

La turbulence homogène isotrope peut être approchée grâce à une turbulence de grille.

Étude spectrale de la turbulence

L'étude du spectre d'énergie de la turbulence permet de caractériser les différentes étapes de la cascade d'énergie [42]. On détermine le spectre d'énergie E(n) dans le domaine fréquentiel et k dans le domaine spatial ou des nombres d'ondes (K=2πf/U) à l'aide de la relation suivante :

$$\mathrm{k} = \int_0^\infty \mathrm{E(K)dK} \tag{19}$$

avec k l'énergie cinétique turbulente, K le nombre d'ondes, U la vitesse de convection (assimilée généralement à la vitesse moyenne) et f la fréquence.

L'analyse de ce spectre permet la visualisation de la répartition de l'énergie en fonction des différentes structures représentées par le nombre d'ondes. En effet, plus le nombre d'ondes augmente plus la taille de la structure associée diminue. Ceci est visible sur la Figure 7 où est représenté schématiquement un spectre caractéristique d'une turbulence homogène isotrope en échelle logarithmique.

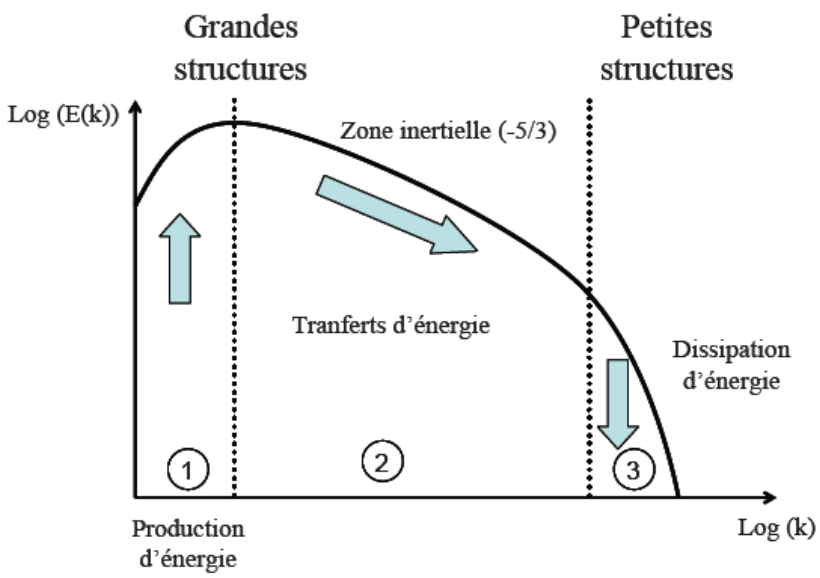


Figure 7 : Représentation schématique du spectre d'énergie cinétique d'une turbulence de grille

Il est possible de voir les différentes étapes d'un écoulement turbulent de sa naissance à sa dissipation totale. Cette dissipation est due aux frottements visqueux dans le fluide.

### 2.2.3. Génération de la turbulence

Après avoir abordé plusieurs caractéristiques d'un écoulement turbulent, il est intéressant de voir quels sont les moyens utilisés pour générer cette turbulence et les propriétés de celle-ci.

#### 2.2.3.1. Génération de turbulence simple

La génération de la turbulence est un aspect important des études sur la combustion turbulente. En effet, elle a un impact direct sur la qualité de mélange du carburant et du comburant de par les structures tourbillonnaires qu'elle engendre (grandes ou petites) [37]. Dans le cadre de tests en chambre de combustion sphérique, l'utilisation de ventilateurs permet la génération de turbulence [49-51]. Dans le cas d'un brûleur Bunsen, la méthode de génération la plus utilisée est la grille de

turbulence. En effet, comme observé par plusieurs expérimentateurs [52-56], la turbulence de grille permet des conditions de turbulence proches des hypothèses utilisées dans les simulations numériques, à savoir une turbulence homogène et isotrope. Cependant, l'intensité de turbulence de ce dispositif n'est pas assez importante (de l'ordre de quelques pour cent). Pour augmenter cette intensité, l'utilisation de swirl a été étudiée et malgré des taux de turbulence élevés (entre 20 et 30%) [57], l'écoulement est moins isotrope que pour une grille simple et donc les hypothèses ne sont pas vérifiées. D'autres techniques ont alors vu le jour, faisant appel à la notion de génération de turbulence multi-échelles.

#### 2.2.3.2. Génération de turbulence multi-échelles

La génération de turbulence multi-échelles fait appel à la notion de cascade de l'énergie expliquée précédemment. Ce procédé de génération de la turbulence permet de rendre plus énergétiques les petites échelles de la turbulence tout en maintenant les grandes échelles à un niveau énergétique optimal.

En se basant sur cette théorie, plusieurs dispositifs ont vu le jour. Des dispositifs à géométrie variable par exemple, notamment étudiés par Marshall et coll. [58] avec un dispositif de fente à géométrie variable permettant un rétrécissement (Figure 8b) ou un agrandissement (Figure 8a) de la section d'admission du mélange afin de faire varier le taux de blocage.

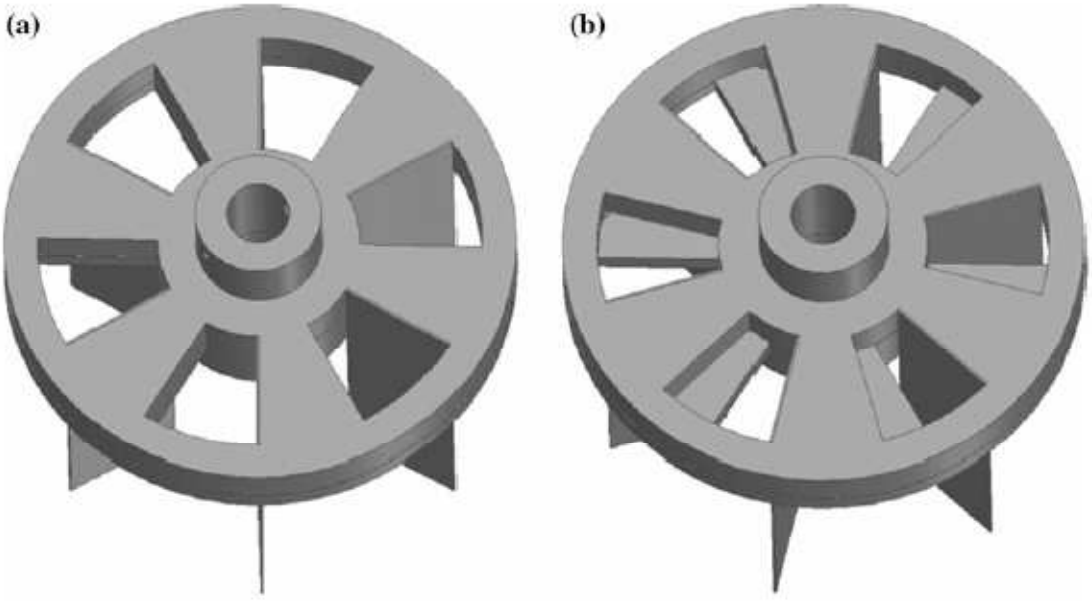


**Figure 8 : Générateurs de turbulence à géométrie variable utilisés dans les travaux de Marshall et coll.[58]**

Ce dispositif permet une génération de turbulence avec une intensité allant de 10 à 30 % mais avec une anisotropie trop importante. Eldrainy et coll [59] ont étudiés numériquement l'utilisation d'un swirl à géométrie variable afin d'allier les deux technologies.

Hurst et Vassilicos [60] ont quant à eux, dans le cadre d'une soufflerie, utilisé des grilles fractales. Elles sont représentées sur la Figure 9.

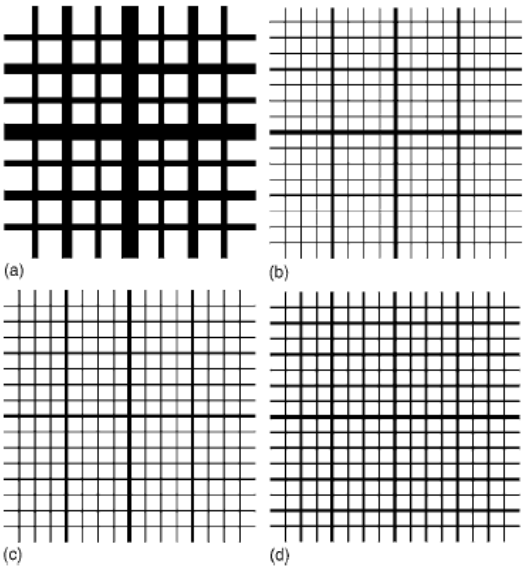


**Figure 9 : Différentes formes de grilles fractales utilisées par Hurst et Vassilicos [51]**

Tout comme Goh et coll  [61] qui ont utilisés des grilles fractales sur un bruleur à jets opposés. Les intensités de turbulence obtenues avec ce dispositif vont de 4 à 10% et le niveau d'isotropie est équivalent à celui généré par un swirl. Enfin Verbeek et coll [62] ont effectué une étude paramétrique sur un brûleur Bunsen utilisant une grille fractale associée à un swirl et ont démontré l'augmentation du u' par rapport à l'utilisation d'un swirl simple.

Le dispositif qui s'approche le plus des niveaux nécessaires de turbulence et d'isotropie est celui de Mazellier et coll. [13]. Dans cette étude, un système de trois grilles a été utilisé avec différents taux de blocage permettant d'exciter les petites échelles de la turbulence tout en conservant l'énergie des grandes structures. Ce système multi-grilles est schématisé sur la Figure 10.

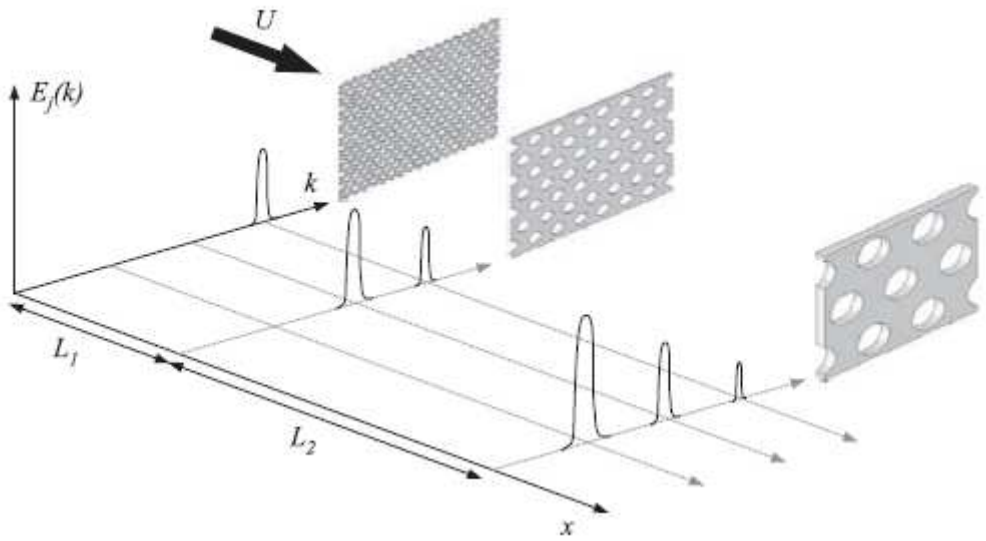


**Figure 10 : Principe de fonctionnement de la génération de turbulence multi-grilles [13]**

Ils ont ainsi obtenu des niveaux de turbulence d'environ 15% tout en étant homogènes et isotropes ce qui permet l'application directe de leurs résultats pour la simulation numérique. Ils ont appliqué ce système à un brûleur carré avec une flamme en V (stabilisée sur une barre).

Ce dernier dispositif nous amène au domaine principal de cette étude à savoir la combustion prémélangée turbulente.

## 2.3. Combustion prémélangée turbulente

Le thème principal de cette étude est l'alliance de la turbulence et de la combustion prémélangée. Il est donc nécessaire de faire un rappel sur la notion de flamme turbulente prémélangée ainsi que de présenter les différents nombres caractéristiques associés à ce type de flamme.

### 2.3.1. Rappels sur la flamme prémélangée turbulente

Ce type de flamme est très souvent présent dans le domaine industriel, notamment dans la production d'électricité et de chauffage, mais aussi dans les moteurs. Et pour cause, elle est plus énergétique qu'une flamme laminaire. En effet, Mallard et Lavoisier ont démontré dans les années 1880 que la turbulence avait un impact sur la vitesse de combustion d'une flamme. Damköhler [63] a ensuite précisé ce phénomène en 1940 en montrant que si l'épaisseur de flamme est largement plus faible que l'échelle de Kolmogorov, la turbulence entraîne une augmentation de la vitesse de combustion. En effet, l'augmentation de la surface de flamme et des mouvements de masse et de température permet une augmentation de la vitesse locale de combustion. Ceci a pour conséquence d'augmenter la production d'énergie d'une flamme par unité de volume. Cependant, les hypothèses nécessaires à l'analyse de ce type de flamme (condition d'homogénéité et d'isotropie discutées précédemment) montrent la difficulté à étudier ce phénomène.

Des nombres caractéristiques associés aux flammes turbulentes ont été déterminés afin de mieux comprendre ce phénomène. De plus, plusieurs études ont été réalisées afin de classer les interactions flamme/turbulence dans un diagramme recensant les différents régimes de flammes turbulentes.

### 2.3.2. Nombres caractéristiques

Ces nombres ont été définis afin de caractériser les interactions entre la turbulence et la chimie sur une flamme. Plusieurs types de flammes turbulentes ont ainsi été étudiés et les nombres caractéristiques ont permis leur classement dans le diagramme de combustion (voir Figure 14).

Le nombre de Reynolds turbulent [37], par exemple, est un nombre qui dépend des caractéristiques de l'écoulement telles que la vitesse fluctuante u' et l'échelle

intégrale $L_u$ ou encore l'échelle de Taylor pour le $Re_{\lambda}$ [64]ainsi que la viscosité cinématique $\nu$.

$$Re_t = \frac{u' L_u}{\nu} \tag{20}$$

Et

$$Re_\lambda = \frac{u' \lambda}{\nu} \tag{21}$$

Ce nombre permet de quantifier le niveau de turbulence de la flamme. Un deuxième nombre utilisé dans la caractérisation de l'interaction flamme/turbulence est le nombre de Damköhler. Celui-ci est défini comme le rapport du temps caractéristique de la turbulence $\tau_t$ (rapport entre l'échelle intégrale $L_u$ et la vitesse fluctuante u') et le temps caractéristique de la chimie $\tau_c$ (rapport entre l'épaisseur de flamme laminaire $\delta_L$ et la vitesse de combustion laminaire $S_L$).

$$Da = \frac{L_u}{\delta_L}\left(\frac{S_L}{u'}\right) \tag{22}$$

Lorsque ce nombre est grand, le temps caractéristique de la chimie est faible entraînant une faible épaisseur du front de flamme rendant sa structure interne insensible à la turbulence.

Cependant, pour avoir une information quant à l'interaction entre les petites échelles de turbulence et le front de flamme, il faut comparer l'échelle temporelle de Kolmogorov avec le temps caractéristique de la chimie. Ceci est réalisé grâce au nombre de Karlovitz Ka qui est le rapport entre le temps caractéristique de la chimie et le temps de Kolmogorov $t_\eta$.

$$Ka = \frac{\tau_c}{t_\eta} \tag{23}$$

Si on considère que le nombre de Schmidt est égal à 1 et que le nombre de Lewis est égal à 1, alors $\nu = D_{th}$ (avec $D_{th}$ la diffusion thermique). En associant les relations (17) et (18) on obtient :

$$t_\eta = \nu \eta^2 \tag{24}$$

En prenant en compte les hypothèses précédentes et la relation (24), on a :

$$\mathrm{Ka} = \left(\frac{\delta_L}{\eta}\right)^2 \tag{25}$$

Le critère de Klimov-Williams correspond à un nombre de Karlovitz égal à 1. Celui-ci représente la limite entre le régime de flammelettes et le régime de flammes plissées. Cette notion fut nuancée par la suite, notamment par Peters [65], qui montre que les petites structures pénètrent dans la structure interne du front de flamme à des nombres de Karlovitz supérieurs à 1. Cependant, les petites structures ne pénètrent pas forcément la zone de réaction. Il a donc introduit un autre nombre de Karlovitz prenant en compte ces résultats

$$\mathrm{Ka_r} = \delta\ \mathrm{Ka} \tag{26}$$

avec $\delta$ variant suivant les conditions de pression et de richesse [66]. La limite du régime de flammelettes a été établie pour un nombre de Karlovitz autour de 100.

On peut relier les trois nombres sans dimensions $\mathrm{Re_t}$, Da et Ka par la relation suivante :

$$\mathrm{Re_t} = \mathrm{Da}^2\mathrm{Ka}^2 \tag{27}$$

Car

$$\mathrm{Da}^2 = \left(\frac{\mathrm{L_u}}{\delta_L}\frac{\mathrm{S_L}}{\mathrm{u'}}\right)^2 \text{ et } \mathrm{Ka}^2 = \left(\frac{\delta_L}{\eta}\right)^4 \tag{28}$$

Donc

$$\mathrm{Da}^2\mathrm{Ka}^2 = \left(\frac{\mathrm{L_u}}{\delta_L}\frac{\mathrm{S_L}}{\mathrm{u'}}\right)^{\mathbf{2}}\left(\frac{\delta_L}{\eta}\right)^4 = \frac{\mathrm{Lu}^2\mathrm{S_L^2}}{\mathrm{u'}^2\eta^4} \tag{29}$$

D'après la relation (17)

$$\mathrm{Da}^2\mathrm{Ka}^2 = \frac{\mathrm{Lu}^2\mathrm{S_L^2}}{\mathrm{u'}^2\eta^4} = \frac{Lu^2\varepsilon\ {S_L}^2}{u'^2\nu^3} \tag{30}$$

Si on utilise la relation (15) on obtient :

$$\mathrm{Da}^2\mathrm{Ka}^2 = \frac{\mathrm{Lu}^2\mathrm{u}'^2}{\mathrm{u}'^2} = Re_T^2 \tag{31}$$

Admettons que le critère de Klimov-Williams représente bien la limite entre le régime de flammelettes et le régime de flammes plissées. Ces trois paramètres permettent la caractérisation des différents régimes de la combustion.

Pour un nombre de Reynolds turbulent inférieur à 1 ($Re_t$<1), la combustion est en régime laminaire.

Si maintenant $Re_t$ est supérieur à 1 et le nombre de Karlovitz Ka inférieur à 1 alors le front de flamme est plus mince que la dimension des plus petites structures de la turbulence. Celles-ci ne peuvent donc pas impacter la structure laminaire du front de flamme. Cependant, il est courbé et étiré sous l'effet de la turbulence (voir Figure 11).

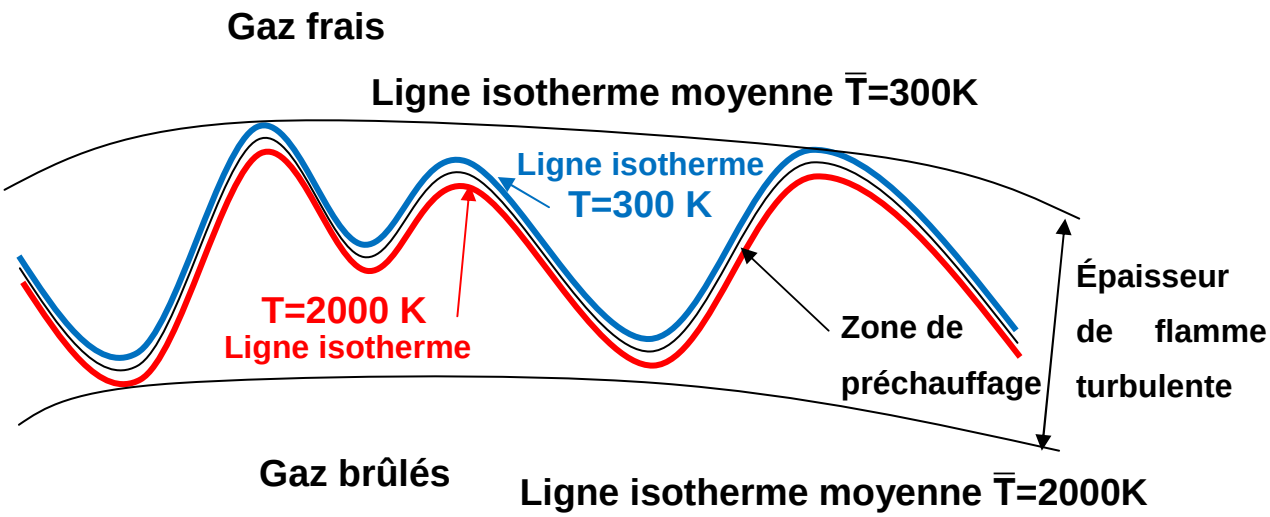


Figure 11 : Schéma d'un front de flamme en régime de flammelettes ou de flammes plissées

Un autre type de régime de combustion, celui de flamme plissée épaissie, est défini pour les valeurs de nombres caractéristiques suivants : Ka>1, $Ka_r$<1, Da>1 et $Re_t$>1. C'est un régime intermédiaire entre la flamme plissée et la flamme épaissie (voir Figure 12).

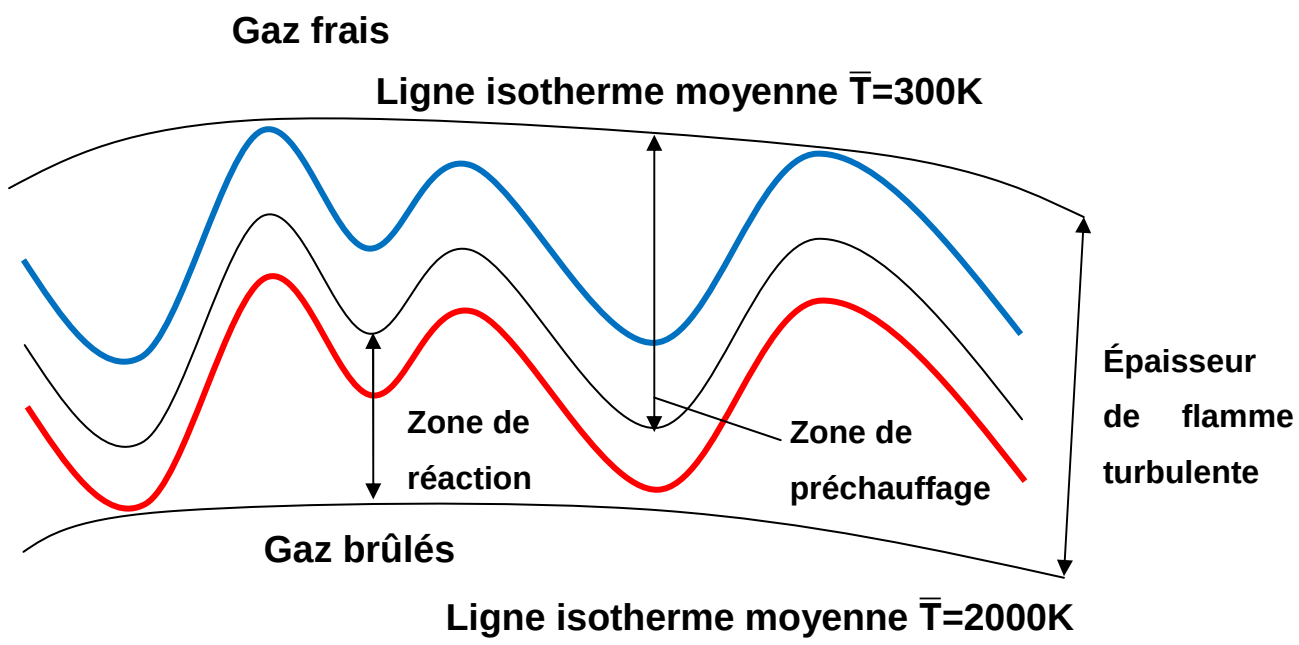


Figure 12 : Schéma du front de flamme en régime plissé épaissi

.

Enfin, le régime de flamme épaissie où la chimie de réaction se fait lentement se caractérise par Da < 1 et $Re_t$ > 1 (voir Figure 13).

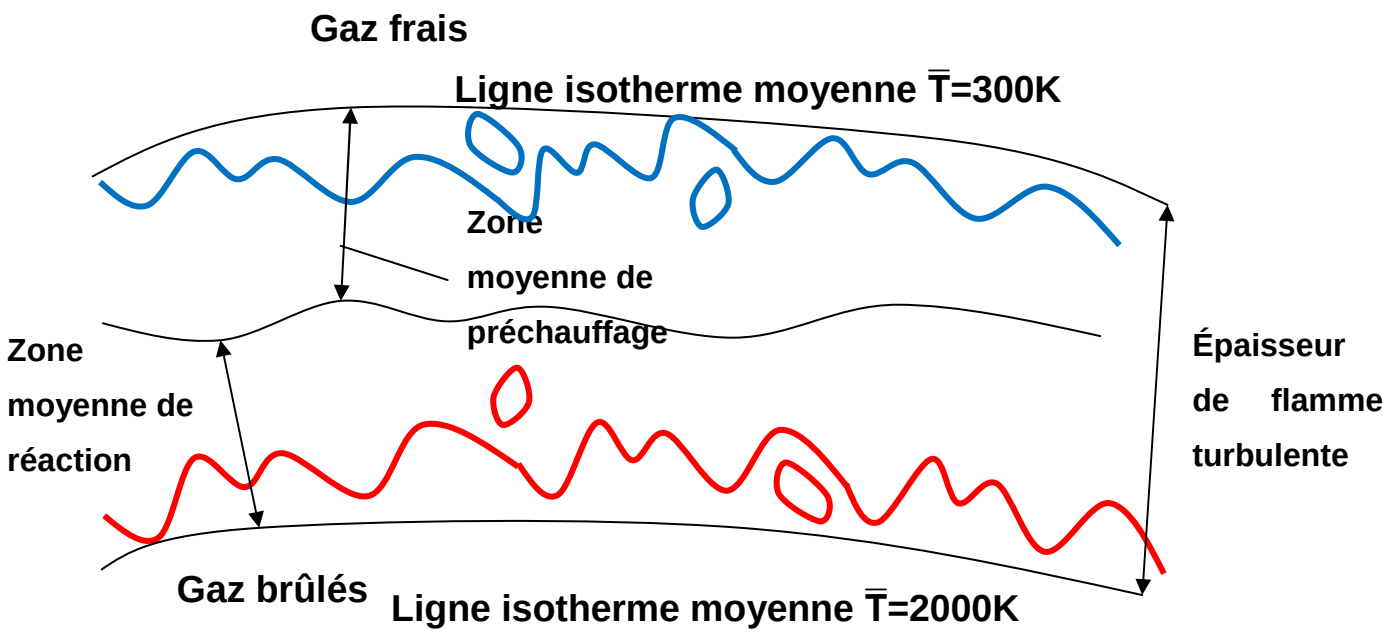


Figure 13 : Schéma d'un front de flamme en régime épaissi

Ces régimes de flammes prémélangées peuvent être représentés sur un diagramme.

### 2.3.3. Diagramme de combustion

Ces régimes montrant l'interaction flamme/turbulence sont représentés sur le diagramme de combustion. Plusieurs auteurs ont contribué à améliorer la représentation des phénomènes de la combustion prémélangée turbulente [19, 67-71].

Le diagramme de combustion montré sur la Figure 14 représente les différents régimes de combustion cités dans le paragraphe précédent. On observe que les interactions flamme/turbulence sont déterminées en fonction du rapport $u'/S_L$ et du rapport $L_u/\delta_L$, tous deux représentant le rapport entre un paramètre issu de la turbulence et un paramètre issu de la combustion prémélangée.

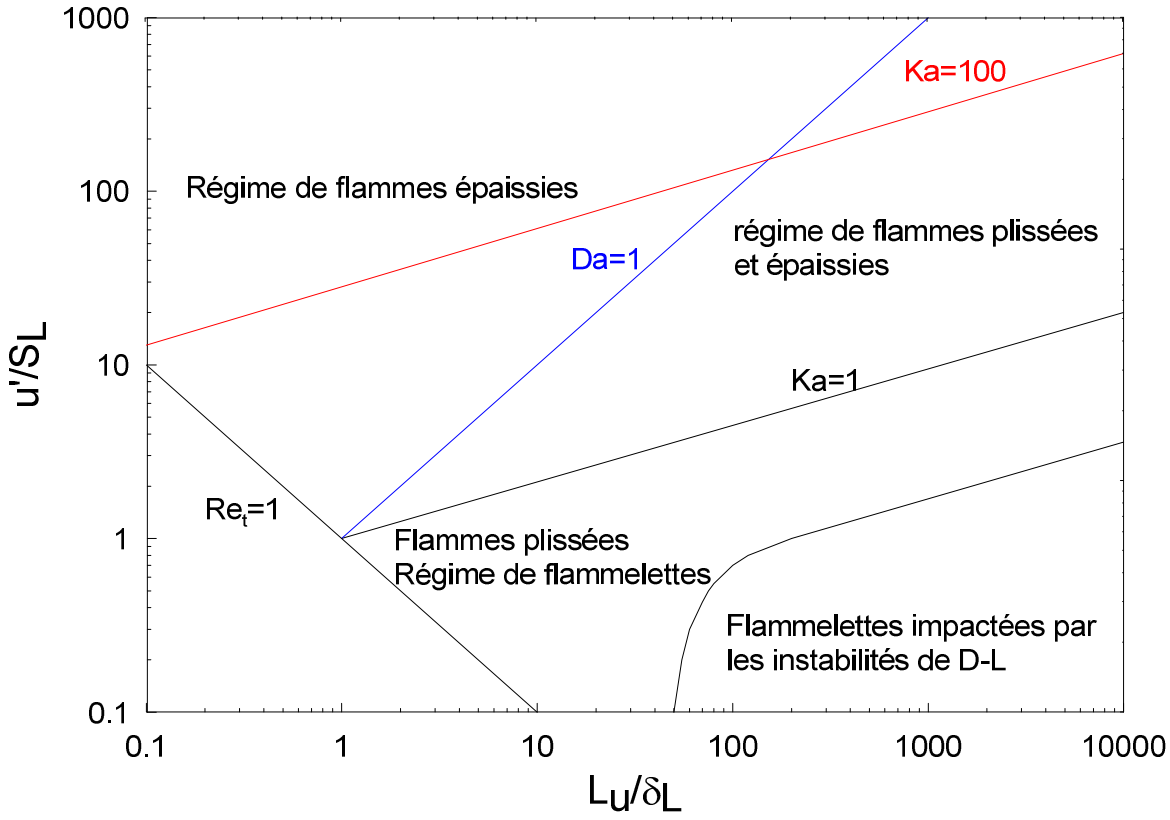


Figure 14 : Diagramme de combustion turbulente [71]

Des modifications de ce diagramme ont été effectuées par la suite, notamment par Bray [72], Peters [73] ou encore Chaudhuri [71] suite à différents travaux de simulation numérique [74, 75] ou expérimentaux [76] ayant montré que le domaine de flammelettes s'étendait au-delà de la limite de Klimov-Williams (Ka=1) car les petites structures entrent dans la zone de préchauffage sans perturber la zone de réaction laissant penser que celle-ci est très fine contrairement à la zone de préchauffage, qui elle, s'élargit avec la turbulence. Ceci a aussi été montré par Sung [77] et De Goey [78] avec des conditions où le nombre de Karlovitz était proche de 10.

Des précisions ont aussi été apportées, notamment par Chaudhuri et coll.[71] par rapport aux effets des instabilités de Darrieus-Landau dans le domaine des flammelettes. En effet, ils ont montré que ces instabilités ne prennent place que dans une certaine zone du diagramme des régimes de combustion correspondant au régime de flammes plissées comme montré sur la Figure 14. Ceci met en doute

certaines conclusions des études de Kobayashi et coll. [79] et de Liu et coll. [80, 81] qui imputent la modification du front de flamme, dans un régime de flammelettes, au-dessus de la zone déterminée par Chaudhuri, aux instabilités de Darrieus-Landau.

Ces études ont été faites avec un brûleur de type Bunsen et avec des flammes sphériques en expansion pour différents types de mélanges (méthane-air, syngaz-air). Ces études montrent l'importance du diagramme de combustion ainsi que la nécessité de l'améliorer dans les domaines où le niveau de turbulence est plus important. Pour cela, plusieurs dispositifs sont utilisés, les plus courants sont les chambres de combustion sphériques [51, 80, 81] et les brûleurs Bunsen [52, 53, 82-84].

### 2.3.4. La combustion turbulente prémélangée appliquée au brûleur Bunsen

Le choix fait pour cette étude est le brûleur de type Bunsen. Ces caractéristiques sont développées dans le chapitre 3.2. Ce type de brûleur a été beaucoup utilisé, car il correspond aux types de flammes présentes dans les turbines à gaz. L'utilité d'un tel dispositif est de caractériser le front de flamme afin de mieux le modéliser. Grâce aux différents moyens utilisés pour générer de la turbulence (voir chapitre 2.2.3) il est possible de voir l'effet de celle-ci sur la flamme.

Concernant l'effet des instabilités de Darrieus-Landau par exemple, il a été mis en avant par Kobayashi et coll. [85, 86] que la pression avait un effet sur les instabilités hydrodynamiques en utilisant la formule de dispersion de Sivashinsky [33]. Cependant, d'autres études plus récentes ont nuancé ces conclusions. Lipatnikov et Chomiak [87] ont conclu que rien n'indiquait que les instabilités de Darrieus- Landau jouent un rôle important dans les interactions flamme/turbulence. Creta et coll. [27] vont dans ce sens également en concluant que ces instabilités n'ont un impact que pour des régimes à de très faibles niveaux de turbulence. Ceci a été confirmé avec l'établissement d'un paramètre sans dimension par Chaudhuri et coll. [88] qui a permis l'ajout d'une zone où les instabilités de Darrieus-Landau pouvaient impacter le front de flamme (voir Figure 14).

La structure du front de flamme est aussi étudiée sur ce type de brûleur. Yuen et coll. [89] ont par exemple étudié le front de flamme pour différentes intensités de turbulence et différentes richesses pour déterminer la validité de l'hypothèse de

régime de flammelettes pour des nombres de Karlovitz supérieur à 1. Ils se sont aperçus que celle-ci n'était pas valable, car les différences entre les épaisseurs de flamme laminaire calculées et celles mesurées étaient différentes, ce qui vérifie les travaux de Buschmann et coll.[90].

Les études sur le front de flamme donnent aussi des indications sur les échelles des structures perturbant le front de flamme. Lachaux et coll. [52] ont montré que les petites échelles de turbulence (échelles de Taylor et de Kolmogorov) variaient avec les pressions suivant $P^{-1/2}$ pour les échelles de Taylor et $P^{-3/4}$ pour les échelles de Kolmogorov.

De plus, les effets des instabilités thermodiffusives sur la flamme ont aussi été déterminés par Lee et coll. [91] et Goix et coll. [92]. Ils ont montré que ces instabilités impactent peu les courbures du front de flamme. Ils ont fait varier le nombre de Lewis du mélange (en utilisant des mélanges hydrogène-air, méthane-air et propane-air à différentes richesses). Ils ont aussi montré que le paramètre $u'/S_L$ a un plus gros impact sur la turbulence de la flamme.

Les caractéristiques de combustion turbulente prémélangée discutées dans cette partie seront étudiées lors de ce travail. Les dispositifs expérimentaux utilisés sont décrits dans la section suivante.

# 3. Dispositif expérimental

Ce chapitre présente les différents dispositifs utilisés lors des expérimentations sur lesquelles se basent les différents résultats présentés dans ce manuscrit. La chambre de combustion est présentée ainsi que le brûleur avec ses différentes configurations de générateur de turbulence. Les différents diagnostics optiques utilisés, en milieu non réactif ou en milieu réactif, sont ensuite présentés.

## 3.1. Chambre haute pression

La chambre de combustion haute pression utilisée lors de ce travail est une enceinte cylindrique en acier à double paroi, composée de deux niveaux de 600 mm de hauteur pour un diamètre interne de 300 mm. Le volume interne de la chambre est d'environ 85 litres. La figure 15 montre que les deux sections cylindriques possèdent quatre ouvertures circulaires de 100 mm de diamètre situées à 90° les unes des autres permettant l'installation de hublots ou d'autres dispositifs, tels que le système d'allumage de la flamme.

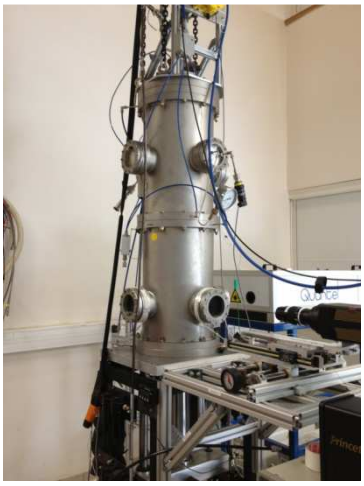

Figure 15: Chambre de combustion

La chambre est refroidie grâce à une circulation d'eau entre les deux parois permettant d'évacuer l'énergie produite par les flammes étudiées. Le débit d'eau maximal circulant dans la chambre est 9 l/min. Pour des questions d'optimisation du refroidissement par transfert thermique, l'entrée d'eau se fait par le bas et la sortie

par le haut. Chaque bloc est alimenté en parallèle afin de limiter les pertes de charge du système de refroidissement et de garantir un refroidissement identique pour chaque section. Ce dispositif permet d'évacuer 20 kW de puissance thermique ce qui est suffisant pour cette étude.

Le haut de la chambre est fermé par un couvercle permettant la récupération des condensats. Ces condensats sont d'abord collectés puis évacués par l'intermédiaire d'un réservoir tampon.

Les parois internes de la chambre de combustion sont recouvertes d'une peinture noire résistante thermiquement limitant ainsi les réflexions parasites de la lumière laser. Les accès optiques permettant l'observation par la caméra et le passage des faisceaux laser sont des hublots en verre BK7 ou en quartz HQ310 d'épaisseur 27 mm et de 100 mm de diamètre.

## 3.2. Brûleur

Le brûleur utilisé est un brûleur de type Bunsen avec un diamètre interne de 25 mm. Ce brûleur est identique à celui utilisé dans les travaux de Lachaux [8] et Halter [9]. Il est représenté sur la Figure 16.

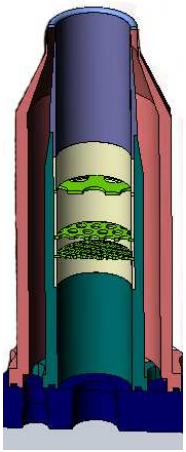

**Figure 16 : Brûleur utilisé dans cette étude avec une configuration multi-grilles**

Une flamme pilote est établie autour du brûleur principal afin de permettre la stabilisation de la flamme notamment pour des conditions de richesse pauvre. Cette flamme pilote est une flamme méthane-air de faible puissance afin de ne pas perturber la flamme principale.

Le système multi-grilles constitue la nouveauté de cette étude et il sera intéressant de le confronter avec le système mono-grille. Chaque système de génération de turbulence est placé à 65 mm en amont de la sortie du brûleur afin d'avoir des conditions turbulentes optimales au niveau de la flamme.

### 3.2.1. Dispositif mono grille

La génération de la turbulence par simple grille a été faite à partir de la grille représentée sur la Figure 17.

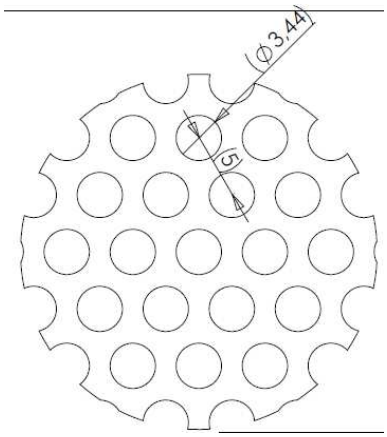


**Figure 17 : Grille utilisée pour la génération de turbulence par mono-grille**

Le diamètre des trous de cette grille est de 3,44 mm et la taille de la maille est de 5 mm ce qui donne un facteur de blocage de 0,57.

Cette grille est aussi utilisée dans le système multi-grilles en tant que grille intermédiaire.

### 3.2.2. Dispositif multi-grilles

Le dispositif multi-grilles est composé de trois grilles ayant des diamètres de trous différents. L'utilisation de ces trois grilles différentes a pour but de simuler la cascade de Kolmogorov et ainsi d'exciter toutes les échelles de turbulence y compris les petites échelles. Son schéma de principe est représenté sur la Figure 18.

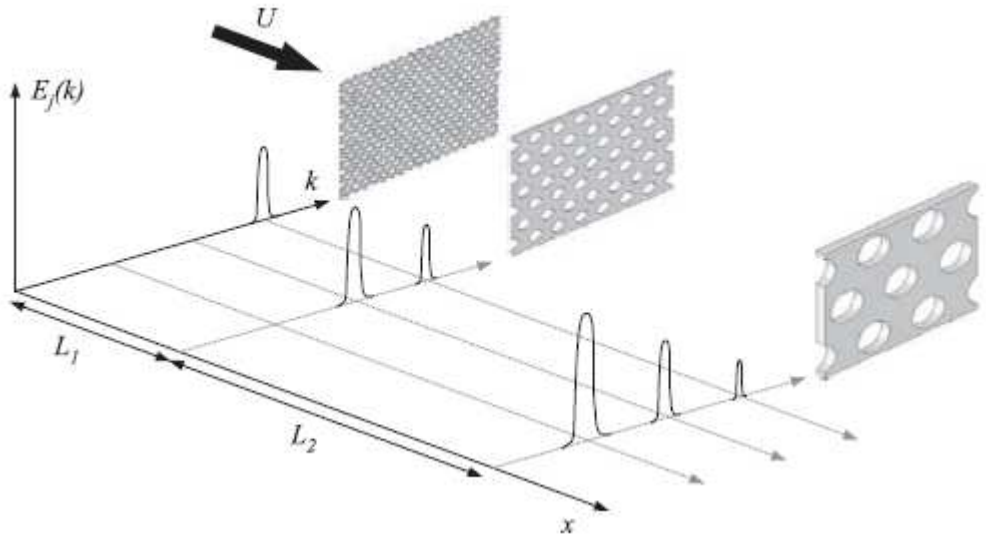


Figure 18 : Schéma de principe du dispositif multi-grilles de génération de turbulence [13]

Les grilles sont disposées de la même manière que sur la Figure 16 avec la grille du dessus située à la même distance de la sortie du brûleur que la mono-grille afin d'avoir un point de comparaison spatial, à savoir 65 mm.

Les caractéristiques des grilles sont synthétisées dans le tableau suivant :.

Tableau 1 : Caractéristiques du système multi-grilles

| Grille | Diamètre de trou $d_j$ (mm) | Maille $M_j$ (mm) | Facteur de blocage $\sigma_j$ (%) | Coefficient de perte de charge $K_j$ |
|---|---|---|---|---|
| Grille amont (j=1) | 1,55 | 2 | 46 | 2,43 |
| Grille centrale (j=2) | 3,44 | 5 | 57 | 4,41 |
| Grille aval (j=3) | 7,5 | 12,5 | 67 | 8,18 |

La distance entre chaque grille a été choisie en se basant sur le travail de Mazellier et coll. [13]. Elle est définie comme la taille de la maille de la grille amont multipliée par 3,5 (critère déterminé à partir de la simulation numérique [13] comme étant le coefficient permettant d'avoir un taux de turbulence optimal).

Afin de faire la comparaison entre le dispositif multi-grilles et le dispositif mono-grille, il est nécessaire de connaître les caractéristiques géométriques du générateur de turbulence multi-échelles.

Tout d'abord, il faut définir un diamètre hydraulique équivalent $d_{eq}=4\Sigma_j S_j/P_{mj}$ pour le système multi-grilles avec $S_j$ la surface ouverte et $P_{mj}$ le périmètre mouillé total de la $j^{ème}$ grille. $d_{eq}$ peut aussi se définir comme suit :

$$d_{eq} = \frac{\sum_j (1-\sigma_j)}{\sum_j \frac{1-\sigma_j}{d_j}} \tag{32}$$

D'après cette relation et les données des différentes grilles, on obtient un $d_{eq}\approx 2{,}5$ mm. Le coefficient de perte de charge $K_j$ de la $j^{ème}$ grille est défini comme [93, 94] :

$$K_j = \frac{1-(1-\sigma_j)^2}{(1-\sigma_j)^2} \tag{33}$$

Définissons le coefficient de perte de charge équivalent du système multi-grilles $K_{eq}= \Sigma_j K_j$. Il est possible de calculer le taux de blocage équivalent du dispositif multi-échelles $\sigma_{eq}$ à partir de l'équation (33) et des données du Tableau 1 ce qui donne $\sigma_{eq}=0{,}75$.

On connaît la relation entre le facteur de blocage, la taille de la maille et le diamètre des trous d'une grille :

$$\sigma_j = 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}}\left(\frac{d_j}{M_j}\right)^2 \tag{34}$$

On peut ainsi calculer la maille équivalente $M_{eq}$ qui est environ égale à 4,8 mm ce qui est très proche de la maille de 5 mm de la grille utilisée pour le dispositif mono-grille. On peut cependant remarquer la grande différence entre les taux de blocage des deux dispositifs Pour caractériser les effets d'un tel dispositif en milieu non réactif et en milieu réactif, plusieurs diagnostics ont été utilisés et sont détaillés dans la partie suivante.

## 3.3. Diagnostics expérimentaux

Pour comparer la turbulence générée par le dispositif multi-grilles par rapport au système mono-grille en milieu réactif et en milieu non réactif, plusieurs diagnostics ont été utilisés lors de cette étude.

### 3.3.1. Caractérisation du milieu non réactif

L'étude en milieu non réactif a pour but de déterminer les avantages et les inconvénients du dispositif multi-grilles d'un point de vue aérodynamique. Pour ce faire les diagnostics d'anémométrie fil chaud, de vélocimétrie Doppler laser et de PIV rapide ont été utilisés.

#### 3.3.1.1. Anémométrie fil chaud à 1 dimension

Le diagnostic d'anémométrie fil chaud à une dimension permet d'obtenir des données de vitesse d'écoulement avec une grande fréquence d'acquisition permettant d'obtenir des spectres d'énergie cinétique de bonne qualité. Une étude de synthèse sur les caractéristiques de ce diagnostic a été faite par Comte-Bellot [95].

Le principe de ce diagnostic est de placer dans l'écoulement un filament chauffé de quelques micromètres d'épaisseur. La température du filament étant supérieure à la température de l'écoulement, celui-ci va refroidir le filament par convection forcée. La perte de chaleur du fil peut ainsi être reliée à la vitesse de l'écoulement par la loi d'échange thermique [96].

