

Etude numérique et expérimentale des champs dynamiques et scalaires dans un écoulement turbulent fourni par un brûleur coaxial. Effet de la stratification.

Hassan Boualia

▶ **To cite this version:**

Hassan Boualia. Etude numérique et expérimentale des champs dynamiques et scalaires dans un écoulement turbulent fourni par un brûleur coaxial. Effet de la stratification.. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Normandie Université; Faculté des Sciences de Monastir (Tunisie), 2017. Français. NNT : 2017NORMR129 . tel-01774367

HAL Id: tel-01774367
https://theses.hal.science/tel-01774367

Submitted on 23 Apr 2018

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

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

Normandie Université

THÈSE EN CO - TUTELLE INTERNATIONALE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Physique-Energétique

Préparée au sein de Université de Rouen Normandie
et de L'Ecole Nationale d'Ingénieur de Gabès (Tunisie)

Titre de la thèse

Etude numérique et expérimentale des champs dynamiques et scalaires dans un écoulement fourni par un brûleur coaxial. Effet de la stratification

Présentée et soutenue par
Hassan BOUALIA

Thèse soutenue publiquement le 11/07/2016 devant le jury composé de		
Ashwin CHINNAYYA	Professeur à ENSMA Poitiers	Rapporteur
Mohamed Hichem GAZZAH	Maitre de Conférences à la Faculté des sciences de Monastir	Rapporteur
Abdelmottaleb OUEDERNI	Professeur à l'ENIG, Université de Gabès	Président de Jury
Sabra HABLI	Maitre de Conférences, Université de Tunis	Examinatrice
Mouldi CHRIGUI	Maitre de Conférences à l'ENI-Gabes	Codirecteur de thèse
Jean Charles SAUTET	Professeur à l'Université de Rouen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par

M. Jean-Charles SAUTET Université de Rouen Normandie
M. Mouldi CHRIGUI Ecole Nationale d'Ingénieurs de Gabès (Tunisie)

UNIVERSITÉ DE ROUEN NORMANDIE

SPMI ECOLE DOCTORALE

UMR 6614 CORIA COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE

UNIVERSITE DE GABES

ENIG

Université de Gafsa
UR MÉÉR
Faculté des Sciences de Gafsa
Campus Universitaire 2112 Gafsa
Tél 76211024 Fax 76211026

Remerciements

Je voudrais remercier l'ensemble des membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de thèse. Merci à M. Mohamed Hichem Gazzah et M. Ashwin Chinnayya d'avoir accepté d'être rapporteur, M. Abdelmottaleb Ouederni d'avoir présidé le jury, et Madame Sabra Habli pour avoir été examinateur de ce travail.

Je tiens à remercier le directeur du laboratoire UMR-6614 CORIA, M. Abdelkrim Boukhalfa, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et permis d'effectuer l'étude expérimentale. Je tiens à remercier également le directeur de l'unité de recherche Matériaux, Energie et Energies Renouvelables à la Faculté des Sciences de Gafsa M. Ahmed Omri pour m'avoir accueilli au sein de la salle de calcul afin d'effectuer l'étude numérique.

Je souhaite également remercier très chaleureusement M. Mouldi Chrigui et M. Jean-Charles Sautet de m'avoir encadré en tant que directeur de thèse Tunisien et Français durant ces quatre années. Durant cette période, ils ont été très à l'écoute et ont toujours répondu à mes interrogations de façon pertinente. En outre je voudrais saluer la confiance qu'ils m'ont accordée en me laissant la liberté de mener à bien mes études et en réalisant mes manipulations et mes simulations de façon autonome en prenant mes responsabilités.

Un remerciement très spécial à une personne qui était toujours près M. Ammar Hidouri. Je le remercie vivement pour son co-encadrement de ce travail, pour le temps qu'il m'a consacré et pour ses précieux conseils. Je le remercie pour tout ce qu'il m'a apporté et appris, pour sa disponibilité, son énergie et sa bienveillance tout au long de cette thèse. Je garderai un excellent souvenir tant au niveau professionnel que personnel.

Mes remerciements vont également à Mme Carole Gobin et M. Gilles Godard pour m'avoir aidé à installer les différents montages expérimentaux, ainsi qu'à l'ensemble des membres de l'atelier pour l'aide précieuse dans la confection des brûleurs et du réseau de distribution des gaz. Je remercie toutes les personnes du laboratoire m'ayant apporté un soutien technique et scientifique lors de mes travaux.

Je tiens également à saluer tous les docteurs, doctorants et stagiaires qui j'ai rencontré durant ces quatre ans au CORIA et à l'unité de Recherche MEER. Parmi eux, je voudrais plus particulièrement remercier Rihab, Nesrine et Monem pour le temps agréable qu'on a passé ensemble et les bons souvenirs non oubliables. Je voudrais surtout les remercier pour leur gentillesse et leur amitié.

Enfin je remercie mes parents Mohamed et Emna, mon frère Riadh et mes sœurs Manel, Ghina et Hiba pour tout ce qu'ils m'ont apporté pendant ces quatre années, et également ma chère femme Sameh, pour son soutien, sa patience et pour m'avoir permis de passer ces quatre années dans des conditions exceptionnelles.

Sommaire

Introduction Générale 1
CHAPITRE I: Etude Bibliographique
Introduction 6
I-1 Généralités sur le jet simple 6
I-1-1 Les grandeurs influençant le développement du jet simple 6
I-1-1-1 Nombre de Reynolds 7
I-1-1-2 Nombre de Froude et la flottabilité 7
I-1-1-3 Rapport des vitesses 8
I-1-2 Zones caractéristiques d'un jet simple 9
I-2 Jets coaxiaux : Définition et applications industrielles 11
I-2-1 Présence des jets coaxiaux en combustion 12
I-2-2 Caractéristique des jets coaxiaux 15
I-3 Equations instantanées 21
I-3-1 Equation de continuité 21
I-3-2 Equation de conservation de la quantité de mouvement 21
I-3-3 Equation de conservation des espèces 22
I-3-4 Equation de conservation de l'énergie 23
I-4 Les échelles de la turbulence 25
I-4-1 Les macro échelles 27
I-4-2 Les micro-échelles de Taylor 28
I-4-3 Micro échelles de Kolmogorov 29
Conclusion 29
Références du chapitre I 31
CHAPITRE II:Méthodes numériques
Introduction 36
II.1 Traitement statistique 36
II.2 Approches de simulation de la turbulence 37
II.2.1 Modélisation RANS 37
II.2.1.1 Système d'équations moyen 38
Equation moyenne de conservation de la masse 38
Equation moyenne de conservation de la quantité de mouvement 38
Equation moyenne de conservation de l'enthalpie 38
Equation moyenne de conservation des espèces 39
Equation moyenne de conservation de la fraction de mélange f 39
II.2.1.2 Fermeture du système d'équations 39
A. Modèles du premier ordre : Modèle à deux équations (k-ε) 39
B. Modèles à deux échelles 45
II.3.2 Modèle de turbulence du second ordre : modèle RSM 47
II.3.3 Simulation numérique directe 51
II.3.4 Simulation aux grandes échelles 52
II.3.4.1 Principe du modèle 53
II.3.4.2 Equations filtrées 56
II.3.4.3 Modèles de sous-maille 57
II.4 Description du code de calcul FASTEST 3D 58
II.4.1 Méthode des volumes finis 59
Conclusion 59
Références du chapitre II 61

CHAPITRE III: Etude Expérimentale d'un écoulement turbulent fourni par un brûleur à jets coaxiaux
Introduction 66
III.1.1 Bruleur à jets tri-coaxiaux 66
III.1.2 Paramètres dynamiques du brûleur 67
III.1.3 Les différents gaz employés 68
III.2 Techniques de mesure 70
III.2.1 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) 70
III.2.1.1 Principe de la PIV 70
III.2.1.2 Dispositif expérimental de la PIV : 72
III.2.1.3 La synchronisation 73
III.2.1.4 Ensemencements 74
III.2.1.5 Post-traitement PIV 75
III.2.1.6 Résultats 76
III.2.2Anémométrie Doppler Laser (ADL) 91
III.2.2.1 Principe de l'ADL 92
III.2.2.2 Dispositif d'ADL 93
III.2.2.3 Ensemencement 95
III.2.2.4 Résultats obtenus par l'ADL 96
Conclusion 103
***Références du chapitre III* 104**
CHAPITRE IV: Etude Numérique d'un écoulement turbulent fourni par un brûleur à jets coaxiaux
Introduction 106
IV.1 Simulation aux grandes échelles 107
IV.1.1 Equations filtrés en LES 107
IV.1.2 Domaine d'étude et paramètres de calcul 108
IV.2 Résultats de simulation et interprétations 110
IV.2.1 Simulation de la configuration à retrait nul (δ=0) 111
IV.2.2 Simulation de la configuration à retraits négatifs 118
IV.2.3 Grandeurs scalaires 131
Conclusion 135
***Références du chapitre IV* 136**
Conclusion et Perspectives 137
ANNEXE A : Méthode des volumes finis 142
ANNEXE B : Plan de l'injecteur tricoaxial 150
ANNEXE C : Article Publié dans « Applied Thermal Engineering » 151

Table des figures

CHAPITRE I

Figure I. 1 : Influence du nombre de Froude sur les jets d'après Schetz [6] 7
Figure I. 2: Zones caractéristiques d'un jet turbulent [13] 9
Figure I. 3 : Image de tomographie laser et localisation des structures tourbillonnaires d'un jet [16] . 11
Figure I. 4: Illustration d'un écoulement issu du jet coaxial. Le jet coaxial a les diamètres D_i=2 cm et D_0=2,7 cm avec des vitesses débitantes $0,1 < U_i < 1$ m.s^{-1} et $0,3 < U_0 < 4$ m.s^{-1} [19] 12
Figure I. 5: Schéma d'un brûleur "Bluff-Body" et lignes de courant en aval du brûleur [20] 13
Figure I. 6 : Schéma d'un brûleur à fuel-oil dans un four industriel [24]..... 14
Figure I. 7 : Procédé de fabrication des fibres de verre s'après Isover Saint Gobain..... 15
Figure I. 8 : Caractéristiques d'un jet annulaire pur [30]: pour un petit rapport de diamètre (a) et pour un grand rapport de diamètre (b)..... 16
Figure I. 9: Dynamique des jets avec le rapport de vitesses (a) écoulement sans zone de recirculation pour M=2 (b) écoulement avec zone de recirculation pour M=8 [35] 18
Figure I. 10: Dynamique des jets coaxiaux avec un rapport de vitesses inférieur à l'unité (a) écoulement dans un plan méridien (b) écoulement dans un plan radial..... 18
Figure I. 11: Bruleur étudié par Pagé [39]..... 19
Figure I. 12 : Schéma du bruleur expérimental étudié par Djeridane et al. [41] 20
Figure I. 13: Spectre énergétique de la turbulence..... 26
Figure I. 14 : Courbe d'auto-corrélation, détermination de l'échelle intégrale et de la micro- échelle de Taylor [38]..... 28

CHAPITRE II

Figure II.1: Comparaison entre la résolution des équations moyennées (RANS), la simulation aux grandes échelles (LES) et la simulation numérique directe (DNS) [43] 52
Figure II.2:Evolution temporelle d'une grandeur turbulente performée par les trois modèles [38] 53

CHAPITRE III

Figure III.1:Schéma du brûleur et diamètres des injecteurs..... 67
Figure III.2:Déplacement du jet central 67
Figure III. 3 : Tableau de circuit de différents gaz..... 69
Figure III. 4:Montage expérimental de la technique de mesure PIV 70
Figure III. 5:Mailles de calcul à t et à $t + \Delta t$..... 71
Figure III. 6:Pic de Corrélation pour une maille de calcul [3] 71
Figure III. 7:Dispositif expérimental lors des mesures de PIV à froid 72
Figure III. 8:Fonctionnement synchronisé entre les différents dispositifs de PIV..... 73
Figure III. 9:Générateur d'air ensemencé par des particules d'huile d'olive..... 75
Figure III. 10: a. Image de l'écoulement ensemencé par des particules d'huile d'olive capturé par la caméra, b. Champ de vecteurs de vitesse instantanés, c. Champ moyen de vitesse pour 500 couples d'images instantanés 77
Figure III. 11: Champ moyen de vitesse dans le plan XZ..... 78

Figure III. 12: Quelques champs instantanés des vitesses axiales Uz et radiales Ux pour un retrait du jet central nul 79
Figure III. 13: Champs de la vitesse longitudinale moyenne obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour les différentes hauteurs 81
Figure III. 14: Champs de la vitesse radiale moyenne obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour les différentes hauteurs 82
Figure III.15: Champs complets de la vitesse longitudinale moyenne obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour les différentes hauteurs 83
Figure III. 16: Profils radiaux des vitesses longitudinales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs 85
Figure III. 17: Profils transversaux des vitesses transversales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs 86
Figure III.18: Fluctuations des vitesses longitudinales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs 87
Figure III.19: Fluctuations des vitesses transversales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs 88
Figure III.20: Evolutions de l'intensité de la turbulence obtenues pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs 90
Figure III.21: Evolutions de l'énergie cinétique turbulente obtenues pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs 91
Figure III.22: Réseau des franges 92
Figure III.23:Schéma de la chaine de mesure ADL 93
Figure III.24: Profils radiaux des vitesses longitudinales moyennesUz 97
Figure III. 25: Fluctuations des vitesses longitudinales moyennes Uz′ 98
Figure III.26: Profils transversaux des vitesses transversales moyennes Ur 99
Figure III.27: Fluctuations des vitesses radiales moyennes U′r 100
Figure III.28: Evolutions de l'énergie cinétique turbulente TKE 101
Figure III. 29: Evolutions des tenseurs de Reynolds U′V′ 102

CHAPITRE IV

Figure IV. 1 : Schéma de principe du bruleur étudié 109
Figure IV. 2 : Dimensions de la chambre et la longueur de tubes 109
Figure IV. 3 : Domaine du calcul en 2-D et en 3-D 110
Figure IV. 4 : Schéma du bruleur à retrait nul 111
Figure IV. 5 : Cartographies numérique et expérimentale de la vitesse moyenne longitudinale – δ=0 112
Figure IV. 6 : Profils radiaux de la vitesse moyenne longitudinale U_z – δ=0 113
Figure IV. 7 : Distributions radiales des fluctuations de la vitesse axiale Uz′ – δ=0 114
Figure IV. 8 : Evolution radiale de la vitesse radiale moyenne U_r –δ=0 116
Figure IV. 9 : Profiles radiaux de l'énergie cinétique turbulente TKE – δ=0 117
Figure IV. 10 : Configuration à retrait négatif (-10mm) 118
Figure IV. 11 : Cartographies numérique et expérimentale de la vitesse moyenne longitudinale 119
Figure IV. 12 : Profiles radiales de la vitesse moyenne longitudinale U_z - δ=-10 mm 120
Figure IV. 13 : Distributions radiales des fluctuations de la vitesse axiale Uz′ - δ=-10 mm 121
Figure IV. 14 : Evolutions radiales de la vitesse radiale moyenne U_r - δ=-10 mm 123
Figure IV. 15 : Profiles radiaux de l'énergie cinétique turbulente TKE - δ=-10 mm 124

Figure IV. 16 : Configuration à retrait négatif – δ=-20mm..... 125
Figure IV. 17 : Cartographies numérique et expérimentale de la vitesse moyenne longitudinale 125
Figure IV. 18 : Profils radiaux de la vitesse moyenne longitudinale U_z – δ=-20mm 126
Figure IV. 19 : Distributions radiales des fluctuations de la vitesse axiale Uz' – δ=-20mm 127
Figure IV. 20 : Evolutions radiales de la vitesse radiale moyenne U_r – δ=-20mm 129
Figure IV. 21 : Profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente TKE – δ=-20mm..... 130
Figure IV. 22 : Evolution radiale de la fraction de mélange dans le cas d'un retrait nul (δ=0)..... 131
Figure IV. 23 : Evolution radiale de la fraction de mélange dans le cas d'un retrait de δ=-10mm 132
Figure IV. 24 : Evolution radiale de la fraction de mélange dans le cas d'un retrait de δ=-20mm 132
Figure IV. 25 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=5 mm 133
Figure IV. 26 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=15 mm 133
Figure IV. 27 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=25 mm 133
Figure IV. 28 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=35 mm 133
Figure IV. 29 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=50 mm 134
Figure IV. 30 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=100 mm 134
Figure IV. 31 : Evolution de la densité obtenue dans le cas d'un retrait nul (δ=0mm) 134
Figure IV. 32 : Evolution de la densité de mélange obtenue dans le cas d'un retrait de δ=-10mm..... 135
Figure IV. 33 : Evolution de la densité de mélange obtenue dans le cas d'un retrait de δ=-20mm..... 135

Table des tableaux

CHAPITRE II

Tableau II. 1 : Constantes caractéristiques du modèle RNG k-ε 45
Tableau II. 2 : Constantes du modèle à deux échelles élaborées par Kim et Chen [23] 47
Tableau II. 3:Coefficients de l'équation du transport scalaire selon la littérature 51
Tableau II. 4 : Description de l'outil de calcul CFD FASTEST-3D 58

