

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITE DE HL-BATNA
Faculté des sciences
Département de Physique



THÈSE

Présenté par

Fethi BOURAS

En vue de l'obtention du diplôme de doctorat en sciences

Spécialité: Physique

Option: Physique Énergétique

Thème

Étude de la combustion turbulente via des fonctions de densité de probabilité

Soutenu le : 10/02/2011

Devant le jury composé de :

Dr Saadi BOUGOUL	Professeur	Université de HL-BATNA	Président
Dr Azeddine SOUDANI	Professeur	Université de HL-BATNA	Rapporteur
Dr Mohamed SIMEUR	Professeur	Université de HL-BATNA	Co-rapporteur
Dr Zoubir NEMOUCHI	Professeur	Université de Constantine	Examineur
Dr Rachid BESSAIH	Professeur	Université de Constantine	Examineur
Dr Abdelhafid MOUMMI	Maître de conférence	Université de Biskra	Examineur

استخدام تقنيات جديدة لحقن الوقود في المحركات يحسن أداء الاحتراق (الاستقرار، والحد من الملوثات...). من المهم أن نعرف خصائص احتراق هذه الأنواع من الوقود الهجين في ظروف مختلفة وذلك لاستخدامها في بيئة آمنة وفعالة في مختلف المجالات. المنهج التجريبي مكلف ومحدودة لظروف تشغيل معينة. ومع ذلك فإن الحساب العددي قد يكون الحل الأفضل، في ضوء التقدم المحرز في مجال الحاسوب والمحاكاة.

في هذا السياق، فإن دراسة السيلان للوقود معقدة، ومن أجل ذلك نستعمل نماذج خاصة وقد اخترنا في هذه الدراسة النموذجين LES/PDF والهدف من هذه الرسالة هو إبراز إمكانيات هذين النموذجين في دراسة الأنواع المختلفة من الاحتراق. أخيراً، التحقق من نتائج المحاكاة يستند على النتائج التجريبية. النتائج المحصل عليها مشجعة وثبتت، في جملة أمور، التمثيل البياني للمعلمات (سرعة وشدة الاضطراب ودرجة الحرارة) بالإضافة إلى الكشف الجيد للمورفولوجية التدفق (منطقة اللهب...)

الكلمات المفتاحية: الاضطراب; الاحتراق; النموذج LES; النموذج PDF.

Résumé

L'utilisation des nouvelles techniques de l'injection permet d'améliorer les performances de la combustion (stabilité, réduction des polluants, ...). Il est primordial de connaître les caractéristiques de la combustion de ces combustibles hybrides dans différentes conditions, afin de pouvoir les utiliser d'une manière sûre et efficace dans les installations pratiques. L'approche expérimentale reste coûteuse et limitée à certaines conditions opératoires. Cependant, le calcul numérique peut constituer la solution la plus adaptée, compte tenu du progrès réalisé dans le domaine de l'informatique et de la modélisation.

Dans ce contexte, les écoulements réactifs considérés sont complexes et dans un souci de validation, le couplage de LES/PDF doit montrer ses capacités sur des configurations non seulement académiques. Le but de cette thèse est de démontrer le potentiel de ce couplage pour la prédiction des écoulements réactifs pauvre prémélangée et non-prémélangés dans deux types de chambres de combustion. Enfin, La validation de la simulation est basée sur des résultats expérimentaux. Les résultats obtenus sont encourageants et démontrent, entre autres, la bonne représentation du de profils des paramètres (vitesse, intensité turbulente et température). En plus la bonne détection de la morphologie de l'écoulement (front de la flamme et zone de recirculation).

Mots-clés : La turbulence ; La combustion non-prémélangée; la combustion pauvre prémélangée; La simulation des grandes échelles; la fonction de densité de probabilité.

Abstract

The use of new techniques of injection allowed to the improve combustion performance (stability, reduction of pollutants ...). It is important to know the combustion characteristics of these hybrid fuels in different conditions; in order to use them in different fields of application. The experimental approach is expensive and limited to certain operating conditions. However, the numerical calculation may be the best solution, given the progress in the field of computing and modelling.

In this context, reactive flows are considered as complex and for its validation the coupling of LES / PDF is selected. This later has show up its capabilities not only in academic configuration. The aim of this thesis is to demonstrate the potential of this coupling for the prediction in both type of combustion (lean premixed and non-premixed) in two different types of combustion chambers.

Finally, the validation of the simulation is based on experimental results. They encourage and demonstrate the proper representation of the profile parameters (velocity, turbulence intensity and temperature) and the good detection of the flow morphology (flame and zone of recirculation).

Key words: Turbulence; lean premixed combustion; non-premixed combustion; large eddy simulation; probability density function.

Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement Pr A.SOUDANI, Pr M. SI-AMEUR, Pr Z. NEMOUCHI, Pr. S. BOUGOUL, Pr. R. BESSAÏH et Dr. A. MOUMMI pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en acceptant de participer en tant que jury.

Je suis très reconnaissant envers Pr. A. SOUDANI et Pr. M. SI-AMEUR, aussi bien pour la confiance qu'ils m'ont accordé en m'encourageant de travailler sur ce thème que pour le fait d'avoir acceptés spontanément d'être les rapporteurs de ma thèse.

Je remercie également Pr. S. BOUGOUL d'être le président de jury de soutenance de ma thèse et aussi pour son encouragement.

Je remercie Pr. Z. NEMOUCHI (Université de Constantine), Pr. R. BESSAÏH (Université de Constantine) et Dr. A. MOUMMI (Université de Biskra) pour accepter d'être les examinateurs de mon travail et pour les précieux remarques et conseils.

Un grand merci au Dr. F. KHALDI (université de HL- Batna) qui a suivi le déroulement de mon travail, pour ses conseils avisés, et, en particulier son aide précieux qu'il a su donner pendant la réalisation de se travail.

Ma gratitude va également à Dr. Phuc Danh NGUYEN (l'université de Poitiers-France). De son confiance et de m'avoir fourni la documentation et les résultats expérimentale concernant la combustion PPP.

Enfin, je remercie sincèrement mes parents, pour leur soutien moral et matériel pendant la réalisation de ma thèse, sans oublier mes frères Abdesselem, Nacereddine, Mohamed et Chouaib; et de leurs souhait de succès.

À mes chers parents

Sommaire

Nomenclature	7
Introduction générale	9
I. Contexte du thèse et recherche bibliographie.....	9
II. Motivation et Objectifs.....	13
III. Organisation du mémoire.....	14
Première partie : Présentation du modèle dynamique « LES » et du modèle de combustion « PDF »	
Chapitre I : Présentation de l’approche « LES » appliquée à la combustion	17
I.1 Généralité sur l’écoulement turbulent.....	18
I.2 Équations de Navier- Stokes compressibles.....	20
I.3 La cascade de Kolmogorov.....	22
I.4 Généralité sur le modèle LES.....	23
I.5 Mise en équation et filtrage LES pour un écoulement réactif.....	26
I.6 Description du flux filtré F.....	27
I.6.1 Termes non-visqueux.....	27
I.6.2 Termes visqueux et modèles de transport.....	28
I.6.3 Termes de sous maille.....	30
I.7 Modèles de sous-maille.....	31

I.7.1	Le modèle de Smagorinsky.....	31
I.7.2	Le modèle WALE.....	32
I.8	Modélisation des termes sources.....	33
	Conclusion.....	35

Chapitre II : Présentation du modèle de la combustion PDF.....38

II.1	Les paramètres de contrôle.....	39
II.1.1	La Fraction de mélange	39
II.1.1	La variable d’avancement.....	41
II.2	Généralité du modèle PDF.....	43
II.3	Types de l’approche PDF	47
II.3.1	Les modèles à PDF présumée.....	47
II.3.2	Les modèles à PDF transportée.....	48
II.4	Application de LES.....	49
	Conclusion.....	51

Deuxième partie : Application à la combustion turbulente

Chapitre III : Application à la combustion turbulente pauvre, prémélangée et préévaporisé.....54

III.1	Dispositif expérimental et domaine de calcul.....	55
III.1.1	Lignes d’alimentation et les chambres de mélange.....	56
III.1.2	Canaux d’établissement des écoulements incidents.....	56
III.1.3	Chambre de combustion.....	57
III.1.4	Système d’évacuation.....	58
III.2	Mise en équations	58
III.3	Maillage.....	61
III.4	Résultats et discussions.....	62

III.4.1	Influence de la variation de la richesse du mélange avec un débit massique fixe.....	65
III.4.2	Influence d'une variation de débit massique sur la richesse du mélange fixe.....	72
	Conclusion.....	79
 Chapitre IV : Application à la combustion non-prémélangée.....		81
IV.1	La configuration expérimentale	81
IV.2	Mise en équations.....	82
IV.3	Maillage.....	85
IV.4	Résultats et discussions.....	86
IV.4.1	Vitesse axiale.....	88
IV.4.2	Intensité turbulente de la vitesse axiale.....	90
IV.4.3	Température.....	92
	Conclusion.....	94
 Conclusion générale.....		96
 Annexe A : Comparaison des modèles dynamique (<i>LES</i> et <i>k-ε</i>) pour un écoulement inerte est réactif dans la configuration ORACLES.....		99
 Annexe B : Contrôle de l'écoulement turbulent inerte dans la configuration ORACLES.....		107
 Références bibliographiques.....		113

Nomenclature

Lettres latines

<i>A</i>	Tenseur de la déformation
<i>C</i>	Chaleur spécifique
<i>c</i>	Paramètre d'avancement
<i>C_s</i>	Constant de Smagorinsky
<i>C_w</i>	Constant de Smagorinsky
<i>D</i>	Coefficient de diffusion
<i>E</i>	Spectre d'énergie
<i>e</i>	Energie interne
<i>J</i>	Flux diffusif
<i>h</i>	Enthalpie
<i>k</i>	Energie cinétique
<i>L</i>	Grande échelle de l'écoulement de Kolmogorov
<i>p</i>	Pression
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl
<i>N</i>	Nombre des espèces chimiques
<i>M</i>	Masse molaire des espèces chimique
<i>q</i>	Flux de chaleur du à la diffusion
<i>R</i>	Constante de gaz parfait
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds
<i>s</i>	Terme source
<i>Sc</i>	Nombre de Schmidt
<i>t</i>	Temps
<i>T</i>	Température
<i>u</i>	Vitesse
<i>V</i>	Vitesse de diffusion
<i>Y</i>	Fraction massique

Z Fraction de mélange

Lettres grecques

ε Taux de dissipation
 ρ Masse volumique
 λ Conductivité thermique
 κ Diffusivité thermique
 σ Tenseur de contrainte
 μ Viscosité dynamique
 ν Viscosité cinématique
 η Petite échelle de l'écoulement de Kolmogorov
 ω Terme source chimique
 τ Contrainte visqueuse
 ϕ Richesse d'un écoulement d'alimentation

Indice

f Espèces chimique
 i Composantes selon les axes x,y et z
 les Termes de sous maille
 p A pression constant
 t Turbulent
 v A volume constant
 V Termes visqueux et modèles de transport

Abréviations

LES Large Eddy Simulation
PDF Fonction de Densité de Probabilité
PPP Pauvre Prémélangé Prévaporisé
RANS Reynolds Averaged Navier Stokes
ZDR Zone De Recirculation.

Introduction générale

I. Contexte de la thèse et recherche bibliographie

La majorité des moteurs aérospatiaux tels que les turboréacteurs et les moteurs-fusées fonctionnent grâce au processus de la combustion, qui est aussi à l'origine de la formation d'espèces chimiques polluantes et nocives pour la nature [1,2]. L'augmentation du trafic aérien (environ de 5%), sous contrainte des réglementations environnementales, oblige les constructeurs aéronautiques à concevoir des moteurs plus écologiques. Parmi les nouvelles technologies qui sont déjà en application, citons les chambres de combustion annulaires à deux têtes (Double Annular Combustor DAC) (CFM56-5B pour A320 et CFM56-7B pour B737) proposées depuis 1995 par CFMInternational (CFMI) et qui peuvent conduire à des réductions d'émission de NO_x allant jusqu'à 40 % dans certaines configurations [3-7]. L'une des grandes difficultés rencontrées dans le développement de ces systèmes c'est de pouvoir contrôler à tous les régimes de fonctionnement du moteur (au roulage, au décollage ou en croisière), les conditions aérothermochimiques qui prévalent dans la chambre de combustion. Le foyer de combustion est le siège d'un procédé très complexe mettant en jeu simultanément plusieurs phénomènes relevant de la thermodynamique, de la dynamique des fluides, des transferts de chaleur et de masse et de la cinétique chimique. L'optimisation des systèmes de combustion passe par l'étude et l'analyse des interactions des tous ces phénomènes qui sont d'ailleurs fortement couplés [8,9]. Cela se fait par les deux approches, expérimentale et numérique. La dernière approche est la plus utilisée. En effet, l'outil informatique est de plus en plus sollicité pour la conception des moteurs en raison des coûts élevés des prototypes et des techniques de mesures expérimentales et de la rapidité, toujours croissante, des ordinateurs associés simultanément au développement de logiciels CFD commerciaux et à une amélioration constante des modèles numériques [10-16]. Des efforts de recherche se sont focalisés sur l'analyse numérique de l'interaction entre la chimie et la dynamique des fluides, qui joue un rôle central sur les performances d'un système de

combustion, surtout si le mouvement des gaz est turbulent. En particulier, le couplage turbulence/chimie bénéficie d'un traitement spéciale en terme de modélisation et simulation. D'une part il y'a la modélisation et la simulation de l'aspect turbulence de la combustion, et de l'autre part il y'a la modélisation de la cinétique chimique de la combustion [21-26]. Parmi les approches dédiées à la modélisation de la turbulence il y'a LES qui est une méthode moderne et très sophistiqué et qui était limitée jusqu'à récemment à des applications académiques. Cependant, il se trouve que depuis quelques années la LES devient de plus en plus une technique applicable, accessible et maîtrisable dans des applications technologiques, telle que les systèmes de combustion, tirant l'avantage des outils de calcul à puissance croissante.

L'idée fondamentale du LES est que les grandes échelles du mouvement sont simulées numériquement et leurs dynamiques sont résolues par les équations du mouvement, tandis que les petites structures sont filtrées et représentées par un modèle de sous-maille, qui prend en compte leurs dynamiques et aussi leurs interactions avec les grandes échelles. LES a démontré sa fiabilité dans le calcul des écoulements réactifs. Relativement à la modélisation de la chimie l'approche PDF connaît un grand succès vu sa relative simplicité. Elle est fondée sur le principe que les équations de transport des espèces ne sont pas résolues, mais remplacées par une ou deux équations de transport d'un ou deux scalaires conservatifs (Z , c), à partir de leurs solutions sont obtenues les fractions de chaque espèce. L'approche PDF nous nous affranchi d'une tâche très lourde qui est la détermination des mécanismes chimiques indispensables dans les termes sources des équations des espèces, au lieu de cela, la chimie de la combustion est basée sur la supposition que toutes les réactions sont en équilibre [17, 27-29].

De plusieurs formes présumée de PDF, le bêta-PDF a la possibilité d'être un meilleur modèle pour le PDF couplée avec LES que pour le couplage de PDF avec RANS. Cela a été révélé, entre autres, par Goldin *et al.* (1997) et Pitsch *et al.* (2001), intéressés à la simulation de la combustion turbulente non-prémélangée en utilisant PDF couplée à RANS, [22,23]. En 2001, Branley *et al.* ont montré un bon accord avec les mesures d'une flamme H_2/air appliquant LES-Smagorinsky et bêta-PDF sur la simulation de la combustion turbulente non-prémélangée [30]. Ensuite, C. D. Pierce *et al.* (2002), ont appliqué un filtrage à la PDF transporté puis la coupler avec LES-Smagorinsky, pour simulé la combustion CH_4/air au sein d'un brûleur cylindrique. Les résultats obtenus pour la vitesse sont en bon accord avec l'expérience, cependant, la température et la fraction du carbone monoxyde (CO) présentent des écarts considérables relativement aux

profils expérimentales [10,31]. La simulation de Di Mare *et al.* (2004) prédise bien les propriétés de la flamme C_3H_8 -/air en confrontation aux données expérimentales, en utilisant LES dans une configuration similaire à celle d'une chambre de combustion d'une turbines à gaz [32]. Jones *et al.* (2007) ont appliqué la même méthode pour les mêmes modèles que Di Mare *et al.* afin de reproduire les différentes conditions liées au phénomène de l'auto-allumage d'une flamme H_2 /air, les résultats sont satisfaisantes pour les approches utilisées [33].

A la fin des années 1990, Besson *et al.* ont développé un banc d'essai générique dénommé ORACLES (One Rig for Accurate Comparisons with Large Eddy Simulations), où une zone de combustion de type PPP, alimentée par deux écoulements de canal constitués d'un prémélange d'air et de propane commercial, est stabilisée en aval d'un élargissement brusque symétrique. L'intérêt de ce banc d'essai est que, outre son originalité en terme de géométrie d'écoulement, il a été conçu dès l'origine afin de faciliter au maximum les calculs et pour notamment une bonne connaissance des conditions aux limites et d'avoir la possibilité de régler indépendamment les paramètres de débit et de richesse entre les deux écoulements d'alimentation permettant ainsi d'avoir accès à tout un spectre de conditions aérothermochimiques au niveau de la chambre de combustion [3,4]. Les résultats obtenus par Besson *et al.* et qui sont synthétisés dans le travail de thèse de Besson [34] ont permis notamment une première caractérisation de la structure moyenne et instationnaire des écoulements inertes et réactifs se développant en aval de l'élargissement brusque avec une mise en évidence de la dissymétrie de l'écoulement moyen en l'absence de combustion pour des conditions d'alimentation identiques, ainsi que la "asymétrie" apportée par la présence de combustion lorsque les débits et richesses des deux écoulements sont identiques et du maintien de la dissymétrie lorsque la richesse des deux écoulements est différente [3,34]. En 2002 Nguyen *et al.* ont poursuivi leurs travaux dans le cadre du projet européen MOLECULES (modeling of low emission combustors using Large-Eddy simulations), l'objectif étant de proposer un dispositif expérimental pour le test et l'évaluation des nouveaux modèles LES visant en particulier l'étude de la combustion pauvre prémélangée, [3.4]. Kurenkov et Oberlack (2005) ont utilisé le modèle $k - \varepsilon$ associé à l'approche chimique du G-équation pour simuler la combustion turbulente prémélangée et en utilisant la configuration ORACLES pour la validation. Ils ont effectué une simulations 2D, pour deux cas: La première est purement consacré à l'écoulement inert pour le débit de masse $Q=65g/s$. Le second concerne la combustion, pour le même débit massique que l'écoulement inerte avec une richesse $\Phi=0,75$ [11]. Les résultats sont

calculés pour la moitié du volume (brûleur) puis ils ont utilisé la méthode des miroirs par rapport au plan de symétrie pour définir le reste du volume. Cette méthode ne permet pas la visualisation de l'asymétrie des flux et la différence entre les deux zones de recirculation dans le cas inerte. Cependant, le modèle $k - \varepsilon$ est applicable seulement dans les zones assez loin des parois ce qui nécessite un modèle auxiliaire (la loi logarithmique) afin d'effectuer cette tâche. En plus le $k - \varepsilon$ est fondé sur l'unicité de l'échelle de la turbulence qui ne permet pas la modélisation d'autres échelles, cela influe sur les résultats [11,35]. Dans la même année Domingo *et al.* utilisent LES introduit à un modèle dynamique lagrangien de sous-maille pour les paramètres de transport turbulent, y compris la chimie pleinement détaillé en combinant de l'approche la densité de surface de flamme (FSD) avec la variable d'avancement (c) de la fonction de densité de probabilité (PDF) [12]. Ce modèle est validé par l'expérience ORACLES, pour deux flux, inertes et réactifs ($\Phi = 0,75$), avec le même débit massique d'entrée ($Q = 65 \text{ g/l}$). Le modèle dynamique n'a pas une méthode explicite pour traiter les paramètres proche des parois solide, à cet objectif un autre modèle complémentaire est nécessaire pour évaluer les composantes de la vitesse dans cette région. Les performances de ce modèle utilisé par Domingo *et al.* sont attestés en cas de différents flux afin de voir s'il est sensible à la variation du débit massique et à la richesse. Les résultats montrent un accord satisfaisant pour les deux cas de l'écoulement considéré ainsi que la détection des importantes zones de l'écoulement (flamme, zone de recirculation). Duwig et Fureby (2007) ont présenté le modèle de sous-maille dénommé OEEVM (one-equation eddy viscosity model) afin de surmonter la fermeture dans les composantes de la vitesse. La fermeture des paramètres scalaires est basée sur le modèle de flammelette. Le modèle OEEVM utilise l'énergie cinétique de sous-maille afin d'évaluer la viscosité turbulente pour l'exploiter dans la solution des l'équations de transport [36]. Cette étude se concentre sur les tests de ce modèle dans différentes maillages soit en cas d'un flux inerte ou soit en cas de la combustion ($\Phi = 0.75$) au même débit massique d'entrée ($Q = 65 \text{ g/s}$). Les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience. Le problème de l'évaluation des vitesses poches aux frontières solides est toujours de surmonter par une proposition d'un autre modèle afin d'évalué les vitesses dans la région de la couche limite dynamique. Fureby *et al.* [15] propose un modèle de calcul des vitesses dans les zones au voisinage des parois, qui sert à assouplir les exigences relatives à la résolution de la grille dans la couche limite. La question qui se pose, est ce que ces modèles sont capables

effectuer la même performance de calcul pour des valeurs basse/ élevé de nombre de Reynolds et de même pour la richesse?

II. Motivation et Objectifs

Le travail de la présente thèse, à aspect numérique, est divisé en deux parties. Il consiste dans l'application du modèle de LES-WALL dans deux configurations différentes, chacune dans une partie. La première partie est consacrée à l'application du modèle de LES-WALL (Adaptation locale viscosité turbulente) basé sur PDF transporté de la variable d'avancement (c) dans une simulation 3D de la combustion **pauvre prémélangé prévaporisé** (PPP). Dans la deuxième partie on se focalise sur la configuration combustion non prémélangée d'un jet coaxial CH₄/air confiné dans une chambre de combustion cylindrique.

L'idée du modèle LES-WALE est d'évaluer et de déterminer le comportement de la viscosité turbulente soit aux zones proches ou loin des parois, afin de calculer la vitesse dans ces zones. De cette façon nous n'avons pas besoin de mettre en œuvre des modèles auxiliaires pour calculer la vitesse dans les zones proche des frontières solides. Pour la première configuration, le calcul comprend six cas de test des flux: le flux inerte (sans combustion $Q = 65 \text{ g / s}$), écoulement réactif du débit massique de différents ($Q = 65; 130 \text{ et } 195 \text{ g/s}$), caractérisé par une richesse constante ($\Phi = 0,75$) et aussi un notre type d'écoulements réactifs avec une richesse variable ($\Phi = 0,65 ; 0,70 \text{ et } 0,75$), avec le même débit d'entrée ($Q = 65\text{g/s}$). La validation est basée sur le calcul et la comparaison de la vitesse longitudinale moyenne et son intensité de fluctuation turbulente et les longueurs des zones de recirculation, par les données expérimentales de Nguyen *et al.* [3,4] qui sont obtenus dans le cadre du programme de recherche MOLECULES. Dans la deuxième partie, nous présentons la simulation de deux jets coaxiaux CH₄/air confiné par une chambre de combustion cylindrique, avec des parois isothermes soumis à pression de 3,8 atm. Ce genre de combustion est dénommé la combustion non-premélangé turbulente. Nous mettons en oeuvre le couplage entre le modèle LES-WALE et bêta-PDF. La confirmation est basée sur la comparaison des résultats expérimentaux Spadaccini *et al.* [10,31], en termes de champs de vitesse axiale moyenne, son intensité turbulente et le champ de température. Les calculs dans ce travail est effectués en utilisant le code de calcul FLUENT.

III. Organisation du mémoire

Le mémoire comporte 4 chapitres et deux annexes, organisés comme suit :

- La première partie, on s'occupe de présentation mathématique du modèle dynamique LES et du modèle de combustion PDF :

Chapitre I : Il commence par rappeler les caractéristiques des écoulements turbulents, ensuite il donne une présentation de la stratégie adoptée pour le calcul et la description du modèle LES et les filtrages des paramètres selon l'échelle caractéristique après l'utilisation de la moyenne pondérée par la masse (moyenne de Favre), puis, on passe à une illustration des modèles de la viscosité de sous-maille, avant d'arriver au finale au choix du modèle le plus performant dans le calcul.

Chapitre II : il est consacré à la présentation du modèle de la combustion PDF ; Le principe, les modèles, et le couplage avec LES.

- La deuxième partie est consacré à l'application des ces modèles au de type de la combustion : la combustion turbulente PPP et la combustion non-prémélangé :

Chapitre III : Nous rappellerons les principales caractéristiques du banc d'essai ORACLES qui a été utilisé dans l'expérience par Nguyen *et al.* [xx]. L'utilisation du couplage des modèles décrit dans la première partie pour simulé la combustion PPP. Pour la validation on se base sur la comparaison de trois paramètres: la vitesse axiale moyenne, son intensité turbulente et les longueurs des zones de recirculation.

Chapitre IV: La bimodalité du modèle PDF nous conduit à le tester pour un autre type de la combustion, c'est la combustion turbulente non-prémélangé. On garde le modèle LES-WALE afin de surmonter la fermeture dans les équations de quantité de mouvement. Le couplage de ces deux modèles est attesté par une comparaison avec les résultats expérimentaux de Spadaccini *et*

al. [24], pour la vitesse longitudinale moyenne, son intensité turbulente et la température moyenne.

Après la conclusion générale, nous présenterons en annexes quelques détails pour le calcul radiatif, comparaison de nos résultats avec le modèle $k - \varepsilon$ inscrit dans le travail de Kurenkov et Oberlack [11]. Finalement, on présente l'étude de l'écoulement turbulent inerte dans la même configuration.

Annexe A : Comparaison des modèles dynamique (LES et $k - \varepsilon$) pour un écoulement inerte est réactif dans la configuration ORACLES.

Annexe B : Contrôle de l'écoulement turbulent inerte dans la configuration ORACLES.

Première partie

Présentation du modèle dynamique « LES » et de modèle de combustion « PDF »

Chapitre I**Présentation de l'approche « LES » appliquée à la combustion**

La turbulence est l'état du mouvement des fluides qui se caractérise par des tourbillons et un écoulement aléatoire de trois dimensions. Lorsque la turbulence est présente, elle domine en général tous les phénomènes d'écoulement: augmente la l'énergie de dissipation, mélange, transfert de chaleur. Un problème de mécanique des fluides qui s'attache à la cinétique de l'écoulement, il exprime des bilans de conservation : masse, quantité de mouvement, énergie interne, etc., tient compte de la géométrie et des conditions aux limites, pour dégager un comportement global ; un comportement à grande échelle. Il s'agit alors de déterminer la perte de charge dans une conduite, l'efficacité de la dispersion d'un polluant ou les contraintes mécaniques exercées par l'écoulement sur un obstacle. Un problème de physique statistique qui s'intéresse aux processus stochastiques élémentaires de l'agitation du fluide, il veut comprendre le comportement du système dans son détail ; à petite échelle. Il s'agit de mettre en évidence des propriétés statistiques universelles des fluctuations turbulentes. La difficulté du problème de la turbulence réside principalement dans le fait qu'il n'y a pas de séparation entre les grandes et les petites échelles: on ne peut pas traiter le comportement à grande échelle sans tenir compte explicitement des mécanismes mis en jeu aux petites échelles, et inversement. Les deux attitudes, mécanique et physique (statistique), sont donc fortement liées l'une à l'autre [37-39].

La simulation des grandes échelles (LES) des écoulements turbulents est une technique extrêmement puissante qui consiste à surmonter un problème théorique très difficile, liée à la modélisation du comportement dynamique à petite échelle dans les équations de mouvement à grande échelle. LES est un outil précieux pour filtrer la structure tourbillonnaire de l'écoulement, car il permet de capturer d'une manière déterministe la formation et l'évolution ultérieure de tourbillons cohérents et de structures. Il permet aussi la prédiction de nombreux paramètres

statistiques liés à la turbulence et le mélange induit. LES s'applique aux écoulements turbulents pour remédier au problème de fermeture [17, 29 et 40].

L'objectif de cette partie est de rappeler quelques-unes des bases de la théorie de la turbulence et de son analyse statistique. L'accent est mis sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent qui sont d'un intérêt primordial pour la prédiction et la modélisation des écoulements: échelles de turbulence, cascade de Kolmogorov, les structures cohérentes dans les écoulements cisailés, la production de turbulence et la dissipation d'énergie.

I.1 Généralité sur l'écoulement turbulent

La majorité des écoulements des fluides présents dans la nature ainsi que dans les applications d'ingénierie sont turbulents. Même si de nombreux écoulements turbulents peuvent être facilement observés, il est très difficile de donner une définition précise et acceptée de la turbulence. Toutefois, les chercheurs et les ingénieurs s'accordent généralement sur certaines caractéristiques de l'écoulement turbulent, on présente brièvement les caractéristiques les plus généralement admises [8,37].

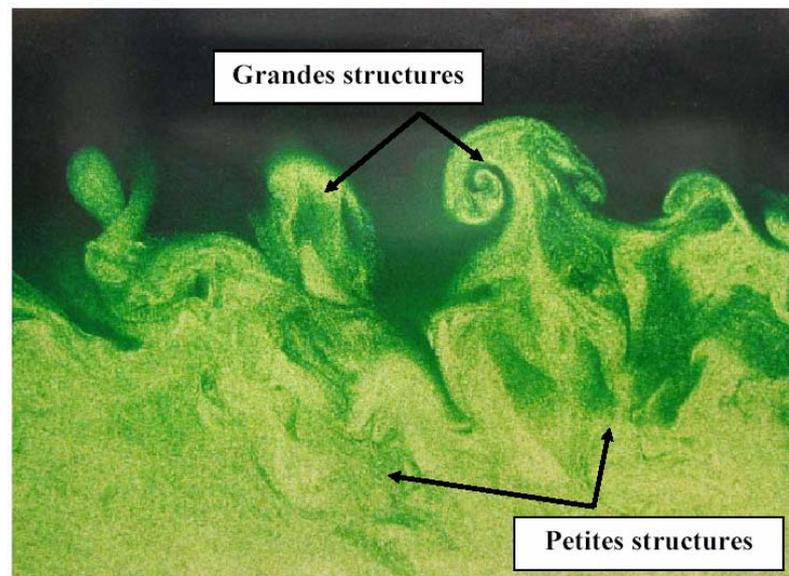


Figure 1.1 La visualisation des structures à grande échelle et petites échelles qui apparaissent dans la plupart des aspects fondamentaux des écoulements turbulents.

Imprévisibilité

Les écoulements turbulents sont caractérisés par leur irrégularité (figure 1.1). Les variables comme la vitesse, la pression, la masse volumique et la température fluctuent de façon aléatoire ce qui rend impossible la détermination des paramètres descriptifs du mouvement par des fonctions spatiotemporelles. A titre d'exemple, la composant de vitesse considérée fluctue autour d'une valeur moyenne. Le caractère aléatoire de l'écoulement conduit à envisager un traitement statistique de la turbulence, c'est pourquoi les méthodes statistiques sont souvent considérées.

Nombre de Reynolds élevé

La turbulence apparaît dans des écoulements dont le nombre de Reynolds est élevé. Elle a souvent pour origine le développement d'une instabilité d'un écoulement laminaire. Lorsque le nombre de Reynolds dépasse une certaine valeur critique, les petites perturbations de l'écoulement deviennent instables et leur croissance rapide produit la transition vers la turbulence. C'est ainsi que la couche limite laminaire sur une plaque plane devient turbulente lorsque le nombre de Reynolds Re dépasse 5.10^5 . De même, la transition apparaît dans un écoulement en conduit cylindrique pour un nombre de Reynolds 2500.

Dissipatif, diffusif et tridimensionnalité du tourbillon fluctuations

Les écoulements turbulents sont dissipatifs. L'énergie cinétique générée par l'écoulement moyen est transférée vers les petites structures turbulentes, où elle est dissipée par les contraintes visqueuses. L'écoulement turbulent ne peut subsister sans un transfert permanent d'énergie. On évoque très souvent l'analogie avec une "cascade" dans laquelle les fluctuations à grande échelle reçoivent leur énergie de l'écoulement moyen pour la transférer vers des fluctuations d'échelles de plus en plus réduites. L'énergie est finalement dissipée lorsque la taille des fluctuations est devenue suffisamment faible pour que les contraintes visqueuses puissent agir. La diffusivité de la turbulence est l'une des propriétés les plus importantes dans la mesure où les applications d'ingénierie sont concernées par l'amélioration de mélange, transfert de chaleur et de masse. L'écoulement turbulent est évidemment en trois dimensions et très instable. Notez que la couche de cisaillement émanant de la ligne de séparation sur une bouteille est une région de forte

vorticité cohérente. En général, la dynamique tourbillonnaire joue un rôle important dans l'analyse des écoulements turbulents.

I. 2 Équations de Navier- Stokes compressibles

En coordonnées cartésiennes, les équations du bilan aérothermique peuvent être exprimées sous la forme de flux suivant [8, 17, 29]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial x_1} + \frac{\partial F_2}{\partial x_2} + \frac{\partial F_3}{\partial x_3} = s, \quad (1-1)$$

où

$$U = (\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho e)^T. \quad (1-2)$$

C'est la matrice de la densité, quantité de mouvement et l'énergie totale définie ici pour les gaz parfait :

$$\rho e = \rho C_v T + \frac{1}{2} \rho (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2). \quad (1-3)$$

Si on néglige l'effet de la gravité, le flux F_i s'écrit $\forall i \in \{1,2,3\}$,

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u_1 - \sigma_{i1} \\ \rho u_i u_2 - \sigma_{i2} \\ \rho u_i u_3 - \sigma_{i3} \\ \rho e u_i - u_j \sigma_{ij} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix}, \quad (1-4)$$

avec :

$\lambda = \rho C_p / \kappa$: Conductivité thermique, et

κ : Diffusivité thermique.