Dans l'étude présente, la technique utilisée est celle du fil à température constante. Comme son nom l'indique, la température du filament est maintenue constante à travers l'écoulement à l'aide d'un asservissement électrique. La fluctuation de vitesse de l'écoulement est donc directement observable à l'aide de la fluctuation de tension utilisée pour maintenir le filament à température constante. La valeur de la température de l'écoulement est liée en première approximation à la tension aux bornes du filament e(t) par la loi de King qui s'écrit :

$$e(t) = A^{FC}(T_a)\hat{u}(t)^{0.45} + B^{FC}(T_a) \tag{35}$$

Avec $A^{FC}$ et $B^{FC}$ des constantes associées au fil et déterminées par étalonnage et $T_a$ la température de l'écoulement. $\hat{u}(t)$ représente la vitesse de l'écoulement

(perpendiculaire au fil) à l'instant t. En connaissant les coefficients $A^{FC}$ et $B^{FC}$ ainsi que la température de l'écoulement, on obtient une relation simple entre la vitesse de l'écoulement et la tension aux bornes du fil chaud.

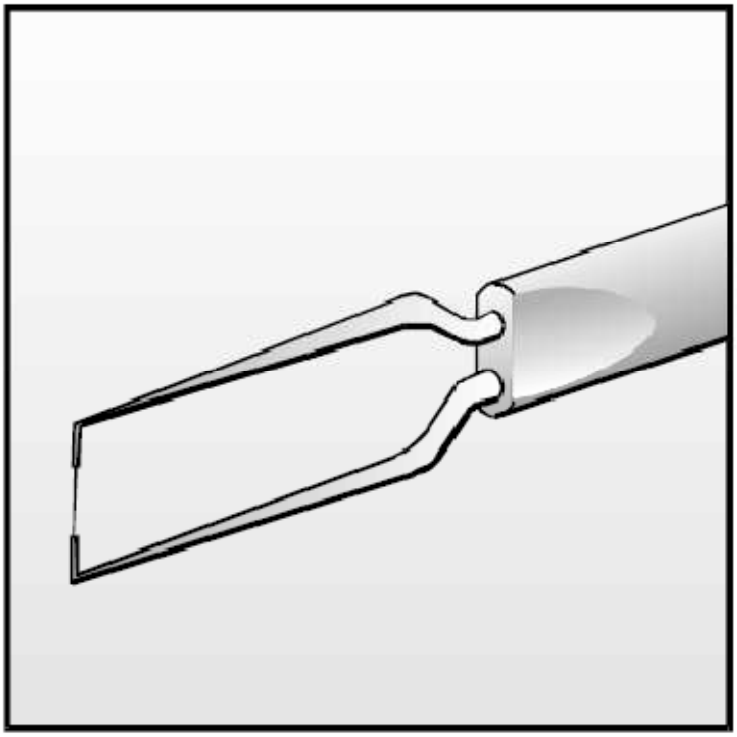

**Figure 19: Schéma de l'anémomètre à fil chaud Dantec Dynamics utilisé lors de cette étude**

Le matériel utilisé dans cette étude est une sonde fil chaud à une dimension 55P11, avec une résolution spatiale de 1,25 mm, associé à un module StreamLine Pro de Dantec Dynamics et piloté par ordinateur à l'aide du logiciel StreamWare pro 5.2. La fréquence d'échantillonnage choisie est de 30kHz et la fréquence de coupure est d'environ 1,5 kHz suivant la documentation technique (Figure 19).

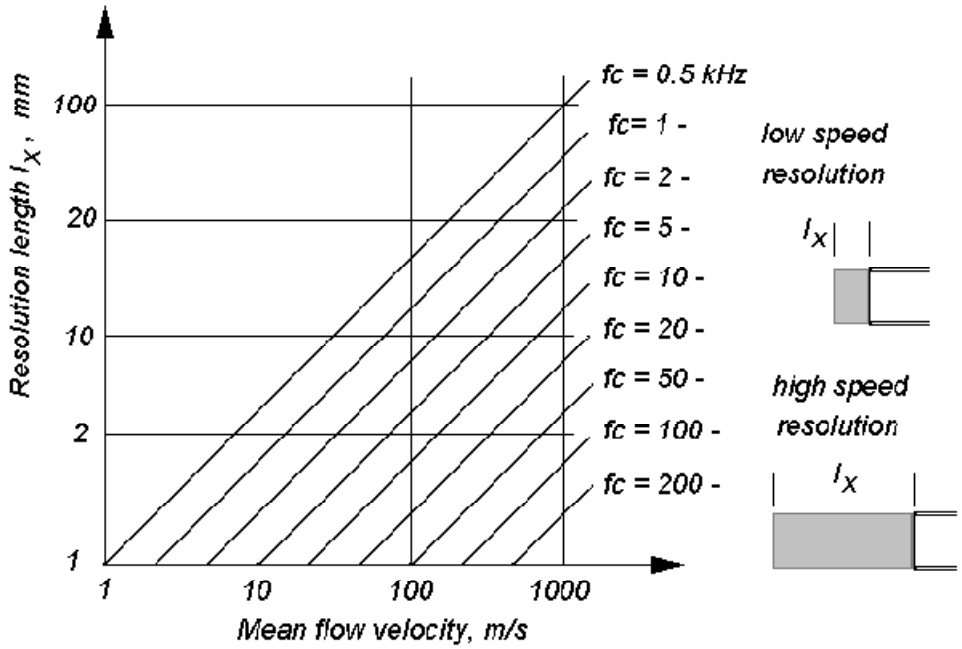


**Figure 20 : fréquences de coupure de l'anémomètre fil chaud suivant sa résolution spatiale et la vitesse moyenne du fluide étudié**

L'avantage de cette méthode est qu'aucun ensemencement n'est nécessaire et la fréquence d'acquisition élevée et constante permet une meilleure analyse des spectres énergétiques de l'écoulement.

La démarche utilisée dans cette étude a été de faire un étalonnage à l'aide d'une soufflerie où les vitesses de l'écoulement sont connues. La mesure de tension est faite pour chaque vitesse. Le polynôme liant la vitesse à la tension est ainsi déterminé et utilisé pour déduire la vitesse de l'écoulement lors des expériences.

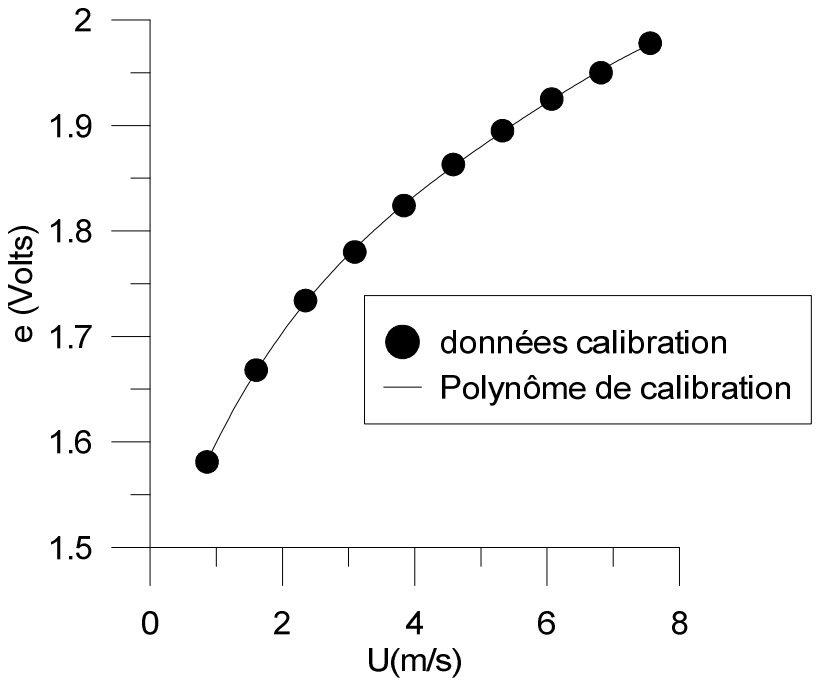


Figure 21 : Courbe de calibration et polynôme associé à pression atmosphérique

L'étalonnage en pression s'est fait dans la chambre de combustion ; les données de vitesses obtenues en LDA (dispositif expliqué dans le chapitre suivant) ont été comparées avec celle du fil chaud à pression atmosphérique et après vérification de la concordance des vitesses à pression atmosphérique, l'étalonnage a été fait directement dans les conditions de pressions investiguées. Le point de référence pris pour cet étalonnage a été le point où la fluctuation de vitesse était la plus faible au-dessus du brûleur.

#### 3.3.1.2. Anémométrie Doppler Laser (LDA)

Le diagnostic de LDA à 2 dimensions utilisé lors de cette étude a permis de déterminer les composantes axiales et radiales des vitesses de l'écoulement turbulent issu du brûleur et d'obtenir des informations sur la turbulence locale de l'écoulement.

Le principe de la LDA est basé sur la formation d'un volume de mesure obtenu en croisant deux faisceaux cohérents et monochromatiques, créant ainsi une zone de frange d'interférence comme schématisée sur la Figure 22.

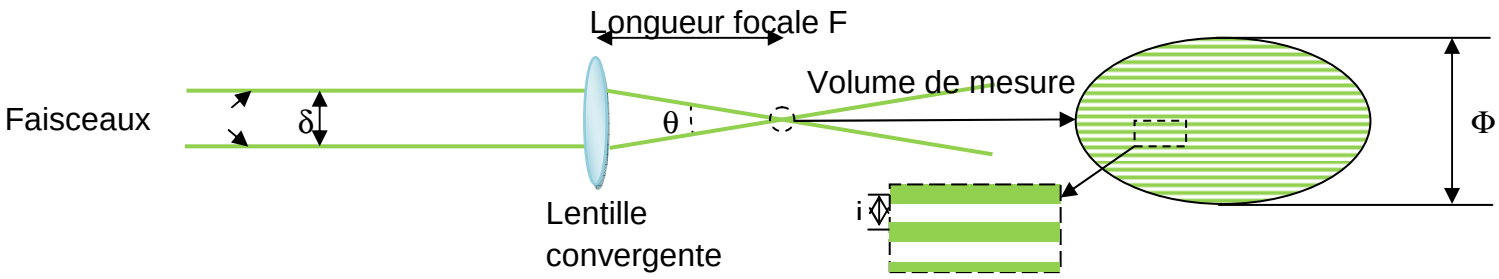


**Figure 22 : Schéma de principe du diagnostic laser LDA avec zoom sur le volume de mesure et franges d'interférences**

La relation suivante permet de relier l'angle θet la focale F de la lentille convergente.

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\delta}{2F} \tag{36}$$

La zone de frange est de forme elliptique et les caractéristiques des faisceaux laser incidents déterminent ses caractéristiques géométriques (diamètres et interfranges). Prenons Φ le diamètre utile du volume de mesure déterminé grâce à la relation

$$\Phi = \frac{4\lambda F}{\pi n D_{\frac{1}{e^2}}} \tag{37}$$

avec l la longueur d'onde des faisceaux incidents, $D_{\frac{1}{e^2}}$ le diamètre des faisceaux en sorties des lasers et n l'indice de réfraction du milieu. L'interfrange i (distance entre deux franges lumineuses) est déterminée avec la relation :

$$i = \frac{\lambda F}{n\delta} \tag{38}$$

avec δ la distance qui sépare les deux faisceaux parallèles incidents avant de passer dans la lentille convergente. Le rapport entre l'interfrange et le diamètre du volume de mesure donne directement le nombre franges N :

$$N = \frac{\Phi}{i} \tag{39}$$

L'écoulement est ensemencé de fines particules d'huile d'olive n'impactant pas sa vitesse. On suppose donc que la vitesse des gouttes d'huile est la même que celle de l'écoulement. La vitesse de ces gouttes est déterminée grâce au passage de celles-ci dans le volume de mesure. En effet, quand une goutte passe dans le volume de mesure, elle traverse une raie lumineuse puis une raie sombre et va réémettre sous forme de diffusion de Mie la lumière absorbée dans une frange lumineuse. Un photomultiplicateur récupère ensuite le signal appelé « bouffée Doppler » (Figure 23).

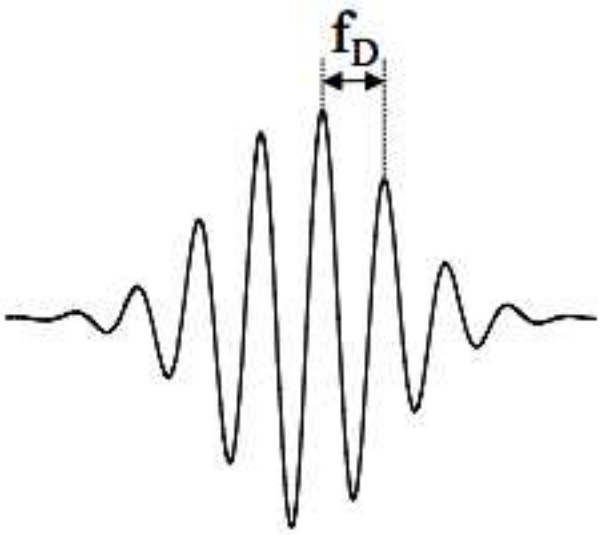


Figure 23 : Représentation d'une "bouffée Doppler"

Les raies centrales du volume de mesure sont plus lumineuses que les raies périphériques ce qui explique que le signal est plus intense au centre. Cependant, seule l'information sur la fréquence est utilisée.

Ce signal tel quel ne peut pas être utilisé pour déterminer le sens de déplacement des particules (de haut en bas ou de bas en haut) et par conséquent la direction de la vitesse. Afin d'avoir cette donnée, une cellule de Bragg est installée sur le trajet optique d'un des lasers incidents et entraîne un décalage en fréquence du faisceau de 40MHz. Ceci a pour conséquence de créer un défilement des franges d'interférence et ainsi permettre de déterminer le sens de déplacement de la particule.

Grâce à cette méthode, on obtient la vitesse (u) de la particule et par conséquent celle du fluide. On a

$$u = f_D * i \tag{40}$$

avec $f_D$ la fréquence de la bouffée Doppler, u la vitesse instantanée de la particule et i la distance interfranges. Cette méthode permet la mesure de la composante de vitesse perpendiculaire aux franges.

Pour cette étude, un laser Argon ionisé SpectraPhysics 2017 d'une puissance de 6W produisant un faisceau bichromatique a été utilisé. Ce faisceau est composé majoritairement de deux longueurs d'onde, $\lambda$ = 488nm (couleur bleue) et $\lambda$ = 514,5 nm (couleur verte). Un séparateur de couleur ColorBurst de TSI permet de dissocier ces deux longueurs d'onde en deux faisceaux distincts et de les dédoubler afin d'avoir deux paires de faisceaux monochromatiques. Un des faisceaux de chaque paire passe par une cellule de Bragg afin de créer un décalage en fréquence. Ils sont ensuite acheminés via des fibres optiques jusqu'à la sonde d'émission afin d'être focalisés avec une lentille convergente de 363 mm de focale et former deux volumes de mesure (une pour les mesures axiales et une pour les mesures radiales) comme ceci est montré sur les Figure 24 et Figure 25.

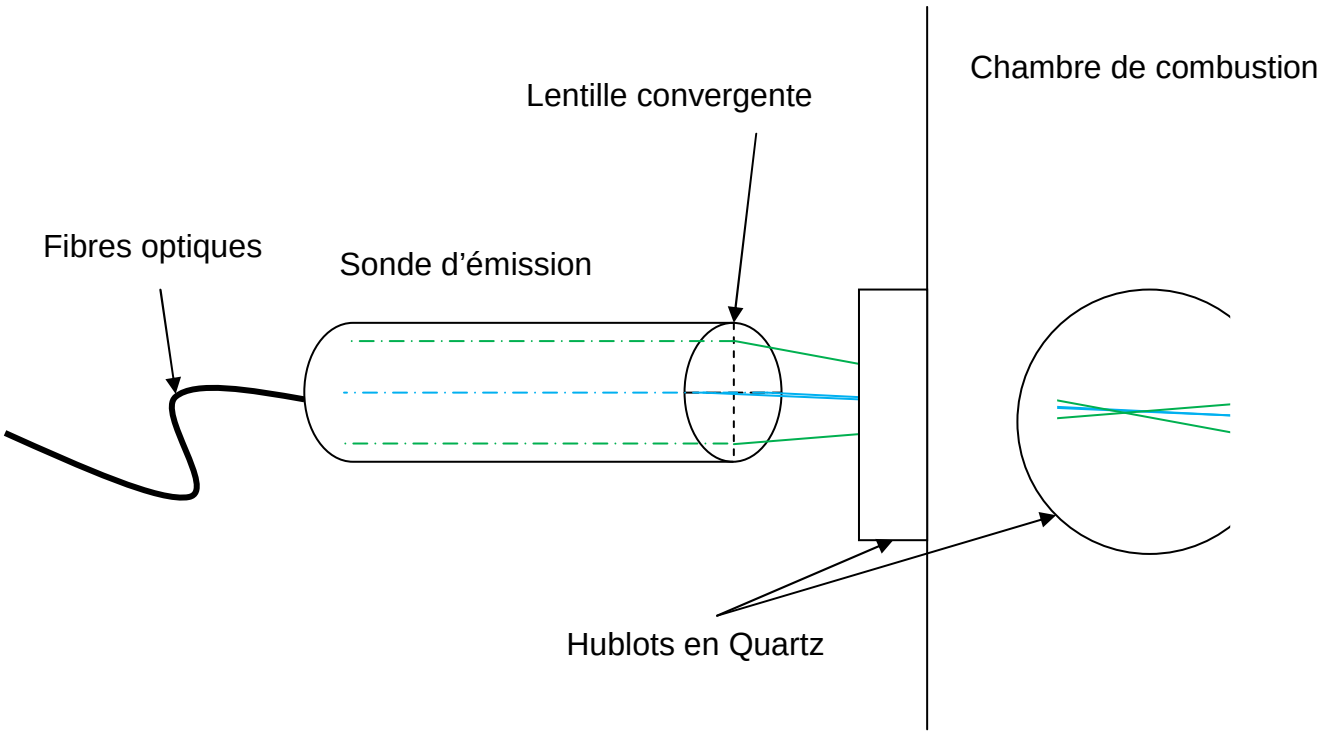


Figure 24 : Schéma du système de focalisation laser de la sonde LDA

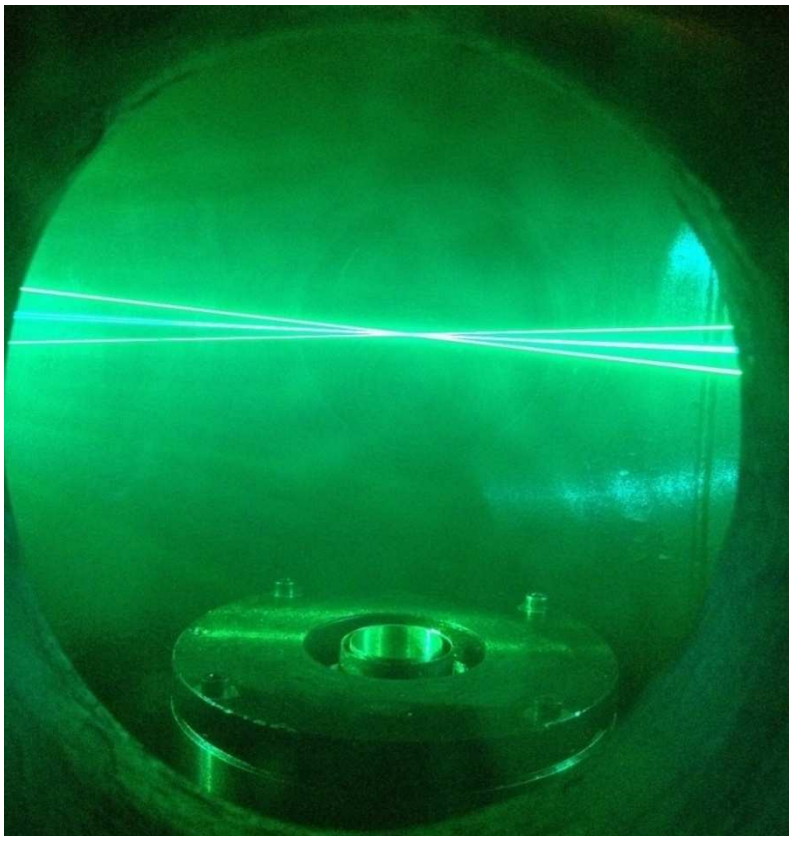

Figure 25 : Visualisation de la fenêtre de mesure lors des expérimentations en milieu non réactif

Les franges du dispositif bidimensionnel sont schématisées sur la Figure 26.

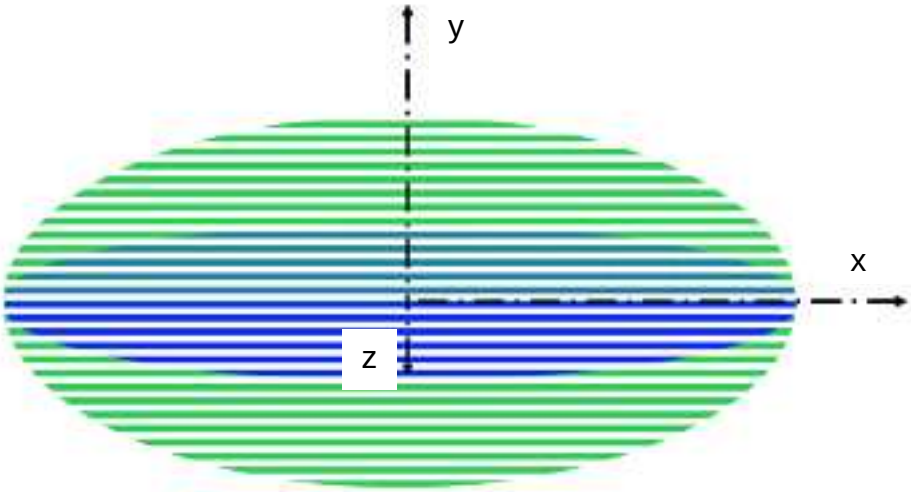


Figure 26 : Schéma des deux plans de mesure pour le LDA bidimensionnel

Les données des particules traversant les deux systèmes de franges sont récupérées par le récepteur qui est focalisé sur le volume de mesure et sont

transmises via des fibres optiques vers un système PDM 1000 de TSI (système composé de photomultiplicateurs et d'amplificateurs) qui permet la conversion signal lumineux/signal électrique. Ensuite les signaux sont envoyés vers un processeur FSA 3500 (TSI) qui va évaluer la fréquence de passage de chaque particule et envoyer l'information au logiciel FlowSizer de TSI.

Le Tableau 2 récapitule les caractéristiques des deux volumes de mesures.

**Tableau 2 : Caractéristiques des deux systèmes de franges**

| | λ=514,5nm (vert) | λ=488nm (bleu) |
|---|---|---|
| diamètre du faisceau laser (mm) | 2,8 | 2,8 |
| écart δ entre les 2 faisceaux (mm) | 50 | 50 |
| demi-angle d'intersection des faisceaux θ (°) | 3,95 | 3,95 |
| diamètre utile du volume de mesure Φ (µm) | 84,93 | 80,55 |
| interfrange i (µm) | 3,73 | 3,54 |
| nombre de franges N | 24 | 24 |

Une fois les informations de vitesses et de temps exportées du logiciel, elles sont post-traitées en utilisant le logiciel MATLAB afin d'obtenir les informations sur les vitesses fluctuantes axiales (u') et radiales (v'). Les vitesses moyennes U et V sont déterminées et l'intensité de turbulence aussi. On détermine aussi l'échelle intégrale L de turbulence par intégration de la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes. En validant l'hypothèse de Taylor, les autres échelles de la turbulence sont déterminées.

L'analyse spectrale est possible avec ce dispositif, mais le comportement aléatoire des particules fait qu'elles ne passent pas à intervalle régulier dans le volume de mesures. Pour faire cette étude, une interpolation est nécessaire afin de rendre l'échantillonnage régulier et faire ainsi les opérations nécessaires pour établir les spectres. Ces études ne montrant pas de résultats très précis, les résultats obtenus à partir des mesures par anémométrie fil chaud ont été préférés.

Les diagnostics utilisés dans le milieu non réactif permettent de mettre en évidence les caractéristiques aérodynamiques du système multi-grilles par rapport au système simple grille. En milieu réactif cependant, les paramètres investigués concernent la structure même de la flamme ; d'autres diagnostics ont donc été utilisés pour les déterminer.

### 3.3.2. Caractérisation du milieu réactif

Les diagnostics utilisés en milieu réactif ont pour but de déterminer les caractéristiques des flammes étudiées. Afin d'avoir des données sur les courbures de flamme, la méthode de tomographie laser a été sélectionnée.

#### 3.3.2.1. Tomographie Laser

La tomographie laser est une technique utilisée pour déterminer la structure du front de flamme à l'aide d'une nappe laser et d'un ensemencement du prémélange combustible-air.

##### 3.3.2.1.1. Principe de la tomographie Laser

La tomographie par plan laser, comme le diagnostic LDA, se base sur la diffusion de la lumière par effet Mie. Mais contrairement à la LDA qui est un diagnostic ponctuel, la tomographie laser est utilisée afin de voir une coupe centrale de la flamme. Les particules d'huile utilisées comme ensemencement vont intercepter le plan laser et diffuser la lumière. Une caméra disposée perpendiculairement à ce plan laser récoltera cette lumière diffusée. L'huile s'évapore et se consume au niveau du front de flamme ce qui permet d'observer la structure instantanée de celui-ci dans le plan d'observation.

Pour cette étude, un laser Nd-YAG pulsé Brilliant-B de QUANTEL ayant une puissance de 800 mJ par pulse émettant à 532 nm à une fréquence de 10 Hz a été utilisé. La durée de pulse du laser est environ 5 ns. La capture d'image s'est faite en utilisant une des deux caméras suivantes. La première est une caméra PIV-CAM 10 30 de TSI avec une résolution de 1008x1016 pixels$^2$ et la seconde une caméra CCD PowerView Plus 4MP de TSI avec une résolution de 2048x2048 pixels$^2$. Un objectif Nikkor (105 f/2.8D) a été utilisé afin d'obtenir le champ d'observation adéquat.

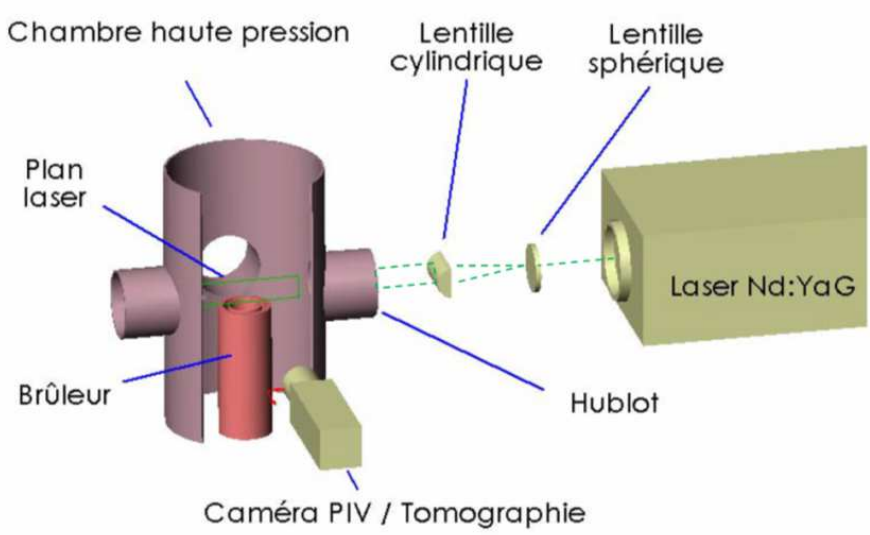


Figure 27 : Schéma de principe de la tomographie laser

Le diamètre initial du faisceau laser est de 9mm, il passe au travers d'une lentille sphérique convergente de 200 mm de focale et d'une lentille cylindrique de focale -75 mm afin de créer la nappe laser. Cette nappe laser a une hauteur d'environ 100mm. Cette configuration de laser est la même pour toutes les expériences réalisées en tomographie laser simple.

Une fois la nappe laser alignée sur le centre du brûleur, elle illumine les particules d'huile contenues dans les gaz frais. Ces particules s'évaporent au niveau de la zone de préchauffage (environ 500 K) du front de flamme. Cela permet l'acquisition à l'aide de la caméra CCD d'avoir une image conditionnelle de la flamme avec un signal lumineux dans les gaz frais (T< 500 K) et une absence de signal pour les gaz brûlés (T>500K). Un exemple d'image obtenue lors des expérimentations utilisant le diagnostic de tomographie laser est représenté Figure 28.

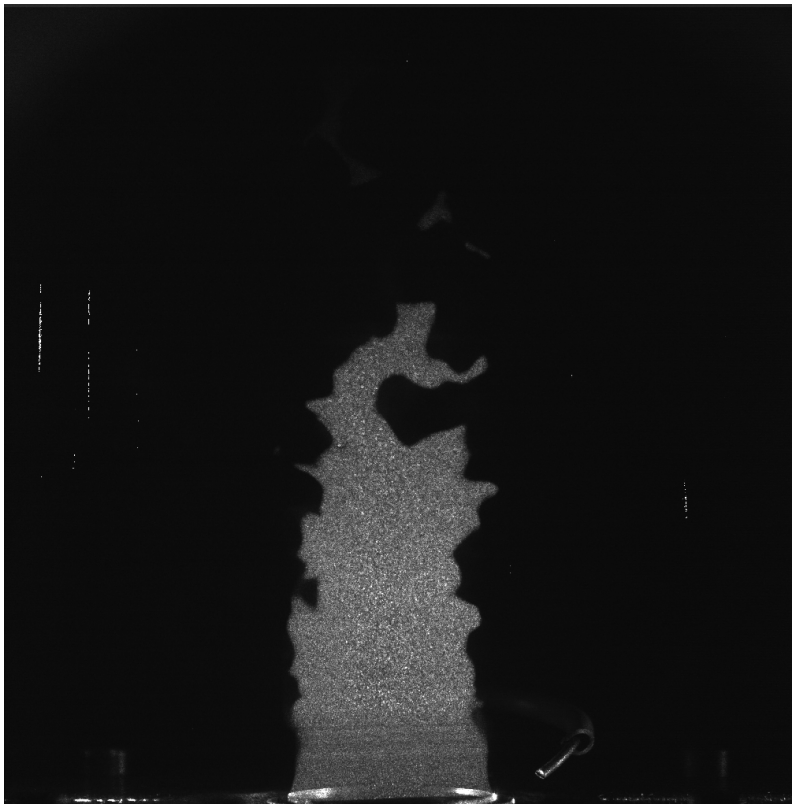

**Figure 28: Image obtenue par tomographie laser d'une flamme méthane - air de richesse 0,7 à pression atmosphérique**

Les post-traitements de ces images ont été effectués avec le logiciel Matlab. Les programmes utilisés sont dérivés de ceux utilisés lors des travaux de Fabien Halter [9] et de Cécile Cohé [10]. L'optimisation de ce programme, liée aux changements de résolution entre les différentes caméras utilisées ainsi que le filtrage des images binarisées, a été effectuée pendant ce travail de thèse. Chaque amélioration a été testée puis validée pendant ces travaux.

##### 3.3.2.1.2. Traitement sur image brute

Pour chaque expérience, 1000 images sont collectées. Des images codées en 8 bits pour la caméra CCD PIV-CAM et des images 12 bits pour la caméra CCD PowerView. Dans tous les cas, les images brutes sont dans un premier temps filtrées en enlevant le bruit de fond (image moyenne de 100 images du fond sans flamme avec laser). Ceci permet d'éliminer au maximum l'effet des réflexions parasites ainsi que les effets de l'inhomogénéité de la nappe laser. Une fois filtrée, l'image est binarisée afin de n'avoir que les gaz frais et les gaz brûlés sur l'image. Le seuil de binarisation est déterminé en traçant la densité de probabilité de l'image en noir et blanc (Figure 29).

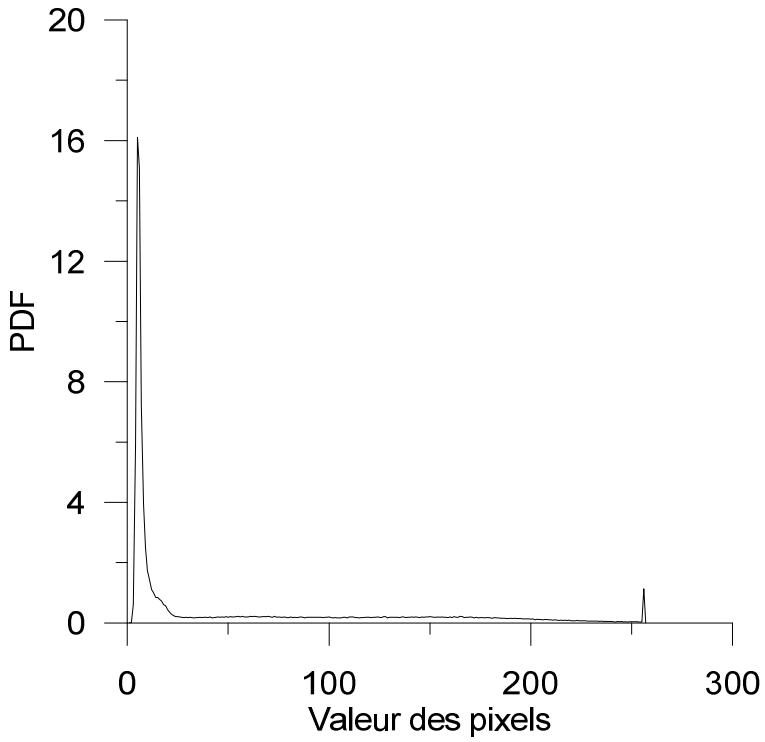


Figure 29 : PDF de l'intensité des pixels d'une image tomographique en niveau de gris

On observe sur la Figure 29 deux pics. Le pic observé pour des valeurs proches de 0 représente les gaz brûlés (absence de signal). Le deuxième pic observé pour des valeurs proches de 255 représente les gaz frais (signal important). La valeur de pixel située au centre de ces deux pics est alors définie comme seuil de binarisation. Les valeurs inférieures à ce seuil sont mises à la valeur de 0 et les valeurs au-dessus de ce seuil sont mises à la valeur de 255.

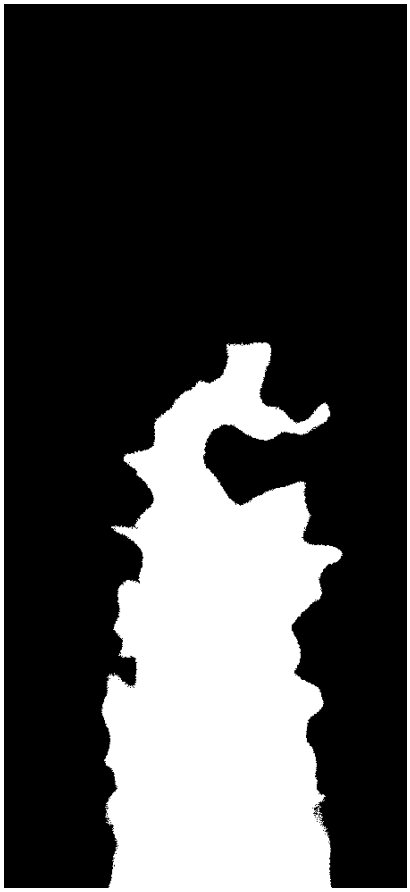

Figure 30 : Image binarisée d'une flamme méthane-air de richesse 0,7 à pression atmosphérique

On observe sur la Figure 30 une image binarisée filtrée permettant la détermination du contour du front de flamme grâce à l'application d'un opérateur gradient, car le gradient est nul sur l'image sauf au niveau du contour. Cependant, un bruit de pixellisation est engendré par ce traitement et nécessite un filtrage. L'utilisation d'un filtre passe-bas de « Butterworth » a été choisie dans cette étude. La résolution des images étant variable avec le type de caméra utilisée, une mise à l'échelle a été effectuée pour déterminer la conversion entre pixel et mm. Le millimètre sera la référence pour les travaux effectués lors de cette thèse. Les coefficients du filtre passe-bas de « Butterworth » ont donc été configurés dans cette optique. L'effet de ce filtre peut être observé sur la Figure 31.

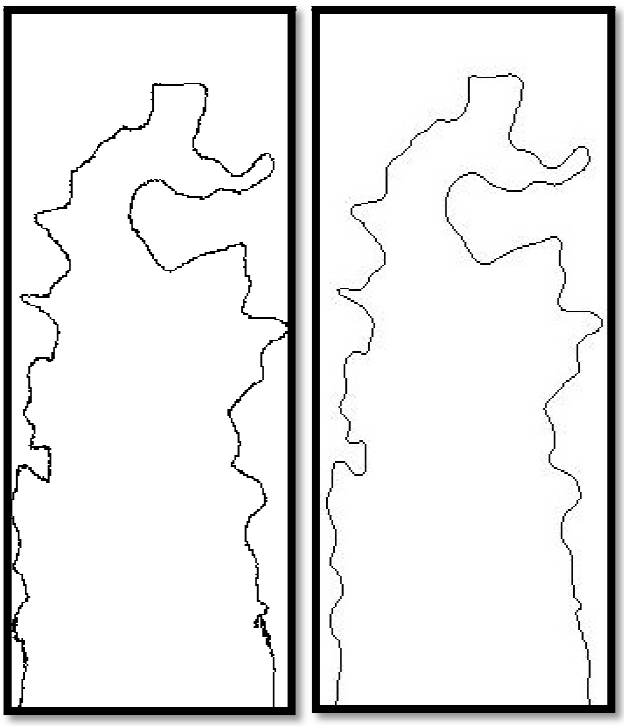

Figure 31 : Contour non filtré (à gauche) et contour filtré (à droite)

#### 3.3.2.1.3. Détermination des isoC

Chaque étude contient 1000 images par cas traité. Afin d'avoir la cartographie des iso<C>, la moyenne de ces images est effectuée après binarisation de celles-ci. L'image ainsi obtenue est en niveau de gris avec une intensité de pixel comprise entre 0 (gaz totalement brûlés) et 1(gaz frais). La Figure 32 (partie droite) montre l'image finale obtenue (richesse 0,7 à pression atmosphérique dans ce cas). À partir de cette image moyenne, 10 courbes d'équiprobabilité (iso<C>) de 0,9 à 0,1 sont tracées avec un pas de0,1 puis l'iso<C> à 0,05. Ces iso<C> correspondent chacune à une probabilité de la présence d'une flamme.

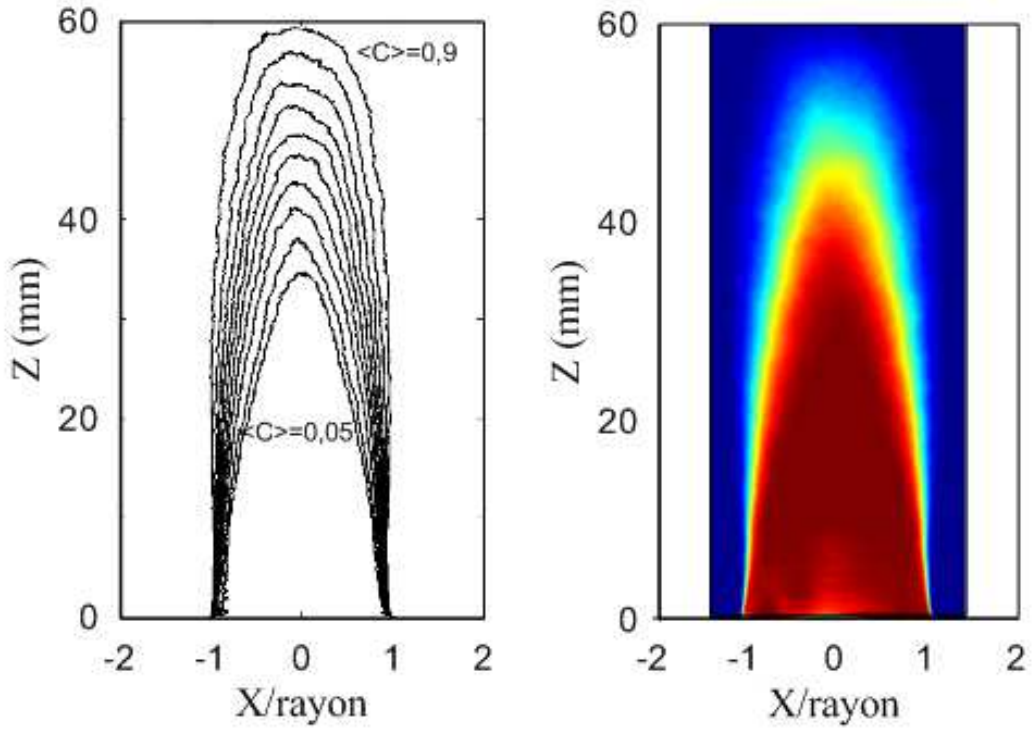


**Figure 32 : Cartographie des iso<C> pour un mélange méthane-air de richesse 0,7 à pression atmosphérique**

Les données de contour et d'iso<C> sont ensuite utilisées pour déterminer les paramètres de flamme tels que la densité de surface de flamme ou la courbure du front de flamme.

#### 3.3.2.1.4. Détermination de la densité de surface de flamme

Définie comme le rapport de l'aire de la flamme et de son volume, la densité de surface de flamme est un paramètre dépendant de données volumiques. Or, la tomographie laser aboutit à des données bidimensionnelles. Il a donc été nécessaire d'utiliser une autre définition applicable à nos résultats expérimentaux. En se basant sur la méthodologie de Shepherd [64], la densité de surface de flamme est calculée comme étant le rapport entre la longueur du front de flamme (L) et l'aire de la zone de flamme (A) évaluée en fonction des différents iso<C>. On obtient alors la relation suivante :

$$\Sigma(\langle C \rangle) = \frac{L(\langle C \rangle)}{A(\langle C \rangle)} \tag{41}$$

Par exemple, pour obtenir l'aire de la zone de flamme sur <C> = 0,45, il faut se placer entre les <C> 0,40 et 0,50 et déterminer tous les pixels se trouvant entre ces deux iso<C>. Puis, connaissant l'équivalent d'un pixel par millimètre (0,03435 pixel/mm pour la caméra PowerView et 0,075 pixel/mm pour la PIV-CAM) on obtient l'aire de la zone de flamme en $m^2$. Pour la longueur de front de flamme, il faut se placer entre les mêmes iso<C> que pour l'aire de la zone de flamme et comptabiliser la longueur du contour filtré de chacune des 1000 images obtenues. Ce processus est illustré sur la Figure 33 où les traits pleins sont les pixels retenus pour déterminer la longueur du front de flamme (L).

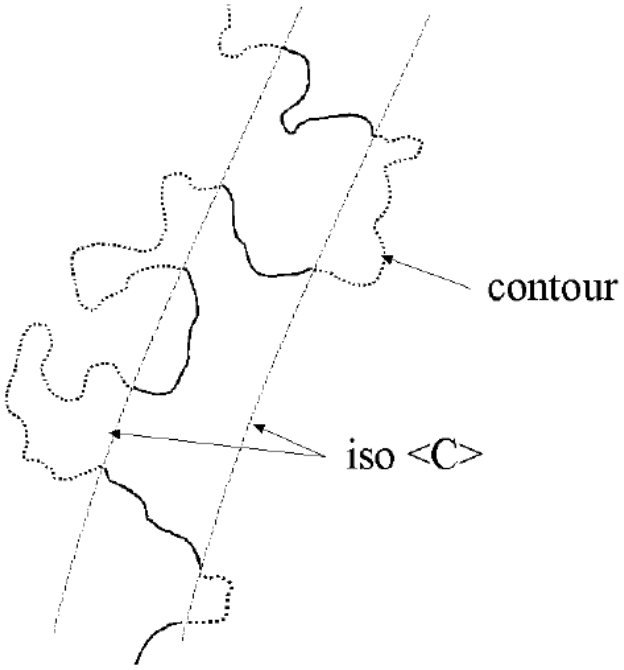


**Figure 33 : Détermination de la longueur du front de flamme par superposition du contour d'une flamme et de deux iso<C>**

La longueur de front de flamme L(⟨C⟩) est définie comme la longueur moyenne par image. La détermination de la densité de surface de flamme locale ∑(C*) a été faite suivant la méthode conditionnelle explicitée par Van Beeck et coll. [97] (avec C* le degré d'avancement). ∑(C*) peut être déterminé à partir du gradient conditionnel de la variable C, $\nabla C$ en utilisant la relation suivante :

$$\Sigma(C*) = \overline{|\nabla C|_{C=C^*}}.P(C^*) \tag{42}$$

où $|\nabla C|_{C=C^*}$est la moyenne conditionnelle de $|\nabla C|$ pour C=C* et $P(C^*)$ la probabilité de trouver C=C* (avec C* compris entre 0 et 1).Dans le cadre de cette étude nous travaillons avec des images binarisées où C=1 dans les gaz frais et C=0 dans les gaz brûlés. Ce gradient est calculé pour chacune des 1000 images étudiées. La totalité des images ainsi traitées est sommée puis moyennée afin d'obtenir la densité de surface de flamme.

#### 3.3.2.1.5. Détermination des rayons de courbure

Déterminer la courbure permet d'obtenir une donnée importante liée au plissement du front de flamme et ainsi sur la structure géométrique de celui-ci et partant sur son régime de combustion. Comme pour la densité de surface de flamme, la courbure est une donnée tridimensionnelle alors que nos diagnostics ne permettent qu'une étude bidimensionnelle. Shepherd et Ashurst [98] ont cependant montré numériquement que les analyses bidimensionnelles et tridimensionnelles sont assez proches l'une de l'autre. Les courbures correspondantes au bruit de mesure (très petites devant la résolution minimale de notre matériel vidéo) ont été enlevées. Chaque courbure sera déterminée entre les courbures (positives et négatives) dont la valeur absolue est égale à la résolution spatiale minimum permise par le matériel de mesure.

Dans le cas bidimensionnel, la définition de la courbure en un point du front de flamme est l'inverse du rayon (aussi appelé rayon de courbure) tangent à la courbe en ce point [99]. Cette définition est illustrée sur la Figure 34.

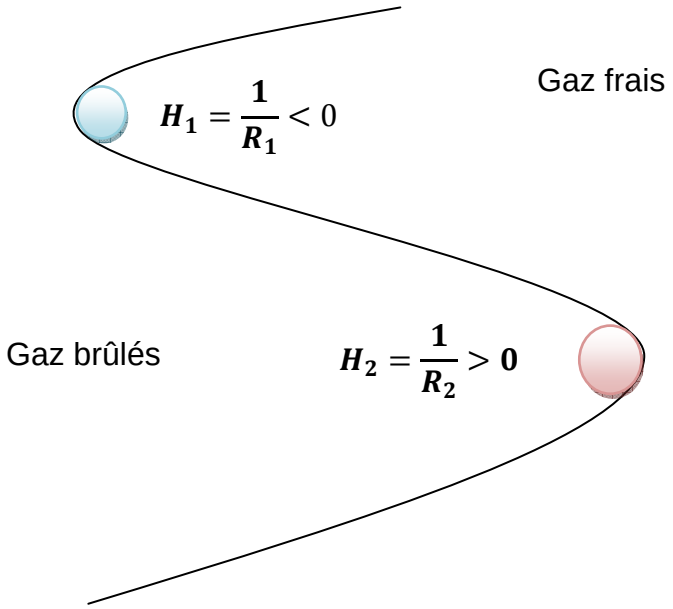


**Figure 34 : Schématisation de la détermination de la courbure en un point avec la convention de signe associée**

Le signe de la courbure est par convention négatif si le front de flamme est concave du côté des gaz frais et positif si le front de flamme est concave du côté des gaz brûlés. Cependant, cette méthode est gourmande en temps de calcul et la quantité d'images à traiter la rend délicate à utiliser.