CHAPITRE III

Tableau III. 1:Propriétés des gaz employés (à 15°C, sous 1 atm) 68
Tableau III. 2 : Tableau des propriétés relatives à chaque injecteur 69
Tableau III. 3 : Paramètres de mesure pour différentes hauteurs 76
Tableau III. 4 : Paramètres de fonctionnement de la chaine ADL 94

CHAPITRE IV

Tableau IV. 1: Conditions dynamique des jets 109

Nomenclature

Lettres romaines

D,d	Diamètre du jet	m
D_k	Coefficient de diffusion	m^2s^{-1}
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
E	Energie interne	$J.kg^{-1}$
f	*Scalaire passif*	-
$\vec{g}$	Accélération de pesanteur	$ms^{-2}G$
	Fraction de mélange	-
h_k	Enthalpie sensible	$J.kg^{-1}$
k	Energie cinétique de la turbulence	m^2s^{-2}
L_{cp}	Longueur deu cône potentiel	m
m	Masse	kg
M	Rapport de vitesse de fluide	-
N,n	Nombre total d'espèce	-
p	Pression	Pa
r	Distance radiale	m
RM	Flux de masse par unité de surface	-
RI	Flux de quantité de mouvement par unité de surface	-
R_τ	Rapport des temps	-
S_L	Vitesse de propagation du front de flamme	$m.s^{-1}$
t	Temps	s
T	Température	K
U	Vitesse	$m.s^{-1}$
W	Masse molaire	$kg.mole^{-1}$
w	Taux de production massique de l'espèce k	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
x	Distance axiale	m
X	Fraction molaire	-
Y	Fraction massique	-
Z	hauteur	m

Lettre grecques

ρ	Masse Volumique	$kg.m^{-3}$
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses	$N.m^{-2}$
τ_k	Temps Kolmogorov	s^{-1}
τ_t	Temps caractéristique de la turbulence	s^{-1}
τ_{ch}	Temps caractéristique de chimie	s^{-1}
ϕ	Variable générale	-
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence	m^2s^{-3}
ν	Viscosité cinématique	m^2s^{-1}
μ	Viscosité dynamique	$kg.mole^{-1}.K^{-1}$
λ	Conductivité Thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
χ	Taux de dissipation du scalaire	s^{-1}

Indices

F	Combustible (Fuel)
GN	Gaz Naturel
K,l	Espèce
max	maximal
O	Oxydant
st	Stœchiométrie
Tref	Température de référence
0	Etat initiale

Nombres sans dimension

F_τ	Nombre de Froude, $F\tau = \frac{\bar{U}_D^2}{gD\frac{\bar{\rho}_e - \bar{\rho}_j}{\bar{\rho}_j}}$
Ka	Nombre de lewis de l'espèce k, $Le_k = \frac{Pr}{Sc_k}$
Re	Nombre de Reynolds, $Re = \frac{\rho U d}{\mu}$
Sc_k	Nombre de Schmidt de l'espèce k, $Sc_k = \frac{\mu}{\rho D_k}$

Abréviations

DNS	Direct Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulation
RNG	Re-Normalization Group

Moyennes

Moyenne de Reynolds, $Q = \bar{Q} + Q'$

Moyenne de Favre, $Q = \tilde{Q} + Q''$, Q = $\frac{\overline{\rho Q}}{\bar{\rho}}$

Introduction Générale

De nos jours, l'énergie délivrée par la combustion dépasse 80% de l'énergie totale dans le monde, et ce pourcentage restera probablement élevé le long des 100 prochaines années. La plupart des systèmes réactifs qui génèrent la combustion turbulente sont utilisés dans la fabrication, le transport et l'industrie pour la génération des puissances. Comme résultat, l'émission des polluants est parmi les problèmes majeurs qui sont devenus des facteurs critiques dans notre société. Dans ce cadre, une étude détaillée des systèmes réactifs est alors nécessaire pour la conception de systèmes de haute performance qui s'adaptent aux technologies modernes. L'optimisation des performances de ces systèmes énergétiques permet d'une part d'économiser l'énergie et d'autre part de réduire la pollution. Les jets turbulents sont impliqués dans l'efficacité de ces divers systèmes.

Dans le cas isotherme, la complexité des écoulements turbulents résulte principalement de la coexistence des structures de tailles très différentes et de l'interaction non linéaire entre ces structures. Les plus grandes structures dépendent fortement de la géométrie du domaine considéré, elles sont donc anisotropes. De plus, elles ont une grande durée de vie et elles sont responsables du transport de la quasi-totalité de l'énergie. Les plus petites structures, quant à elles, ont souvent un caractère beaucoup plus "universel" (dû à leur comportement relativement isotrope) et sont à l'origine du processus de dissipation visqueuse.

Prédire numériquement la dispersion et le mélange d'un scalaire non réactif dans un écoulement turbulent est considéré comme un problème primordial et reste toujours actuel.

Plusieurs recherches sont attachés à ce sujet afin d'approfondir de plus à la connaissance de différents phénomènes pour pouvoir les mieux prédire.

La prédiction numérique du mélange turbulent existant dans plusieurs applications industrielles et environnementales, a un important intérêt en génie chimique. Il est nécessaire donc de bien comprendre la majorité de propriétés du mélange et de l'écoulement.

En combustion, la complication du comportement des jets résulte de l'interaction entre le dégagement de la chaleur, les processus de mélange, l'entraînement et la recirculation des gaz. Pour bien comprendre la complexité de ce phénomène, il est nécessaire de connaître parfaitement l'évolution dynamique et scalaire des jets turbulents isothermes en présence d'importantes différences de densité, comme elles peuvent lors de la combustion. Cette optimisation passe par la compréhension de l'effet de la variation des conditions d'entrée sur les processus de mélange dans le cas non réactif et sur la stabilité et la nature de la flamme

dans le cas réactif. Ainsi, des études théoriques, expérimentales et numériques, doivent être menées en parallèle pour mieux identifier les effets d'une telle intervention.

Bien des questions demeurent ouvertes dans le but de mieux caractériser les différents écoulements turbulents réactifs. Les objectifs des études menées dans ce domaine sont la réduction des émissions de polluants et l'amélioration du rendement de combustion. Une compréhension du mélange et leur interaction avec les différents processus chimiques traduit donc un enjeu majeur. Elle est considéré alors comme un facteur déterminant la qualité des variétés des procèdes.

Ce travail de thèse se base sur les jets coaxiaux qui constituent un cas particulier de jet axisymétrique. Ils sont communément rencontrés dans des différents brûleurs industriels qui assurent le contact entre le comburant et le carburant sous une forme de jets coaxiaux. Cette technique est le siège d'une amélioration du mélange et de la stabilité des flammes. L'introduction d'un déplacement du jet central améliore d'avantage le mélange et par la suite l'efficacité du dispositif…

Les objectifs majeurs de cette thèse sont :

- Mise en place un dispositif expérimental permettant d'étudier l'écoulement turbulent à masse volumique variable fourni par trois jets coaxiaux, pour plusieurs déplacements du jet central,
- Elaboration d'un modèle de calcul numérique tridimensionnel capable de prédire correctement ces types d'écoulement.

La particularité du dispositif étudié consiste en un retrait géométrique négatif, nul ou positif (δ=-30 mm à +30 mm) de l'injecteur central par rapport aux deux autres injecteurs. Cette étude préliminaire est motivée par une extension aux configurations en combustion dans le but d'optimiser les injecteurs afin d'améliorer la combustion et de réduire les émissions polluantes.

Le choix des conditions étudiées a été motivé par une future application à un brûleur de puissance 15kW gaz naturel/oxygène. La figure suivante illustre les effets du retrait sur la flamme de diffusion obtenue (photos réalisées au CORIA durant ce travail de thèse)

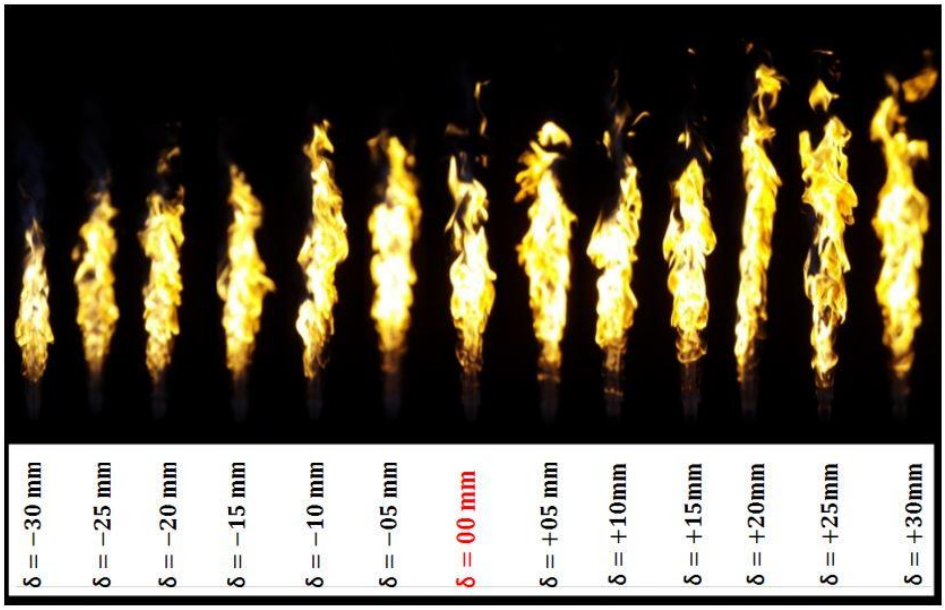


Figure A : Illustration des flammes correspondantes à chaque déplacement du jet central

Le plan de ce mémoire s'articule autour des différentes parties étudiées.

Dans un premier chapitre, nous présentons les notions théoriques décrivant les configurations des jets simples et des jets multiples et les comportements des écoulements engendrés par ces injecteurs. Les équations de base, qui servent à décrire l'écoulement isotherme et adéquates à l'aérothermochimie, sont présentées.

Le deuxième chapitre présente les outils numériques employés durant ce travail. Il s'agit des équations instantanées qui décrivent les écoulements isothermes et les différents traitements statistiques. Trois approches de simulation de la turbulence ainsi que leurs modèles de fermetures sont ensuite cités. A la fin de ce chapitre, une description du code CFD, FASTEST-3D, utilisé dans ce travail sera présentée.

Une étude expérimentale des écoulements isothermes issus d'un bruleur tricoaxial fait l'objet du troisième chapitre. Cette étude expérimentale, basée sur la Vélocimétrie par Images de Particule (PIV) et l'Anémométrie Doppler Laser (ADL), permet de caractériser le comportement dynamique d'un écoulement turbulent fourni par les jets tricoaxiaux. Le déplacement vertical du jet central permettra d'étudier sept configurations selon le pas de déplacement. Les techniques de mesure utilisées ont été appliquées pour toutes les configurations. Un post traitement des résultats obtenus a été fait afin de pouvoir exploiter les résultats et d'obtenir les évolutions de vitesses axiales, radiales, les fluctuations des vitesses et l'énergie cinétique turbulente.

Le quatrième chapitre de ce mémoire est consacré à la simulation numérique de ces écoulements complexes. La turbulence est modélisée selon une approche aux grandes échelles « LES ». Dans cette partie, trois configurations sont étudiées. La première configuration est

celle à retrait nul (les trois buses des trois injecteurs sont situées dans le même plan), la deuxième est obtenue pour un retrait de -10mm et la troisième pour un retrait de -20mm. Une confrontation des résultats de simulation aux résultats de l'expérience permettra la validation de l'outil de simulation utilisé.

Les principaux résultats sont synthétisés dans la conclusion.

Chapitre I

Etude Bibliographique

Introduction

Les principaux paramètres physiques et dynamiques qui ont une relation avec le sujet thèse sont présentés. Une première partie est consacrée à la théorie des jets simples et des jets multiples. Nous présentons aussi les paramètres influençant l'écoulement turbulent fourni par le type d'injecteurs. La variation des conditions d'émission et les positions des jets peuvent influencer considérablement l'écoulement. Quelques configurations permettant d'envisager l'effet de la stratification sur l'écoulement seront présentées. Une dernière partie de ce chapitre sera réservée aux équations instantanées qui caractérisent l'écoulement. Nous illustrons aussi dans cette partie les échelles de la turbulence macroscopiques et microscopiques.

I-1 Généralités sur le jet simple

L'étude des bruleurs à jets multiples séparés ou coaxiaux nécessite tout d'abord une bonne connaissance du comportement d'un jet simple. Ainsi, des nombreuses études expérimentales et numériques [1-5] ont été focalisées sur les jets simples. Un jet simple peut être défini par un écoulement d'un fluide à partir d'une tuyère, d'un orifice ou d'un ajutage. Il dépend des paramètres intérieurs, c'est-à-dire les propriétés du fluide éjecté comme la température, la pression, la densité, la viscosité, le diamètre du jet et la vitesse du gaz à la sortie de la buse. Le jet dépend aussi des paramètres extérieurs ou également du milieu ambiant.

I-1-1 Les grandeurs influençant le développement du jet simple

En se basant sur des valeurs qui se conservent tout au long du développement du jet, l'étude de ces jets simples est abordée. Celui-ci résulte de l'interaction entre trois forces : la force d'inertie, la force de viscosité et la force de gravité. Les expressions de ces différentes forces sont [4]:

Force d'inertie $$\frac{\rho_j U_0^2}{d_{int}} \quad \text{(I.1)}$$

Force de viscosité $$\frac{\mu_j U_0}{d_{int}^2} \quad \text{(I.2)}$$

Force de gravité $$|\rho_j - \rho_f| g \quad \text{(I.3)}$$

Avec U_0est la vitesse du gaz issu du jet, d_{int} designe le diamètre du jet, $g$est la constante de gravité,$\mu_j$est la viscosité dynamique du fluide, $\rho_j$est la masse volumique du jet et $\rho_f$représente la masse volumique du fluide environnant.

I-1-1-1 Nombre de Reynolds

Le nombre adimensionnel de Reynolds Re représente le rapport de forces d'inertie et les effets de viscosité ou les forces visqueuses. Il est donné par l'équation :

$$\mathrm{Re} = \frac{\mathrm{U_0 d_{int}}}{\nu_j} \tag{I.4}$$

Ce nombre permet d'identifier le régime d'écoulement étudié. Pour un nombre de Reynolds de 2500, le régime d'écoulement est transitoire. Cette transition est fortement liée aux propriétés géométriques de l'injecteur (longueur du jet, épaisseur des lèvres du tube,…).

I-1-1-2 Nombre de Froude et la flottabilité

Un autre nombre adimensionnel influençant sur les jets turbulents est le nombre de Froude Fr qui tient en compte des effets de gravité. Le nombre de Froude Fr est le rapport entre les forces d'inertie à celles dues à la gravité (équation I.5) :

$$\mathrm{Fr} = \frac{\mathrm{U_0^2 \rho_j}}{\mathrm{g d_{int}\,(\rho_e - \rho_j)}} \frac{\mathrm{U_0 d_{int}}}{\nu_j} \tag{I.5}$$

Où ρ_e, ρ_j sont les masses volumiques respectives du fluide environnant et du fluide issu du jet, g est l'accélération gravitationnelle, U_0est la vitesse de sortie du jet et d_{int} est le diamètre intérieur du jet. Dans le cas où les forces de gravité sont négligeables les nombres de Froude atteignent des valeurs élevés.

Schetz [6] a classé les jets en trois catégories qui dépendent de la valeur de $\rho_e$etρ_j. La figure I.1 présente le comportement des jets en fonction du nombre de Froude.