La composante σ_{ij} du tenseur de contrainte présenté à l'Eq. 1-4, peut s'écrire pour un fluide newtonien sous la forme [17, 29],

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu A_{ij}, \quad (1-5)$$

tel que :

$$A_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} (\nabla u) \delta_{ij} \right], \quad (1-6)$$

désigne maintenant le tenseur de la déformation. On obtient ainsi :

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u_1 + p \delta_{i1} - 2\mu A_{i1} \\ \rho u_i u_2 + p \delta_{i2} - 2\mu A_{i2} \\ \rho u_i u_3 + p \delta_{i3} - 2\mu A_{i3} \\ (\rho e + p) u_i - 2\mu u_j A_{ij} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix}. \quad (1-7)$$

Pour le départ on utilise la relation empirique de *Sutherland* afin de présenter la viscosité,

$$\mu(T) = \mu(273,15) \left(\frac{T}{273,15} \right)^{1/2} \frac{1 + T_0 / 273,15}{1 + T_0 / T}. \quad (1-8)$$

Avec : $\mu(273,15) = 1,711 \cdot 10^{-5} \text{ Pl}$ et $T_0 = 110,4 \text{ K}$.

Dans le cas où $T < 120 \text{ K}$ on utilise une extension de la loi précédente,

$$\mu(T) = \mu(120) \left(\frac{T}{120} \right), \quad (1-9)$$

La viscosité et la conductivité thermique sont reliées par le nombre de Prandtl,

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa} = \frac{C_p \mu(T)}{\lambda}. \quad (1-10)$$

Ce dernier égale à 0,7 dans le cas de l'air à température ambiante. L'équation de l'état thermodynamique est donnée par,

$$p = \rho R T. \quad (1-11)$$

On ferme le système des équations avec, $R = C_p - C_v = 287,06 \text{ J.kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour l'air à température ambiante. On rappelle que $\gamma = C_p / C_v$.

I.3 La cascade de Kolmogorov

Il existe une théorie qui a contribué de façon majeure dans la compréhension de la turbulence : la théorie de Kolmogorov (1941). Elle repose sur une vision "statistique" de la turbulence. Selon cette théorie les tourbillons dans l'écoulement ont une taille comprise entre les deux tailles limites suivantes [17, 37] :

- La plus grande échelle de l'écoulement L (imposée par la géométrie de l'écoulement, par exemple typiquement le diamètre d'un cylindre, le diamètre d'une cheminée, ou encore la hauteur d'une voiture),
- La plus petite échelle de l'écoulement η : imposée par la viscosité du fluide; cette échelle est appelée échelle de Kolmogorov, ou échelle de dissipation visqueuse.

L'ordre de grandeur entre L et η est le suivant :

$$\frac{L}{\eta} \approx \text{Re}^{3/4} \quad (1-12)$$

La théorie de la "cascade" énergétique prédit que les tourbillons reçoivent de l'énergie des échelles plus grandes qu'eux, et la transmettent ensuite aux échelles plus petites qu'eux, et ainsi de suite jusqu'à la plus petite échelle existant dans l'écoulement, l'échelle η . On parle de production d'énergie lorsque les grosses structures sont générées - par un décollement par exemple - et de dissipation d'énergie lorsque les tourbillons disparaissent complètement en aval de l'obstacle. Lorsque la production d'énergie est égale à la dissipation d'énergie, on parle de turbulence "en équilibre".

L'idée fondatrice de la théorie de la turbulence de Kolmogorov [40,42] montre que pour un nombre de Reynolds suffisamment grand, il y a une séparation d'échelle entre les structures énergétiques de l'écoulement et les structures qui dissipent cette énergie. De plus, le spectre d'énergie a une structure générique,

$$E(k) = \text{Re}^{-5/3} \quad (1-13)$$

Entre ces deux fréquences (L et η)(figure 1.2), l'idée de la LES consiste à appliquer un filtre sur les équations dans l'espace. Les structures qui sont plus grandes que la fréquence de coupure du

filtre sont explicitement représentées par les équations tandis que les petites structures sont modélisées (figure 1.2).

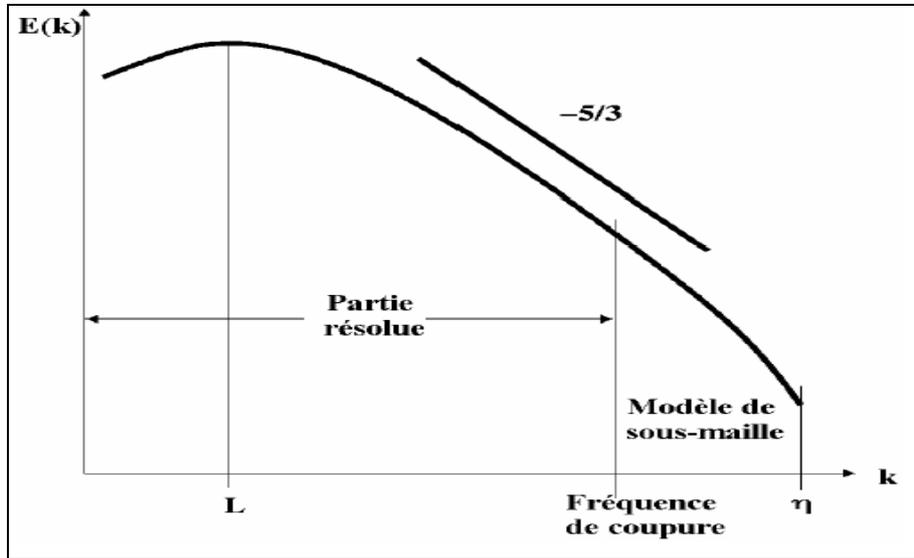


Figure 1. 2 Principe du modèle LES dans l'espace sur le spectre d'énergie [4].

I.4 Généralité sur le modèle LES

Le concept du modèle LES est maintenant mieux connu dans la communauté scientifique. L'idée fondatrice vient de la théorie de la turbulence de Kolmogorov [10,18]. Pour faire une LES de bonne qualité, il faut que toutes les structures résolues sur le maillage soient correctement calculées, tandis que la contribution des petites structures, sous-maille, est modélisée. Il faut donc éviter au maximum les artefacts numériques tels que la dissipation ou la dispersion. L'utilisation de schémas numériques centrés d'ordre élevé permet de minimiser la dissipation et la dispersion. Cependant, les schémas centrés sont relativement sensibles aux oscillations numériques d'une part et à la qualité des maillages d'autre part. Ainsi, le manque de robustesse des méthodes numériques faiblement dissipatives est un problème central pour le calcul des écoulements à fort nombre de Reynolds.

On considère un champ f quelconque, on note \bar{f} ce champ après filtrage LES. Alors dans le modèle (LES), les paramètres sont traités par l'utilisation de la décomposition de Reynolds,

$f = f - \bar{f}$, afin de faciliter l'arrangement des termes de sous-maille pour les modéliser. Dans le cas des équations de Navier-Stokes compressibles, pour simplifier la modélisation des termes filtrés, on ne va pas écrire les équations pour la variable filtrée \bar{f} , mais pour le cas d'un écoulement turbulent compressible une quantité pondérée par la densité appelée "moyenne de Favre" notée \tilde{f} , définie par [41-44] :

$$\overline{\rho \tilde{f}} = \overline{\rho f}, \quad (1-14)$$

où bien :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\rho}. \quad (1-15)$$

Le système des équations définies au dessus (Eq.2-Eq.7) devient,

$$\bar{U} =^T (\bar{\rho}, \bar{\rho \tilde{u}}_1, \bar{\rho \tilde{u}}_2, \bar{\rho \tilde{u}}_3, \bar{\rho \tilde{e}}). \quad (1-16)$$

L'énergie totale filtrée peut s'écrire sous la forme,

$$\overline{\rho e} = \overline{\rho \tilde{e}} = \overline{\rho C_v \tilde{T}} + \frac{1}{2} \overline{\rho (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)} \quad (1-17)$$

Le flux filtré \bar{F}_i est donc,

$$\bar{F}_i = \begin{pmatrix} \overline{\rho \tilde{u}}_i \\ \overline{\rho u_i u_1} + \overline{p \delta_{i1}} - \overline{2\mu A_{i1}} \\ \overline{\rho u_i u_2} + \overline{p \delta_{i2}} - \overline{2\mu A_{i2}} \\ \overline{\rho u_i u_3} + \overline{p \delta_{i3}} - \overline{2\mu A_{i3}} \\ \overline{(\rho e + p) u_i} - \overline{2\mu u_j A_{ij}} - \lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (1-18)$$

De même pour l'équation d'état thermodynamique,

$$\bar{p} = \overline{\rho R \tilde{T}} \quad (1-19)$$

Ceci assure que le procédé de filtration ne change pas la forme des lois de conservations. Les équations LES pour le volume résolu sont formellement dérivées en substituant les

décompositions ci-dessus dans les équations régissantes. Où les équations sont écrites comme [24, 40]:

Continuité

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (1-20)$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_i} \quad (1-21)$$

Energie

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})] + \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_j \tau_{ij}} \quad (1-22)$$

Espèces

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_f) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)] + \bar{\omega}_f \quad (1-23)$$

Avec: $i=1, 2, 3$ et $j=1, 2, 3$

Etat thermodynamique

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad (1-24)$$

$(\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$: Les tensions de Reynolds de sous-maille.

$(\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)$ et $(\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})$: La diffusion des espèces et le flux de chaleur en sous-maille.

$\bar{\omega}_f$: Le taux de production massique de l'espèce f .

On trouve que les fermetures apparaissent dans les équations ce qui nécessite de modéliser les termes sources et faire intervenir des modèles pour enlever cette fermeture et résoudre ces équations.

I.5 Mise en équation et filtrage LES pour un écoulement réactif

Pour obtenir les équations pour le modèle LES, on applique l'opérateur de filtrage sur l'Eq. 1-1. Notons ici que le filtre est un opérateur spatial et qu'on suppose que cet opérateur commute avec les opérateurs de dérivation. L'étude de cette erreur de commutation sur les maillages irréguliers et la recherche de filtres commutatifs est un sujet de recherche à part entière [4] mais on suppose ici que cette erreur est négligeable par rapport à d'autres approximations (modélisation de la turbulence, de la combustion turbulente, conditions aux limites...). Avec cette hypothèse, après filtrage, l'Eq.1-1 devient [17, 29] :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \nabla \bar{F} = \bar{s} \quad . \quad (1-25)$$

Pour décrire un écoulement réactif, compressible et turbulent, on considère le vecteur des variables conservatives \bar{U} défini par :

$$\bar{U} = (\bar{\rho}_f, \bar{\rho}\tilde{u}_1, \bar{\rho}\tilde{u}_2, \bar{\rho}\tilde{u}_3, \bar{\rho}\tilde{e})^T \quad . \quad (1-26)$$

Avec $(\bar{\rho}\tilde{u}_1, \bar{\rho}\tilde{u}_2, \bar{\rho}\tilde{u}_3)^T$ le vecteur des quantités de mouvement ; $\bar{\rho}\tilde{e}$ l'énergie totale non-chimique et $\bar{\rho}_f$ ($f = 1$ à N) les densités partielles des N espèces constituant le mélange. La densité $\bar{\rho}$ est définie par :

$$\bar{\rho} = \sum_{f=1}^N \bar{\rho}_f \quad . \quad (1-27)$$

La fraction massique \bar{Y}_f de l'espèce f est définie par :

$$\bar{Y}_f = \frac{\bar{\rho}_f}{\bar{\rho}} \quad . \quad (1-28)$$

L'énergie totale non-chimique E et la somme des énergies cinétique e_c et l'énergie interne (sensible) e_s du mélange :

$$E = \bar{\rho}[\tilde{e}_c + \tilde{e}_s] = \bar{\rho} \left[\frac{1}{2} \overline{(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)} + \sum_{f=1}^1 \tilde{Y}_f \tilde{e}_{s,f} \right] \quad . \quad (1-29)$$

L'énergie sensible $e_{s,f}$ de l'espèce f est calculée à partir de la loi thermodynamiques [xx], elle est définie par :

$$\tilde{e}_{s,f}(T) = \int_0^T C_{v,f}(T) dT . \quad (1-30)$$

On suppose que le fluide est un gaz parfait régi par l'équation d'état, Eq. 1-24,

$$\bar{p} = \bar{\rho} r \tilde{T} . \quad (1-24)$$

Dont la constante R est définie localement à partir de la composition du mélange :

$$r = \sum_{f=1}^N \tilde{Y}_f r_f = \sum_{f=1}^N \tilde{Y}_f \frac{R}{M_f} . \quad (1-31)$$

Où R est la constante des gaz parfaits et M_f la masse molaire de l'espèce f .

On note aussi les définitions suivantes pour les propriétés du mélange (masse molaire M et chaleurs massiques C_p et C_v) [29,45]:

$$\frac{1}{M} = \sum_{f=1}^N \frac{\tilde{Y}_f}{M_f} \quad (1-32)$$

$$C_p = \sum_{f=1}^N \tilde{Y}_f C_{p,k} \quad \text{Et} \quad C_v = \sum_{f=1}^N \tilde{Y}_f C_{v,k} \quad (1-33)$$

I.6 Description du flux filtré \bar{F}

Pour simplifier la description, on sépare le vecteur des flux filtrés $\bar{F} = (\bar{F}_1, \bar{F}_2, \bar{F}_3)^T$ en trois parties : F_i^I, F_i^V et F_i^{les} ($i=1,3$) représentant respectivement les termes non-visqueux, la partie visqueuse et les termes de sous-maille tels que [8,17,29, 42]:

$$\bar{F} = F_i^I + F_i^V + F_i^{les} . \quad (1-34)$$

II.6.1 Termes non-visqueux

Les trois composantes de la partie non-visqueuse de \bar{F} s'expriment de manière explicite en fonction des quantités résolues :

$$F_1^I = \begin{pmatrix} \overline{\rho \tilde{u}_1^2 + P} \\ \overline{\rho \tilde{u}_1 \tilde{u}_2} \\ \overline{\rho \tilde{u}_1 \tilde{u}_3} \\ \overline{(\rho \tilde{E} + P) \tilde{u}_1} \\ \rho_f \tilde{u}_1 \end{pmatrix}, \quad F_2^I = \begin{pmatrix} \overline{\rho \tilde{u}_1 \tilde{u}_2} \\ \overline{\rho \tilde{u}_2^2 + P} \\ \overline{\rho \tilde{u}_2 \tilde{u}_3} \\ \overline{(\rho \tilde{E} + P) \tilde{u}_2} \\ \rho_f \tilde{u}_2 \end{pmatrix}, \quad F_3^I = \begin{pmatrix} \overline{\rho \tilde{u}_1 \tilde{u}_3} \\ \overline{\rho \tilde{u}_2 \tilde{u}_3} \\ \overline{\rho \tilde{u}_3^2 + P} \\ \overline{(\rho \tilde{E} + P) \tilde{u}_3} \\ \rho_f \tilde{u}_3 \end{pmatrix}. \quad (1-35)$$

$\overline{\rho_f}$: Les densités partielles des espèces constituant le fluide.

I.6.2 Termes visqueux et modèles de transport

Les trois composantes de la partie visqueuse de \overline{F} représentent le transport par diffusion du champ LES résolu :

$$F_i^V = \begin{pmatrix} -\overline{\tau_{i1}} \\ -\overline{\tau_{i2}} \\ -\overline{\tau_{i3}} \\ -(\tilde{u}_1 \overline{\tau_{i1}} + \tilde{u}_2 \overline{\tau_{i2}} + \tilde{u}_3 \overline{\tau_{i3}}) + \overline{q_i} \\ \overline{J_{i,f}} \end{pmatrix}, \quad i=1,2,3 \quad (1-36)$$

avec :

- Le tenseur des contraintes visqueuses filtré est défini par [10, 24, 46]:

$$\overline{\tau_{ij}} = 2\overline{\rho\nu}(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{ll}), \quad i,j=1,2,3 \quad (1-37)$$

et :

$$S = \frac{1}{2}(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}), \quad i,j=1,2,3 \quad (1-38)$$

- Le flux diffusif résolu de l'espèce f est :

$$\overline{J_{i,f}} = \overline{\rho \tilde{Y}_f V_{i,f}} \quad (1-39)$$

Où $V_{i,f}$ est la $i^{\text{ème}}$ composante de la vitesse de diffusion de l'espèce f . La vitesse de diffusion est modélisée avec l'approximation proposée par Hirschfelder et Curtis [17, 29] :

$$\tilde{X}_f V_{i,f} = -D_f \frac{\partial \tilde{X}_f}{\partial x_i} \quad (1-40)$$

Où \tilde{X}_f et D_f sont respectivement la fraction molaire filtrée et le coefficient de diffusion de l'espèce f . Ce coefficient est calculé à partir de la viscosité ν en faisant l'hypothèse que le nombre de Schmidt Sc_f de l'espèce f est constant. En utilisant la relation $\tilde{X}_f W_f = Y_f W$ qui relie les fractions massiques et molaires, l'Eq.40 devient :

$$V_f = \frac{\nu}{Sc_f} \frac{W_f}{\tilde{Y}_f W} \nabla \tilde{X}_f \quad (1-41)$$

Pour assurer la conservation de la masse ($\sum_{f=1}^n \tilde{Y}_f V_f = 0$), on utilise la vitesse de correction V^C définie par [8,24] :

$$V^C = -\sum_{k=1}^N \frac{\nu}{Sc_k} \frac{W_k}{W} \nabla \tilde{X}_k \quad (1-42)$$

Finalement, le flux diffusif s'écrit:

$$\bar{J}_f = -\left(\frac{\mu}{Sc_k} \frac{W_f}{W} \nabla \tilde{X}_f + \bar{\rho} \tilde{Y}_f V^C \right) \quad (1-43)$$

Pour le calcul du flux de chaleur, on suppose que le nombre de Prandtl Pr du mélange est constant (et indépendant de la composition). Ainsi, \bar{q} se décompose en deux contributions, celle due au gradient de température et le flux de chaleur due à la diffusion des espèces :

$$\bar{q} = -\frac{\mu C_p}{\text{Pr}} \nabla \tilde{T} + \sum_{f=1}^N \bar{J}_f \tilde{h}_f \quad (1-44)$$

Où l'enthalpie \tilde{h}_f de l'espèce f est définie par [8, 24]:

$$\tilde{h}_f = \tilde{e}_{s,f} + r_f \tilde{T} \quad (1-44)$$

La modélisation de la diffusion des espèces et de la chaleur est assez simple. Les hypothèses Pr et Sc_f constants pourraient être remplacées respectivement par une loi de mélange plus complexe pour la diffusion de chaleur et la résolution de la matrice de diffusion [17, 29] pour les espèces. Ces améliorations seraient coûteuses en temps de calcul et, dans le cadre de cette thèse qui traite de la LES dans des géométries complexe sur des maillages non-structurés, on suppose que les modèles de transport sont moins critiques que les modèles de sous-maille ou que les conditions aux limites par exemple.

I.6.3 Termes de sous maille

On a regroupé tous les termes à modéliser dans les composantes F_i^{les} [10,29, 47] :

$$F_i^{les} = \begin{pmatrix} -\tau_{i1}^{les} \\ -\tau_{i2}^{les} \\ -\tau_{i3}^{les} \\ -(\tilde{u}_1 \tau_{i1}^{les} + \tilde{u}_2 \tau_{i2}^{les} + \tilde{u}_3 \tau_{i3}^{les}) + q_i^{les} \\ J_{i,f}^{les} \end{pmatrix}, \quad i=1, 2,3 \quad (1-45)$$

Soit explicitement [5,18, 29]:

- Les tensions de Reynolds de sous-maille:

$$\tau_{ij}^{les} = -\overline{\rho(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}. \quad (1-46)$$

- Le flux de chaleur de sous-maille :

$$q_{ij}^{les} = -\overline{\rho}(u_i \overline{h} - \tilde{u}_i \tilde{h}) . \quad (1-47)$$

- La diffusion des espèces en sous-maille :

$$J_{ij}^{les} = -\overline{\rho}(u_i \overline{Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f) . \quad (1-48)$$

I.7 Modèles de sous-maille

L'enjeu est d'exprimer les équations (2.25) à (2.27) en fonction des quantités résolues sur le maillage. C'est bien sûr dans ce modèle de sous-maille qu'il faut "injecter" toute la physique des écoulements turbulents. Aussi, cette modélisation a fait l'objet d'un nombre considérable d'études que nous n'allons pas résumer ici. On peut par exemple consulter [18,29,47] pour une description détaillée de la méthodologie LES. On se contentera ici de décrire brièvement les modèles utilisés en explicitant leurs points forts et leurs limites. La fermeture de modèle sous-maille pour les équations régissant du système sont présentés ci-dessous. La majorité des modèles de sous-maille est basée sur l'hypothèse de Boussinesq qui lie le tenseur des contraintes non résolues τ_{ij}^{les} (Eq.37) au tenseur des vitesses de déformation \tilde{S}_{ij} (Eq.38) par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente μ_T [3, 4, 6,17] :

$$\tau_{ij} = 2\mu_T (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{ll}) . \quad (1-49)$$

Le choix du modèle consiste donc à expliciter la viscosité turbulente $\nu_T = \overline{\rho} \mu_T$.

I.7.1 Le modèle de Smagorinsky

Le tenseur des contraintes de Reynolds T_{ij} est modélisé par une viscosité turbulente [3]: $T_{ij} = \mu_T \tilde{S}_{ij}$. T_{ij} est divisé en un terme anisotrope T_{ij}^{ani} et un terme isotrope T_{ij}^{iso} qui est négligé, ce qui donne [29,48]:

$$T_{ij}^{ani} = \mu_T \tilde{S}_{ij} , \quad (1-50)$$

μ_T la viscosité turbulente, s'écrit sous la forme d'une relation algébrique:

$$\mu_T = \bar{\rho} C_s \Delta_x^2 |\tilde{S}_{ij}| = \bar{\rho} C_s \Delta^2 \sqrt{\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} , \quad (1-51)$$

ou :

$$\nu_T = C_s \Delta^2 \sqrt{\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} , \quad (1-52)$$

C_s est la constante de Smagorinsky $C_s = 0.18$.

Ce modèle a été développé en 1963 par Smagorinsky [40,47], depuis les toutes premières LES, massivement testé dans de nombreuses configurations. Ce modèle a été amélioré, par exemple pour les maillages anisotropes et a servi de base à de nombreux autres modèles comme par exemple le modèle dynamique de Germano [17,48]. Cependant, on peut noter quelques limitations à l'utilisation du modèle de Smagorinsky:

- Il s'avère souvent trop dissipatif pour modéliser, par exemple la transition vers la turbulence.
- Par construction, le modèle prédit de la viscosité turbulente ν_T dans les zones de fort gradient. Ainsi, son comportement en proche de la paroi est faux puisqu'il n'y prédit pas la décroissance de la turbulence.
- Ce modèle est basé sur l'hypothèse de turbulence isotrope, ce qui n'est pas toujours adapté au calcul de configurations réelles.

I.7.2 Le modèle WALE

Ce modèle est une adaptation du modèle de Smagorinsky et permet d'obtenir une décroissance de μ_T en suivant asymptotiquement une loi en $(y^+)^3$, (y^+ est la distance à la paroi normalisée)[9]. Ce modèle permet de corriger un défaut du modèle de Smagorinsky qui sur-

évalue la viscosité turbulente en proche paroi et ceci à cause des gradients dus à la couche limite [3].

Cette méthode permet de tenir compte du transfert d'énergie des petites structures de l'écoulement vers les grandes (Back-Scatter). Mais elle nécessite l'emploi de limiteurs pour borner les valeurs de μ_T . De plus ce modèle est plus complexe à mettre en œuvre que ceux présentés ici, surtout sur des maillages non-structurés. Le modèle WALE [29,48] à été développé pour améliorer :

- la décroissance de ν_T à la paroi,
- et la transition vers la turbulence.

La viscosité turbulente est définie par :

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{s}_{ij}^d \tilde{s}_{ij}^d)^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} \quad (1-53)$$

Avec :

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2}(\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \quad (1-54)$$

et :

$$\tilde{g}_{ij}^2 = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (1-55)$$

D'après Nicoud et Ducros, la constante C_w varie très peu selon la configuration (contrairement à C_s dans le modèle de Smagorinsky). La valeur de $C_w = 0.49$ [29,48]. $\nu_T = 0$ si l'écoulement est bi-dimensionnel [29,48].

I.8 Modélisation des termes sources

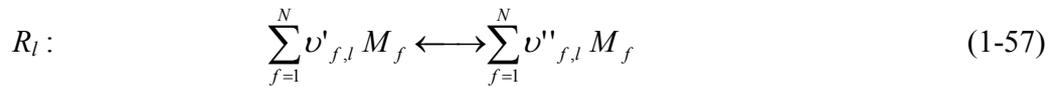
On va décrire ici le terme source d' \hat{u} aux réactions chimiques. Cette description peut, a priori, sembler déplacée dans un contexte de LES mais le modèle de combustion turbulente

utilisé dans cette thèse (chapitre II) utilise la totalité des définitions présentées ici. Les concepts présentés pour la modélisation du terme source s sont présentés de manière exhaustive dans [34, 45] par exemple. Le vecteur des termes sources s s'écrit :

$$\bar{s} = (0, 0, \bar{\omega}_T, \bar{\omega}_f)^T \quad (1-56)$$

où $\bar{\omega}_f$ est le taux de production massique de l'espèce f et $\bar{\omega}_T$ le taux de dégagement de chaleur.

On considère un mélange de N constituants M_f qui réagissent selon un mécanisme cinétique comportant M réactions (les réactions sont indicées par la lettre l). On écrit la réaction R_l sous la forme :



A partir des coefficients stœchiométriques de la réaction R_l , on définit la quantité $\nu_{f,l} = \nu''_{f,l} - \nu'_{f,l}$ qui sera utile par la suite.

L'avancement Q_l de la réaction R_l s'écrit :

$$Q_l = \kappa_l^{fo} \prod_{f=1}^N \left(\frac{\rho Y_f}{W_f} \right)^{\mu'_{f,l}} - \kappa_l^{re} \prod_{f=1}^N \left(\frac{\rho Y_f}{W_f} \right)^{\mu''_{f,l}} \quad (1-58)$$

L'Eq. 58 contient deux termes qui rendent compte respectivement de la réaction R_l dans le sens direct (de gauche à droite dans l'Eq. 57) et dans le sens indirect (de droite à gauche). On utilise parfois les termes Anglo-Saxons, un peu plus explicites: *forward* pour la réaction de gauche à droite et *reverse* dans l'autre sens.

L'avancement de la réaction R_l dans le sens direct (ou *forward*) est donné par une loi de type Arrhenius [45, 48] :

$$\kappa_l^{fo} = A_l \exp\left(-\frac{T_{a,l}}{T}\right) \quad (1-59)$$

La constante pré-exponentielle A_l et la température d'activation $T_{a,l}$ sont des constantes à préciser pour chaque réaction et chaque schéma cinétique.

L'avancement de la réaction dans le sens indirect (ou *reverse*) est déterminé par l'intermédiaire de la constante d'équilibre κ_l^{re} de la réaction R_l :

$$\kappa_l^c = \frac{\kappa_l^{fo}}{\kappa_l^{re}} = \exp\left(\frac{\Delta S_l^0}{R} - \frac{\Delta H_l^0}{RT}\right) \left(\frac{P^0}{RT}\right)^{\sum_{f=1}^N \nu_{f,l}}, \quad (1-60)$$

où P^0 est la pression standard (dans la plupart des tables thermodynamiques, $P^0 = 1 \text{ atm}$). Les changements d'entropie et d'enthalpie au cours de la réaction (respectivement ΔS_l^0 et ΔH_l^0) sont calculés à partir des valeurs tabulées pour l'enthalpie et l'entropie de chaque espèce selon les relations [28, 48]:

$$\Delta S_l^0 = \sum_{f=1}^N \nu_{f,l} S_f^0 \quad \text{et} \quad \Delta H_l^0 = \sum_{f=1}^N \nu_{f,l} H_f^0. \quad (1-61)$$

Et enfin, le taux de production de l'espèce f est donné par :

$$\bar{\omega}_f = \sum_{l=1}^M \nu_{f,l} W_f Q_l. \quad (1-62)$$

Le taux de dégagement de chaleur est alors calculé à partir des taux de production de chaque espèce selon la relation :

$$\bar{\omega}_T = \sum_{l=1}^M \Delta h_{f,l}^0 \bar{\omega}_f, \quad (1-63)$$

tel que :

$\Delta h_{f,l}^0$ Les enthalpies standard de formation sont obtenues à partir de la base de données thermodynamiques.

Conclusion

La turbulence est un phénomène cinétique, où les équations de Navier- stocks s'écrivent sous une forme compliquée avec des termes additionnelles, dans ce cas la solution du système des équations est quasiment impossible, car le nombre des variables est supérieur aux nombres des équations, ce qui t'appelé le problème de « fermeture ». De raison de surmonter se problème il faudrait utilisé l'un des modèles de la turbulence ($k-\varepsilon$, $RNGk-\varepsilon$, LES ,...) [49-51]. Trois critères influencent de manière importante le choix d'un modèle de turbulence :

- *Nature physique du problème*

Le modèle $k-\varepsilon$ et ses variantes sont aujourd'hui très bien implantés dans les codes et son utilisation peut se faire facilement. Il est toutefois critiquable dans bien des situations: écoulements très cisailés, zones de recirculation, échanges thermiques. Dans ces cas, il surestime la valeur de l'énergie cinétique turbulente (il ne calcule pas les termes de cisaillement du tenseur de Reynolds, mais seulement la trace). Toutefois, des variantes du type RNG, permettent d'améliorer ses performances dans le cas de recirculation. Ainsi, Les modèles de type $k-\varepsilon$ sont mal adaptés aux écoulements à bas Reynolds que l'on trouve près des parois (écoulement de couche limite) [52]. Il reste cependant très avantageux pour les écoulements cisailés simples. Dans le cas d'études instationnaires, seules les méthodes LES apportent des résultats satisfaisants. Les modèles du premier et du second ordre, par l'introduction d'une viscosité turbulente importante, donnent des évolutions de structures trop dissipatives.

- *La puissance de calcul*

Le modèle $k-\varepsilon$ sont les moins exploiter, on risque d'être contraint de les utiliser dans le cas de géométries complexes, 3D notamment, afin d'obtenir des résultats dans un temps acceptable. Ce modèle nécessite, par essence, plus de puissance de calcul : il faut résoudre plus d'équations; mais en plus ils nécessitent plus d'itérations pour converger. Les méthodes LES sont les plus utiliser et nécessitent l'emploi de ressources informatiques importantes.

- *la qualité des résultats attendus*

La qualité souhaitée dépend du contexte industriel de l'étude. Son influence doit être prise en compte : le modèle $k-\varepsilon$ base sur l'unicité de l'échelle, ce qui fait négligé les autres échelle, de plus il se base sur des constantes empirique pour écrire la forme finale des équation du modèle. Cependant le modèle LES offre plus de considération des tailles des échelles, ainsi que l'indépendance des constantes semi-empiriques [15,16, 47]. Les limitations du modèle $k-\varepsilon$ aux zones proche des frontières solides nécessitent des modèles auxiliaires. Néanmoins, LES propose l'approche WALE de la viscosité turbulente, qui caractérisé par ça capacité de calcule soit proche ou proche des parois [29, 47].

L'objectif de ce travail, est de traiter la combustion turbulente prémélange et non-prémélangé, en choisissant le modèle LES-WALE comme un modèle de la turbulence pour ces motifs :

- C'est le plus convenable pour les géométries complexes et les écoulement turbulent 3D;
- Sa bonne précision par rapport aux autres modèles lorsqu'il considère différentes longueurs des échelles,
- Moins des équations dans le bilan des équation du mouvements,
- Indépendance aux constantes semi- empiriques,
- La capacité de calculer les paramètres dynamiques loin ou proches des parois solide,
- Sa performance dans les écoulements réactifs et les écoulements exothermiques. En plus, ça capacité de couplage avec les modèles de combustion.

Afin de validé ces motivations on a fait une comparaison de notre résultats obtenus par le modèle LES avec les résultats obtenus par le modèle k-epsilon inscrit dans l'étude de Kurenkov et Oberlack [11] (*Voir l'annexe A*).

Chapitre II**Présentation du modèle de la combustion
PDF**

La complexité des phénomènes physiques intervenant et interagissant dans un écoulement réactif turbulent, nous empêche de résoudre directement les équations locales représentant l'évolution des grandeurs mécaniques et thermodynamiques caractéristiques de ces écoulements. Dans un premier temps, ces équations sont simplifiées en faisant jouer un certain nombre d'hypothèses portant sur la représentation des mécanismes chimiques et sur les propriétés de l'écoulement [53,54] :

- La cinétique chimique peut être représentée par une réaction globale. Cette hypothèse est très éloignée de la réalité mais nous permet de ne prendre en compte qu'un nombre limité d'espèces chimiques.
- Le nombre de Mach des écoulements que nous étudierons est faible ($Ma < 0.3$).
- Les espèces et la chaleur diffusent de la même manière au niveau moléculaire.
- Les parois des systèmes sont considérées imperméables aux espèces.

L'ensemble de ces hypothèses permet de n'utiliser que deux variables pour connaître la température et les concentrations de toutes les espèces du mélange. La résolution des équations de la mécanique des fluides (quantité de mouvement et conservation de la masse), de la fraction de mélange et de la fraction massique de combustible suffit à caractériser les écoulements considérés, qu'il s'agisse de la combustion non-prémélangée ou de la combustion prémélangée [53-59].