Il a donc été décidé d'utiliser la méthode donnée par Mokhtarian et coll. [99] qui se base sur les coordonnées cartésiennes x et y du contour de flamme et de sa dérivée par rapport à l'abscisse curviligne s de celui-ci. Il en découle l'expression suivante pour la courbure :

$$H = \frac{x'y\text{-}xy'}{(x'^2 + y'^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{43}$$

avec $x' = \frac{dx}{ds}, y' = \frac{dy}{ds},\ x" = \frac{d^2x}{ds^2}\ ,\ y" = \frac{d^2y}{ds^2}$

Le calcul de la courbure en un point du front de flamme se fait sur une distance de 1 mm pour tous les cas étudiés centrée en ce point. Un polynôme du 3ème degré

passant par les points de la courbure est déterminé et les dérivées premières et secondes sont calculées à partir de celui-ci.

Une étude statistique est ensuite menée en calculant la densité de probabilité des rayons de courbure obtenus sur les 1000 images de l'expérience afin de déterminer la répartition de ceux-ci.

# 4. Caractérisation de la turbulence

Le principal but de cette étude en milieu non réactif est la caractérisation du système de génération de turbulence multi-grilles afin de montrer son utilité pour l'étude des flammes turbulentes prémélangées. Dans ce chapitre, une partie sera consacrée à l'utilisation des diagnostics d'anémométrie fil chaud et d'anémométrie laser à effet Doppler et à leur validation l'un par rapport à l'autre. Une autre partie sera consacrée à la caractérisation du brûleur multi-grilles et enfin, la comparaison entre les systèmes mono-grille et multi-grilles sera effectuée

## 4.1. Étude préliminaire du système multi-grilles

Dans cette partie, nous vérifions que la position angulaire de la grille supérieure du système multi-grilles n'a pas d'impact sur les mesures effectuées dans la suite de cette étude. Ensuite l'équivalence des deux diagnostics (LDA et Fil chaud) sera vérifiée au niveau des vitesses mesurées et leurs avantages respectifs seront justifiés.

### 4.1.1. Axisymétrie du dispositif

La géométrie de la dernière grille composant le système multi-échelles induit un taux de blocage important qui pourrait provoquer des inhomogénéités du champ de vitesse susceptibles de perdurer sur une grande distance en aval de la grille. Afin de s'assurer du caractère axisymétrique du dispositif de génération de turbulence multi-échelles, deux configurations ont été considérées. Celles-ci sont symbolisées par les flèches rouges et bleues respectivement sur la Figure 35. Elles correspondent à, en rouge, l'entraxe de 2 trous consécutifs (taux de blocage faible) et, en bleu, une ligne coïncidant avec un intertrou (taux de blocage fort).

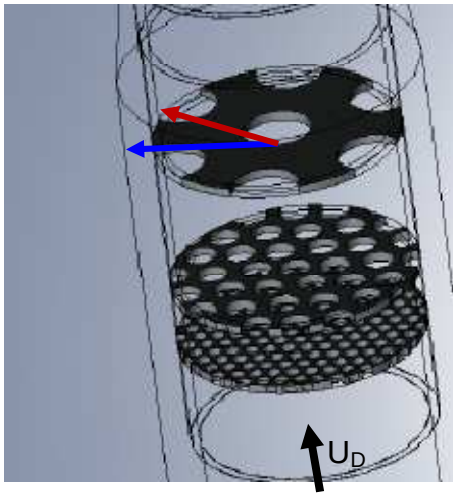


**Figure 35 : Schéma du système multi-grilles avec en bleu l'axe de mesure sans trou au niveau de la paroi du brûleur et en rouge le trajet avec trou au niveau de la paroi du brûleur**

Les mesures par anémométrie fil chaud et par LDA sont effectuées radialement (selon l'axe r de la Figure 36) et axialement (selon l'axe x de la Figure 36).

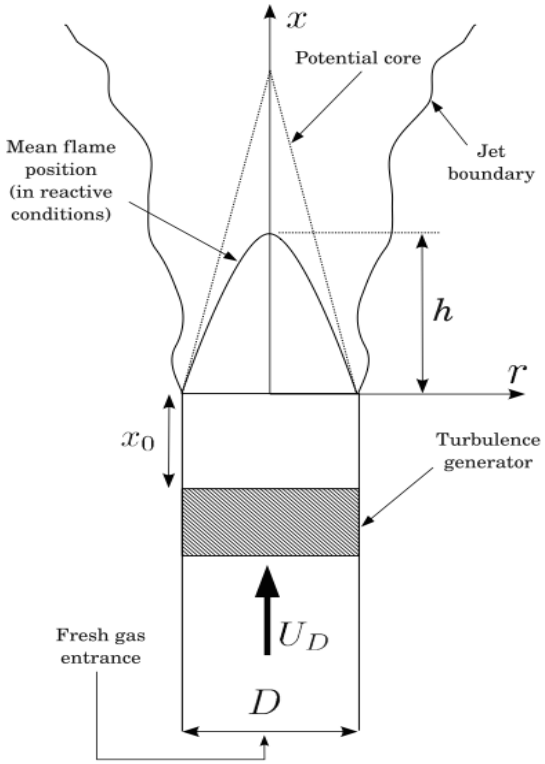


**Figure 36 : Schéma de principe du brûleur Bunsen**

Ces tests ont été effectués à pression atmosphérique avec les deux diagnostics utilisés. Les mesures de vitesses moyennes radiales effectuées à l'aide des deux diagnostics sont représentées sur la Figure 37.

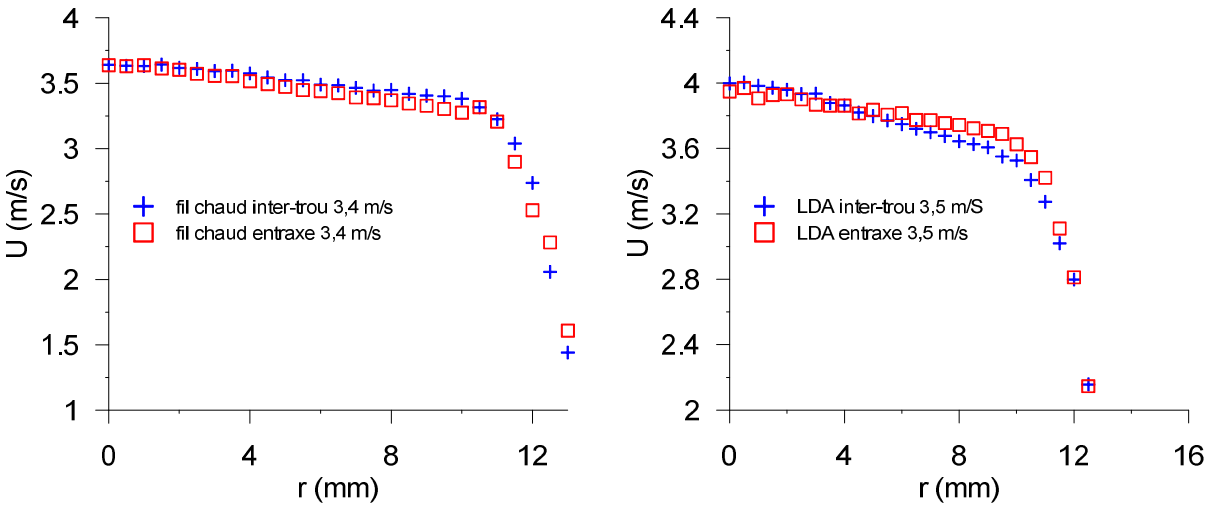


**Figure 37 : Comparaison entre différentes dispositions de grilles de turbulence. Les mesures en bleu sur la Figure 35 correspondent à l'entraxe de deux trous consécutifs et les mesures en rouge correspondent à une ligne coïncidant avec un intertrou**

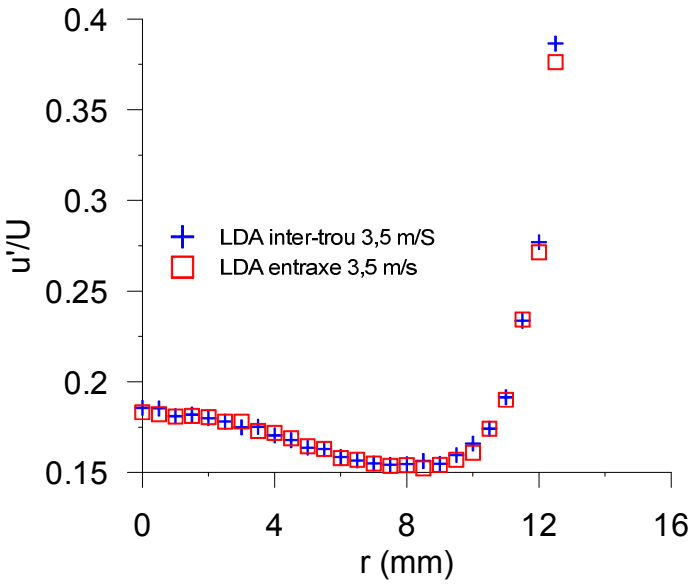


**Figure 38 : Comparaison de l'intensité de turbulence entre les deux configurations de positions de grilles étudiées précédemment pour un diagnostic LDA**

On remarque à partir de ces résultats que la position de la grille a très peu d'impact sur les mesures de vitesses et donc elle ne sera pas prise en compte dans la suite de notre étude. La même conclusion peut être formulée pour l'intensité de turbulence (Figure 38).

### 4.1.2. Comparaison des mesures par fil chaud et par LDA

Lorsque l'on compare les deux diagnostics pour la même vitesse débitante, on obtient les résultats montrés Figure 39.

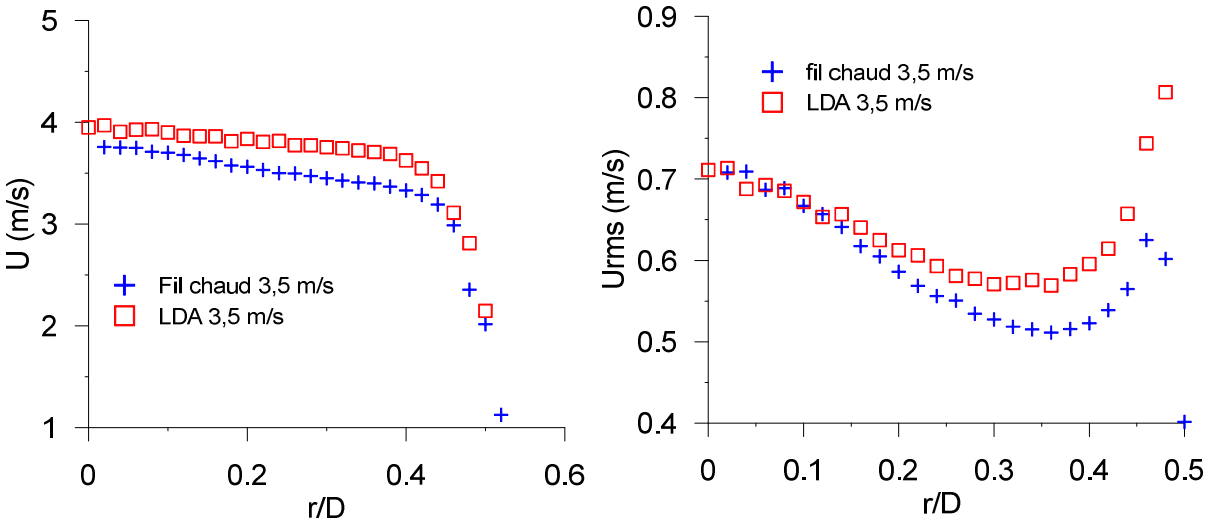


**Figure 39 : Comparaison des vitesses moyennes et fluctuantes entre les deux diagnostics pour une vitesse débitante de 3,5 m/s**

On observe sur cette figure des différences entre les deux diagnostics de l'ordre de 5% pour la vitesse moyenne radiale. Pour les vitesses fluctuantes, on observe sur la Figure 39 qu'entre le centre et la position r/D=0,15, les vitesses fluctuantes sont confondues. Entre r/D=0.15 et R, on observe que les mesures par anémométrie par fil chaud sont inférieures aux mesures LDA. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'ensemencement est un peu plus important au centre du brûleur comparé aux extrémités.

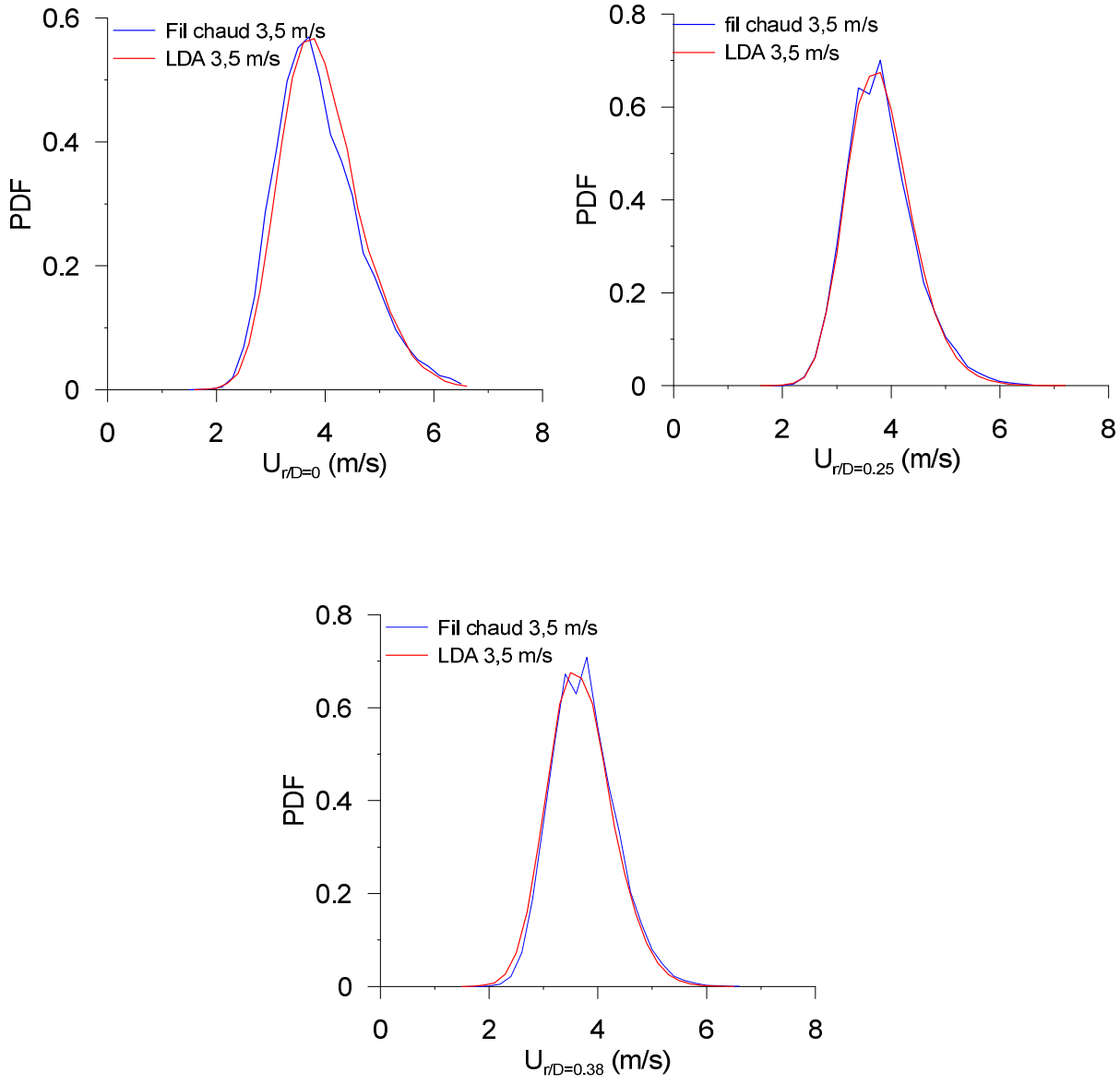


**Figure 40 : Fonction de densité de probabilité (PDF) de vitesse instantanée observée avec les deux diagnostics étudiés**

L'observation des PDF de vitesse instantanée (Figure 40) amène à la conclusion que les vitesses enregistrées ont une répartition équivalente pour les deux diagnostics aux vues du peu de différence entre les cas.

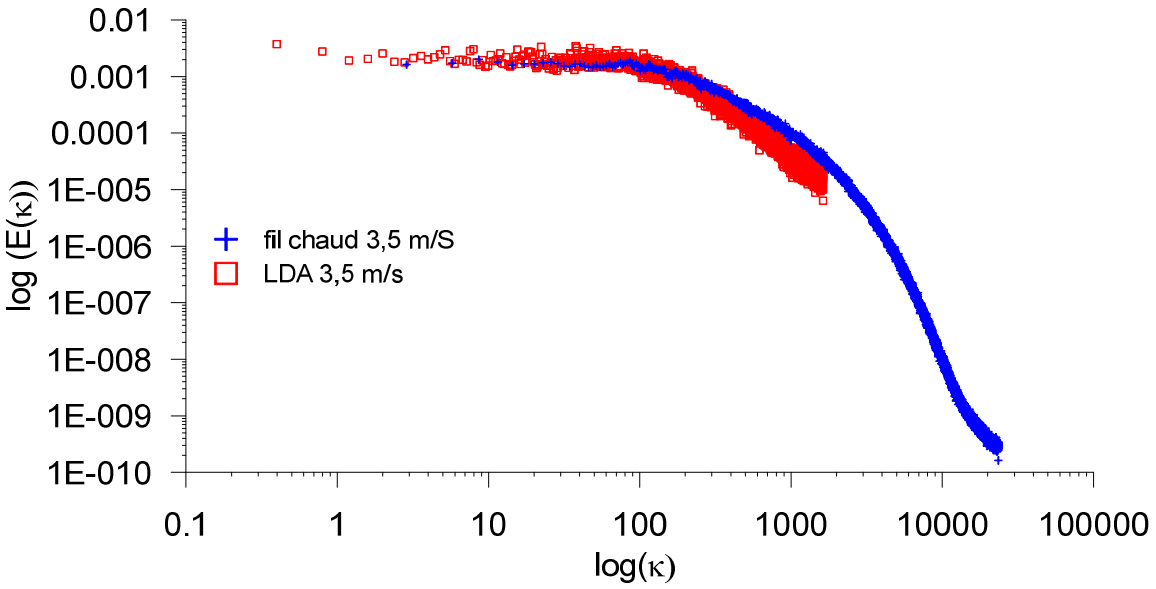


**Figure 41: Comparaison des spectres obtenus au centre du brûleur à x=5mm avec les deux diagnostics**

Si l'on compare les spectres d'énergie cinétique obtenus avec ces deux techniques sur la Figure 41, on observe qu'ils ont la même tendance. Celui obtenu par LDA est moins précis que celui obtenu par fil chaud car les variations d'énergie sont plus importantes (spectre rouge plus épais). On observe aussi que la fréquence de coupure de la LDA est du même ordre de grandeur que celle de l'anémométrie fil chaud (entre 1 et 3 kHz). La zone du spectre fil chaud (bleu) observé après k=10000 correspond au bruit de mesure. Si la LDA ne permet pas d'obtenir des données à des nombres d'ondes plus importants, c'est que cela dépend de l'ensemencement et de son taux d'échantillonnage. Ceci s'explique par la meilleure résolution fréquentielle du fil chaud et c'est pour cela que les études fréquentielles seront effectuées à partir des mesures par anémométrie fil chaud.

Ce niveau de différence est acceptable et les mesures LDA et fil chaud seront donc considérées équivalentes dans la suite de ce travail.

## 4.2. Étude du système multi-grilles

Afin de caractériser la turbulence du dispositif multi-grilles, plusieurs mesures de vitesse instantanée ont été effectuées.

Les mesures avec l'anémomètre à fil chaud à une dimension ont permis une analyse fréquentielle plus précise grâce à la fréquence d'acquisition plus importante (30kHz contre entre 10 et 1kHz suivant la pression pour la LDA) à intervalle de temps

régulier (la LDA dépend de l'ensemencement qui passe à travers le volume de mesure aléatoirement). Les mesures LDA ont permis d'avoir des données selon les axes x et r (voir Figure 36) afin de déterminer les niveaux d'isotropie du système multi-grilles. Ce diagnostic a aussi permis l'acquisition de mesure selon l'axe r en pression.

Les mesures de vitesse obtenues par les deux diagnostics ont permis la détermination des spectres de turbulence, des intensités de turbulence. Ils ont permis de calculer les échelles caractéristiques de la turbulence comme les échelles intégrales et les petites échelles (Taylor et Kolmogorov).

### 4.2.1. Homogénéité de la turbulence

Pour déterminer les niveaux d'homogénéité et d'isotropie, les vitesses moyennes et les vitesses fluctuantes ont été mesurées. Sur la Figure 42a.les valeurs de vitesses moyennes sont adimensionnées par la vitesse débitante maintenue constante à 3,5 m/s en fonction de la distance sur l'axe du brûleur (r=0) adimensionnée par le diamètre D. Les pressions étudiées sont 0,1, 0,3 et 0,5 MPa.

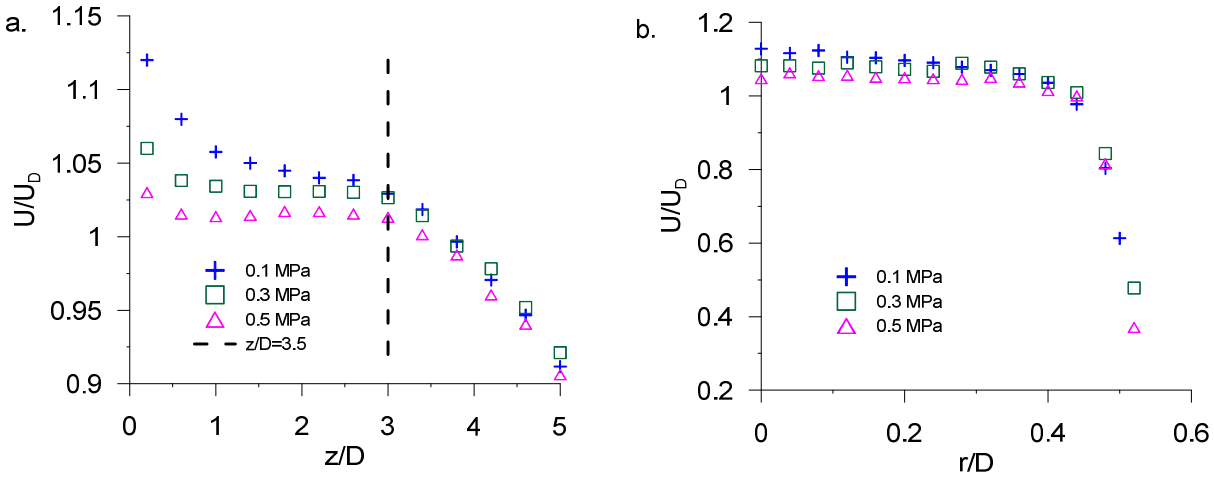


**Figure 42 : Variation de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse débitante (a) selon l'axe central du brûleur (mesure fil chaud) (b) selon le rayon du brûleur normalisé par le diamètre à x/D = 0,2**

Cette figure montre que les vitesses moyennes sont décroissantes entre 0 et 1,4 fois le diamètre du brûleur puis, elles restent quasiment constantes jusqu'à x/D=3 montrant la longueur du cône potentiel (repéré par le trait pointillé sur la Figure 42a). Après ce point, on observe une forte décroissance due à la propagation radiale du jet. On observe même que la vitesse moyenne est légèrement supérieure à $U_D$ dans le cône potentiel. Ces résultats sont en accord avec le développement des couches

de cisaillement à la sortie du brûleur. Cependant, à pression atmosphérique le cône potentiel est plus difficile à déceler malgré la forte chute de vitesse après x/D=3. En effet, on observe un phénomène de survitesse ($U/U_D$>1,05) pour x/D<1. Ce phénomène peut-être dû aux effets de couches limites aux parois du brûleur. L'observation des profils radiaux de vitesse pourrait donner une indication quant à l'origine de ce phénomène.

Les profils radiaux de la vitesse axiale (selon l'axe r) pour une distance proche du brûleur (x/D = 0,2) en fonction du rayon adimensionné par le diamètre du brûleur x/D, sont montrés sur la Figure 42b. Les deux cas de pressions les plus hautes montrent un profil de vitesse plat tout le long du rayon du brûleur contrairement au cas à pression atmosphérique où la vitesse a tendance à diminuer légèrement lorsque l'on s'éloigne du centre du brûleur (couches limites aux parois du brûleur). On observe que les vitesses radiales sont supérieures à la vitesse débitante jusqu'à 0,45 fois le diamètre du brûleur puis diminuent fortement jusqu'à atteindre le bord du brûleur. On sait que l'intégrale du profil de vitesse par rapport à la surface du bruleur doit nous permettre de retrouver le débit de l'écoulement et ainsi la vitesse débitante. $U/U_D$ est donc supérieur à 1 au centre du brûleur afin de compenser sa forte diminution au niveau des bords.

On peut en conclure qu'il y a une condition limite de nombre de Reynolds pour laquelle la turbulence générée par la plaque en amont (plus petite maille) est trop faible et limite ainsi son effet sur le jet. De fait, le gradient de vitesse moyenne induit par la dernière grille n'est pas lissé avant la sortie du brûleur. Au-delà de cette valeur de Reynolds, les perturbations engendrées par les deux premières grilles sont assez grandes pour accélérer le retour à un écoulement homogène avant la grille aval (plus grande maille) [13]. Dans nos expérimentations, ce nombre de Reynolds semble atteint dès 0,2 MPa soit, un nombre de Reynolds critique d'environ 10000 ($Re_c=Re_{0.2MPa}=\rho UD/\mu$).

Après avoir étudié les vitesses moyennes, il est intéressant de regarder les vitesses fluctuantes u' à travers le taux d'intensité de turbulence u'/U.

On peut observer ce paramètre sur la Figure 43.

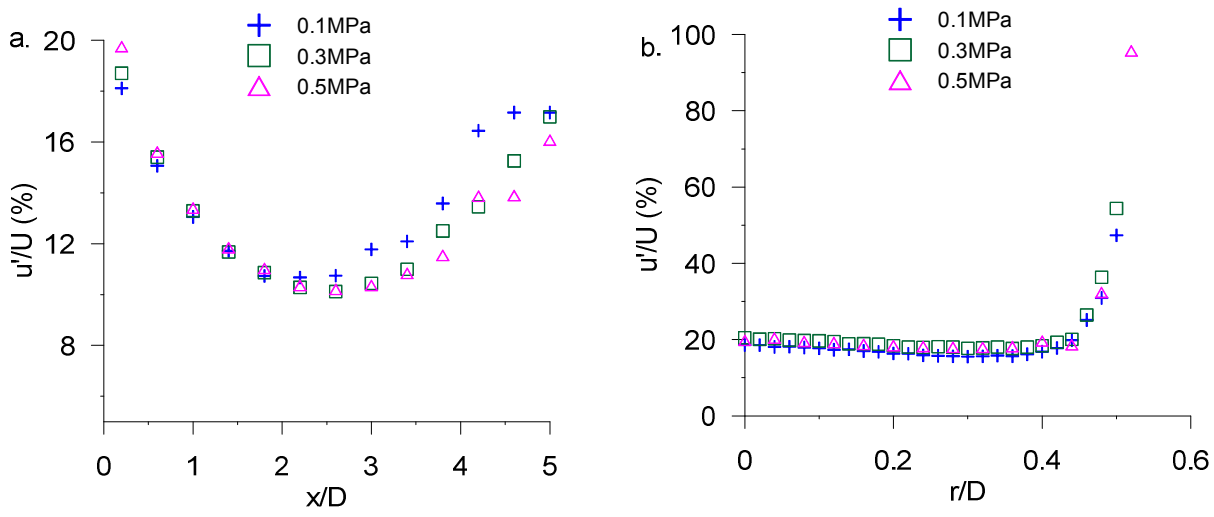


**Figure 43 : Taux de turbulence axial (a.) et radiale (b.) pour un dispositif multi-grilles pour 3 cas de pression**

On peut observer que le taux de turbulence (lié à la vitesse fluctuante) varie peu avec la pression. On remarque aussi qu'entre 1,4 et 3 fois le diamètre du brûleur la variation de u'/U est faible et sa valeur est proche des 10 à 11%. Le taux de turbulence radiale reste quasiment constant à 20% à 5 mm au dessus du brûleur montrant une certaine homogénéité de la turbulence radialement. On verra dans la partie suivante que les vitesses fluctuantes axiales u' et radiales v' varient de manière similaire, notamment lors de la vérification de l'isotropie de la turbulence.

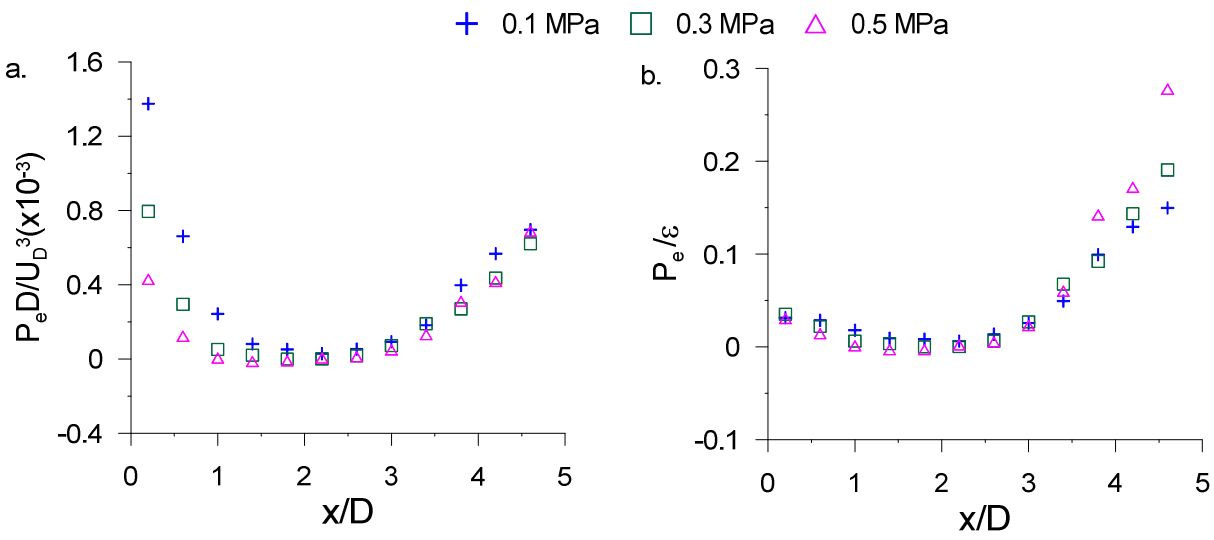


**Figure 44 : Évolution de la production de turbulence axiale (a.) normalisée par $D/U_D^3$ (b.) normalisée par le taux de dissipation**

L'homogénéité de l'écoulement peut être caractérisée à partir de l'évolution de la production d'énergie cinétique de la turbulence $P_e$ qui s'exprime sous la forme suivante le long de l'axe du brûleur par la formulation suivante :

$$P_e = -(\langle u^2 \rangle - \langle v^2 \rangle)\frac{\partial U}{\partial x} \tag{44}$$

avec $\langle u^2 \rangle$et $\langle v^2 \rangle$ les tenseurs de Reynolds dans les directions axiales et radiales. La contribution radiale de cette expression est déduite de l'équation de continuité (div($\vec{u}$)=0). $P_e$ normalisée par la vitesse débitante et le diamètre du brûleur est tracée sur Figure 44a pour différentes pressions. La production d'énergie cinétique décroît fortement juste au-dessus de la sortie du brûleur (x/D < 1,4) pour atteindre quasiment 0 à la limite du cône potentiel (x/D=3). $P_e$ augmente ensuite due à la diffusion du jet impliquant une décélération le long de l'axe du brûleur ($\frac{\partial U}{\partial x}$<0).On observe que la région où $P_e$ est quasiment nulle s'élargit avec l'augmentation de la pression.

Dans le cône potentiel (x/D<3), la production est limitée à environ 5%, voire moins, du taux de dissipation de l'énergie cinétique$\varepsilon$ ($\equiv 15\upsilon \langle\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\rangle$ voir équation(49)).Ceci est représenté sur la Figure 44b. Ce résultat nous indique que la turbulence générée dans le cône potentiel est du type turbulence en décroissance qui est régie par l'équation de transport suivante :

$$\langle \mathrm{U} \rangle \frac{\mathrm{dk}}{\mathrm{dx}} = -\varepsilon \tag{45}$$

où k=$\langle u_i u_i \rangle/2$ représente l'énergie cinétique turbulente. La variation de l'énergie cinétique turbulente k le long de l'axe du brûleur est représentée sur la Figure 45a.

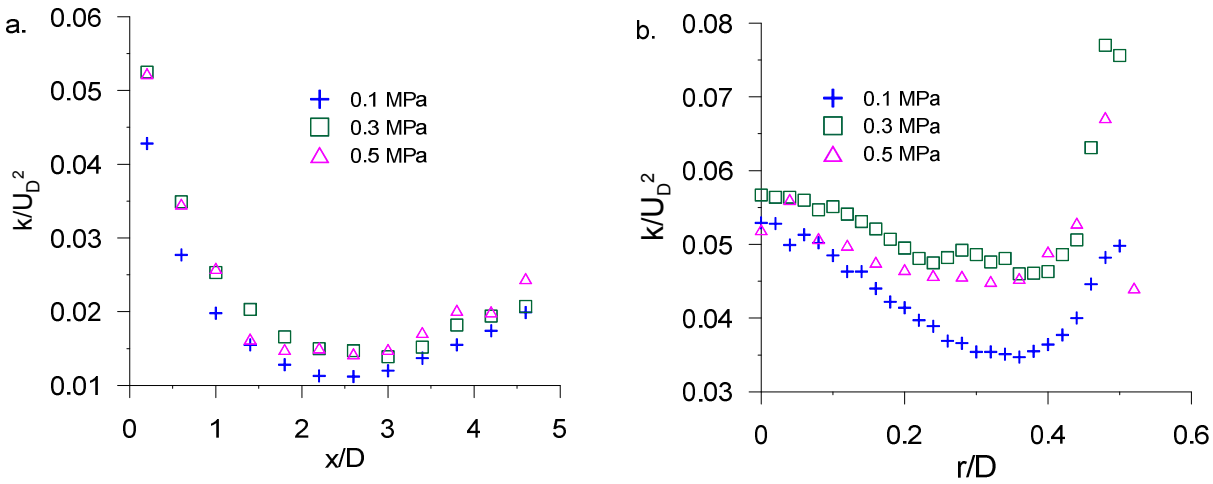


**Figure 45 : Variation de l'énergie cinétique normalisée par le carré de la vitesse débitante (a) suivant l'axe central du brûleur (b) suivant le rayon du brûleur à x/D=1,8**

La turbulence en décroissance, comme son nom l'indique, est caractérisée par une diminution progressive de l'activité turbulente puisque les termes de production ne sont pas suffisants pour alimenter l'écoulement turbulent. Les mesures de l'évolution de k présentées sur la Figure 45a mettent clairement en évidence le décroissance de la turbulence dans la région du cône potentiel (x/D<3) au sein de laquelle la production est faible, voire négligeable (voir Figure 44). On voit sur la Figure 45.a qu'après cette zone, l'énergie cinétique augmente, car les gradients de vitesses dus aux cisaillements entre le jet et l'ambiance favorisent la production. Pour x/D compris entre 1,4 et 3 où l'écoulement est quasiment homogène, car $k/U_D^2$ varie peu dans cette zone. L'intensité turbulente $\frac{\sqrt{\frac{2k}{3}}}{U}$ obtenue dans cette région est de l'ordre de 10% (Figure 43.a.) ce qui est plus important que les turbulences de grilles fréquemment obtenues pour des dispositifs mono-grille (4-7% [52, 79]).

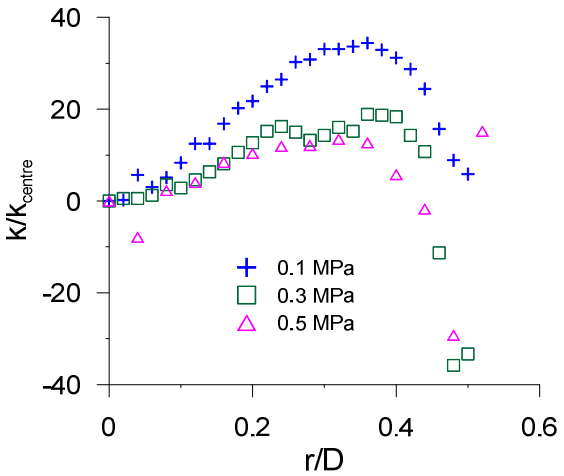


**Figure 46 : L'énergie cinétique k normalisée par sa valeur au centre du brûleur**

La Figure 46 représente l'énergie cinétique k normalisée par sa valeur au centre du brûleur. A part les extrémités impactées par les couches de cisaillement causant de fortes fluctuations de turbulence, la variation de k ne dépasse pas les 18% pour les pressions de 0,3 et 0,5 MPa. Cependant, la variation de k atteint les 33% pour le cas à pression atmosphérique et peut être reliée à l'observation de l'inhomogénéité radiale de l'écoulement moyen (voir Figure 42b).

On peu ainsi émettre l'hypothèse que les champs de vitesses moyens et turbulents générés par le système multi-grilles sont homogènes pour x/D compris entre 1,4 et 3.

### 4.2.2. Isotropie

Le but de cette partie est de quantifier les niveaux d'anisotropie de l'écoulement turbulent généré par le système multi-grilles pour les grandes et les petites échelles de turbulence.

Pour cela, nous introduisons dans un premier temps, le rapport d'anisotropie à grande échelle $\mathrm{I} = 1 - \sqrt{\frac{\langle u^2 \rangle}{\langle v^2 \rangle}}$ afin de déterminer le moment où l'écoulement n'est plus isotrope pour les grandes échelles de turbulence. L'évolution de $\mathrm{I}$ le long de l'axe du brûleur déterminée à partir des mesures LDA est montrée sur la Figure 47a

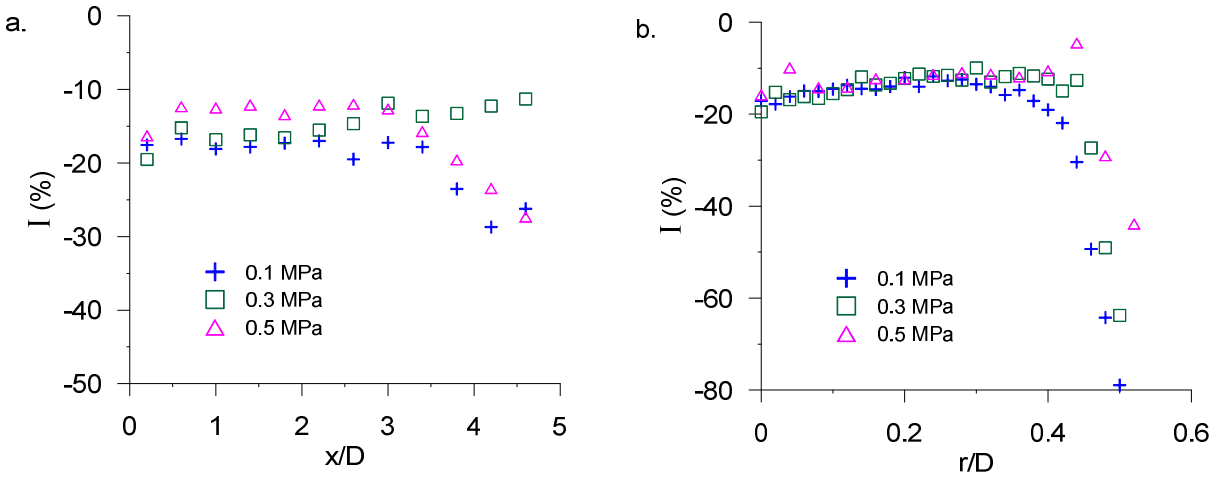


**Figure 47 : Evolution du pourcentage d'anisotropie (a) selon l'axe central du brûleur (b) selon le rayon du brûleur pour x/D =0,2**

Le taux d'anisotropie à grande échelle reste quasiment constant dans le cône potentiel puis augmente en s'éloignant du brûleur. Les niveaux vont de 12 à 20% dans le cône potentiel et diminuent avec la pression. Ces valeurs sont du même

ordre de grandeur que celles obtenues dans la littérature pour la turbulence générée avec des mono-grilles (8-15 % [52, 79]).

Les profils radiaux du taux d'anisotropie mesurés près de la sortie du brûleur (x/D=0,2) sont montrés sur la Figure 47b pour différentes pressions. Mises à part les zones soumises aux cisaillements (bords du brûleur r/D=0.5), la partie centrale de l'écoulement est caractérisée par un niveau d'anisotropie constant et inférieur à 20% menant à la conclusion que l'écoulement présente une isotropie acceptable pour notre étude au niveau des grandes échelles.

Pour déterminer l'isotropie au niveau des petites échelles, il est nécessaire de calculer le taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique turbulente $\epsilon$. On obtient ce taux grâce à l'expression suivante :

$$\varepsilon = 2\nu\langle s_{ij}s_{ij}\rangle \tag{46}$$

avec $s_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ le tenseur du taux de déformation turbulent. La mesure de $\varepsilon$ nécessite donc de résoudre tous les gradients de vitesse jusqu'aux plus petites échelles de l'écoulement. Cette mesure requiert la mise en place de sondes anémométriques multi-composantes pour accéder aux 9 composantes du tenseur $\langle s_{ij}s_{ij}\rangle$ [100]. Par ailleurs, les sondes et leurs dispositions spatiales doivent respecter des dimensions très contraignantes, faute de quoi, elles entraînent de fortes incertitudes sur la valeur de $\varepsilon$ [101, 102]. Généralement, la mesure de $\varepsilon$ est remplacée par une grandeur plus facilement accessible d'un point de vue expérimental, mais qui, bien entendu, repose sur des hypothèses simplificatrices. Il existe de nombreuses méthodes permettant d'approximer $\varepsilon$. La plus commune est la suivante :

$$\varepsilon_{iso} = 15\upsilon\,\langle\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\rangle \tag{47}$$

Cette approximation est basée sur l'hypothèse d'une isotropie locale. Cependant, la résolution spatiale de notre anémomètre à fil chaud (l=1.25mm) est faible comparée

aux plus petites échelles de turbulence de l'écoulement (λ=1.73 mm) et il est donc important de comparer les résultats obtenus avec cette méthode et une autre. Cette deuxième méthode est basée sur les mesures de distance Λ entre deux points de passage par 0 de u(x), c'est-à-dire les points où u(x)=0. D'après plusieurs travaux [103-105], il a été démontré que la distance moyenne Λ est liée à l'échelle de Taylor λ définie grâce à l'expression $\varepsilon = 15\nu \frac{\langle u^2 \rangle}{\lambda^2}$ de la manière suivante

$$\Lambda = C\pi\lambda \tag{48}$$

avec C ≈ 1,1 pour une plage importante de nombre de Reynolds et de conditions turbulentes [103]. En substituant l'échelle de Taylor λ par l'équation,(48) on obtient une approximation du taux moyen de dissipation turbulente :

$$\varepsilon_\Lambda = 15\nu (C\pi)^2 \frac{\langle u^2 \rangle}{\Lambda^2} \tag{49}$$

L'avantage de cette méthode est que le nombre de passage à 0 (zero-crossing) n'évolue pas au-delà de l'échelle de coupure η* qui est plus grande que l'échelle de Kolmogorov η [103]. Dans notre étude, la résolution spatiale du fil chaud l/η* (avec l la longueur du fil chaud) varie de 0,21 (P=0,1 MPa) à 0,5 (P=0,5 MPa), ce qui indique que notre sonde anémométrique permet d'appliquer la méthode des points de passage à 0. La comparaison entre $\varepsilon_{iso}$ et $\varepsilon_\Lambda$ est montrée sur la Figure 48a. Malgré le fait que la différence entre les deux méthodes reste inférieure à 20%, cette figure montre l'effet de la mauvaise résolution spatiale de l'anémomètre à fil chaud qui agit comme un filtre passe-bas. Dans la suite du manuscrit, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente $\varepsilon$ sera approximé par $\varepsilon_\Lambda$.

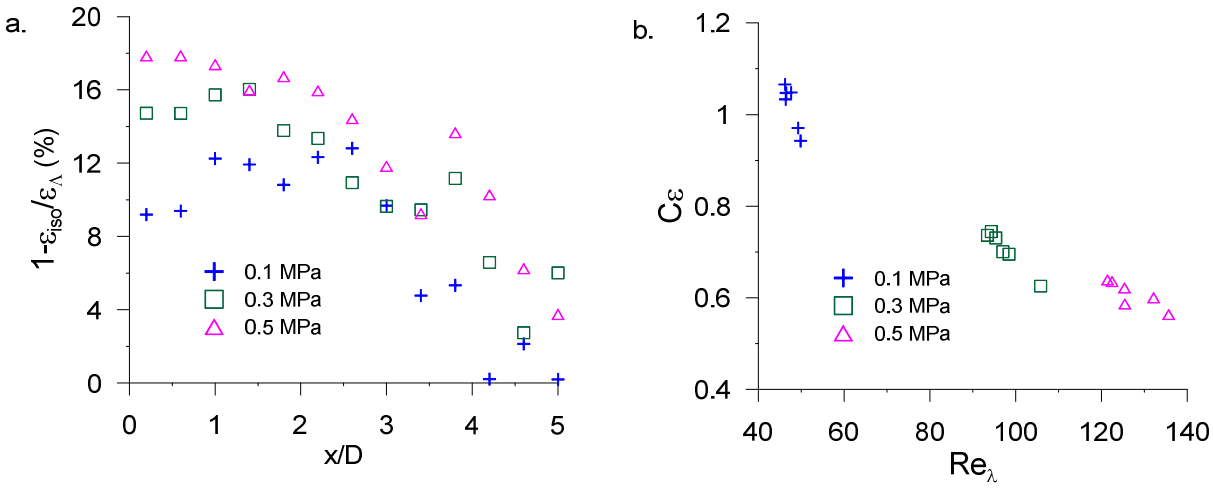


**Figure 48 : (a) Comparaison entre les différents taux moyens de dissipation (b) Variation de la constante du taux de dissipation**

Sur la Figure 48b est représentée la constante de dissipation $C_\varepsilon$ en fonction de $Re_\lambda$ ($Re_\lambda = \langle u^2 \rangle^{0,5} \lambda / \upsilon$). $C_\varepsilon$ est définie comme :

$$C_\varepsilon = \frac{\varepsilon L_u}{\langle u^2 \rangle^{\frac{3}{2}}} \tag{50}$$

où $L_u$ est l'échelle intégrale longitudinale. D'après les travaux de Sreenivasan [104] et ceux de Pearson et coll. [46] $C\varepsilon$ tend asymptotiquement vers 0,5 pour une turbulence localement isotrope. L'isotropie locale repose sur le concept de la séparation des échelles qui assure l'indépendance des grandes et des petites échelles. Le rapport entre les petites et les grandes échelles est une fonction de $Re_\lambda$ [37]. La Figure 48b montre que l'augmentation de la pression induit une augmentation du $Re_\lambda$. Cela démontre que l'écoulement tend à être isotrope localement avec l'augmentation de la pression.