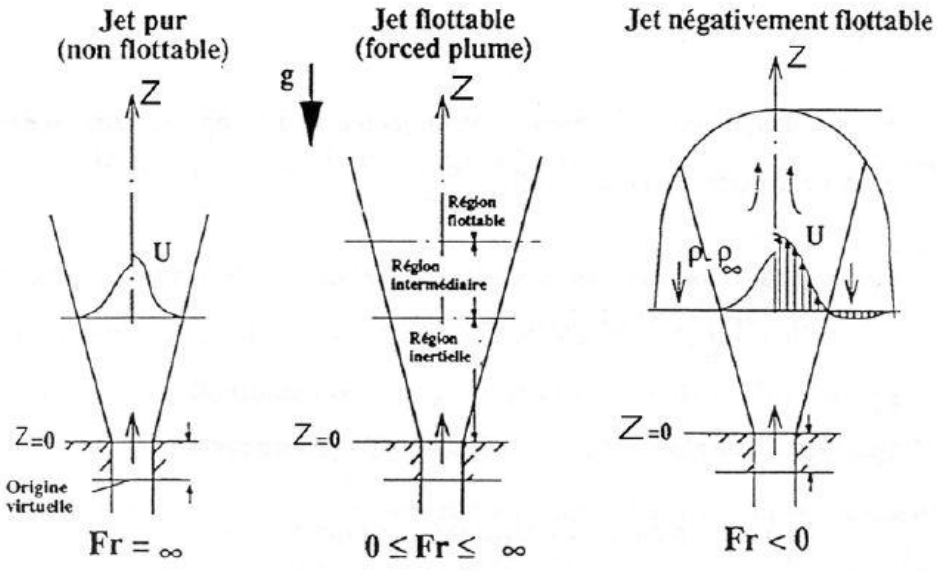


Figure I. 1 : Influence du nombre de Froude sur les jets d'après Schetz [6]

En se basant sur la valeur de nombre de Froude on pourra définir trois types de jets :

- Les jets purs : $Fr = \infty$
- Les jets flottables : $0 \leq Fr \leq \infty$
- Les jets négativement flottables : $Fr < 0$

Dans le cas d'un nombre de Froude positif, on distingue trois zones (inertielle, intermédiaire et flottable). La longueur de chaque zone est donnée par [6] :

$$Z_1 = Fr^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_e}\right)^{-\frac{1}{4}} \frac{Z}{d_0} \tag{I.6}$$

Une classification de ces trois régions selon le nombre de Froude a été aussi proposée par Chassaing, 1979 [7] et par Chen & Rodi, 1980 [8] :

- Région inertielle (région de jet pur) : $0 \leq Fr \leq 0.5$
- Région intermédiaire : $0.5 \leq Fr \leq 6$
- Région de panache pur : $6 \leq Fr$

I-1-1-3 Rapport des vitesses

Le rapport des vitesses du fluide environnant U_e et du fluide issu du jet U_0 est aussi utilisé pour caractériser l'écoulement dans le cas de jets coaxiaux. Généralement, on parle de la configuration à jets coaxiaux si la vitesse d'injection du fluide issu du jet périphérique à faible section est importante. Contrairement, si la section est importante et la vitesse du fluide est faible, on parle de la configuration à co-courant.

On définit le rapport de vitesse du fluide par :

$$M = \frac{U_e}{U_0} \tag{I.7}$$

Hussain & Clark, 1981 [9] et Davies & Yule, 1975 [10] ont conclu que les mécanismes de production des instabilités dépendent de ce rapport. Trois régimes différents sont à distinguer [9,10] :

- M < 1 : La zone initiale de l'injecteur est brusquement modifiée par les structures à grandes échelles. Ces structures ont des formes annulaires se produisent à l'interface dans la couche de mélange entre les deux écoulements.
- M = 1 : Les instabilités se forment au sillage des couches de mélange qui se développent contre les parois de l'injecteur et pas à une couche de mélange annulaire.
- M > 1 : La zone centrale de l'injecteur est aussi modifiée avec un sens inverse de rotation des tourbillons par rapport à la zone initiale.

Deux rapports sont à utiliser dans le cas d'un écoulement de deux fluides à masses volumiques différentes. Pour une masse volumique du jet ρ_0 et une masse volumique du fluide environnant ρ_e le rapport RM (flux de masse par unité de surface) et le rapport de flux de quantité de mouvement RI par unité de surface sont données par [11-12] :

$$RM = \frac{\rho_0 U_0}{\rho_e U_e} \tag{I.8}$$

$$RI = \frac{\rho_0 U_0^2}{\rho_e U_e^2} \tag{I.9}$$

I-1-2 Zones caractéristiques d'un jet simple

Tous les jets turbulents présentent des propriétés communes quel que soit l'écoulement. D'après Boushaki [13], l'écoulement turbulent est divisé en quatre parties schématisées sur la figure I.2 :

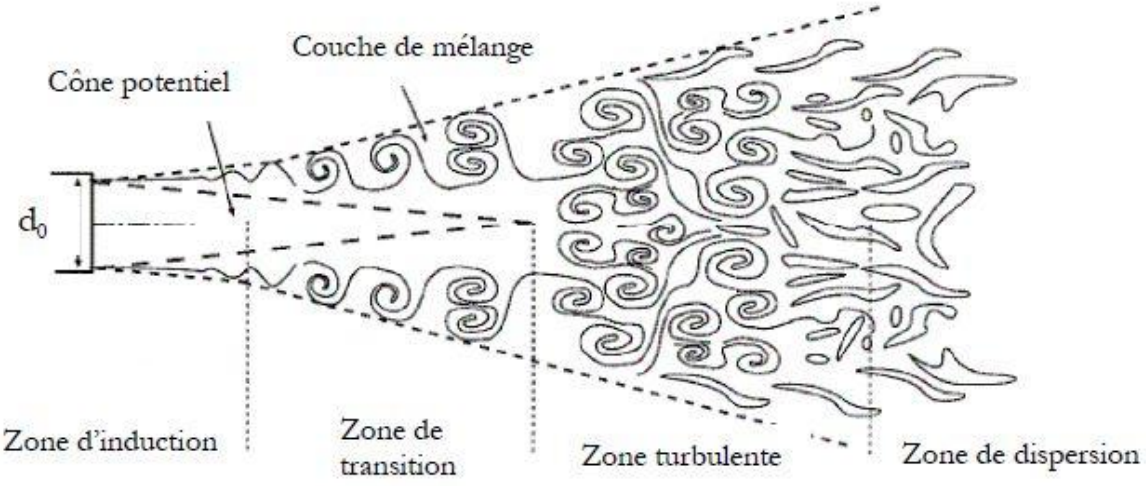


Figure I. 2: Zones caractéristiques d'un jet turbulent [13]

- Zone d'induction : l'écoulement est quasiment droit, les instabilités hydrodynamiques augmentent de manière linéaire. L'écoulement est peu influencé par les conditions extérieurs par contre il dépend fortement aux conditions d'émissions.
- Zone de transition : elle est définie par l'évasement du jet, des forts cisaillements et la formation de différentes structures tourbillonnaires. Une couche de mélange se forme suite à la combinaison du jet et du fluide ambiant. Davies et al. [14] ont étudié les structures tourbillonnaires et ont trouvé que ces structures sont convectées à une vitesse de $0.65U_0$. En s'accroissant, les zones annulaires de la couche de mélange se

fusionnent afin de former le cône potentiel. Le long de l'axe principal dans ce cône potentiel, l'écoulement possède les mêmes propriétés que celui à la sortie du jet. Dans cette région la vitesse axiale moyenne de l'écoulement est de l'ordre $0.99U_0$. La longueur du cône potentiel L_{cp} étudiée par Lau J.C et al. [15] est calculée en fonction du nombre de Mach pour un jet subsonique par l'intermédiaire de l'équation suivante :

$$\frac{L_{cp}}{d} = 4.2 + 1.1M^2 \qquad (I.10)$$

- Zone de turbulence : Cette zone aura lieu au-delà du cône potentiel allant de 4-5d jusqu'à 8d, et l'ensemble du jet devient turbulent.
- Zone de dispersion : Le jet se disperse dans le milieu ambiant. L'écoulement désormais sensible aux forces de flottabilité suit le mouvement de l'air. La vitesse de l'écoulement devient pratiquement nulle.

L'évolution des jets turbulents dépend fortement des instabilités. Lorsqu'un jet se met dans un environnement statique ou dynamique, des interactions entre les deux fluides se créent et produisent des structures cohérentes schématisées dans la figure I-3. Dans un premier temps, les structures sont bidimensionnelles et ont la forme d'allées tourbillonnaires. Ces instabilités toroïdales de type Kelvin-Helmholtz voient leur taille augmenter en s'éloignant de l'injecteur, s'accompagnant de la création de fines structures tridimensionnelles qui vont s'enrôler autour des instabilités toroïdales [16]. Ensuite dans une deuxième zone ces différentes structures s'appareillent entre elles. Ces fusions peuvent impliquer deux enroulements ou plus toutefois le vortex peut également s'étirer et se désintégrer [17]. Les anneaux impliqués dans la dernière fusion ont une taille supérieure au diamètre local du jet. Ceci engendre un éclatement de ces anneaux en des structures de tailles bien inférieures. Ces fusions précédentes engendrent également une décroissance saccade de la concentration. En raison des mouvements de la zone de fusion, la décroissance moyenne de la concentration sera continue.

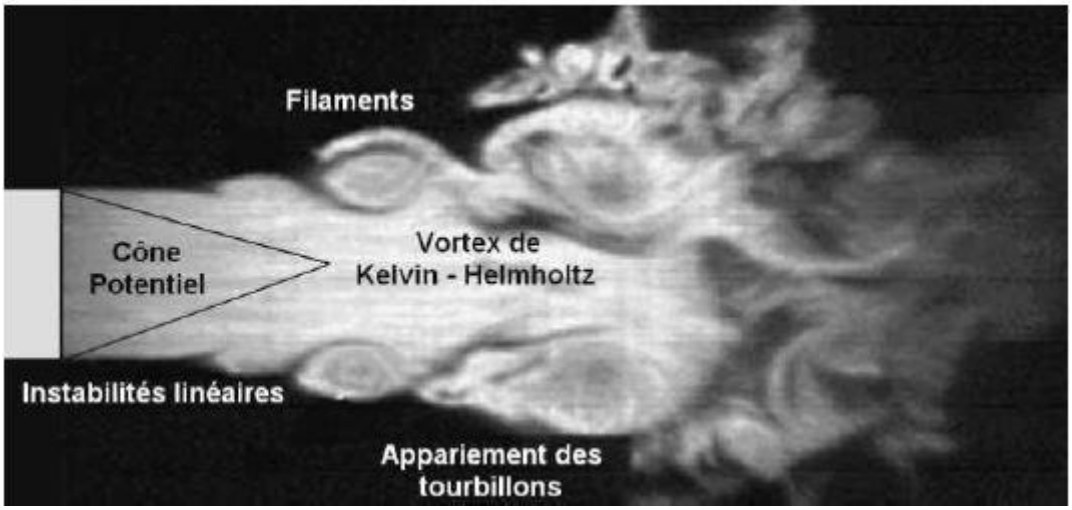


Figure I. 3 : Image de tomographie laser et localisation des structures tourbillonnaires d'un jet [16]

Des instabilités tridimensionnelles et bidimensionnelles se développent à partir de l'injecteur et se déplacent d'une manière aléatoire le long du jet. Vu leurs caractères tridimensionnel, ces structures hélicoïdales sont difficiles à observer. Le taux de croissance de ces instabilités tridimensionnelles est plus faible de celui des instabilités bidimensionnelles. L'effet de ce taux sur l'écoulement ne devient dominant que pour des hauteurs plus importantes [18].

Dans le cas d'un nombre de Reynolds élevé, les structures tridimensionnelles auront une tendance de se développer plus rapidement et les structures bidimensionnelles deviendront plus difficile à observer et ne pourront se développer que pour des distances de plus en plus faibles.

I-2 Jets coaxiaux : Définition et applications industrielles

Le jet coaxial est un jet simple, central rond de diamètre D_i, qui a une vitesse débitante U_i, entouré d'un autre jet annulaire de diamètre D_0 et qui a une vitesse U_0 (voir figure I.4). Les écoulements issus de cette configuration s'intègrent dans des importantes applications industrielles. Cette configuration offre une réduction du bruit sonore engendré par le jet rond et intervient dans les procédés industriels surtout ceux qui se fondent sur la combustion.

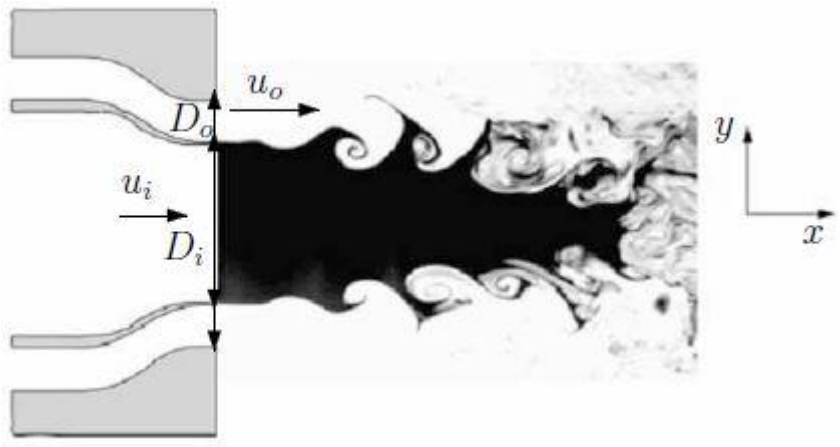


Figure I. 4: Illustration d'un écoulement issu du jet coaxial. Le jet coaxial a les diamètres D_i=2 cm et D_0=2,7 cm avec des vitesses débitantes $0,1 < U_i < 1$ m.s^{-1} et $0,3 < U_0 < 4$ m.s^{-1} [19]

I-2-1 Présence des jets coaxiaux en combustion

L'utilisation de jets coaxiaux est très variée soit dans les procédés de la combustion pour assurer un mélange stœchiométrique de deux fluides ou plus soit dans le procédé de fibrage du verre en fusion afin de fabrique le calorifuge la laine de verre. Ces jets permettent l'amélioration de la stabilité d'une flamme et de réduire les émissions gazeuses néfastes : oxydes d'azote et de carbone. Une bonne compréhension des phénomènes du mélange carburant-comburant est un défi majeur. La configuration de jets coaxiaux est fréquemment rencontrée en aéronautique et en génie chimique. Elle contrôle la qualité de la combustion au sein des moteurs en réduisant ou augmentant la consommation d'un certain carburant et par la suite les émissions gazeuses.

La présente étude sur les jets coaxiaux présente un important intérêt surtout dans le domaine de la combustion. Bien que la combustion ne soit pas l'objectif de cette thèse, nous décrivons quelques applications des jets coaxiaux pour des applications en combustion

Bruleur Bluff-Body

Ces brûleurs Bluff-Body sont composés d'un obstacle central, intitulé Bluff-Body qui a un diamètre intérieur D_i, et d'une buse de diamètre extérieur D_o (voir figure I.5).

Di/Do, présente le rapport de diamètre, est compris entre 0,5 et 0,92. L'obstacle est généralement sous la forme circulaire et contient un orifice situé en son centre afin de fournir le carburant principal. L'air est par la suite injecté via le jet annulaire. Une dépression en aval est provoquée par l'obstacle central, crée une zone de recirculation au sein du sillage du Bluff-Body. Les produits de combustion sont alors réinjectés à travers la zone de recirculation vers la zone de réaction de la flamme en réduisant les émissions de polluants et la flamme sera stabilisée.

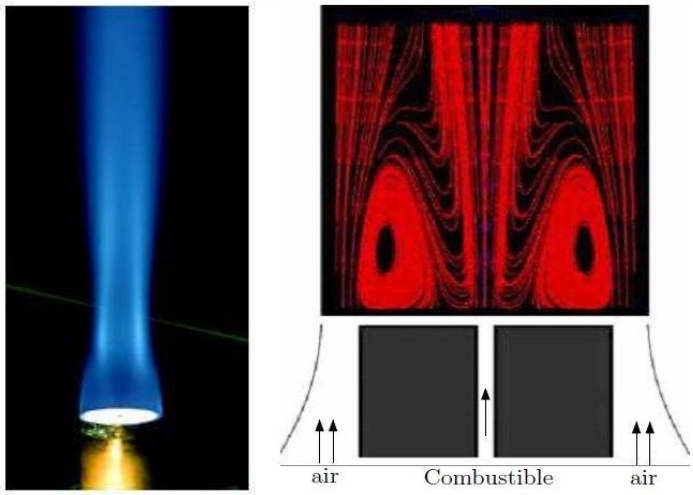


Figure I. 5: Schéma d'un brûleur "Bluff-Body" et lignes de courant en aval du brûleur [20]

Des nombreux travaux ont été effectués afin d'identifier les différents paramètres de contrôle : l'influence du rapport des vitesses des gaz issus des jets [21], l'influence de la nature des combustible et du confinement sur la stabilité des flammes non pré-mélangées [22, 23]. Kimoto et al. [21] ont examiné la distribution de la température et la concentration des espèces ainsi que le procédé de la combustion pour des flammes turbulentes issu d'un brûleur à jets coaxiaux. Ils ont observé que le comportement de la flamme varie sensiblement avec le rapport de vitesse, ils ont trouvé que la combustion est plus rapide pour un rapport $U_{central}/U_{annular}\approx 1{,}28$. Schefer et al. [22] ont étudié l'effet du confinement sur la stabilité de la flamme, les champs de vitesses et de concentrations. Quatre rapports de blocage BR, le rapport de la section transversale du blocage (zone du bluff-body) à la zone de conduite d'air, ont fait le sujet de ces travaux. Il est démontré que, pour le cas BR faible, les caractéristiques de la zone de recirculation et la stabilité de la flamme ne sont pas affectées par Le confinement. En revanche, ce confinement augmente la taille de la zone de recirculation, assure une distribution du carburant sur un volume plus important et améliore la stabilité des flammes à des BR élevés. Dally et al. [23] ont concentré sur l'étude de la stabilité des flammes turbulentes non-pré mélangées issus d'un brûleur Bluff-Body avec différents mélanges (H_2-CO) et (H_2-CH_4). En augmentant le flux de la quantité du mouvement, le mélange moyen dans le vortex extérieur perd son intensité et le contour stœchiométrique se déplace plus près du jet de carburant. Le taux de décroissance de la fraction de mélange tout au long de la direction axiale présente des tendances similaires à une flamme à un jet simple en aval de la zone de recirculation alors que différentes tendances se trouvent à l'intérieur de la zone de recirculation.