Dans un deuxième temps, le phénomène turbulent nous conduit à utiliser une approche statistique pour prédire l'évolution moyenne de l'écoulement réactif. Les équations pour les quantités moyennes qui résultent de cette approche font apparaître des termes additifs qu'il faut modéliser [10, 24,29]. Nous utiliserons dans cette étude le modèle LES « *Large Eddy Simulation* ». Ce modèle a été développé en premier lieu pour les écoulements d'un fluide inerte. Dans notre cas, ce modèle le doit être adaptés pour prendre en compte à la fois la

réaction chimique et les effets de variation de la masse volumique. Le développement de méthodes pour fermer les différents termes des équations est l'objectif principal de ce travail ; il est détaillé dans ce chapitre. Pour ce faire nous chercherons à prendre en compte les deux aspects fondamentaux de la combustion turbulente [21, 59, 60] :

- l'effet de la turbulence sur la flamme
- l'effet de la flamme sur la turbulence

Les différentes structures particulières de flamme turbulente : non-prémélange et prémélange partiel ont conduit à l'élaboration de modèle *PDF* « *Probability Density Function* » de fermeture que nous allons présenter dans ce qui suit.

II.1 Les paramètres de contrôle

II.1.1 La Fraction de mélange

La fraction de mélange, Z , est un paramètre scalaire conservé adimensionnel caractérisant un mélange binaire. Elle n'est pas affectée par les réactions chimiques car elle concerne les éléments et pas les molécules chimiques. La fraction de mélange permet la mesure du degré du mélange du combustible et du comburant. C'est une variable générique de mélange qui représente le montant par rapport à ce que chaque flux de rentrées contribue au mélange local. Lorsque les entrées sont les flux de combustible et le comburant, la fraction de mélange peut être considéré comme établissant le rapport air et combustible ou stoechiométrie du mélange local. Dans la combustion d'hydrocarbure, une des méthodes expérimentales utilisée pour calculer la fraction de mélange est basée sur le calcul des fractions atomiques du carbone et l'hydrogène, quelle que soit la méthode dans la quelle ils se trouvent (Bilger *et al.* 1990). La fraction de mélange peut s'écrire [2, 53]:

$$Z = \frac{(Y_H - Y_{H,o})/(\mu_H M_H) + (Y_C - Y_{C,o})/(\mu_C M_C)}{(Y_{H,F} - Y_{H,o})/(\mu_H M_H) + (Y_{C,F} - Y_{C,o})/(\mu_C M_C)}, \quad (2.1)$$

avec μ_f le nombre d'éléments atomiques « f » contenus dans les réactifs à la stoechiométrie. Par exemple, dans la combustion méthane / air,



$$\mu_C = 1, \mu_O = 4 \text{ et } \mu_H = 4$$

$Y_{H,O} = 0$ est la fraction massique totale des atomes d'hydrogène dans le comburant, $Y_{H,F} = 0,251$, dans le combustible. L'indice C correspond au carbone ($Y_{C,O} = 0$, $Y_{C,F} = 0,749$). M_f est la masse molaire de l'élément atomique « f ». Y_H et Y_C sont les fractions massiques atomiques qui dépendent du mélange. Elles sont calculées par la relation [2, 53]:

$$Y_H = \sum_{f=1}^N \frac{\mu_H^f \cdot M_H}{M_f} \cdot Y_f \quad , \quad (2.3)$$

avec μ_H^f le nombre d'atomes d'hydrogène dans l'espèce f . Par exemple $\mu_H^{CH_4} = 4$

Cette définition permet de conserver la valeur de la fraction de mélange à la stoechiométrie pour de nombreux réactifs, même quand la diffusion différentielle des espèces est significative. Aussi, elle peut être étendue en ajoutant les fractions atomiques de l'oxygène et de l'azote lorsque de nombreuses espèces chimiques interviennent dans le mélange réactifs (CO, OH,...) [53,61].

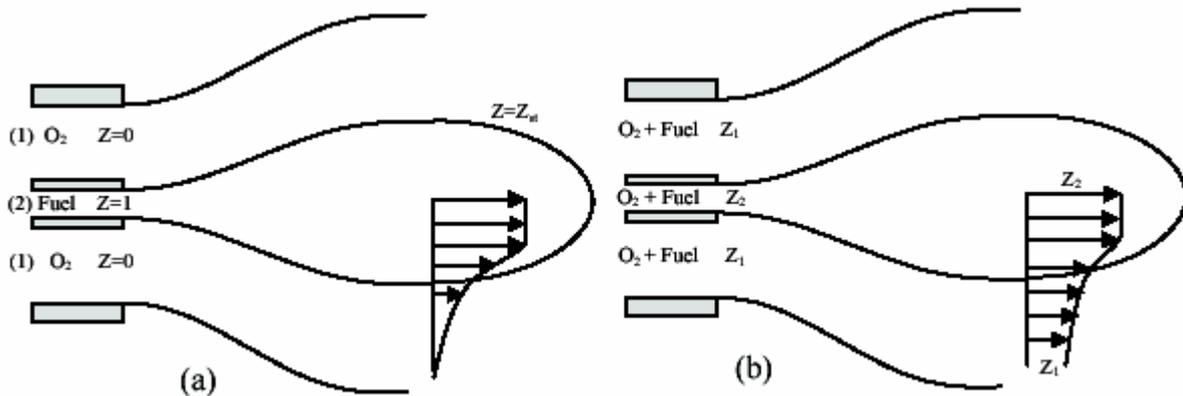


Figure 2.1 Exemple de l'injection séparée (a) non-prémélangée ; (b) prémélangée [9].

La fraction de mélange est également un scalaire conservé qui est représentatif des autres scalaires conservés comme la température et la fraction massique des espèces de mélange réactif. Les équations de ces derniers peuvent être formellement dérivée en prenant des combinaisons linéaires des équations de transport des espèces de telle sorte que le terme source de réaction s'annule. L'équation résultant décrira une grandeur physique qui est

conservé au cours de la réaction chimique, comme l'enthalpie totale ou la fraction de masse d'un élément chimique particulier. Tout scalaire conservé satisfait l'équation d'advection-diffusion, écrite ici pour la fraction de mélange [9, 63, 64]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho Z + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i Z) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \alpha_c \frac{\partial}{\partial x_i} Z). \quad i=1, 2, 3 \quad (2.4)$$

Parce que la conservation de transport scalaire est linéaire, un petit nombre de scalaires conservés formant une base complète est suffisante pour construire tous les autres scalaires conservés par superposition. Un système d'écoulement contenant « N » espèces nécessiterait en général « N » fractions de masses variables, cependant, une seule fraction de mélange suffit pour constituer une base complète sur le même mélange. Par convention, la fraction de mélange permet la mesure du degré du mélange du combustible et du comburant. Les valeurs de Z sont comprises entre 0 (dans le comburant) et 1 (dans le combustible)[9, 62,64].

II.1.1 La variable d'avancement

L'avancement de la réaction ou de la flamme est le résultat d'un grand nombre de réactions chimiques élémentaires. Pour l'hydrocarbure le plus simple, une dizaine d'espèces intermédiaires et une centaine de réactions chimiques sont nécessaires. Cependant, il faut noter que peu de réactions ont de l'influence sur le processus général. Par conséquent, l'avancement chimique peut être représenté par peu de variables et dans le cas le plus simple par une variable d'avancement de la réaction c . Cette variable doit être normalisée, elle varie entre zéro (pour le mélange frais) et un (pour le gaz brûlé) figure 2.2 [9, 24 ,63].

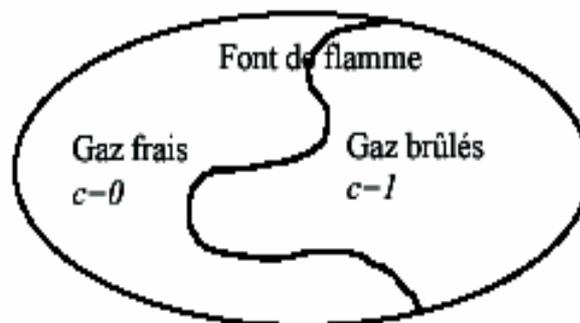


Figure 2.2 Définition de la variable d'avancement [9].

Couramment utilisée dans les flammes prémélangées cette variable peut aussi remplacer le taux de dissipation scalaire de la fraction de mélange ε_Z , soit ϕ_i un paramètre physique de l'écoulement [9,62]:

$$\phi_i(Z, \varepsilon_Z) = \phi_i(Z, c). \quad (2.5)$$

Dans ce cas, la borne inférieure est limitée par l'avancement de la réaction à l'extinction de la flamme de diffusion. Cette transformation arbitraire permet d'utiliser les mêmes paramètres de contrôle dans un régime de l'écoulement de combustion prémélangé et combustion non-prémélangé, et ainsi faciliter les comparaisons. Il existe plusieurs définitions possibles pour décrire l'avancement global de la réaction. Elles peuvent être définies en fonction des réactifs et des produits de combustion, ou encore de la température. Le choix de la définition de c reste important. Une évolution homogène dans toute la flamme est nécessaire, ce qui écartent les espèces chimiques ayant des cinétiques chimiques trop rapides ou trop lentes. On voit alors apparaître un problème lié au nombre de variables d'avancement : peut-on connaître, pour un mélange donné, le vecteur de concentration des espèces chimiques et la température avec une seule variable d'avancement? Si cela est possible, le surcoût du temps de calcul en chimie complexe devient alors anodin, puisque les 50 (ou plus) équations de transport des espèces chimiques se résument à seulement 2 équations (Z, c)[2.31].

Les fractions massiques des produits de combustion, ou la température, ont un maximum de la variation à la stoechiométrie; elles sont donc des variables privilégiées pour définir l'avancement de la réaction [9].

$$c = \frac{T - T_0}{T_{eq} - T_0}. \quad (2.6)$$

$$c = \frac{Y_{CO_2}}{Y_{CO_2}^{eq}} \text{ Ou encore } c = \frac{Y_{H_2O}}{Y_{H_2O}^{eq}}. \quad (2.7)$$

Il est possible de faire des combinaisons entre les espèces chimiques :

$$c = \frac{Y_{CO_2} + Y_{CO}}{Y_{CO_2}^{eq} + Y_{CO}^{eq}}, \quad (2.8)$$

et :

$$c = \frac{Y_{CO_2} + Y_{CO} + Y_{H_2O}}{Y_{CO_2}^{eq} + Y_{CO}^{eq} + Y_{H_2O}^{eq}}. \quad (2.9)$$

L'équation de transport donnant la variable d'avancement c peut être sous la forme [24,31]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho c + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i c) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \alpha_c \frac{\partial}{\partial x_i} c) + \rho \omega_c. \quad (2.10)$$

II.2 Généralité du modèle PDF

Les concepts de simulation peuvent être prévus pour fonctionner pour la fermeture des équations du bilan du système, où on utilise des approches de la fonction de densité de probabilité (PDF). Par exemple, la fonction d'état pour la masse volumique (Eq.1.24) peut en général être une fonction non-linéaire arbitraire des variables scalaires $P(\phi, \phi_2, \dots)$. Si l'on couple le PDF au modèle de sous-maille on obtient, $\bar{\rho}$, connu par la densité filtrée qui peut être évaluée et employée [64-68]:

$$\bar{\rho} = \overline{f(\phi, \phi_2, \dots)} = \int f(\phi, \phi_2, \dots) P(\phi, \phi_2, \dots) d\phi d\phi_2 \dots, \quad (2.11)$$

Quand le filtrage de Favre est employé pour les variables scalaires, il est plus approprié d'évaluer les quantités filtrées en utilisant le couplage PDF / Favre pour le sous-maille (2.11) sous la forme suivante [64-68] :

$$\tilde{y} = \int y(\phi, \phi_2, \dots) \tilde{P}(\phi, \phi_2, \dots) d\phi d\phi_2 \dots, \quad (2.12)$$

où la fonction de densité probabilité filtré par Favre s'écrit [24-31] :

$$\tilde{P}(\phi, \phi_2, \dots) = \frac{\rho(\phi, \phi_2, \dots) P(\phi, \phi_2, \dots)}{\bar{\rho}}, \quad (2.13)$$

La densité filtrée peut être obtenue en utilisant \tilde{P} :

$$\bar{\rho} = \left[\int \frac{\tilde{P}(\phi_1, \phi_2, \dots)}{\rho(\phi_1, \phi_2, \dots)} d\phi_1 d\phi_2 \dots \right]^{-1} \quad (2.14)$$

L'un des objectifs des modèles de combustion turbulente est de déterminer le taux de production moyen engendré par les réactions chimiques. Du fait de la forte non linéarité des taux de production (ou de destruction) des différentes espèces, l'estimation du taux de production chimique moyen n'est pas directe et doit être basée sur une approche phénoménologique. L'analyse décrite au cours du chapitre précédent conduit à une classification des régimes de combustion et permis de développer des modèles adaptés à chaque régime de combustion. Ces différents modèles ont chacun une approche physique du problème de combustion turbulente qui leur est propre. Nous utiliserons une variable d'avancement de la réaction c définie de telle sorte qu'elle soit nulle ($c=0$) dans les gaz frais et égale à l'unité ($c=1$) dans les gaz complètement brûlés. La fraction de mélange Z introduite ici est nulle ($Z=0$) dans l'oxydant pur et égale à l'unité ($Z=1$) dans le combustible pur [9, 62,64].

Les trois principales approches utilisées pour décrire les flammes turbulentes sont présentées sur la figure 2.3. L'approche basée sur une analyse géométrique de la flamme décrit cette dernière comme une surface. Cette analyse est généralement utilisée avec une hypothèse de flammelettes (flammes plissées), ce qui permet à partir des propriétés physiques et dynamiques d'une iso-surface (c ou Z) de déterminer le champ scalaire correspondant. La flamme est alors considéré comme une interface séparant les gaz frais des gaz brûlés (ou le combustible de l'oxydant). Il existe essentiellement deux méthodes de calcul, basées sur cette approche. La première consiste à dériver une équation de transport d'une iso-surface, comme par exemple l'équation G (voir [11, 47,69]). La seconde utilise le concept de densité de surface de flamme initialement proposé par Marble et Broadwell en 1978 [70]. La densité de surface de flamme, notée Σ , mesure la surface de la flamme disponible localement par unité de volume. Cette quantité est directement reliée au taux de réaction chimique moyen [70]:

$$\bar{\omega}_f = \theta_f \Sigma \quad (2.15)$$

θ_f est le taux de production chimique local moyenné le long de la direction normale à la flamme. Si on considère que les flammes sont juste plissées alors θ_f peut être estimé à partir du calcul d'une flamme laminaire. L'avantage de ce type d'approche est de découpler la description chimique de la flamme (modèle local pour θ_f) de l'interaction de la flamme avec la turbulence (Σ).

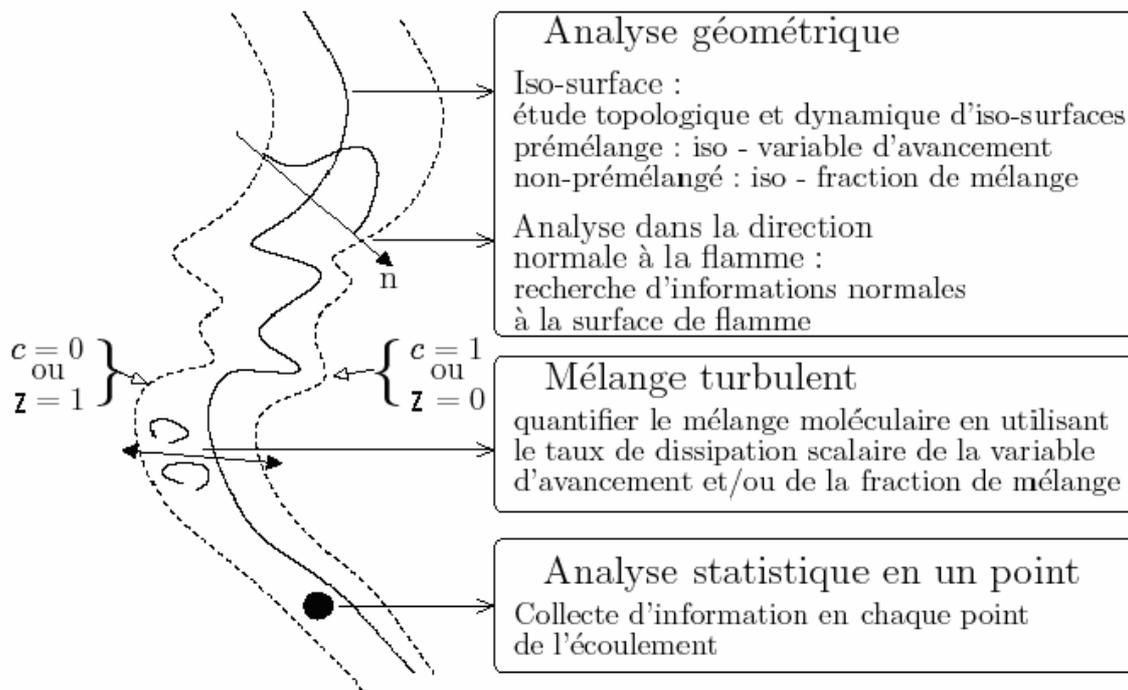


Figure. 2.3 Trois types d'analyses des flammes turbulentes prémélangées ou non-prémélangées [70].

Le taux de réaction chimique moyen peut également être estimé en cherchant à quantifier précisément le mélange que la turbulence engendre entre les gaz frais et les gaz brûlés ou entre le combustible et l'oxydant. Les termes qui représentent ce mélange sont les termes de dissipation scalaire ε_c et ε_z qui apparaissent dans les équations pour les variances \tilde{c}''^2 et \tilde{Z}''^2 . Dans le cas des flammes prémélangées plissées, une relation algébrique existe entre le taux de dissipation ε_c et le taux de réaction chimique moyen $\overline{\omega_c}$ et le terme $\overline{c''\omega_c}$ [xx]. Dans le cas des flammes non-prémélangées, comme le combustible et l'oxydant doivent se mélanger pour réagir, le taux de dissipation ε_z joue également un rôle essentiel. La réaction chimique n'agit pas directement sur ce taux de dissipation scalaire ε_z mais

indirectement par le biais des variations de masse volumique. Les taux de dissipation scalaire ε_c et ε_z sont des paramètres clés pour la modélisation de la combustion turbulente. Quelle que soit l'approche physique utilisée les taux de dissipation scalaire interviennent directement ou indirectement dans les modèles. Certaines méthodes proposent d'ailleurs de résoudre directement des équations de transport pour ces quantités [70].

Les propriétés statistiques des champs scalaires, en un point de l'écoulement (moyennes, variances ...), peuvent être déduites de la fonction densité de probabilité (PDF). Contrairement à l'analyse géométrique qui considère souvent la flamme comme une interface, l'utilisation d'une méthode de PDF permet d'obtenir les propriétés statistiques d'états intermédiaires c'est-à-dire dans le front de flamme. $P(c)dc$ est la probabilité que la variable c ait une valeur comprise entre c et $c+dc$ au point x et au temps t . Les quantités statistiques peuvent alors être exprimées à l'aide de la PDF, par exemple [67,70]:

$$\bar{c} = \int_0^1 cP(c;x,t)dc \quad \text{et} \quad \overline{c^{n2}} = \int_0^1 (c - \bar{c})^2 P(c;x,t)dc. \quad (2.16)$$

La PDF doit être normalisée, ce qui permet d'écrire la relation suivante :

$$\int_0^1 P(c;x,t)dc = 1. \quad (2.17)$$

Lorsque plusieurs variables sont nécessaires pour décrire la structure de la flamme, une PDF doit être utilisée. Si les variables sont la fraction de mélange et l'avancement de la réaction, la PDF s'écrit $P(c,Z; x,t)$. Une quantité statistique dont la valeur locale et instantanée est fonction de ces deux variables, comme par exemple le taux de réaction chimique moyen s'écrit alors :

$$\overline{\omega_c} = \int_{Z_1}^{Z_2} \int_0^1 \omega_c P(c,Z,x,t)dzdc. \quad (2.18)$$

On peut noter que Klimenko et Bilger ont proposé d'utiliser des fermetures pour ces moyennes, cette démarche semble a priori bien adapté pour les flammes non-prémélangées puisque la réaction chimique se produit préférentiellement au voisinage des conditions stœchiométrique. Les modèles de la turbulence basés sur l'approche statistique de PDF sont de deux types différents [24,70]:

- Les modèles à PDF présumée.
- Les modèles à PDF transportée.

II.3 Types de l'approche PDF

II.3.1 Les modèles à PDF présumée

Le bêta PDF a été évalué en tant que modèle pour des fluctuations de fraction de mélange de sous-maille pour LES. Le Cook et le Riley (1994) ont examiné le bêta PDF dans la simulation de la turbulence homogène en considérant que la chimie est de type infiniment rapide. Jiménez (1997) a démontré la fiabilité de bêta PDF pour le cas d'une couche incompressible d'un mélange turbulente. De même, Wall et Moin (2000) ont testé le bêta PDF en présence du dégagement de la chaleur. L'équation d'état et d'autres fonctions non-linéaires peuvent être déterminées souvent avant de lancer le calcul, dans ce cas les intégrales de PDF peuvent être calculées et stockées dans des tables de consultation avant que la simulation commence [24,39,47].

Le premier type de modèle consiste à présumer la forme de la PDF. Par exemple, si on présume que la PDF de la fraction de mélange a la forme d'une fonction bêta (fonction définie par trois paramètres), la connaissance de la moyenne \bar{Z} , la variance \tilde{Z}''^2 et la condition de normalisation de la PDF vont permettre de déterminer complètement la forme de la PDF $P(Z;x, t)$ en chaque point de calcul. La résolution des équations pour la valeur moyenne \bar{Z} et la variance \tilde{Z}''^2 suffisent, via la PDF, à déterminer n'importe quelle quantité statistique dont la valeur locale et instantanée n'est fonction que de Z .

Dans le modèle de PDF présumé, la fonction de densité de probabilité est modélisée directement en utilisant les formes analytiques simples, telles que la bêta distribution [x]. Cependant, la bêta distribution peut être prévue pour être valide seulement pour des grandeurs scalaires conservées.

La fonction de densité de probabilité du modèle PDF présumé pour la bêta distribution sur l'intervalle, $0 \leq x \leq 1$, est donnée par [24,47]:

$$P(x;a,b)=x^{a-1}(1-x)^{b-1} \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)}, \quad (2.19)$$

où les paramètres a et b sont liés à la moyenne de distribution et la variance de (μ, σ^2) , on les écrit :

$$a = \frac{\mu(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2} \quad \text{et} \quad b = \frac{(1 - \mu)(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2}. \quad (2.20)$$

Une fois appliqué à la fraction de mélange, on a $x \rightarrow Z$, $\mu \rightarrow \tilde{Z}$ et $\sigma^2 \rightarrow Z'^2$

II.3.2 Les modèles à PDF transportée

Le second type de modélisation consiste à résoudre une équation de transport de la PDF [xx]. Ces méthodes ont l'avantage de pouvoir prendre en compte précisément la chimie et donc d'être a priori applicable à tous les régimes de combustion. En particulier, tous les termes définis en un point, comme le taux de réaction chimique moyen, peuvent être calculés. Lorsque la masse volumique varie, il est plus pratique d'utiliser une PDF définie au sens de Favre, c'est-à-dire, pondérée par la masse volumique, soit $\tilde{P}(c; x, t)$ telle que [2, 24,47] :

$$\tilde{P}(c; x, t) = \frac{\rho P(c; x, t)}{\rho}, \quad (2.21)$$

Le premier problème rencontré lorsque le temps chimique est considéré infiniment petit, est lié à la définition de ce temps caractéristique. En effet, le schéma cinétique réactionnel ne conduit pas à un seul mais à plusieurs temps caractéristiques chimiques qu'il faudrait tous comparer aux temps caractéristiques de la turbulence. Dans notre cas, comme nous considérons que les nombres de Lewis sont tous égaux à un ($Le=1$), que le milieu est imperméable et que la combustion peut être représentée par une réaction globale alors un seul temps chimique est considéré, donc une seule variable est nécessaire pour caractériser la combustion.

Si ces approximations sont réalistes, alors la PDF du variable d'avancement de la réaction c suffit à calculer le taux de réaction chimique moyen. Les travaux menés par O'Brien et Dopazo, puis par Pope aux Etats-Unis et par Frost en ex-URSS ont conduit, les premiers, à l'écriture d'une équation de bilan qui permet le calcul direct de la PDF $\tilde{P}(c)$ [2,24,70]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{P}(c) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{P}(c)) &= \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_f} (-\bar{\rho} \tilde{v}'_f \tilde{P}(c))}_{\text{convection-turbulente}} \\
&\quad - \underbrace{\sum_f \sum_f \frac{\partial}{\partial c} \frac{\partial}{\partial c} \left(\bar{\rho} D \frac{\partial Y_f}{\partial x_i} \frac{\partial Y_f}{\partial x_i} \right)}_{\text{Mélange-moléculaire}} \tilde{P}(c) \\
&\quad - \underbrace{\sum_f \frac{\partial}{\partial c} \bar{\rho} \omega_f}_{\text{Réaction-chimique}} \tilde{P}(c) \tag{2.22}
\end{aligned}$$

Il s'agit de la généralisation du calcul de la PDF au cas où cette dernière est multidimensionnelle, avec des espèces réactives. L'équation de PDF d'une espèce réactive, définie par sa fraction massique est repérée par la variable d'avancement c . Il est tout à fait possible de généraliser une telle équation pour la PDF multidimensionnelle avec des variables associées à plusieurs espèces réactives et à la température. Il suffit de considérer que c est un vecteur de variables (Eq. 2.6 – 2.9).

La modélisation des termes de mélange et de diffusion turbulente ne nécessite pas d'approche différente par rapport au cas d'une seule variable. Certaines des variables peuvent n'être pas réactives, et dans ce cas elles n'ont pas de terme de réaction, le seul problème posé par cette approche est dû au nombre de variables de P ; déjà dans la flamme stationnaire en moyenne, tridimensionnelle avec une variable de combustion, il y en a quatre. Si la schématisation adoptée pour la chimie utilise une cinétique à quatre réactions, ce qui est peu, on aura alors neuf variables.

Ces approches, pour les flammes de diffusion, se base sur une description statistique de l'écoulement. Ces modèles sont très complexes à mettre en œuvre et sont rarement utilisés dans des codes LES. Il y a beaucoup des problèmes d'intérêt pratique où une chambre de combustion est alimentée avec un combustible liquide dans un milieu turbulent (voir [57,68]), par exemple, dans un moteur diesel de voiture ou un moteur d'injection direct du carburant.

II.4 Application de LES

Jusqu'à maintenant, on a considéré l'interaction de la combustion avec la variable d'avancement et la fraction de mélange. Il s'agit de séparer les hypothèses utilisées dans le

modèle de chimie de celles utilisées dans le modèle de turbulence. Lorsqu'on est écrit en termes quantités filtrées les équations (2.4 et 2.10) deviennent [24,70],

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Z}}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \tilde{u} \tilde{Z}) = \nabla[\bar{\rho}(\tilde{\alpha}_Z + \alpha_t) \nabla \tilde{Z}] \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \tilde{u} \tilde{c}) = \nabla[\bar{\rho}(\tilde{\alpha}_c + \alpha_t) \nabla \tilde{c}] + \bar{\rho} \tilde{\omega}_c, \end{cases} \quad (2.23)$$

où α_t est la diffusivité turbulente. Pour tenir compte des fluctuations sous-maille dans la fraction de mélange et la variable d'avancement, les variables de contrôle de la combustion sont filtrées et on obtient en intégrant (2.12 et 2.18) pour PDF de Z et C [24,53,70] :

$$\tilde{y}_i = \int y_i(c, Z) \tilde{P}(c, Z, x, t) dZ dc, \quad (2.24)$$

et

$$\tilde{\omega}_c = \int \omega_c(c, Z) \tilde{P}(c, Z, x, t) dZ dc.$$

L'implémentation des paramètres de contrôle dans des études similaires de la combustion a mis en œuvre l'emploi des relations d'état chimique déterminée par l'application du PDF assumé afin de représenter les fluctuations sous-maille. La grande différence, bien sûr, est de calculer les paramètres physiques (fraction massique, température) par la variable d'avancement au lieu d'utiliser le taux de dissipation. Une fois les paramètres sont évalués, le reste des variables peuvent être générés pour le but de fournir les variables chimiques filtrées en fonction des quantités disponibles en permanence LES (\tilde{Z} , \tilde{Z}''^2 et \tilde{c})[2,31, 70] :

$$\tilde{y}_i = \tilde{y}_i(\tilde{Z}, \tilde{Z}''^2, \tilde{c}), \quad \tilde{T} = \tilde{T}(\tilde{Z}, \tilde{Z}''^2, \tilde{c}) \quad \text{et} \quad \bar{\rho} = \bar{\rho}(\tilde{Z}, \tilde{Z}''^2, \tilde{c}). \quad (2.25)$$

Notez que (2.25) comprend des expressions similaires pour $\bar{\mu}$, $\tilde{\alpha}_Z$, $\tilde{\alpha}_c$ et $\tilde{\omega}_c$, qui sont utilisés dans la solution à grande échelle du bilan des équations dynamique et équations de transport à paramètres scalaires. Le temps de calcul de l'approche PDF est petit par rapport aux autres modèles chimiques, car les fonctions de (2.25) peuvent être pré-calculées et exploitées avant

d'exécuter une simulation [85]. La source du coût additionnel est causée par la résolution de l'équation de transport pour la variable d'avancement (2.22).

Lorsque le temps chimique n'est plus infiniment petit devant le temps caractéristique de la turbulence, la PDF de l'avancement de la réaction c ou de la température ne peut plus être considérée comme quasi bimodale et sa forme dépend de l'endroit considéré dans la flamme. La forme de la PDF doit passer d'un pic dans les gaz frais à un pic dans les gaz brûlés de façon continue. La variance \tilde{c}''^2 doit également varier à la traversée de la flamme tout en restant inférieure à sa valeur maximale $\tilde{c}(1-\tilde{c})$, valeur pour laquelle la PDF est bimodale. On peut donc se donner une forme présumée de la PDF qui dépend d'un nombre fini de paramètres. Ces paramètres de la PDF sont calculés à partir des différents moments de la variable c . Si, par exemple, la forme de la PDF ne dépend que de trois paramètres, alors la valeur moyenne \tilde{c} (premier moment), la variance \tilde{c}''^2 (second moment) et la condition de normalisation de la PDF suffisent à calculer ces paramètres [8,24,54].

Pour déterminer la forme locale de ces PDF, les équations de transport pour la valeur moyenne \tilde{c} et la variance \tilde{c}''^2 doit être résolues. Dans ces équations les termes liés à la réaction chimique ne posent plus de problème puisque la PDF est connue, en revanche les termes de diffusion turbulente et les termes de dissipation scalaire sont toujours inconnus et nécessitent un effort particulier de modélisation. Ces derniers termes, peuvent être fermés en résolvant des équations de transport pour les flux turbulents et la dissipation scalaire ou en utilisant des modèles algébriques pour ces quantités (loi gradient et relaxation linéaire de la variance)[31,70].

Conclusion

Nous avons présenté les différentes démarches pour calculer les fractions massiques des réactifs ainsi que le taux de réaction chimique moyen dans un mélange combustible. Quelle que soit l'approche du problème utilisée ce taux de réaction chimique moyen est directement ou indirectement dépendant du mélange turbulent. Ce mélange turbulent est quantifié par l'utilisation des paramètres scalaires de contrôle de la combustion (\tilde{Z}, \tilde{c}) qui forment le terme de micromélange dans l'équation de PDF transporté (Eq.2.22). Le modèle du PDF présumée que nous décrivons dans cette partie de thèse utilise une approche qui permet de prendre en compte un temps chimique fini sans utiliser une équation pour la PDF. Le taux de réaction chimique moyen est alors facilement calculé mais un modèle algébrique

pour la dissipation scalaire est nécessaire puisque l'équation pour ce terme n'est pas résolue. Par ailleurs, le PDF transporté cherche à représenter l'effet de la turbulence sur la flamme mais ne prend pas en compte l'effet inverse de la flamme sur la turbulence. Cet effet qui peut être représenté par la modification de la forme des flux turbulents est tout autant important car la turbulence, modifiée par la présence de la flamme, va ensuite agir sur le mélange des espèces.

Nous avons choisi de calculer une équation de transport pour la fraction de mélange Z dans les calculs en chimie complexe pour la combustion non-prémélangée (*Chapitre IV*). Ces définitions de la fraction de mélange permettent de faire des comparaisons entre les calculs en chimie complexe et l'expérience avec des incertitudes qui restent raisonnables. L'objectif est de capturer le vecteur de concentration d'espèces chimiques et la température, lorsque la fraction de mélange, Z , et l'avancement de la réaction, c , sont fixés. A la lumière des résultats obtenus, les vecteurs de vitesse et de la température ont été retenus, à la fois pour les flammes prémélangée et non-prémélangée (*Chapitre III et IV*).

La flamme de diffusion est très rapidement éteinte quand l'étirement est augmenté. Les flammes de diffusion ne pourront donc pas être utilisées pour le calcul de la chimie quand l'avancement est faible. Le calcul de la concentration des espèces chimiques implique un traitement particulier, car sa réponse dans une flamme de diffusion est très différente de celle observée dans une flamme de prémélange. Ces résultats, qualitativement plus que quantitativement, ne suffisent pas à déterminer clairement si le choix de la méthode de calcul est primordial dans la modélisation de la combustion turbulente. Nous allons maintenant procéder à une étude systématique qui consiste à évaluer les possibilités de prédiction de la structure des flammes dans la combustion non-prémélangée et la combustion prémélangée.

Deuxième partie

Application à la combustion turbulente

Chapitre III

Application à la combustion turbulente pauvre prémélangée prévaporisé (PPP)

L'étude de la combustion pauvre prémélangée prévaporisée trouve son intérêt dans le développement des systèmes de propulsion aéronautique. En effet, le contrôle de la combustion de l'air et du kérosène permet l'optimisation de la pulvérisation et la vaporisation du kérosène et son mélange avec l'air, de manière à brûler autant que faire se peut en régime pauvre prémélangée prévaporisé (PPP), qui est l'un des concepts retenus pour le développement des chambres de combustion futures dites PPP. Cela passe en particulier par l'amélioration des systèmes d'injection (par exemple du type Twin-Annular Pre-Swirl par CFM-International) [71-74].