Ces résultats montrent que la région quasiment homogène identifiée précédemment est aussi quasiment isotrope pour les grandes et les petites structures et que le niveau d'isotropie devient meilleur avec l'augmentation de la pression.

### 4.2.3. Comparaison entre dispositif mono-grille et dispositif multi-grilles

#### 4.2.3.1. La distribution de l'énergie suivant les échelles de turbulence

La cascade d'énergie cinétique turbulente est caractérisée par les grandes et les petites échelles de turbulence. Ces échelles sont l'échelle intégrale $L_u$ obtenue à partir de l'intégrale de la fonction d'auto-corrélation des vitesses fluctuantes, l'échelle de Taylor $\lambda$ et l'échelle de Kolmogorov $\eta$ ($\eta=(\upsilon/\varepsilon)^{1/4}$). L'échelle intégrale représente les grandes structures contenant la plupart de l'énergie cinétique. L'échelle de Taylor caractérise le régime inertiel de la turbulence et l'échelle de Kolmogorov caractérise les plus petites structures et le régime dissipatif.

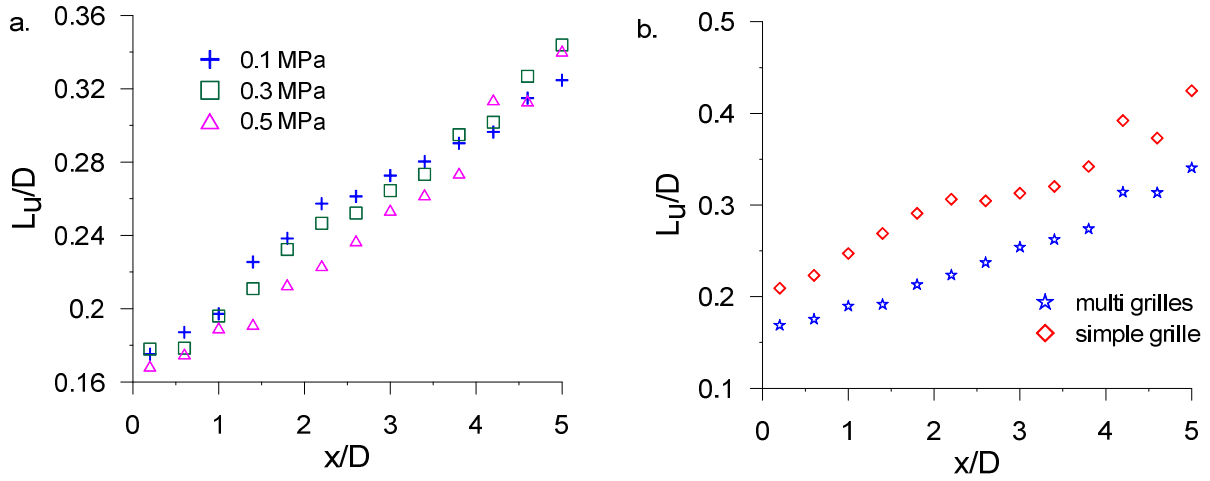


**Figure 49 : Évolution de l'échelle intégrale longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur le long de l'axe central du brûleur (a) pour différentes pressions (dispositif multi-grilles) (b) pour différents systèmes de génération de turbulence (0,5 MPa)**

La Figure 49a montre les variations de l'échelle intégrale, normalisée le long de l'axe du brûleur, générée par le système multi-grilles. L'effet de la pression est faible sur l'évolution et la valeur de l'échelle intégrale ce qui est en accord avec les études effectuées précédemment [8, 9]. On peut aussi remarquer la faible diminution de Lu avec la pression, ce qui a été observé aussi par Kobayashi et coll.[69] pour des pressions inférieures à 1 MPa.

L'échelle intégrale obtenue pour les dispositifs mono-grille et multi-grilles est montrée sur la Figure 49b. On observe une évolution axiale similaire pour les deux dispositifs malgré le fait que l'échelle intégrale pour le dispositif multi-grilles soit plus petite que pour le dispositif mono-grille. Ceci corrobore le fait que le la taille de la maille équivalente $M_{eq}$ calculée dans le chapitre 3.2.2 soit un peu plus petite que la maille de la mono-grille tout en restant très proche ($M_{eq}$=4,8 mm contre $M_{simple}$=5 mm). En effet, la taille de la maille influence la valeur de l'échelle intégrale [13, 106, 107].

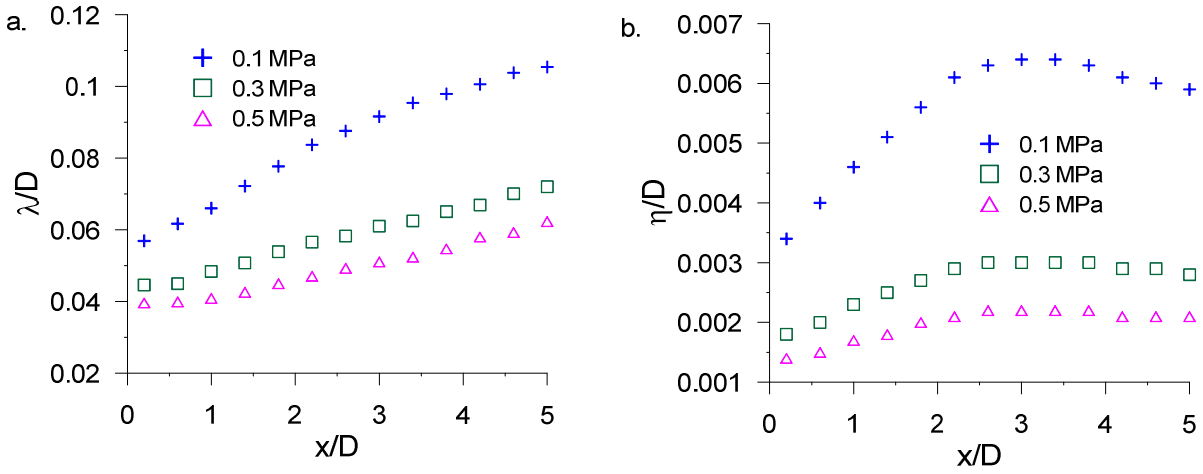


**Figure 50 : (a) Evolution de l'échelle de Taylor longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur en fonction de la pression (b) Evolution de l'échelle de Kolmogorov longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur avec la pression**

Contrairement à l'échelle intégrale, l'impact de la pression sur les petites structures est important. En effet, Lachaux et coll.[65] ont montré que l'échelle de Kolmogorov diminuait en $P^{-3/4}$ et l'échelle de Taylor en $P^{-1/2}$ pour un dispositif mono-grille. On observe sur la Figure 50a l'évolution des échelles de Taylor et des échelles de Kolmogorov longitudinales le long de l'axe central du brûleur avec le dispositif multi-grilles. On peut voir l'effet de la pression qui en augmentant induit une réduction de la viscosité cinématique menant à une diminution de la taille des petites échelles. Ceci est aussi en accord avec les conclusions de Kobayashi et coll.[69].

L'évolution des petites échelles avec la pression peut être analysée de la manière suivante. Prenons la relation $\frac{P}{\rho}$ = constante issue des hypothèses des gaz parfaits. On en déduit que $P \sim \rho$. On sait que $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ avec $\mu \sim P^0$ dans la gamme de pression qui nous concerne, d'où

$$\nu \sim P^{-1} \tag{51}$$

La loi primaire de la turbulence homogène isotrope est :

$$C_\varepsilon = \frac{\varepsilon L_u}{u'^3} \tag{52}$$

Or

$$\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda^2} \tag{53}$$

Donc

$$C_\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda^2} \frac{L_u}{\mathrm{u}'^3} \tag{54}$$

D'où

$$\frac{\mathrm{L_u}}{\lambda} = \frac{\mathrm{C_\varepsilon}}{15} \cdot \left(\frac{u'\lambda}{\nu}\right)_{=Re_\lambda} \tag{55}$$

Et

$$\frac{\mathrm{L_u}}{\lambda} \sim \mathrm{Re_\lambda} \tag{56}$$

On observe que $L_u \sim P^0$ et $u' \sim P^0$ donc comme $\lambda^2 \sim \frac{\nu L_u}{u'}$ on a :

$$\lambda \sim P^{-\frac{1}{2}} \tag{57}$$

et

$$\eta \sim \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{58}$$

avec

$$\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda^2} \tag{59}$$

où $\nu \sim P^{-1}$ et $\lambda^2 \sim P^{-1}$

Il vient alors

$$\varepsilon \sim P^0 \tag{60}$$

d'où

$$\eta \sim P^{-\frac{3}{4}} \tag{61}$$

On observe sur les Figure 51a et 47b que le dispositif multi-grilles produit des petites échelles encore plus petites que le dispositif mono-grille.

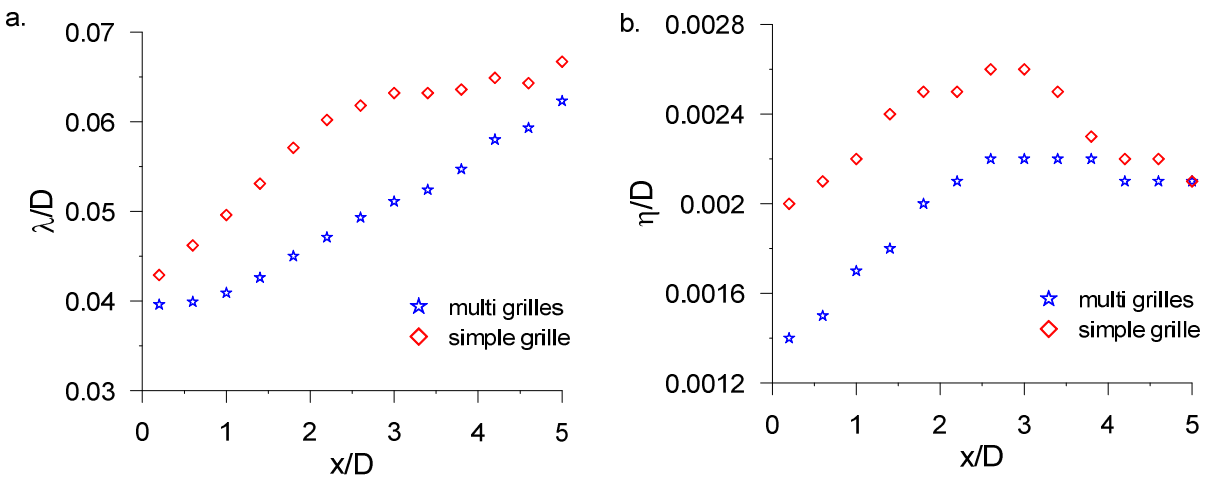


**Figure 51 : (a) Evolution de l'échelle de Taylor longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur en fonction du système de génération de turbulence. (b) Evolution de l'échelle de Kolmogorov longitudinale normalisée par le diamètre du brûleur en fonction du système de génération de turbulence**

Une analyse plus poussée de la turbulence générée par le dispositif multi-grilles peut être faite en étudiant la distribution de l'énergie à travers les échelles de turbulence à partir des fonctions de structure longitudinales [37]. Ces fonctions correspondent aux moments statistiques de l'incrément spatial δu(L) défini par :

$$\delta u(L) = u(x + L) - u(x) \tag{62}$$

Avec L l'échelle spatiale de turbulence longitudinale. Dans le cas d'une turbulence isotrope, la fonction de structure du second ordre $\langle \delta u(L)^2 \rangle$ représente l'énergie cinétique de l'échelle L [37]. On peut montrer que pour de grandes séparations (c.-à-d. L→∞) $\langle \delta u(L)^2 \rangle$ est le double de la variance du tenseur longitudinal de Reynolds $\langle u^2 \rangle$ en milieu homogène. L'influence de la pression sur la distribution de l'énergie des échelles de turbulence est représentée sur la Figure 52a pour le dispositif multi-grilles.

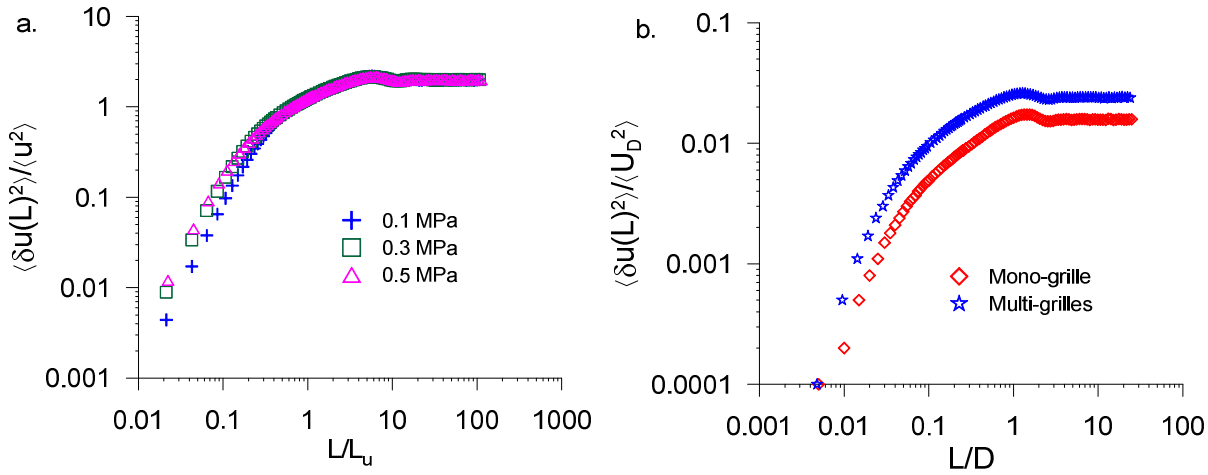


**Figure 52 : Évolution de la fonction de structure du second degré normalisée par (a)$\langle u^2 \rangle$ et Lu et (b) par D et $U_D^2$ (x/D =1,8, P=0,5 MPa)**

Dans ce graphique, les grandes échelles $L_u$ et $\langle u^2 \rangle$ ont été utilisées pour normaliser$\langle \delta u(L)^2 \rangle$. Pour de grandes échelles ($L \geq L_u$), on observe que la fonction de structure du second ordre augmente et tend vers 2 pour $L \rightarrow \infty$. De plus, l'augmentation de la pression induit un élargissement de la zone inertielle traduisant l'augmentation de $Re_\lambda$ ($Re_\lambda \sim L_u/\lambda$) [37, 108]. Ceci est corroboré par les observations des Figure 49a et Figure 50a et b.

La Figure 52b compare les fonctions de structure du second ordre à x/D = 1,8 pour une pression de 0,5 MPa pour les deux générateurs de turbulence. Il est important de savoir que les $Re_\lambda$ des deux dispositifs sont très proches ($Re\lambda \approx 120$) pour ces conditions. On observe que l'énergie injectée par le système multi-grilles est plus importante que pour le système mono-grille. Pour déterminer ce gain d'énergie, on définit le rapport $\Delta E(L)$ :

$$\Delta E(L) = \frac{\left[\frac{\langle \delta u(L)^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle}\right]_{multi}}{\left[\frac{\langle \delta u(L)^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle}\right]_{mono}} \tag{63}$$

Ce rapport permet de quantifier le gain en fonction de l'échelle. Dans cette expression, $\left[\frac{\langle \delta u(L)^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle}\right]_{multi}$ et $\left[\frac{\langle \delta u(L)^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle}\right]_{mono}$ représentent les fonctions de structure du second ordre normalisées des dispositifs multi-grilles et mono-grille respectivement. La normalisation par $\langle u^2 \rangle$ permet de s'affranchir du biais dû aux différences des pertes de charge induites par les deux générateurs.

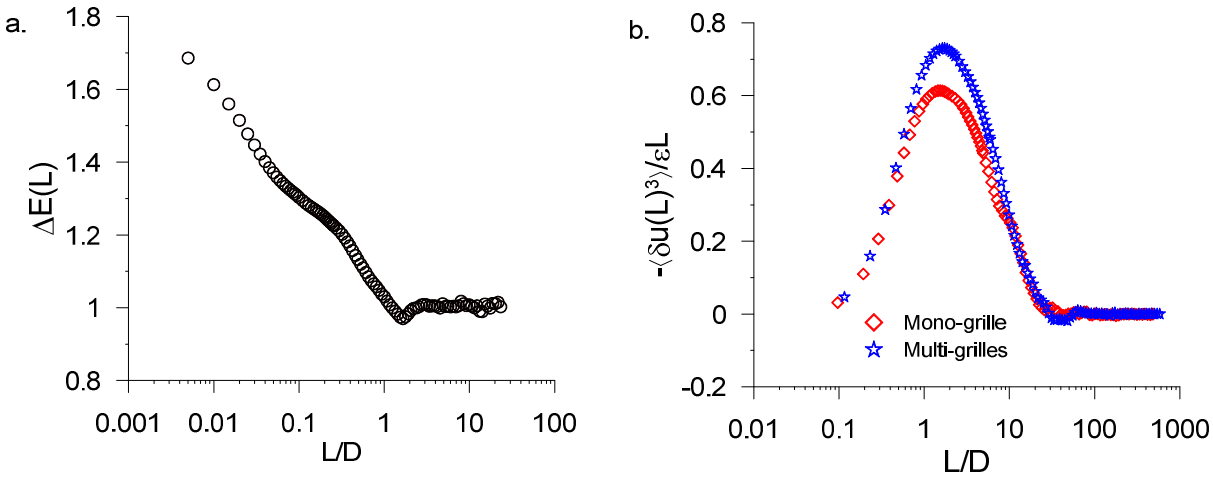


**Figure 53 : (a) Évolution de ΔE(L) au point x/D=1,8 pour une pression de 0,5 MPa(b) Fonction de structure du troisième ordre adimensionnée et déterminée aux mêmes conditions**

La Figure 53a montre ΔE(L) déterminée à partir des données de la Figure 52b. Au-delà de L/D≈1, ΔE(L) atteint un plateau à une valeur de 1. Cependant, ΔE(L) augmente de façon monotone avec la diminution des échelles jusqu'à atteindre 1,7 dans le régime dissipatif montrant que le système multi-grilles a tendance à plus amplifier l'énergie pour les petites échelles. Cela montre un certain changement dans la cascade d'énergie cinétique turbulente due au système multi-grilles.

#### 4.2.3.2. La dissipation et le transfert d'énergie

Dans cette partie, les transferts d'énergie entre les différentes échelles sont étudiés afin de voir leur impact sur la décroissance de la turbulence.

Pour cela, il est nécessaire d'introduire la fonction de structure du troisième ordre $\langle \delta u(L)^3 \rangle$ afin de mieux comprendre le processus de la cascade d'énergie et des changements possibles associés au dispositif multi-grilles. En effet, $\langle \delta u(L)^3 \rangle$ représente les transferts d'énergie à l'échelle L. En supposant un écoulement isotrope, la relation entre $\langle \delta u(L)^2 \rangle$ et $\langle \delta u(L)^3 \rangle$ est la suivante :

$$\langle \delta u(L)^3 \rangle = 6v \frac{\partial \langle \delta u(L)^2 \rangle}{\partial L} - \frac{4}{5} \varepsilon \mathrm{L} \tag{64}$$

Dans la limite des grands nombres de Reynolds, le terme visqueux dans l'équation (64) devient négligeable dans le domaine inertiel ($L_u$>>L>>η) ce qui donne :

$$\langle \delta u(L)^3 \rangle = -\frac{4}{5} \varepsilon \mathrm{L} \tag{65}$$

Cette relation est connue sous le nom de la loi des « 4/5 » de Kolmogorov. La fonction de structure du troisième ordre adimensionnée $\frac{\langle \delta u(L)^3 \rangle}{\varepsilon L}$ obtenue pour x/D =1,8 et P=0,5MPa pour les deux dispositifs est montrée sur la Figure 53b. Cette figure montre l'existence d'une zone inertielle étroite (identifié autour de L/λ=1) pouvant être expliquée par la valeur modérée de $Re_\lambda$ au point de mesure ($Re_\lambda \approx 120$ pour les deux configurations). De plus, le maximum du rapport $\frac{\langle \delta u(L)^3 \rangle}{\varepsilon L}$ est plus faible que la valeur 4/5 devant être obtenue selon l'équation (65). Ce résultat est sûrement dû au nombre de Reynolds modéré et aux inhomogénéités des grandes échelles [109]. Cependant, comme les nombres de Reynolds et les gradients de vitesses moyennes sont similaires pour les deux dispositifs, la comparaison tracée dans la Figure 53b nous permet d'étudier l'influence de la génération de turbulence multi-échelles sur la cascade d'énergie cinétique turbulente. On observe que les transferts d'énergies induits par le dispositif multi-grilles sont plus importants que pour le système mono-grille. Ceci peut s'interpréter comme une accélération potentielle de la cascade, signifiant que l'énergie contenue dans les grandes échelles est transférée plus rapidement vers les petites échelles, jusque dans le domaine dissipatif. De plus, comme le terme de production d'énergie $P_e$ diminue fortement dans le cône potentiel (Figure 44b), la décroissance de l'énergie cinétique devrait être plus rapide.

Afin de le confirmer, il est important de se focaliser sur la dissipation de la turbulence dans la zone quasiment homogène et isotrope. En supposant l'écoulement homogène et isotrope, le bilan de l'énergie cinétique turbulente en un point s'écrit :

$$\frac{3}{2}\mathrm{U}\frac{\partial\langle \mathrm{u}^2\rangle}{\partial \mathrm{x}} = -\varepsilon \tag{66}$$

Cette relation montre comment la dissipation (ε) contrebalance la convection dans un écoulement turbulent en décroissance. En supposant que l'énergie turbulente suive une loi de puissance telle que $\langle u^2 \rangle = A(x - x*)^{-n}$ où A et n sont la constante de décroissance et l'exposant de décroissance respectivement et x* une origine virtuelle, l'équation (66) devient :

$$\varepsilon = \mathrm{U}\frac{3\mathrm{n}}{2}A(x - x*)^{-n-1} \tag{67}$$

En couplant cette équation à la définition de l'échelle λ comme $\lambda = \frac{15v\langle u^2\rangle}{\varepsilon}$, on obtient la relation suivante [106, 110] :

$$\lambda^2 = \frac{10v}{n}\frac{(x - x*)}{U} \tag{68}$$

L'un des intérêts de la relation (68) est de proposer un moyen simple d'estimer l'exposant de dissipation n même si l'origine virtuelle est inconnue[101]. L'évolution de $(\lambda/D)^2$ est montrée sur la Figure 54a en fonction $\upsilon x/(U_D D^2)$.

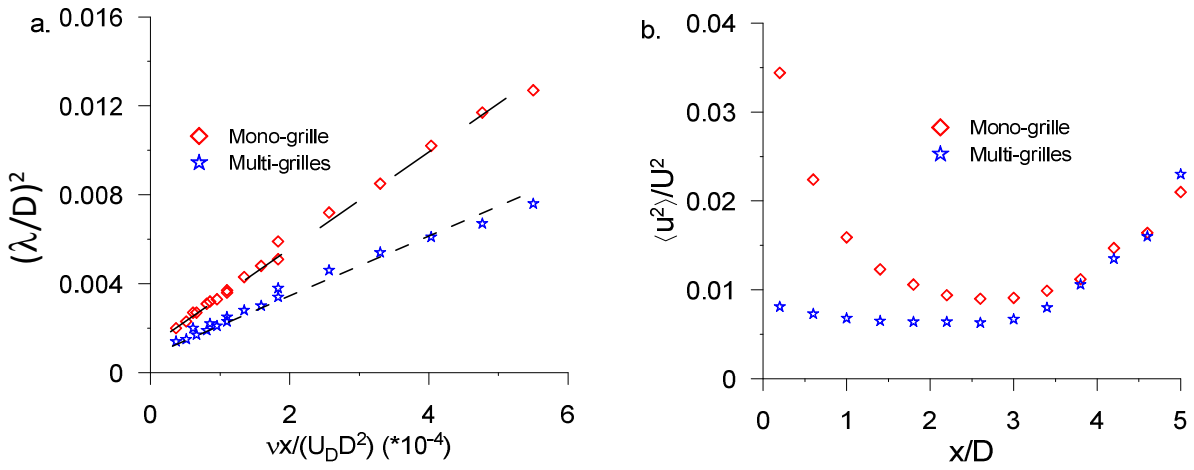


**Figure 54 : (a) Effet de la pression sur l'échelle de Taylor. Les lignes pointillées représentent les meilleures approximations avec l'équation (68). (b) Evolution axiale du tenseur de Reynolds $\langle u^2\rangle$ le long de l'axe central du jet à 0,5 MPa**

Ces données ont été mesurées pour chaque cas de pression dans la zone quasiment homogène isotrope de l'écoulement déterminée précédemment. Pour les deux dispositifs, les données forment une droite, de pente différente, ce qui conforte la formulation de l'équation (68). On trouve à partir de ces relations une valeur de n égale à 1,6 pour le système mono-grille ce qui correspond aux valeurs trouvées dans la littérature pour ce type de générateur de turbulence. Pour le système multi-grilles, on trouve un coefficient n égal à 2,8. De plus, comme la zone investiguée est une turbulence homogène isotrope, la différence ne peut être due à l'inhomogénéité de l'écoulement. Ceci prouve que la dissipation de la turbulence est plus rapide pour un dispositif multi-grilles.

La forte  décroissance de l'énergie cinétique turbulente mène à un niveau d'énergie plus important dans les domaines inertiels et dissipatifs même à $Re_\lambda$ constant. Ceci représente un intérêt important dans les interactions flamme- turbulence. En effet, cela permet d'étudier des régimes de flammes différents en favorisant un domaine d'échelles de turbulence spécifiques, et ce, en modifiant la géométrie du système de génération de turbulence.

## 4.3. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés aérodynamiques et énergétiques d'un système multi-échelles pour générer la turbulence dans un brûleur Bunsen. Nous avons montré que le système multi-grilles produit une turbulence de plus forte intensité qu'un système mono-grille. L'étude met aussi en évidence la production de petites échelles de turbulence de plus petites tailles et plus énergétiques avec le dispositif multi-grilles.

De plus, la turbulence est déterminée comme étant quasi homogène et isotrope dans une zone allant 1,4 à 3 fois le diamètre du bruleur à l'intérieur de cône potentiel.

Nous avons aussi montré que la pression a un effet important sur les petites échelles, car on voit que leur taille diminue avec l'augmentation de la pression.

La différence entre les systèmes multi-grilles et mono-grille est donc bien caractérisée dans ce chapitre sur le plan de la turbulence macroscopique, mais aussi microscopique.

# 5. Résultats en milieu réactif

Au cours du chapitre 4, nous avons montré comment l'utilisation d'écoulements sous pression et d'un système de génération de turbulence multi-échelles permettait de modifier les écoulements turbulents. À présent, nous allons étudier expérimentalement l'influence de ces caractéristiques turbulentes sur le plissement des fronts de flamme instantanés en combustion turbulente prémélangée.

Un front de flamme peut être vu comme une interface active. Sa réponse à des perturbations turbulentes va dépendre de ses caractéristiques intrinsèques. C'est en effet dans cette optique que le diagramme de combustion turbulente a été construit. Ce diagramme utilise des rapports de grandeurs caractéristiques de la turbulence et de la flamme. De plus, comme illustré dans la partie introductive, un front de flamme peut être impacté, sous certaines conditions, par des instabilités thermodiffusives et hydrodynamiques (Darrieus-Landau). La première étape de notre étude consiste à estimer les contributions de ces instabilités sur le plissement d'un front de flamme turbulent. L'objectif est ici de minimiser ces effets afin d'étudier le plus purement possible les effets de la turbulence et de la pression sur les plissements du front de flamme. Ensuite, nous utiliserons des conditions de mélange et de pression soigneusement sélectionnées afin d'étudier les effets turbulents, aussi bien celui des grandes échelles que des petites échelles.

## 5.1. Minimisation de l'influence des instabilités

### 5.1.1. Instabilités hydrodynamiques

Les conditions expérimentales mises en œuvre lors de cette étude sont représentées sur le diagramme de combustion sur la Figure 55.

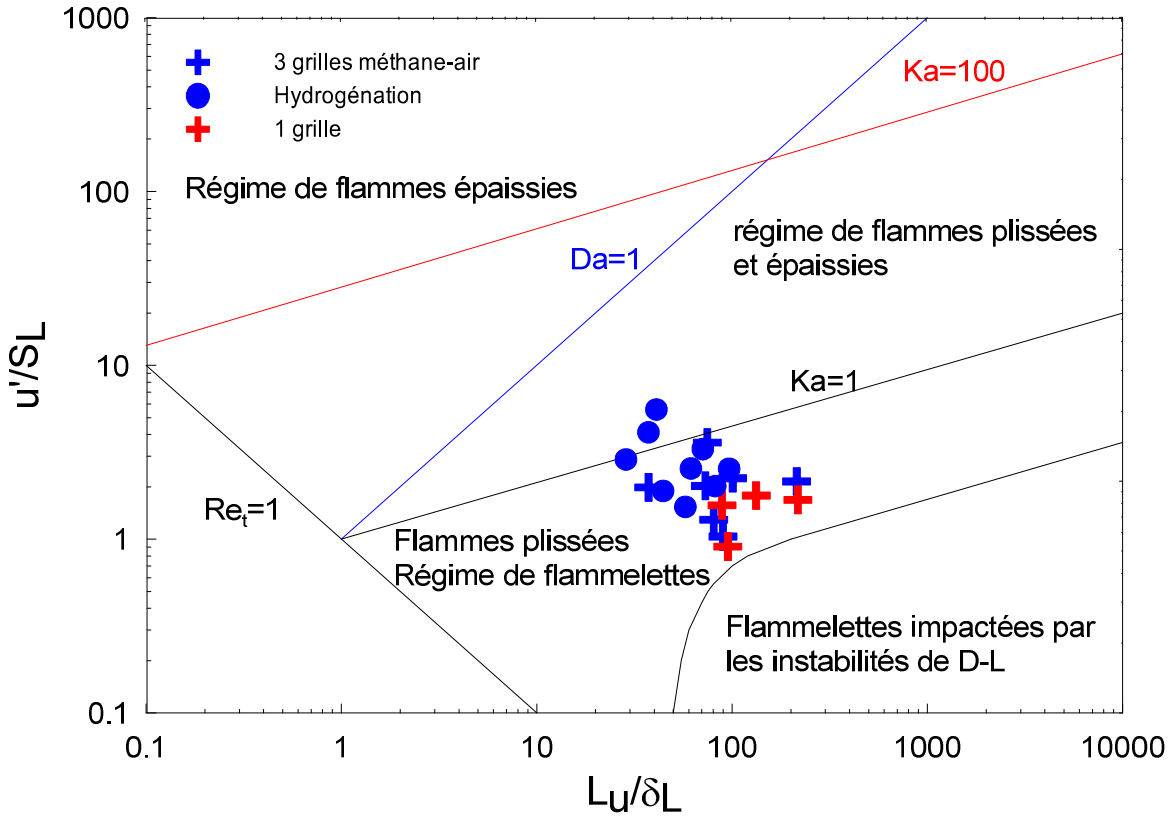


Figure 55: Conditions expérimentales étudiées

On observe que les conditions expérimentales du présent travail ne sont pas comprises dans la zone affectée par les instabilités de Darrieus-Landau. Des études en chambre sphérique pour des flammes laminaires en expansion correspondant aux mêmes conditions expérimentales ont été effectuées en parallèle afin de confirmer cette affirmation [111]. Le diamètre de la flamme sphérique étudiée était équivalent au diamètre du brûleur (25 mm) afin de rester dans les mêmes ordres de grandeur en ce qui concerne les effets d'échelle. Dans toutes les conditions de richesses et de pressions étudiées, le front de flamme ne présentait pas de perturbation vérifiant ainsi l'absence d'instabilités de Darrieus-Landau pour nos conditions expérimentales. Les conclusions de Troiani et coll [26] confirment aussi nos observations étant donné qu'ils n'observent pas d'instabilités hydrodynamiques pour des mélanges pauvres correspondant à nos conditions expérimentales.

### 5.1.2. Influence du nombre de Lewis du mélange

#### 5.1.2.1. Effets d'étirement

Dans un premier temps, nous avons sélectionné deux mélanges pour lesquels le nombre de Lewis varie du simple au double. Ces deux mélanges sont le méthane/air à une richesse de 0.8 et le propane/air à une richesse de 0.8.Ils possèdent respectivement un nombre de Lewis proche de l'unité et deux fois supérieur à l'unité. Les caractéristiques de ces deux mélanges sont rappelées dans le tableau suivant. Ces deux mélanges ont l'avantage de posséder des vitesses de flamme laminaire très similaires et des nombres de Lewis très différents.

**Tableau 3 : Mélanges utilisés pour déterminer le rôle des instabilités thermodiffusives (dispositif multi-grilles)**

| mélanges | Pression (MPa) | Richesse | $S_L$ (m/s) | Nombre de Lewis | u' (m/s) |
|---|---|---|---|---|---|
| **CH4-air** | 0,1 | 0,8 | 0,259 | 0,98 | 0,44 |
| **C3H8-air** | 0,1 | 0,8 | 0.269 | 2,04 | 0,44 |

L'objectif de cette première série d'expérimentations est de quantifier l'importance des effets induits par l'étirement dans notre configuration expérimentale. Les effets d'étirement peuvent être décomposés en deux contributions distinctes : courbure et étirement tangentiel. Pour des nombres de Lewis importants devant l'unité, la vitesse de consommation des gaz frais est plus faible que la vitesse de combustion laminaire non étirée (dans le cas d'étirement positif). Cette sensibilité est directement transcrite par la formulation linéaire de la vitesse de combustion laminaire initialement proposée par Markstein.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence du nombre de Lewis (supérieur à 1) sur le plissement de la flamme. Ceci peut être réalisé grâce à l'observation des cartographies de densité de surface de flamme.

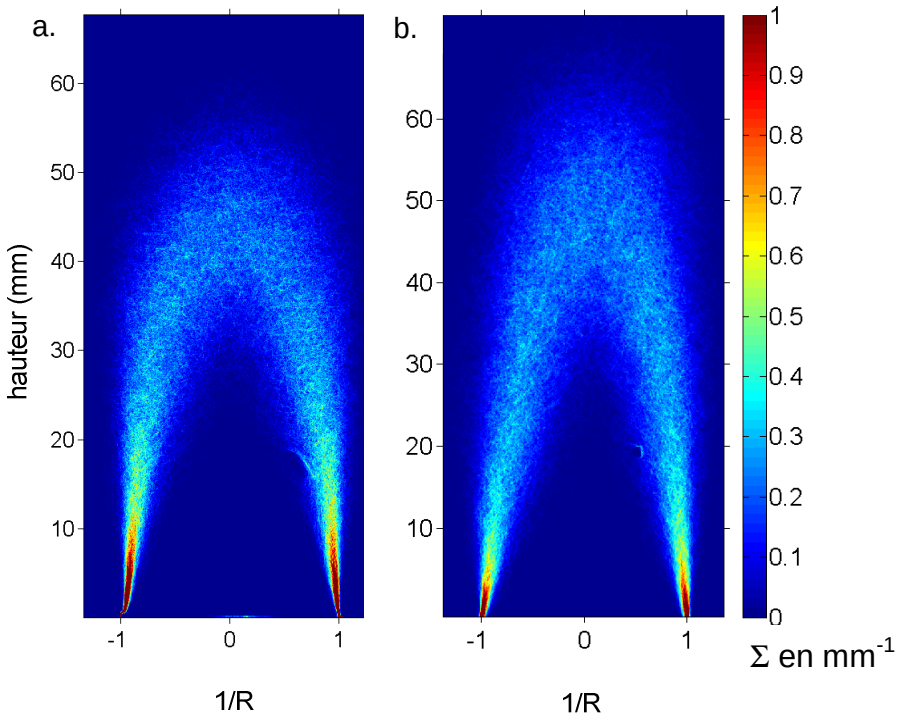


**Figure 56 : Densité de surface de flamme (Σ en $mm^{-1}$) à pression atmosphérique (a) ϕ=0,8 CH4-air (b) ϕ=0,8 C3H8-air**

La hauteur de flamme est légèrement modifiée, avec une flamme plus haute pour le mélange propane/air. L'étape suivante est de vérifier que cette différence est uniquement imputable à la légère différence des vitesses de flamme laminaire non étirée et non pas à un effet de l'étirement sur la vitesse de consommation des gaz frais. Pour vérifier ce point, nous évaluons la vitesse de combustion turbulente que nous normalisons par la vitesse de combustion laminaire non étirée.

Nous rappelons ici que l'évaluation de la vitesse de combustion turbulente est basée sur la méthode du cône correspondant à l'isoC=0.05 (méthode décrite dans la partie 3).

Pour les mélanges sélectionnés, nous avons obtenu des vitesses de combustion turbulente adimensionnées sensiblement équivalentes : 5.28 et 4.99. Nous observons une diminution de l'ordre de 5% avec l'utilisation du mélange contenant du propane, alors que le nombre de Lewis est multiplié par deux. Cette faible différence nous autorise à conclure que les effets induits par l'étirement sur la dynamique de flamme sont faibles et pourront être négligés dans la suite de ce travail. De façon plus générale, nous pouvons utiliser avec notre configuration

expérimentale des mélanges possédant des nombres de Lewis différents (supérieurs à l'unité) sans que cela n'affecte la dynamique de la flamme.

Nous souhaitons à présent quantifier le plissement éventuel induit par les instabilités thermodiffusives dans notre configuration.

#### 5.1.2.2. Instabilités thermodiffusives

Les instabilités thermodiffusives sont directement liées au nombre de Lewis car il est défini comme le rapport de la diffusivité thermique et de la diffusivité massique moléculaire, ayant des effets antagonistes sur la stabilité de la flamme. La diffusivité thermique a un effet stabilisant sur la flamme (nombre de Lewis supérieur à 1) et la diffusivité moléculaire un effet déstabilisant sur la flamme (nombre de Lewis inférieur à 1). Ceci peut s'illustrer avec l'aide de la Figure 57.

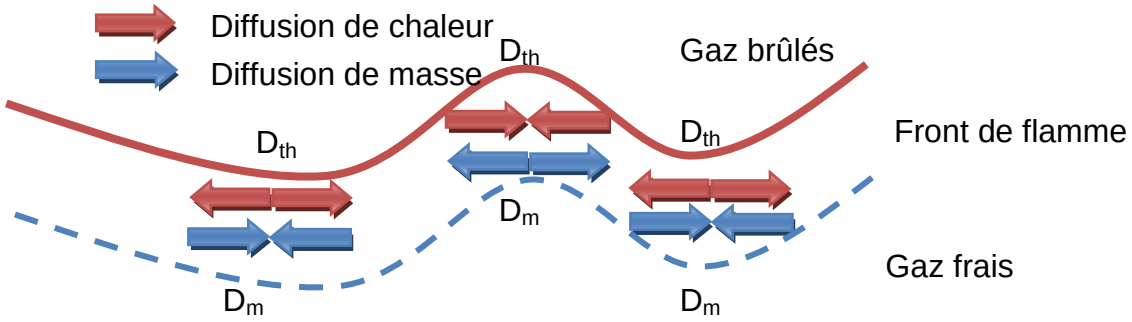


Figure 57 : Schéma explicatif des instabilités thermodiffusives

L'augmentation de la diffusivité massique a un impact sur la structure du front de flamme dans le sens où elle favorise les fortes courbures de front de flamme. En effet, si on augmente la diffusivité moléculaire on aura une diminution ou une augmentation de la vitesse locale de combustion, suivant si le front de flamme est courbé positivement ou négativement entraînant une augmentation de la courbure locale. Notons aussi que cet effet est favorisé par l'ajout de l'hydrogène dans le prémélange.

Pour estimer le rôle de ces instabilités, plusieurs mélanges présentant des nombres de Lewis inférieurs à l'unité ont été sélectionnés. Nous avons utilisé comme référence le prémélange méthane/air. Afin de modifier le nombre de Lewis du mélange et notamment d'obtenir des nombres de Lewis inférieurs à l'unité, nous avons travaillé avec le mélange méthane/air enrichi avec de l'hydrogène.

Les conditions expérimentales sélectionnées sont données dans le Tableau 4.

**Tableau 4 : Conditions expérimentales pour l'étude des effets instabilités thermodiffusives (dispositif multi-grilles, u'/U=11,5%)**

| Mélange | Pression (MPa) | Richesse | Le | $S_T$(m/s) | $S_L$(m/s) | $S_T/S_L$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| **CH4-air** | 0,1 | 0,8 | 0.98 | 1,37 | 0,259 | 5,28 |
| **CH4-20%H2–air** | 0,1 | 0,7 | 0.89 | 1,45 | 0,210 | 6,92 |
| **CH4-30%H2-air** | 0,1 | 0,6 | 0.83 | 1,25 | 0,138 | 9,06 |
| **CH4-air** | 0,2 | 0,8 | 0.98 | 1,60 | 0,191 | 8,38 |
| **CH4-20%H2–air** | 0,2 | 0,7 | 0.89 | 1,55 | 0,151 | 10,29 |
| **CH4-30%H2-air** | 0,2 | 0,6 | 0.83 | 1,44 | 0,093 | 15,41 |
| **CH4-air** | 0,3 | 0,8 | 0.98 | 1,87 | 0,157 | 11,94 |
| **CH4-20%H2–air** | 0,3 | 0,7 | 0.89 | 1,77 | 0,121 | 14,61 |
| **CH4-30%H2-air** | 0,3 | 0,6 | 0.83 | 1,50 | 0,072 | 20,89 |

Il est important de noter que pour les mélanges sélectionnés, l'enrichissement en hydrogène ne s'accompagne pas d'une augmentation de la vitesse de flamme laminaire. Ceci s'explique par le fait que nous avons couplé l'enrichissement en hydrogène avec une baisse de la richesse globale. L'objectif était ici de conserver des hauteurs de flamme turbulente approximativement identiques. On constate en réalité qu'avec les conditions choisies, la vitesse de flamme laminaire décroît lorsque l'on passe du mélange caractérisé par un Lewis de 0.98 (méthane/air, richesse de 0.8) à celui caractérisé par un nombre de Lewis de 0.83 (30% d'hydrogène en volume dans le méthane, richesse globale de 0.6).

Les nombres de Lewis effectifs pour les carburants bicomposés ont été déterminés par la formule suivante [112]:

$$Le = x_1 Le_1 + x_2 Le_2 \tag{69}$$

$Le_1$ correspond au nombre de Lewis du premier carburant considéré. Il est calculé à partir de la diffusivité moléculaire du carburant dans l'ensemble du mélange et de la diffusivité thermique du mélange. $Le_2$ correspond au nombre de Lewis du deuxième carburant considéré. Le nombre de Lewis effectif est calculé en utilisant les fractions molaires des deux carburants par rapport au carburant total. Ainsi, $x_1$ correspond à la concentration molaire du carburant 1 rapporté au nombre de moles total de carburant.

Sur la Figure 58, on observe les densités de surface de flamme pour les cas étudiés avec des nombres de Lewis différents. Les cartographies de densité de surface de flamme sont similaires pour les mélanges étudiés malgré la variation de 20% du Le.

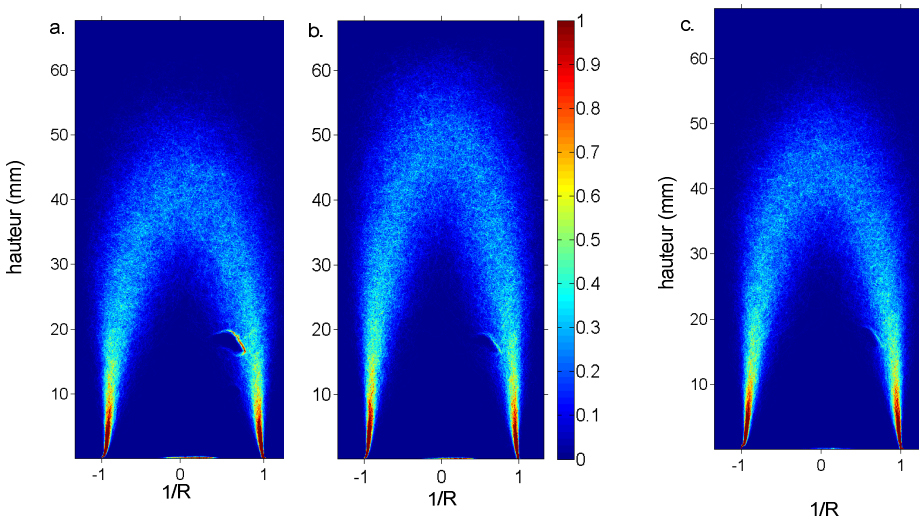


**Figure 58 : Densité de surface de flamme à pression atmosphérique (a) $\phi$=0,7 80% CH4 - 20% H2 – air (b) $\phi$=0,6 70% CH4 - 30% H2 – air (c) $\phi$=0,8 CH4-air ($\Sigma$ en $mm^{-1}$)**

Nous allons aussi nous intéresser à la courbure des fronts de flamme pour confirmer l'absence d'effet de Le dans nos conditions expérimentales. Cette information de courbure est directement liée au plissement du front de flamme. On se focalise sur la zone de la flamme supposée homogène et isotrope comme mesurée dans la partie 4 sur les résultats non réactifs, soit entre 35 et 45 mm au-dessus du brûleur comme montré sur la Figure 59.

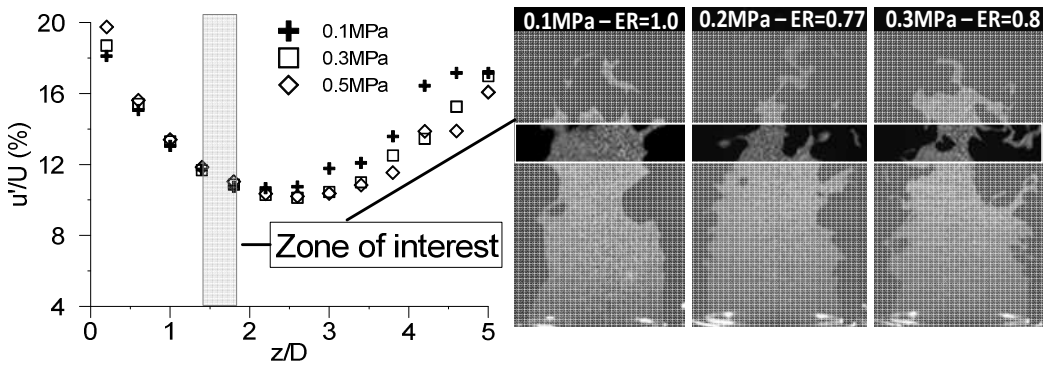


Figure 59 : Zone d'intérêt pour la détermination des rayons de courbure (données obtenues avec le dispositif multi-grilles)

Les PDFs de courbures représentées sur la Figure 60 sont calculées à partir de 1000 images pour chaque cas.