Brûleur à fuel-oil

Dans les fours industriels ou les chaudières les bruleurs à fuel-oil les plus répandus sont ceux à jets coaxiaux, [24] (voir la figure I.6). L'injection du fuel-oil se fait sous la forme de gouttelettes fournies par le jet central tandis que l'air est amené par le jet annulaire. Une idée afin d'accrocher la flamme sans utiliser un obstacle, se base sur la mise en rotation du jet périphérique par rapport à l'axe du brûleur. Cette rotation engendre une dépression qui produit ensuite une zone de recirculation assez proche de buses de fuel-oil permettant de stabiliser le noyau de gaz chauds (en combustion). A partir de ce noyau une flamme de diffusion commence à se développer. La longueur de la flamme est considérée parmi les paramètres importants dans le dimensionnement et la fabrication des fours et/ou des chaudières.

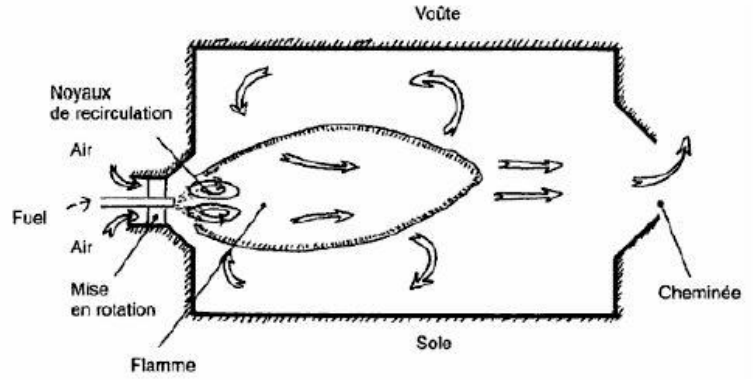


Figure I. 6 : Schéma d'un brûleur à fuel-oil dans un four industriel [24]

Procédé de fibrage du verre

Ces jets coaxiaux sont aussi rencontrés dans le domaine de fabrication des fibres en verre qui sont utilisés pour l'isolation thermique. TEL est un procédé inventé par le groupe Isover Saint Gobain en 1957 (voir figure I.7). Ce dernier introduit d'une façon continue le mélange, de verre et de sable sous un état liquide à une température d'environ 1450 °C, dans une assiette de fibrage centrifuge qui est en rotation sur l'axe vertical d'après Isover Saint Gobain. Un grand nombre de trous a été percé sur l'enveloppe de cette assiette. Le verre fondu est injecté, par centrifugation, à travers les trous d'émission. Ce verre sera divisé donc en des multiples filets. Un puissant jet annulaire coaxial porte des gaz chauds assure l'étirage des fibres en verre. Ces fibres seront formées avec a peu près (à quelques micromètres) des diamètres égaux.



Figure I. 7 : Procédé de fabrication des fibres de verre s'après Isover Saint Gobain

I-2-2 Caractéristique des jets coaxiaux

Dans la configuration à jet coaxial, généralement on définit deux échelles de longueur (D_i le diamètre intérieur et D_0 le diamètre extérieur) ainsi que deux échelles caractéristiques de vitesse (la vitesse débitante intérieure U_i et la vitesse débutante extérieure U_0). Principalement les paramètres qui influencent sur l'écoulement sont le rapport de diamètres, le rapport des flux de quantité de mouvement de deux jets et le nombre de Reynolds [25,26]. Dans le cas où les fluides ont la même densité, le rapport des flux de quantité de mouvement devient un rapport de vitesse $M = U_0/U_i$. Trois configurations résultent de ce paramètre M ($M<1$, $M>1$ et $M\rightarrow\infty$). Le dernier cas, est considéré comme un cas limite pour lequel la vitesse intérieure est nulle. Il correspond alors à un seul jet annulaire.

I-2-2-1 Influence de différence des vitesses

Jet annulaire seul : $M \rightarrow \infty$, (Ui = 0)

Le jet annulaire représente un jet axisymétrique qui se forme suite à un obstacle central appelé bluff-body. Cet obstacle a un diamètre D_i avec une buse annulaire de diamètre extérieur D_0. Il peut être conique, sphéroïde, cylindrique, ou sous forme d'un disque. S'il est sous la forme de disque le jet est dit jet annulaire basique [27]. Une première description du jet annulaire basique a été suggérée par Davies et Beer [28] en variant le rapport de diamètre entre 0,33 et 0,73. Ils ont noté que le niveau de la turbulence est élevé particulièrement derrière l'obstacle. Par la suite, cet écoulement pourra être divisé en trois zones. Une première zone appelée de recirculation, est caractérisée d'une composante de vitesse longitudinale négative dans la zone proche de l'axe du jet. Une deuxième zone de transition et une troisième

là où le jet est pleinement développé, dans ce cas le jet a des propriétés similaires qu'un jet rond. Davies et Beer ont noté l'influence du rapport de diamètres sur la zone de recirculation. Ko et Chan ont effectué une description légèrement différente de celle citée précédemment [29]. Ils ont étudié un écoulement fourni par un jet annulaire au moyen du fil chaud. Ils ont travaillé avec un petit rapport de diamètre qui est de l'ordre de 0.45 et un nombre de Reynolds de l'ordre de 57000. Le jet annulaire est décomposé selon ces chercheurs en trois zones (voir figure I.8-a).

- Zone initiale : comporte deux zones de mélange, une première interne engendrée par le jet et l'air au repos et une deuxième externe définie par des échelles tourbillonnaires similaires aux anneaux primaires pour un jet rond. Une zone de recirculation a lieu aussi dans cette zone, apparait derrière l'obstacle et trouve sa fin par un point de stagnation ou la vitesse est nulle. Ce point est situé sur l'axe du jet d'une distance de l'ordre de $1{,}7D_0$ par rapport à la sortie de l'injecteur. Cette zone initiale, avec un rapport de diamètre inférieur à 0,7, des jets annulaires est limitée entre la sortie de l'injecteur et la fin du cône potentiel. Par contre cette dernière est délimitée par un point de stagnation dans le cas d'un grand rapport de diamètre [30] (voir figure I.8-b).
- Zone de fusion intermédiaire : est limitée entre la fin du cône potentiel et le point de rattachement. Ce dernier, situé sur le même axe du celui de stagnation mais à une distance de l'ordre de $4\ D_0$, représente le point de convergence des deux pics du profil de vitesse moyenne axiale. Il dépend que de la géométrie de l'injecteur.
- Zone de jet pleinement développé : commence à partir du point du rattachement.

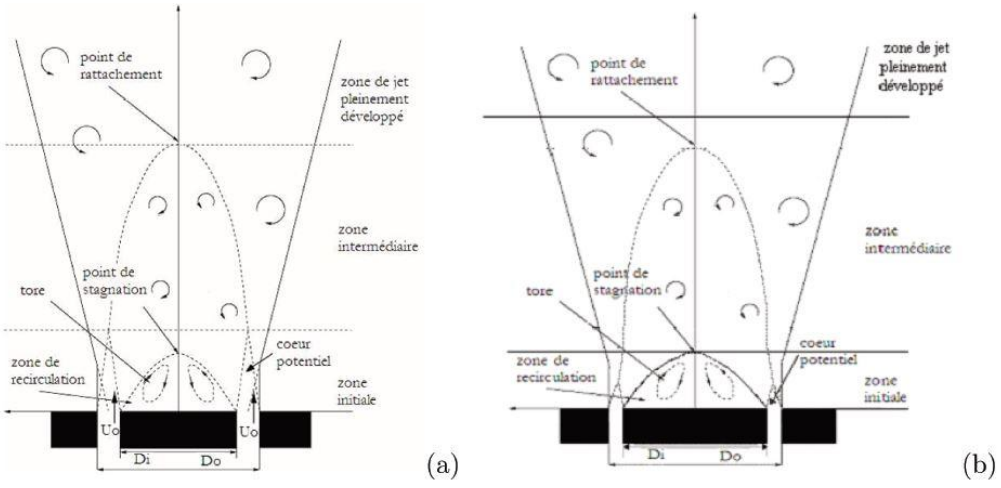


Figure I. 8 : Caractéristiques d'un jet annulaire pur [30]: pour un petit rapport de diamètre (a) et pour un grand rapport de diamètre (b)

Une étude expérimentale se basant sur l'Anémométrie Doppler Laser a été faite par Durao et Whitelaw [31] sur un jet annulaire avec un rapport de diamètres entre 0,45 et 0,71 et pour un nombre de Reynolds qui varie entre 3500 et 14600. Ils ont noté l'influence du rapport de diamètre sur la longueur de la zone de recirculation. Ils sont inversement proportionnels. Ils ont remarqué que la longueur de la zone de recirculation ne dépend plus du nombre de Reynolds à partir d'un certain seuil de Re.

Jets coaxiaux : M >1

Le jet d'air coaxial a été étudié par Au et Ko [32] avec un rapport de vitesse variant entre 1 et 6,6. Trois régions de l'écoulement, identiques à celle cités précédemment dans le cas d'un seul jet, ont été identifiées. Un cône potentiel interne caractérise la zone intermédiaire du jet. La longueur de ce cône dépend du rapport de vitesses [32]. Cette longueur diminue avec le rapport de vitesses et augmente avec le rapport de diamètres. Deux axes peuvent présenter ce type d'écoulement : les jets coaxiaux sans zone de retour (figure I.9-a) et les jets coaxiaux avec une zone de recirculation (figure I.9-b). Plusieurs études ont été appliquées sur l'évolution de cette zone en fonction des rapports de vitesses supérieurs à l'unité [33,34 et 35]. Ils ont montré l'influence de ce rapport sur le comportement de l'écoulement et la longueur du cône potentiel. L'écoulement peut été changer au-delà d'une valeur critique M_c. Cette dernière dépend du profil de vitesse en sortant de l'injecteur. Elle sert à distinguer deux régimes d'écoulements.

1- $1< M <M_c$: Dans cet intervalle, les couches de mélange interne et externe se développent indépendamment jusqu'à atteindre la fin du cône potentiel intérieur. A l'extrémité du cône potentiel les deux jets se fusionnent.
2- $M >M_c$: Dans ce cas le cône potentiel est intercepté par un écoulement inverse. Ce régime est défini par une zone de recirculation instationnaire. La taille de cette zone augmente avec le rapport de vitesses et atteint son maximum pour $M=\infty$ « cas d'un jet annulaire seul ».

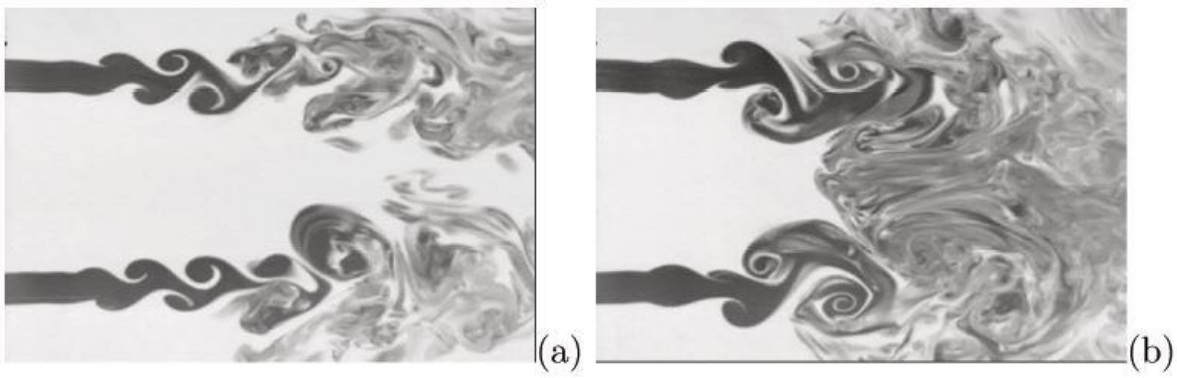


Figure I. 9: Dynamique des jets avec le rapport de vitesses (a) écoulement sans zone de recirculation pour M=2 (b) écoulement avec zone de recirculation pour M=8 [35]

Jets coaxiaux : M <1

Ko et Kwan [36,37] ont étudié les écoulements issus des jets coaxiaux pour des rapports de vitesses inférieurs de l'unité. Ils ont décomposé l'écoulement en trois zones. Une première région initiale définie par un cône potentiel externe. Une deuxième région s'étend de la fin du cône jusqu'à que les deux jets se fusionnent et le comportement devient similaire à un jet rond. La dernière zone est caractérisée par un jet pleinement développé. Pour cet écoulement il n'existe une zone de recirculation comme celle trouvée pour M > 1 et M→∞. D'après Champagne et al. [38] le comportement de l'écoulement pour ce cas est similaire à celui du jet rend (voir figure I.10).

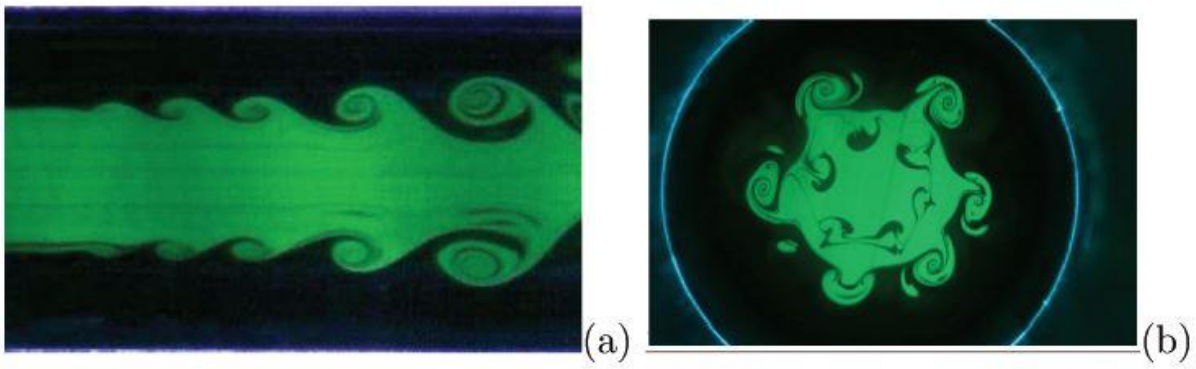


Figure I. 10: Dynamique des jets coaxiaux avec un rapport de vitesses inférieur à l'unité (a) écoulement dans un plan méridien (b) écoulement dans un plan radial

I-2-2-2 Influence de différence des masses volumiques

La plupart des écoulements rencontrés dans les installations industrielles sont à caractère turbulent et à masse volumique variable tels que : les chambres à combustion, émissions de gaz à l'atmosphère, etc… Une variation de la masse volumique peut être engendrée par un gradient de température dans le même fluide ou par un mélange de deux ou plusieurs fluides miscibles avec une différence de densité dans le cas non réactif. Une complexité liée aux

écoulements est due au fait que les équations d'un champ dynamique sont couplées à celles correspondantes au champ scalaire. Ce couplage est défini par une équation d'état qui relie une quantité scalaire responsable des variations de la densité à celle-ci. L'étude de ces écoulements turbulents présente un grand intérêt sur le plan fondamental que sur le plan industriel. Pagé [39] a travaillé sur le mélange des différents jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable. Ses mesures sont focalisées sur les mesures du champ scalaire d'un jet inséré dans un écoulement d'air sur l'axe. Trois gaz ont été employés avec trois rapports de densité différents : 7,2 pour l'hélium, 1,8 pour le méthane et 0,66 pour le CO_2. Une étude expérimentale est basée sur la diffusion Rayleigh dans le but d'obtenir les fractions molaires en temps réel. La détermination du champ dynamique est faite via l'Anémométrie Doppler Laser. Le dispositif expérimental utilisé dans cette recherche est schématisé sur la figure I.11. Le bruleur est formé d'un jet de gaz pur issu d'une section circulaire (rayon R_j =12,5 mm) de masse volumique ρ_j et une vitesse débitante U_j. Ce jet de gaz est entouré par un écoulement d'air de masse volumique ρ_e avec une vitesse d'éjection U_e. Ce travail aboutit à plusieurs résultats tels que le mélange rapide des jets à gaz légers (hélium et méthane) par rapport aux jets de gaz lourds (air et CO_2) quand ils débouchent dans un écoulement à densité différente (co-courant d'air). Le taux de décroissance K_u de la composante axiale moyenne de la vitesse décroit avec l'augmentation du rapport de densité R_ρ. L'énergie cinétique de la turbulence tend vers une valeur maximale dans le cas où le gaz est plus léger.