L'une des grandes difficultés rencontrées dans le développement de ces systèmes c'est de limiter des nuisances sonores indésirables quelque soit le régime moteur (au roulage, au décollage). Cela revient à pouvoir arriver à contrôler précisément, à tous les régimes moteurs, les conditions aérothermochimiques qui prévalent au sein de la chambre de combustion. Le mélange gazeux dans la chambre de combustion peut être caractérisé par la richesse. C'est un paramètre clé dans la réduction des émissions des polluants et dans le contrôle de la stabilité de la combustion [3,74]. La plupart des calculs numériques de la combustion turbulente gazeuse sont actuellement effectuées par la simulation à grande échelle (LES) qui semble être l'approche la mieux adaptée pour la combustion PPP. Cela en raison de sa capacité à capturer la plupart des propriétés de l'écoulement, en particulier les instabilités.

Le présent chapitre est consacré à l'étude numérique de la combustion PPP, en considérant l'influence des deux paramètres, le débit massique et la richesse du mélange. On utilise le modèle LES-WALE couplé avec l'approche PDF tout en prenant en considération la variable d'avancement (c). La validation est basée sur la comparaison avec les résultats d'une

étude expérimentale réalisée par Nguyen *et al.*[3,47] On considère trois paramètres de comparaison: la vitesse moyenne longitudinale, la fluctuation de vitesse longitudinale et la longueur de la zone de recirculation.

III.1 Dispositif expérimental et domaine de calcul

Le dispositif expérimental auquel on s'intéresse a été développé au laboratoire de combustion détonique (LCD), à l'université de Poitiers, par Nguyen et son groupe de recherche. C'est un banc d'essai générique dénommé ORACLES "One Rig for Accurate Comparisons with Large Eddy Simulations". L'objectif était la caractérisation de l'écoulement dans une flamme prémélangée. Ce travail faisait parti du projet de recherche Européen MOLECULES (MOdelling of Low Emissions Combustors Using Large Eddy Simulations, (N°G4RD-CT-2000-00402)). Ce projet regroupait des industriels européens du domaine des moteurs aéronautiques et des universitaires spécialistes dans la combustion turbulente couvrant les trois aspects de compétences : modélisation, calcul et expérimentaux.

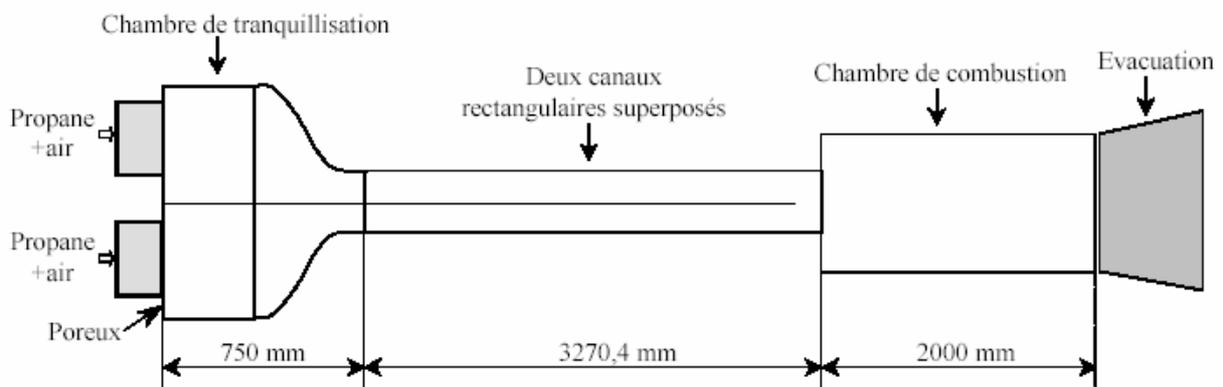


Figure 3.1 Constituants principaux du banc d'essai [3]

Une représentation schématique du banc d'essai est donnée sur la figure 3.1. Ce banc, d'une longueur totale de 10,50 m, comporte quatre parties principales, qui sont, en allant de l'amont vers l'aval [3,47]:

1. Les lignes d'alimentation et les deux chambres de mélange,
2. Les deux canaux d'établissement des écoulements incidents,
3. La chambre de combustion,

4. Le dispositif d'évacuation

Nous allons maintenant décrire d'un bref chacun de ces quatre éléments constitutifs du banc ORACLES.

III.1.1 Lignes d'alimentation et les chambres de mélange

Chacune des deux chambres de mélange, en acier inoxydable, est alimentée par une ligne d'air et une ligne de propane (C_3H_8). Les deux lignes d'air comportent deux étages de détente et les débits massiques sont mesurés par des débitmètres. Les lignes d'alimentation en propane sont également équipées de vannes pilotables et de débitmètres massiques. Chaque chambre de mélange est constituée, tout d'abord, d'un corps cylindrique alimenté en air et en propane par quatre tuyaux répartis sur sa périphérie et qui permettent un mélange à grande échelle. Ce corps cylindrique est relié à un convergent dont le but est de connecter aux lignes de mélange, qui achève d'homogénéiser l'écoulement et de casser les gros tourbillons.

III.1.2 Canaux d'établissement des écoulements incidents

Cette section, constituée de deux canaux superposés d'une même longueur de 3270.4 mm et d'un même largeur 150, 5 mm, est destinée à permettre l'obtention de deux écoulements turbulents et pleinement développés de type canal. Deux lignes de prélèvement de gaz, installées juste après la section de raccordement convergent-canaux, alimentent un analyseur de gaz qui fournit en permanence la richesse de chacun des deux écoulements et qui permet un recoupement avec l'information fournie par les débitmètres massiques installés sur les lignes d'air et de propane. Le rapport entre la longueur $L_{\text{canaux}} = 3270.4$ mm des canaux et la hauteur $h = 30,4$ mm de leur section rectangulaire est de l'ordre de 100. Le tronçon de raccordement avec la chambre de combustion, d'une longueur de 200 mm et dont une vue est donnée sur la figure 3.2, est équipé d'accès optiques latéraux permettant de caractériser les profils de vitesse des deux écoulements d'alimentation. La fin de ce tronçon porte le bord de fuite de la plaque séparant initialement les deux écoulements et est située à 70, 4 mm de l'élargissement brusque.

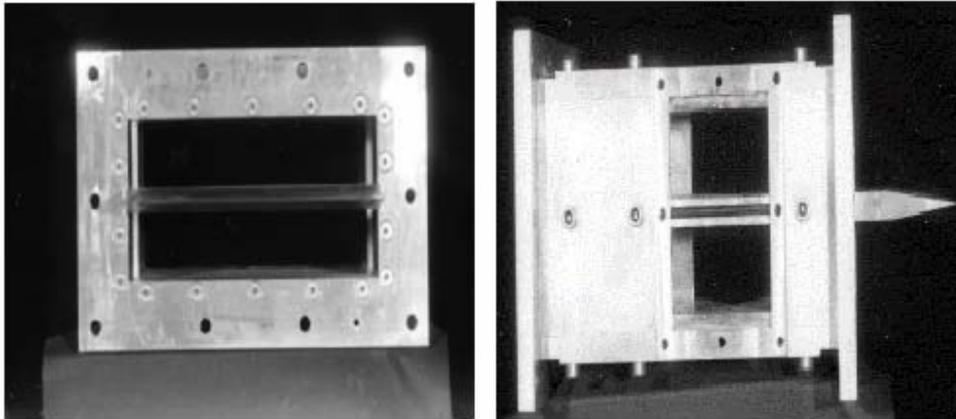


Figure 3.2 Canaux d'alimentation [3].

III.1.3 Chambre de combustion

Une vue d'ensemble rapprochée de la jonction des canaux d'alimentation avec la chambre de combustion est présentée sur la figure 3.1. Cette chambre est constituée par un assemblage de briques de matériau réfractaire peut supporter des températures allant jusqu'à 2030 K, usinées individuellement afin de permettre, par emboîtement, l'obtention d'une section de passage de $130,6 \times 150,5$ mm sur une longueur de $L_{\text{foyer}} = 2000$ mm. Un système de fenêtres et de portes-fenêtres refroidies a été mis au point afin de permettre l'accès optique sur les faces latérales de la chambre. La face supérieure est munie de trou d'accès pour le passage de la bougie électrique d'allumage. La figure 3.3 présente une vue d'ensemble de la chambre de combustion.



Figure. 3.3 Chambre de combustion [3].

La figure 3.4 précise les dimensions propres à la zone de raccordement entre la section d'établissement des écoulements incidents et la chambre de combustion.

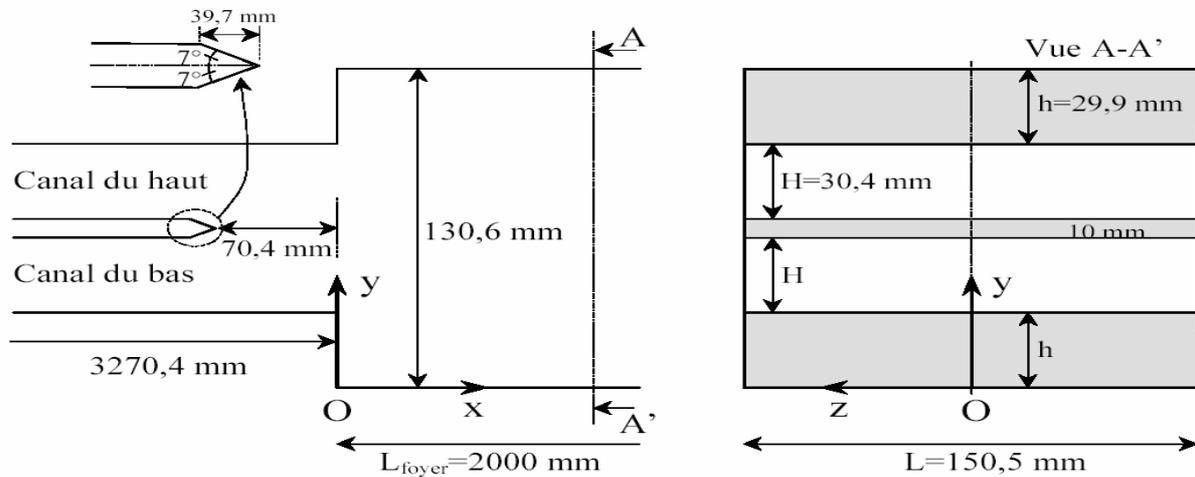


Figure 3.4 Dimensions caractéristiques du banc ORACLES.

III.1.4 Système d'évacuation

Le système d'évacuation est constitué d'un cône d'éjection refroidi par circulation d'eau sous pression. Les gaz chauds sont aspirés par un ventilateur, qui est constitué d'un moteur électrique de puissance 10 kW capable d'extraire des gaz chauds à un taux continu de 3, 5 m³/s. Le système de circulation d'eau permet de diminuer la température de ces derniers avant qu'ils ne passent à travers un "cyclone" destiné à aspirer de particules solides et soient finalement rejetés dans l'atmosphère via une cheminée d'évacuation.

III.2 Mise en équations

Dans la simulation des grandes échelles (LES), toutes les variables caractérisant le système sont décomposées en valeur moyenne et valeur de sous-maille (*voir chapitre I*). La partie des termes moyennes sont liées aux champs instantanée à travers une exploitation du maillage raffiné, (indiqué par une bar au dessus de la variable) qui annule les échelles trop petites pour être résolu par la simulation. Le modèle LES est couplé avec l'approche de la fonction de densité de probabilité (PDF), y compris la variable d'avancement (c). Les quantités par unité de volume sont

traitées en utilisant une décomposition de Reynolds (*voir chapitre I et chapitre II*). Les équations filtrées régissant l'écoulement dans les fluides compressibles peuvent être écrites en coordonnées cartésiennes que [24,40, 70],

Continuité

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (3.1)$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

Energie

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})] + \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_j \tau_{ij}} \quad (3.3)$$

Espèces

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_f) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)] + \bar{\omega}_f \quad (3.4)$$

Avec: $i=1, 2, 3$ et $j=1, 2, 3$

Etat thermodynamique

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_m \tilde{T} \quad (3.5)$$

$(\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$: Les tensions de Reynolds de sous-maille.

$(\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)$ et $(\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})$: La diffusion des espèces et le flux de chaleur en sous-maille.

$\bar{\omega}_f$: Le taux de production massique de l'espèce f .

Dans cette analyse, la combustion pauvre prémélangée est fondée sur la variable d'avancement c ($c = 0$ pour les gaz frais et $c = 1$ dans les produits entièrement brûlé) (*voir chapitre II*). L'équation de transport pour la variable d'avancement, peut être écrit comme [18, 29,40]:

Variable d'avancement

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}) = -\nabla \tau_c + \nabla \cdot (\bar{\rho} D \nabla \tilde{c}) + \bar{\rho} \dot{\omega}_c \quad (3.6)$$

D est le coefficient de diffusion et $\dot{\omega}_c$ le taux de produits chimiques.

La majorité des modèles sous-maille sont basées sur l'hypothèse de Boussinesq qui présente le tenseur des contraintes non résolues à la vitesse de tenseur de déformation par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente [18,47].

$$\tau_{ij} = 2 \bar{\rho} \nu_t \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{\rho} k_{II} \delta_{ij} \quad (3.7)$$

Où k_{II} est l'énergie cinétique sous-maille. Le tenseur des déformations filtrée taux est défini par :

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \tilde{u}_{II} \delta_{ij} \quad (3.8)$$

Nous avons choisi le modèle de la viscosité turbulente WALE (Wall-Adaptation locale Eddy-viscosité) de Nicoud et Ducros pour représenter le terme viscosité turbulente dans Eq.6. L'idée principale de ce modèle est de réajuster la valeur de la viscosité turbulente selon qu'on est loin ou près de la paroi, tout en préservant des propriétés intéressantes telles que la capacité de donner une estimation à la viscosité turbulente même en cas de l'absence de la turbulence (biens nécessaires en cas de l'écoulement transitoire laminaire- turbulent). L'intérêt majeur de ce modèle repose d'abord dans le fait qu'il ne nécessite aucune information sur l'orientation et la distance aux parois (en évitant l'utilisation d'un modèle de calcul auxiliaire au voisinage des parois) ainsi être vraiment adapté aux maillages non structurés. Le tenseur des contraintes résiduelles du modèle WALE peut être trouvé comme [17, 29,47]:

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{s}_{ij} \tilde{s}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} \quad (3.9)$$

Et

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2}(\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \quad (3.10)$$

Où:

$$\tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

Cw: constante de WALE ($C_w = 0,49$). Les constantes du modèle utilisées pour tous les calculs dans ce document ont été mises en place pour les configurations académiques telles que la combustion turbulente et la turbulence isotrope homogène. Le Δ est la largeur du filtre spatial, il est généralement lié à la taille de la grille du domaine résolu. Plus de détails peuvent être trouvés dans [17, 29,47].

III.3 Maillage

La figure 3.5 montre des coupes du maillage utilisées pour la simulation près du plan d'injection, cette grille est réalisée par Gambit. La distribution des points et des mailles est symétriquement présentée sur le volume de contrôle. La forme de la chambre de combustion est parallélépipède, le maillage utilisé pour la géométrie est un maillage structuré. De ce fait, le brûleur est maillé par des parallélépipèdes rectangles.

Le maillage de la chambre de combustion est irrégulier car la flamme peut, au cours du calcul, se trouver en n'importe quelle zone du brûleur ainsi que les phénomènes de frottement des gaz brûlés avec les parois de la chambre de combustion. La zone des injecteurs et les zones proches des parois sont maillées plus finement pour prendre en compte les forts gradients présents à ces endroits:

- Gradients de fractions massiques (couches de mélange de combustible et d'oxydant),
- Gradients de vitesse (cisaillement dû aux deux canaux d'injections du mélange de l'air et de C_3H_8 dans la chambre de combustion).

Le maillage des autres zones du brûleur est non raffiné ce qui nécessite l'augmentation relative de la taille des cellules.

En tout le volume de contrôle étudié contient environ 3.000.000 mailles, raffinées à certaines zones, où le volume des mailles varie de $2.06e-9$ m³ à $7.62e-8$ m³.

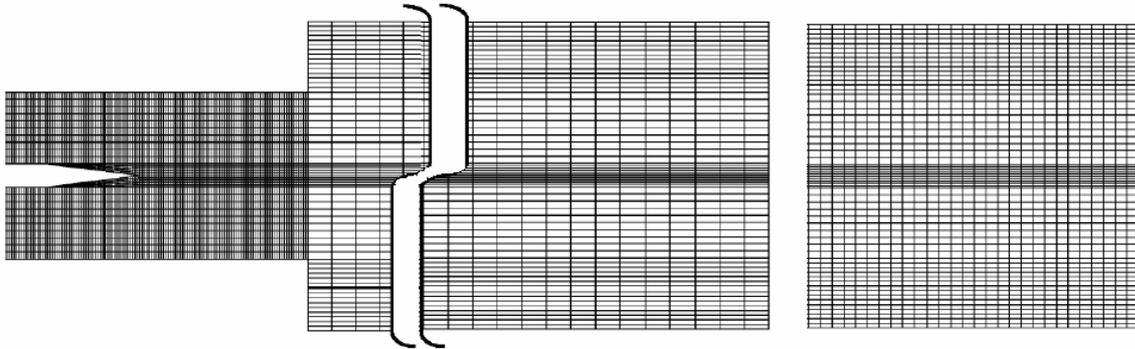


Figure 3.5 Maillage de la chambre de combustion

III.4 Résultats et discussions

Nous avons représenté schématiquement, sur la figure 3.6, la structure moyenne de l'écoulement du mélange réactif que l'on obtient au niveau de la chambre de combustion. On notera en particulier les zones que constituent les deux couches de cisaillement, se développant au niveau du coin des marches de l'élargissement brusque et bien sûr le sillage se développant en aval à la fin de la plaque séparant initialement les deux écoulements incidents. Comme l'a observé précédemment Nguyen et Besson [3,74], l'expansion brutale en $x = 0$ de la section offerte à l'écoulement crée les conditions d'apparition de deux zones de recirculation (ZDR) moyenne dont l'extension longitudinale n'est pas identique en ce qui concerne les écoulements inertes. En présence de combustion, les deux fronts de flamme se stabilisent au niveau des couches de cisaillement et les deux zones de recirculation sont égales.

Le but de cette partie de thèse est la validation numérique de la combustion turbulente pauvre prémélangé prévaporisé (PPP) avec les données expérimentales de référence découlant des travaux de Nguyen et al. (2002). Cet effort de recherche expérimentale est inscrit dans le cadre du projet de recherche européenne MOLECULES (Modelling of Low Emissions Combustors Using Large Eddy Simulations). Les données expérimentales consistent à la caractérisation des paramètres dynamique, pour deux cas:

- Influence de la variation de la richesse du mélange avec un débit massique fixe.

- Influence de la variation de débit massique avec une richesse du mélange fixe.

Tous les cas d'étude sont examinés pour les conditions identiques des deux canaux d'alimentations du brûleur.

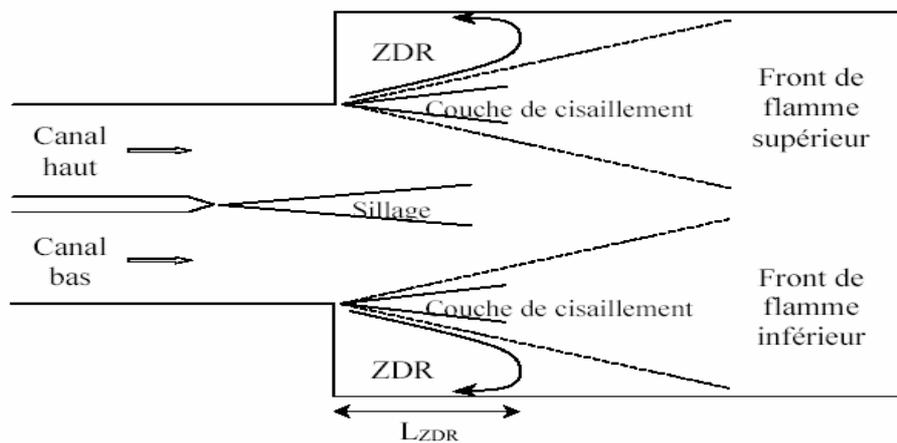
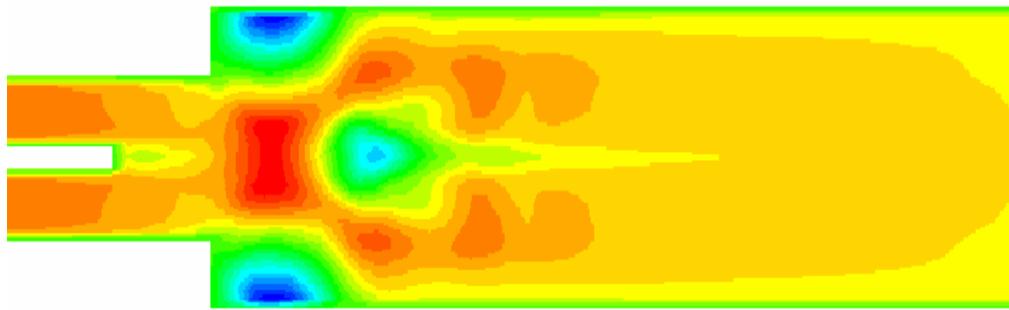


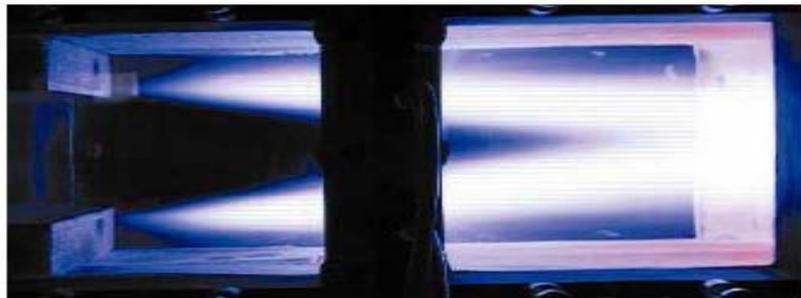
Fig.3.6 Schéma présente les observations de l'expérience [3].

La présente étude démontre, en utilisant Fluent_ CFD, les avantages de LES-WALE couplé avec le modèle de PDF, y compris la variable d'avancement (c). La confirmation est basée sur la comparaison de trois paramètres: la vitesse moyenne longitudinale, la fluctuation de vitesse longitudinale et la longueur de la zone de recirculation. Conformément à ce qui a été observé par l'étude expérimentale, la simulation réussit à détecter la zone de la flamme et la région de recirculation et montre les différences entre les différents cas, où la richesse est variable ($\Phi = 0,65, 0,70$ et $0,75$) ainsi que les cas où le débit massique est variable ($Q = 65, 130$ et 195 g / s). En plus, la simulation numérique prévoit la symétrie moyenne de l'écoulement.

Les résultats sont addimensionnalisés par la hauteur de la marche de l'élargissement brusque $h = 29,9 \text{ mm}$, et la vitesse d'entrée pour chaque cas de débit correspondant, $U_b = 11, 22$ et 33 m/s . Toutes les simulations et les résultats expérimentaux sont présentés et comparés à l'aide de ces unités. Toutes les mesures de vitesse sont considérées dans le plan vertical $z = 0$ [74].



(a)



(b)

Figures 3.7 Visualisations de front de flamme ; (a) simulation, (b) expérimentale de Nguyen et al. [3].

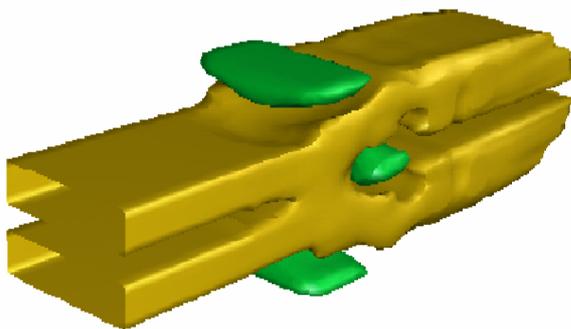


Figure 3.8 (a) Visualisation 3D du front de la flamme et les zones de recirculation (réactif).

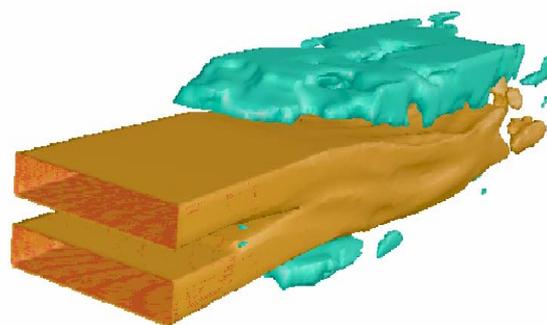


Figure 3.8 (b) Visualisation 3D de la forme de l'écoulement et les zones de recirculation (inerte).

III.4.1 Influence de la variation de la richesse du mélange avec un débit massique fixe

Dans cette section du travail que nous réalisons, on a calculé la vitesse longitudinale moyenne, la fluctuation de vitesse longitudinale et la longueur des zones de recirculation. Figures 3.9, 3.10, 3.11 et 3.12 présentent les profils de la composante des vitesses longitudinales moyennes et les profils associés à ses fluctuations pour les écoulements *nc1*, *c1.1*, *c1.2* et *c1* présentés dans le tableau 3.1. Les graphes de la vitesse longitudinale moyenne semblent être parfaitement symétrique par rapport au plan horizontal situé sur $y=2,18 h$. Nous concluons que les longueurs des deux zones de recirculation sont égales. Ils sont beaucoup plus courts que celles observées dans le cas inerte *nc1* (sans combustion).

Cas	Canal	<i>Re</i>	Q(g/m)	U_b (m/s)	Richesse " Φ "	Puissance thermique (kW)
<i>nc1</i>	Supérieur	25.000	65	11	-	-
	Inférieur	25.000	65	11	-	-
<i>c1,1</i>	Supérieur	25.000	65	11	0.65	110
	Inférieur	25.000	65	11	0.65	110
<i>c1,2</i>	Supérieur	25.000	65	11	0.70	110
	Inférieur	25.000	65	11	0.70	110
<i>c1</i>	Supérieur	25.000	65	11	0.75	110
	Inférieur	25.000	65	11	0.75	110

Tableau 3.1 Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276)[3].

Les profils de vitesse longitudinale moyenne obtenus pour une faible richesse sont légèrement comprimés par rapport aux profils obtenus pour l'écoulement inerte (*ncI*), de sorte que l'accélération de l'écoulement pauvre est moindre. Le double pic dans les graphes présente les couches de cisaillement formé par l'interaction de l'écoulement avec le sillage engendré par le bord de la plaque de séparation qui sépare d'abord les deux canaux d'alimentation. Les pics qui sont présents dans les écoulements *cI.1*, *cI.2* et *cI* sont quasiment absents dans la dernière station $x = 8h$ et avant de disparaître complètement en aval de la chambre de combustion. Le front de flamme se stabilise au niveau des couches de cisaillement [36,71]. L'expérience et la simulation montrent que dans les zones brûlées, le champ de vitesse prend des valeurs plus élevées, où les gaz brûlés augmentent et accélère le flux. Par exemple, nous calculons la vitesse correspondant au débit de gaz brûlés dans le brûleur pour le cas de l'écoulement *cI*. Nous notons que, à $x = 8h$ (Figure 3.12) la valeur maximale du rapport u/U_b atteint 2 tandis que la zone centrale de l'écoulement comprise entre $1h < y < 3h$ elle varie entre 1 et 2. La sous-estimation observée dans la dernière station $x = 8h$ signifie que la longueur de la flamme dans la simulation est plus courte que dans l'expérience. Le modèle LES_WALE donne des valeurs acceptables de vitesse près de la paroi, ce qui donne un avantage à LES_WALE dans le calcul de la vitesse de près ou de loin des frontières solides sans le besoin de d'autres modèles auxiliaires. En outre, l'application de LES_WALE pour écoulement réactif (faible richesse) donne la capacité de détecter la morphologie de l'écoulement, tel que, le front de la flamme et les zones de recirculation. Les profils de la vitesse longitudinale présentent une incertitude relative environ 5%.

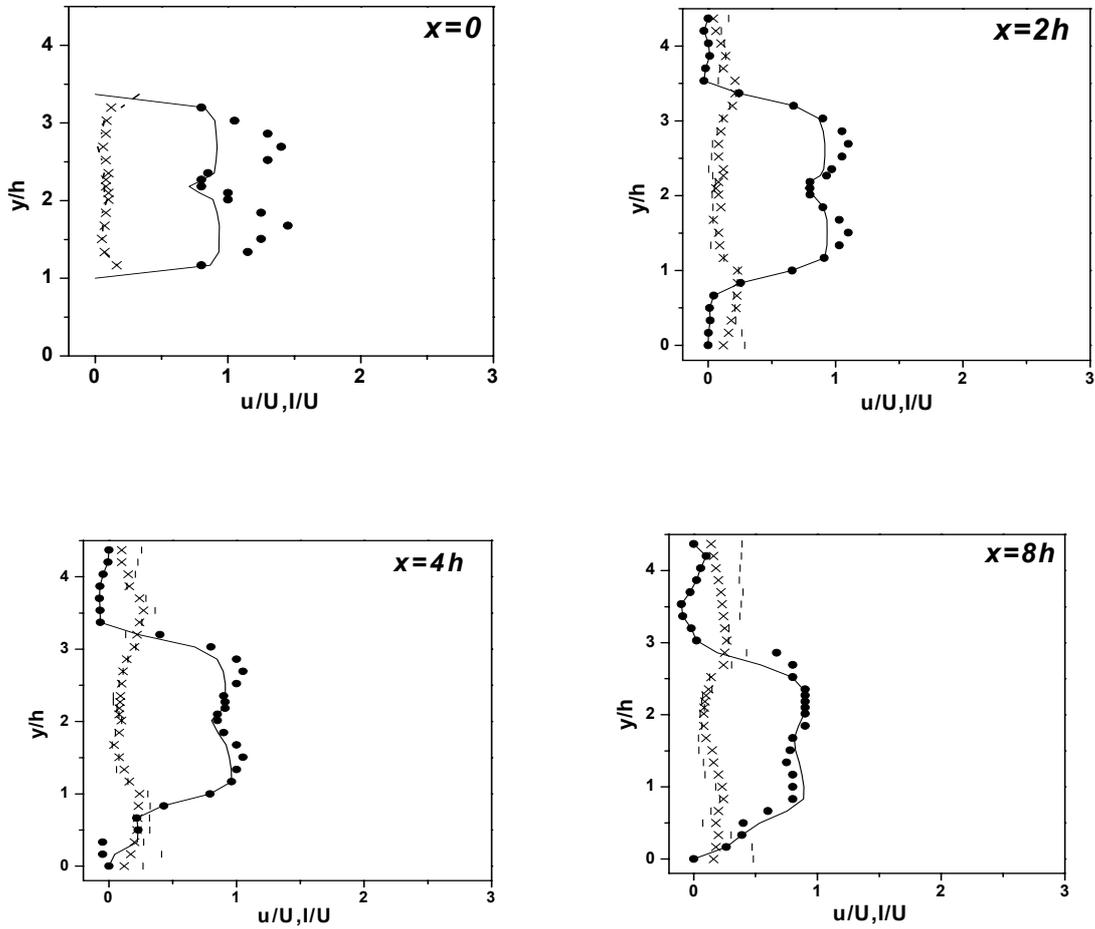


Figure 3.9 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne et la fluctuation vitesse longitudinale pour le cas nc1 (inert) ($Re=25000$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - LES fluctuation vitesse longitudinale; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinale.

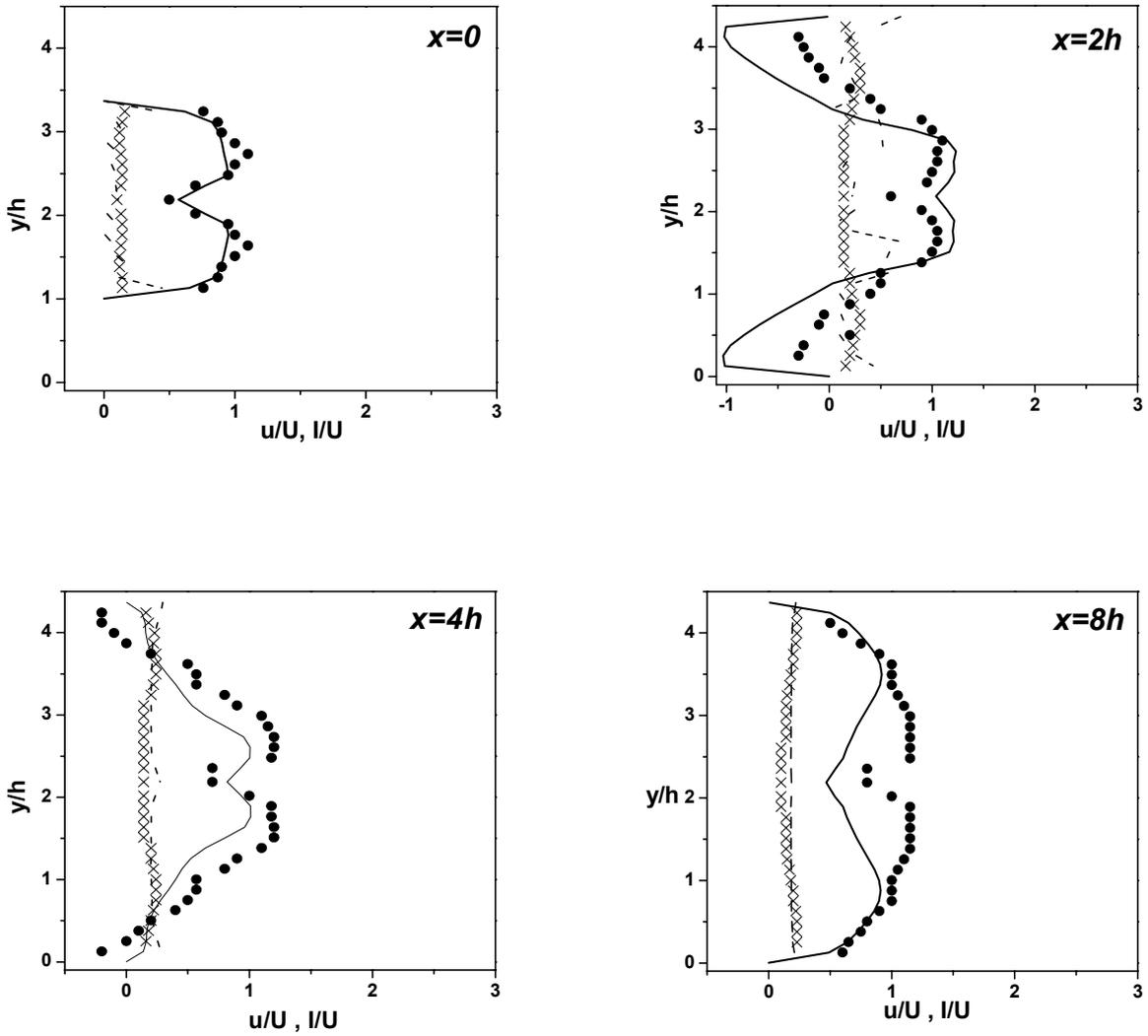


Figure 3.10 Comparaison de la vitesse longitudinal moyenne et la fluctuation vitesse longitudinal pour le cas c1.1 ($Re=25000$, $\Phi=0.65$). — LES Vitesse longitudinal moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinal moyenne; - - - - LES fluctuation vitesse longitudinal; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinal.