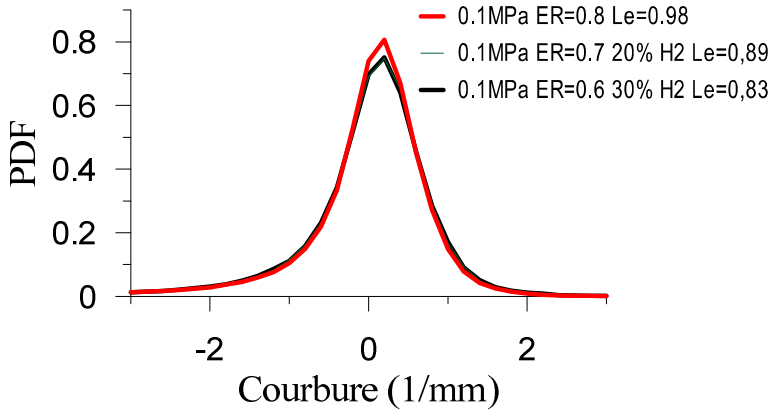


Figure 60 : PDF de courbure à pression atmosphérique pour des cas avec différents nombres de Lewis

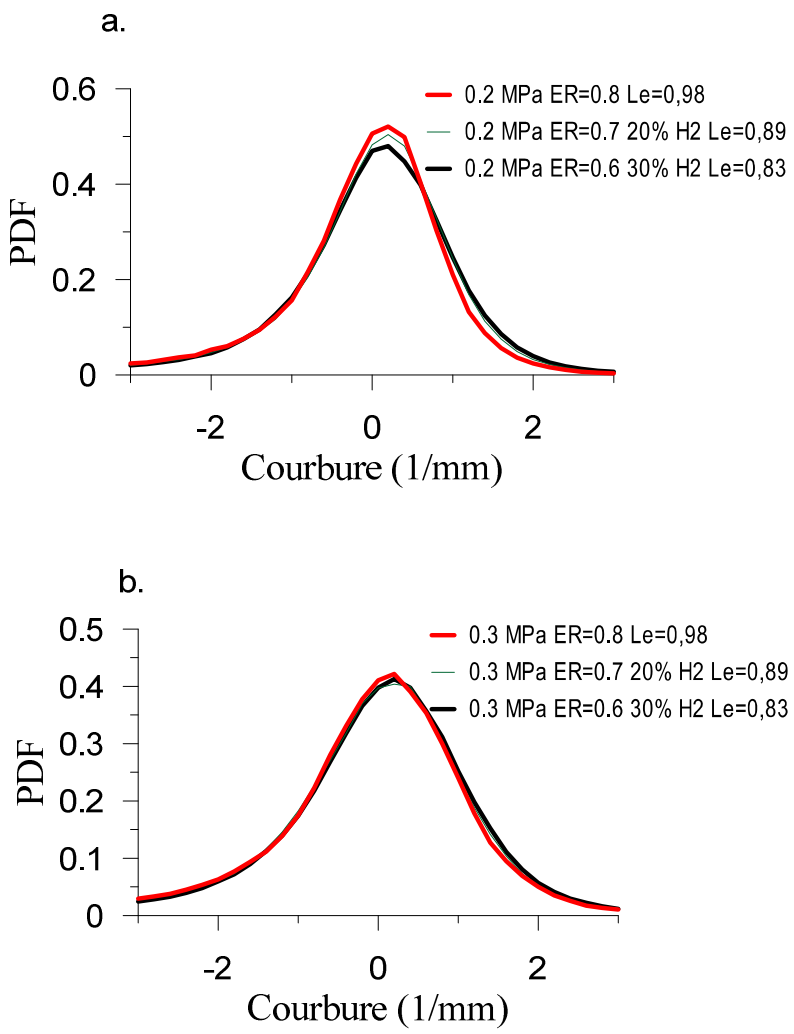


**Figure 61 : PDF de courbure de flamme enrichie en hydrogène pour des cas de pressions de (a) 0,2 MPa (b) 0,3 MPa**

On observe ainsi que les rayons de courbure varient très peu avec l'augmentation de l'enrichissement en hydrogène et donc avec la diminution du nombre de Lewis, pour les trois valeurs de la pression et de richesse. Il est cependant nécessaire de préciser que chaque cas à des conditions différentes et que de richesse, de nombre de Lewis et de pourcentage d'hydrogène. On sait que l'augmentation du pourcentage d'hydrogène à tendance à augmenter le plissement de flamme [54]. De même pour des nombres de Lewis inférieurs à 1 (diffusivité moléculaire plus importante que la diffusivité thermique donc front de flamme plus perturbé). En essayant de garder des niveaux de $S_T$ quasiment équivalents, on va chercher à observer si l'impact des instabilités thermodiffusives sur des flammes de prémélanges est compensé par le changement de richesse et on observe bien ce phénomène dans cette étude.

### 5.1.3. Conclusions

Dans cette partie, différents mélanges réactifs ont été étudiés afin de vérifier si nous avions réussi à minimiser l'impact sur le front de flamme des instabilités hydrodynamiques et des effets thermodiffusifs (effets du nombre de Lewis). Ces travaux ont permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

- Avec la configuration et les conditions expérimentales utilisées, les instabilités hydrodynamiques et les effets d'étirement ne sont pas significatifs sur la dynamique de la flamme.
- La diminution du nombre de Lewis en dessous de sa valeur d'équilibre (proche de l'unité) n'engendre pas des plissements supplémentaires du front de flamme pour nos conditions expérimentales.

Dans la suite de ce travail, nous nous basons sur ces résultats afin d'étudier les effets de la turbulence et de la pression sur le front de flamme sans l'impact de ces instabilités. De plus, les expérimentations suivantes sont effectuées avec des mélanges méthane-air dont le nombre de Lewis est environ égal à 1, limitant ainsi les instabilités thermodiffusives.

## 5.2. Influence de la structure de l'écoulement turbulent sur la dynamique du front flamme

Nous nous intéressons dans ce chapitre aux effets sur la dynamique des flammes turbulentes prémélangées liés à une modification de l'écoulement turbulent.

L'étude de la turbulence présentée dans les chapitres précédents a exposé les changements induits sur l'écoulement turbulent lorsque l'on passait d'un système mono-grille à un système multi-grilles. Dans un premier temps, nous comparons la réponse de la flamme soumise aux perturbations turbulentes induites par ces deux configurations de générateurs de turbulence. Nous nous intéresserons ensuite à l'influence spécifique des petites échelles de la turbulence.

### 5.2.1 Comparaison des effets de la turbulence générée par les deux systèmes de grilles

Le dispositif multi-grilles induit une augmentation de l'énergie turbulente ainsi qu'une augmentation de la production des petites échelles de turbulence. Celles-ci sont donc plus petites et aussi plus énergétiques comparées à la configuration mono-grille.

Les conditions expérimentales étudiées sont indiquées dans le Tableau 5 :

**Tableau 5 : Comparaison des paramètres issus du système multi-grilles (u'/U=11,5%) par rapport au système mono-grille (u'/U=7,5%) pour des mélanges méthane-air**

| Dispositif | Pression (MPa) | Richesse | u'(m/s) | $S_L$(m/s) | u'/$S_L$ | λ (mm) | η (mm) | $\delta_L$(mm) | λ/$\delta_L$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Multi grilles | 0,1 | 0,85 | 0,44 | 0,31 | 1,29 | 1,80 | 0,130 | 6,79E-02 | 26,52 |
| | 0,2 | 0,77 | 0,43 | 0,19 | 2,03 | 1,45 | 0,081 | 7,53E-02 | 19,26 |
| | 0,3 | 0,8 | 0,43 | 0,18 | 2,24 | 1,27 | 0,063 | 5,19E-02 | 24,47 |
| | 0,4 | 0,9 | 0,43 | 0,19 | 2,14 | 1,06 | 0,046 | 3,13E-02 | 33,90 |
| Mono grille | 0,1 | 0,85 | 0,28 | 0,31 | 0,91 | 2,23 | 0,180 | 6,79E-02 | 32,85 |
| | 0,2 | 0,77 | 0,30 | 0,19 | 1,67 | 1,76 | 0,110 | 7,53E-02 | 23,37 |
| | 0,3 | 0,8 | 0,31 | 0,18 | 1,78 | 1,53 | 0,081 | 5,19E-02 | 29,48 |
| | 0,4 | 0,9 | 0,31 | 0,19 | 1,71 | 1,43 | 0,070 | 3,13E-02 | 45,73 |

#### 5.2.1.1. Étude de la densité de surface de flamme

La Figure 62 montre les DSF (Densité de Surface de Flamme) locales où les différences entre les flammes générées par le système multi-grilles et celles générées par le système simple grille sont visibles.

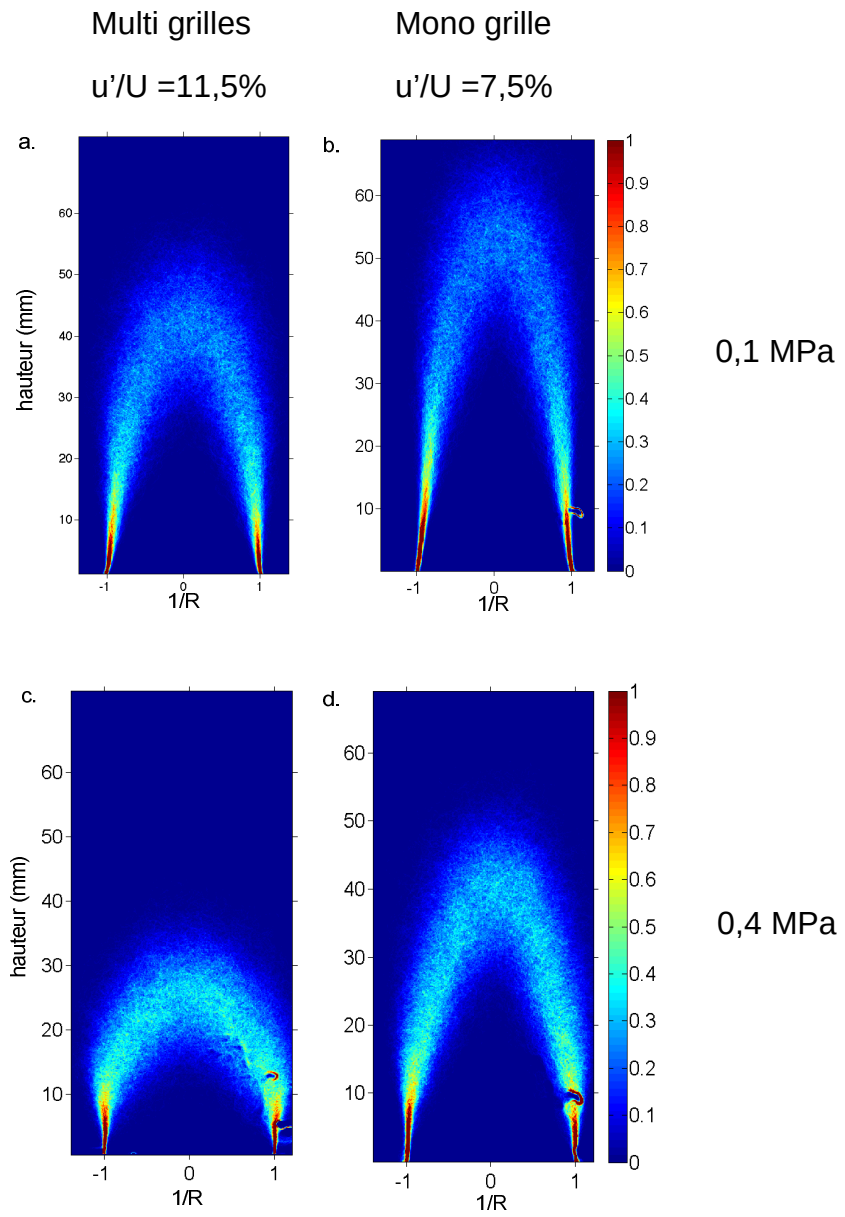


**Figure 62 : DSF locales pour les systèmes mono-grille et multi-grilles : (a) CH4-air ϕ=0,85 0,1 MPa multi-grilles (b)CH4-air ϕ=0,85 0,1 MPa mono grille (c) CH4-air ϕ=0,9 0,4 MPa multi-grilles (d) CH4-air ϕ=0,9 0,4 MPa mono-grille (Σ en $mm^{-1}$)**

L'utilisation du système multi-grilles modifie notablement la structure du front de flamme. On constate sur les cartographies situées à gauche (système multi-grilles) que la hauteur de flamme moyenne est fortement réduite. Les conditions de flamme étant identiques entre les cas a et b puis c et d, cette modification de hauteur est directement imputable à un plissement plus marqué avec l'utilisation du système multi-grilles. Cette observation expérimentale est logique dans la mesure où l'écoulement est rendu plus turbulent par la mise en place du système multi-grilles. Afin de mieux se rendre compte de l'impact du système de génération de turbulence sur la dynamique des plissements du front de flamme, nous nous intéressons aux résultats sur les distributions des courbures.

#### 5.2.1.1. Étude des plissements du front de flamme (courbure)

La Figure 63 montre une comparaison entre les PDF des courbures des cas étudiés avec les deux types de génération de turbulence.

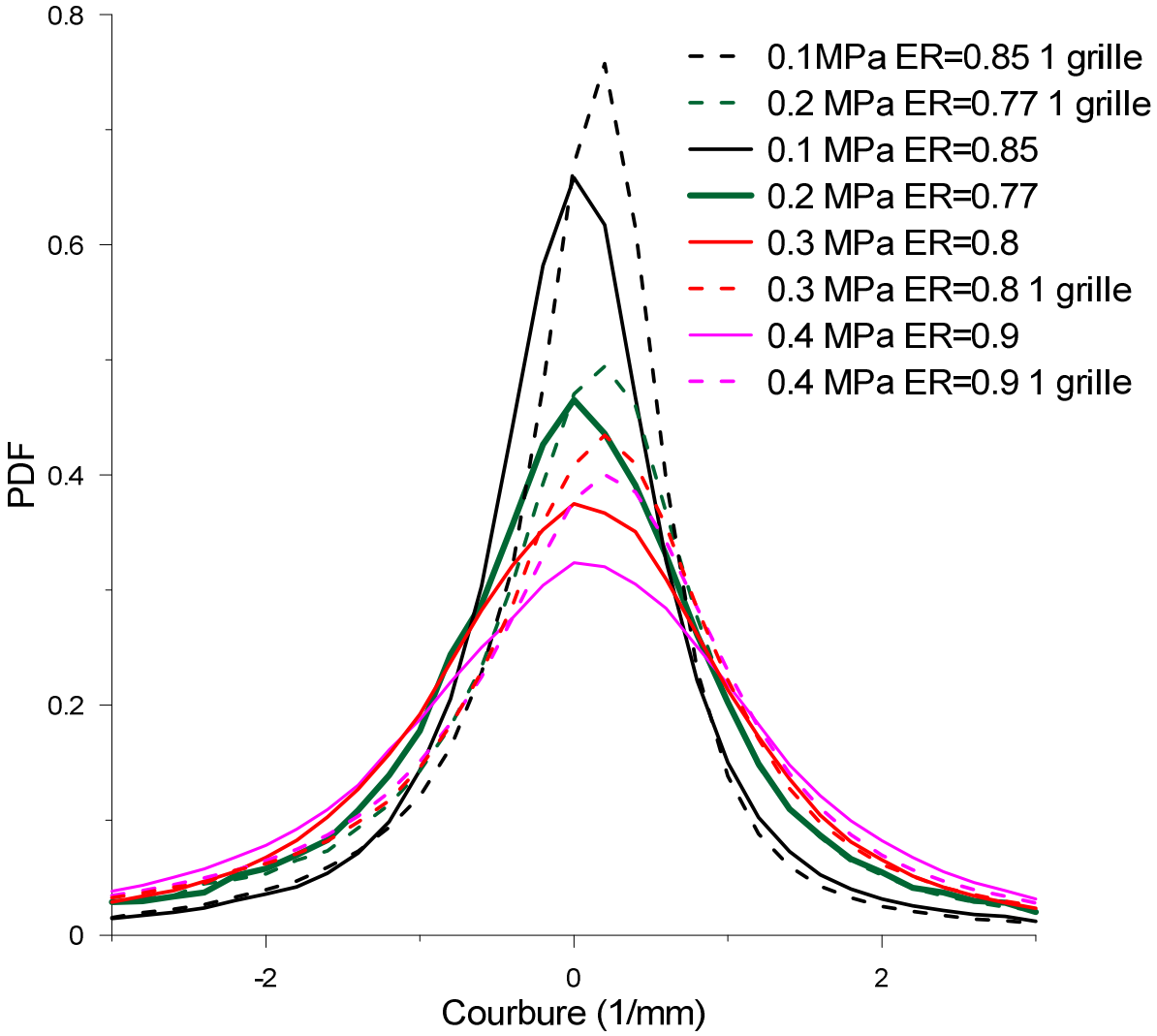


**Figure 63 : PDF des courbures du front de flamme instantané pour les configurations mono-grille et multi-grilles du générateur de turbulence, pour plusieurs pressions et richesses**

Il est intéressant de noter que les cas multi-grilles présentent des probabilités plus importantes de grandes valeurs de courbure que les cas mono-grille (donc de plus petits plissements). Ces figures illustrent ainsi le fait que le plissement du front de flamme augmente avec l'utilisation du système multi-grilles qui génère des structures turbulentes plus petites et plus énergétiques.

#### 5.2.1.2. Etude des vitesses de propagation turbulente

La figure 61 présente l'intensité de combustion $S_T/S_L$ en fonction de $u'/S_L^0$pour les dispositifs mono et multi grilles.

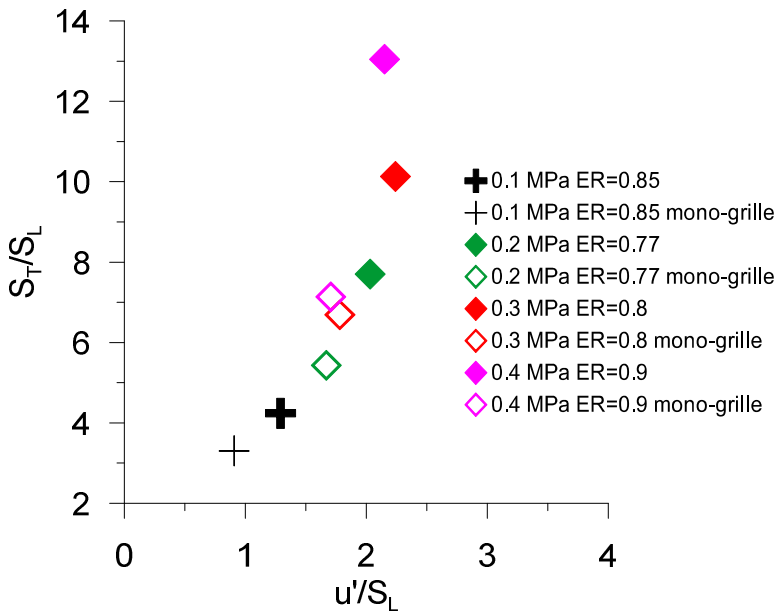


**Figure 64 : Intensité de combustion vs $u'/S_L$ pour les configurations mono et multi-grilles**

Il est intéressant d'observer la différence d'intensité de combustion entre les deux configurations. En effet, les cas mono-grille ont une intensité de combustion bien plus faible que les cas multi-grilles pour des conditions de flamme identiques (en richesse et pression). Ceci s'explique par la capacité du dispositif multi-grilles à augmenter l'intensité de la turbulence et à générer de plus petites échelles en comparaison avec la mono-grille. On peut quantifier l'effet du dispositif multi grilles par rapport au dispositif mono grille en calculant le rapport entre les ST/SL des deux dispositifs (Figure 65).

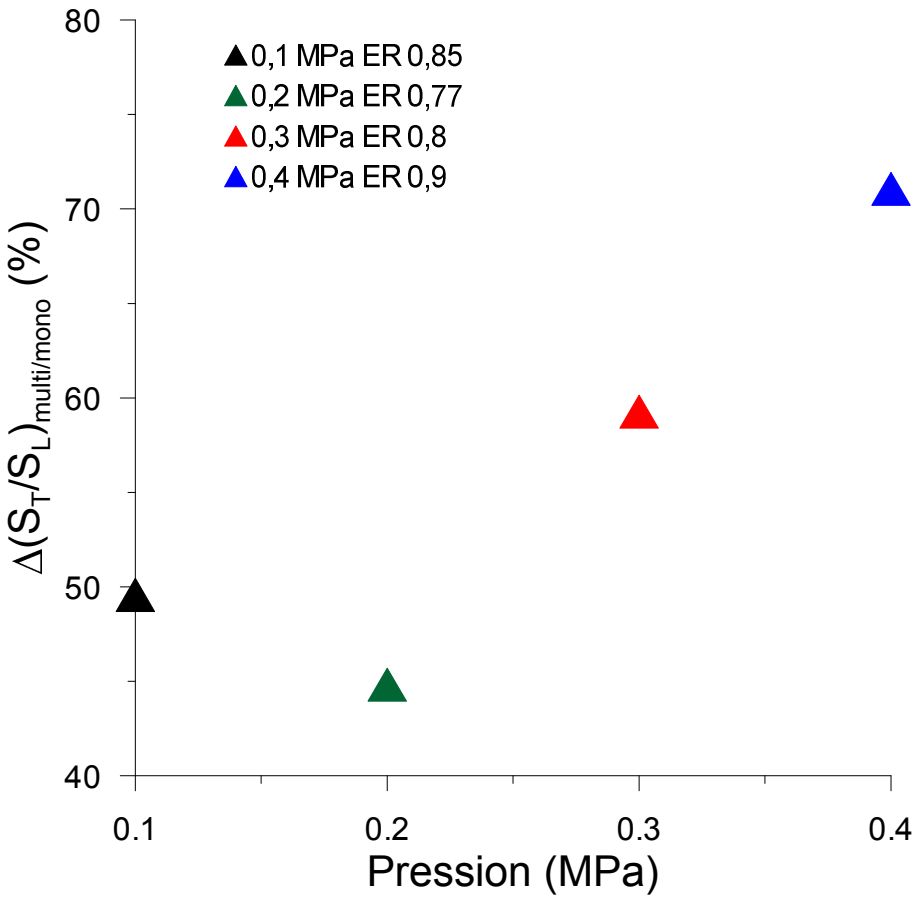


Figure 65 : Rapport entre ST/SL obtenus avec les deux dispositifs

On observe que l'intensité de combustion pour les cas multi grilles est supérieure d'au moins 44% et cette différence augmente avec la pression.

On sait que l'utilisation du système multi-grilles modifie l'intensité des grandes échelles turbulentes ainsi que l'intensité et la taille des petites échelles turbulentes.

Il est évident que l'ensemble des échelles turbulentes a un effet sur la dynamique du front de flamme. Par contre, il est plus difficile d'attribuer une importance relative à une classe d'échelles turbulentes en particulier. Une partie de la réponse est fournie par la Figure 64. On s'aperçoit notamment que les valeurs de l'intensité de combustion obtenues à haute pression avec le système multi-grilles (losanges pleins) sont les plus importantes et croissent avec l'augmentation de la pression. Pour ces conditions, l'intensité de combustion turbulente augmente fortement alors que le rapport $u'/S_L$ reste quasiment constant. Nous imputons cette évolution aux effets des structures turbulentes à petites échelles qui ne sont pas totalement prises en compte par le paramètre $u'/S_L$ et que nous étudions dans le paragraphe suivant.

## 5.3. Influence des petites échelles de turbulence

Lachaux et coll.[52] montrent dans leur étude que l'échelle de Taylor $\lambda$ varie avec la pression suivant $P^{-1/2}$ et que l'échelle de Kolmogorov suivant $P^{-3/4}$. Ceci implique une diminution de la taille de ces deux échelles avec l'augmentation de la pression (voir aussi ci-dessus, Chapitre 4, pp. 76-77).

Nous utilisons le paramètre pression pour faire varier la taille des petites échelles turbulentes tout en conservant les caractéristiques à grandes échelles de l'écoulement turbulent. Par contre, la modification des conditions de pression s'accompagne aussi d'une modification des paramètres de flamme, comme la vitesse de combustion laminaire ou l'épaisseur du front de flamme laminaire. Nous ne sommes pas en mesure de conserver ces deux paramètres de flamme quand nous changeons la pression. Par contre, nous pouvons coupler une modification de la richesse à l'augmentation de la pression afin de garder un rapport $u'/S_L$ constant. Dans ces conditions, les éventuels changements de structure de flamme seront directement imputables à une variation des petites échelles de la turbulence et/ou de l'épaisseur du front de flamme laminaire. Nous choisissons l'échelle de Taylor comme représentative des petites échelles suffisamment énergétiques capables d'interagir avec le front de flamme. Afin de rendre compte également des variations d'épaisseur de flamme, nous considérerons aussi le rapport entre l'échelle de Taylor et l'épaisseur de la flamme laminaire.

Les conditions expérimentales sélectionnées pour effectuer ces différentes comparaisons sont indiquées dans le Tableau 6.

**Tableau 6 : Conditions expérimentales pour déterminer l'impact des petites échelles à vitesse laminaire constante**

| Pression (MPa) | Richesse | u'(m/s) | $S_L$(m/s) | $U'/S_L$ | $\lambda$ (mm) | $\eta$ (mm) | $\delta_L$(mm) | $\lambda/\delta_L$ | $S_T/S_L$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **0,1** | 0,7 | 0,44 | 0,2 | 1,99 | 1,80 | 0,130 | 1,46E-01 | 12,32 | 4,7 |
| **0,2** | 0,77 | 0,43 | 0,19 | 2,03 | 1,45 | 0,081 | 7,53E-02 | 19,26 | 7,7 |
| **0,3** | 0,8 | 0,43 | 0,18 | 2,24 | 1,27 | 0,063 | 5,19E-02 | 24,47 | 10,13 |
| **0,4** | 0,9 | 0,43 | 0,19 | 2,14 | 1,06 | 0,046 | 3,13E-02 | 33,90 | 13,05 |

Afin de conserver une vitesse de flamme constante, nous avons augmenté la richesse du mélange avec la pression. Cette variation permet de compenser la réduction de la vitesse de flamme laminaire induite par l'augmentation de la pression.

Pour les cas décrits dans le Tableau 6, les vitesses turbulentes et les échelles intégrales sont conservées. Le Tableau 6 montre aussi les petites échelles de la turbulence diminuent avec la pression ainsi que l'épaisseur laminaire de la flamme qui est de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov. Le rapport $\lambda/\delta_L$ varie entre 12 et 34 que l'on peut considérer comme étant du même ordre de grandeur en termes de son influence éventuelle sur la dynamique des fronts de flamme instantanés.

L'épaisseur de flamme est ici déterminée en utilisant le gradient maximal de température comme dans l'équation (9). Le saut de température ayant lieu dans cette fine zone apporte des changements de viscosité et de densité importants. Les petites échelles de turbulence se dissipent rapidement dans cette zone si elles ne sont pas assez énergétiques [89]. Une telle approche implique que l'épaisseur de flamme laminaire agit comme une fréquence de coupure du plissement de flamme. Poludnenko et coll. [113] l'ont montré en introduisant l'épaisseur de flamme laminaire dans les spectres d'énergie afin d'identifier les échelles de turbulence responsables du plissement du front de flamme.

#### 5.3.1.1. Étude des vitesses de propagation turbulente

La Figure 62 représente l'intensité de combustion des cas étudiés.

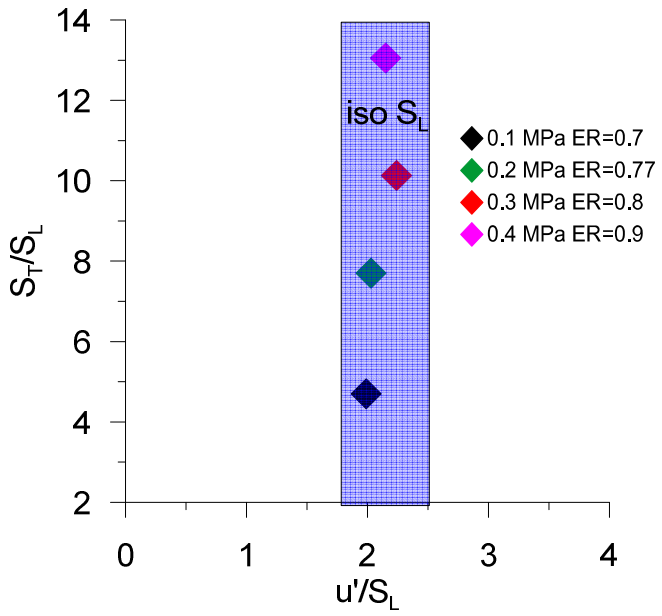


**Figure 66 : intensité de combustion pour des cas à vitesse de combustion laminaire équivalente**

Comme u' ne varie pas avec la pression et que $S_L$ est équivalent pour chaque cas, la valeur de $u'/S_L$ est quasiment la même pour chaque cas. Par contre, l'intensité de combustion turbulente augmente lorsque l'on augmente la pression. Il apparaît directement que dans ces conditions, les interactions flamme - turbulence sont pilotées par les petites échelles et ces effets ne sont pas pris en compte par le rapport $u'/S_L$. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'effet des petites échelles de la turbulence ainsi que ceux liés à la réduction de l'épaisseur de flamme.

#### 5.3.1.2. Étude de la densité de surface de flamme

Nous avons représenté sur la Figure 63 les valeurs moyennes de la densité de surface de flamme le long de l'axe au centre du brûleur en fonction des iso-<c>. On observe bien que plus on augmente la pression, plus les valeurs de densité de surface de flamme sont importantes.

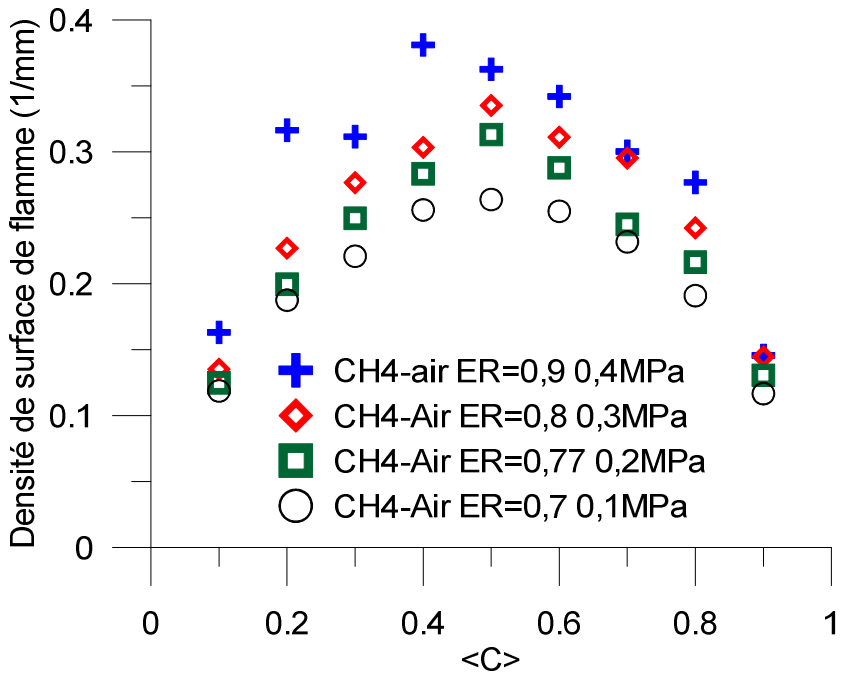


**Figure 67 : DSF en fonction des iso<C> pour les cas à u'/$S_L$ équivalents**

#### 5.3.1.1. Étude des plissements du front de flamme (Courbure)

La Figure 68 présente les PDF de courbures des cas à u'/$S_L$ constants. Ces PDF ont ensuite été normalisés par différents paramètres comme l'épaisseur de flamme laminaire normalisée $(\delta_L/\delta_{L(\phi=0.7)})^{0,5}$ et l'échelle de Taylor normalisée $\lambda/\lambda_{Patm}$. On observe que la probabilité des grandes courbures (petits plissements) est de plus en plus importante lorsque la pression augmente et par conséquent lorsque des petites structures turbulentes énergétiques sont injectées dans l'écoulement. On montre aussi sur ces figures que ces distributions de courbures peuvent être normalisées par l'échelle de Taylor, mais aussi par l'épaisseur laminaire des fronts de flamme instantanés.

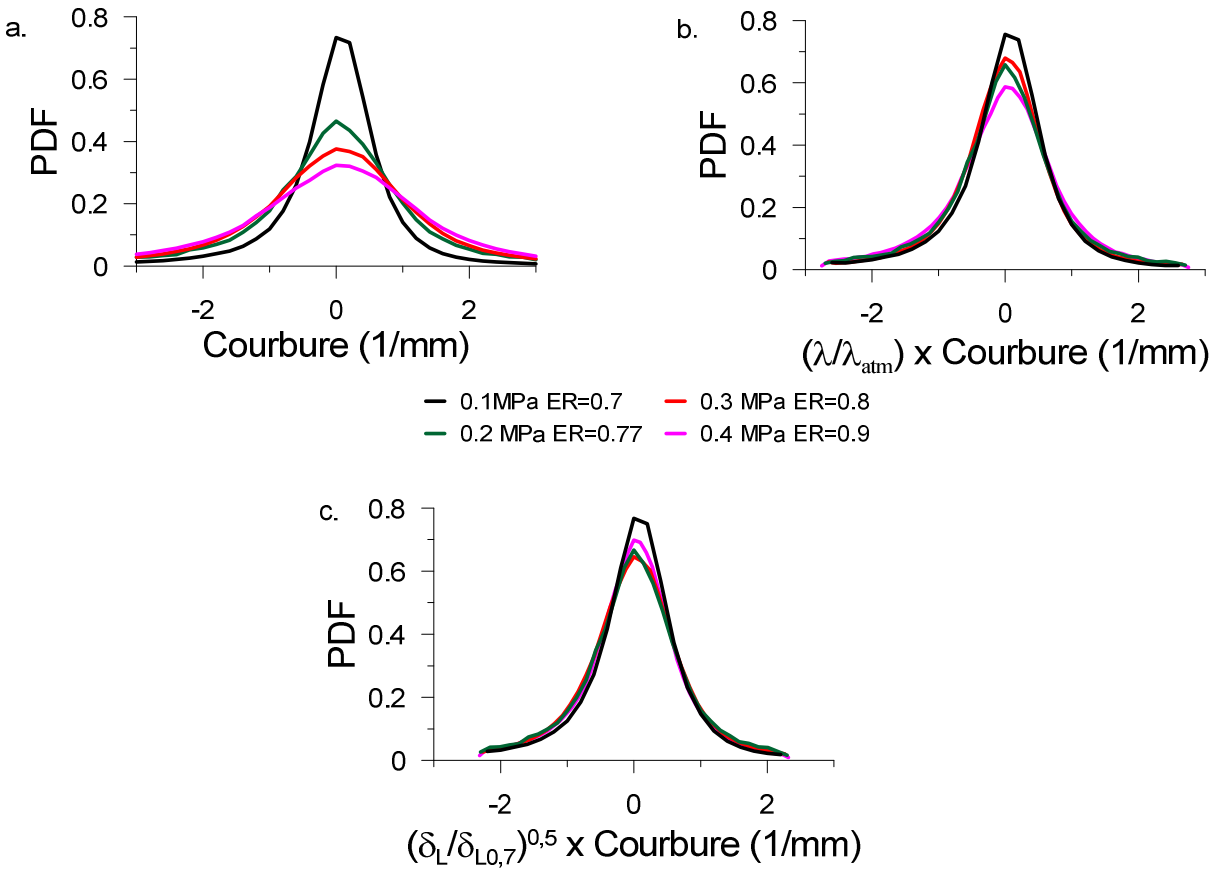


**Figure 68 : PDF des courbures de flamme des cas étudiés à $u'/S_L$ constant : (a) PDF des courbures sans normalisation(b) PDF des courbures normalisée par l'échelle de Taylor (c) PDF des courbures normalisées par l'épaisseur de flamme laminaire**

Grâce à cette étude [111], il a été démontré que les courbures du front de flamme dépendent de l'épaisseur de flamme et des petites structures et non pas que de $u'/S_L$. Ceci rejoint les conclusions de Chaudhuri et coll. [71] qui proposent de tracer l'intensité de combustion en fonction de $(u'/S_L.R/\delta_L)^{0,5}$ avec R une échelle de longueur caractéristique (Rayon d'une flamme en expansion ou diamètre d'un brûleur Bunsen). Cependant, au vu de nos résultats, l'intégration de l'échelle de Taylor dans cette relation peut permettre une représentation encore plus fidèle du plissement de flamme engendré par les grandes et les petites échelles.

Si on remplace R par $\lambda$ dans le paramètre de Chaudhuri et que l'on représente les intensités de combustion pour les cas du Tableau 6 donc à $u'/S_L$ constant, on obtient la Figure 69 où l'on observe une évolution linéaire entre l'intensité de combustion et le produit $(u'/S_L.\lambda\ /\delta_L)^{0,5}$ montrant l'effet couplé des grandes échelles $(u'/S_L)$ et des petites échelles $(\lambda/\delta_L)$ sur le plissement du front de flamme. De plus, cette formulation est proportionnelle au $Re_\lambda^{0,5}$.

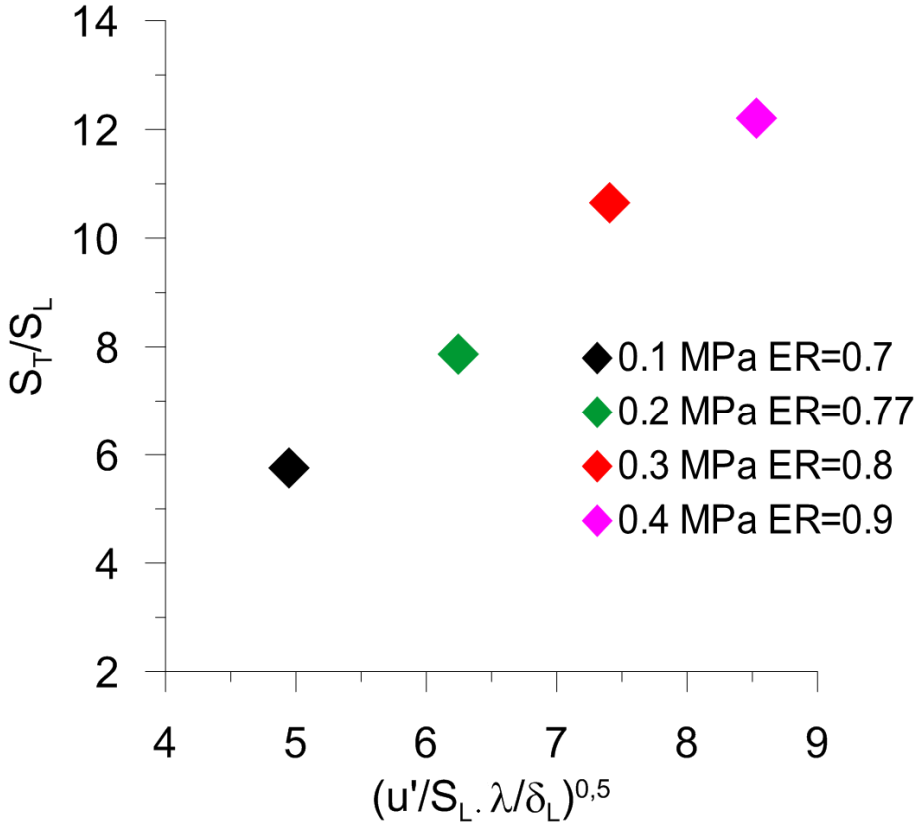


**Figure 69 : Intensité de combustion pour des mélanges réactifs du Tableau 6 à u'/$S_L$ constant en fonction du paramètre u'/$S_L$ multiplié par $\lambda/\delta_L$ le tout à la puissance 0,5.**

Cette figure montre bien que l'intensité de combustion n'est pas seulement fonction de u'/SL mais aussi de $\lambda/\delta_L$.

## 5.4. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence l'impact des conditions de turbulence sur la structure du front de flamme en s'affranchissant des instabilités thermodiffusives et hydrodynamiques.

- L'efficacité du dispositif multi-grilles par rapport au dispositif mono-grille pour la génération d'une turbulence quasi homogène et isotrope à forte intensité de turbulence et avec des petites échelles énergétiques a été démontrée. Ce dispositif a permis d'étudier l'influence des petites échelles de turbulence sur la dynamique des plissements des fronts de flamme instantanés en combustion turbulente prémélangée, sans l'intervention des effets de diverses instabilités

- L'impact majeur des petites échelles de turbulence représentées par l'échelle de Taylor a été démontré grâce à l'étude de plusieurs mélanges réactifs avec une vitesse de flamme laminaire constante et un rapport $u'/S_L$ constant.
- L'efficacité du paramètre $(u'/S_L.\lambda/\delta_L)^{0,5}$ pour représenter l'évolution de l'intensité de la combustion a été confirmée pour caractériser l'effet des petites et des grandes échelles en combustion turbulente prémélangée.

# 6. Conclusions générales

Les principaux objectifs de cette étude étaient de caractériser la turbulence générée par un système de grilles multi-échelles implanté dans un brûleur de type Bunsen, puis d'étudier les interactions entre une flamme et la turbulence pour différents cas de richesses et de pressions.

Pour ce faire, des études en milieu non réactif et en milieu réactif ont été menées. En milieu non réactif, des expérimentations par anémométrie fil chaud monodimensionnel et LDA bidimensionnelle ont été menées afin d'obtenir des données sur les vitesses de l'écoulement en différents points en aval de la section de sortie du brûleur.

En milieu réactif, des expérimentations avec des flammes à différentes pressions et à différentes richesses ont permis l'étude de l'impact de trois paramètres séparément les uns des autres. Les études de l'intensité de combustion, de la courbure du front de flamme et de la densité de surface de flamme ont été faites à partir d'images obtenues par tomographie laser

## 6.1. Conclusion de l'étude en milieu non réactif

Lors de cette étude, une comparaison entre deux systèmes de génération de turbulence a été faite. Deux types de diagnostics ont été utilisés pour cela, l'anémométrie fil chaud et l'anémométrie laser Doppler. Cette étude porte sur des analyses statistiques en 1 point (vitesses moyennes, vitesses fluctuantes) et en 2 points (échelles de turbulences, analyses spectrales) des deux dispositifs à des pressions allant jusqu'à 0,5 MPa. Ensuite la caractérisation de la turbulence générée par le système multi-grilles a été réalisée en détail avec une étude d'homogénéité et d'isotropie. Puis, en étudiant les effets de la pression sur l'écoulement généré par ce système.

Les résultats ont montré que :

- le niveau de turbulence est augmenté de 40% par rapport à un système mono-grille

- La taille des petites échelles est réduite lors de l'utilisation d'un système multi-grilles comparé à un système mono-grille
- Les transferts d'énergie sont aussi plus importants entre les échelles de turbulence générées par un système multi-grilles
- La turbulence générée par le système multi-grilles est homogène et isotrope dans la région du cône potentiel du brûleur (1,4≤ x/D ≤3) où la flamme se stabilise
- La pression à un impact important sur la taille des petites échelles de turbulence, mais pas sur la taille des grandes échelles ce qui est en accord avec la littérature

Le système multi-grilles, de par les propriétés de la turbulence qu'il génère, permet l'investigation de régimes de flammes turbulentes non atteints avec le système simple grille dans des conditions similaires.

## 6.2. Conclusion de l'étude en milieu réactif

L'influence de la turbulence sur le front de flamme a été étudiée à l'aide du diagnostic de tomographie laser.

Les caractéristiques de la turbulence utilisées lors de cette étude sont tirées de l'étude à froid et se concentre dans la zone définie comme homogène isotrope.

En déterminant une matrice d'expérimentation avec des conditions différentes, il a été possible d'isoler plusieurs paramètres susceptibles d'impacter la structure du front de flamme. Pour cela, les mélanges gazeux, les richesses, les dispositifs de générations de turbulence et les conditions de pression ont été modifiés. Il a été possible ensuite de vérifier la présence d'instabilités pour nos conditions expérimentales (variation du nombre de Lewis). L'impact du système de génération de turbulence a pu être mis en avant en milieu réactif. Enfin, en maintenant le paramètre u'/SL constant, l'observation de l'effet d'autres paramètres sur le front de flamme a été effectuée.

Ces études ont consistées en l'étude d'un facteur global à la flamme, à savoir l'intensité de combustion, puis un paramètre donnant une information plus locale sur le front de flamme (Densité de surface de flamme) et enfin un paramètre nous donnant une information sur l'échelle du plissement de la flamme (la courbure).

Les résultats de ces études sont les suivants :

- Les plissements du front de flamme observés avec nos conditions expérimentales ne sont dus ni aux instabilités de Darrieus-Landau (en nous basant sur les travaux de Chaudhuri et coll. [88] ainsi que sur l'étude laminaire menée par Fragner et coll. [41]) ni aux instabilités hydrodynamiques (étude de mélanges avec différents nombres de Lewis).

- Le changement de système de génération de turbulence à un effet non négligeable sur les flammes prémélangées de type Bunsen. En effet, l'intensité de combustion est au minimum supérieure de 44% pour un dispositif multi-grilles par rapport à un système mono-grille pour des conditions de mélanges identique. Cette différence semble augmentée avec la pression. De plus, les flammes générées avec le système multi-échelles sont plus courtes et plus denses à conditions identiques. Enfin, le plissement est aussi plus important pour ce dispositif que pour un dispositif mono-grille. Ces résultats montrent que les petites échelles de turbulence ont un impact sur la structure des flammes prémélangées

- Le rôle du paramètre $u'/S_L$ sur les courbures du front de flamme est nuancé de par le fait que lorsque cette donnée est constante, nous avons des intensités de turbulences très différentes en fonction de la pression. Les densités de surfaces de flamme suivent la même tendance ainsi que les rayons de courbure. Ces cas ont été faits à des pressions différentes montrant que celle-ci (reliée à la viscosité cinématique) à un effet important sur la structure de flamme, laissant une interrogation sur les petites échelles de turbulences

- En normalisant les courbures du front de flamme avec plusieurs paramètres, il a été démontré que l'échelle de Taylor et l'épaisseur de la flamme laminaire sont des paramètres importants influant sur le front de flamme. L'échelle de Taylor est trouvé représentative de l'échelle de plissement du front de flamme

- L'efficacité du paramètre $(u'/S_L.\lambda/\delta_L)^{0,5}$ pour représenter l'évolution de l'intensité de la combustion a été confirmée pour caractériser l'effet des petites et des grandes échelles en combustion turbulente prémélangée.