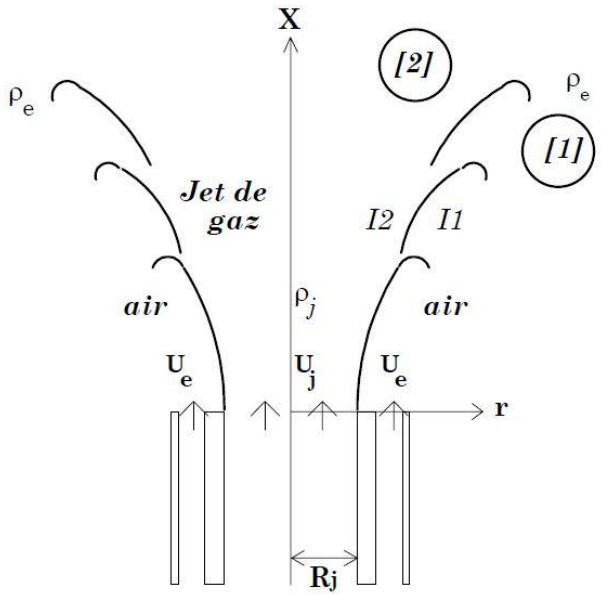


Figure I. 11: Bruleur étudié par Pagé [39]

Ces résultats sont validés par les travaux de Talbot [40]. Il a montré que les jets lourds débouchant dans un milieu moins dense présentent un entrainement moins efficace et un taux de croissance de leur couche de mélange plus lent que les jets légers.

Djeridane et al. [41] ont étudié l'influence de variation de la densité sur le développement de la dynamique et du champs scalaires des jets turbulents axisymétriques dans la région initiale $X/D_j<20$. Le brûleur employé dans ce cas est schématisé sur la figure I.12. Le jet axisymétrique turbulent a un diamètre de 26 mm et une épaisseur de 0.8 mm. Ce jet est inséré dans un écoulement d'air. Les mesures sont faites pour des rapports de densité différents : 0,14 (hélium-air) et 1,5 (CO_2-air). En suivant la fraction scalaire massique moyenne, il est noté que plus le gaz est léger, plus la décroissance de la fraction massique est importante. Par conséquence, le mélange est plus efficace. L'influence de la variation de densité sur l'entraînement du fluide externe par le jet est clairement établie dans la région initiale. Ceci est dû à un gaz plus léger que le milieu ambiant. Par exemple, l'hélium dans les mélanges d'air se mélange rapidement donc son entraînement est plus important qu'un gaz lourd (CO_2 par exemple).

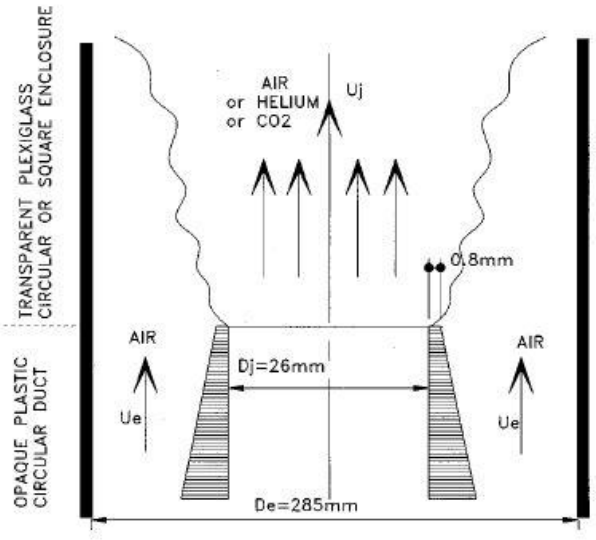


Figure I. 12 : Schéma du bruleur expérimental étudié par Djeridane et al. [41]

Plusieurs chercheurs ont été alors intéressés par l'influence de la variation de la masse volumique sur l'écoulement. Thring et Newby [42] ont été les premiers qui ont étudié ce paramètre. De même Chen et Rodi [43], Pitts [44], Hussein et al. [45], Gouldin et al. [46], Panchapakesan et Lumley [47,48], Fulachier et al. [49] et Djeridane [50] ont étudié les jets ronds turbulents à masse volumique variable.

I-3 Equations instantanées

La connaissance de comportement des écoulements visqueux se base sur les équations de Navier-Stockes avec l'équation d'énergie et pour l'écoulement réactif on additionne l'équation des espèces chimiques. Ces dernières décrivent les différents principes de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces.

I-3-1 Equation de continuité

L'équation de continuité s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j}{\partial x_j} = 0 \tag{I.11}$$

Avec ρ la masse volumique. U_j est une composante de la vitesse dans la direction j (j : 1,2,3). Cette équation présente qu'au cours du temps une variation de masse dans un tel volume est similaire à la différence de flux entrant et sortant de masses ρU_j à travers la frontière de ce volume.

I-3-2 Equation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation la quantité de mouvement est donnée par :

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \tag{I.12}$$

Avec p est la pression thermodynamique, τ_{ij} représente le tenseur des contraintes visqueuses et ρg_i définit la résultante des forces volumiques engendrée par la gravité.

Si le fluide est newtonien, une relation entre le tenseur des contraintes visqueuses et le champ de vitesse sera gouverné par la loi de comportement :

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_i} \tag{I.13}$$

μ représente la viscosité dynamique moléculaire. δ_{ij} traduit le symbole de Kronecker (1 si $i = j$ et 0 si $i \neq j$).

I-3-3 Equation de conservation des espèces

Si le mélange est réactif avec*n* espèces chimiques, l'équation de conservation des espèces s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j Y_k) = \rho w_k - \frac{\partial J_j^k}{\partial x_j} \qquad \text{(I.14)}$$

Avec Y_k : la fraction massique de l'espèce *k*. w_k : le taux de production de l'espèce (ou de consommation). J_j^k :le flux de diffusion massique de l'espèce *k* dans la direction *j*. Si le mélange est constitué de *n* espèces, la masse totale sera conservée dans les différentes réactions chimiques, par la suite : $\sum_{k=1}^{n} w_k = 0$,or $\sum_{k=1}^{n} Y_k = 1$.

La diffusion de la masse qui est due à un gradient de température (effet de Soret) et celle engendrée par un gradient de la pression (baro-diffusion), sont négligées pour les écoulements gazeux ou la variation de la température et de la pression n'ont pas un effet important.

La loi de Fick exprime le flux de diffusion par l'expression suivante :

$$J_j^k = -\left(\sum_{k=1}^{n} \rho D_{km} \frac{\partial X_k}{\partial x_j} \right) \qquad \text{(I.15)}$$

n : le nombre total des espèces contenues dans un mélange. X_k : les fractions molaires des espèces. D_{km} : le coefficient de la diffusion mutuelle. Dans le cas d'un mélange de gaz où un constituant est largement majoritaire (c'est le cas de l'air par rapport au combustible et aux gaz brûlés dans des conditions classiques), on peut ne retenir que la diffusion des gaz brûlés dans ce gaz majoritaire et on aura dans ce cas :

$$J_j^k \approx -\rho D_k \frac{\partial X_k}{\partial x_j} = -\rho D_k \frac{W}{W_k} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} = -\rho d_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \qquad \text{(I.16)}$$

Avec d_k : la diffusivité massique d'une espèce *k* par rapport à une espèce majoritaire. *W* : la masse molaire d'un mélange. W_k : la masse molaire d'une espèce *k*. En introduisant le nombre de Schmidt adéquat à l'espèce k le flux massique d'une espèce *k* sera exprimé par :

$$J_j^k = -\frac{\mu}{Sc_k} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \qquad \text{(I.17)}$$

Avec

$$Sc_k = \frac{\mu}{\rho d_k} \tag{I.18}$$

Sc_k : le nombre de Schmidt. Ce terme présente un rapport entre la diffusion de la quantité de mouvement et la diffusion de la masse d'une espèce *k*.

I-3-4 Equation de conservation de l'énergie

La somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique par unité de masse est symbolisée par *E* qui, prend la forme suivante :

$$E = e + \frac{1}{2}\rho U_i U_i \tag{I.19}$$

Son équation de bilan s'écrit :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j E) = \underbrace{\frac{\partial p U_j}{\partial x_j}}_{I} - \underbrace{\frac{\partial J_j^E}{\partial x_j}}_{II} + \underbrace{\frac{\partial U_i \tau_{ij}}{\partial x_j}}_{III} + \underbrace{\rho U_j g_j}_{IV} \tag{I.20}$$

E : l'énergie totale. J_j^E le flux de diffusion de l'énergie totale dans la direction *j*. Les termes *I*, *III* et *IV* décrivent respectivement la puissance des forces de pression, la puissance des contraintes visqueuses et la puissance des forces volumiques de gravité. Le terme *II* représente les phénomènes de diffusion de l'énergie. Dans cette équation les termes sources engendrés par le rayonnement sont négligés.

Cette équation peut s'écrire aussi par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}\left(e + \frac{1}{2}\rho U_i U_i\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\rho U_j\left(e + \frac{1}{2}\rho U_i U_i\right) = \frac{\partial p U_j}{\partial x_j} - \frac{\partial J_j^E}{\partial x_j} + \frac{\partial U_i \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho U_j g_j \tag{I.21}$$

En introduisant la notion de l'enthalpie $H = e + \frac{p}{\rho}$ l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}\left(H + \frac{1}{2}\rho U_j U_j\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\rho U_j\left(H + \frac{1}{2}\rho U_j U_j\right) = \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial J_j^E}{\partial x_j} + \frac{\partial U_i \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho U_i g_i \tag{I.22}$$

En négligeant la diffusion d'énergie engendrée par le gradient de concentration (connu par effet Dufour), en termes de l'enthalpie, le flux de la diffusion de l'énergie s'écrit :

$$J_j^E = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial h}{\partial x_j} = -\frac{\mu}{Pr}\frac{\partial h}{\partial x_j} \tag{I.23}$$

Pr est le nombre de Prandtl, traduit l'importance d'une diffusion de la quantité de mouvement par rapport à une diffusion de la chaleur. Pr a l'expression suivante :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \tag{I.24}$$

λ définit le coefficient de conductivité thermique.

Le nombre de Lewis définit par $Le = \frac{Pr}{Sc_k}$ mesure l'importance de la diffusion thermique par rapport à la diffusion massique. *Le* = 1 : l'équation d'enthalpie se simplifie considérablement. Soit un mélange gazeux constitué de*n* constituants, l'enthalpie *H* s'écrit :

$$H = \sum_{k=1}^{n} Y_k H_k = \sum_{k=1}^{n} Y_k \left(\int_{T_{ref}}^{T} cp_k(T)dT + Q^0_{f_{Tref}} \right) \tag{I.25}$$

cp_k : la chaleur spécifique de l'espèce k à pression constante $Q^0_{f_{Tref}}$: les chaleurs de formation des espèces exprimées en fonction de la chaleur de formation de l'espèce *k* pour une température de référence (T_{ref}=300K). $Q^0_{f_{Tref},k}$ s'écrit sous la forme suivante [51]:

$$Q^0_{f_{Tref}} = \sum_{k=1}^{n} Y_k Q^0_{f_{Tref},k} \tag{I.26}$$

Pour un mélange à n espèces l'enthalpie sensible *h* est définie par :

$$h = \sum_{k=1}^{n} Y_k h_k = \sum_{k=1}^{n} h_k^0 Y_k + \sum_{k=1}^{n} Y_k \int_{T_0}^{T} Cp_k(T)dT \tag{I.27}$$

En partant de l'équation (I.27), en employant la notion de l'enthalpie sensible *h* et en négligeant le travail des forces visqueuses, le travail des forces à distance (valide pour l'écoulement subsonique en combustion) et l'énergie cinétique, on trouve :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j h) = \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial J_j^E}{\partial x_j} + \dot{w}_h \tag{I.28}$$

Avec

$$\dot{w}_h = -\sum_{k=1}^{n} w_k Q^0_{f_{Tref}} \tag{I.29}$$

En ajoutant l'équation d'état le système est fermé. Nous prenons dans la suite du travail l'hypothèse qui dit que l'écoulement est totalement gazeux constitués par des fluides parfaits. Nous écrirons donc :

$$\frac{p}{\rho RT} = \sum_{k=1}^{n} \frac{Y_K}{W_K} \tag{I.30}$$

Le mélange est gazeux et est constitué de *n* espèces. W_k : la masse molaire d'une espèce *k*. *R* : constante des gaz parfaits.

Afin de déterminer l'enthalpie en fonction de la température il existe une relation supplémentaire nécessaire qui s'écrit :

$$h(T) = \sum_{k=1}^{n} h_k Y_k = \sum_{k=1}^{n} h_k^0 Y_k + \sum_{k=1}^{n} Y_k \int_{T_0}^{T} Cp_k(T) dT \tag{I.31}$$

Avec h_k^0 : l'enthalpie de formation d'une espèce *k* à une température T_0. h_k^0 et Cp_k : des fonctions polynomiales appliquée à la température, leurs coefficients sont obtenus à partir de la table de CHEM1D [52].

I-4 Les échelles de la turbulence

La turbulence est engendrée par des instabilités de vitesse et des différentes variables d'état qui ont lieu dans la situation où les forces d'inertie sont suffisamment grandes par rapport aux forces visqueuses. La turbulence est définie par des tourbillons de fluide avec des tailles et des vitesses différentes et hétérogènes dans un large domaine. Kolmogorov a étudié le spectre qui caractérise l'énergie pour des différentes échelles définissants la turbulence [53].

Des résultats fondamentaux ont été établis par Kolmogorov pour une turbulence tridimensionnelle :

- Les plus gros tourbillons sont formés par des cisaillements de l'écoulement moyen.

– Un étirement et/ou la compression des tourbillons sont engendrés par une interaction entre eux. Le diamètre d'un tourbillon diminue sous l'effet d'un étirement, en employant la conservation du moment angulaire leur vitesse, et alors leur énergie cinétique, augmentent. Cela conduit à un transfert de l'énergie cinétique considéré progressif allant des gros tourbillons vers celles les plus petites.

– Une dissipation par des effets de viscosité, des plus petits tourbillons engendrés par une dégradation de ceux plus gros sous l'effet de l'étirement. Par la suite leur énergie cinétique sera transformée en une énergie interne.

– Une conséquence peut être tirée de cette théorie est la tendance vers l'isotropie en passant des grandes échelles vers les plus petites.

En complétant cette théorie par l'hypothèse de l'équilibre spectral, qui affirme une transmission de toute l'énergie reçue suite à un mouvement moyen par les grosses structures aux tourbillons dissipatifs, il est possible d'appliquer une analyse dimensionnelle pour les différentes échelles de la turbulence reliées aux différentes structures turbulentes. La figure I.13 présente le spectre d'énergie qui traduit ces phénomènes. Afin de déterminer les échelles de la turbulence, nous nous sommes inspirés des relations présentées dans [54]. La totalité des échelles sont présentées suivant la direction longitudinale du jet, pour la composante axiale *U(t)* de la vitesse instantanée.

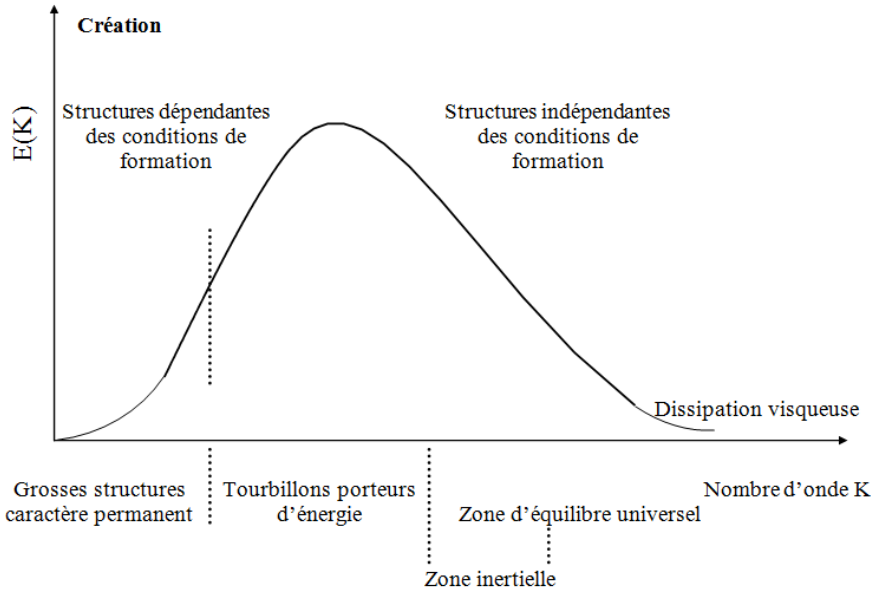


Figure I. 13: Spectre énergétique de la turbulence

I-4-1 Les macro échelles

L'échelle intégrale du temps T_u est définie par l'aire sous la courbe d'auto-corrélation (figure I-14) et s'écrit par:

$$T_u = \int_0^\infty R(\Delta t)d(\Delta t) \tag{I.32}$$

Les coefficients $R(\Delta t)$ sont résolus par la relation suivante :

$$R(\Delta t) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\Delta t)}}{\overline{u'(t)^2}} \tag{I.33}$$

Dans l'expression précédente (I.33), *u'(t)*présente la partie fluctuante pour la vitesse instantanée *U(t)* et Δt est le pas du temps.

L_u connue par la macro échelle de la longueur, représente la taille des plus gros tourbillons. Elle est obtenue via l'hypothèse de Taylor, appelée également approximation de la turbulence gelée. Cette approximation est valable que dans le cas où l'écart type appliqué à la vitesse longitudinale fluctuante, $\sqrt{\overline{u'(t)^2}}$, est considéré très faible par rapport à la vitesse moyenne *U*.