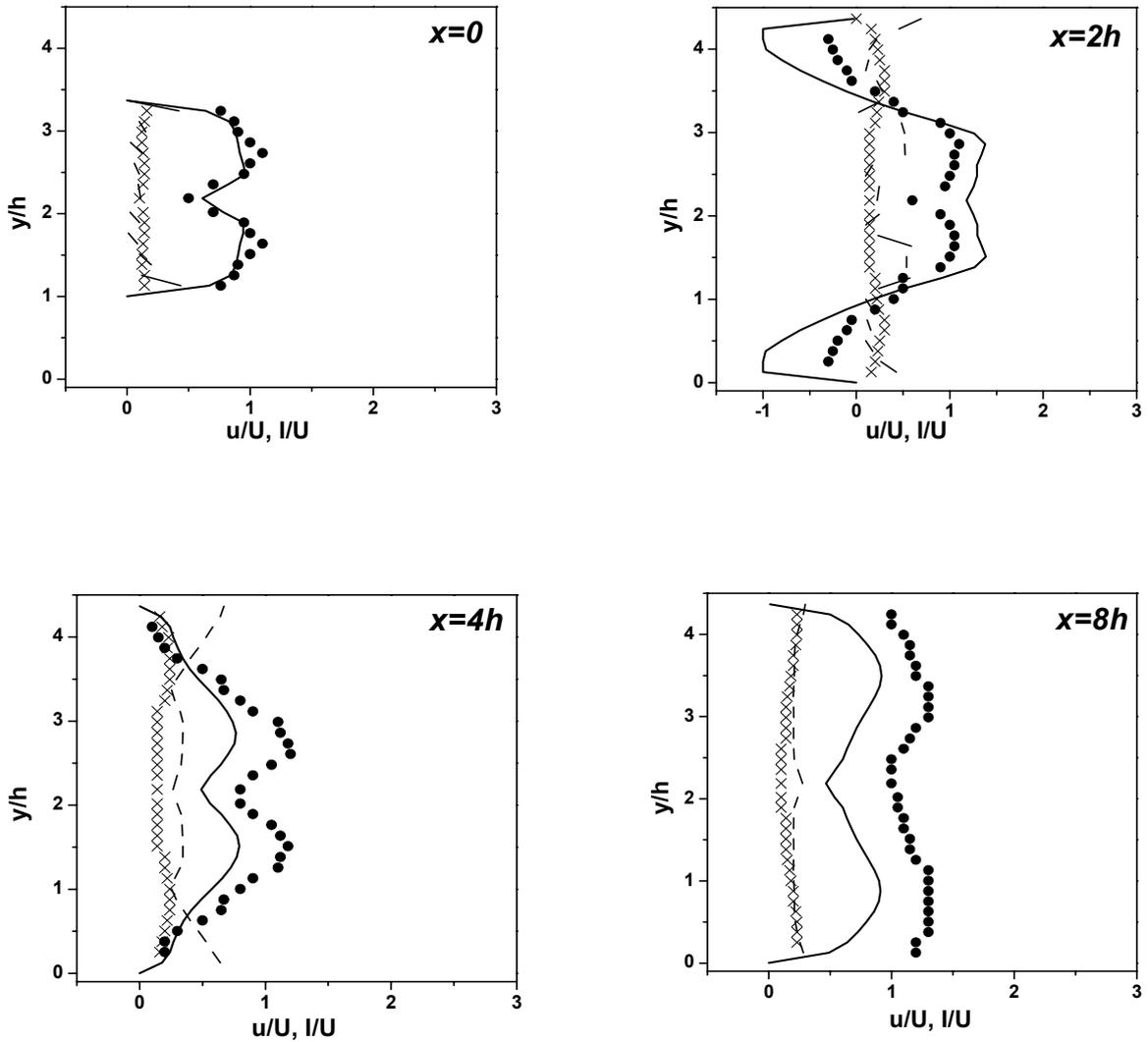


Figure 3.11 Comparaison de la vitesse longitudinal moyenne et la fluctuation vitesse longitudinal pour le cas c1.2 ($Re=25000$, $\Phi=0.70$). — LES Vitesse longitudinal moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinal moyenne; - - - - LES fluctuation vitesse longitudinal; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinal.

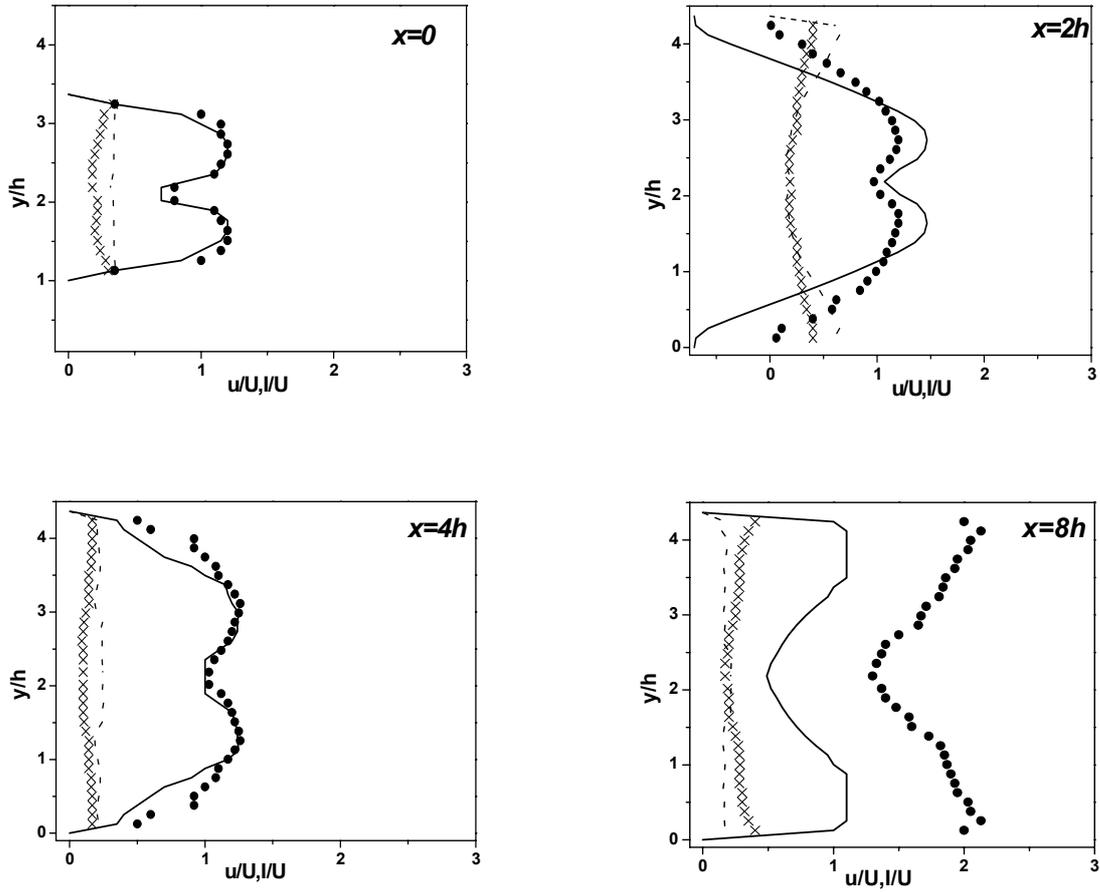


Figure 3.12 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne et la fluctuation vitesse longitudinale pour le cas c1 ($Re=25000$, $\Phi=0.75$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - LES fluctuation vitesse longitudinale; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinale

L'influence de la valeur du coefficient de la richesse est importante, quand on considère les changements de vitesse (Figures. 3.10, 3.11 et 3.12). Les fluctuations de la vitesse longitudinale peuvent distinguer deux catégories de comportements des écoulements réactifs. La première classe est celle des écoulements à faible richesse $c1.1$ et $c1.2$ (figures 11 et 12) pour lesquels on observe que les fluctuations de la vitesse longitudinale restent faibles, relativement à celles obtenus pour l'écoulement inerte $nc1$ sont caractérisés par un maximum d'environ de $0.2U_b$. Cependant, la deuxième catégorie contient le flux $c1$ avec une richesse de 0,75. Ce dernier est caractérisé par ses fluctuations de la vitesse longitudinale, atteignant des niveaux de très élevé, environ de $0,5 U_b$. A l'entrée du brûleur ($x=0$) les valeurs de fluctuation longitudinale sont plus sensibles et augmentent avec la richesse du débit massique. La symétrie des profils associés est constatée. Les valeurs maximales sont observées dans les deux couches de cisaillement entre le sillage et les zones de recirculation. Dans la zone proche de l'élargissement, le double pic est bien présenté mais il commence à se résorber à partir de $x = 4h$. Les valeurs maximales de la fluctuation sont observées dans la région limitée de $x = 2h$ à $x = 8h$, voir les figures 3.10, 3.11 et 3.12, puis, il y'a une nette diminution dans les valeurs des fluctuations de la vitesse par rapport à ce qui est observé pour le flux inertes $nc1$. On enregistre une incertitude relative moyenne de 3%.

Cas	Longueur de la zone de recirculation inférieure		Longueur de la zone de recirculation supérieure	
	Simulation	Experimental	Simulation	Experimental
$nc1$	$6.0h$	$5.5h$	$10.0h$	$8.0h$
$c1,1$	$3.35h$	$4.9h$	$3.35h$	$4.9h$
$c1,2$	$3.35h$	$3.8h$	$3.35h$	$3.8h$
$c1$	$3.3h$	$2.3h$	$3.3h$	$2.3h$

Tableau 3.2 Longueur de la zone de recirculation pour les écoulements considéré.

Dans cette partie nous nous intéressons à la longueur moyenne caractérisant les zones de recirculation aux différentes valeurs de la richesse à débit massique constant. La présence des deux zones de recirculation est attestée par les valeurs négatives de la vitesse moyenne longitudinale. Pour clarifier cet aspect, nous avons fait une détermination de la longueur moyenne des zones de recirculation en mesurant, pour chacune d'eux, la vitesse longitudinale à 2 mm près

des parois de la chambre de combustion (supérieur et inférieur) pour l'ensemble des écoulements considérés, c'est la même méthode procédée dans l'expérience [3]. Les figures 3.9 jusqu'à 3.12 et le figure 3.8 (a) montrent les valeurs de la vitesse moyenne longitudinale. La symétrie des profils de vitesse ainsi que l'égalité de la longueur moyenne des zones de recirculation a été remarqué. Les résultats obtenus par le modèle LES_WALE sont comparés avec l'expérimentation et sont illustrés dans tableau 3.2. La longueur supérieure de la zone de recirculation du flux inerte ($LZR \approx 10h$) est environ deux fois à trois fois supérieure à la longueur des écoulements réactifs. En outre, la longueur des zones de recirculation des écoulements réactifs reste inférieure à la longueur du cas inerte ($LZR \approx 6h$). La combustion provoque une réduction importante de la longueur des zones de recirculation relativement à l'écoulement inerte. La longueur des zones de recirculation diminue lorsque la valeur de la richesse augmente (tableau 3.2). C'est une relation inverse entre la longueur de la zone de recirculation et de la richesse de l'écoulement, ce qui a été confirmé par les mesures expérimentales Nguyen *et al.* [3.74].

III.4.2 Influence d'une variation de débit massique sur la richesse du mélange fixe

Les figures 3.13, 3.14, 3.15 et 3.16 présentent les profils de la vitesse moyenne longitudinale et ses fluctuations relatives normalisés par les vitesses d'entrées correspondantes. A l'entrée du brûleur ($x = 0$), on constate que les profils de vitesse longitudinale moyenne sont symétriques, si on les compare par rapport au plan horizontal situé sur le centre de la chambre de combustion ($y = 2.18h$). Nous notons qu'une légère dépendance du nombre de Reynolds aux valeurs des vitesses moyennes maximales aux stations $x = 0$, $x = 2h$ et $x = 4h$. Toutefois, le profil de la dernière station ($x = 8h$) de vitesse préserve la même forme observée par rapport au cas *c1* (figures 3.14) avec une compression des valeurs maximales. En outre, l'application de LES_WALE pour un écoulement réactif donne la capacité de détecter la morphologie de l'écoulement, à savoir la flamme et les zones de recirculation. À l'expansion du brûleur ($x = 0$) la section offerte à l'écoulement crée les conditions pour la création de deux zones de recirculation de longueurs quasiment identiques, ce n'est pas le cas de l'écoulement inerte (figure 3.13). Cela est confirmé par la symétrie moyenne associée à une réduction significative aux longueurs des zones de recirculation qui sont égaux (tableau 3.4). En outre, deux zones de couche de

cisaillement en développement à l'angle de la marche de l'élargissement brusque de la chambre de combustion et le sillage se développent en aval de la plaque séparant la double alimentation de la chambre de combustion [11.12]. En présence de la combustion, les deux fronts de flamme se stabilisent au niveau des couches de cisaillement. Cette remarque est présentée par des pics dans les profils de la vitesse longitudinale moyenne (figures 3.14, 3.15 et 3.16). La position des pics aux graphes de la vitesse est bien reproduite par le calcul numérique actuel. Ces deux pics sont disparus en aval de la chambre de combustion à partir de la station $x = 8h$, comme l'a souligné Nguyen *et al.* [3]. Les écoulements réactifs cl , hl et ml , présentent une forte accélération (figures 3.14, 3.15 et 3.16). Cette accélération dépend de façon significative de l'écoulement considéré. Par exemple, on note une augmentation forte de la vitesse moyenne longitudinale pour le flux de cl , bien que l'influence de la combustion soit relativement légère sur l'accélération des écoulements hl et ml . On note également que l'accélération du champ de vitesse induite par le développement de la combustion conduit à ce comportement qui a été déjà observé dans l'étude expérimentale de Nguyen et Besson.

Cas	Canal	Re	$Q(g/m)$	$U_b(m/s)$	Richesse " Φ "	Puissance thermique (kW)
$nc1$	Supérieur	25.000	65	11	-	-
	Inférieur	25.000	65	11	-	-
$c1$	Supérieur	25.000	65	11	0.75	110
	Inférieur	25.000	65	11	0.75	110
$h1$	Supérieur	50.000	130	22	0.75	220
	Inférieur	50.000	130	22	0.75	220
$m1$	Supérieur	75.000	195	33	0.75	330
	Inférieur	75.000	195	33	0.75	330

Tableau 3.3 Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276) [3].

Les profils des fluctuations de vitesse longitudinale des cas cl , hl et ml sont caractérisés par la présence d'un double pic central, associé au développement du sillage à la fin de la plaque séparant les deux écoulements d'approvisionnement de la chambre de combustion (figures 3.14, 3.15 et 3.16). La distribution stochastique des fluctuations reste prédominante pour les écoulements de débit massique important hl et ml . L'écoulement réactif cl (figure 14) se distingue des deux autres (figures 15 et 16) par la très forte augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesse (par exemple pour $x = 8h$). C'est la conséquence de l'effet dynamique de la combustion dans le brûleur en comparaison au développement de la structure turbulente de l'écoulement de dans le cas inerte (figure 13). Les deux couches de cisaillement (supérieure et inférieure) sont caractérisées par le très fort gradient de la vitesse observé autour de $y \approx 1,5 h$ et de $y \approx 2,9h$. Les champs des fluctuations de vitesse peuvent atteindre des niveaux beaucoup plus élevés que ceux obtenus dans le cas inerte, jusqu'à $0.4U_b$ environ à la station de mesure $x = 8h$, et plus grands que $0.2U_b$ à la première station ($x = 0$). Pour les deux cas hl et ml , nous avons observé de plus que dans les zones généralement $x \leq 4h$, les profils des fluctuations sont analogues aux ceux de l'écoulement inerte. Dans les régions $x \geq 7h$, une nette diminution des fluctuations, il faut évidemment noter la modification de la structure globale de l'écoulement lorsque la combustion est présente dans le brûleur [12,36].

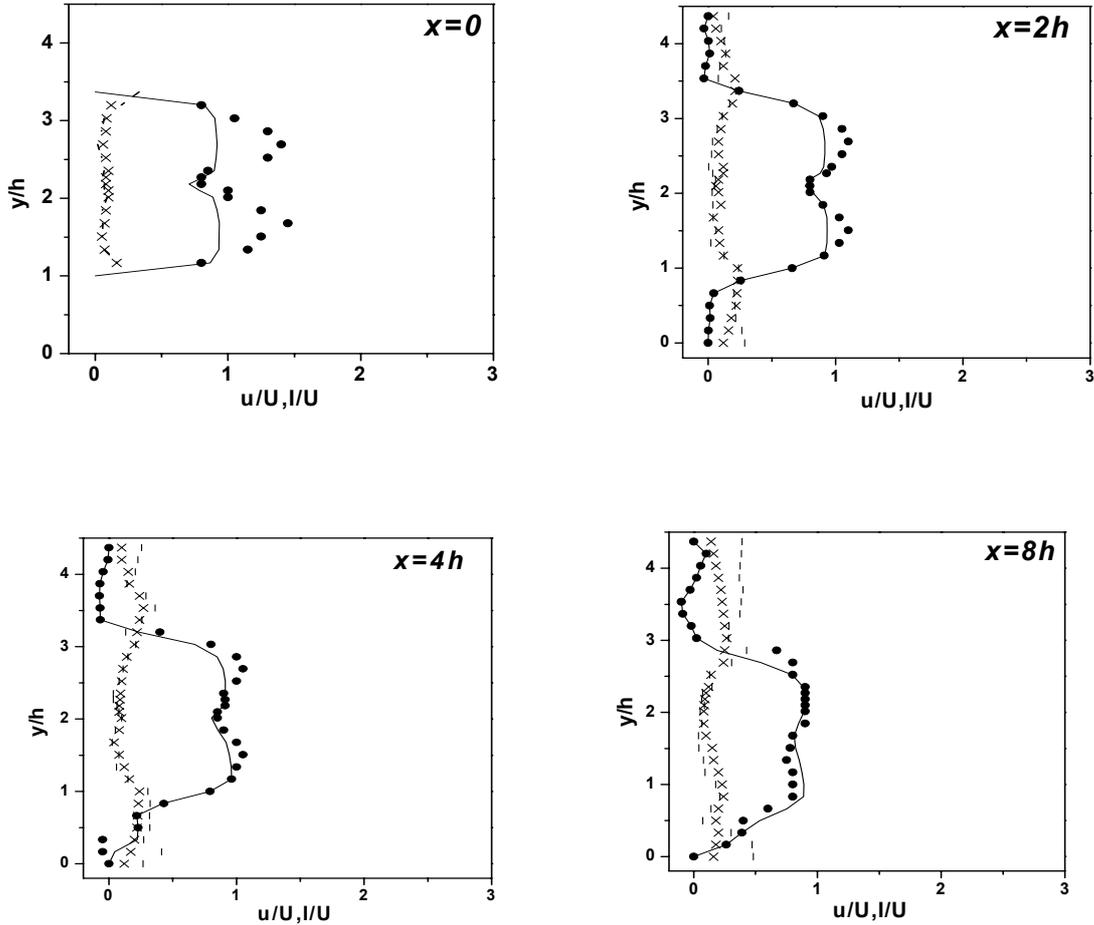


Figure 3.13 Comparaison de la vitesse longitudinal moyenne et la fluctuation vitesse longitudinal pour le cas nc1 (inert) ($Re=25000$). — LES Vitesse longitudinal moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinal moyenne; - - - - LES fluctuation vitesse longitudinal; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinal.

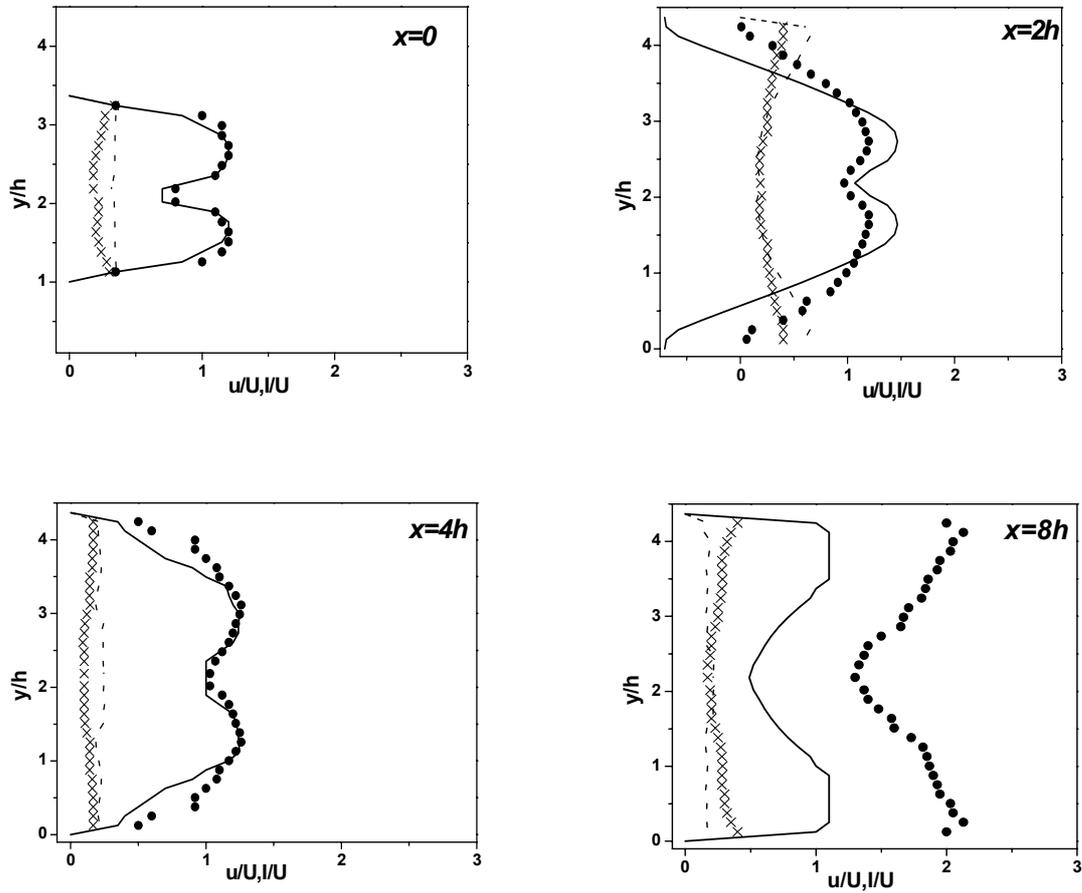


Figure 3.14 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne et la fluctuation vitesse longitudinale pour le cas c1 ($Re=25000$, $\Phi=0.75$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - - LES fluctuation vitesse longitudinale; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinale

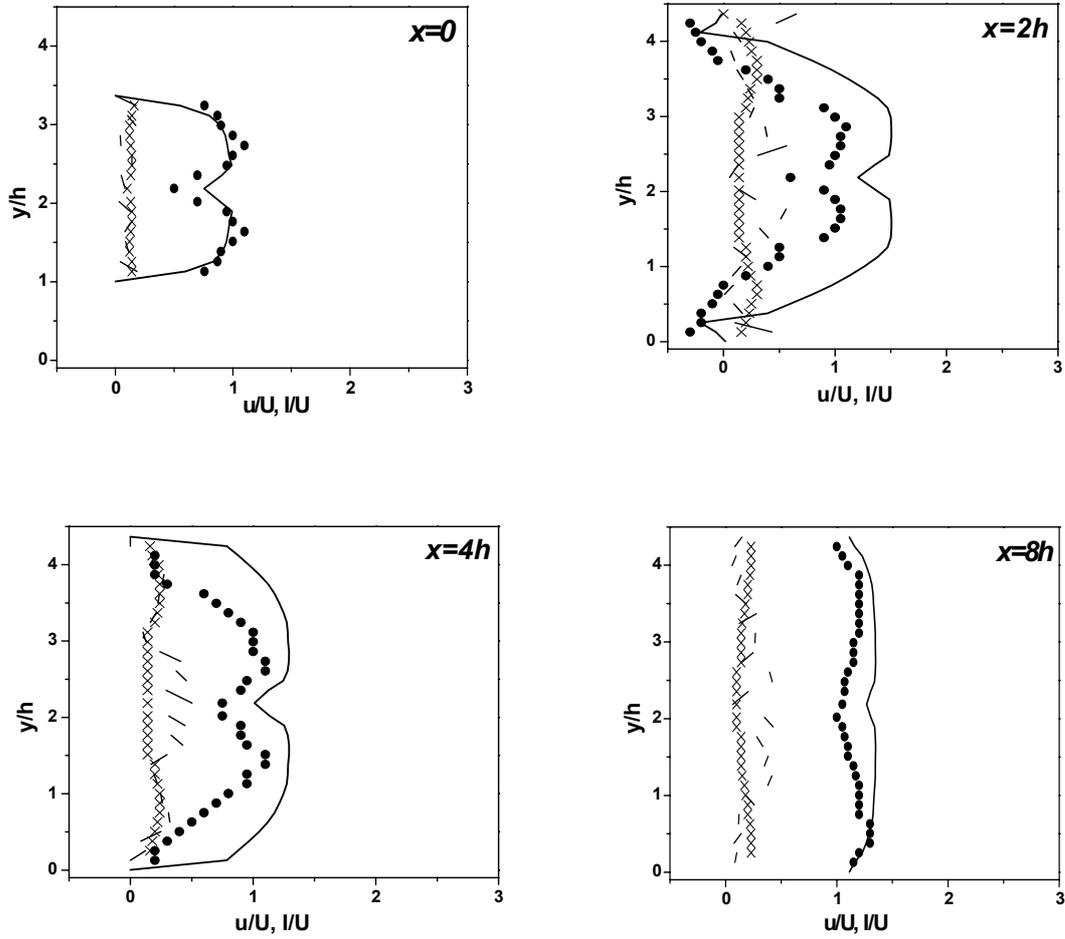


Figure 3.15 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne et la fluctuation vitesse longitudinale pour le cas h1 ($Re=50000$, $\Phi=0.75$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - LES fluctuation vitesse longitudinale; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinale

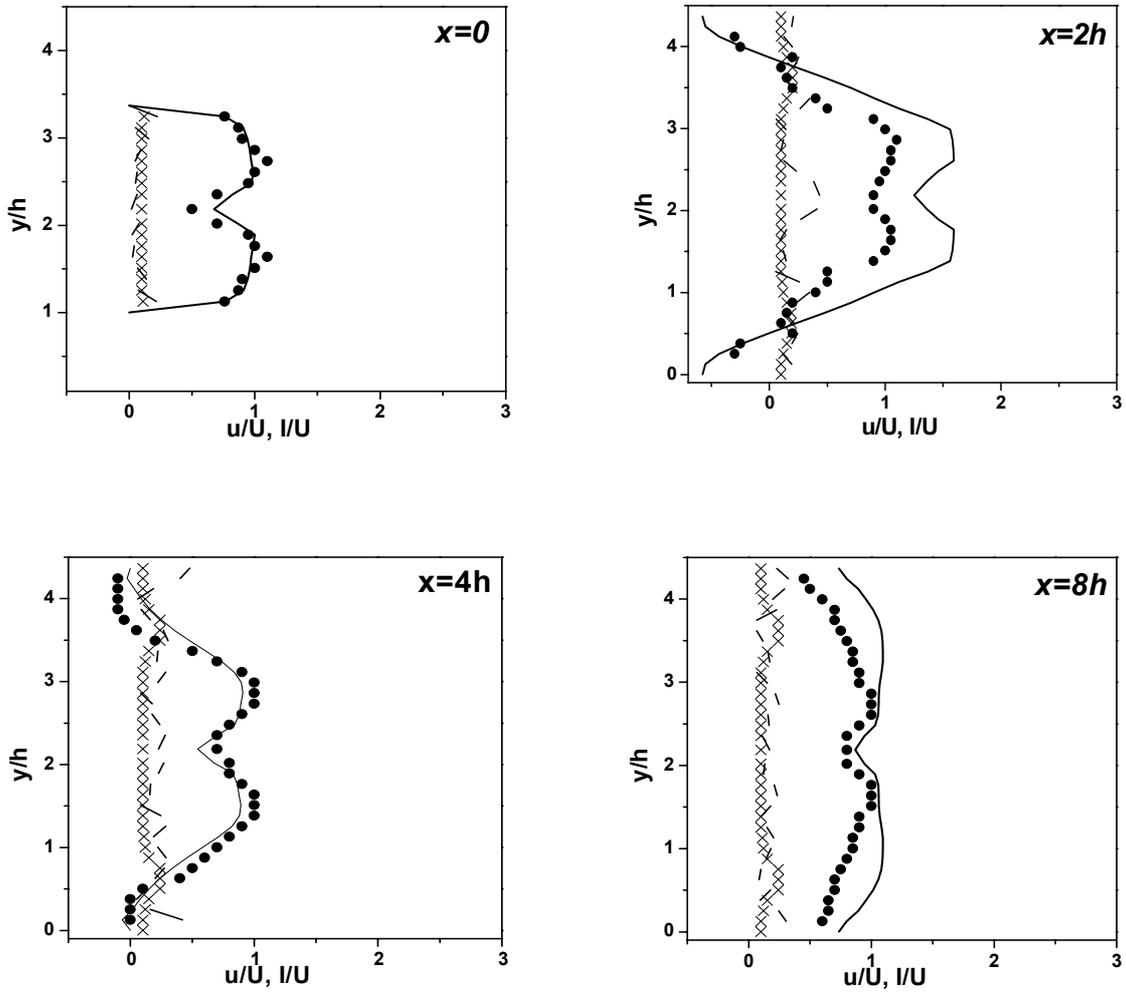


Figure 3.16 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne et la fluctuation vitesse longitudinale pour le cas h1 ($Re=75000$, $\Phi=0.75$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - LES fluctuation vitesse longitudinale; X Expérimental fluctuation vitesse longitudinale.

L'expansion brutale à la section $x = 0$ offre à l'écoulement les conditions d'apparition de deux zones de recirculation. Ces deux zones sont situées entre les couches de cisaillement et les parois du brûleur (figure 3.6), comme cela été observé expérimentalement par Nguyen et Besson [3,4]. La symétrie des profils de vitesse longitudinale dans les figures 3.14, 3.15 et 3.16 montre clairement que les zones de recirculation sont en moyenne de même longueur. Pour mettre en lumière cet aspect, la présence de deux zones de recirculation est attestée par les valeurs négatives de la vitesse longitudinale. Nous avons déterminé la longueur moyenne des zones de recirculation de la même façon précédente. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3.4. L'accélération du champ de vitesse induite par la combustion présente une symétrie moyenne dans l'écoulement caractérisé par la présence de deux zones de recirculation de longueurs moyennes identiques. Cependant, les zones de recirculation relatives à combustion sont plus courtes que celles obtenues pour le cas inerte, ce qui en accord avec les résultats de expérimentales [3, 74]. En effet, pour le l'écoulement $c1$, une réduction de longueur plus de 50% pour la zone inférieure et 70% pour la zone supérieure est observée par rapport à celle obtenue pour l'écoulement inerte. Néanmoins, cette réduction est un peu moins importante pour l'écoulement à grande vitesse d'entrée ($m1$). En outre, on trouve que la relation entre le débit massique et la longueur moyenne des zones de recirculation est proportionnelle.

Cas	Longueur de la zone de recirculation inférieure		Longueur de la zone de recirculation supérieure	
	Simulation	Experimental	Simulation	Experimental
$nc1$	6.0h	5.5h	10.0h	8h
$c1$	3.3h	2.3h	3.3h	2.3h
$h1$	3.34h	3.4h	3.34h	3.5h
$m1$	4.01h	4.2h	4.01h	4.9h

Table 3.4 Longueur de la zone de recirculation pour les écoulements considérés

Conclusion

La combustion pauvre prémélangée prévaporisée est un phénomène complexe intervenant dans la conception des chambres de combustion PPP. L'étude de ce phénomène nécessite des connaissances scientifiques multidisciplinaires. Nous avons effectué une simulation numérique 3D basée sur le modèle LES-WALE couplé à l'approche PDF, en utilisant le calcul Fluent. Le but de cette étude est la démonstration des avantages et atouts du modèle LES-WALE pour le calcul des écoulements turbulents aussi bien inertes que réactifs. La validation a été basée sur la comparaison avec les données d'un travail expérimental réalisé dans le cadre du projet européenne MOLECULES [3,74]. L'analyse s'est focalisée sur les effets du débit massique et la richesse de l'écoulement sur les trois paramètres : la vitesse longitudinale moyenne, la fluctuation de la vitesse longitudinale et les longueurs des zones de recirculation. Les conclusions suivantes peuvent être tirées de cette étude:

- Application de LES_WALE pour l'écoulement réactif donne la capacité de détecter la morphologie de l'écoulement, à savoir la flamme et la zone de recirculation, présentées dans les données expérimentales de Nguyen *et al.* En plus, un bon accord dans les profils obtenus avec le modèle LES_WALE pour la vitesse longitudinale moyenne et les fluctuations de vitesse longitudinale dans tous les cas de l'écoulement,
- La viscosité turbulente LES-WALE permet de calculer la vitesse directement dans la zone à proximité des parois. L'avantage est que cela se fait sans l'intervention des modèles auxiliaires,
- La symétrie et l'asymétrie de l'écoulement dans les différents cas ont été démontrées comme observé expérimentalement par Besson et confirmé plus tard par Nguyen.
- La longueur de la zone de recirculation augmente lorsque la richesse de l'écoulement diminue et il y'a une relation de proportionnalité entre le débit massique et la longueur moyenne des zones de recirculation,
- Front de flamme se stabilise au niveau des couches de cisaillement,
- Relativement aux écoulements inertes la combustion a un effet léger sur la vitesse des écoulements réactifs à débit massique d'entrée très élevé.