Ce travail a donc permis de mettre en avant les effets des petites échelles turbulentes sur les interactions entre flamme et turbulence au niveau des intensités de combustion, mais aussi densité de surface de flamme et des courbures de flamme, dans des conditions expérimentales où les diverses instabilités de flammes sont minimisées.

# 7. Perspectives

Les perspectives de cette étude sont multiples. En effet, après avoir étudié les flammes issues de prémélanges de méthane-air, propane-air et méthane+hydrogène-air, plusieurs possibilités s'offrent à nous. Le champ de température n'a pas été étudié lors de ce travail. Un mélange à des fins plus écologiques telles que le syngaz peut être étudié. Faire l'étude de flammes à des pressions plus élevées (jusqu'à 1 MPa) afin de se rapprocher des conditions d'utilisations des turbines à gaz industrielles est aussi une perspective importante. Enfin, une étude de ces mêmes flammes avec des diagnostics avec des résolutions spatio-temporelles plus importantes est envisageable pour compléter notre travail.

## 7.1. Diagnostic par diffusion Rayleigh

Les études par diffusion Rayleigh, notamment la technique de diffusion Rayleigh biplanaire seraient un plus pour ce travail, car l'obtention du champ de température et des gradients de température associés permettrait d'avoir une évaluation plus précise de l'épaisseur de flamme turbulente ainsi que de la structure interne du front de flamme.

## 7.2. Etudier l'effet des petites échelles sur un autre mélange (comme le syngaz)

Après avoir démontré que les petites échelles de Taylor jouent un rôle important pour le plissement du front de flamme pour des mélanges méthane-air, il serait intéressant de vérifier cette observation sur des mélanges émergents tels que le syngas ou d'autres biocarburants gazeux.

## 7.3. Atteindre des pressions plus élevées afin de valider nos conclusions à très haute pression

Les études en milieu réactif ont été menées dans cette étude jusqu'à une pression de 0,4 MPa. Il serait intéressant de vérifier si nos conclusions sont toujours applicables à des pressions plus importantes (jusqu'à 1MPa voire plus) représentant des conditions de pression pour les turbines à gaz stationnaires.

## 7.4. Étude de flamme à haute résolution spatio-temporelle

Faire une étude de flamme à haute cadence (tomographie laser rapide, PIV rapide) permettrait d'obtenir des informations sur les champs de vitesse internes à la flamme et permettrait de valider les conditions d'homogénéité et d'isotropie au cœur du cône potentiel. De plus, Hemchandra et coll. [114] ont montré qu'un « effet mémoire » pouvait être observé pour des brûleurs de type Bunsen avec des flammes en V et une étude temporelle du front de flamme permettrait de vérifier cette hypothèse.

## 7.5. Vérification de l'impact des conditions limites du front de flamme

En faisant une étude avec le dispositif multi-grille sur l'impact des conditions limites du front de flamme, on pourrait caractériser l'effet du dispositif multi-échelles sur la stabilité des flammes turbulentes.

## 7.6. Etude des effets de la flamme prémélangée sur la turbulence

Il serait intéressant, en utilisant un diagnostic de type PIV en milieu réactif, de voir l'effet de la flamme sur la turbulence au niveau du front de flamme.

# 8. Bibliographie


1. Boukhalfa, A., *Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen*, 1988, Université d'Orléans.
2. Deschamps, B., *Etude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes prémélangées de méthane-air*, 1990, Université d'Orléans.
3. Mounaïm-Rousselle, C., *Combustion turbulente prémélangée dans un écoulement à jets opposés*, 1993, Université d'Orléans.
4. Bourguignon, E., *Etude expérimentale de la combustion turbulente de prémélange dans un écoulement à jets opposés*, 1997, Université d'Orléans.
5. Gagnepain, L., *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire*, 1998, Université d'Orléans.
6. Ghenai, C., *Etude de la structure et de la dynamique spatio-temporelle des fronts de flamme instantanés en combustion prémélangée*, 1995, Université d'Orléans.
7. Pavé, D., *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane - air*, 2002, Université d'Orléans.
8. Lachaux, T., *Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre de méthane-air*, 2004, Université d'Orléans.
9. Halter, F., *Caractérisation des effets de l'ajout d'hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélange méthane/air*, 2005, Université d'Orléans.
10. Cohé, C., *Caractérisation de l'effet de la pression et de l'ajout de $CO_2$ sur les flammes laminaires et turbulentes de prémélange pauvre méthane-air*, 2007, Université d'Orléans.
11. Bouvet, N., *Experimental and Numerical Studies of the Fundamental Flame Speeds of Methane/Air and Syngas (H2/CO)/Air Mixtures*, 2009, Université d'Orléans.
12. Ponty, L., *Application de la diffusion Rayleigh induite par laser à la caractérisation des fronts de flamme laminaire de prémélange H2/CH4/Air et H2/CO/air*, 2011, Université d'Orléans.

13. Mazellier, N., L. Danaila, and B. Renou, *Multi-scale energy injection: a new tool to generate intense homogeneous and isotropic turbulence for premixed combustion.* Journal of Turbulence, 2010(11).
14. Karlovitz, B., et al., *Studies on turbulent flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 1953. **4**: p. 613-620.
15. Williams, F.A., *Combustion Theory*. Vol. 2nd edition. 1985, Princeton The Benjamin Cummings Edition,.
16. F. A. Williams, In AGARD Conference proceedings, 1975(No164).
17. C. K. Law, *Dynamics of stretched flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 1988. **22**: p. 1381-1402.
18. P. Clavin, *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows.* Progress in Energy and Combustion Science, 1985. **11**: p. 1-59.
19. Peters, N., *Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion.* Proceedings of Combustion Institute, 1986. **21**: p. 1231-1250.
20. Jarosinski, J., *The thickness of laminar flames.* Combustion and Flame, 1984. **56**(3): p. 337-342.
21. Gaydon, A.G. and H.G. Wolfhard, *Flames: their structure, radiation and temperature*. 1979: Chapman & Hall London.
22. Spalding, D.B., *Some fundamentals of combustion*. Vol. 2. 1955: Academic Press.
23. Darrieus, G., *Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de la turbulence.* La Technique Moderne, 1938.
24. Landau, L., *On the theory of slow combustion.* Acta Physicochim. URSS, 1944. **19**(1): p. 77-85.
25. Fogla, N., F. Creta, and M. Matalon, *Influence of the Darrieus-Landau instability on the propagation of planar turbulent flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2013. **34**(1): p. 1509-1517.
26. Troiani, G., F. Creta, and M. Matalon, *Experimental investigation of Darrieus–Landau instability effects on turbulent premixed flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2015(0).
27. Creta, F., N. Fogla, and M. Matalon, *Turbulent propagation of premixed flames in the presence of Darrieus–Landau instability.* Combustion Theory and Modelling, 2011. **15**(2): p. 267-298.
28. Aldredge, R.C. and B. Zuo, *Flame acceleration associated with the Darrieus-Landau instability.* Combustion and Flame, 2001. **127**(3): p. 2091-2101.
29. Helenbrook, B.T. and C.K. Law, *The role of Landau-Darrieus instability in large scale flows.* Combustion and Flame, 1999. **117**(1–2): p. 155-169.

30. Joulin, G. and P. Clavin, *Linear stability analysis of nonadiabatic flames: diffusional-thermal model.* Combustion and Flame, 1979. **35**: p. 139-153.
31. Barenblatt, G., Y.B. Zeldovich, and A. Istratov, *Diffusive-thermal stability of a laminar flame.* Prikl. Mekh. Tekh. Fiz., 1962. **4**: p. 21.
32. Markstein, G.H., *Nonsteady flame propagation*. 1964, Oxford: Pergamon Press.
33. Sivashinsky, G.I., *Instabilities, Pattern Formation, and Turbulence in Flames.* Annual Review of Fluid Mechanics, 1983. **15**(1): p. 179-199.
34. Clavin, P. and F. Williams, *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, 1982. **116**: p. 251-282.
35. Pelce, P. and P. Clavin, *Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames.* Journal of Fluid Mechanics, 1982. **124**: p. 219-237.
36. Clavin, P. and G. Joulin, *Premixed flames in large scale and high intensity turbulent flow.* Journal de Physique Lettres, 1983. **44**(1): p. 1-12.
37. Pope, S.B., *Turbulent Flows*. 2000: Cambridge University Press.
38. Piquet, J., *Turbulent Flows: Models and Physics*. 1999: Springer Science & Business Media.
39. I.Taylor, G., *The spectrum of turbulence.* Proceedings of The Royal Society of London Series A : Mathematical and Physical Sciences 1938. **164**(919): p. 476- 490.
40. Borghi, R. and M. Destriau, *La combustion et les flammes*. 1995: Editions Technip.
41. Favre, A., *La Turbulence en mécanique des fluides: bases théoriques et expérimentales, méthodes statistiques*. 1976: Gauthier-Villars.
42. Hinze, J.O., *Turbulence*. 1975: McGraw-Hill.
43. Bos, W.J.T., L. Shao, and J.-P. Bertoglio, *Spectral imbalance and the normalized dissipation rate of turbulence.* Physics of Fluids (1994-present), 2007. **19**(4): p. -.
44. Burattini, P., P. Lavoie, and R.A. Antonia, *On the normalized turbulent energy dissipation rate.* Physics of Fluids (1994-present), 2005. **17**(9): p. -.
45. De Jong, J., et al., *Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence.* Experiments in Fluids, 2009. **46**(3): p. 499-515.
46. Pearson, B., P.-A. Krogstad, and W.v. de Water, *Measurements of the turbulent energy dissipation rate.* Physics of Fluids, 2002. **14**(3): p. 1288-1290.

47. Saarenrinne, P. and M. Piirto, *Turbulent kinetic energy dissipation rate estimation from PIV velocity vector fields.* Experiments in Fluids, 2000. **29**(1): p. S300-S307.
48. Tanaka, T. and J. Eaton, *A correction method for measuring turbulence kinetic energy dissipation rate by PIV.* Experiments in Fluids, 2007. **42**(6): p. 893-902.
49. Kitagawa, T., et al., *Turbulent burning velocity of hydrogen–air premixed propagating flames at elevated pressures.* International Journal of Hydrogen Energy, 2008. **33**(20): p. 5842-5849.
50. Bradley, D., et al., *Measurements and correlations of turbulent burning velocities over wide ranges of fuels and elevated pressures.* Proceedings of the Combustion Institute, 2013. **34**(1): p. 1519-1526.
51. Galmiche, B., et al., *Turbulence characterization of high-pressure high temperature fan-stirred combustion vessel using LDV, PIV AND TR-PIV measurements.* Experiments in Fluids, 2014. **55**: p. 1-20.
52. Lachaux, T., et al., *Flame front analysis of high-pressure turbulent lean premixed methane–air flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2005. **30**(1): p. 819-826.
53. Kobayashi, H., *Experimental study of high-pressure turbulent premixed flames.* Experimental Thermal and Fluid Science, 2002. **26**(2–4): p. 375-387.
54. Halter, F., C. Chauveau, and I. Gökalp, *Characterization of the effects of hydrogen addition in premixed methane/air flames.* International Journal of Hydrogen Energy, 2007. **32**(13): p. 2585-2592.
55. Zhang, M., et al., *Measurement on instantaneous flame front structure of turbulent premixed CH4/H2/air flames.* Experimental Thermal and Fluid Science, 2014. **52**(0): p. 288-296.
56. Fragner, R., et al., *Multi-scale high intensity turbulence generator applied to a high pressure turbulent burner.* International Symposium on Shear Flow and Turbulence Phenomena, 2013.
57. Bédat, B. and R.K. Cheng, *Experimental study of premixed flames in intense isotropic turbulence.* Combustion and Flame, 1995. **100**(3): p. 485-494.
58. Marshall, A., et al., *Development and characterization of a variable turbulence generation system.* Experiments in Fluids, 2011. **51**(3): p. 611-620.
59. Eldrainy, Y.A., et al., *Large eddy simulation and preliminary modeling of the flow downstream a variable geometry swirler for gas turbine combustors.* International Communications in Heat and Mass Transfer, 2011. **38**(8): p. 1104-1109.

60. Hurst, D. and J. Vassilicos, *Scalings and decay of fractal-generated turbulence.* Physics of Fluids, 2007. **19**: p. 035103.
61. Goh, K.H.H., P. Geipel, and R.P. Lindstedt, *Lean premixed opposed jet flames in fractal grid generated multiscale turbulence.* Combustion and Flame, 2014. **161**(9): p. 2419-2434.
62. Verbeek, A.A., et al., *Fractal turbulence enhancing low-swirl combustion.* Combustion and Flame, 2015. **162**(1): p. 129-143.
63. Damköhler, G. and Z. Jahrb, Elektrochem, 1940. **46**: p. pp. 601-626.
64. Shepherd, I.G., *Flame surface density and burning rate in premixed turbulent flames.* Symposium (International) on Combustion, 1996. **26**(1): p. 373-379.
65. Peters, N., *The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence.* Journal of Fluid Mechanics, 1999. **384**: p. 107-132.
66. Peters, N., *Length scales in laminar and turbulent flames.* Numerical approaches to combustion modeling (A 92-16977 04-25). Washington, DC, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1991: p. 155-182.
67. Borghi, R., *On the structure and morphology of turbulent premixed flames*, in *Recent advances in the Aerospace Sciences*. 1985, Springer. p. 117-138.
68. Bray, K., *Turbulent flows with premixed reactants*, in *Turbulent reacting flows*. 1980, Springer. p. 115-183.
69. Williams, F., *Combustion theory: The fundamental theory of chemically reacting flow systems*. 1985, Menlo Park, Calif.: Benjamin/Cummings Pub. Co.
70. Abdel-Gayed, R., D. Bradley, and F.-K. Lung, *Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames.* Combustion and Flame, 1989. **76**(2): p. 213-218.
71. Chaudhuri, S., et al., *Flame Speed and Self-Similar Propagation of Expanding Turbulent Premixed Flames.* Physical review letters, 2012. **108**(4): p. 044503.
72. Bray, K. *The challenge of turbulent combustion*. in *Symposium (International) on Combustion*. 1996. Elsevier.
73. Peters, N., *Turbulent combustion*. 2000: Cambridge university press.
74. Poinsot, T., S. Candel, and A. Trouvé, *Applications of direct numerical simulation to premixed turbulent combustion.* Progress in Energy and Combustion Science, 1995. **21**(6): p. 531-576.
75. Poinsot, T., D. Veynante, and S. Candel, *Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation.* Symposium (International) on Combustion, 1991. **23**(1): p. 613-619.

76. Lafay, Y., et al., *Experimental and numerical investigation of the effect of H2 enrichment on laminar methane–air flame thickness.* Combustion and Flame, 2008. **153**(4): p. 540-561.
77. Sung, C., J. Liu, and C. Law, *On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow.* Combustion and Flame, 1996. **106**(1): p. 168-183.
78. De Goey, L., et al., *Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime.* Proceedings of the Combustion Institute, 2005. **30**(1): p. 859-866.
79. Kobayashi, H., et al., *Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 MPa.* Combustion and Flame, 1997. **108**(1–2): p. 104-117.
80. Liu, C.C., et al., *Hydrogen/carbon monoxide syngas burning rates measurements in high-pressure quiescent and turbulent environment.* International Journal of Hydrogen Energy, 2011. **36**(14): p. 8595-8603.
81. Liu, C.-C., et al., *High-pressure burning velocities measurements for centrally-ignited premixed methane/air flames interacting with intense near-isotropic turbulence at constant Reynolds numbers.* Combustion and Flame, 2012. **159**(8).
82. Soika, A., F. Dinkelacker, and A. Leipertz, *Pressure influence on the flame front curvature of turbulent premixed flames: comparison between experiment and theory.* Combustion and Flame, 2003. **132**(3): p. 451-462.
83. Daniele, S., et al., *Turbulent flame speed for syngas at gas turbine relevant conditions.* Proceedings of the Combustion Institute, 2011. **33**(2): p. 2937-2944.
84. Daniele, S., et al., *Flame front/turbulence interaction for syngas fuels in the thin reaction zones regime: turbulent and stretched laminar flame speeds at elevated pressures and temperatures.* Journal of Fluid Mechanics, 2013. **724**: p. 36-68.
85. Kobayashi, H. and H. Kawazoe, *Flame instability effects on the smallest wrinkling scale and burning velocity of high-pressure turbulent premixed flames.* Symposium (International) on Combustion, 2000. **28**(1): p. 375-382.
86. Kobayashi, H., et al., *Burning velocity of turbulent premixed flames in a high-pressure environment.* Symposium (International) on Combustion, 1996. **26**(1): p. 389-396.
87. Lipatnikov, A.N. and J. Chomiak, *Effects of premixed flames on turbulence and turbulent scalar transport.* Progress in Energy and Combustion Science, 2010. **36**(1): p. 1-102.

88. Chaudhuri, S., V.y. Akkerman, and C.K. Law, *Spectral formulation of turbulent flame speed with consideration of hydrodynamic instability.* Physical Review E, 2011. **84**(2): p. 026322.
89. Yuen, F.T.C. and Ö.L. Gülder, *Turbulent premixed flame front dynamics and implications for limits of flamelet hypothesis.* Proceedings of the Combustion Institute, 2013. **34**(1): p. 1393-1400.
90. Buschmann, A., et al., *Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion.* Symposium (International) on Combustion, 1996. **26**(1): p. 437-445.
91. Lee, T.W., G.L. North, and D.A. Santavicca, *Surface properties of turbulent premixed propane/air flames at various Lewis numbers.* Combustion and Flame, 1993. **93**(4): p. 445-456.
92. Goix, P.J. and I.G. Shepherd, *Lewis Number Effects on Turbulent Premixed Flame Structure.* Combustion Science and Technology, 1993. **91**(4-6): p. 191-206.
93. Laws, E. and J. Livesey, *Flow through screens.* Annual review of fluid mechanics, 1978. **10**(1): p. 247-266.
94. Groth, J. and A.V. Johansson, *Turbulence reduction by screens.* Journal of Fluid Mechanics, 1988. **197**: p. 139-155.
95. Comte-Bellot, G., *Hot-wire anemometry.* Annual review of fluid mechanics, 1976. **8**(1): p. 209-231.
96. Bailly, C. and G. Comte-Bellot, *Turbulence*. CNRS edition ed. 2003.
97. van Beeck, J.P.A.J., et al., *VKI lecture series*. 2004: Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
98. Shepherd, I.G. and W.T. Ashurst, *Flame front geometry in premixed turbulent flames.* Symposium (International) on Combustion, 1992. **24**(1): p. 485-491.
99. Mokhtarian, F. and A. Mackworth, *Scale-based description and recognition of planar curves and two-dimensional shapes.* Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on, 1986(1): p. 34-43.
100. Antonia, R.A., *On estimating mean and instantaneous turbulent energy dissipation rates with hot wires.* Experimental Thermal and Fluid Science, 2003. **27**(2): p. 151-157.
101. Lavoie, P., et al., *Spatial resolution of PIV for the measurement of turbulence.* Experiments in Fluids, 2007. **43**(1): p. 39-51.
102. Wyngaard, J., *Measurement of small-scale turbulence structure with hot wires.* Journal of Physics E: Scientific Instruments, 1968. **1**(11): p. 1105.
103. Mazellier, N. and J. Vassilicos, *The turbulence dissipation constant is not universal because of its universal dependence on large-scale flow topology.* Physics of Fluids, 2008. **20**(1): p. 015101.

104. Sreenivasan, K., A. Prabhu, and R. Narasimha, *Zero-crossings in turbulent signals.* Journal of Fluid Mechanics, 1983. **137**: p. 251-272.
105. Liepmann, H. and M. Robinson, *Counting methods and equipment for mean-value measurements in turbulence research*, 1953, National Advisory Committee for Aeronautics: Washington, D. C.
106. Batchelor, G. and A. Townsend, *Decay of isotropic turbulence in the initial period.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 1948. **193**(1035): p. 539-558.
107. Comte-Bellot, G. and S. Corrsin, *The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence.* Journal of Fluid Mechanics, 1966. **25**(04): p. 657-682.
108. Tennekes, H. and J.L. Lumley, *A first course in turbulence*. 1972: MIT press.
109. Danaila, L., R. Antonia, and P. Burattini, *Progress in studying small-scale turbulence using'exact'two-point equations.* New Journal of Physics, 2004. **6**(1): p. 128.
110. George, W.K., et al. *Homogeneous turbulence and its relation to realizable flows*. in *Proceedings of the 14th Australasian Fluid Mechanics Conference*. 2001. Adelaide, S. Australia.
111. Fragner, R., et al., *Investigation of pressure effects on the small scale wrinkling of turbulent premixed Bunsen flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2015. **35**.
112. Bouvet, N., et al., *On the effective Lewis number formulations for lean hydrogen/hydrocarbon/air mixtures.* International Journal of Hydrogen Energy, 2013. **38**(14): p. 5949-5960.
113. Poludnenko, A.Y. and E.S. Oran, *The interaction of high-speed turbulence with flames: Global properties and internal flame structure.* Combustion and Flame, 2010. **157**(5): p. 995-1011.
114. Hemchandra, S. and T. Lieuwen, *Local consumption speed of turbulent premixed flames – An analysis of "memory effects".* Combustion and Flame, 2010. **157**(5): p. 955-965.

# 9. ANNEXES

## 9.1. Publication parue dans le volume 94, issue 1 du journal « Flow, Turbulence and Combustion »

Flow Turbulence Combust (2015) 94:263–283
DOI 10.1007/s10494-014-9556-2

# Multi-Scale High Intensity Turbulence Generator Applied to a High Pressure Turbulent Burner

**Romain Fragner · Nicolas Mazellier · Fabien Halter · Christian Chauveau · Iskender Gökalp**

Received: 29 December 2013 / Accepted: 25 June 2014 / Published online: 31 July 2014
© Springer Science+Business Media Dordrecht 2014

**Abstract** We report an experimental study dedicated to the investigation of the turbulent flow generated by a multi-scale grid and its interaction with a premixed flame. The multi-scale grid is made from the combination of three perforated plates shifted in space such that their mesh size and blockage ratio both increase in the direction of the mean flow. It is found that this multi-scale grid induces a nearly homogeneous and isotropic (at both large and small scales) in the potential core of an axisymmetric premixed burner. A comparison with a single-scale grid shows that the length scales characterizing the multi-scale grid generated turbulence are smaller than those measured downstream the single-scale grid, while the turbulent kinetic energy produced by the multi-scale grid is much larger. The energy distribution through scales is investigated by means of the second-order structure functions highlighting an increase of energy at each scale, which is even more pronounced at small scales. As emphasized by the third-order structure function, energy transfer through scales is significantly enhanced by the multi-scale forcing and results, in turns, to an exceptional fast decay of the turbulent kinetic energy. Our results are compatible with the self-preservation theory where the Taylor microscale is the characteristic length-scale. The potential of the multi-scale forcing is then assessed in a premixed methane-air flame. The influence of the turbulence onto the structure of the flame is evaluated via the turbulent flame speed. The results obtained for the multi-scale grid deviate from those obtained for single-scale grid suggesting that the flame structure may not undergo the influence of large scales alone, in agreement with recent observations of flame front wrinkling by [13].

**Keywords** Grid-generated turbulence · Multi-scale forcing · Premixed combustion

R. Fragner · F. Halter · C. Chauveau · I. Gökalp
CNRS, ICARE, 1C, Avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex, France

N. Mazellier (✉) · F. Halter
University Orléans, ENSI de Bourges, PRISME, EA 4229, 45072 Orléans, France
e-mail: nicolas.mazellier@univ-orleans.fr

## 1 Introduction

In the context of clean energy production, the potential of power generation in a gas turbine fueled with syngas (CO/H2) obtained from biomass or coal gasification, is an attractive solution. Heat release in a chemical energy conversion device depends on the quantity of fuel which can be burnt per unit of time. Turbulence is a key parameter to influence the heat release rate and flame-turbulence interactions need to be well characterized to model this effect. In this context, several previous studies investigated such interactions numerically [4, 39] or experimentally. However, these studies were limited to the flamelet regime [3] where the turbulence only affects the global structure of the flame but keeps the local, instantaneous, laminar behavior unchanged. Usually, flame-turbulence interactions are classified in the so-called combustion diagram [3] which is based on phenomenological arguments. One of the main assumptions underlying combustion diagram modeling is that it relies on the homogeneity and isotropy of turbulent flow.

Flow inhomogeneity and anisotropy caused by the experimental apparatus, boundary conditions as well as initial conditions may lead to misinterpretations of flame-turbulence interactions. To overcome these drawbacks, one has to design a turbulence generator allowing for exploring a broad range of flame-turbulence interaction regimes while keeping inhomogeneity and anisotropy levels as low as possible. Experimentally speaking, flow passing through a grid generates a nearly homogeneous and isotropic turbulence. It is the reason why such flows have been extensively investigated in the framework of turbulence modeling. The amount of turbulent energy produced by regular grids is proportional to their drag coefficient [1] which depends on their blockage ratio $\sigma$ (ratio of the blocked area to the total area covered by the grid) [29]. Turbulence generated by regular grid is characterized by low turbulence intensity ($\langle u^2 \rangle^{1/2} / U$ of the order of few percent with $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ the root-mean square of the fluctuating velocity and $U$ the mean velocity) and accordingly moderate Taylor-based Reynolds numbers $Re_\lambda$ ($\equiv \langle u^2 \rangle^{1/2} \lambda / \nu$ where $\lambda$ is the Taylor microscale and $\nu$ the kinematic viscosity). This limitation restricts the interest of standard grid-generated turbulence to explore only some regimes of the combustion diagram.

There have been many attempts to overcome this issue, i.e. generate turbulent flows at high Reynolds numbers keeping homogeneity and isotropy properties as good as possible [9]. To address this issue, the use of multi-scale grid generated turbulence has emerged. One can cite, for instance, the active grid first designed by Makita [31] and then investigated by the group led by Warhaft [16, 37]. Active grids are made of a frame of rotating rods equipped with small wings. The rotation of the rods are driven by independent step motors allowing for random or in-phase motions inducing thereby a time and space dependent blockage ratio. High turbulence intensities can be achieved with active grid (up to 10 %) and consequently very high Reynolds numbers ($Re_\lambda \in [150; 1000]$). However, active grids generate noticeably higher inhomogeneity and anisotropy levels than standard grids. Another class of multi-scale generated turbulence is the fractal grid developed by the group led by Vassilicos [21, 35, 48]. Fractal grids are passive planar grids made from the reproduction of a given pattern at different scales which can induce high values of turbulence intensity (within the range 4 % to 8 %) with lower blockage ratio compared to standard regular grids. The isotropy level is close to that of active grids and mean flow inhomogeneities leading to turbulence production persist further away than for the standard grid-generated turbulence. Fractal-grid generated turbulence is characterized by an unusual fast decay of the turbulent kinetic energy which has been interpreted by a breakdown of the standard Richardson-Kolmogorov cascade [35, 48]. Another passive multi-scale grid was developed and investigated by [36]. Their turbulence generator was made from the combination of three

perforated plates shifted in space such that their mesh size and blockage ratio both increase in the direction of the mean flow. Comparing this three-dimensional multi-scale grid with a single perforated plate, these authors observed that the inhomogeneous and anisotropic region appearing downstream the grids was strongly reduced by the multi-scale forcing. Downstream that region, the global isotropy level of the turbulent flow created by the multi-scale grid was comparable to those reported for standard regular grids (see, e.g., [8]). Furthermore, turbulence intensity as high as 15 % was observed in the nearly homogeneous and isotropic region. Such a high value of turbulence intensity induced a significant increase of the wrinkling of a lean V-shaped methane/air flame.

The aim of the present work is to design and characterize the turbulence generated by a multi-scale turbulence generator under high pressure conditions to approach the gas turbine environment and to investigate the interactions between this turbulence and a premixed flame. This paper is mainly devoted to the characterization of the multi-scale grid turbulence at high pressures. The paper is organized as follows. The experimental set-up used in both non reactive and reactive conditions is described in Section 2. Details about the turbulence generators used in this study are also provided. The properties of the turbulent flow generated by the multi-scale grid together with those of a reference single-scale grid are reported and discussed in Section 3. The flame-turbulence interaction in the framework of premixed combustion is also investigated.

## 2 Experimental Set-Up

### 2.1 The burner

In this paper, we investigate the turbulent flow and the combustion generated by an axisymmetric premixed burner with an inner diameter $D$ equal to 25 mm and a total length of 230 mm. A schematic of the burner is depicted in Fig. 1 together with the spatial coordinate notation. The bulk flow velocity $U_D$ is kept constant around 3.5 m/s for all the conditions.

Experiments were carried out in a pressurized combustion chamber of 300 mm inner diameter designed to withstand internal pressure $P_{\text{int}}$ up to 1 MPa compared to ambient. During experiments, the internal pressure is accurately regulated by means of a pressure regulator, while the temperature is monitored via a thermocouple. No significant pressure oscillations or any other confinement effects have been observed. The chamber is equipped with two 600 mm high superposed vertical cylindrical sections equipped with four 100 mm diameter quartz windows allowing for optical access. A one-dimensional traverse system driven by a stepping motor with 0.1 mm accuracy allows for vertical motion ($x$-axis in the following) of the burner. More details about the experimental set-up can be found elsewhere [19, 27].

### 2.2 The measurement techniques

#### *2.2.1 Non reactive configuration*

A single hot wire (DANTEC 55P11), operated in constant-temperature mode, was used to measure the longitudinal velocity component $u(x)$ along the burner axis. The probe was driven by a StreamLine Research CTA System. A systematic calibration of the probe was performed at the beginning of each measurement series and the temperature was monitored for thermal compensation. The sensing part of the probe was 5 $\mu$m in diameter $d_w$ and 1.25

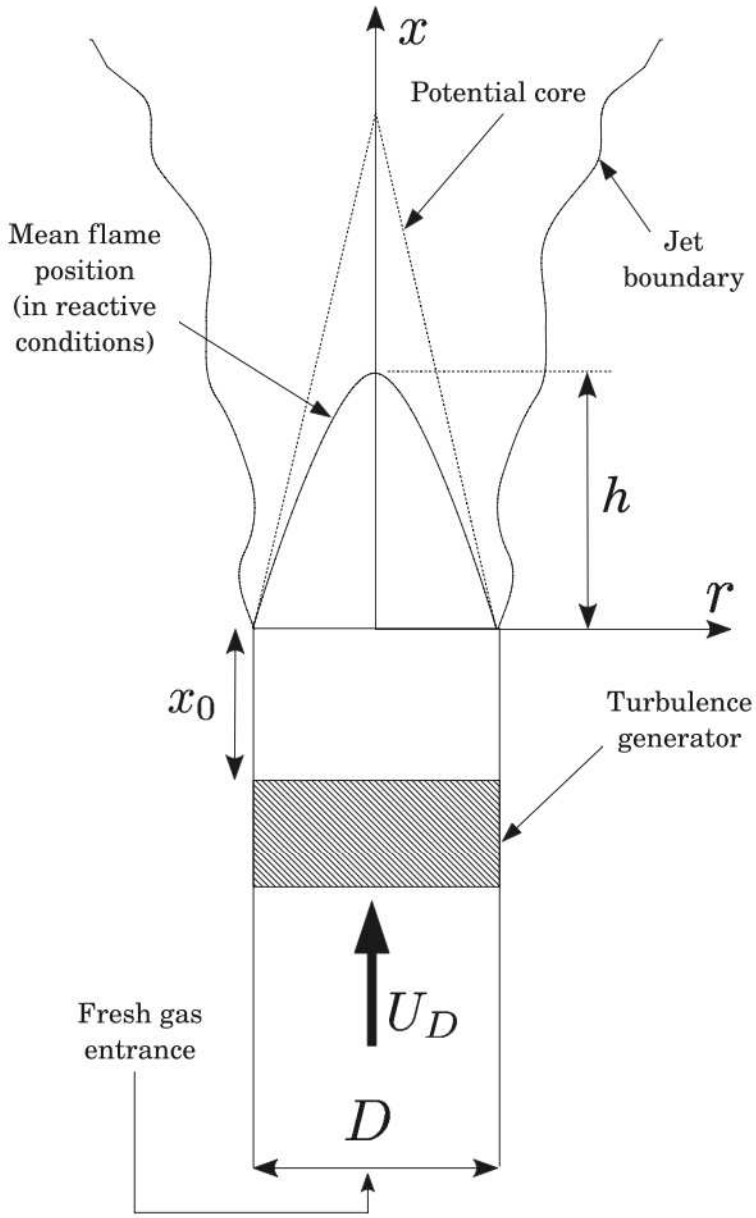


**Fig. 1** Schematic of the burner experimental set-up

mm in length $\ell_w$ so that the aspect ratio $\ell_w/d_w$ was 250. The spatial resolution $\ell_w/\eta$ where $\eta$ is the Kolmogorov scale ranges between 6 and 25 depending on the internal pressure $P_{\text{int}}$. The spatially varying longitudinal velocity component $u(x)$ was recovered from the time-varying velocity $u(t)$ by means of local Taylor's hypothesis [32]. The signal coming from the anemometer was low-pass filtered to avoid aliasing then sampled and finally recorded on a computer.

Besides hot-wire measurements, a two-channel Laser Doppler Velocimetry (LDV) system was used to study the longitudinal and radial velocity components $u(x)$ and $v(x)$, respectively. Data were collected in backward scatter mode and were processed in coincidence mode to ensure simultaneous realizations on both channels. Only the large scale statistics are investigated with the LDV system because of its too low temporal and spatial resolutions. The velocity statistics were corrected using a residence time weighting procedure as described in [5]. The LDV probe was mounted on a traverse system allowing for

displacements along the radial coordinate. The LDV measurements were only performed downstream the multi-scale grids.

### 2.2.2 *Reactive configuration*

In reactive conditions, experiments were performed in the same pressure chamber as the non reactive configuration. A conical turbulent premixed flame was stabilized with the help of a pilot flame. For the reacting cases, methane/air mixtures with an equivalence ratio of 0.8 were considered. Two pressure conditions were selected (0.1 and 0.5 MPa) and the two grid configurations (single-scale and multi-scale grids as described hereafter) were tested. The flame was characterized by means of chemiluminescence measurements with OH filtering. For that purpose, an ICCD camera (Princeton Instrument PI-MAX Gen II, 1024x1024 pixels$^2$) was equipped with a band-pass filter centered at 306 nm with a 20 nm bandwidth in order to observe the OH signal of the flame. For each experiment, a mean image was recorded fixing an exposure time of 2 seconds. This image was then post-processed using an Abel transform to take account of the axial symmetry of the flame. The transformed image was then normalized (see Fig. 14b and d) and the characteristic flame height (see Fig. 1) was defined for a normalized intensity of 0.5. This flame height corresponds to a mean progress variable of 0.5 (the progress variable is defined as $c = (T - T_u)/(T_b - T_u)$, with $T_u$ and $T_b$ the unburnt and burnt gas temperature, respectively). This procedure allows for recovering the turbulent flame speed $S_T$ according to the following relationship

$$S_T = \frac{\frac{\pi D^2}{4} U_D}{S_c}, \tag{1}$$

where $S_c = \frac{\pi D}{2}\sqrt{D^2/4 + h^2}$ is the lateral area of the cone defined by the burner diameter $D$ and the flame height $h$.

## 2.3 The grids

In order to investigate the flame-turbulence interactions in that experimental set-up, a turbulence generator was adapted from the work reported by [36] and fitted inside the burner (see Fig. 2).

The multi-scale grid is composed of three successive perforated plates set such that small scales are first excited then intermediate scales and finally large scales. The geometrical characteristics of each perforated plate are listed in Table 1. One can notice that the blockage ratio of the perforated plates are significantly higher than that usually reported for regular grids [9]. The spacing between two successive grids has been fixed following the rules defined by [36]. The last grid (i.e., the third one) is located at $x_0 = 60.5$ mm upstream the burner exit.

To obtain a deeper insight of the influence of the multi-scale forcing on the turbulence development, we compare the multi-scale grid with a single-scale grid. For that purpose, we describe, in the following, the methodology we have used to determine the geometrical characteristics of the single-scale grid in order to match those of the multi-scale grid.

First, we define the equivalent hydraulic diameter $d_{eq} = 4\sum_j S_j/\chi_j$, where $S_j$ and $\chi_j$ are the total open area and the total wetted perimeter of the $j$-th perforated plate, which can be expressed as follows

$$d_{eq} = \frac{\sum_j (1-\sigma_j)}{\sum_j \frac{(1-\sigma_j)}{d_j}}. \tag{2}$$

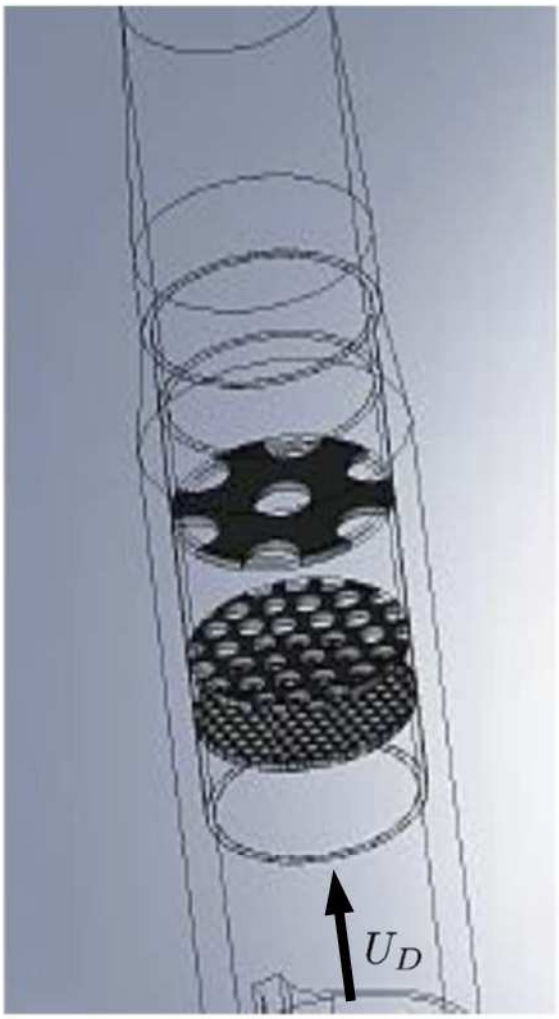


**Fig. 2** Schematic of the multi-scale grid. For comparisons with the single-scale forcing, the intermediate grid is used

According to this relationship and the values reported in Table 1 we find $d_{eq} \approx 2.5$ mm. The pressure drop coefficient $K_j$ of the $j$-th perforated plate is defined as [17, 29]

$$K_j = \frac{1-(1-\sigma_j)^2}{(1-\sigma_j)^2}. \tag{3}$$

Let us assume that the pressure drop coefficient $K_{eq}$ of the multi-scale grid can be defined as $K_{eq} = \sum_j K_j$. It is then possible to calculate an equivalent blockage ratio $\sigma_{eq}$ from Eq. (3). According to the values reported in Table 1, $\sigma_{eq} = 0.75$.

It is obvious that the blockage ratio of a perforated plate depends on both its mesh size and its hole diameter:

$$\sigma_j = 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}}\left(\frac{d_j}{M_j}\right)^2. \tag{4}$$

**Table 1** Geometrical characteristics of the multi-scale grid where $d_j$, $M_j$, $\sigma_j$ and $K_j$ stand for the hole diameter, the mesh size, the blockage ratio and the pressure drop coefficient of the $j$-th perforated plate

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $d_1$ (mm) | 1.55 | $M_1$ (mm) | 2 | $\sigma_1$ | 0.46 | $K_1$ | 2.43 |
| $d_2$ (mm) | 3.44 | $M_2$ (mm) | 5 | $\sigma_2$ | 0.57 | $K_2$ | 4.41 |
| $d_3$ (mm) | 7.50 | $M_3$ (mm) | 12.5 | $\sigma_3$ | 0.67 | $K_3$ | 8.18 |

The equivalent mesh size $M_{eq}$ can therefore be calculated from Eq. (4) which here yields $M_{eq} \approx 4.8$ mm. This value is very close to that of the intermediate perforated plate (i.e., $M_2$ in Table 1). For sake of simplicity, the turbulent flow created by the intermediate perforated plate has been investigated for comparison and is referred to as the single-scale grid, in the following. It is worth noting that the location of the single-scale grid matches that of the last plate of the multi-scale grid, i.e. $x_0 = 60.5$ mm upstream the burner exit.

An important remark has to be made here. The blockage ratio of the chosen single-scale differs significantly from $\sigma_{eq} = 0.75$. It means that the amount of turbulent kinetic energy created by the single-scale grid will be much lower than that of the multi-scale grids. This bias might be corrected by measuring the drag coefficient of both grids but this is beyond the scope of this work.

## 3 Results and Discussion

In the following, the measurements are restricted to a region slightly greater than the potential core where we intend to investigate the interactions between the flame and the nearly homogeneous and isotropic turbulence. Results that will be shown in the next subsections have been obtained for internal pressure $P_{\text{int}}$ within the range 0.1 to 0.5 MPa. One-point statistics measured by means of both single hot-wire anemometry and LDV are investigated first. Then, the two-point statistics are studied via structure functions.

### 3.1 One-point statistics of the turbulent flow created by the multi-scale grid

#### *3.1.1 Homogeneity and production of turbulence*

The dimensionless mean longitudinal velocity $U/U_D$ measured along the burner axis (i.e., $r = 0$) is plotted in Fig. 3a with respect to the dimensionless streamwise position $x/D$. For the two highest internal pressure, i.e. $P_{\text{int}} = 0.3$ MPa and $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa, the mean velocity remains almost constant up to $x/D = 3$ which characterizes the end of the potential core. Beyond that position, $U/U_D$ drops significantly due to the radial spreading of the jet. One can notice that $U$ is slightly larger than $U_D$ in the potential core. This result is consistent

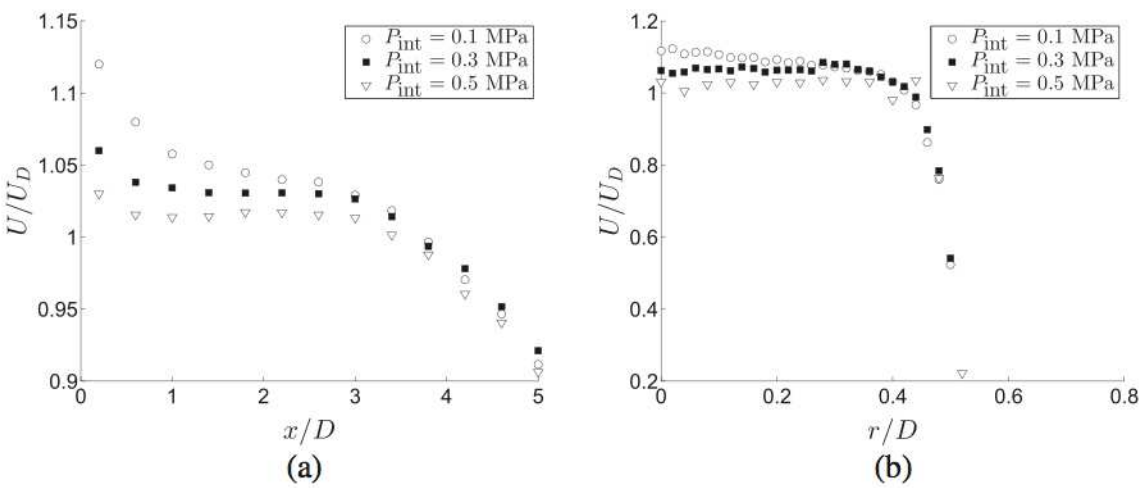


**Fig. 3** **a** Variation of $U/U_D$ along the burner axis (hot-wire measurements). **b** Radial profiles of $U/U_D$ measured at $x/D = 0.2$ (LDV measurements)

with the growth of the boundary layer thickness developing up to the burner exit. For the lowest ambient pressure ($P_{\text{int}} = 0.1$ MPa) the existence of the potential core is much less evident, even though a slope change is also observed around $x/D = 3$. Close to the burner exit ($x/D \leq 1$), the flow is characterized by a significant velocity excess ($U/U_D \geq 1.05$) which cannot be accounted for the boundary layer growth alone.

The dimensionless mean longitudinal velocity profiles $U/U_D$ measured close to the burner exit ($x/D = 0.2$) are plotted in Fig. 3b with respect to the dimensionless radial coordinate $r/D$. While for the two highest internal pressures $U/U_D$ is characterized by a top-hat profile, the velocity profile measured for the lowest internal pressure is not flat. This shape reflects the spatial inhomogeneity induced by the central hole of the last perforated plate constituting the multi-scale grid. This result indicates a critical Reynolds number below which the turbulent shear-stresses generated by the plates located upstream are too weak limiting thereby turbulent diffusion. Accordingly, the mean velocity gradients induced by the flow passing through the last plate are not smoothed out before the burner exit. Beyond this critical Reynolds number, the two first plates of the multi-scale device produce large turbulent shear-stresses accelerating the return to homogeneity downstream the final plate [36]. In our experiment, this condition seems to be reached beyond $P_{\text{int}} = 0.2$ MPa which yields a critical Reynolds number $Re_{\text{crit}}$ ($\equiv \frac{U_D D}{\nu}$) around $10^4$.

The relative significance of the mean flow inhomogeneity can be further emphasized by quantifying the production $\mathcal{P}$ of the turbulent kinetic energy. Along the burner axis, the production term $\mathcal{P}$ reduces to the following expression:

$$\mathcal{P} = -\left(\left\langle u^2 \right\rangle - \left\langle v^2 \right\rangle\right) \frac{\partial U}{\partial x}, \tag{5}$$

where $\langle u^2 \rangle$ and $\langle v^2 \rangle$ are the normal Reynolds stresses in the longitudinal and radial directions, respectively. In that expression, the radial contribution comes from the continuity equation. The production term $\mathcal{P}$, normalized with the bulk velocity $U_D$ and the burner geometry $D$, is plotted in Fig. 4a for several $P_{\text{int}}$. The production first decreases with increasing $x/D$ eventually becoming almost null before the end of the potential core ($x/D = 3$) and then increases due to the spreading of the jet which implies flow deceleration along the burner

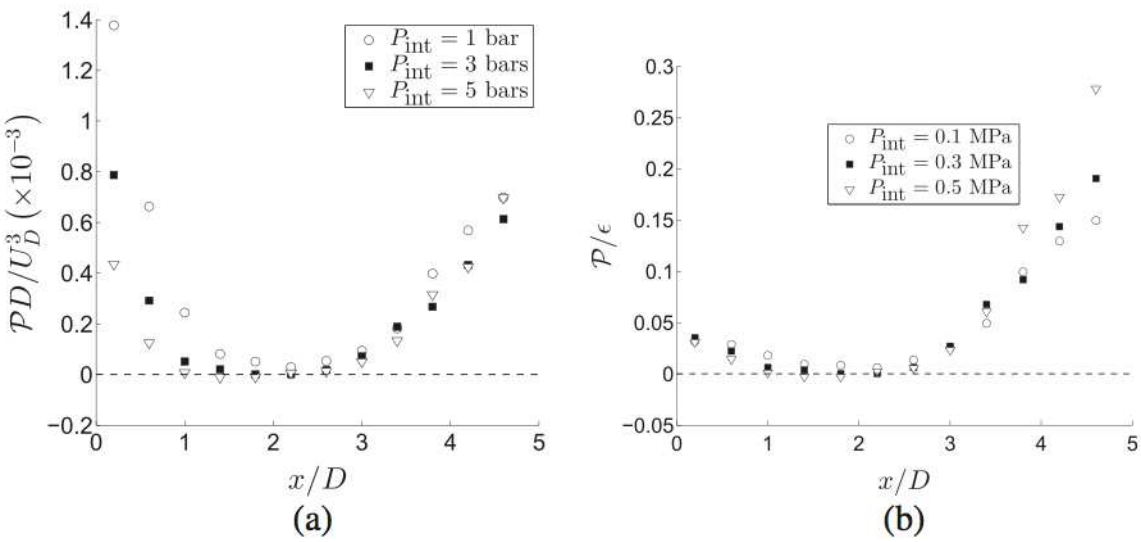


**Fig. 4** **a** Evolution of the normalized turbulence production along the burner axis (LDV measurements). **b** Comparison with the dissipation rate $\epsilon$

axis (i.e., $\frac{\partial U}{\partial x} < 0$). It clearly appears that the region where $\mathcal{P} \approx 0$ broadens with increasing internal pressure.