Dans ce cas on a :

$$L_u = U.T_u \tag{I.34}$$

Les plus gros tourbillons ont un temps de retournement τ_t, obtenu par l'expression suivante :

$$\tau_t = L_u / \sqrt{\overline{u'(t)^2}} \tag{I.35}$$

Pour simplifier on note par *u'* l'écart type de *u'(t)*. On écrit donc :

$$\tau_t = L_u / u' \tag{I.36}$$

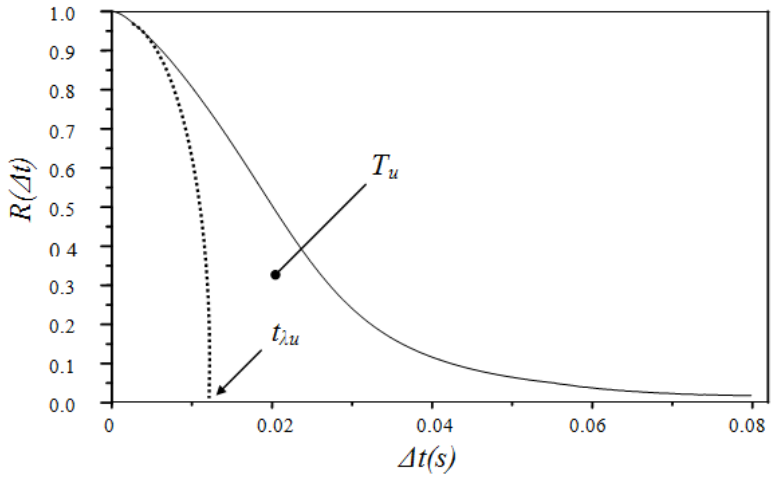


Figure I. 14 : Courbe d'auto-corrélation, détermination de l'échelle intégrale et de la micro- échelle de Taylor [38]

I-4-2 Les micro-échelles de Taylor

$t_{\lambda u}$ est la micro échelle de Taylor, est la fonction d'autocorrélation à l'origine. Pratiquement $t_{\lambda u}$ est déterminée par l'intersection de la parabole osculatrice avec la courbe définissant l'autocorrélation à l'origine avec l'axe de retards (figure I.14).

Soit ν la viscosité cinématique, ε le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et λ_u la micro échelle spatiale de Taylor, nous obtenons alors [55] :

$$\frac{\lambda_u^2}{u'} = 15\frac{\nu}{\varepsilon} \tag{I.37}$$

λ_u est calculée en prenant *u'* comme échelle de vitesse d'où :

$$\lambda_u = u'.t_{\lambda u} \tag{I.38}$$

Toutefois, il n'y a pas une signification physique en prenant u' comme vitesse caractéristique, $t_{\lambda u}$ la micro échelle de temps est la seule pouvant sans ambigüité être définie. L'échelle de vitesse ne représente pas la dissipation des tourbillons. λ_u n'est pas alors une échelle caractérisant la longueur du champ des contraintes. Elle ne définit aucun ensemble de tailles de tourbillons dont les effets dissipateurs sont importants.

Par la suite on définit $t_{\lambda u}$ par le rapport λ_u / u'.

Il est possible de déterminer le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε en employant l'équation (I.37) et en connaissant la micro échelle de Taylor comme défini dans [55] :

$$\varepsilon = 15\nu / t_{\lambda u}^2 \tag{I.39}$$

I-4-3 Micro échelles de Kolmogorov

La micro échelle de Kolmogorov reliant l'échelle caractéristique du temps à la structure dissipatrice de la turbulence est donnée par [56] :

$$\tau_k = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \tag{I.40}$$

En injectant l'expression (I.39) dans l'équation (I.40) on obtient [55] :

$$\tau_k = \frac{t_{\lambda u}}{\sqrt{15}} \tag{I.41}$$

Par cette dernière relation (I.33) il est possible de déterminer la micro échelle de Kolmogorov sans connaitre la viscosité cinématique. Cette remarque a une importance non négligeable surtout dans la cas où la flamme est turbulente. Dans ce cas il est difficile de tâtonner si la viscosité est constante suite à un fort gradient de la température. La taille des plus petits tourbillons (ou la plus petite échelle de longueur) est caractérisée par la micro-échelle de Kolmogorov [56] :

$$l_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \tag{I.42}$$

Cette dernière peut également être exprimée en fonction de la viscosité cinématique ν et $t_{\lambda u}$ par [56] :

$$l_k = \left(\frac{\nu^2 t_{\lambda u}^2}{15}\right)^{1/4} \tag{I.43}$$

Conclusion

Plusieurs aspects physiques, chimiques caractérisant un écoulement turbulent issu de jets multiples ont été présentés dans ce premier chapitre. Des équations instantanées sont

employées afin de déterminer ces paramètres et décrire l'écoulement lié au système étudié. Dans le cas d'un écoulement turbulent, une résolution analytique sera difficile voire impossible dû à la non linéarité des équations. Pour surmonter ces difficultés il existe des solutions numériques qui se basent sur des approches et des méthodes numériques. Ces derniers font l'objet du chapitre suivant ou ils sont bien développés et détaillés.

Références du chapitre I

[1] Takahashi F., M. Mizomoto, and S. Ikai, Transition from laminar to turbulent free jet diffusion flames. Combustion and Flame, 1982. 48: p. 85-95.

[2] Lockwood F. and A. Naguib, The prediction of the fluctuations in the properties of free, round-jet, turbulent, diffusion flames. Combustion and Flame, 1975. 24: p. 109-124.

[3] Miller D.R. and E.W. Comings, Static pressure distribution in the free turbulent jet. J. Fluid Mech, 1957. 3(1): p. 1-16.

[4] Stanley S., S. Sarkar, and J. Mellado, A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation. Journal of Fluid Mechanics, 2002. 450:p. 377-407.

[5] Dahm W. and P. Dimotakis, Measurements of entrainment and mixing in turbulent jets. AIAA Journal, 1987. 25(9): p. 1216-1223.

[6] Schetz J.A Injection and mixing in turbulent flow. (Progress in Astronautics and Aeronautics, 1975, vol 68, pp165-181).

[7] Chassaing, 1979 Chassaing P Mélange turbulent turbulent de gaz inertes dans un jet tube libre. (Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 1979).

[8] Chen & Rodi, 1980 Chen C.J, Rodi W Vertical turbulent buoyant jets : A review of experimental data.(HMT, 1980, vol 4, Pergamon Press).

[9] Hussain & Clark, 1981 Hussain A.K, Clark A.R Coherent structure of the axisymmetric mixing layer : A flow vizualisation study. (Journal of Fluid Mechanic, 1981, vol 140, pp 263-294).

[10] Davies & Yule, 1975 Davies P.O, Yule A.J Coherents structures in turbulence. (Journal of Fluid Mechanics, 1975, vol 69, part 3, pp 513-537).

[11] Di Taranto M, « Caractérisation expérimentale des comportements des flammes non prémélangées turbulentes gaz naturel oxygène pur ». Thèse de doctorat, Université de Rouen,1998.

[12] Becker H.A & Yamazaki S, « Entrainment momentum flux and température in vertical free turbulent diffusion flames ». Combustion & Flames, 1978, vol 33, pp 123-147.

[13] Boushaki T., Du contrôle passif au contrôle actif: application à l'oxy-combustion dans des brûleurs à jets séparés, 2007, Thèse doctorale, INSA de Rouen.

[14] Davies P., M. Fisher, and M. Barratt, The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. Journal of Fluid Mechanics, 1963. 15(03): p. 337-367.

[15] Lau J.C., P.J. Morris, and M.J. Fisher, Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. Journal of Fluid Mechanics, 1979. 93(1): p. 1-27.

[16] Demare D. and F. Baillot, Acoustic enhancement of combustion in lifted non premixed jet flames. Combustion and Flame, 2004. 139(4): p. 312-328.

[17] Yule A., Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. Journal of Fluid Mechanics, 1978. 89(3): p. 413-432.

[18] Ho C.M., Huerre P., Perturbed free shear layers, Annual Revue of Fluid Mechanics, v. 16 pp 365-424, (1984).

[19] E. Villermaux and H. Rehab. Mixing in coaxial jets. J. Fluid Mech., 425 :161–185, 2000.

[20] G. LALIZEL, « Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres» Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2004.

[21] K. Kimoto, I. Shiraishi, and R. Matsumoto. Structure of turbulent jet flames stabilized in annular air jet. Combust. Sci. and Techn., 25 :31–41, 1981.

[22] R.W. Schefer, M. Namazian, J. Kelly, and M. Perrin. Effect of confinement on bluff-body burner recirculation zone characteristics and flame stability. Combust. Sci. and Techn., 120 :185–211, 1996.

[23] B.B. Dally, A.R. Masri, R.S. Barlow, and G.J. Fiechtner. Instantaneous and mean compositional structure of bluff-body stabilized non-premixed flames. Combustion and Flame, 114 :119–148, 1998.

[24] R. Borghi and M. Destriau. La combustion et les flammes. Technip edition, 1995.

[25] M. Favre-Marinet and E.B. Camano-Schettini. The density field of coaxial jets with large velocity ratio and large density differences. Int. J. Heat and Fluid Flow, 44 :1913–1924, 2001.

[26] M. Favre-Marinet, E.B. Camano-Schettini, and J. Sarboch. Near-field of coaxial jets with large density differences. Exp. Fluids, 26 :97–106, 1999.

[27] A. Danlos, G. Lalizel, and B. Patte-Rouland. Etude aérodynamique et contrôle des instabilités de la zone initiale du jet annulaire de très grand rapport de diamètres par excitations acoustiques ou modification de l'obstacle central. Congrès Francophone de Techniques Laser. Toulouse, 22 Septembre 2006.

[28] T.W. Davies and J.M. Be´er. Flow in the wake of bluff-body flame stabilizers. Thirteenth symposium (International) on Combustion, 13 :631–638, 1971.

[29] N.W.M. Ko and W.T. Chan. Similarity in the initial region of annular jets : three configurations. J. Fluid Mech., 84 :641–656, 1978.

[30] C. Del-Taglia. Numerical investigation of the non reacting unsteady flow behind a disk stabilized burner with large blockage. PhD thesis, Universit´e de Rome, 2002.

[31] D.F.G. Durao and J.H. Whitelaw. Velocity characteristics of the flow in the near wake of a disk. J. Fluid Mech., 85 :369–385, 1978.

[32] H. Au. and N.W.M. Ko. Coaxial jets of different mean velocity ratios. J. Sound Vib., 116 :427–443, 1987.

[33] T.S. Zawacki and H. Weinstein. Experimental investigation of turbulence in the mixing region between coaxial streams. Technical report, NASA-CR-959, 1968.

[34] F.K. Owen. Measurements and observations of turbulent recirculating jet flows. AIAA, 14 :1556–1562, 1976.

[35] H. Rehab, E. Villermaux, and E.J. Hopfinger. Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets. J. Fluid Mech., 345 :357–381, 1997.

[36] N.W.M. Ko and A.S.H. Kwan. Experimental investigation of subsonic coaxial jets. 5th Australasian Conf. Hydraul. Fluid Mech., pages 609–616, 1974.

[37] N.W.M. Ko and A.S.H. Kwan. The initial region of subsonic coaxial jets. J. Fluid Mech., 73 :305–332, 1976.

[38] F.H. Champagne and I.J. Wygnanski. An experimental investigation of coaxial turbulent jets. Int. J. Heat and Fluid Flow, 14 :1445–1464, 1971.

[39] Pagé J., Contribution à l'étude des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable, 1998, Thèse de doctorat, UNIVERSITÉ D'ORLÉANS.

[40] TALBOT B., Mélange et dynamique de la turbulence en écoulements libres à viscosité variable, 2009, Thèse de doctorat, INSA de Rouen.

[41] DJERIDANE, T., AMIELH, M., ANSELMET, F., FULACHIER, L., "Velocity near-field of variable density turbulent jets. " Int. j. heat mass transfer, vol. 39, pp. 2149-2164, 1996.

[42] M.W. Thring, M.P. Newby, Combustion length of enclosed turbulent flames, in: Fourth Symposium International on Combustion, Combustion Institute, 1953, pp. 789–796.

[43] C.J. Chen, W. Rodi, Vertical Turbulent Buoyant Jets, HMT, Vol. 4, Pergamon Press, New York, 1980.

[44] W.M. Pitts, Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets, Experiments in Fluids 11 (1991) 125–134.

[45] H.J. Hussein, S.P. Capp, W.K. George, Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet, J. Fluid Mech. 258 (1994) 31–75.

[46] F.C. Gouldin, R.W. Schefer, S.C. Johnson, W. Kollmann, Nonreacting turbulent mixing flows, Prog. Energy Combust. Sci. 12 (1986) 257– 303.

[47] N.R. Panchapakesan, J.L. Lumley, Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, Part 1, Air jet, J. Fluid Mech. 246 (1993) 197–223.

[48] N.R. Panchapakesan, J.L. Lumley, Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, Part 2, Helium jet, J. Fluid Mech. 246 (1993) 225–247.

[49] L. Fulachier, R. Borghi, F. Anselmet, P. Paranthoen, Influence of density variations on the structure of low-speed turbulent flows: a report on Euromech 237, J. Fluid Mech. 203 (1989) 577–593.

[50] T. Djeridane, Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable, 1994, Thèse de doctorat, Université d'Aix- Marseille II.

[51] Borghi R., Champion M., Modélisation et théories des flammes, (2000).

[52] Oijen, van, (n.d.) [online] .Research groups combustion technology. Available: .http://www.tue.nl/en/university/departments/mechanicalengineering/research/research groups/combustion technology/flame codes/CHEM1D/

[53] Caillau P., Modélisation et simulation de la combustion turbulente par une approche parabolique eulérienne lagrangienne, Thèse de doctorat, Université de Rouen, (1994).

[54] Tenneks H., Lumley J. L., A first course in turbulence, The MIT press, (1972). Turbulent flames, 22nd Symposium on combustion, pp. 763-769, (1988).

[55] Laurent G., Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélange pauvre. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamiques et scalaires, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, (1998).

[56] Caillau P., Modélisation et simulation de la combustion turbulente par une approche parabolique eulérienne lagrangienne, Thèse de doctorat, Université de Rouen, (1994).

Chapitre II

Méthodes Numériques

Introduction

La caractérisation de l'écoulement turbulent est considérée complexe suite à une coexistence des structures de tailles très variées et à l'interaction non linéaire entre ces dernières. Comme une solution à ces problèmes, les outils de simulations numériques sont primordiaux pour l'étude de ce genre de l'écoulement. Ce chapitre comporte d'abord une présentation des équations instantanées d'un écoulement turbulent isotherme et les traitements statistiques nécessaires. Ensuite, trois approches de simulation de la turbulence ainsi que leurs modèles de fermeture seront présentés. Finalement, une description du code de calcul CFD, (FASTEST-3D) utilisé dans cette thèse, et les méthodes implémentées dans ce code seront élaborées.

II.1 Traitement statistique

Les échelles du temps et d'espace adéquates aux grandeurs physiques sont très variées dans un écoulement turbulent, commençant d'une échelle microscopique de tourbillons jusqu'à une échelle macroscopique. Le système d'équations instantanées défini précédemment est incapable de résoudre ce problème en pratique pour deux raisons. Premièrement cela demande d'énormes moyens de simulation c'est-à-dire il faut avoir une capacité énorme d'une mémoire intégrée à des ordinateurs très puissants afin de résoudre des petites et des grandes structures dans un écoulement turbulent. Deuxièmement, les petites échelles sont difficiles à détecter avec une précision suffisante expérimentalement. Une solution pour ce problème est de décomposer la grandeur caractéristique instantanée de cet écoulement turbulent en deux parties, la première soit macroscopique moyenne et la deuxième turbulente d'apparence aléatoire, dans le but d'établir un traitement statistique adéquat aux équations du mouvement.

Dans le cas des écoulements incompressibles et à masse volumique constante, on applique majoritairement une moyenne d'ensemble de Reynolds. Pour toute grandeur aléatoire notée Φ il y aura une décomposition en deux champs selon Reynolds : un champ moyen noté $\overline{\Phi}$ et un champ fluctuant noté Φ'.

$$\Phi = \overline{\Phi} + \Phi' \quad \text{avec} \quad \overline{\Phi'} = 0 \tag{II.1}$$

L'opérateur moyen est défini par la moyenne d'ensemble $\overline{\Phi} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \Phi_i$,

où N désigne le nombre total de réalisations et Φ_i est la valeur de Φ à la $i^{\text{ème}}$ réalisation.

Si les champs ont une propriété stationnaire, il est possible d'appliquer soit la moyenne d'ensemble soit la moyenne temporelle définie par :

$$\overline{\Phi} = \frac{1}{T}\int_0^T \Phi(t)dt \qquad \text{(II.2)}$$

Avec l'hypothèse suivante : la durée T doit être plus grande par rapport à la période caractéristique des fluctuations et plus petite par rapport à la durée d'évolution globale du champ Φ.