Chapitre IV

Application à la combustion non-prémélangée

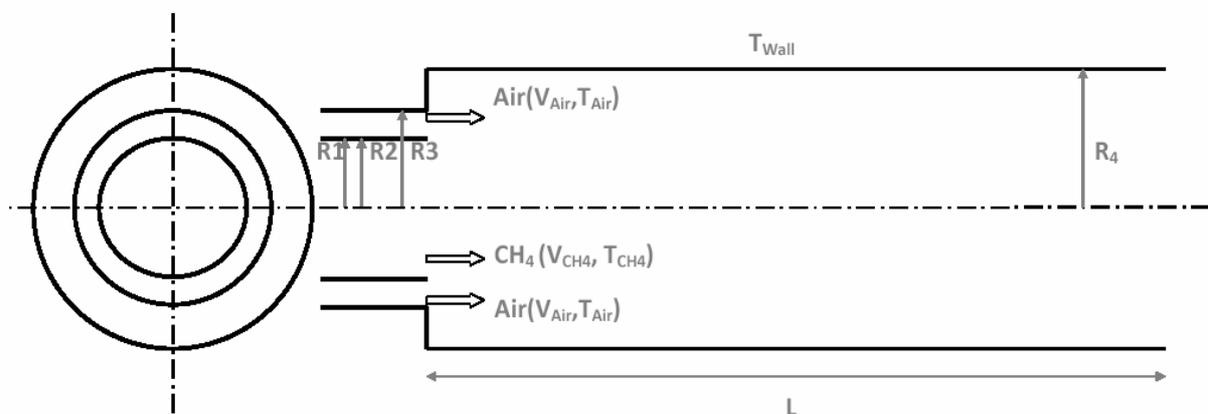
Les modèles mathématiques décrits dans les chapitres précédents ont été testés par rapport aux données expérimentales pour une chambre de combustion confinée par deux jets coaxiaux (CH_4/air). La simulation a été effectuée en utilisant le couplage du modèle LES avec l'approche PDF afin de surmonter la fermeture du système des équations du bilan aérothermochimie, dans des conditions identiques à celle de l'expérience. En outre, l'importance de l'estimation des paramètres dans les différentes stations et les différentes zones du brûleur, nous fournit plus d'informations sur la fiabilité des modèles utilisés pour la simulation [76-79]. On considère trois paramètres pour la validation sont: la vitesse axiale moyenne, la fluctuation de la vitesse axiale et la température. Les résultats montrent que les modèles sélectionnés donnent un accord satisfaisant avec les données expérimentales dans toutes les régions considérées.

IV.1 La configuration expérimentale et domaine de calcul

L'objectif du dispositif expérimental, dont les données servent de référence pour valider la présente simulation, était de réaliser des mesures des propriétés d'une flamme de diffusion produite par la combustion d'un jet central de méthane entouré par un jet d'air, les deux jets coaxiaux sont confinés dans une chambre de combustion cylindrique. Cette configuration a été choisie car elle est de géométrie simple et les conditions aux limites qui lui sont associées sont simples à modéliser bien que l'écoulement soit complexe. On trouve ce genre de chambre de combustion dans les turbines à gaz, moteurs des fusées, turboréacteurs....

L'étude expérimentale se compose de huit cas d'essais, conduites dans des diverses conditions de fonctionnement et modifications géométriques. Le cas particulier utilisé pour la validation actuelle est désigné sous le nom de «Test 1» dans le rapport de laboratoire (Spadaccini 1976) [10,24]. Le «Test 1» donne des mesures détaillées qui tracent la température et le champ de vitesse dans la chambre de combustion. La configuration du système étudié est présentée dans

la figure 4.1. La configuration est constituée d'une chambre de combustion de rayon de 6,115 cm, et de longueur de 100 cm et est soumise sous pression de 3.8 atm. Le jet central est de rayon intérieur de 3,157 cm, et le rayon extérieur de 3,175cm, il injecte du méthane avec une vitesse de 0,9278 m/s et de température de 300K. Le rayon du jet annulaire est de 4,685 cm, il injecte de l'air avec une vitesse de 20,63 m/s de température de 750 K [15]. La température élevée dans le brûleur pendant la combustion peut influencer sur les parois, afin d'éviter ce problème, on refroidit les parois de la chambre de combustion par l'eau, tout en gardant les températures des parois à 500 K. Pour tracer les graphes (vitesse, température) on considère le rayon et la vitesse de jet annulaire comme rayon (R) et vitesse (U) caractéristique.



Figures 4.1 La configuration de la chambre de combustion étudiée.

IV.2 Mise en équations

Notre étude porte sur le comportement d'une flamme turbulente non-prémélangée (air/méthane) en trois dimensions, toutes les variables caractérisant le système sont décomposées en valeur moyenne et valeur de sous-maille. La partie des termes moyennes sont liées aux champs instantanée à travers une exploitation du maillage raffiné, (indiqué par une bar au dessus de la variable) qui annule les échelles trop petites pour être résolu par la simulation. Le modèle LES est couplé avec l'approche de la fonction de densité de probabilité (PDF), y compris le la fraction de mélange (Z). Les équations du bilan sont valables pour un mélange des gaz parfaits à l'équilibre thermodynamique. Bien que les quantités par unité de masse sont décrites par la moyenne de Favre (densité pondérée) de décomposition [10,11, 79]:

Continuité

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (4.1)$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\nabla[\bar{\rho}(\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nabla \bar{\tau}_{ij} \quad (4.2)$$

Energie

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}) = -\nabla[\bar{\rho}(\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})] + \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \nabla u_j \bar{\tau}_{ij} \quad (4.3)$$

Espèces

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_f}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_f) = -\nabla[\bar{\rho}(\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)] + \bar{\omega}_f \quad (4.4)$$

Avec: $i=1, 2, 3$ et $j=1, 2, 3$

Etat thermodynamique

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_m \tilde{T} \quad (4.5)$$

$(\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$: Les tensions de Reynolds de sous-maille.

$(\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)$ et $(\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})$: La diffusion des espèces et le flux de chaleur en sous-maille.

$\bar{\omega}_f$: Le taux de production massique de l'espèce f .

Si l'on note \tilde{Y}_f la fraction massique moyenne d'une espèce f dans la flamme, celle-ci satisfait à l'équation de bilan générale (Eq.3), formellement la même que dans le cas d'un écoulement prémélangé. Mais, encore une fois, on ne peut pas utiliser cette équation tant qu'on ne connaît pas les $\bar{\omega}_f$. Considérons la variable \tilde{Z} c'est la fraction du mélange, qui satisfait à une équation sans terme de réaction (Eq. 2.23) [9,18, 79].

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Z}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Z}) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} D \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_i}) \quad (4.6)$$

On peut considérer que la fraction de mélange est chimiquement inerte, subit uniquement les phénomènes physiquement turbulents. Si l'on est capable de bien comprendre

et modéliser la turbulence, on doit donc être capable de connaître \tilde{Z} aussi parfaitement que possible. Puisque la fraction de mélange est une variable instantané dans un écoulement turbulent, la meilleure connaissance que l'on puisse en avoir est la connaissance de $P(Z, \rho)$, la densité de probabilité des variables aléatoires associées à \tilde{Z} et ρ , en chaque point de l'écoulement (voir chapitre II). Finalement, si nous connaissons $P(Z, \rho)$, il est possible de calculer les fractions de masses pour les espèces de mélange (\tilde{Y}_i) sans utiliser \tilde{w}_i . En effet, d'après les considérations précédentes, on a choisi la fonction de densité de probabilité ($P(Z, \rho)$) dénommé Bêta-PDF. Notons que l'équation d'état Eq.5 est la forme réduite d'une expression pour la densité en termes des paramètres de transport scalaire [9,10].

La majorité des modèles sous-maille sont basées sur l'hypothèse de Boussinesq qui présente le tenseur des contraintes non résolues à la vitesse de tenseur de déformation par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente [18,47].

$$\tau_{ij} = 2\bar{\rho}\nu_t\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\bar{\rho}k_{II}\delta_{ij} \quad (4.7)$$

Où k_{II} est l'énergie cinétique sous-maille. Le tenseur des déformations filtrée taux est défini par :

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \tilde{u}_{II} \delta_{ij} \quad (4.8)$$

Nous avons choisi le modèle de la viscosité turbulente WALE (Wall-Adaptation locale Eddy-viscosité) de Nicoud et Ducros [17, 29] pour représenter le terme viscosité turbulente dans Eq.6. L'idée principale de ce modèle est de trouver le bon comportement de la viscosité turbulente près des parois, tout en préservant des propriétés intéressantes telles que la capacité de fournir sans viscosité turbulente, en cas de l'absence de la turbulence (biens nécessaires au cas de la transition laminaire-turbulent). L'intérêt majeur de ce modèle repose d'abord dans le fait qu'il ne nécessite aucune information sur l'orientation et la distance aux parois (en évitant l'utilisation d'un modèle de calcul auxiliaire au voisinage des parois) ainsi être vraiment adapté aux maillages non structurés. Le tenseur des contraintes résiduelles du modèle WALE peut être trouvé comme [17, 29,47]:

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{s}_{ij} \tilde{s}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} \quad (4.9)$$

Et

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2}(\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \quad (4.10)$$

Où:
$$\tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (4.11)$$

C_w : constante de WALE ($C_w = 0,49$). Les constantes du modèle utilisé pour tous les calculs dans ce document ont été mises en place pour les configurations académiques telles que la combustion turbulente et la turbulence isotrope homogène. Le Δ est la largeur du filtre spatial, il est généralement lié à la taille de la grille du domaine résolu. Pour plus de détails peuvent être trouvés dans [17, 29,47].

IV.3 Maillage

La fig.4.2 montre des coupes du maillage utilisé pour la simulation près du plan d'injection. La distribution des points et des mailles est symétriquement présentée sur le volume de contrôle. La forme de la chambre de combustion est cylindrique, le maillage utilisé pour la géométrie est un maillage hybride: la partie centrale du brûleur est maillée par des prismes et le reste est maillée par des parallélépipèdes rectangles.

Le maillage de la chambre de combustion est irrégulier car la flamme peut, au cours du calcul, se trouver en n'importe quelle zone du brûleur ainsi que les phénomènes de frottement des gaz brûlé avec les parois de la chambre de combustion, en plus, il y'a l'effet thermique de ces parois isothermes. Ce maillage non structuré améliore la qualité des résultats car il minimise la dissipation du schéma numérique. La zone des injecteurs et les zones proches des parois sont maillées plus finement pour prendre en compte les gradients présents à cet endroit:

- Gradients de fractions massiques (couches de mélange de combustible et d'oxydant),
- Gradients de température (couche thermique dû aux parois isothermes),
- Gradients de vitesse (cisaillement dû aux jets des injecteurs dans la chambre de combustion).

Le maillage des autres zones du brûleur est non raffiné, c'est à dire que nous avons augmenté relativement la taille des cellules.

Le volume de contrôle étudié contient environ 2.000.000 mailles, raffinées à certaines zones comme c'est déjà mentionné au dessus, où le volume des mailles varie de $3.31e-10 \text{ m}^3$ à $2.63e-7 \text{ m}^3$ [47,81].



Figure 4.2 Maillage de la chambre de combustion

IV.4 Résultats et discussions

La simulation des grandes échelles est couplée à des fonctions de densité de probabilité, décrite précédemment (*chapitre I et chapitre II*), est utilisée pour la simulation de la configuration d'une chambre de combustion cylindrique confinée deux jets coaxiaux. La figure 4.3 montre également un schéma de la configuration de la flamme observée dans l'expérience. En raison du rapport élevé entre la vitesse de l'air et la vitesse du combustible (CH_4), une zone de recirculation centrale est formée directement en face du jet central du méthane. Cette zone de recirculation contient des gaz brûlés à l'intérêt d'éviter l'extinction de la flamme en la stabilisant et l'accrochant en amont de la chambre de combustion lorsque les conditions d'allumage sont vérifiées. Aussi, il existe deux autres zones de recirculation aux niveaux de l'élargissement brusque de la chambre de combustion. La variation brusque de la section génère des variations brutales dans les valeurs des paramètres tels que la pression et la vitesse. Les zones de recirculation sont présentées dans la figure 4.3 dans les angles du brûleur, la visualisation 3D, figure 4.5, nous permet de voir un nœud au niveau de confinement de la chambre de combustion. L'emplacement de la flamme est indiqué par un trait épais alambiqué dans figure 4.3 et 4.4, situé au niveau de la couche de cisaillement où il y a lieu la rencontre de l'air et du méthane avec deux vitesses différentes. Ce qui donne un bon mélange due à la turbulence. Une fois la validation par l'expérimental est confirmée, l'étude s'intéresse à l'analyse des trois paramètres : vitesse moyenne axiale, fluctuation de la vitesse axiale et la température [81-83].

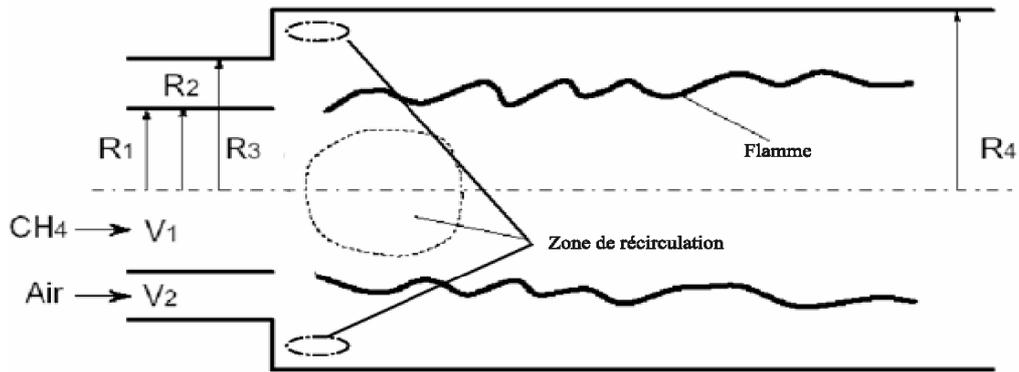


Figure 4.3 Schéma présent les observations de l'expérience [47].

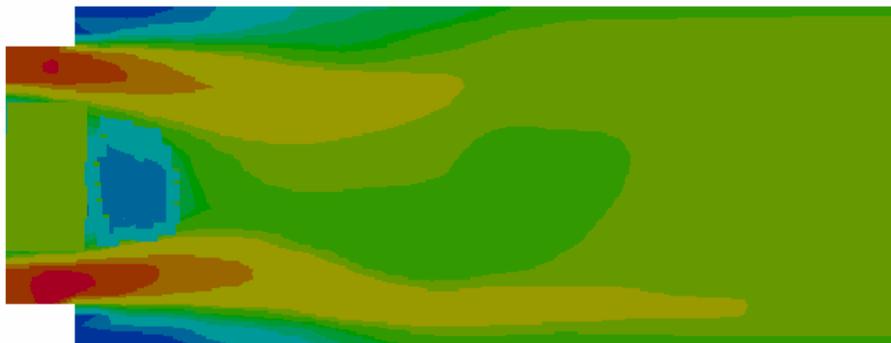


Figure 4.4 Champ de vitesse calculée par la simulation.

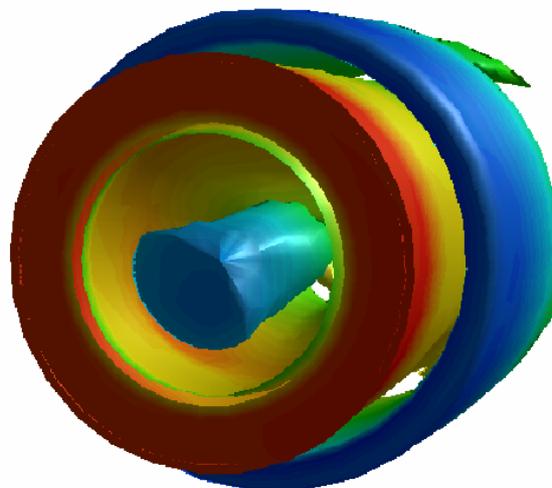


Figure 4.5 visualisation 3D.des zones de récirculation.

IV.4.1-Vitesse axiale

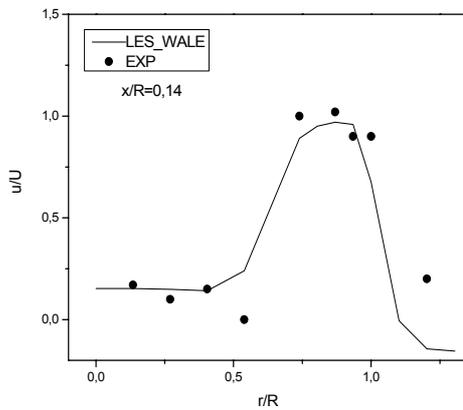


Figure 4.6 (a). Radial profiles of mean axial velocity and axial fluctuation intensity($x/R=0.14$).

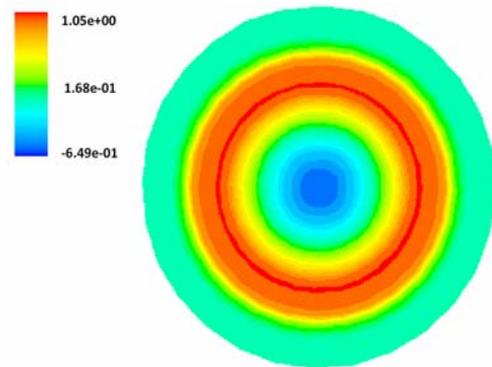


Figure 4.7(a). Iso-surface of the axial velocity ($x/R=0.14$).

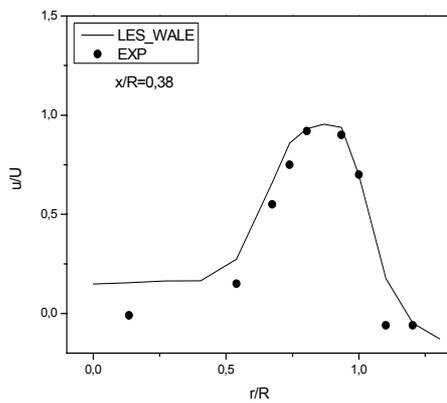


Figure 4.6(b). Radial profiles of mean axial velocity and axial fluctuation intensity($x/R=0.38$).

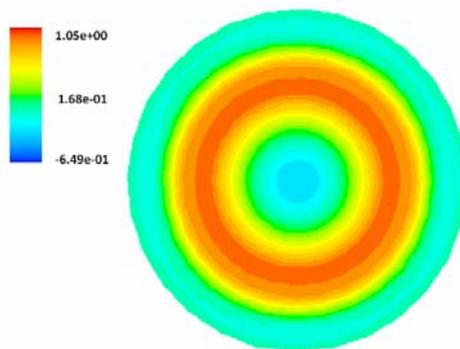


Figure 4.7(b). Iso-surface of the axial velocity ($x/R=0.38$).

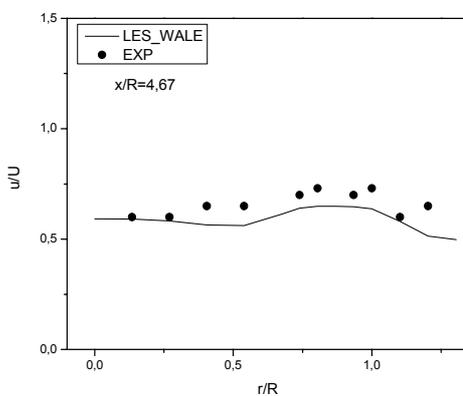


Figure 4.6(c). Radial profiles of mean axial velocity and axial fluctuation intensity ($x/R=4.67$).

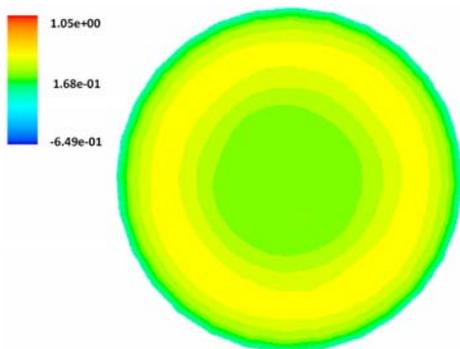


Figure 4.7(c). Iso-surface of the axial velocity ($x/R=4.67$).

Les Figures 4.6 (a-c) présentent les résultats de la variation radiale de la vitesse axiale du modèle LES-WALE, comparée avec les données expérimentales dans les mêmes stations axiales. Les deux résultats, expérimentale et numérique, sont en bon accord sur toutes les stations de mesure: $x/R = 0,14$, $x/R = 0,38$ et $x/R = 4,67$. En moyenne il y'a un décalage relative qui ne dépasse pas 4%. On observe que les profils de la vitesse axiale moyenne prennent des valeurs maximales aux zones de flamme « zone de réaction », ces valeurs deviennent minimales proche des parois, puis négatives aux zones des cisaillements où les deux écoulements se rencontrent. Par conséquent, l'écoulement de l'air (grande vitesse) est retardé par l'écoulement du méthane (faible vitesse).

En plus, le calcul numérique a pu reproduire les zones de recirculation observées expérimentalement, en particulier, la position du pic qui est sur le front de la flamme. La distribution du champ de vitesse axiale est illustrée dans des coupes transversales de la chambre de combustion dans les mêmes stations de mesure, elles sont exposées aux figures 4.7. La plage de la variation de la vitesse axiale moyenne est de -0.64 à 1.05, où le maximum est situé au niveau de la couche de cisaillement sur laquelle on trouve la flamme. La surface bleue affiche les valeurs négatives ce qui représentent les zones de recirculation [81-83].

Le vortex en amont, près des parois du brûleur affiché aux figures 4.7 (a et b) pour les stations $x/R=0.14$ et $x/R=0.38$ est due à l'élargissement brusque de la chambre de combustion qui génère des variations brutales des paramètres (surface, pression ...), ce qui peut être expliqué par des valeurs négatives importantes observées près de la paroi (figures 4.6 (a et b)). Une deuxième zone de recirculation située au centre du brûleur au niveau du jet du méthane apparaît comme un noyau bleu dans les coupes a et b des figures 4.7. La vitesse du flux du méthane est faible relativement par rapport à celle de l'air ce qui donne un gradient négatif vers le centre du brûleur, identifié expérimentalement dans cette zone de recirculation centrale. L'utilité de cette zone est de stabiliser et d'accrocher la flamme afin d'éviter qu'elle s'éteint et qu'elle reste en amont du brûleur et ne s'entraîne par l'écoulement. Les valeurs importantes de la vitesse se situent dans la zone de la flamme comme cela été présenté dans les graphes 4.6 (a et b) par des pics et par un anneau rouge sur les figure 4.7 (a et b). En effet, elle est uniquement la zone dans laquelle les valeurs du rapport des vitesses $u/U > 1$. On remarque que le pic disparaît lorsqu'on s'approche de la sortie de la chambre de combustion ce qui a été vérifié par l'expérience. L'existence de la flamme dans cette zone interprétée par la rencontre du méthane et de l'air ce qui crée une zone de mélange où les deux gaz se mélangent intimement grâce à la turbulence ce qui donne un mélange plus riche. Finalement, les

résultats obtenus pour la vitesse axiale dans les différentes stations prouvent que le champ de vitesse est sensible au chaleur, la chimie et la géométrie.

IV.4.2- Intensité turbulente de la vitesse axiale

La fluctuation des vitesses axiales illustrées dans les figures 4.8 (a-c) sont donnés par la formule:

$$I = \sqrt{u'^2} \quad (4.12)$$

La comparaison est faite aux mêmes stations de mesures considérées pour la vitesse axiale. L'accord entre l'expérience et le calcul est satisfaisant ; la différence relative entre les deux en moyenne est 4%. En effet, On voit que la position de pic est bien reproduite par le calcul actuel ($x/R=0,14$ et $x/R=0,38$). Les profils de l'intensité turbulente ont deux pics où entre les deux la couche de cisaillement existe et sur les quelles le front de la flamme est localisé. La valeur de la crête du pic intérieure est plus grande que le pic extérieur. En outre, l'accord est satisfaisant plus en aval. Ces deux pics sont atténués en aval de la chambre de combustion à partir de la dernière station $x/R=4,67$.

Les figures 4,9 présente la distribution de l'intensité turbulente dans la chambre de combustion pour les mêmes stations de mesure. On constate que les valeurs sont élevées aux deux niveaux. Le premier, au niveau du rencontre de l'air et CH_4 . L'injection de l'air est faite à grande vitesse, le changement brutale de la section du brûleur génère des perturbations dans l'écoulement cela présente une interprétation à ces valeurs élevés à ce niveaux. Le deuxième, situé aux niveaux de la couche de cisaillement où la rencontre du comburant à grande vitesse et du carburant à faible vitesse, ce qui est indiqué par la zone de mélange, cette perturbation, sur la quelle se situe la flamme, améliore mélange. Ces deux zones justifient les doubles pics illustrés aux graphes (figures 4.8). Les résultats obtenus dans les différentes stations pour la fluctuation axiale sont influencées par les vitesses des deux écoulements (CH_4/air) et la position de la flamme.

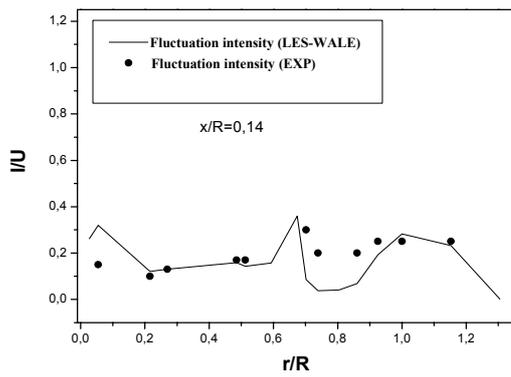


Figure 4.8(a). Profils radiale de l'intensité turbulente de la vitesse axiale ($x/R=0.14$).

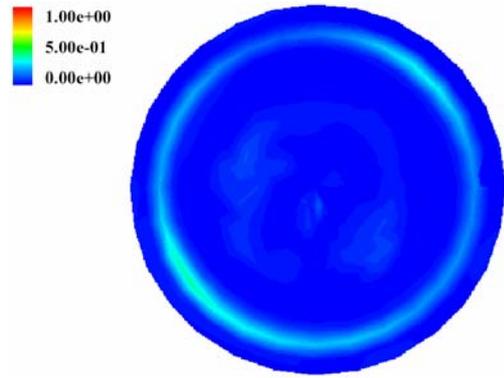


Figure 4.9(a). La distribution l'intensité turbulente de la vitesse axiale ($x/R=0.14$).

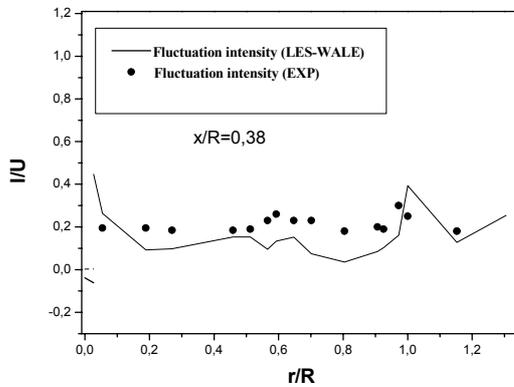


Figure 4.8 (b). Profils radiale de l'intensité turbulente de la vitesse axiale moyenne ($x/R=0.38$).

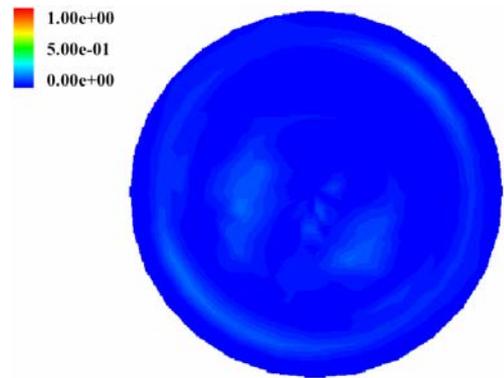


Figure 4.9 (b). La distribution l'intensité turbulente de la vitesse axiale ($x/R=0.38$).

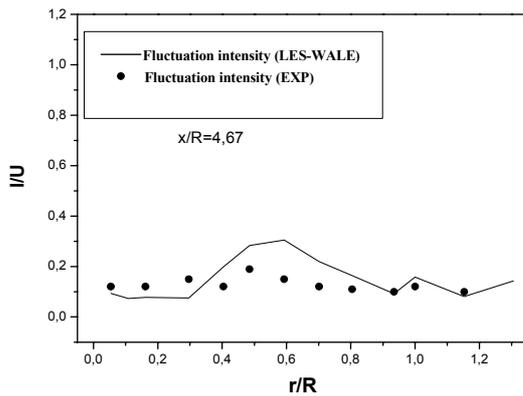


Figure 4.8(c). Profils radiale de l'intensité turbulente de la vitesse axiale moyenne ($x/R=4.67$).

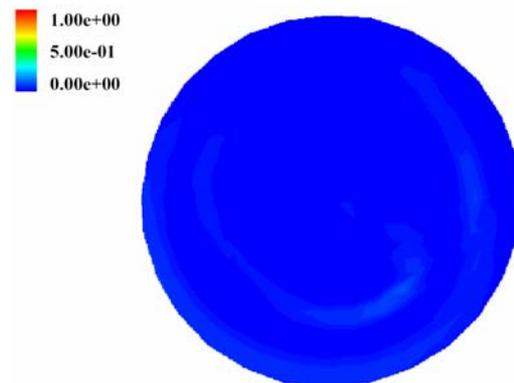


Figure 4.9 (c). La distribution l'intensité turbulente de la vitesse axiale ($x/R=4.67$).

IV.4.3-Température

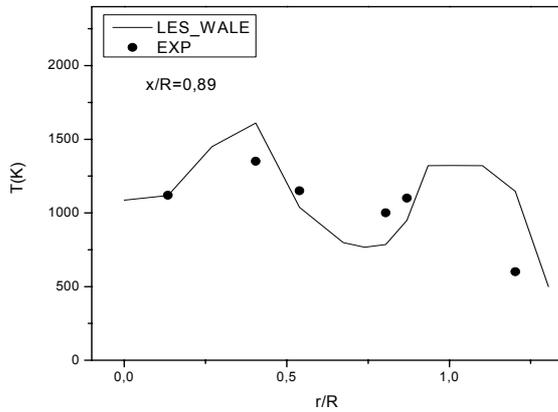


Figure 4.10(a) Profils radiale de la température moyenne ($x/R=0.89$).

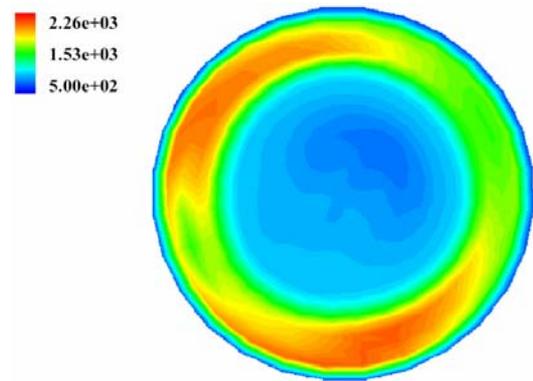


Figure 4.11(a) Isotherme ($x/R=0.89$).

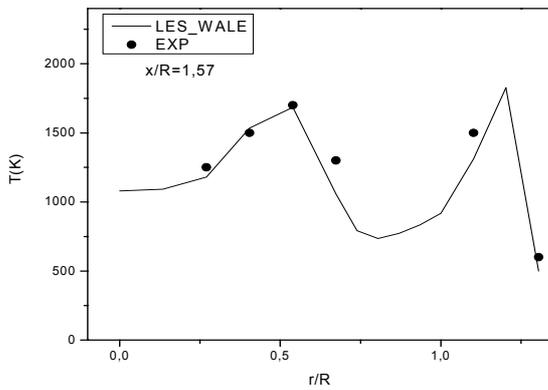


Figure 4.10(b) Profils radiale de la température moyenne ($x/R=1.57$).

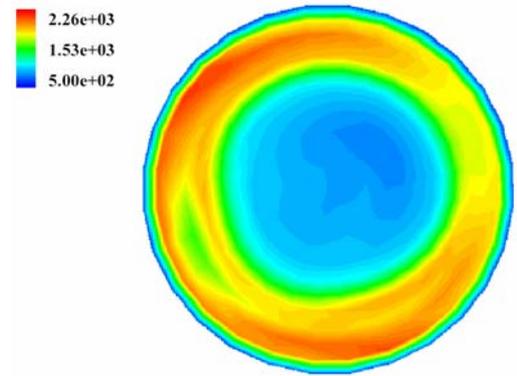


Figure 4.11(b) Isotherme ($x/R=1.57$).