In the potential core ($x/D \leq 3$), the production is limited to within 5 % or even less of the energy dissipation $\epsilon$ (calculated according to Eq. (8), see infra), as shown in Fig. 4b, meaning that the turbulence is expected to decay in that region. The variation of the turbulent kinetic energy $k = \frac{1}{2}\left(\langle u^2\rangle + 2\langle v^2\rangle\right)$ along the burner axis is plotted in Fig. 5a. As expected, $k$ decays as $x/D$ increases in the potential core ($x/D \leq 3$) where the production is negligible, whereas it increases further away where the mean velocity gradients cause production. In the range $1.5 \leq x/D \leq 3$ where the mean flow is nearly homogeneous, $k/U^2$ remains roughly constant and compares well to the levels reported in the variable turbulence generator investigated by [33] for a comparable blockage ratio. The turbulence intensity $\sqrt{2k/3}/U$ reached in this region is approximately equal to 10 %, which is much higher than the values frequently reported for usual regular grids.

The normalized profiles of $k$ measured at the exit of the burner are given in Fig. 5b. Apart from the burner boundaries where the shear layers cause large turbulent fluctuations, the variation of $k$ stays within 12 % for the two highest $P_{\text{int}}$, while it reaches 33 % for the lowest $P_{\text{int}}$. This result is correlated with the radial inhomogeneity observed for the mean flow at the lowest $P_{\text{int}}$ (see Fig. 3b).

The results reported here support that both mean and turbulent velocity fields generated by the multi-scale grid are nearly homogeneous within the range $1.5 \leq x/D \leq 3$.

### *3.1.2 Isotropy at large and small scales*

In the following, we aim at quantifying the anisotropy level of the turbulent flow generated by the multi-scale at both large and small scales. For that purpose, we introduce the anisotropy ratio $I = 1 - \sqrt{\frac{\langle u^2\rangle}{\langle v^2\rangle}}$ to assess the departure from isotropy at large scales. The streamwise evolution of $I$ computed from the LDV data collected along the burner axis is plotted in Fig. 6a. The anisotropy ratio $I$ remains almost constant in the potential core and then increases in magnitude as $x/D$ increases. The departure from isotropy ranges between

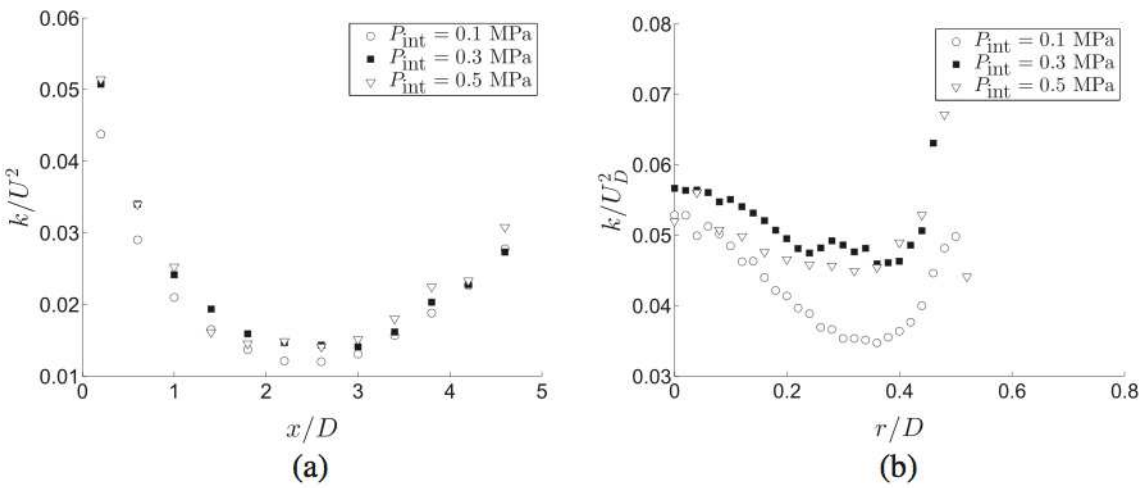


**Fig. 5** **a** Evolution of the turbulent kinetic energy along the burner axis (LDV measurements). **b** Radial profiles of the turbulent kinetic energy close to the burner exit ($x/D = 0.2$, LDV measurements)

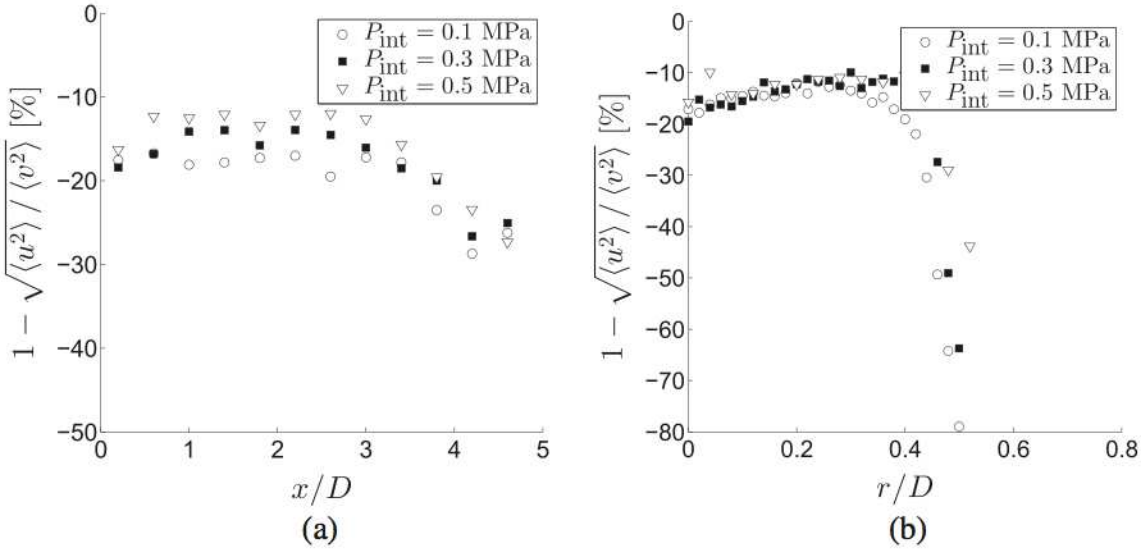


**Fig. 6** Variation of the anisotropy ratio $I$ **a** along the burner axis and **b** close to the burner exit ($x/D = 0.2$) (LDV measurements)

12 % to 20 % in the homogeneous region and decreases with increasing $P_{\text{int}}$. These values are within the range of anisotropy level reported in literature dealing with grid-generated turbulence.

The radial profiles of $I$ measured close to the exit of the burner ($x/D = 0.2$) are plotted in Fig. 6b as a function of the internal pressure $P_{\text{int}}$. Setting apart the jet boundary where the shear layer induces large anisotropy, the central part of the flow is characterized by a roughly constant anisotropy level.

We close this subsection by investigating the isotropy of small scales. Turbulent small scales are usually characterized by the mean energy dissipation rate $\epsilon = 2\nu \langle s_{ij} s_{ij} \rangle$ (repeated indices mean summation) where $s_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ is the fluctuating strain rate tensor. The straightforward calculation of $\epsilon$ requires therefore to resolve the full turbulent gradients otherwise it may lead to substantial underestimations of $\epsilon$ [28, 49]. It is thus more convenient to approximate $\epsilon$ by invoking some more or less restrictive assumptions [25]. One of the most common approximation of $\epsilon$ is the following:

$$\epsilon_{iso} = 15\nu \left\langle \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle, \tag{6}$$

which is based on local isotropy assumption and can be easily inferred from single hot-wire measurements. Given that the spatial resolution of the hot-wire we have used here is low compared to the smallest scales of the flow, we compare the results computed from Eq. (6) to another surrogate of mean energy dissipation. The second method relies on the measurement of the average distance $\Lambda$ between consecutive zero-crossings of $u(x)$, i.e. points $x$ where $u(x) = 0$. According to the work of [30, 41, 42] and then after [46] and [34], it has been shown that the average distance $\Lambda$ is related to the Taylor microscale $\lambda$ defined as $\epsilon = 15\nu \frac{\langle u^2 \rangle}{\lambda^2}$. This relationship reads

$$\Lambda = C\pi\lambda, \tag{7}$$

with $C \approx 1.1$ for a broad range of Reynolds numbers and in various turbulent flows [34]. Substituting the Taylor microscale $\lambda$ by Eq. (7) yields an approximation of the mean energy dissipation rate

$$\epsilon_\Lambda = 15\nu(C\pi)^2 \frac{\langle u^2 \rangle}{\Lambda^2}. \tag{8}$$

The advantage of the zero crossings method stands in the fact that the number of zero crossings does not change beyond an inner cut-off scale $\eta^\star$ which is much larger than the Kolmogorov scale $\eta$ (see [34]). Accordingly, the spatial resolution of our hot-wire probe $\ell/\eta^\star$ ranges between 0.21 ($P_{\text{int}} = 0.1$ MPa) and 0.5 ($P_{\text{int}} = 0.5$ MPa) meaning that the probe is small enough to apply with confidence the zero-crossing method. A comparison between the surrogate mean dissipation rates $\epsilon_{iso}$ and $\epsilon_\Lambda$ is displayed in Fig. 7a. Even though the difference between $\epsilon_\Lambda$ and $\epsilon_{iso}$ stays within 20 %, this plot emphasizes the low-pass filtering effect due to the poor spatial resolution when inferring the mean dissipation rate from $\epsilon_{iso}$.

The dissipation constant is defined as:

$$C_\epsilon = \frac{\epsilon \mathcal{L}_u}{\langle u^2 \rangle^{3/2}}, \tag{9}$$

where $\mathcal{L}_u$ is the longitudinal integral scale computed from the autocorrelation coefficient $R_{uu}(\Delta x) = \frac{\langle u(x+\Delta x)u(x)\rangle}{\langle u^2 \rangle}$. As evidenced in the reviews written by [45] and [38], $C_\epsilon$ tends asymptotically to 0.5 in locally isotropic turbulence. The evolution of the dissipation constant $C_\epsilon$ computed from $\epsilon_\Lambda$ is plotted in Fig. 7b with respect to the local Taylor-based Reynolds number $Re_\lambda$ ($\equiv \langle u^2 \rangle^{1/2} \lambda/\nu$). Local isotropy relies on the scale separation concept which ensures independence between large and small scales. The ratio between large and small scales is an increasing function of $Re_\lambda$ [40, 47]. Figure 7b evidences that the increase of internal pressure induces the increase of $Re_\lambda$. It means that the flow tends towards local isotropy with increasing internal pressure.

These results show that the nearly homogeneous region identified previously is also nearly isotropic at both large and small scales with the degree of isotropy becoming better with increases in $P_{\text{int}}$.

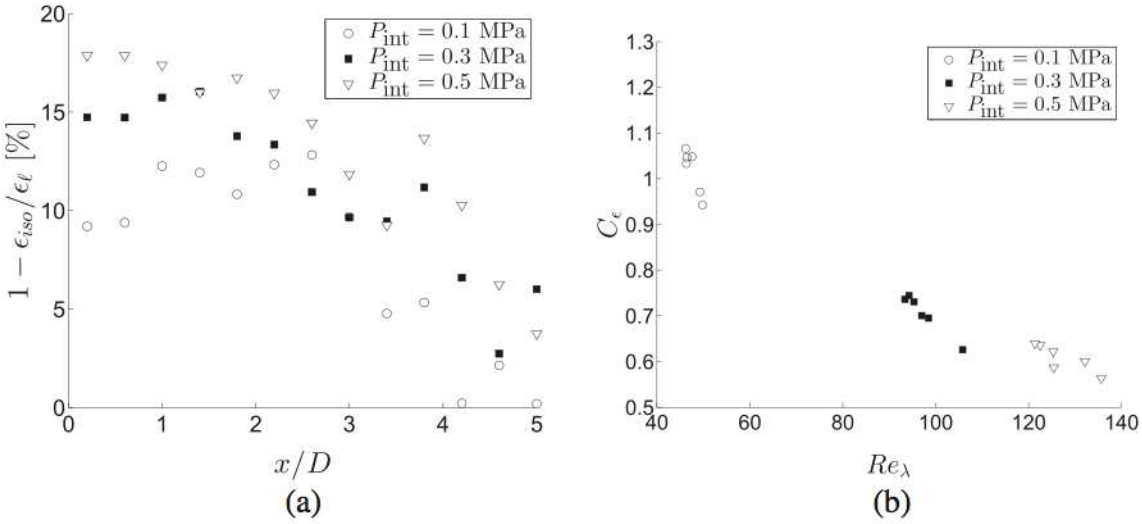


**Fig. 7** **a** Comparison between the surrogate dissipation rates. **b** Variation of the dissipation constant

## 3.2 Two-point statistics and comparison with the single-scale grid

### *3.2.1 The energy distribution through scales*

The turbulent kinetic energy cascade is characterized by large and small scales referred to as the integral scale $\mathcal{L}_u$, the Taylor microscale $\lambda$ and the Kolmogorov scale $\eta$ ($\equiv (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$). The integral scale $\mathcal{L}_u$ is representative of the energy-containing eddies, while $\lambda$ and $\eta$ are characteristic of the inertial and the dissipative range, respectively.

Figure 8a shows the variation of the longitudinal integral scale $\mathcal{L}_u$ generated by the multi-scale grid along the burner axis in dimensionless form. The pressure imposed in the combustion chamber seems to have a minor effect on the evolution of $\mathcal{L}_u$ (see Fig. 8a). Nevertheless, one can remark a slight decrease of $\mathcal{L}_u$ with increasing $P_{\text{int}}$. This trend agrees with the results reported by [24].

The longitudinal integral scales $\mathcal{L}_u$ induced by both single- and multi-scale grids are compared in Fig. 8b for $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa. Despite that the multi-scale grid generates slightly smaller integral scales compared to the single-scale grid, the growth of $\mathcal{L}_u$ with increasing $x/D$ is roughly similar for both turbulence generators. This result supports the fact that the mesh size of the chosen single-grid $M_2$ is very close to the equivalent mesh size $M_{eq}$ calculated in Section 2. Indeed, the typical size of the integral length scale is strongly related to the mesh size as evidenced in several experimental studies (see e.g. [1, 8, 36].

Unlike the integral scale, the change of internal pressure has a profound influence on both Taylor microscale $\lambda$ and Kolmogorov scale $\eta$ as evidenced in Fig. 9a and b. The increase of $P_{\text{int}}$ induces a reduction of kinematic viscosity $\nu$ which in turns leads to a decrease of both $\lambda$ and $\eta$ which are phenomenologically driven by viscous effects. These results agree with those reported by [24]. Furthermore, it appears clearly that the multi-scale grid produces smaller scales than the single-scale grid (see Fig. 10a and b).

A deeper analysis of the influence of the multi-scale forcing can be done by investigating the energy distribution through scales by means of longitudinal structure functions [40]. These are the statistical moments of the spatial increments $\delta u(\ell)$ defined as follows:

$$\delta u(\ell) = u(x + \ell) - u(x), \tag{10}$$

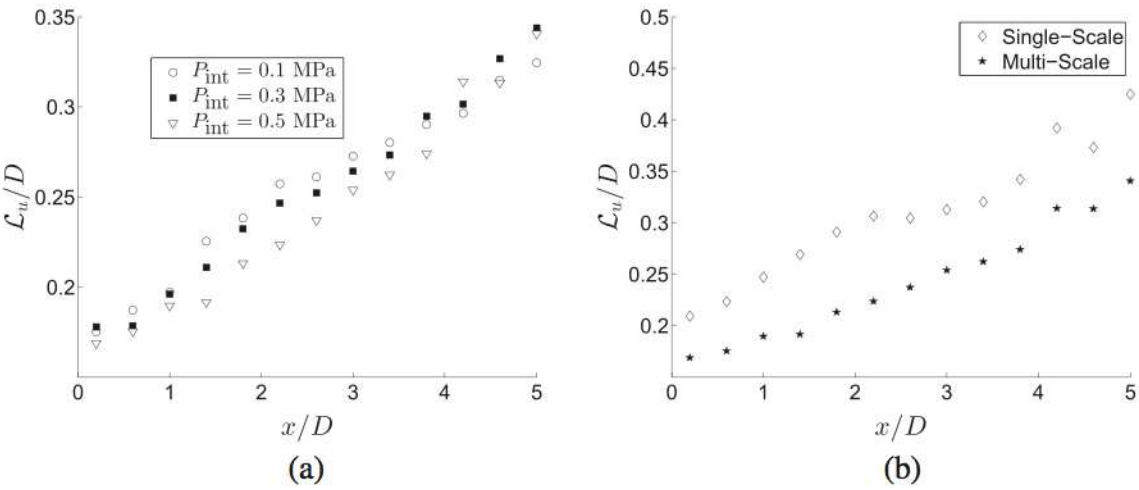


**Fig. 8** **a** Evolution of $\mathcal{L}_u$ vs distance from the burner exit normalized by the burner diameter $D$ (multi-scale grid). **b** Comparison of $\mathcal{L}_u$ generated by single- and multi-scale grids ($P_{\text{int}} = 0.5$ MPa)

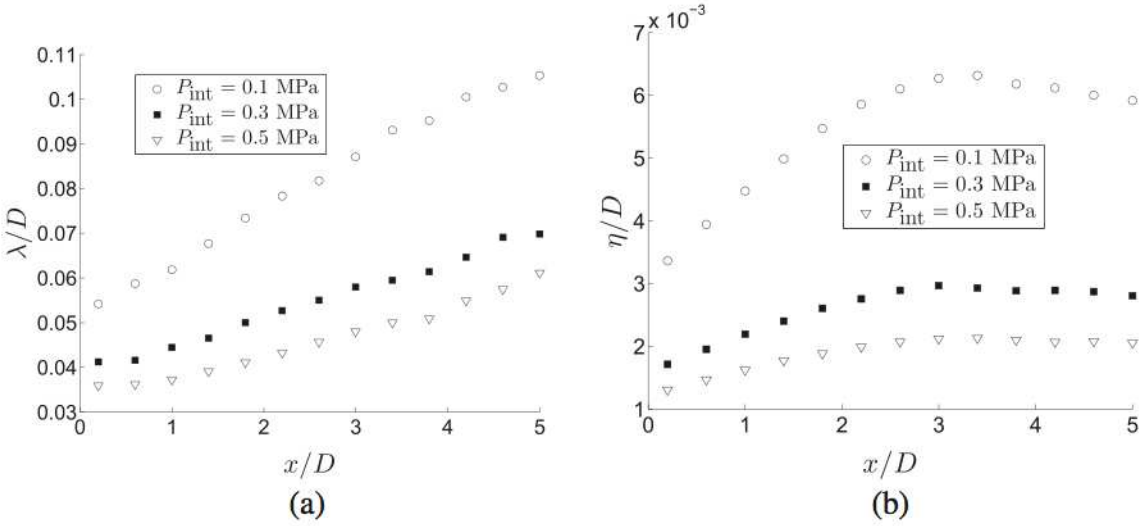


**Fig. 9** Evolution of **a** $\lambda$ and **b** $\eta$ vs distance from the burner exit normalized by the burner diameter $D$ (multi-scale grid)

where $\ell$ is a longitudinal separation. Under isotropy assumption, the second-order structure function $\langle(\delta u(\ell))^2\rangle$ represents the kinetic energy of the scale $\ell$ [40]. It is easy to show that for large separation $\ell$ (i.e., $\ell \to \infty$) $\langle(\delta u(\ell))^2\rangle$ is twice the variance of the longitudinal normal stress $\langle u^2\rangle$ under homogeneity assumption. The influence of the internal pressure on the energy distribution through scales is displayed in Fig. 11a for the multi-scale grid. In this plot large scale variables, that is to say $\mathcal{L}_u$ and $\langle u^2\rangle$, have been used for normalization. As expected, at large scales ($\ell \geq \mathcal{L}_u$), the dimensionless second-order structure functions collapse and tend to 2 for $\ell \to \infty$. Moreover, the increase of $P_{\text{int}}$ induces a broadening of the inertial range yielding an increase of $Re_\lambda$ which is somehow linked to the turbulent scales via $Re_\lambda \sim \mathcal{L}_u/\lambda$ [40, 47]. These results support the findings displayed in Figs. 8a, 9a and b.

Figure 11b compares the second-order structure functions computed at $x/D = 1.8$ for $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa for both single- and multi-scale grids. It is important to notice that at this specific location the Taylor-based Reynolds number of both flows is roughly the same

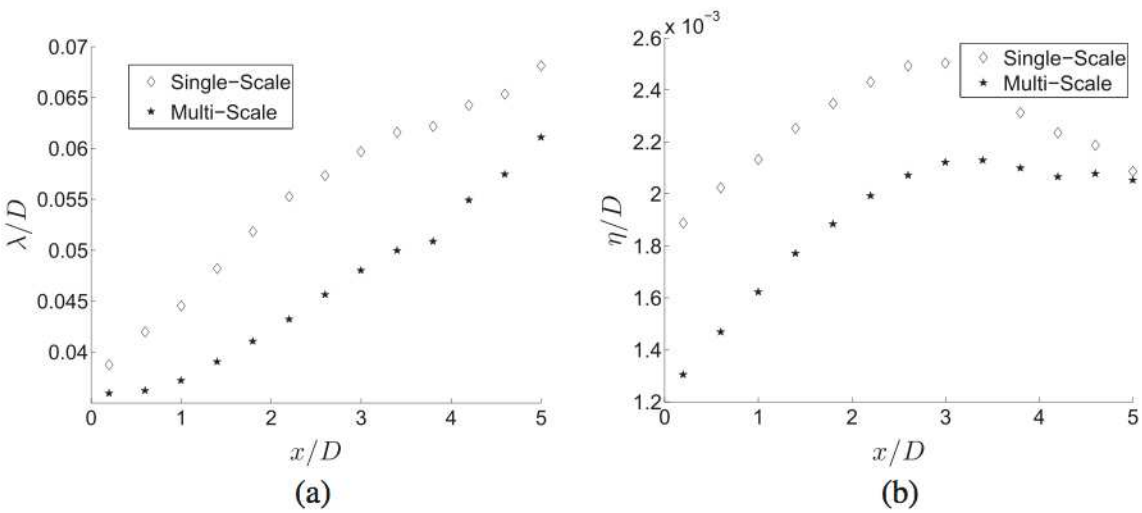


**Fig. 10** Comparison of **a** $\lambda$ and **b** $\eta$ generated by both single- and multi-scale grids ($P_{\text{int}} = 0.5$ MPa)

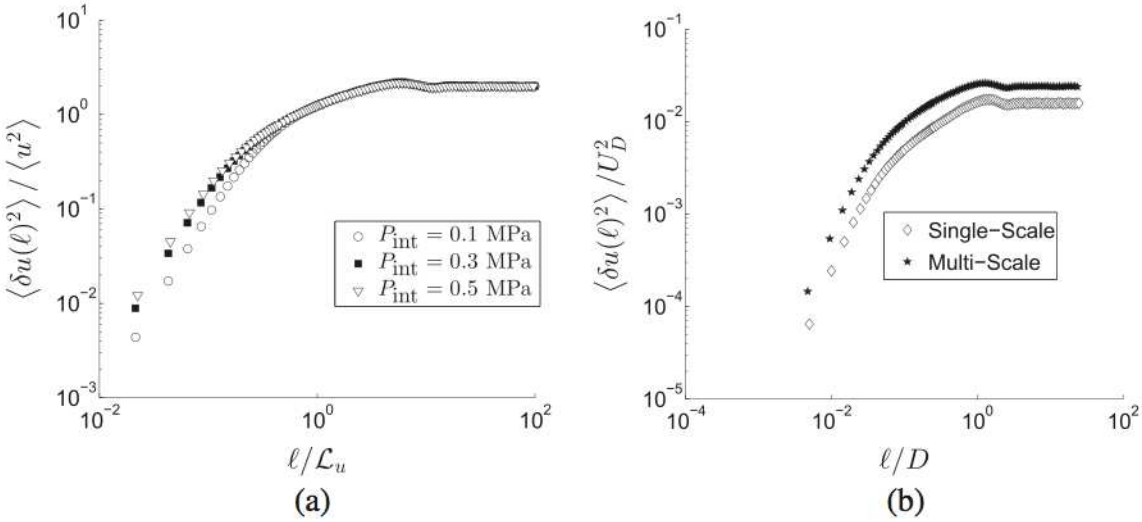


**Fig. 11** Evolution of the second-order structure function normalized by **a** $D$ and $U_D$ and **b** by $\mathcal{L}_u$ and $\langle u^2 \rangle$ ($x/D = 1.8$, $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa)

($Re_\lambda \approx 120$ at these specific conditions). It appears clearly that the energy injected by the multi-scale grid is significantly higher than that injected by the single-scale grid.

We introduce the ratio $\Delta E(\ell) = \frac{\left[\left\langle (\delta u(\ell))^2 \right\rangle / \langle u^2 \rangle\right]_{\text{multi}}}{\left[\left\langle (\delta u(\ell))^2 \right\rangle / \langle u^2 \rangle\right]_{\text{mono}}}$ to quantify the gain of energy at a given scale. In this expression, $\left[\left\langle (\delta u(\ell))^2 \right\rangle / \langle u^2 \rangle\right]_{\text{multi}}$ and $\left[\left\langle (\delta u(\ell))^2 \right\rangle / \langle u^2 \rangle\right]_{\text{mono}}$ are the dimensionless second-order structure functions calculated for the multi-scale and the single-scale grids at scale $\ell$, respectively. The normalization of the structure functions by $\langle u^2 \rangle$ allows for compensating the bias due to the difference in pressure loss induced by both turbulence generators (see Section 2). Figure 12a shows the ratio $\Delta E(\ell)$ computed with the data plotted in Fig. 11b. Beyond $\ell/D \approx 1$, $\Delta E(\ell)$ reaches a plateau whose value is around 1. Surprisingly, the ratio $\Delta E(\ell)$ increases monotonically with decreasing scales and reaches values up to 1.7 in the dissipative range. It means that the multi-scale forcing tends to amplify much more the energy at small scales. This might be interpreted as a profound

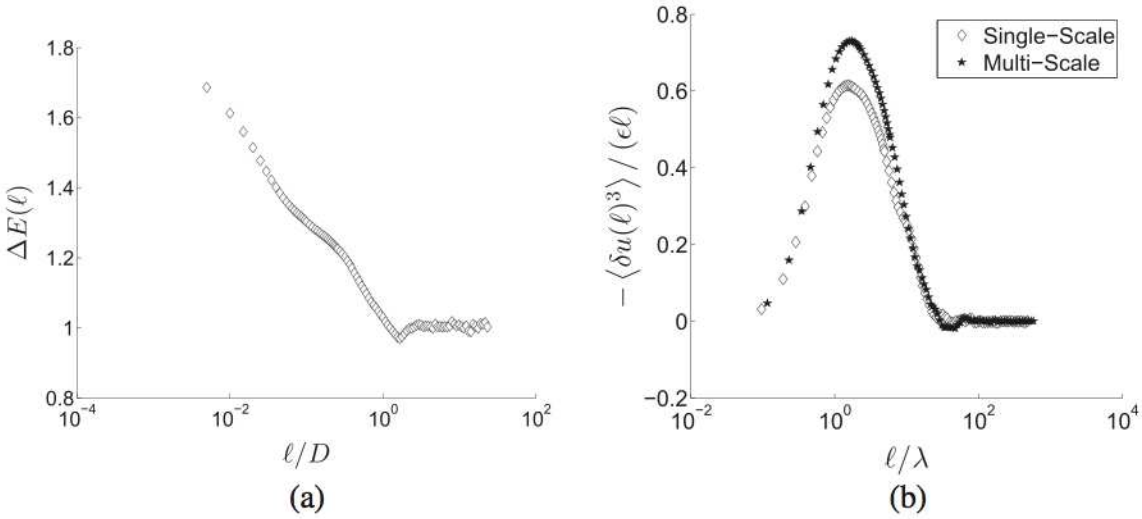


**Fig. 12** **a** Evolution of $\Delta E(\ell)$ at $x/D = 1.8$ for $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa. **b** Dimensionless third-order structure functions computed in the same conditions

change in the nature of the so-called turbulent kinetic energy cascade due to the multi-scale forcing. This is an interesting feature in the framework of flame-turbulence interactions. Indeed, this may allow to explore different regimes of flame-turbulence interactions by changing the design of the turbulence generator in order to favor one specific range of scales.

### *3.2.2 The decay and transfer of energy*

We close this section by investigating the scale-by-scale energy transfer and its consequence on the turbulence decay.

The investigation of the third-order structure function $\left\langle (\delta u(\ell))^3 \right\rangle$ might lead to a better understanding of the cascade process and its possible alteration. Indeed, the third-order structure function $\left\langle (\delta u(\ell))^3 \right\rangle$ represents the transfer of energy at scale $\ell$. Its relationship to the second-order structure function can be expressed as follows under assumption of local isotropy [40]:

$$\left\langle (\delta u(\ell))^3 \right\rangle = 6\nu \frac{\partial \left\langle (\delta u(\ell))^2 \right\rangle}{\partial \ell} - \frac{4}{5}\epsilon\ell, \tag{11}$$

In the limit of high Reynolds number, the viscous term in Eq. (11) becomes negligible in the inertial range ($\mathcal{L}_u \gg \ell \gg \eta$), leading to

$$\left\langle (\delta u(\ell))^3 \right\rangle = -\frac{4}{5}\epsilon\ell, \tag{12}$$

which is known as the Kolmogorov "4/5" law. The dimensionless third-order structure functions $\left\langle (\delta u(\ell))^3 \right\rangle / (\epsilon\ell)$ computed at $x/D = 1.8$ for $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa for both single- and multi-scale grids are compared in Fig. 12b. This plot evidences the existence of a narrow inertial range (identified by the bump near $\ell/\lambda = 1$) which can be explained by the moderate Reynolds number reached in these conditions ($Re_\lambda \approx 120$ for both grids). Furthermore, one can notice that the maximum of $\left\langle (\delta u(\ell))^3 \right\rangle / (\epsilon\ell)$ is smaller than the 4/5 value predicted by Eq. (12). This discrepancy is likely to be accounted for moderate Reynolds effects and large-scale inhomogeneities [11]. Nevertheless, since both grids generate similar Reynolds numbers and mean velocity gradients, the comparison plotted in Fig. 12b is relevant to study the influence of the multi-scale forcing onto the turbulent cascade. It appears clearly that the energy transfer through scales induced by the multi-scale grid is significantly stronger than that of the single-scale grid. Accordingly, since production terms collapse in the potential core (see Fig. 4b), the decay of turbulent kinetic energy should be faster.

In order to confirm this claim, we focus on the turbulence decay in the nearly homogeneous and isotropic region. Assuming homogeneity and isotropy, the one-point turbulent kinetic energy budget reduces to

$$\frac{3}{2}U\frac{\partial \left\langle u^2 \right\rangle}{\partial x} = -\epsilon. \tag{13}$$

This relationship illustrates how dissipation counterbalances convection in decaying turbulence. Assuming that energy decays as a power law, i.e. $\left\langle u^2 \right\rangle = A(x - x_\star)^{-n}$ where $A$ and $n$ are the decay constant and the decay exponent respectively and $x_\star$ a virtual origin, Eq. (13) yields

$$\epsilon = U\frac{3n}{2}A\,(x - x_\star)^{-n-1}\,. \tag{14}$$

Recalling that by definition $\lambda^2 = 15\nu \langle u^2 \rangle / \epsilon$, we get [1, 15]

$$\lambda^2 = \frac{10\nu}{n} \frac{x - x_\star}{U}. \tag{15}$$

The main purpose of Eq. (15) is to provide a simple way to estimate the decay exponent $n$ even though the virtual origin is unknown. The evolution of $(\lambda/D)^2$ is displayed in Fig. 13a versus $\nu x/(U_D D^2)$. The data plotted in Fig. 13a have been collected for each internal pressure $P_{\text{int}}$ in the nearly homogeneous and isotropic region determined previously. For both multi-scale and single-scale grids, the data collapses fairly well, meaning that the trend predicted in Eq. (15) holds true in these flows. This is evidenced by the best fits of Eq. (15) in the least square sense represented by dashed lines in Fig. 13a. For the single-scale grid, the calculation of the decay exponent from experimental data yields $n = 1.6$ which is within the range reported in literature. The decay exponent found for the multi-scale forcing reaches a much higher value $n = 2.8$. Such difference, which cannot be attributed to inhomogeneity effects, proves that turbulence decay is much faster with the use of the multi-scale grid (see Fig. 13b).

Our results suggest a strong dependency of the turbulence development on its initial conditions. The decay rates calculated for both the single-scale and the multi-scale grids are close to those predicted by the self-preservation theory, i.e. $n = 3/2$ and $n = 5/2$ respectively, introduced by [14] assuming invariance of either the Saffman integral or the Loitsiansky integral, respectively. Note that the decay exponent $n = 5/2$ should not be confused with the decay exponent of the final period of decay occurring at very low $Re_\lambda$ ($\approx 1$) [40] which is not representative of our study ($Re_\lambda$ ranges from 50 to 150 in the nearly homogeneous and isotropic region). In fact, these exponents represent the maximum ($n = 5/2$) and the minimum ($n = 3/2$) rate at which grid turbulence is expected to decay [12, 14]. It is worth noting that turbulence generated by a regular grid (i.e., single-scale forcing) behaves probably as Saffman turbulence according to the experimental results reported in literature [12, 26]. In contrast, turbulence generated by means of multi-scale forcing exhibits an unusual faster decay rate. Indeed, decay exponent as high as that we found has been recently reported in fractal-grid generated turbulence [20, 48]. To our best knowledge, apart

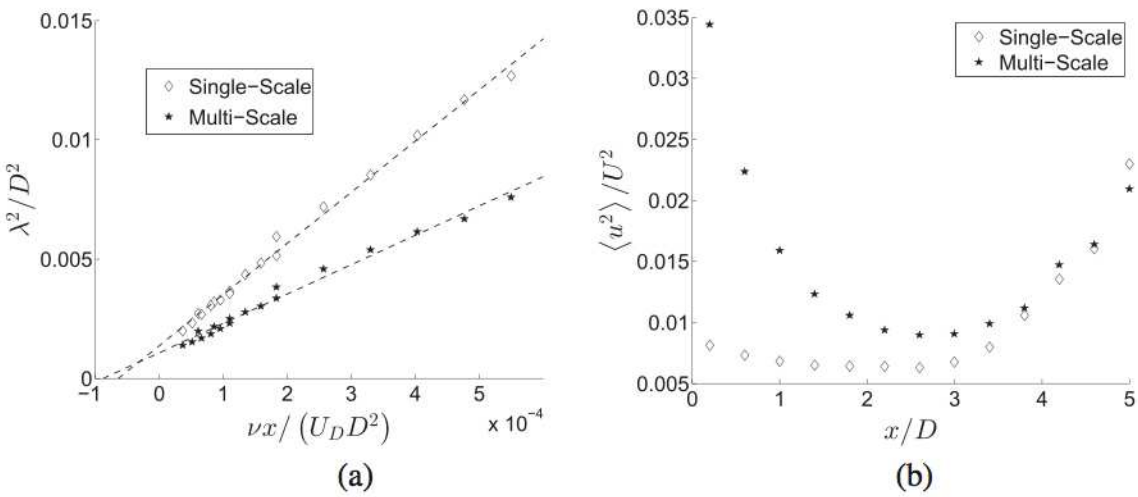


**Fig. 13** **a** Effect of internal pressure on the Taylor microscale. The dashed lines represent the best fits of Eq. (15) in the least square sense. **b** Streamwise evolution of the dimensionless normal Reynolds stress $\langle u^2 \rangle$ along the jet axis ($P_{\text{int}} = 0.5$ MPa)

from fractal square grid turbulence, it is the first time that such decay exponent is found experimentally.

This is an important finding which deserves some attention due to its possible consequences in the framework of combustion modeling. Two main issues arise from our results:

1. *what kind of turbulence is the most representative of combustion systems (e.g., gas turbine)*?
2. *what is the characteristic length scale of the turbulence?*

The first issue is related to the complex geometry characterizing real-life combustion systems in contrast of simplified laboratory experiments. Accordingly, these combustion systems are more likely to produce multi-scale forced turbulence which seems to behave very differently from single-scale forced turbulence. However, for time and resource consuming reasons, the numerical simulations of such systems are based on turbulence modeling, e.g. $k-\epsilon$, which are calibrated on usual decaying turbulence. These models may therefore be irrelevant to predict turbulence development and consequently its interaction with premixed flame.

The second issue is related to the turbulent length scales susceptible to interact with the flame front. Our results suggest that $\lambda$ is a key parameter of the multi-scale forced turbulence. Indeed, energy transfer enhancement is mostly concentrated at scales ranging around $\lambda$ (see Fig. 12b). Furthermore, $\lambda$ is the characteristic length scale arising from the self-preservation theory [14]. It is worth noting that the standard combustion diagram is based on large scale variables, i.e. turbulent kinetic energy $k$ and integral scale $\mathcal{L}_u$. However, the classical relationship used to rely large and small scales, i.e. $\epsilon \sim k^{3/2}/\mathcal{L}_u$, may not hold in multi-scale forced turbulence [48]. This suggest that combustion diagrams might be incomplete to characterize flame-turbulence interactions in regimes where small scale turbulence are more likely to wrinkle and/or penetrate the flame front. That point is discussed further in the next subsection.

### 3.3 Interaction in premixed combustion

This last subsection is dedicated to the investigation of the flame-turbulence interaction. The influence of turbulence onto the flame structure will be emphasized by studying the turbulent flame speed $S_T$. As explained in Section 2, the calculation of $S_T$ is based on the mean progress variable $c = 0.5$. The average light emission collected at $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa for both single- and multi-scale grids are displayed in Fig. 14a and c. The flame geometry recovered by taking the Abel transform of these average images are shown in Fig. 14b and d.

Even though the operating conditions ($\phi = 0.8$, $U_D = 3.5$ m/s) are identical, the flame geometry differs significantly between these experiments. Both the flame height and the flame brush are notably reduced for the multi-scale grid. This means that the multi-scale grid induces larger turbulent flame speed $S_T$ compared to the single-scale grid for identical operating conditions.

The values of $S_T/S_L$, where $S_L$ is the laminar flame speed (estimated from the PREMIX code [22] and the CHEMKIN II database [23] using GriMech 3.0 [44]), are plotted in Fig. 15a with respect to $\langle u^2 \rangle^{1/2}/S_L$ for both single-scale and multi-scale grids. Furthermore, the results obtained in a previous study on the same burner but with different operating conditions ($\phi = 0.6$ and $U_D = 2.1$ m/s) have been added. The reader is referred to [27] for

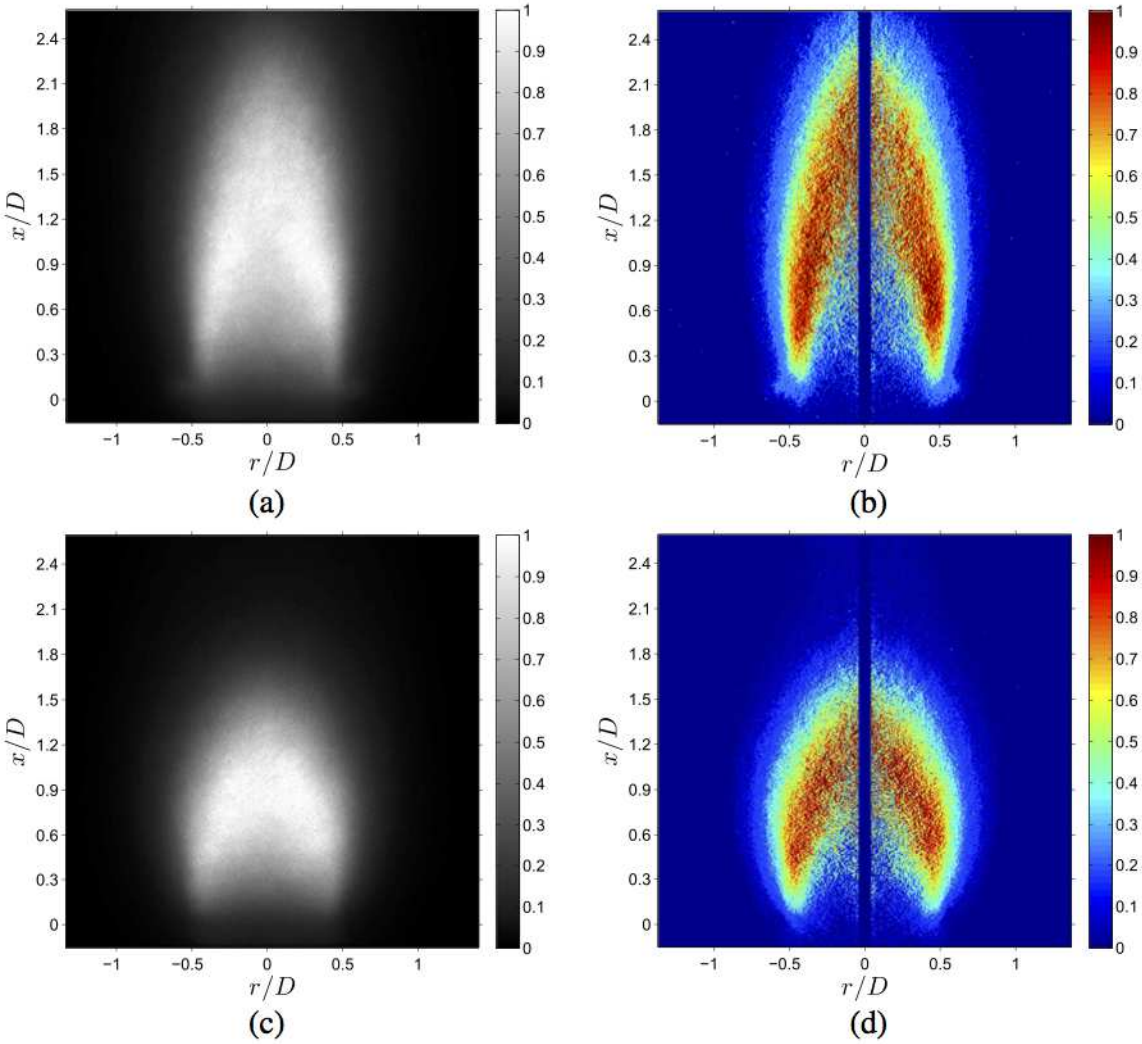


**Fig. 14** Averaged light emission collected for **a** single- and **c** multi-scale grids at $P_{\text{int}} = 0.5$ MPa and the related Abel transform **b** and **d**, respectively. The colormaps represent the normalized light intensity

more details. Clearly, the ratio $\langle u^2 \rangle^{1/2} / S_L$ is not the relevant parameter to scale the dimensionless turbulent flame speed $S_T/S_L$. Recently, [6] proposed a scaling of $S_T/S_L$ based on the spectral closure of the G-equation. Their approach provides an extension to the corrugated flamelet regime of the scaling first formulated by [10] in the thin reaction zone regime, i.e. $S_T/S_L \sim \sqrt{\langle u^2 \rangle^{1/2} \mathcal{L}/(S_L \delta_L)}$ where $\delta_L$ is the laminar flame thickness and $\mathcal{L}$ a characteristic length scale. This scaling was successfully applied on both turbulent spherical expanding flame propagating in a fan-stirred vessel and Bunsen flame as well [7] suggesting the possible existence of an universal correlation for $S_T/S_L$.

Figure 15b shows the dimensionless turbulent flame speed $S_T/S_L$ as a function of the scaling parameter proposed by [6] where the characteristic length scale $\mathcal{L}$ is the burner diameter $D$. Using that scaling, the dimensionless turbulent flame speed $S_T/S_L$ computed for both single-scale grids collapse on the same curve which is represented by the dashed line. For the multi-scale grid, one can notice a slight departure from this trend for the highest turbulent flame speed which corresponds to the highest $P_{\text{int}}$. If this deviation is not due to experimental uncertainties, it might indicate that parameters other than $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ are involved in the flame-turbulence interaction. One may question the relevance of the geometrical

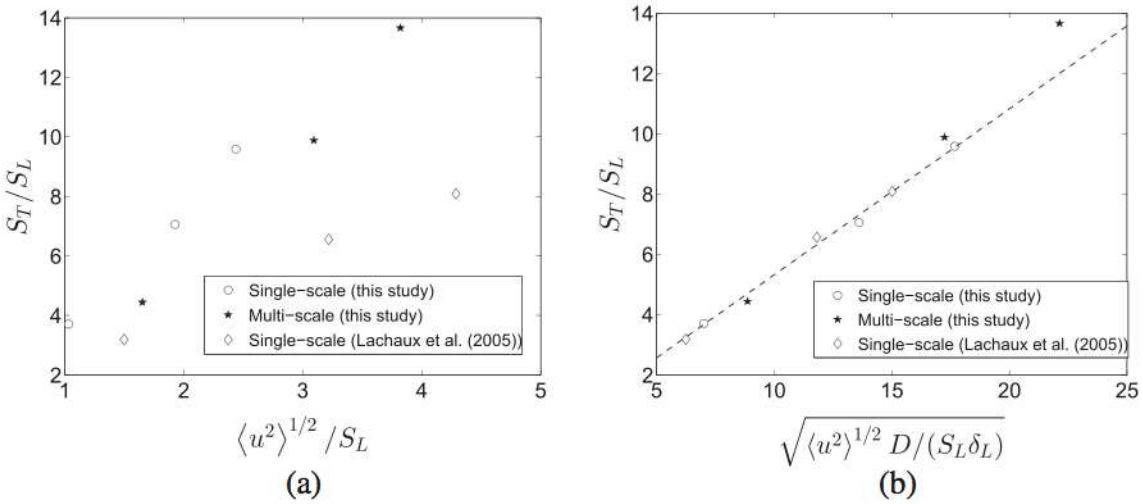


**Fig. 15** Variation of $S_T/S_L$ vs **a** $\langle u^2 \rangle^{1/2}/S_L$ and **b** $\sqrt{\langle u^2 \rangle^{1/2} D/(S_L \delta_L)}$. The *dashed line* represents the best linear fit in the least square sense of the data obtained for the single-scale grid

length scale $D$ to characterize the flame-turbulence interaction. As shown in Section 3.2, the turbulence development is strongly dependent on its initial conditions rather than the geometry of the burner. Furthermore, as stressed hereinbefore, the Taylor microscale $\lambda$ seems to be the characteristic length scale of the turbulence decay. In a recent publication, [13] investigated the scaling of the flame wrinkling in the same facility as the one used in this study. In their work, the turbulence was generated by the multi-scale grid described in Section 2.3. They reported a remarkable scaling of the flame front curvature statistics with the Taylor micro-scale $\lambda$ when the laminar flame thickness $\delta_L$ is reduced. Their results suggest that the ratio $\lambda/\delta_L$ could be a key parameter of the interactions between a premixed flame and a highly turbulent flow. This point is excluded from the usual combustion diagram where the turbulence is only characterized by its integral length-scale. Another possible explanation relates on intermittency occurring at small scales [40] which may lead to scaling law correction [6]. The answer to these issues is beyond the scope of this paper as it would require much more accurate measurements and the extension of the range of operating conditions to reach higher turbulence levels. This work is left for future studies.