Si la masse volumique de l'écoulement est variable, la décomposition engendre des termes inconnus supplémentaires, complexes dans les équations moyennées, qui sont dus à la fluctuation de la masse volumique ($\overline{\rho'\Phi'}$ termes de corrélations doubles). Chassaing [1,2] adapte la décomposition de Reynolds pour les écoulements à densité variable. Une décomposition pondérée par la densité a été proposé par Favre (1965) [3]. La quantité de mouvement est considérée comme une variable principale. Avec cette proposition, le nombre de termes ainsi que le nombre d'équations additionnelles, permettant la fermeture du système d'équations, sont réduits. Dans cette décomposition le flux de masse dû à la turbulence est nul en moyenne. Comme interprétation, pour un volume entrainé à une vitesse moyenne pondérée la masse se conserve en moyenne.

La décomposition de Favre s'écrit sous la forme [3] :

$$\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi'' \text{ avec } \tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\overline{\rho}} \quad \text{et} \quad \tilde{\Phi}'' = 0 \qquad \text{(II-3)}$$

II.2 Approches de simulation de la turbulence

La turbulence a lieu dans la plupart des écoulements à l'échelle industrielle. Le transfert de chaleur et le transfert de matière ont une forte relation avec le mouvement de fluide. Pour étudier ces transferts il faut un calcul préalable de l'écoulement. Dans la suite, les principales méthodes de la simulation des écoulements turbulents avec les modèles de fermeture [4] sont présentées.

II.2.1 Modélisation Reynolds Average Navier Stockes RANS

La méthode RANS est une modélisation statistique complète des équations de Navier-Stokes [5]. RANS a comme principe de moyenner l'ensemble des équations afin de faire disparaître les fluctuations des différentes variables physiques. Dans des termes de flux turbulents tels que les flux de la quantité de mouvement, de fraction massique et de l'enthalpie sont

regroupés les effets de fluctuations sur des grandeurs moyennes. Un modèle de la turbulence sert à déterminer ces termes de flux turbulents c'est-à-dire sert à la fermeture des équations de RANS. Plusieurs recherches académiques et industrielles ont été faites sur cette méthode telque [6-10]. Des grandeurs moyennes d'un écoulement stationnaire ou périodique (Unsteady RANS ou URANS) sont fournies en résolvant les équations RANS. URANS ne peut pas fréquemment résoudre les phénomènes instationnaires comme l'extinction d'extrémité d'une flamme ou l'allumage d'un mélange comburant-carburant. Des calculs, en conséquence relativement rapide, de différentes structures turbulentes sont faits par le modèle RANS mais ceci ne confirme pas que le maillage et fin et les méthodes numériques sont assez robuste.

II.2.1.1 Système d'équations moyen

Dans cette partie la décomposition de Favre sera utilisée. Comme déjà énoncé pour une grandeur turbulente Φ il y aura une décomposition en deux grandeurs une grandeur moyenne et une grandeur fluctuante. En conséquence des équations de Navier-Stockes Moyennées (RANS) sont obtenues.

Equation moyenne de conservation de la masse

L'équation moyenne de la conservation de la masse s'écrit [1,2]:

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho}\tilde{U}_j\right) = 0 \qquad \text{(II.4)}$$

Equation moyenne de conservation de la quantité de mouvement

L'équation moyenne de la conservation de la quantité de mouvement est donnée par [3]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\tilde{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho}\tilde{U}_i\tilde{U}_j\right) = \overline{\rho}g_i - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho u_i'' u_j''}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\mu}\left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\overline{\mu}\frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right] \qquad \text{(II.5)}$$

Equation moyenne de conservation de l'enthalpie

L'équation moyenne de la conservation de l'enthalpie s'écrit sous la forme [3] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho}\tilde{h}\tilde{U}_j\right) = -\frac{\partial \overline{d}_j^h}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho h'' u_j''}\right) \text{ avec } \overline{d}_j^h = -\frac{\lambda}{C_p}\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j}$$

(II.6)

Equation moyenne de conservation des espèces

La conservation des espèces est définie par l'équation moyenne suivante [5]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{Y}_k)+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}\tilde{Y}_k\tilde{U}_j\right)=-\frac{\partial \bar{d}_j^k}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho\gamma_k u_j''}\right) \text{ avec } \bar{d}_j=-D_k\frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_j} \quad \text{(II.7)}$$

Equation moyenne de conservation de la fraction de mélange f

En utilisant la moyenne de Favre, l'équation de conservation de la fraction de mélange *f* s'écrit [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{f})+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}\tilde{f}\tilde{U}_j\right)=-\frac{\partial \bar{d}_j^k}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho f'' u_j''}\right) \text{ avec } \bar{d}_j=-D\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \quad \text{(II.8)}$$

II.2.1.2 Fermeture du système d'équations

Des termes de corrélation de flux de chaleur turbulent ou des contraintes de Reynolds sont apparus dans les équations moyennées de l'énergie et de la quantité de mouvement. Le système d'équations dans ce cas reste ouvert. Pour fermer ce système il faut une bonne connaissance de ces grandeurs. Il existe plusieurs modèles de fermeture statistique en un point. Deux grands modèles peuvent être dégagés en se basant sur l'utilisation ou pas du concept de la viscosité turbulente.

A. Modèles du premier ordre : Modèle à deux équations (k-ε)

L'hypothèse de Boussinesq proposée en 1877 est la base de ces modèles [11]. Elle relie les tensions de Reynolds ($\overline{\rho u_i'' u_j''}$) à une viscosité de la turbulence et au gradient de la vitesse moyenne. Il s'agit d'une combinaison d'un couple d'échelles caractéristiques de longueur et de vitesse. $\overline{\rho u_i'' u_i''}$ où les contraintes normales sont proportionnelles à l'énergie cinétique turbulente notée *k*. En tenant compte que selon la direction principale de l'écoulement, le milieu est anisotrope. Ces contraintes peuvent être déterminées selon l'équation suivante [11] :

$$\overline{\rho u_i'' u_j''}=-\mu_t\left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i}\right)+\frac{2}{3}\bar{\rho}k\delta_{ij}+\mu_t\frac{\partial \tilde{U}_l}{\partial x_l}\delta_{ij} \quad \text{(II.9)}$$

k définit l'énergie cinétique turbulente et le terme $\frac{2}{3}\bar{\rho}k\delta_{ij}$ est introduit afin de rendre l'équation valable que lorsque *i=j*.

La viscosité turbulente est une propriété intrinsèque du fluide. Elle dépend de la nature de l'écoulement à l'opposé de la viscosité laminaire. Elle est déterminée par deux méthodes soit par une simple relation algébrique (la longueur de mélange) en utilisant uniquement des grandeurs moyennes de l'écoulement, soit par une ou plusieurs équations différentielles de certaines propriétés liées à la turbulence.

Il est également possible dans les équations de l'énergie et de l'espèce de relier les flux de masse turbulents ou de chaleur aux grandeurs moyennes par les coefficients de diffusion appropriés noté μ_s. Ces coefficients assurent la fermeture des équations à un ordre le plus bas. En prenant Φ comme une variable quelconque on peut écrire :

$$\overline{\rho u_i'' \Phi''} = -\mu_s \overrightarrow{grad}\,\tilde{\Phi} = -\frac{\mu_t}{Sc_t} \overrightarrow{grad}\,\tilde{\Phi} \qquad \text{(II.10)}$$

Sc_t : est un nombre de Schmidt ou Prandtl turbulent obtenu par analogie avec le cas laminaire.

Un problème de fermeture est ramené pour la détermination de la viscosité turbulente et de l'énergie cinétique turbulente, comme il est montré par les formules précédentes. Cette viscosité fait partie des équations de différents modèles mathématiques adéquats à la turbulence. La distinction entre ces modèles se base sur un choix des échelles caractéristiques afin de calculer le coefficient de la diffusion turbulente. Le calcul se fait soit algébriquement (une longueur de mélange de Prandtl), soit en résolvant les équations différentielles par modèle à une ou à deux équations *k*-ε). Les contraintes de Reynolds en moyenne de Reynolds peuvent s'écrit [11]:

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = -\mu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \overline{\rho} k \delta_{ij} \qquad \text{(II.11)}$$

Dans ce cas, deux équations de transport doivent être additionnées, correspondantes à l'énergie cinétique turbulente et à leur taux de dissipation. Par la décomposition (*k*-ε), les équations sont écrites classiquement. Des modifications des modèles sont présentées à la suite.

Moyenne de Favre

- Equation de l'énergie cinétique de turbulence

Dans les modèles de second d'ordre la résolution de l'équation de l'énergie cinétique turbulente *k* n'est pas nécessaire. Cette grandeur est contenue dans des grandes structures. En effet, physiquement elle définit une énergie du mouvement turbulent. L'équation de transport

de l'énergie cinétique est trouvée en se basant sur l'équation du tenseur de Reynolds, par contraction des indices.

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}\tilde{U}_j k\right) = D_k + P_k + \phi_k + G_k - \bar{\rho}\varepsilon \qquad \text{(II.12)}$$

Les termes de gauche de l'équation sont des termes instationnaires et de convection par un champ moyen.

$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu_l\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]$: le terme de diffusion qui comporte la diffusion laminaire et celle turbulente.

$P_k = -\overline{\rho u_i'' u_j''}\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}$: le terme de production de l'énergie cinétique turbulente *k* à partir des gradients de vitesse moyenne, qui peut s'écrire, suivant l'hypothèse de Boussinesq [11]:

$$P_k = -\overline{\rho u_i'' u_j''}\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = \mu_t\left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}\left(\bar{\rho}k + \mu_t\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i}\right)\delta_{ij}\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \qquad \text{(II.13)}$$

$\bar{\rho}\varepsilon$ est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente *k* par effet de viscosité.

$\phi_k = \overline{p'\frac{\partial u_i''}{\partial x_i}}$: la corrélation pression-divergence, elle est négligée dans le cas d'étude d'écoulements avec faible nombre de Mach.

G_k : terme du production par la gravité.

- Equation du taux de la dissipation

La dissipation de l'énergie cinétique turbulente pose de sérieux problèmes pour la modélisation. Tous les termes dans les équations, sauf celui de transport convectif, font intervenir différentes interactions à des petites échelles. Il faut donc établir leur signification physique d'une part et leur modélisation d'autre part. Des difficultés s'additionnent en prenant en compte les effets de variation de la densité par des réactions chimiques ou par un mélange, par compression, etc…

Physiquement, la dissipation ε définit le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulent. Cette dissipation a lieu, par effet de viscosité, au niveau des petites structures. Par analogie avec l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, l'équation de transport de ε est donnée par :

$$\frac{\partial \overline{\rho}\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial \overline{\rho}\tilde{U}_j\varepsilon}{\partial x_j}=D_\varepsilon+P_\varepsilon-Ce_2\overline{\rho}\frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{(II.14)}$$

$D_\varepsilon=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}+\mu_l\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]$ représente le terme de diffusion.

$P_\varepsilon=Ce_1P_k\frac{\varepsilon}{k}$ est le terme de production de ε suite aux gradients de vitesse moyenne.

$Ce_2\overline{\rho}\frac{\varepsilon^2}{k}$ désigne le terme de destruction de la dissipation.

- Equation modélisée pour la variance scalaire

La modélisation de la combustion turbulente exige la connaissance de la valeur de la variance scalaire. Toutefois le schéma qui représente la fermeture des termes dans l'équation de transport de la variance scalaire se développent de la même manière que celle de l'énergie cinétique turbulente *k*. L'équation de transport de la variance s'écrit :

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho f''^2}\right)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{\rho f''^2}\tilde{U}_k\right)=D_{\tilde{f}''^2}+P_{\tilde{f}''^2}-\frac{1}{R}\frac{\overline{\rho f''^2}}{k}\varepsilon \quad \text{(II.15)}$$

$D_{\tilde{f}''^2}=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_{\tilde{f}''^2}}+\frac{\mu}{\sigma_f}\right)\frac{\partial\overline{\rho f''^2}}{\partial x_k}\right)$ définit le terme de diffusion turbulente et moléculaire.

$P_{\tilde{f}''^2}=-2\overline{\rho u_l''f''}\frac{\partial\tilde{f}}{\partial x_k}=2\frac{\mu_t}{\sigma_{\tilde{f}}}\frac{\partial\tilde{f}}{\partial x_j}\frac{\partial\tilde{f}}{\partial x_j}$ est le terme de production.

$\frac{1}{R}\frac{\overline{\rho f''^2}}{k}\varepsilon$ est le terme de dissipation de $\tilde{f}''^2$.

R est le rapport d'échelles temporelles du champ scalaire et celui de vitesse. Il est proche de 2.

Moyenne de Reynolds

Des nouveaux termes apparaissent dans la moyenne de Reynolds, formés par des corrélations qui tiennent en compte de la masse volumique. La démarche utilisée de la modélisation des termes est basée sur les points suivants :

1) En se basant sur l'équation d'état pour les gaz parfaits,

2) En se basant sur les modèles de gradients de la valeur moyenne.

Une étude détaillée sur les deux méthodes de moyennes a été présentée dans le travail de Gazzeh [12].

- Equation de l'énergie cinétique turbulente k

L'équation de l'énergie cinétique moyenne d'un écoulement avec une faible vitesse a la forme suivante [1,2]:

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu_l\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + P_k - \bar{\rho}\varepsilon - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho k u_j'}\right) - \overline{\rho u_i'}\left(\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}\right) \quad \text{(II.16)}$$

$$P_k = \mu_t\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}\left(\bar{\rho} k + \mu_t \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i}\right)\delta_{ij}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad \text{(II.17)}$$

- Equation du taux de la dissipation ε

L'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique est formée par analogie avec celle de l'énergie cinétique turbulente *k*. L'équation de la dissipation d'énergie ε s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\rho}\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} + \mu_l\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + Ce_1 P_k \frac{\varepsilon}{k} - Ce_2 \bar{\rho}\frac{\varepsilon^2}{k} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho a u_j'}\right) - Ce_3 \overline{\rho u_i'}\frac{\varepsilon}{k}\left(\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}\right)$$

(II.18)

- Equation de la variance scalaire

En introduisant des termes d'évolution de flux de masse turbulents et la corrélation d'une masse volumique fluctuante l'équation de la variance s'écrit sous la forme [2] :

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho f'^2}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho f'^2}\tilde{U}_j\right) = D_{\tilde{f}'^2} + P_{\tilde{f}'^2} - \frac{1}{R}\frac{\overline{\rho f'^2}}{k}\varepsilon - 2\overline{\rho' f'}\left(\bar{U}_j \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j}\right) \quad \text{(II.19)}$$

Le terme $D_{\tilde{f}'^2} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_{\tilde{f}'^2}} + \frac{\mu}{\sigma_f}\right)\frac{\partial \overline{\rho f'^2}}{\partial x_j}\right) - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho f'^2 u_j'}\right)$ représente un terme de diffusion turbulente et moléculaire.

$P_{\bar{Z}'^2} = -2\overline{\rho u_k' Z'}\frac{\partial \bar{Z}}{\partial x_j}$ terme de production ;

Concernant la viscosité turbulente μ_t, elle est définie par une échelle de longueur caractéristique $l_u \sim k^{3/2}/\varepsilon$ et une autre caractéristique du temps $\tau_u \sim k/\varepsilon$, puisque $\mu_t \sim \bar{\rho} l_u^2/\tau_u$ on obtient :

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{II.20}$$

Les constantes pour ce modèle majoritairement rencontrées dans la littérature ont été choisies pour des écoulements incompressibles avec ($C_\mu = 0{,}09$; $Ce_1 = 1{,}44$; $Ce_2 = 1{,}92$; $Ce_3 = 0{,}95$; $\sigma_k = 1{,}00$; $\sigma_\varepsilon = 1{,}30$; $\mathrm{Pr}_t = 0{,}8$).

Vue la simplicité de son modèle et de son ordre numérique, cette approche est la plus fameuse dans la modélisation des écoulements turbulents. L'utilisation de la viscosité turbulente comme quantité scalaire, non tensorielle n'est pas justifiée pour certains écoulements turbulents. Notamment, si l'écoulement moyen n'impose plus une échelle de temps pour la turbulence. C'est le cas par exemple d'une évolution d'une turbulence non isotrope en absence d'un gradient de vitesse moyenne. Plusieurs chercheurs ont développé des modèles en tenant compte de cette viscosité turbulente, du second ordre. Des nouveaux modèles, du premier ordre *k-ε,* ont été récemment proposés suite à des recherches sur des modèles du second ordre [13].

Launder et Spalding [13] ont proposé une version standard pour le modèle k-ε. En comparant les résultats numériques et expérimentaux dans un jet plan et dans la couche de mélange, les constantes d'un modèle sont déterminées [13]. Des modifications ont été faites sur le modèle k-ε dans le but de tenir en compte l'influence de la complexité d'un tel écoulement. Une même démarche est suivie dans le cas d'une variation de densité de mélange, des réactions chimiques ou d'une vitesse importante.

Les modifications appliquées aux équations de transport deε et de k se traduisent généralement par :

(1) Une addition des termes supplémentaires dans leurs équations,

(2) Un changement des constantes du modèle,

(3) Une dépendance des constantes relatives aux nombres adimensionnels tel que le nombre de Reynolds turbulent afin de prendre en considération les effets de la paroi ou le nombre de Richardson adéquats aux écoulements avec rotation.