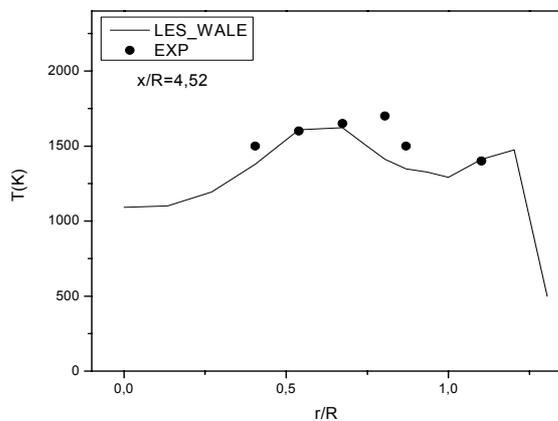


Figure 4.10(c) Profils radiale de la température moyenne ($x/R=4.52$).

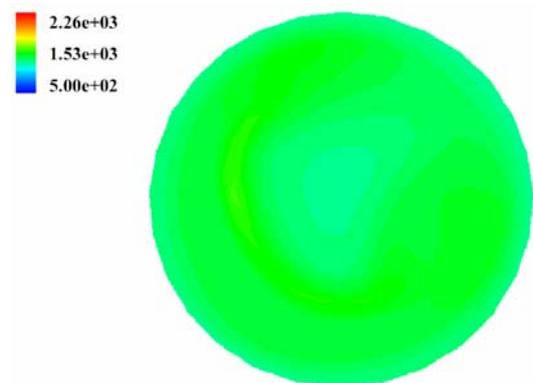


Figure 4.11(c) Isotherme ($x/R=4.52$).

La validation des profils de température est présentée dans les figures 4.10. On rappelle que la simulation considère que les parois sont isothermes et le rayonnement thermique est non négligé en présence des suies. L'avantage du code Fluent_CFD est sa capacité d'effectuer les détaillées, des prévisions quantitatives de rayonnement et les suies ainsi que de capturer la structure de la flamme turbulentes enrichi en oxygène. La capacité du modèle de rayonnement P1 (Spherical harmonic methode) de résoudre l'équation de température radiative [6,47], nécessite une approche globale qui inclut la modélisation détaillée de l'interaction de la chimie et du flux radiatif avec turbulence. Cela permet de calculer et de détecter le couplage intime entre structure de la flamme turbulente et les pertes de chaleur par rayonnement.

La plage de température qui favorise la génération des suies est entre 1500 et 2500K. Le rayonnement thermique est un mode de transfert de chaleur important dans la plupart des systèmes de combustion. Par nature, le taux de transfert de chaleur par rayonnement dépend généralement de la température à la quatrième puissance ou plus. Le rayonnement thermique est considérable dans la plupart des flammes de diffusion, en particulier lorsque les particules des suies sont présentes. En outre, le rayonnement exerce ses effets à distance et permet à la chaleur de se transmettre directement à partir de régions chaudes vers les régions froides telles que le mélange réactif et l'environnement [65,84]. La température est une quantité qui est dérivée de la fraction de mélange (d'après l'approche PDF). La température peut s'attendre à un comportement très similaire à la fraction de mélange.

Les stations $x/R=0.89$ et $x/R=1.57$ sont situées en amont de la chambre de combustion c-à-d proche de la zones de mélange du carburant et comburant. Donc proche aussi de la couche du cisaillement (zone de flamme), ce qui justifie les valeurs élevées de la température en amont par rapport en aval du brûleur. On constate que l'accord des profils est vérifié, avec une incertitude relative moyenne de $\approx 4\%$. Par conséquent, à la station $x/R=5,20$, la température prend des valeurs maximales au centre de la chambre de combustion. C'est ce qu'on appelle la zone chaude où les réactions chimiques et la formation des suies génèrent une accumulation de rayonnement, ce qui signifie une augmentation considérable de la température dans cette zone [10, 47]. La température commence à diminuer lorsqu'on s'éloigne de cette zone jusqu'à atteindre la température de la paroi. Le profil de température obtenu pour la dernière station par l'approche PDF présente une incertitude relative moyenne environ de $\approx 5\%$.

Les zones de mélange des réactifs où le facteur de richesse est élevé dans le domaine étudié garantit le bon mélange ce qui donne un rendement élevé de la combustion, il en résulte

des valeurs élevées de fraction de masse des espèces produits et les températures prennent ces valeurs maximales dans ces zones, car c'est la zone de réaction définie comme étant une source de chaleur et d'accumulation du rayonnement. Lorsque la combustion est soumise à des conditions complexes, l'association de LES et de Bêta-PDF ne requière aucune constante à ajuster ce qui constitue un point fort pour ces cas d'études.

Le décalage entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques peuvent être justifié par l'incertitude concernant la condition des parois isotherme. Puisque à l'expérience, les murs sont refroidis par de l'eau jusqu'à atteindre 500K, pour assurer expérimentalement des parois isothermes d'une façon permanente c'est quasiment impossible. Donc, les couches limite thermiques se développent près des parois peuvent être influencées par ces perturbations. Une autre source d'incertitude du matériel expérimental de mesure de température, cela pourrait également être le cas où le rayonnement thermique est non négligeable dans quelques régions de l'écoulement, en particulier dans des régions riches de carburant où la formation des suies est probable ce qui en résulte une accumulation des effets radiatifs [6, 65,84].

Conclusion

Dans cette partie du travail, nous avons effectué une validation numérique 3D de la combustion turbulente non prémélangée (méthane/air), dans une chambre de combustion cylindrique maintenue à la pression de 3,8 atm, à l'aide du code de calcul Fluent. Le but de ce travail est la démonstration des points forts du modèle LES-WALE couplé avec le Bêta-PDF dans le calcul de ce genre de flamme. L'application du modèle LES-WALE prouve son utilité en particulier dans les écoulements turbulents non réactifs (inerte), nous avons donné plus d'efforts dans la mise en œuvre du modèle LES-WALE afin de l'exploiter dans notre type d'écoulement, réactif, en présence de la combustion. La confirmation a été basée sur la comparaison de la vitesse axiale, la fluctuation de la vitesse axiale et la température avec des données expérimentales. Dans l'ensemble, les résultats de cette simulation sont en bon accord avec les données expérimentales. La simulation prédit avec précision les paramètres considérés:

- Détection des zones importantes comme le front de la flamme, le zone de recirculation et on a vérifié que le rapport de la vitesse peut être supérieur à la valeur 1 dans certaine région dans la chambre de combustion.

- Le LES est une technique de modélisation qui offre beaucoup de potentiel pour les études des écoulements soit réactifs ou inertes.

- L'avantage de l'utilisation des Bêta-PDF est d'évaluer la moyenne des paramètres scalaires (température et les fraction massique des espèces) et d'intégrer la fraction de mélange afin de prédire les différentes fraction massique des espèces sans connaître le terme source chimique, en plus elle réduit le degré de liberté du système.

Conclusion générale

Ce travail de nature numérique s'inscrit dans le cadre des validations des modèles mathématiques utilisés afin de surmonter les fermetures des équations du bilan aérothermochimiques pour les écoulements inertes et réactifs. La simulation des grandes échelles s'est avérée une technique prometteuse pour la prévision des écoulements turbulents complexes. Dans le travail actuel, une procédure a été présentée pour le modèle LES-WALE, motivé par l'incapacité des modèles existants de la turbulence de trouver des solutions à différentes structures de l'écoulement, ainsi que leur limitation de calcul de la viscosité turbulente dans toute la région de l'écoulement. L'exploitation du modèle est orienté seulement pour les vitesses, pour cette raison, il faut une autre approche pour le côté thermochemique du phénomène. On a sélectionné le modèle PDF afin de déterminer la température et les fractions du mélange des espèces réactives constituant le mélange. Le choix de PDF est basé sur sa capacité de réduire le temps de calcul grâce aux deux paramètres générique (Z, c), qui interviennent dans le bilan du système. Donc au lieu de résoudre N équation pour N espèces, il suffit de trouver les valeurs de la fraction de mélange et la variable d'avancement, et avec des équations simples on peut obtenir les valeurs de la fraction massique du mélange réactif. Afin de donner lieu au couplage de ces modèles on passe par une validation pour les deux types de la combustion: la combustion PPP et la combustion non-prémélangé.

Le couplage des modèles a été appliqué pour simuler la combustion PPP de C_3H_8/air , dans une chambre de combustion parallélépipède du banc d'essai ORACLES qui a été utilisée dans l'expérience de Nguyen *et al.* [4]. Autre part, on a testé la simulation sur les expériences de la combustion turbulente non-prémélangé de CH_4/air dans un brûleur cylindrique, effectuées dans l'étude expérimentale de Spadaccini *et al.*[10, 24], la validation est basée sur la comparaison de quelques paramètres, on cite a titre d'exemple: la vitesse, l'intensité turbulente, la température et les longueurs des zones de recirculation. La comparaison des résultats expérimentaux et numériques permet de tirer les conclusions suivantes:

- La simulation des grandes échelles est une technique de modélisation qui offre beaucoup de potentiel pour les études où les résolutions de détails des écoulements turbulents. Le résultat prédit du couplage du modèle LES-WALE avec l'approche PDF montre un bon accord avec les données expérimentales. Citons la vitesse, l'intensité turbulente, la température,
- L'application de LES_WALE pour écoulement réactif donne la capacité de détecter la morphologie de l'écoulement, à savoir la zone de la flamme, les zones de recirculation présentées dans les données expérimentales,
- Le modèle LES-WALE permet de calculer la vitesse directement dans la zone proche des parois. Toutefois, les autres modèles dynamiques nécessitent l'intervention des modèles auxiliaires,
- L'accord dans les profils des vitesses (axiale ou longitudinale) et leurs intensité turbulente des écoulements considéré dans ce travail, obtenus avec le modèle LES_WALE. Ainsi que la vérification de la valeur du rapport des vitesses comparative à la vitesse d'entrée peut être supérieure à la valeur 1.
- La vérification de la symétrie et de l'asymétrie dans les écoulements, respectivement, réactive et inerte, ce qu'est démontré expérimentalement par Besson et confirmé plus tard par Nguyen *et al.*
- Les longueurs moyennes des zones de recirculation ont un rapport inverse avec la richesse de l'écoulement. Cependant, la relation entre le débit massique d'entrée est proportionnelle avec la longueur moyenne des zones de recirculation,
- L'influence de la combustion est un peu légère sur les flux caractérisés par un nombre de Reynolds élevé. Le Front de la flamme se stabilise aux niveaux des couches de cisaillement,
- L'avantage de l'utilisation des PDF est dans l'évaluation de la moyenne des paramètres scalaires et sans le besoin de calculer les termes sources de production des espèces. En plus, ce modèle offre une réduction des équations du système, une fois la fraction de mélange et la variable d'avancement sont intégrées. Ce qui apparaît dans la minimisation du temps de calcul
- La richesse de FLUENT en modèles de turbulence et de combustion le place parmi les logiciels favoris pour dans ce genre de configurations.

Annexes

Annexe A**Comparaison des modèles dynamique (LES et k- ϵ) pour un écoulement inerte et réactif dans la configuration ORACLES**

Comparativement aux précédentes études numériques intéressées par le même banc d'essai, la présente étude montre, en utilisant le logiciel Fluent-CFD, les avantages du modèle LES-WALE. La confirmation est basée sur la comparaison de trois paramètres: la vitesse moyenne longitudinale, fluctuation de vitesse longitudinale et la longueur de la zone de recirculation. Conformément à ce qui a été observé par l'étude de référence expérimentale, la simulation numérique prédit l'asymétrie et la symétrie, respectivement, pour l'écoulement inerte et l'écoulement réactif. En outre, la simulation parvient à détecter les zones de recirculation et montre les différences entre les deux cas de l'écoulement. En plus, nos résultats sont comparés avec ceux du modèle $k-\epsilon$ effectué par Kurenkov et Oberlack.

Notre contribution est basée sur l'application du modèle de LES-WALE couplé avec l'approche PDF utilisant la variable d'avancement. L'idée de ce modèle est d'établir le bon comportement de la viscosité turbulente dans le volume de contrôle soit près des paroi soit loin d'elles, de cette façon nous n'avons pas besoin d'un autre modèle auxiliaire pour calculer la vitesse dans les zones proche es frontière solide. Le calcul comprend deux cas de test de l'écoulement: le premier représente l'écoulement inerte (sans combustion) tandis que le second représente l'écoulement réactif (en présence de la combustion) et il est caractérisé par une richesse ($\Phi = 0,75$).

I Dispositif expérimental, domaine de calcul et maillage

Suite à l'étude présentée au chapitre III on continue avec la même configuration de la chambre de combustion présentée sur la figure 1 (pour les détail voir chapitre III), elle est d'une section de passage de $130,6 \times 150,5$ mm sur une longueur de $L_{\text{foyer}} = 2000$ mm. Les paramètres principaux des écoulements d'alimentation pour les deux cas des écoulements considérés sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Cas	Canal	Re	$Q(g/m)$	$U_b(m/s)$	Richesse " Φ "	Puissance thermique (kW)
<i>nc1</i>	Supérieur	25000	65	11	-	-
	Inférieur	25000	65	11	-	-
<i>c1,1</i>	Supérieur	25000	65	11	0,75	110
	Inférieur	25000	65	11	0,75	110

Tableau 1 Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276)

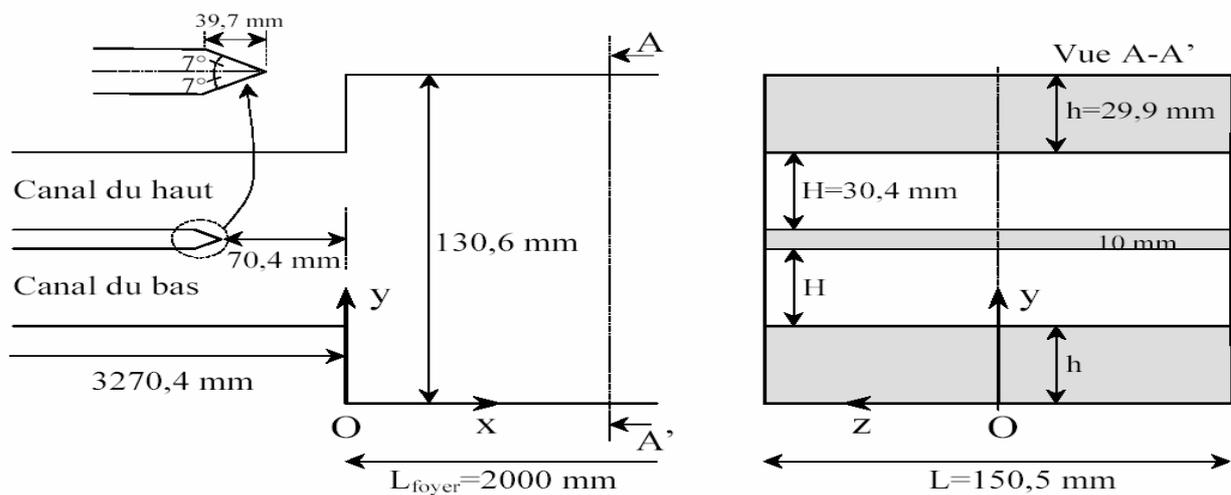


Figure 1 dimensions caractéristiques du banc ORACLES.

On a gardé le même maillage utilisé au *chapitre III*, illustré à la figure 2. Cette grille est réalisée par Gambit. La forme de la chambre de combustion est parallélépipède, le maillage utilisé pour la géométrie est un maillage structuré, le brûleur est maillé par des parallélépipèdes rectangles. Le maillage de la chambre de combustion est irrégulier. Le volume de contrôle étudié contient environ 3.000.000 mailles, raffinées à certaines zones où le volume des mailles varie de $2.06e-9$ m³ à $7.62e-8$ m³.

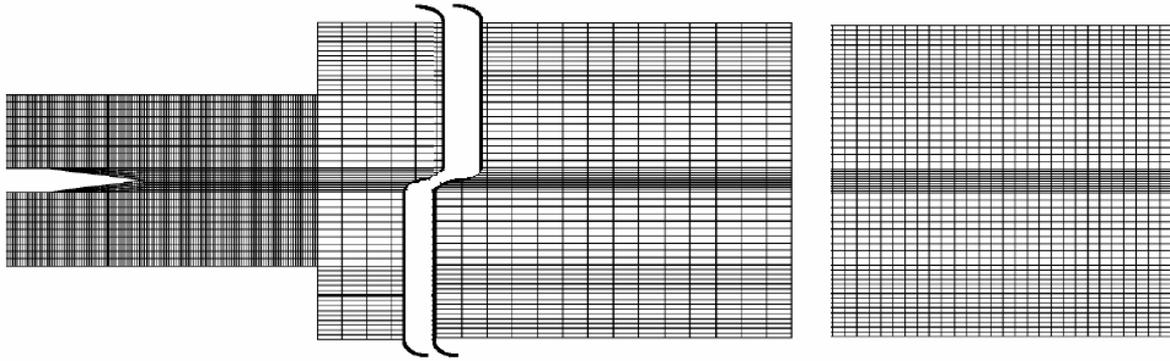


Figure 2 *Maillage de la chambre de combustion*

II Résultats et discussions

Les résultats de la simulation des deux cas inerte et réactif de l'écoulement, soumis à des conditions identiques, sont comparés, respectivement, aux données expérimentales [xx] et à l'étude numérique de Kurenkov et Oberlack utilisant le modèle k- ϵ [x]. A l'exception de la station $x = 0$ les profils de la vitesse et de l'intensité de la vitesse ne sont pas disponibles pour le modèle k- ϵ dans les deux cas (inerte et réactif). Les résultats sont normalisés pour les distances par la hauteur $h = 29,9$ mm et pour les vitesses par la vitesse d'entrée $U_b = 11$ m/s. Les simulations et les résultats expérimentaux sont présentés et comparés à l'aide de ces unités. Toutes les résultats soit mesurés ou calculés de la vitesse et l'intensité turbulente sont considéré dans le plan vertical $z = 0$ [xx]. Les figures 3 et 4 présentent une visualisation 3D sur l'écoulement dans le brûleur pour les deux cas considérés. On détecte l'asymétrie et la symétrie de l'écoulement, aussi la variation de la longueur des zones de recirculation due à la combustion.

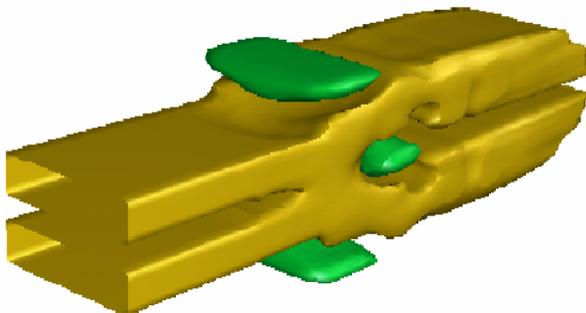


Figure 3 *Visualisation 3D du front de la flamme et les zones de recirculation (réactif).*

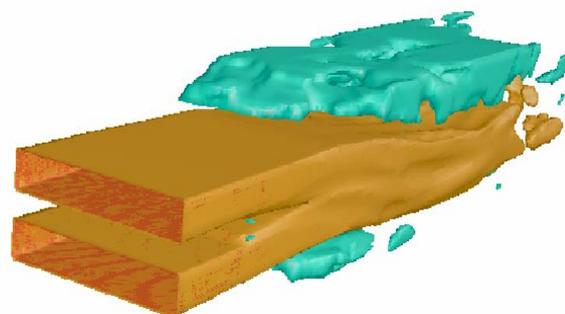


Figure 4 *Visualisation 3D de la forme de l'écoulement et les zones de recirculation (inerte).*

II.1 Ecoulement inerte

La figure 4 présente les profils de vitesse axiale moyenne obtenus par le modèle LES_WALE, comparés avec les résultats expérimentaux et les résultats numériques relatifs au modèle $k-\varepsilon$. La vitesse axiale est mesurée dans le plan (x, y) dans différentes stations dans la chambre de combustion. Le calcul de notre cas d'étude est effectué dans tout le volume de la chambre de combustion. Néanmoins, le calcul concernant le modèle $k-\varepsilon$ considère la moitié de volume puis il utilise la méthode des miroirs pour définir le reste du volume. Le calcul effectué avec le modèle LES-WALE est capable de détecter toute asymétrie dans l'écoulement ce qui est impossible pour le modèle $k-\varepsilon$ qui s'inscrit dans le cadre de l'étude de Kurenkov et Oberlack [11]. Les différences de champ de vitesse entre les deux modèles numériques (LES_WALE et $k-\varepsilon$) augmentent lorsqu'on avance dans la distance longitudinale. Le modèle LES_WALE présente une meilleure allure avec les mesures expérimentales que le modèle $k-\varepsilon$, en particulier aux stations $x = 2h$ et $4h$. Les positions des pics dans les graphes sont bien reproduites par le calcul numérique actuel. Le pic dans les graphiques est le résultat des couches de cisaillement formées par les interactions de l'écoulement avec la plaque qui sépare les deux canaux d'alimentation. Ces deux pics sont atténués en aval du brûleur ($x = 8h$), comme l'a souligné Nguyen *et al.* [3, 4,74]. Cependant, le modèle $k-\varepsilon$ donne des profils symétriques sans détection des pics et de la différence entre le haut et le bas la zone de recirculation. La présence de valeurs négatives de la vitesse longitudinale est significative de l'existence de zones de recirculation. En outre, comme observé dans l'expérience, il existe deux zones de recirculation avec deux longueurs inégales, dans les coins supérieurs et inférieurs du brûleur. Les deux zones sont causées par l'élargissement brusque de la chambre de combustion [47].

La figure 5 illustre les intensités de fluctuation de la vitesse axiale. En général, l'accord entre LES et l'expérience est plus satisfaisant que celui entre $k-\varepsilon$ et l'expérience. On voit que les positions des pics sont reproduites par le modèle LES_WALE, tandis que, les profils du modèle $k-\varepsilon$ montrent un certain décalage sur les positions des pics. Les profils de l'intensité turbulente sont caractérisés par deux pics qui se trouvent sur la zone de cisaillement, ce qui est justifié par un gradient de vitesse considérable dans cette zone. Le modèle LES_WALE réussit à détecter l'asymétrie dans les fluctuations de vitesse longitudinale, à partir de $x = 0, 2h, 4h$ et $8h$ stations. Aussi les valeurs de l'intensité des fluctuations sont importante et peuvent atteindre jusqu'à $0,22U_b$.

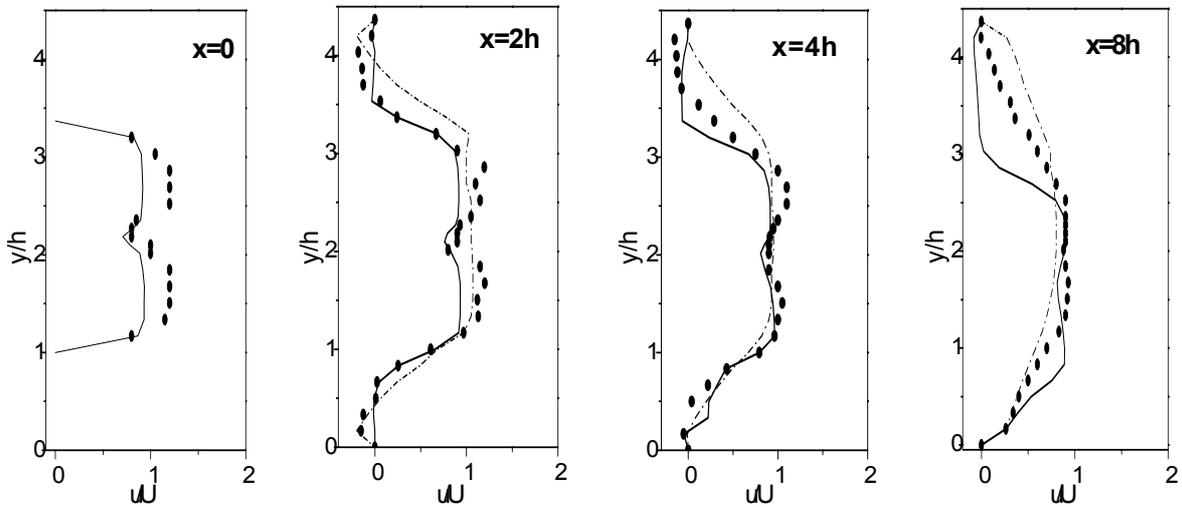


Figure 5 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne pour le cas inerte *ncl* ($Re=25000$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - $k - \varepsilon$ Vitesse longitudinale moyenne.

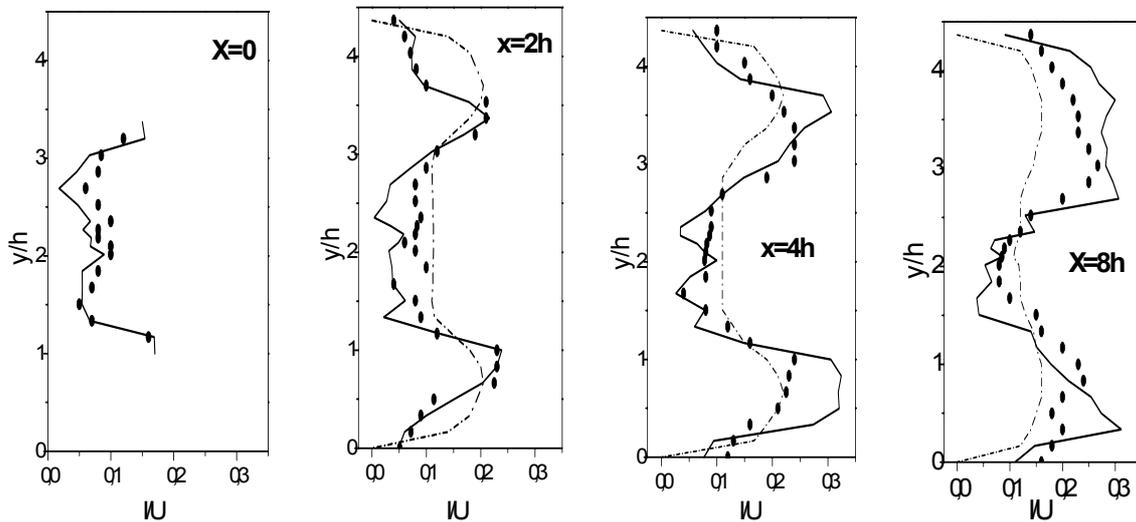


Figure 6 Comparaison de l'intensité turbulente de la vitesse longitudinale pour le cas *ncl* ($Re=25000$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - $k - \varepsilon$ Vitesse longitudinale moyenne.

II.2 Écoulement réactif

Comme dans le cas inerte, nous considérons maintenant le cas réactif (en présence de la combustion), les profils de vitesse longitudinale moyenne sont illustrés dans la figure 6 pour les mêmes stations et positions que le cas inerte. Le modèle LES_WALE donne des valeurs acceptables de vitesse à proximité de la paroi, ce qui donne un avantage à LES_WALE dans le calcul de la vitesse de près ou de loin des parois sans le besoin de modèle auxiliaire comme dans le cas du modèle $k-\varepsilon$. Il semble que LES-WALE est plus performant que le modèle $k-\varepsilon$ pour le calcul des écoulements réactifs. La symétrie de l'écoulement en présence de la combustion est présente de notre simulation (LES_WALE) cette symétrie est validé expérimentalement. Nous constatons que les deux zones de recirculation attachées aux parois sont de la même longueur. Elles sont beaucoup plus courtes que celles observées dans le cas inerte [12,36]. L'expérience et les deux modèles de calcul montrent que dans la zone brûlée le champ de vitesse s'accélère de telle sorte que la valeur du rapport des vitesses u/U_b dépasse la valeur 1. Cette zone est présentée par des pics dans les profils de vitesse longitudinale moyenne (figure 6), ces pics apparaissent clairement dans les profils expérimentaux et du modèle LES_WALE de la vitesse longitudinale moyenne de $x = 0$, $x = 2h$ et $4h$ stations. Ces deux pics sont atténués en aval du brûleur ($x = 8h$). En outre, l'application de LES_WALE pour l'écoulement réactif donne la capacité de détecter la morphologie de l'écoulement, c.-à-d la flamme et la zone de recirculation.

Les graphes de l'intensité des fluctuations de la vitesse longitudinale sont présentés sur les figures 7, les courbes prédites par notre simulation sont en bon accord avec les mesures de l'expérience surtout pour les stations situés en amont du brûleur, avec une légère différence qui existe dans la dernière station ($x = 8h$). Les valeurs obtenues par le modèle $k-\varepsilon$ sont un peu élevées relativement à l'expérience. Les champs des fluctuations de vitesse peuvent atteindre des niveaux beaucoup plus élevés que ceux obtenus dans le cas inerte [3,4], jusqu'à $0.4U_b$ à la dernière station, mais que jusqu'à $0.2U_b$ à l'entrée de la chambre de combustion.

La différence entre les résultats numériques et résultats expérimentaux pour le cas réactif peut être justifiée par l'influence de la perturbation des conditions aux limites qui ont été difficiles ou impossibles à vérifier numériquement:

- L'instabilité de la combustion causée par l'effet acoustique;
- En réalité, les pertes thermique à la paroi rend impossible d'assurer la condition adiabatique.
- L'implication des phénomènes secondaires tels que le rayonnement et la formation des suies.

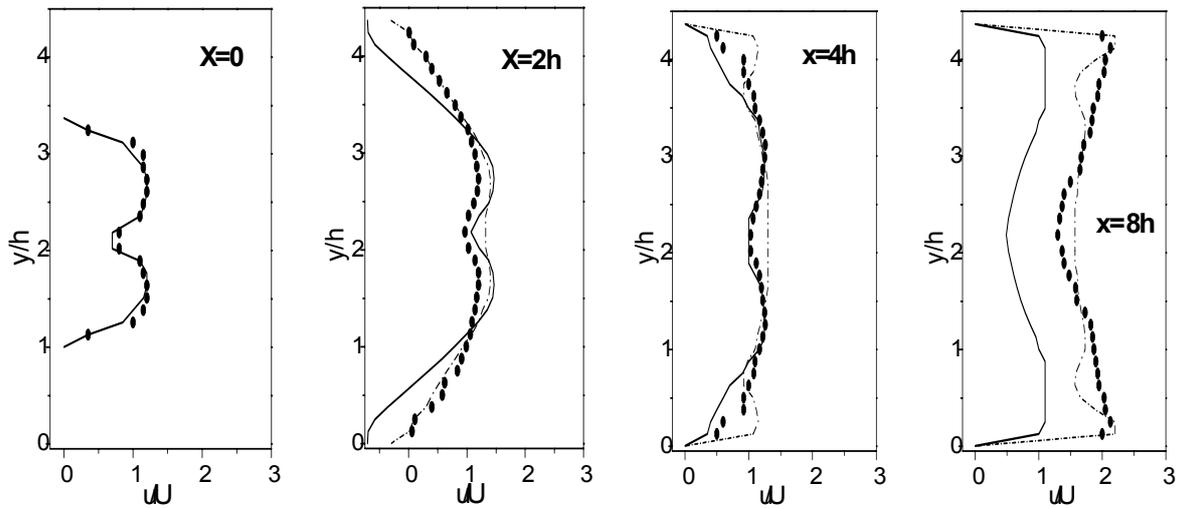


Figure 7 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne pour le cas c1 ($Re=25000$, $\Phi=0,75$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - $k - \epsilon$ Vitesse longitudinale moyenne.

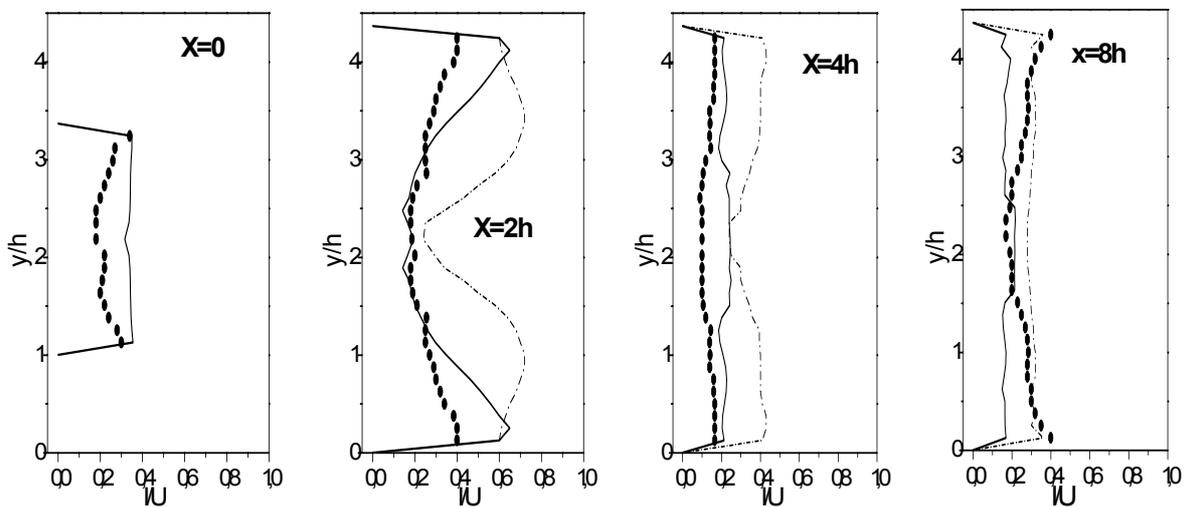


Figure 8 Comparaison de la vitesse longitudinale moyenne pour le cas c1 ($Re=25000$, $\Phi=0,75$). — LES Vitesse longitudinale moyenne; ● Expérimental vitesse longitudinale moyenne; - - - $k - \epsilon$ Vitesse longitudinale moyenne

II.3 Zones de recirculation

Dans cette partie, nous nous intéressons à la caractérisation de la zone de recirculation dans les deux situations de l'écoulement inertes et réactif. La comparaison porte uniquement sur LES_WALE et l'expérience, sans les valeurs obtenue du modèle $k-\varepsilon$, parce qu'elles ne sont pas disponibles dans l'étude de Kurenkov Oberlack [11]. La présence des deux zones de recirculation est attestée par la présence de valeurs négatives de la vitesse moyenne longitudinale. Pour clarifier cet aspect, nous avons fait une détermination de la longueur moyenne des deux zones de recirculation (*voir chapitre III*). Les figures 3 et 4 montrent la morphologie de l'écoulement pour les deux cas d'études. Les valeurs de la vitesse moyenne longitudinale nous fournissent la longueur de la zone de recirculation ainsi que la forme de l'écoulement (*voir chapitre III*). Les résultats obtenus pour le cas inerte, présentés dans le tableau 2, montrent que la longueur de la zone de recirculation supérieure (LZR $\approx 10h$) est environ deux fois plus grande que celle d'en bas (LZR $\approx 6h$), cela est en accord avec les données expérimentales de référence. Il est important de noter que dans Besson *et al.* (2000) et Duwig & Fureby (2007) pour les mêmes conditions de l'écoulement, ils avaient obtenu une situation inverse la longueur de la zone de recirculation inférieure est plus grande que celle la zone supérieure [12, 36].