## 4 Conclusions

The turbulent flow generated by a multi-scale grid in a pressurized combustion chamber has been studied and compared to that generated by a single-scale grid. It has been shown that the multi-scale grid induces a nearly homogeneous and isotropic decaying turbulence in the potential core of the axisymmetric premixed burner. In that region, the turbulence intensity is as high as 10 %. The turbulent length scales produced by the multi-scale grid are smaller than those produced by the single-scale grid. Furthermore, the analysis of the two-point statistics through second- and third-order structure functions reveals that the multi-scale forcing *(i)* injects higher energy at each scale of the flow and *(ii)* amplifies the scale-by-scale energy transfer. The use of the multi-scale forcing results in an exceptional fast decay of the turbulent kinetic energy comparable to that reported in fractal-grid generated turbulence [20, 48]. Our results are consistent with the predictions of the self-preservation theory introduced by [14]. The main conclusions are twofold: *(i)* the turbulence evolution is strongly sensitive to its initial conditions and *(ii)* the characteristic length-scale is the Taylor micro-scale $\lambda$.

The interaction with a methane-air premixed flame was also investigated. The flame structure has been characterized by the turbulent flame speed. It has been found that the dimensionless flame speed measured for single-scale grid scales with $\sqrt{\langle u^2 \rangle^{1/2} D/(S_L \delta_L)}$, whereas the data collected for the multi-scale grid slightly deviate from this scaling. This suggests that small scales, more especially the Taylor-micro-scale $\lambda$, which are strongly enhanced by the multi-scale forcing might also modify the flame structure as suggested by recent observations of the scaling of the flame front curvature [13]. Indeed, small turbulent scales are both smaller and contain more energy which can lead to thickened premixed flame fronts when applied to turbulent premixed flame studies [2, 18, 43]. In the future, a Rayleigh scattering technique will be used to investigate the effects of this kind of turbulence generator on the instantaneous flame front thicknesses for CH4-Air and CO/H2-Air flames.

Our findings arise two main issues: *(i)* what turbulence is representative of real combustion systems? *(ii)* What are the characteristic length scales? Both issues are cornerstones in flame-turbulence modeling and consequently ask for more future studies.

**Acknowledgments** This work is supported by the CNRS, the University of Orléans and the French Government Programme "Investissements d'Avenir" through the LABEX CAPRYSSES. The authors are thankful to Mr. J. McNally for his valuable help in improving the writing of the paper.

## References

1. Batchelor, G.K., Townsend, A.A.: Decay of isotropic turbulence in the initial period. Proc. R. Soc. Lond. A **193**, 539–558 (1948)
2. Bédat, B., Cheng, R.K.: Experimental study of premixed flames in intense isotropic turbulence. Comb. Flame **100**(3), 485–494 (1995)
3. Borghi, R.: On the structure and morphology of turbulent premixed flames. In: Recent Advances in the Aerospace Sciences, pp. 117–138. Springer, Berlin Heidelberg New York (1985)
4. Bray, K.N.C.: The interaction between turbulence and combustion. In: Symposium (International) on Combustion, Elsevier, vol. 17, pp. 223–233
5. Buchhave, P., George, W.K., Lumley, J.L.: The measurement of turbulence with the laser-doppler anemometer. Ann. Rev. Fluid Mech. **11**(1), 443–503 (1979)
6. Chaudhuri, S., Akkerman, V., Law, C.K.: Spectral formulation of turbulent flame speed with consideration of hydrodynamic instability. Phys. Rev. E **84**(2), 026322 (2011)
7. Chaudhuri, S., Wu, F., Zhu, D., Law, C.K.: Flame speed and self-similar propagation of expanding turbulent premixed flames. Phys. Rev. Lett. **108**(4), 044503 (2012)
8. Comte-Bellot, G., Corrsin, S.: The use of a contraction to improve isotropy of grid-generated turbulence. J. Fluid Mech. **25**, 657–682 (1966)
9. Corrsin, S.: Turbulence: experimental methods. In: Handbuch der Physik, pp. 524–589 (1963)
10. Damköhler, G.: Influence of turbulence on the velocity flames in gas mixtures. Z. Elektrochem **46**, 601–626 (1940)
11. Danaila, L., Antonia, R.A., Burattini, P.: Progress in studying small-scale turbulence using'exact'two-point equations. New J. Phys. **6**(1), 128 (2004)
12. Davidson, P.A.: The minimum energy decay rate in quasi-isotropic grid turbulence. Phys. Fluids **23**, – (2011)
13. Fragner, R., Halter, F., Mazellier, N., Chauveau, C., Gökalp, I.: Investigation of pressure effects on the small scale wrinkling of turbulent bunsen flames (2014). (in press)
14. George, W.K.: The decay of homogeneous isotropic turbulence. Phys. Fluids A **4**(7), 1492–1509 (1992)
15. George, W.K., Wang, H., Wollblad, C., Johansson, T.G.: Homogeneous turbulence and its relation to realizable flows. In: Proceedings of the 14th Australasian Fluid Mechanics Conference. Elsevier, University of Adelaide (2001)
16. Good, G.H., Warhaft, Z.: On the probability distribution function of the velocity field and its derivative in multi-scale turbulence. Phys. Fluids **23**, 095106 (2011)

17. Groth, J., Johansson, A.V.: Turbulence reduction by screens. J. Fluid Mech. **197**, 139–155 (1988)
18. Gülder, Ö.L.: Contribution of small scale turbulence to burning velocity of flamelets in the thin reaction zone regime. Proc. Combust. Inst. **31**(1), 1369–1375 (2007)
19. Halter, F., Chauveau, C., Gökalp, I.: Characterization of the effects of hydrogen addition in premixed methane/air flames. Int. J. Hydrogen Energy **32**(13), 2585–2592 (2007)
20. Hearst, R.J., Lavoie, P.: Decay of turbulence generated by a square-fractal-element grid. J. Fluid Mech. **741**, 567–584 (2014)
21. Hurst, D., Vassilicos, J.C.: Scalings and decay of fractal-generated turbulence. Phys. Fluids **19**, – (2007)
22. Kee, R., Grcar, J., Smooke, M., Miller, J.: Report no. sand85-8240. Sandia National Laboratories (1993)
23. Kee, R., Rupley, F., Miller, J.: Report no. sand89-8009b. Sandia National Laboratories (1989)
24. Kobayashi, H., Nakashima, T., Tamura, T., Maruta, K., Niioka, T.: Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 mpa. Comb. Flame **108**(1), 104–117 (1997)
25. Krawczynski, J.F., Renou, B., Danaila, L.: The structure of the velocity field in a confined flow driven by an array of opposed jets. Phys. Fluids **22**(4), 045104 (2010)
26. Krogstad, P.A., Davidson, P.A.: Is grid turbulence saffman turbulence? J. Fluid Mech. **642**, 373–394 (2010)
27. Lachaux, T., Halter, F., Chauveau, C., Gökalp, I., Shepherd, I.G.: Flame front analysis of high-pressure turbulent lean premixed methane-air flames. Proc. Combust. Inst. **30**(1), 819–826 (2005)
28. Lavoie, P., Avallone, G., Gregorio, F., Romano, G.P., Antonia, R.A.: Spatial resolution of piv for the measurement of turbulence. Exp. Fluids **43**(1), 39–51 (2007)
29. Laws, E.M., Livesey, J.L.: Flow through screens. Ann. Rev. Fluid Mech. **10**, 247–266 (1978)
30. Liepmann, H.W., Robinson, M.S.: Counting methods and equipment for mean-value measurements in turbulence research. NACA TN, p. 3037 (1952)
31. Makita, H.: Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel. Fluid Dyn. Res. **8**, 53–64 (1991)
32. Malécot, Y., Auriault, C., Kahalerras, H., Gagne, Y., Chanal, O., Chabaud, B., Castaing, B.: A statistical estimator of turbulence intermittency in physical and numerical experiments. Eur. Phys. J. B **16**(3), 549–561 (2000)
33. Marshall, A., Venkateswaran, P., Noble, D., Seitzman, J., Lieuwen, T.: Development and characterization of a variable turbulence generation system. Exp. Fluids **51**(3), 611–620 (2011)
34. Mazellier, N., Vassilicos, J.C.: The turbulence dissipation constant is not universal because of its universal dependence on large-scale flow topology. Phys. Fluids **20**(1), 015101 (2008)
35. Mazellier, N., Vassilicos, J.C.: Turbulence without richardson-kolmogorov cascade. Phys. Fluids **22**(1), 075101 (2010)
36. Mazellier, N., Danaila, L., Renou, B.: Multi-scale energy injection: a new tool to generate intense homogeneous and isotropic turbulence for premixed combustion. J. Turbul. **11**, N43 (2010)
37. Mydlarski, L., Warhaft, Z.: On the onset of high-reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence. J. Fluid Mech. **320**, 331–368 (1996)
38. Pearson, B.R., Krogstad, P.-A., van de Water, W.: Measurements of the turbulent energy dissipation rate. Phys. Fluids **14**(3), 1288–1290 (2002)
39. Poinsot, T., Veynante, D., Candel, S.: Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation. In: Symposium (International) on Combustion, vol. 23, pp. 613–619. Elsevier (1991)
40. Pope, S.B.: Turbulent flows. Cambridge University Press, New-York (2000)
41. Rice, S.O.: Mathematical analysis of random noise. Bell Syst. Tech. J. **23**, 282 (1944)
42. Rice, S.O.: Mathematical analysis of random noise. Bell Syst. Tech. J. **24**, 46 (1945)
43. Shepherd, I.G., Cheng, R.K., Plessing, T., Kortschik, C., Peters, N.: Premixed flame front structure in intense turbulence. Proc. Combust. Inst. **29**(2), 1833–1840 (2002)
44. Smith, G.P., Golden, D.M., Frenklach, M., Moriarty, N.W., Eiteneer, B., Goldenberg, M., Bowman, C.T., Hanson, R.K., Song, S., Gardiner, W.C., Lissianski, V.Z.Q. (1999). http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/
45. Sreenivasan, K.R.: On the scaling of the turbulence energy dissipation rate. Phys. Fluids **27**(5), 1048–1051 (1984)
46. Sreenivasan, K.R., Prabhu, A., Narasimha, R.: Zero-crossings in turbulent signals. J. Fluid Mech. **137**, 251–272 (1983)
47. Tennekes, H., Lumley, J.L.: A first course in turbulence. MIT Press, Cambridge, MA (1972)
48. Valente, P.C., Vassilicos, J.C.: The decay of turbulence generated by a class of multiscale grids. J. Fluid Mech. **687**, 300–340 (2011)
49. Wyngaard, J.C.: Measurement of small-scale turbulence structure with hot wires. J. Phys. E: Scientific Instruments **1**(11), 1105 (1968)

9.2. Publication parue dans le volume 35, Issue 2, Pages 1527-1535 du journal « Proceedings of the Combustion institute »

different size range of turbulence scales (from small to large scales). In Ref. [23], it has been evidenced that the shear-stresses are strongly enhanced by the multi-scale forcing (this is the role of the smallest grids). A direct consequence is to redistribute the energy from the streamwise Reynolds stress to other components. This mechanism leads to a faster return to homogeneity and isotropy keeping a high level of turbulence intensity and accordingly extending the range of scales interacting with the flame.

In comparison with the standard single grid system, the turbulence intensity of the multiscale device is doubled (around 10%) in the homogenous zone. In addition, small turbulent scales are smaller and contain more energy. A sketch of the burner and turbulence generator is presented in Fig. 1.

Turbulence data are obtained experimentally using a hot wire anemometry system [17]. The measurements are performed at 40 mm above the burner exit. The major zone of interest for this study is comprised between 35 mm and 45 mm above the burner exit. In this zone, the dimensionless turbulent velocity ($u'/U_{mean}$) can be assumed constant and equal to 10% as shown in Fig. 2. The investigation of flame/turbulence interactions has also been limited to this zone. This spatial restriction reduces the collected data set but presents the advantage of excluding the flame base (close to the burner rim) and the tip of the flame for all the conditions investigated. With this procedure, no fresh gases pockets, arising on the top of the fame, are considered in the processing. Integral length scales were computed from the auto-correlation coefficient. Taylor and Kolmogorov scales were evaluated assuming homogeneous and isotropic turbulence.

### 2.2. Flame structure characterization

An Nd–YAG laser and a CCD camera (TSI PIV CAM 10-30, 1016 × 1008 pixels$^2$) are used for Mie scattering visualizations. The flow is seeded by silicon oil droplets supplied by an atomizer. The collection lens is equipped with an interference filter centered at 532 nm. The overall resolution is 0.075 mm/pixel. Instantaneous flame images corresponding to 3 pressure values are shown in Fig. 2. The zone of interest (in the white box) has been added on these images. For each condition, 1000 images were acquired, binarized and filtered using a Canny edge detection process. The local flame front curvature, $h$, is calculated for each pixel along the flame edge [21]. By convention, $h$ is positive when the flame front is convex to reactants. It should be noted that the reported curvatures are 2D. Binarized images are summed and averaged to produce the average reaction progress variable $\langle c \rangle$ maps. The $\langle c \rangle$ contours obtained from them represent the probability of the instantaneous flame front being at a given location within the average flame brush. The location of the mean progress variable at $\langle c \rangle = 0.05$ is considered to be the inner surface of the flame brush [24]. The turbulent burning velocities reported in this paper are determined using the conventional flame-angle method based on $\langle c \rangle = 0.05$ [6].

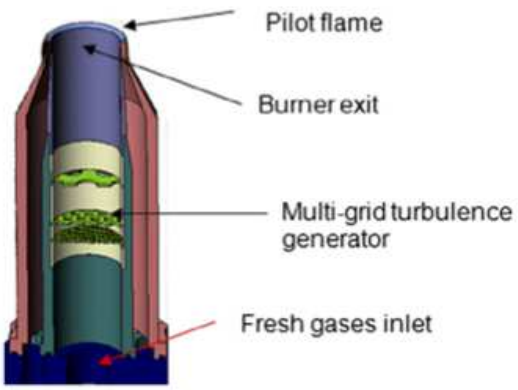


Fig. 1. Bunsen burner schematic.

### 2.3. Experimental conditions

Turbulent premixed methane/air flames are investigated in this study. Pressure and equivalence ratio conditions are selected to keep constant alternatively the laminar burning velocity ($S_L$), the laminar flame thickness ($\delta_L$) and the turbulence conditions (the turbulent velocity ($u'$), the integral length scale ($L_U$), the Taylor length scale ($\lambda$) and the Kolmogorov length scale ($\eta$)). A summary of the properties of the mixtures and flames is shown in Table 1.

Flame characteristics are estimated based on the PREMIX code [25] and the CHEMKIN-II database [26] using GRI-Mech. ver.3.0 [27]. The laminar flame thickness is defined as the ratio between the thermal diffusivity and the laminar burning velocity (Zeldovich definition). The Karlovitz number is defined as the square of ratio between the laminar flame thickness and the Kolmogorov length scale.

For all conditions investigated, the Lewis numbers are very close to unity. Burnt gas Markstein lengths ($L_b$) are indicated in Table 1. These values were extracted from [28] (linearly interpolated when not directly reported). All $L_b$ values are positive and relatively small. The selection of methane as fuel avoids the occurrence of thermo-diffusive instabilities. Moreover, the stretching of the flamelets can reasonably be considered of second importance on the local flame response.

The effect of pressure on the DL instability in a turbulent premixed flame has been first reported experimentally by Kobayashi et al. [6,29] using the dispersion formula of Sivashinsky [30]. They concluded that the region of wave numbers where

1540-7489/© 2014 The Combustion Institute. Published by Elsevier Inc. All rights reserved.

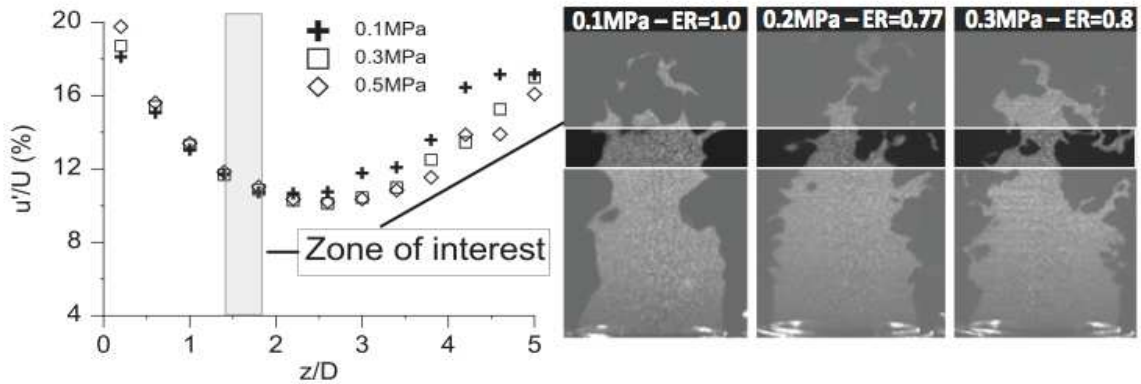


Fig. 2. Zone of interest determined by cold flow measurements.

Table 1
Summary of the mixture properties (40 mm above the burner exit) and flame parameters.

| $P$ (MPa) | ER (–) | $U_{mean}$ (m/s) | $u'$ (m/s) | Lu (mm) | Ret (–) | $\lambda$ (mm) | $\eta$ (mm) | $S_L$ (m/s) | $\delta_L$ (mm) | $L_b$ (mm) | $u'/S_L$ (–) | $Lu/\delta_L$ (–) | $S_T$ (m/s) | $S_T/S_L$ (–) | Ka (–) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.1 | 0.70 | 3.82 | 0.44 | 5.46 | 185 | 1.7255 | 0.132 | 0.2 | 0.1460 | 0.14 | 1.99 | 37.4 | 0.94 | 4.70 | 1.12 |
| 0.1 | 0.85 | 3.82 | 0.44 | 5.46 | 191 | 1.7255 | 0.132 | 0.3068 | 0.0679 | 0.16 | 1.29 | 80.4 | 1.30 | 4.24 | 1.47 |
| 0.1 | 1.00 | 3.82 | 0.44 | 5.46 | 196 | 1.7255 | 0.132 | 0.383 | 0.0608 | 0.24 | 1.04 | 89.8 | 1.79 | 4.68 | 3.31 |
| 0.2 | 0.77 | 3.59 | 0.43 | 5.50 | 197 | 1.2269 | 0.0756 | 0.19 | 0.0753 | 0.09 | 2.03 | 73.0 | 1.46 | 7.70 | 1.42 |
| 0.3 | 0.70 | 3.75 | 0.43 | 5.23 | 191 | 0.954 | 0.0533 | 0.1109 | 0.0700 | 0.04 | 3.60 | 74.7 | 1.46 | 13.13 | 0.56 |
| 0.3 | 0.80 | 3.75 | 0.43 | 5.23 | 197 | 0.954 | 0.0533 | 0.178 | 0.0519 | 0.05 | 2.24 | 100.8 | 1.80 | 10.13 | 0.88 |
| 0.4 | 0.90 | 3.59 | 0.43 | 6.70 | 260 | 0.9504 | 0.0469 | 0.1858 | 0.0313 | 0.01 | 2.15 | 214.3 | 2.42 | 13.05 | 0.05 |

the flame front is unstable extends to larger wave numbers with increasing pressure [6] and that a significant correlation exists between the fractal inner cutoff and the characteristic scale of Darrieus–Landau instability [29]. However, in their review Lipatnikov and Chomiak [31] concluded that nothing indicates that the DL instability plays a substantial role in premixed turbulent combustion. Moreover, Creta et al. [32] recognize that the flame surface enhancement may be linked to the effect of hydrodynamic instability only in the low-intensity regime of turbulent combustion ($u' = o(S_L)$). More recently, Law and coworkers [33] estimated the conditions in which DL instability could compete with turbulence to induce corrugations of the flame front by introducing a dimensionless parameter defined as the ratio of the instability and turbulence time scales at a given length scale. Using this dimensionless parameter, they introduced a new boundary in the traditional turbulent combustion regime diagram to identify the zones where the instability effects should be considered. In Fig. 3, the experimental conditions presently investigated together with those studied by Wang et al. [34] are reported in the modified diagram. It is observed that all the flame conditions are above the critical curve where DL instability may corrugate the flame front. To reinforce these observations, the present flame conditions have been investigated in a spherical combustion chamber under quiescent

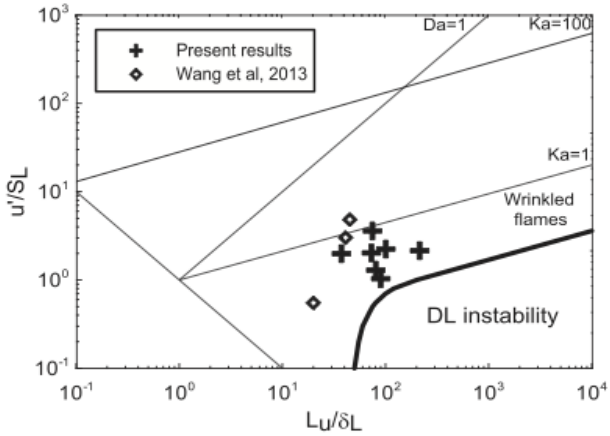


Fig. 3. Modified combustion diagram from [32]. Crosses are for current experimental results. Diamonds correspond to the results of Wang et al. [34].

conditions [35]. Shadowgraph images of outwardly propagating laminar flames were recorded. The whole set of flames was observed to remain perfectly smooth attesting the absence of DL instability for these conditions (see Supplemental Material, Fig. S2). Therefore by performing turbulence–flame interaction experiments in DL instability free conditions, we confirm that the observed increase in $S_T/S_L$ (therefore in the flame wrinkling and flame surface area) when pressure is increased is not due to DL instability under the present experimental conditions.

## 3. Results and discussions

### 3.1. Preamble

Figure 4 shows the combustion intensity ($S_T/S_L$) variations with the nondimensional turbulence intensity ($u'/S_L$) for all the conditions reported in Table 1. For all the conditions presently investigated, $u'$ is constant and the nondimensional turbulence intensity remains lower than 4, corresponding to a Karlovitz number lower than 2. As reported by Yuen and Gülder [36], the flamelet hypothesis is still valid for these conditions. As a result, we assume that even if smaller and more intense turbulent scales are generated when pressure is increased, they are not energetic enough to modify to inner structure of the instantaneous flame front whose thickness is reduced by pressure effect.

In Fig. 4, black symbols correspond to atmospheric pressure results where only the equivalence ratio is varied (from 0.7 to 1.0). As the pressure is kept constant, all the turbulent velocities and scales remain identical. When the equivalence ratio is increased toward stoichiometry, the turbulent burning velocity also increases. It is observed in Fig. 4 that the increase in turbulent burning velocity is perfectly scaled by the change in laminar burning velocity. Indeed, the combustion intensity remains constant when $u'/S_L$ is changed only by a chemical parameter i.e., the equivalence ratio.

The diamonds in Fig. 4 represent flame conditions where the laminar burning velocity is fixed whereas the pressure is increased. To obtain a constant laminar burning velocity for varying pressures, the equivalence ratios are adjusted (increased from 0.7 to 0.9) to counterbalance the reduction of $S_L$ induced by the pressure rise. As $u'$ remains constant when pressure is increased, $u'/S_L$ does not change. It is observed that the combustion intensity increases notably with pressure, although the laminar burning velocity and the total turbulence energy ($u'$) are kept constant. We can conclude that $u'/S_L$ is not sufficient alone to capture the combustion intensity evolution with pressure.

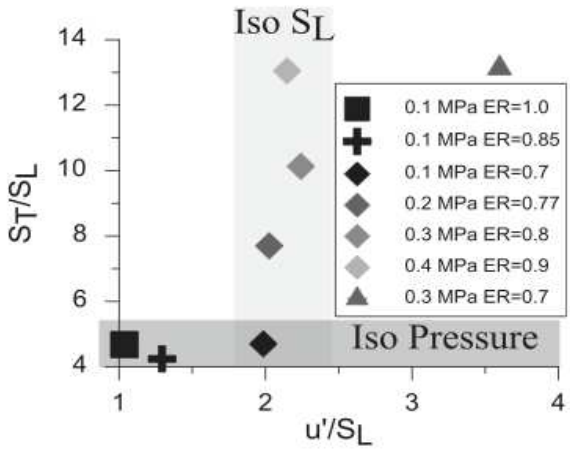


Fig. 4. Combustion intensity ($S_T/S_L$) variations with $u'/S_L$.

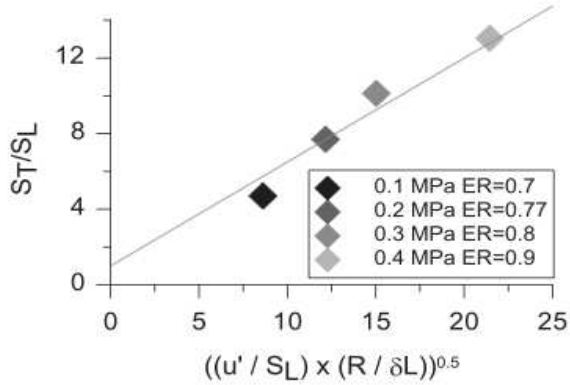


Fig. 5. Combustion intensity ($S_T/S_L$) variations with a turbulent Reynolds number to the 1/2-power scaling. The length scale ($R$) corresponds to the burner diameter (i.e., 25 mm).

Recently, Chaudhuri et al. [12] proposed to unify the turbulent flame speed data from expanding flames and from Bunsen flames using the root square of a modified turbulent Reynolds number: $[(u'/S_L)^*(R/\delta_L)]$^(1/2). The length scale $R$ corresponds to the average flame radius in the case of spherical flames and to the burner diameter for Bunsen flames. $S_T/S_L$ data with an identical laminar burning velocity (diamonds in Fig. 4) are plotted in Fig. 5 versus the square root of the turbulent Reynolds number. With the proposed scaling, the data are reorganized almost linearly as it was the case in Ref. [12]. When all the parameters except the laminar flame thickness are constant ($u'$, $S_L$ and $R$), as it is the case for these data, the combustion intensity varies linearly with the square root of the laminar flame thickness. This strongly suggests that the laminar flame thickness has a non-negligible effect on the flame front wrinkling. This will be investigated in more detail in Section 3.2.

### 3.2. The role of the laminar flame thickness

A laminar premixed flame may be globally described by its velocity and thickness. Whereas the laminar burning velocity is commonly assumed equal to the consumption speed of reactants, the definition of the laminar flame thickness is more delicate. Several definitions may be found in the literature depending on whether the preheating zone is embedded or not. In this very short distance where there is an important temperature jump, the mixture viscosity and density are considerably modified. As a consequence, the small turbulent eddies approaching this zone are

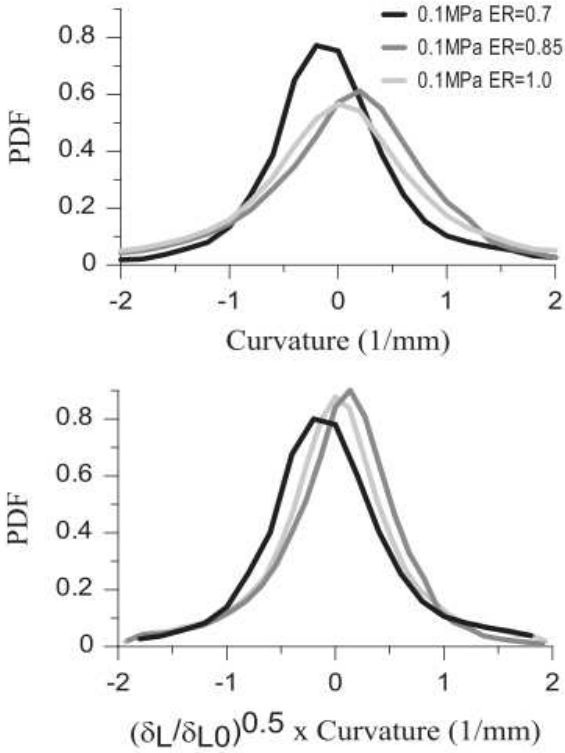


Fig. 6. Upper: effect of the equivalence ratio on PDFs of the flamelet curvature distribution at atmospheric pressure condition. Lower: the curvature distributions are multiplied by the normalized flame thickness (ER = 0.7 is the reference case).

rapidly dissipated if they are not energetic enough [37]. Following this approach, it appears that the laminar flame thickness may be considered as a cut-off wavelength for flame wrinkling. This was illustrated in Poludnenko and Oran [38] where the thermal thickness was introduced in the energy spectra to identify the turbulent scales able to wrinkle the flame front. To check the reliability of this conjecture, curvature distributions of the investigated flames are determined by only focusing to the flame zone of interest described in the experimental part (between 35 mm and 45 mm above the burner exit). As laminar flame thicknesses are reduced when pressure is increased, most observable changes occur at atmospheric conditions where the laminar flame thickness is divided by 2.5 when the equivalence ratio is changed from ER = 0.7 to ER = 1.0 (Table 1). The curvature distributions for the three atmospheric cases are compared in Fig. 6 (upper part). For a smaller flame thickness (ER = 1.0), the distribution is broadened showing higher probabilities for larger curvatures, indicating the enhancement of smaller scale flame front wrinkling. The two lean conditions (ER = 0.7 and ER = 0.85) are characterized by equivalent laminar flame thicknesses and their distribution are very similar. Following Chaudhuri et al. [12], we have multiplied the $x$-axis by a nondimensional flame thickness

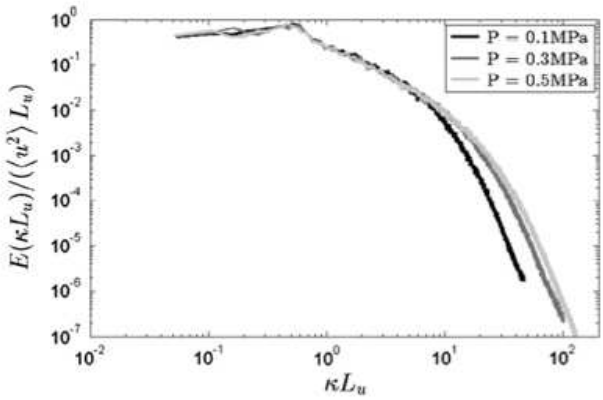


Fig. 7. Dimensionless 1D energy spectra.

to the power 1/2 where the reference case corresponds to the leanest case (ER = 0.7). The resulting distributions are plotted in the lower part of Fig. 6. With this scaling, the three distributions superimpose correctly indicating that the laminar flame thickness directly impacts the flame front geometry and needs to be considered in turbulent burning velocity correlations. For smaller flame thicknesses, smaller eddies are able to wrinkle it and increase the flame surface area.

### 3.3. The role of turbulence scales

Increasing pressure modifies notably the small turbulent scales. Lachaux et al. [7] have shown that the Taylor micro-scale $\lambda$ varies as $P^{-1/2}$ and the Kolmogorov length scale $\eta$ as $P^{-3/4}$. This results in stretching the spectrum towards higher wavelengths (or smaller scales). Increasing pressure increases the Reynolds number and the range of turbulent scales in the flow. Energy spectra measured using hot-wire anemometry under non-reacting conditions and normalized by large scale characteristics (turbulent velocity and integral length scale) are presented in Fig. 7 for three different pressures (0.1, 0.3 and 0.5 MPa). This normalization clearly emphasizes the spectral modifications in the large wave numbers (small scales) whereas the three curves are almost superimposed for the low wave numbers (large scales). It is important to recall here that $u'$ (the total turbulent energy in the axial component) is unchanged with pressure; therefore increasing the pressure distributes more energy to the small scales (for constant total turbulence energy the turbulent Reynolds number based on the integral length scale increases because of the decrease of the kinematic viscosity with pressure).

An important question is whether these turbulence structural modifications impact the flame front wrinkling and if yes, is there a scale which dominates these flame/turbulence interactions? To answer these questions, three different experimental conditions have been selected by varying

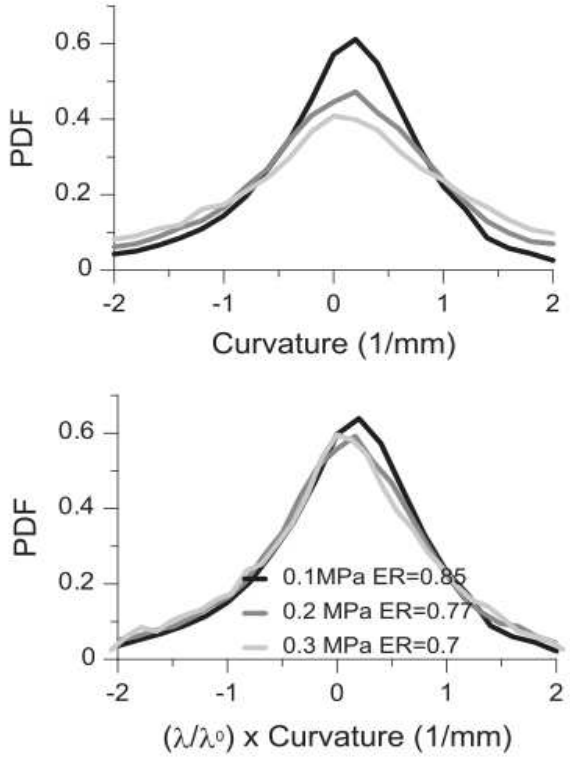


Fig. 8. Upper: effect of turbulence on PDFs of the flamelet curvature distribution for three different conditions having the same laminar flame thickness. Lower: the curvature distributions are multiplied by the normalized Taylor scale (atmospheric case is the reference).

the pressure but keeping almost constant the laminar flame thickness. To do so, the equivalence ratio was adjusted for each pressure condition. The temperature profiles for the three selected cases are given as a Supplemental Material (Fig. S1). With this approach, we can reasonably expect that the observed differences are only imputable to the modifications in the structure of turbulence.

Figure 8 (upper part) compares the curvature distributions of the three selected cases: 0.1 MPa-ER = 0.85, 0.2 MPa-ER = 0.77 and 0.3 MPa-ER = 0.7. When pressure is increased, the distributions are broadened with higher probabilities for larger curvatures indicating the generation of smaller flame wrinkling. In the lower part of Fig. 8, the $x$-axis of the distributions has been multiplied by a nondimensional Taylor length scale (atmospheric case is the reference) to account for the decrease of this scale when pressure rises. This scaling leads to an almost perfect superposition of the curvature PDFs.

The above results coupled with those on the role of the laminar flame thickness give some new insight on the effects of pressure on flame wrinkling and more generally on flame–turbulence interactions. When the laminar flame thickness is reduced (with all other parameters kept constant), small scale flame wrinkling augments. When the laminar flame thickness is kept constant, increasing the turbulent energy content in the small scale also increases flame wrinkling. We have shown that increasing the pressure reduces the laminar flame thickness and increases the turbulent energy content in the small scales. The Taylor micro-scale appears as the regulating scale for flame front turbulence interactions. This is reasonable in the sense that this scale represents the average size of eddies active in the spectral cascade process and having sufficient energy to interact with the flame front and wrinkle it. Our attempt to scale the flame front curvature PDFs by the Kolmogorov length scale was unsuccessful. This indicates that such small scales do not possess enough energy to wrinkle the flame front especially when the laminar flame thickness is of the same order of magnitude as the Kolmogorov length scale (Table 1). On the other hand, even if the smallest scales do not penetrate the flame thickness, robust enough intermediate sized small scales represented by the Taylor micro-scale are able to contribute to the wrinkling of the flame front especially when the laminar flame thickness is reduced. Therefore the ratio between the Taylor micro-scale and the laminar flame thickness should be an important regulating parameter for flame turbulence interactions and the generation of small scale flame surface elements.

## 4. Conclusions

Instantaneous images of turbulent methane/air premixed flames are obtained in a high-pressure chamber using Bunsen-type burner stabilized flames and Mie scattering tomography. A multi-scale turbulence generator has been implemented to obtain a more intense, isotropic and homogeneous turbulence at the burner exit. The explored pressure range is 0.1–0.4 MPa, and the mixture composition is varied between ER = 0.7 and ER = 1.0.

The objective was to analyze the mechanisms responsible of the premixed flame front small scale wrinkling observed under high pressure conditions. The current contribution emphasizes the importance of laminar flame thickness in flame/turbulence interactions and the major role played by the Taylor length scale largely affected by a pressure rise.

The main conclusions of the paper are:

- Pressure increase results in stretching the energy spectrum towards higher wave numbers.
- Under present experimental conditions, the increase in combustion intensity ($S_T/S_L$) observed when pressure is increased is not due to Darrieus–Landau instability. This conclusion is confirmed by the modified combus-

tion diagram recently proposed by Chaudhuri et al. [33] and also by the laminar flame experiments we performed showing that the present flame conditions are free of DL instability.

- For constant turbulence conditions, differences in curvature distributions are observed when varying the laminar flame thickness. For a smaller flame thickness, the distributions are broadened with higher probabilities for larger curvatures, indicating the enhancement of smaller scale flame front wrinkling. Moreover, a scaling of the curvature distribution with the laminar flame thickness to the power 1/2 is found.
- When pressure is increased, keeping constant the laminar flame thickness, the curvature distributions also broaden with higher probabilities of larger curvatures indicating a stronger interaction between the small turbulent scales and the flame front. Moreover, the Taylor micro-length scale is found to be representative of the scales interacting with the instantaneous flame fronts. This scale should therefore be taken into account to correctly predict the turbulent burning velocity.

## Acknowledgements

The authors acknowledge the support of the CNRS, the French Ministry of Research through the LABEX CAPRYSSES and the Conseil Regional Centre. RF is supported by a Grant from the Conseil Régional Centre.

## Appendix A. Supplementary material

Supplementary data associated with this article can be found, in the online version, at http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2014.06.036.

## References

[1] A. Soika, F. Dinkelacker, A. Leipertz, *Combust. Flame* 132 (3) (2003) 451–462.
[2] S. Daniele, P. Jansohn, J. Mantzaras, K. Boulouchos, *Proc. Combust. Inst.* 33 (2) (2011) 2937–2944.
[3] P. Griebel, P. Siewert, P. Jansohn, *Proc. Combust. Inst.* 31 (2) (2007) 3083–3090.
[4] H. Kobayashi, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 26 (2–4) (2002) 375–387.
[5] H. Kobayashi, T. Kawahata, K. Seyama, T. Fujimari, J.-S. Kim, *Proc. Combust. Inst.* 29 (2) (2002) 1793–1800.
[6] H. Kobayashi, T. Tamura, K. Maruta, T. Niioka, F.A. Williams, *Proc. Combust. Inst.* 26 (1) (1996) 389–396.
[7] T. Lachaux, F. Halter, C. Chauveau, I. Gökalp, I.G. Shepherd, *Proc. Combust. Inst.* 30 (1) (2005) 819–826.
[8] S. Daniele, J. Mantzaras, P. Jansohn, A. Denisov, K. Boulouchos, *J. Fluid Mech.* 724 (2013) 36–68.
[9] T. Kitagawa, Y. Nagano, K. Tsuneyoshi, *JSME Int. J.* 45 (5) (2005).
[10] D. Bradley, M. Lawes, M.S. Mansour, *Proc. Combust. Inst.* 32 (1) (2009) 1587–1593.
[11] C.-W. Chiu, Y.-C. Dong, S.S. Shy, *Int. J. Hydrogen Energy* 37 (14) (2012) 10935–10946.
[12] S. Chaudhuri, F. Wu, D. Zhu, C.K. Law, *Phys. Rev. Lett.* 108 (4) (2012) 044503.
[13] A.N. Lipatnikov, CRC Press, Taylor & Francis Group, London, 2012, pp. 548.
[14] D. Bradley, M.Z. Haq, R.A. Hicks, T. Kitagawa, M. Lawes, C.G.W. Sheppard, R. Woolley, *Combust. Flame* 133 (4) (2003) 415–430.
[15] B. Galmiche, N. Mazellier, F. Halter, F. Foucher, *Experiments in Fluids* 55 (2014) 1–20.
[16] H. Kobayashi, T. Nakashima, T. Tamura, K. Maruta, T. Niioka, *Combust. Flame* 108 (1–2) (1997) 104–110.
[17] R. Fragner, N. Mazellier, F. Halter, C. Chauveau, I. Gökalp, *Int. Symp. Shear Flow Turbul. Phenom.*, 2013.
[18] H. Kobayashi, Y. Kawabata, K. Maruta, *Proc. Combust. Inst.* 27 (1) (1998) 941–948.
[19] C.C. Liu, S.S. Shy, H.C. Chen, M.W. Peng, *Proc. Combust. Inst.* 33 (1) (2011) 1293–1299.
[20] F. Halter, C. Chauveau, I. Gökalp, D. Veynante, *Combust. Flame* 156 (3) (2009) 657–664.
[21] F. Halter, C. Chauveau, I. Gökalp, *Int. J. Hydrogen Energy* 32 (13) (2007) 2585–2592.
[22] A. Marshall, P. Venkateswaran, D. Noble, J. Seitzman, T. Lieuwen, *Exp. Fluids* 51 (3) (2011) 611–620.
[23] N. Mazellier, L. Danaila, B. Renou, *J. Turbul.* 11 (43) (2010).
[24] G.J. Smallwood, Ö.L. Gülder, D.R. Snelling, B.M. Deschamps, I. Gökalp, *Combust. Flame* 101 (4) (1995) 461–470.
[25] R.J. Kee, J.F. Grcar, M.D. Smooke, J.A. Miller, Report No. SAND85-8240, Sandia National Laboratories, 1993.
[26] R.J. Kee, F.M. Rupley, J.A. Miller, Report No. SAND89-8009B, Sandia National Laboratories, 1989.
[27] G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C.T. Bowman, R.K. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner, V.V. Lissianski, Z. Qin, 1999.
[28] F. Halter, C. Chauveau, N. Djebaïli-Chaumeix, I. Gökalp, *Proc. Combust. Inst.* 30 (1) (2005) 201–208.
[29] H. Kobayashi, H. Kawazoe, *Proc. Combust. Inst.* 28 (1) (2000) 375–382.
[30] G.I. Sivashinsky, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 15 (1) (1983) 179–199.
[31] A.N. Lipatnikov, J. Chomiak, *Prog. Energy Combust. Sci.* 36 (1) (2010) 1–102.
[32] F. Creta, N. Fogla, M. Matalon, *Combust. Theor. Model.* 15 (2) (2011) 267–298.
[33] S. Chaudhuri, V.Y. Akkerman, C.K. Law, *Phys. Rev. E* 84 (2) (2011) 026322.
[34] J. Wang, F. Matsuno, M. Okuyama, Y. Ogami, H. Kobayashi, Z. Huang, *Proc. Combust. Inst.* 34 (1) (2013) 1429–1436.

[35] B. Galmiche, F. Halter, F. Foucher, *Combust. Flame* 159 (11) (2012) 3286–3299.
[36] F.T.C. Yuen, Ö.L. Gülder, *Proc. Combust. Inst.* 34 (1) (2013) 1393–1400.
[37] F.T.C. Yuen, Ö.L. Gülder, in: Proceedings of the Combustion Institute, 2012.
[38] A.Y. Poludnenko, E.S. Oran, *Combust. Flame* 157 (5) (2010) 995–1011.

# Romain FRAGNER


## Caractérisation Expérimentale des Plissements à Petite Echelle dans une Flamme Turbulente Prémélangée : Effets de la Pression


Résumé :

Le présent travail est une étude expérimentale sur l'interaction entre flamme et turbulence. L'effet de la pression sur le plissement de flammes turbulentes prémélangées est caractérisé à l'aide de diagnostics laser et fil chaud. Dans un premier temps, la caractérisation de la turbulence générée par un système multi-échelles a été réalisée. Il a été démontré que ce dispositif amplifie le taux de turbulence de 40% par rapport à un dispositif mono-grille de maille équivalente. De même, les petites échelles de turbulence sont trouvées expérimentalement plus petites et plus énergétiques pour le système multi-grilles. A partir de ces résultats, l'étude des interactions entre flamme prémélangée et turbulence a été effectuée. En utilisant le diagnostic par tomographie laser, le front de flamme de plusieurs prémélanges a été étudié. En modifiant les conditions de mélange, l'effet des paramètres comme le nombre de Lewis, les conditions de turbulence ou les petites échelles ont pu être observés. Le faible impact des instabilités thermodiffusives sur la courbure du front de flamme et sur la dynamique de la flamme a été démontré. En revanche, l'effet des conditions de turbulence a été démontré comme important sur les caractéristiques du front de flamme. De plus, les résultats obtenus ont montré l'impact majeur de l'échelle de Taylor sur le plissement du front de flamme pour les conditions expérimentales de la présente étude.



Mots clés : flammes turbulentes prémélangées, génération multi-échelles de turbulence, petites échelles de plissement de flamme, haute pression.


## Flame Front Small Scale Wrinkling Experimental Characterisation Of a Turbulent Premixed Flame: Pressure Effects


Abstract :

The present work is an experimental study on the interactions between flame and turbulence. The pressure effect on the flame front wrinkling is characterised using laser diagnostics and hot wire anemometry. To begin with, the turbulence generated by a multi-grid system is characterised. It is shown that the present system produces a higher turbulence rate by 40% than for an equivalent mesh single-grid system. Moreover, the small turbulence scales sizes are experimentally found smaller with the multi-grid system. From those results, the interactions between premixed flames and turbulence were studied. By using the laser tomography diagnostic, the flame front of several gases premixes was observed. By changing the mixing conditions, the effect of parameters such as the Lewis number, the turbulence conditions and the small scale was observed. The low impact of the thermodiffusives instabilities in our conditions was demonstrated. However, the important effect of the turbulence conditions on the flame front characteristics was observed. Moreover, the present results showed the major impact of the Taylor micro scale on the flame front wrinkling for these study experimental conditions.



Keywords : Turbulent premixed flames, Multi-scales turbulence generation, flame front small scales wrinkling, high pressure



**CNRS ICARE**
**1C Avenue de la recherche scientifique**
**45071 Orléans Cedex 02**