Il semble que l'accélération du champ de vitesse induite par la combustion conduit à un comportement différent à celui de l'écoulement inerte ; la combustion est responsable de la symétrie qu'est déjà observé par Nguyen *et al.* [3,4]. La symétrie de l'écoulement moyen provoque une réduction importante de la longueur des zones de recirculation qui sont illustrées dans le tableau 2. Les résultats de la simulation pour l'écoulement réactif présente un bon accord avec l'expérience. La réduction est d'environ 50% de la zone inférieure et est d'environ 70% pour la zone supérieure, ce fait est confirmé par les mesures expérimentales Nguyen *et al.* [74]

Cas	Langueur de la zone de recirculation inférieur		Langueur de la zone de recirculation supérieur	
	Simulation	Expérimental	Simulation	Simulation
<i>Écoulement inerte</i>	<i>6h</i>	<i>5.5h</i>	<i>10h</i>	<i>8.0h</i>
<i>Écoulement reactive</i>	<i>3.3h</i>	<i>2.3h</i>	<i>3.3h</i>	<i>2.3h</i>

Table 3.4 Langueur de la zone de recirculation pour les écoulements considéré.

Annexe B

Contrôle de l'écoulement turbulent inerte dans la configuration ORACLES

Dans cette partie nous présentons la simulation 3D de l'écoulement turbulent inerte dans la configuration du brûleur ORACLES. Nous appliquons le modèle LES-WALE. L'idée principale derrière ce modèle est de récupérer le bon comportement de la viscosité turbulente que se soit près ou loin des parois, de cette façon nous n'avons pas besoin d'un autre modèle pour calculer la vitesse dans les zones proches aux frontières solides. Les calculs sont effectués en utilisant le code FLUENT. Les cas d'études sont caractérisés par leurs nombres de Reynolds d'entrée Reynolds ($Re=25000$, 50000 et 75000). La confirmation est basée sur la comparaison avec les expériences de Nguyen et Bruel, elle est en termes de champs de vitesse longitudinale, intensité turbulente de la vitesse et les longueurs des zones de recirculation. Nous avons pu observer l'asymétrie de l'écoulement, les zones de cisaillement et aussi détecter les zones de recirculation et les différences entre la morphologie de l'écoulement pour chaque cas.

I Dispositif expérimental, domaine de calcul et Maillage

Suite à l'étude présentée au chapitre III on continue avec la même configuration de la chambre de combustion schématisée sur la figure 1 (pour les détail voir chapitre III). Elle est d'une section de passage de $130,6 \times 150,5$ mm sur une longueur de $L_{\text{foyer}} = 2000$ mm. Les paramètres principaux des écoulements d'alimentation pour les trois cas des écoulements considérés sont résumés dans le tableau 1:

<i>Cas</i>	<i>Canal</i>	<i>Re</i>	<i>Q(g/m)</i>	<i>U_b(m/s)</i>
<i>nc1</i>	Supérieur	25000	65	11
	Inférieur	25000	65	11
<i>nh1</i>	Supérieur	50000	130	22
	Inférieur	50000	130	22
<i>nm1</i>	Supérieur	75000	195	33
	Inférieur	75000	195	33

Tableau 1 Paramètres principaux d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276)

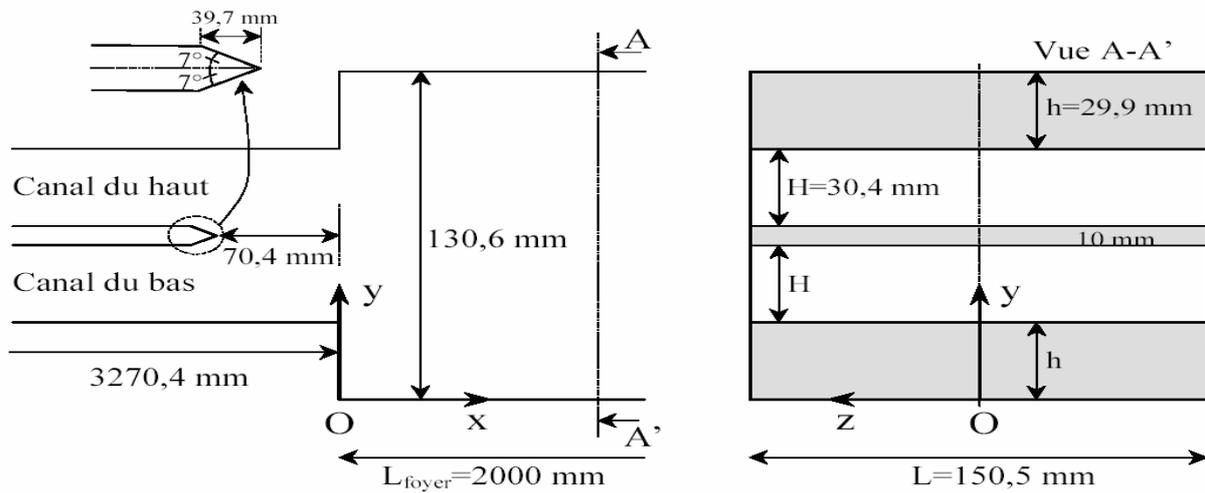


Figure 1 dimensions caractéristiques du banc ORACLES.

On a gardé le même maillage utilisé au chapitre III, illustré à la figure 2. Cette grille est réalisée par Gambit. La forme de la chambre de combustion est parallélépipède, le maillage utilisé pour la géométrie est un maillage structuré, le brûleur est maillé par des quadrilatéraux. Le maillage de la chambre de combustion est irrégulier. Le volume de contrôle étudié contient environ 3.000.000 mailles, raffinées à certaines zones où le volume des mailles varie de $2.06e-9$ m³ à $7.62e-8$ m³.

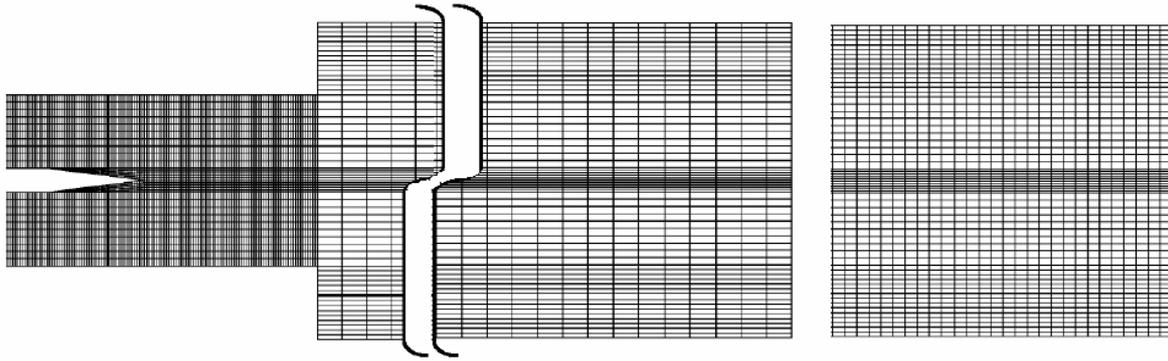


Figure 2 Maillage de la chambre de combustion

Résultats et discussions

Le calcul est réalisé par le FLUENT_CFD, où les modèles décrits précédemment ont été testés par rapport aux données expérimentales pour un écoulement inerte dans le brûleur ORACLES. Les simulations ont été effectuées à l'aide LES_WALE pour les écoulements inertes et ont été comparés chacune avec les données expérimentales de référence MOLECULES de Nguyen et Breul [4, 5]. Les quantités utilisées pour examiner les caractéristiques de chaque simulation sont: la vitesse moyenne longitudinale, la fluctuation de vitesse longitudinale et la longueur de la zone de recirculation. Les résultats sont normalisés par la hauteur $h = 29,9 \text{ mm}$ pour les distance et pour les vitesses par la vitesse d'entrée de chaque cas $U_b = 11, 22$ et 33 m/s .

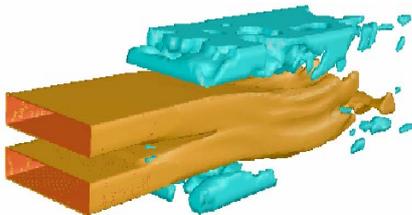


Figure 3 Visualisation 3D de la forme de l'écoulement nc1

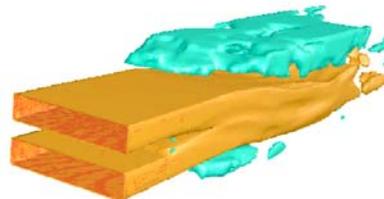


Figure 4 Visualisation 3D de la forme de l'écoulement nh1

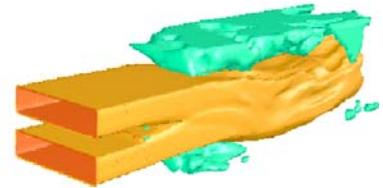
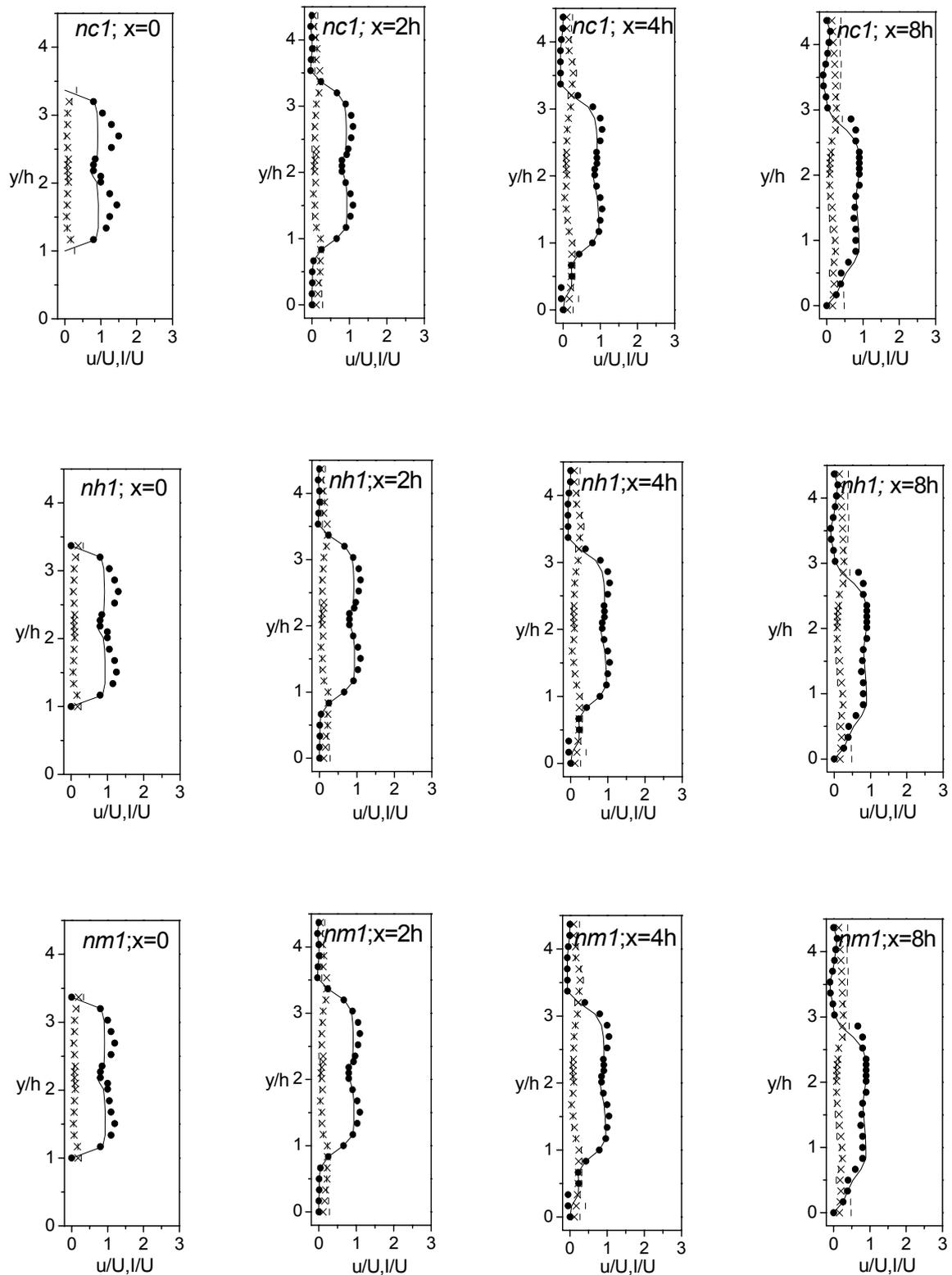


Figure 5 Visualisation 3D de la forme de l'écoulement nm1

Figures 6 présentent la comparaison des résultats, numériques et expérimentales, concernant les vitesses longitudinales et ses fluctuations dans le plan (x, y) (voir la figure 1) à différentes stations dans la chambre de combustion. La simulation montre que les profils sont en bon accord avec les données expérimentales. En particulier pour $x = 2h, 4h$ et $8h$, les points expérimentaux sont en adéquations avec les courbes LES_WALE. À l'entrée de la chambre de

combustion ($x = 0$), les profils obtenus, soit par le modèle LES, soit par l'expérimental, présentent une symétrie par rapport à l'axe $y = 2,18h$ de la chambre de combustion, mais avec sous-estimation comparativement à l'expérience, en particulier autour des positions des pics. Cependant ces derniers sont bien reproduits par le calcul numérique. Le pic dans les graphes représente les couches de cisaillement formées par l'interaction de l'écoulement avec le bord de la plaque de séparation des deux canaux d'alimentation de la chambre de combustion. Ces deux pics sont atténués en aval du brûleur à partir de $x = 8h$, comme l'a souligné Nguyen *et al.* [3,4]. La présence de valeurs négatives de la vitesse longitudinale implique l'existence de zones de recirculation. Une zone de recirculation est observée dans l'expérience dans le coin supérieur et inférieur et qui est détectée également par le calcul numérique. Les deux zones sont causées par le changement brusque de la section entre les conduits d'alimentation et le brûleur. La caractéristique la plus marquante c'est que l'écoulement est asymétrique, c'est à dire avec deux zones de recirculation à longueurs différentes.

Les profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (figures 6) représentent aussi l'asymétrie qui est prouvée dans l'expérience de Nguyen et Bruel [3,4]. L'intensité de la turbulence a deux pics sur lesquels existent les zones de cisaillement. Nous notons que dans l'expérience et dans le calcul, les fluctuations de la vitesse qui se développent dans les régions à fort gradient de vitesse [36,74]. Dans les stations $x = 0, 2h$ et $4h$, les valeurs de fluctuation turbulente est bien reproduite par le calcul actuel (figures 6). Toutefois, il convient de mentionner que les fluctuations de vitesse dans le cas inerte présentent toujours des amplitudes importantes en particulier autour de $0.22U_b$ [4, 12].



Figures 6: Comparaisons de la vitesse longitudinale et son intensité turbulente pour les écoulements considérés (*nc1*, *nh1* et *nm1*). — LES vitesse longitudinale; ● Expérimentale vitesse longitudinale; - - - - LES intensité turbulente; X Expérimentale intensité turbulente.

La présence des deux zones de recirculation est attestée par les valeurs négatives de la vitesse longitudinale. L'asymétrie des profils de la vitesse dans les figures 3, 4 et 5 prouve clairement que les zones de recirculation sont à différentes longueurs. Pour clarifier cet aspect, nous avons fait déterminer les longueurs des deux zones de recirculation (*voir chapitre III*). Figure 6, 7 et 8 résument tout ce qui est dit précédemment. Les résultats obtenus dans le tableau 2, montrent que la longueur de la zone de recirculation supérieure (LZR $\approx 10.0h$) est environ deux fois plus grande que la zone de recirculation inférieure (LZR $\approx 6.0h$). Ce sont presque les mêmes résultats obtenus par Nguyen et Bruel [3, 4]. Il est important de noter que M. Besson et C. Duwig avait obtenu, pour les mêmes conditions de l'écoulement une situation inverse avec une zone de recirculation inférieure plus longue par rapport à la zone de recirculation supérieure [3, 12].

Cas	Langueur de la zone de recirculation inférieur		Langueur de la zone de recirculation supérieur	
	Simulation	Expérimental	Simulation	Expérimental
<i>nc1</i>	6.0h	5.5h	10.0h	8.0h
<i>nh1</i>	6.0h	5.5h	10.0h	10.0h
<i>nm1</i>	6.0h	5.5h	10.0h	9.5h

Tableau 2 Langueur de la zone de recirculation pour les écoulements considéré.

Références bibliographiques

- [1] R. BOURGHI, M. DESTIAU et G. DE SOETE. *La combustion et les flammes*. Techip-Paris, 1995.
- [2] R. BOURGHI, M. CHAMPION. *Modélisation et théorie des flammes*. Techip- Paris. 2000.
- [3] P. D. NGUYEN. *Contribution expérimentale à l'étude des caractéristiques instationnaires des écoulements turbulents réactifs prémélangés stabilisés en aval d'un élargissement brusque symétrique*. Poitiers, France (2002).
- [4] P. D. NGUYEN et P. BRUEL. *Turbulent reacting flow in a dump combustor : experimental determination of the influence of an inlet equivalence ratio difference on the contribution of the coherent and stochastic motions to the velocity field dynamics*. AIAA - 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, 06 - 09 Janvier 2003. USA.
- [5] R. HILBERT, F. TAP, H. EL-RABI et D. THÉVENIN. *Impact of detailed chemistry and transport models on turbulent combustion simulations*. Progress in Energy and Combustion Science. 30(2004)61–117.
- [6] L. WANG, *Detailed chemistry, soot, and radiation calculations in turbulent reacting flows*. Thèse de doctorat. Université de Pennsylvania, USA (2004).
- [7] C. H. HWANG, S. LEE, J. H. KIM et C. E. LEE. *An experimental study on flame stability and pollutant emission in a cyclone jet hybrid combustor*. Applied Energy. 86 (2009) 1154 -1161
- [8] G. ALBOUZE. *Simulation aux grandes échelles des écoulements réactifs non prémélangés*, Thèse de doctorat, Université de Toulouse, France (2009).
- [9] A. MAMERI. *Etude numérique de la combustion turbulente du prémélangée pauvre méthane/air enrichi à l'hydrogène*. Thèse de doctorat, Université de ORLEANS. France (2009).
- [10] C. D. PIERCE, *Progress-variable approach for large-eddy simulation of turbulent combustion*. Thèse de doctorat. Université de stanford, USA (2001).
- [11] A. KURENKOV et M.OBERLACK. *Modelling Turbulent Premixed Combustion Using the Level Set Approach for Reynolds Averaged Models*. Flow, Turbulence and Combustion. 74 (2005)387–407.
- [12] P.DOMINGO, L.VERVISCH, S.PAYET, R.HAUGUEL. *DNS of a premixed turbulent V flame and LES of a ducted flame using a FSD-PDF subgrid scale closure with FPI-tabulated chemistry*. Combustion and Flame. 143 (2005)566–586

- [13] J. U. SCHLÄUTER, *Consistent boundary conditions for integrated LES/RANS simulations: LES inflow conditions*, Annual Research Briefs 2002.
- [14] H. XUE, J.C. Ho et Y.M. Cheng. *Comparison of different combustion models in enclosure fire simulation*. Fire Safety Journal. 36 (2001) 37-54.
- [15] J. U. SCHLUTER, X.WUY, S. KIMZ, J. J.ALONSOXAND et H. PITSCHE. *Coupled RANS-LES Computation of a Compressor and Combustor in a Gas Turbine Engine*. Proceedings of 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Lauderdale, FL 2004.
- [16] A. SADIKI, A. MALTSEV, B. WEGNER, F. FLEMMING, A. KEMPF et J. JANICKA, *Unsteady methods (URANS and LES) for simulation of combustion systems*. International Journal of Thermal Sciences. 45 (2006) 760–773.
- [17] M. LESIEUR, O. METAIS et P.COMTE. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [18] S. C. KO et H. J.SUNG. *Large-scale turbulent vortical structures inside a sudden expansion cylinder chamber*. Flow, Turbulence and Combustion. 68(2002) 269–287.
- [19] T.KOBAYASHI, *Large Eddy simulation for engineering applications*. Fluid Dynamics Research. 38(2006) 84–107.
- [20] F.NICOUD et F.DUCROS. *Subgrid-scale modelling based on the square of the velocity gradient tensor*, Flow Turbulence Comb. 62 (1999) 183–200.
- [21] P. KOUTMOS. *A Study of Partial Extinction and Reignition Effects in Turbulent Non-Premixed Jet Flames of CH₄ and CO/H₂/N₂ with a Two-Scalar Reactedness-Mixture Fraction Presumed PDF Model*. Combustion Science and Technology. 154 (2000) 31 – 55.
- [22] H. PITSCHE et S. FEDOTOV. *Investigation of scalar dissipation rate fluctuations in non-premixed turbulent combustion using a stochastic approach*. Combust Theory Modelling, 5 (2001)41–57.
- [23] G. M. GOLDIN et S. MENON. *A Scalar PDF Construction Model for Turbulent Non-Premixed Combustion*. Combustion Science and Technology. 125 (1997) 47-72.
- [24] C. D. PIERCE et P. MOIN, *Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion*. Journal of Fluid Mechanics. 504 (2004) 73-97.
- [25] Goldin, G. M. and Menon, S.: *A Scalar PDF Construction Model for Turbulent Non-Premixed Combustion*. Combustion Science and Technology. 125 (1997) 47-72.
- [26] Klimenko, A.Y. *Matching conditional moments in PDF modelling of nonpremixed combustion*. Combustion and Flame. 143 (2005) 369–385
- [27] J. JANICKA et A. SADIKI. *Large eddy simulation of turbulent combustion systems*. Proceedings of the Combustion Institute. 30 (2005)537–547.
- [28] J.P. LEGIER, *Simulations numériques des instabilités de combustion dans les foyers aéronautiques*. Thèse de doctorat. Université de Toulouse. France 2001.

- [29] L. SELLE, *Simulation aux grandes échelles des interactions flamme/acoustique dans un écoulement vrille*, Thèse de doctorat. Université de Toulouse. France 2004.
- [30] N. BRANLEY et W. P. JONES. *Large Eddy Simulation of a Turbulent Non-premixed Flame. Combustion and Flame*. 127 (2001)1914–1934.
- [31] S. JAMES, J. ZHU et M.S. ANAND. Large eddy simulations of turbulent flames using the filtered density function model, *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007) 1737–1745.
- [32] F. DI MARE, W.P. JONES et K.R. MENZIES. *Large eddy simulation of a model gas turbine combustor. Combustion and Flame*. 137 (2004) 278–294.
- [33] W. P. JONES, S. NAVARRO-MARTINEZ et O. ROHL. *Large eddy simulation of hydrogen auto-ignition with a probability density function method. Proceedings of the Combustion Institute*, 31 (2007) 1765–1771.
- [34] M. BESSON, P. BRUEL, J.L.CHAMPION et B. DESHAIES. *Experimental analysis of combustng flow developing over a plane symmetric expansion. Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 14(2000) 59- 67.
- [35] C. FUREBY, N. ALIN, N.. WIKSTRÖM, S. MENON, L. Persson et N. SVANSTEDT. Large-Eddy Simulation of High-Reynolds-Number Wall-Bounded Flows. *AIAA Journal*. 42 (2004) 457–468.
- [36] C. DUWIG et C. FUREBY. *Large eddy simulation of unsteady lean stratified premixed combustion. Combustion and Flame*. 151(2007) 85-103.
- [37] J.COUSTEIX, *Turbulence et couche limite*. CEPADUES- Toulouse, France, 1989.
- [38] D. VEYNANTE et L. VERVISH, *Turbulent combustion modeling*. Progress in energy and combustion science. 28 (2002) 193-266.
- [39] H. XUE, J. C. HO et Y.M. CHENG, *Comparison of different combustion models in enclosure fire simulation*. Singapore, 2000.
- [40] L. SELLE, G. LARTIGUE, T. POINSOT, P. KAUFMANN, W. KREBS et D. VEYNANTE, *Large-eddy simulation of turbulent combustion for gas turbines with reduced chemistry*, Proceedings of the Summer Program 2002.
- [41] L. DUCHAMP et H. PITSCH, *Progress in large-eddy simulation of premixed and partially-premixed turbulent combustion*, Annual Research Briefs 2001.
- [42] D. M. RAZAFINDRALANDY. *Contribution a l'étude mathématique et numérique de la simulation des grandes échelles*. Thèse de doctorat. Université de La Rochelle. France 2005.
- [43] H. PITSCH et D. De LAGENESTE, L. *Large-eddy simulation of premixed turbulent combustion. Computational Fluid and Solid Mechanics*. Proceedings Second MIT Conference on Compurational Fluid and Solid Mechanics June 17–20,2003.
- [44] J. SHINJO, S. MATSUYAMA, Y. MIZOBUCHI et S. OGAWA. *Study on flame dynamics with secondary fuel injection control by large eddy simulation. Combustion and Flame*.150 (2007) 277–291.

- [45] S. R. TURNS. *An introduction to combustion- concepts and applications*. Mc Graw Hill. Singapore 2000.
- [46] S.A. FERRARIS et J.X. WEN. *Large eddy simulation of a lifted turbulent jet flame*. Combustion and Flame.150 (2007) 320–339.
- [47] F. BOURAS. *Simulation de la combustion turbulente non-prémélangé par le modèle « L.E.S »*. Thèse de magistère. Université de HLBatna . Algérie 2006.
- [48] P. SAGAUT. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows; An Introduction*. Springer Berlin Heidelberg 1998.
- [49] H. HIRAOKA et M. OHASHI. *A $(k - \varepsilon)$ turbulence closure model for plant canopy flows*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 96 (2008) 2139–2149.
- [50] F.S. LIENA, E. Y. HUA JIC et K. J HSIEHA. *Partially resolved numerical simulation and RANS modeling of flow and passive scalar transport in an urban environment*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1832–1842.
- [51] J. U. SCHLUTER, X. WU, S. KIM, J.J. ALONSO et H. PITSCHE. *Coupled RANS-LES computation of a compressor and combustor in a gas turbine engine*. Université de Stanford, USA 2004.
- [52] M. TSUBOKURA. *On the outer large-scale motions of wall turbulence and their interaction with near-wall structures using large eddy simulation*. Computers & Fluids 38 (2009) 37–48.
- [53] R. Matthieu. *Modélisation de la combustion turbulente via une méthode de tabulation de la cinétique chimique détaillée couplée à des fonctions densités de probabilité application aux foyers aéronautiques*. Thèse de doctorat. Université de ROUEN. France 2004.
- [54] R. S. ROGALLO et P. MOIN. *Numerical simulation of turbulent flows*. Annual. Rev. Fluid Mech. 16 (1984) 99-137.
- [55]L.X. ZHOU, L.Y. HUA et F. WANGA. *Large-eddy simulation of turbulent combustion using different combustion models*. Fuel 87 (2008) 3123–3131.
- [56]C. Stone et S. Menon. *LES of Partially-Premixed Unsteady Combustion*. 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting January 6 - 9, 2003, Reno, Nevada, USA.
- [57] J.H. Tuttle, M.B. Colket, R.W. Bilger et A.M. Mellor. *Characteristic times for combustion and pollutant formation in spray combustion*. Symposium (International) on Combustion. 16 (1977) 209-219.
- [58] D. PAVÉ. *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane/air*. Thèse de doctorat. Université de ORLEANS. France 2002.
- [59] R. SHRIKANTH et C. J. RUTLAND. *A flamelet time scale model for non-premixed combustion including chemical kinetic effects*, Madison, USA 2003.

- [60] N. CHAKRABORTY, E.R. HAWKES, J.H. CHEN et R.S. CANT. *The effects of strain rate and curvature on surface density function transport in turbulent premixed methane–air and hydrogen–air flames: A comparative study*. Combustion and Flame.154 (2008) 259–280.
- [61] C. MATIGNON. *Etude de la détonation de deux mélanges stoechiométriques (CH₄/H₂/O₂/N₂ et CH₄/C₂H₆/O₂/N₂) Influence de la proportion relative des deux combustibles et de la température initiale élevée*. Thèse de doctorat. Université de POITIERS. France 2000.
- [62] R. R. CAO et S. B. POPE, *The influence of chemical mechanisms on PDF calculations of nonpremixed piloted jet flames*. Combustion and Flame. 143 (2005) 450–470.
- [63] H. PITSCH et S. FEDOTOV. *Investigation of scalar dissipation rate fluctuations in non-premixed turbulent combustion using a stochastic approach*. UK 2000.
- [64] D. D. RANKIN. *LEAN Combustion- Technology and control*. Elsevier 2008.
- [65] R. G. DOS SANTOS, M. LECANU, S. DUCRUIX, O. GICQUEL, E. IACONA et D. VEYNANTE, *Coupled large eddy simulations of turbulent combustion and radiative heat transfer*. Combustion and Flame. 152 (2008) 387–400.
- [66] S. ZURBACH, D. GARRETON, M. KANNICHE et S. CANDEL. Calcul de flammes turbulentes nonprémélangées à l'aide d'une approche probabiliste et d'une cinétique chimique réduite. Mécanique des fluides/Fluid mechanics. 327(1999) 997-1004.
- [67] C. M. CHA. *Transported PDF modeling of turbulent nonpremixed combustion*. Annual Research Briefs 2001.
- [68] H. PITSCH. *Large-Eddy Simulation of Turbulent Combustion*. Annual Review Fluid Mech..38 (2006) 453-482.
- [69] P. WANG et X.S. Bai. *Large eddy simulation of turbulent premixed flames using level-set G-equation*. Proceedings of the Combustion Institute.30 (2005) 583-591
- [70] X. CORON. *Etude expérimentale d'une flamme de prémélangée stabilisée dans un écoulement turbulent a point d'arrêt*. Thèse de doctorat. Université de Poitiers. France 2006.
- [71] J. GALPIN, A. NAUDIN, L. VERVISCH, C. ANGELBERGER, O. COLIN et P. DOMINGO. *Large-eddy simulation of a fuel-lean premixed turbulent swirl-burner*. Combustion and Flame 155 (2008) 247–266.
- [72] J. B. BELL, M. S. DAY, J. F. GRCAR, M. J. LIJEWSKI, J. F.DRISCOLL et S. A. FILATYEV. *Numerical simulation of a laboratory-scale turbulent slot flame*. Proceedings of the Combustion Institute. 31(2007)1299–1307.
- [73] E. CHARLES, J. BAUKAL. *Heat transfer in industrial combustion*. CRC Press LLC. USA 2000.
- [74] P.D.NGUYEN, P. BRUEL et S. REICHSTADT. *An Experimental Database for Benchmarking Simulations of Turbulent Premixed Reacting Flows: Lean Extinction Limits and Velocity Field Measurements in a Dump Combustor*. Flow, Turbulence and Combustion. 82 (2009)155–183.

- [75] Y. HUANG, et V. YANG. *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*. Progress in Energy and Combustion Science. 35 (2009) 293-364.
- [76] A.W. VREMAN, B.A. ALBRECHT, J.A. VAN OIJEN, L.P.H. De GOEY et R. J. M. BASTIAANS. *Premixed and nonpremixed generated manifolds in large-eddy simulation of Sandia flame D and F*. combustion and flame. 153 (2008) 394-416.
- [77] H. PITSCH, C. M. CHA et S. FEDOTOV, *Flamelet modelling of non-premixed turbulent combustion with local extinction and re-ignition*, Université de Stanford, USA 2003.
- [78] H. PITSCH & H. STEINER, *Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame (Sandia flame D)*, Annual Research Briefs 1999.
- [79] L. VERVISCH, P. DOMINGO, G. LODATO, D. VEYNANTE *Scalar energy fluctuations in Large-Eddy Simulation of turbulent flames: Statistical budgets and mesh quality criterion*. Combustion and Flame 157 (2010) 778-789.
- [80] S. ROUX, G. LARTIGUE, T. POINSOT , U. Meier & C. Bérat, *Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and Large Eddy Simulations*, France.
- [81] F.BOURAS, A. SOUDANI et M. SI-AMEUR. *Beta-Pdf Approach for Large-Eddy Simulation of Non-Premixed Turbulent Combustion*. International Review of Mechanical Engineering.. 4 (2010). 358-363.
- [82] F.BOURAS, A. SOUDANI et M. SI-AMEUR. *Simulation numérique de la combustion turbulente non-prémélangée par le modèle -LES - : Cas du maillage non structuré*. Revue des énergies renouvelables CDER. CER (2008) 213-16.
- [83] F.BOURAS, A. SOUDANI et M. SI-AMEUR. *Simulation aux grandes échelles de la combustion turbulente couplée à des fonctions de probabilité*. Proceeding CIEPC'07. El Houda Press, Ain Mlila. Algérie 2007.
- [84] P. E. DESJARDIN et S. H., FRANKEL, *Two-Dimensional Large Eddy Simulation of Soot Formation in the Near-Field of a Strongly Radiating Nonpremixed Acetylene–Air Turbulent Jet Flame*, Combustion and Flame. 119 (2009) 121–132.
- [85] FLUENT Inc. (2001): “*FLUENT 6.1 User’s Guide*”.