Successivement ou simultanément les modifications 1, 2 et 3 peuvent intervenir. Des travaux [14-17] ont montré des versions modifiées illustrées dans la littérature. Le modèle RNG k-ε par exemple est un modèle dont la forme des équations de l'énergie cinétique turbulente k et

sa dissipation ε est pareil à celle définit par Morvan [18] dans un modèle standard. Ce modèle est basé sur un filtre pour les petites et les grandes échelles de la turbulence. Une modélisation s'applique sur les petites échelles de la turbulence qui dissipent la totalité de leur énergie. Par contre, une étude précise et une résolution des grandes échelles de la turbulence. Le tableau ci-dessous regroupe les constantes caractéristiques adéquates à ce modèle, définiers par Yakhot et al. [19].

Tableau II. 1 : Constantes caractéristiques du modèle RNG *k-ε*

C_μ	Ce_1	Ce_2	$\sigma_k = \sigma_\varepsilon$	ζ_0	β	ζ
0.085	$1{,}42 - \frac{\zeta(1-\zeta/\zeta_0)}{1+\beta\zeta^3}$	1.68	0.07179	4.38	0.015	$S\frac{k}{\varepsilon}$ avec $S = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ et $S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$

B. Modèles à deux échelles

Deux hypothèses sont à la base du modèle k-ε standard. La première est de tenir en compte de l'isotropie pour les modèles des flux scalaires et les contraintes de Reynolds. La deuxième est de prendre une unique échelle de temps pour le transport turbulent et pour la dissipation en énergie. La turbulence est considérée approximativement en équilibre, ceci est dû à une variation des petites échelles de la turbulence engendrée par une autre instantanée des grandes échelles [20]. Hanjalic et al. [20] ont proposé un nouveau modèle dont le spectre d'échelle du temps est appliqué pour les petites et les grosses échelles. Un autre modèle plus récent avec plus de raffinage a été proposé par Kim et al. [21]. Le spectre d'énergie pour ces modèles est reparti majoritairement sur deux parties. Une première partie correspond aux grandes échelles là où a lieu la production de l'énergie turbulente. Une deuxième partie relative aux petites échelles, là où la dissipation de l'énergie turbulente. Un déséquilibre est présenté essentiellement par une inégalité entre le taux de production et le taux de dissipation.

Quatre équations définissent le modèle d'échelle de temps multiples Deux équations pour l'énergie cinétique turbulente et deux équations pour la dissipation de cette énergie.

La production de l'énergie turbulente est similaire au modèle standard :

$$\frac{\partial\left(\bar{\rho}\tilde{u}_i k_p\right)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{k,p}}\frac{\partial k_p}{\partial x_i}\right) + P_k - \bar{\rho}\varepsilon_p \qquad \text{(II.21)}$$

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho}\widetilde{u}_i\varepsilon_p\right)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{\varepsilon,p}}\frac{\partial\varepsilon_p}{\partial x_i}\right)+C_{p,1}\frac{1}{\overline{\rho}}\frac{P_k^2}{k_p}+C_{p,2}\frac{1}{\overline{\rho}}\frac{P_k\varepsilon_p}{k_p}-C_{p,3}\overline{\rho}\frac{\varepsilon_p^2}{k_p} \quad \text{(II.22)}$$

La zone du transfert est définie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho}\widetilde{u}_i k_t\right)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{k,t}}\frac{\partial k_t}{\partial x_i}\right)+\overline{\rho}\varepsilon_p-\overline{\rho}\varepsilon_t \quad \text{(II.23)}$$

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho}\widetilde{u}_i\varepsilon_t\right)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{\varepsilon,t}}\frac{\partial\varepsilon_t}{\partial x_i}\right)+C_{t,1}\overline{\rho}\frac{\varepsilon_p^2}{k_t}+C_{t,2}\overline{\rho}\frac{\varepsilon_p\varepsilon_t}{k_t}-C_{t,3}\overline{\rho}\frac{\varepsilon_t^2}{k_t} \quad \text{(II.24)}$$

En appliquant une analyse dimensionnelle, on obtient l'équation de la dissipation [22]. En comparant avec le modèle *k*-ε standard on obtient l'équation avec des termes supplémentaires. Ces derniers sont $C_{p,1}\frac{1}{\overline{\rho}}\frac{P_k^2}{k_p}$ et $C_{t,1}\overline{\rho}\frac{\varepsilon_p^2}{k_t}$ sont déterminés par les variables de la fonction de transfert de l'énergie [22].

Dans le cas où on a une égalité entre les deux taux de dissipation ($\varepsilon_p=\varepsilon_t$), la turbulence est dite en équilibre. Le taux qui définit la production de l'énergie turbulente P_k sera donc égal au celui de dissipation. En analogie avec le modèle mono-échelle du temps, la viscosité est quantifiée sous la forme suivante :

$$\mu_t=C_\mu\overline{\rho}\frac{k^2}{\varepsilon_t} \quad \text{(II.25)}$$

Avec $k=k_p+k_t$ représente l'énergie cinétique totale.

Les constantes du modèle à deux échelles sont élaborées par Kim et Chen [23] et sont regroupées dans le tableau II.2.

Tableau II. 2 : Constantes du modèle à deux échelles élaborées par Kim et Chen [23]

C_μ	$C_{p,1}$	$C_{p,2}$	$C_{p,3}$	$C_{t,1}$	$C_{t,2}$	$C_{t,3}$	$\sigma_{k,p}$	$\sigma_{\varepsilon,p}$	$\sigma_{k,t}$	$\sigma_{\varepsilon,t}$
0,09	0,21	1,24	1,84	0,29	1,28	1,66	0,75	1,15	0,75	1,15

Notant que les coefficients sont similaires à ceux employés pour le modèle mono-échelle (simple échelle) si la turbulence est en équilibre ($P_k = \bar{\rho}\varepsilon_p = \bar{\rho}\varepsilon_t$).

II.3.2 Modèle de turbulence du second ordre : modèle RSM

Des limitations sont détectées dans l'utilisation du modèle *k-ε* telles que la mauvaise réponse pour le cas de rotation et la mauvaise prédiction de l'anisotropie. Pour surmonter ces difficultés, des modèles sont élaborés afin de résoudre chaque équation adéquate à chaque composante de tenseur de Reynolds. La difficulté de fermeture est alors posée pour un ordre de corrélations supérieures [1,2, 12,20].

Les équations de bilan pour les tenseurs de Reynolds $\overline{\rho u'' u''}$, $\overline{\rho v'' v''}$, $\overline{\rho w'' w''}$ et $\overline{\rho u'' v''}$ sont :

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i'' u_j''}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\tilde{U}_k \overline{\rho u_i'' u_j''}\right) = P_{ij} + G_{ij} + D_{ij} + \overline{p'\left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i}\right)} - \frac{2}{3}\bar{\rho}\varepsilon\delta_{ij} \qquad \text{(II.26)}$$

Dans ce cas l'hypothèse d'isotropie de petites échelles est retenue.

P_{ij}, G_{ij}, D_{ij} *et* $\overline{p'\left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i}\right)}$ définissent respectivement les termes de production engendrés par les gradients moyens et par la gravité (c'est la corrélation entre une fluctuation de la vitesse et un gradient de pression), de diffusion et de pression-déformation. Les termes de diffusion ainsi que ceux de la pression-déformation sont modélisés par Launder et al. [24] et Sanders [25].

$$P_{ij} = -\left(\overline{\rho u_i'' u_k''}\right)\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} - \left(\overline{\rho u_j'' u_k''}\right)\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} \qquad \text{(II.27)}$$

$$G_{ij} = -\beta\left(g_i \overline{\rho u_j'' f''} + g_j \overline{\rho u_i'' f''}\right) \qquad \text{(II.28)}$$

$$D_{ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\left(\frac{k}{\varepsilon}\left(\overline{\rho u_k'' u_l''}\right) + \bar{\rho}\delta_{kl}\nu\right)\frac{\partial\left(\overline{\rho u_i'' u_j''}\right)}{\partial x_l}\right] \quad \text{(II.29)}$$

D_{ij} définit la diffusion, engendrée par un transport turbulent, moléculaire et par une diffusion de fluctuations de pression. Pour des nombres de Reynolds très élevés et dans les zones lointaines de la paroi, la diffusion par un transfert turbulent est majoritaire devant celle engendrée par un transport moléculaire.

Des difficultés d'évaluation sont détectées pour le terme de corrélation de pression-déformation ϕ_{ij}. Ce dernier traduit une redistribution de la production d'énergie suivant chaque composante du tenseur de Reynolds. Pour un écoulement à masse volumique constante, une divergence nulle de la vitesse engendre :

$$\phi_{ii} = 0 \quad \text{(II.30)}$$

Ce terme se décompose en trois termes en se basant sur l'équation de Poisson appliquée pour des fluctuations de pression [17].

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^{I} + \phi_{ij}^{II} + \phi_{ij}^{III} \quad \text{(II.31)}$$

ϕ_{ij}^{I} représente l'interaction du mouvement turbulent soit avec lui-même soit avec un mouvement moyen. Ce dernier est divisé en deux termes : un premier dit rapide vu sa réaction instantanée avec l'écoulement moyen et un deuxième opposé au premier dénommé lent.

ϕ_{ij}^{II} est adéquat pour les écoulements avec une masse volumique variable.

ϕ_{ij}^{III} est adéquat pour les contraintes moléculaires. Il est négligeable pour des nombres de Reynolds élevés et dans des zones lointaines de paroi. Une modélisation de ces termes est retenue à partir les travaux de Launder et al. [24] et Gibson et Launder [26].

$\phi_{ij}^{I} = -C_1\bar{\rho}\varepsilon A_{ij}$ (Retour à l'isotropie) $-C_2\left(P_{ij} - \frac{1}{3}P_{kk}\delta_{ij}\right)$ (Isotropisation de la production)

$\phi_{ij}^{II} = -C_3\left(G_{ij} - \frac{1}{3}G_{kk}\delta_{ij}\right)$ (Isotropisation de la production)

$\phi_{ij}^{III} = \phi_{ijw}$ (Modèle pour correction d'écho de la paroi)

Où $A_{i,j} = \dfrac{\overline{\rho u_i'' u_j''}}{k} - \dfrac{2}{3}\delta_{ij}$ est le tenseur qui répresente l'écart à l'isotropie

C_1, C_2, C_3 et C_s définissent les constantes et sont égales respectivement à 2,2 ; 0,55 ; 0,55 et 0,24 [25].

- Schiestel (1993) a proposé les équations des flux scalaires sous la forme suivante [27] :

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho u_i'' f''}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\tilde{U}_k \overline{\rho u_i'' f''}\right) = P_i + G_i + D_i + \overline{p' \frac{\partial f''}{\partial x_i}} \qquad \text{(II.32)}$$

P_i représente la production engendrée par les gradients moyens :

$$P_i = -\overline{\rho u_k'' f''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} - \overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_k} \qquad \text{(II.33)}$$

Concernant le terme P_i, la relation de fermeture n'est pas obligatoire.

La production engendrée par la flottabilité qui représente une corrélation reliant la fluctuation du scalaire et le gradient de pression, s'écrit sous la forme suivante :

$$G_i = -\beta g_i \overline{\rho f''^2} \qquad \text{(II.34)}$$

Concernant les termes de flottabilité : $\overline{u_i''}$ est modélisé par $\overline{u_i''} = -\overline{\rho' u_i''} / \overline{\rho} = -\beta \overline{f'' u_i''} / \overline{\rho}$.

La diffusion turbulente D_i est considérée majoritaire devant la diffusion moléculaire pour des nombres de Reynolds très élevés. En analogie avec le modèle R_{ij} décrit précédemment, le terme $\overline{p'f''}$ est considéré négligeable. La modélisation du terme de diffusion se fait en appliquant la relation suivante :

$$D_i = C_{sf} \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{k}{\varepsilon}\left(\overline{\rho u_k'' u_l''}\right)\frac{\partial \overline{\rho u_i'' f''}}{\partial x_l}\right) \qquad \text{(II.35)}$$

La modélisation se base sur la méthode élaborée à la corrélation pression-déformation pour le modèle R_{ij}. Selon Schiestel [27], à partir de l'équation qui représente les fluctuations de pression, ce terme se décompose selon trois contributions :

$$P_i = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 \qquad \text{(II.36)}$$

Le terme de retour à l'isotropie s'écrit :

$$\phi_{i,1} = -C_{1f}\frac{\varepsilon}{k}\overline{\rho u_i'' f''} + C_{1f}'\frac{\varepsilon}{k} b_{ik}\overline{\rho u_k'' f''} \tag{II.37}$$

Avec b_{ik} est le tenseur de l'anisotropie.

$$\phi_{i,2} = 0{,}8\overline{\rho u_k'' f''}\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} - 0{,}2\overline{\rho u_k'' f''}\frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_i} \tag{II.38}$$

Le terme de flottabilité a la forme suivante :

$$\phi_{i,3} = -C_{3f}G_i = C_{3f}\beta g_i\overline{\rho f''^2} \tag{II.39}$$

C_{1f}, C'_{1f}, C_{3f} et C_{sf}sont des constantes qui valent respectivement : 4,7 ; -4,4 ; 0,33 et 0,22 [25].

Concernant la variance scalaire, l'équation de la variance de température a la même forme que celle de la fraction massique. Cette dernière s'obtient en négligeant la corrélation de dissipation scalaire et en supposant que la pression est constante.

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho f''^2}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{\rho f''^2}\tilde{U}_k\right) = D_{\tilde{f}''^2} + P_{\tilde{f}''^2} - \bar{\rho}\varepsilon_f \tag{II.40}$$

La production des fluctuations scalaires s'écrit par $P_{\tilde{f}''^2} = -2\overline{\rho u_k'' f''}\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_k}$

La modélisation du taux de dissipation scalaire ε_f est effectuée en admettant que les échelles de vitesse et celle scalaire sont proportionnelles d'un rapport de 2. Cette hypothèse est présentée dans la section suivante. Désormais, le modèle du transport scalaire est intitulé par le modèle d'échelles égales et est présenté par l'équation suivante :

$$\varepsilon_f = 2\tilde{f}''^2\frac{\varepsilon}{k} \tag{II.41}$$

Toutefois compte tenu de l'importance de la dissipation des fluctuations de scalaire dans la combustion turbulente, il est primordial de faire une étude plus détaillée sur l'évolution de la dissipation ε_z en employant l'équation du transport modélisée :

$$\frac{\partial\left(\bar{\rho}\varepsilon_f\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\bar{\rho}\varepsilon_f\tilde{U}_k\right) = D_{\varepsilon_f} + C_{P1}\frac{\varepsilon_z}{\tilde{f}''^2}P_{\tilde{f}''^2} + C_{P2}\frac{\varepsilon_z}{k}P_k - C_{D1}\bar{\rho}\frac{\varepsilon_f^2}{\tilde{f}''^2} - C_{D2}\bar{\rho}\frac{\varepsilon_f\varepsilon}{k} \tag{II.42}$$

Avec $D_{\varepsilon f}$ est le terme qui définit la diffusion et $P_k = -\overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k}$ est le terme qui représente la production de l'énergie cinétique turbulente. Les constantes de l'équation du transport (II-42) sont regroupées dans le tableau II.3 :

Tableau II. 3:Coefficients de l'équation du transport scalaire selon la littérature

Auteur	C_{P1}	C_{P2}	C_{D1}	C_{D2}	Remarques
Borghi (1984)	$0,5\,R_\tau^{-1}$	1	1,9	0,95	
Newman (1981)	1	0	1,01	0,88	
Elghobashi (1983)	0,9	0	1,1	0,8	
Dibble (1986)	0,5	1,45	1	0,9	
Jones (1988)	$1,7\,R_\tau^{-1}$	1,45	1	0,9	
Shih (1987)	$\frac{1}{2}\psi_1^f$	0	1	$\psi_0 - 2 + 3II(1 - \frac{R_\tau}{R_{\tau,e}})$	$R_\tau = \frac{k\varepsilon_f}{\varepsilon \tilde{f}''^2}$
Mantel (1994)	$\frac{\varepsilon}{k}\frac{\tilde{f}''^2}{\varepsilon_z}$	1	$0,625Re_t^{1/2}$	0	$+0,9Re_t^{1/2}$
Jones (1988)	$\frac{\varepsilon}{k}\frac{\tilde{f}''^2}{\varepsilon_z}$	1,45	1	0,9	
Chen (1987)	0,5	1,45	1,15	0,6	
Sanders (1998)	1	0,725	1	0,95	$\varepsilon_z = \phi\tilde{f}''^2\sqrt{\varepsilon}$

II.3.3 Simulation numérique directe

La DNS (Direct Numerical Simulation) ou la Simulation numérique directe est un calcul exact d'écoulement turbulent. Elle consiste à discrétiser avec une forte précision tous les termes des équations de Navier-Stokes en utilisant un pas de temps suffisamment faible et avec un maillage suffisammentfin. Ceci sert à capturer toutes les échelles temporelles et spatiales de la turbulence. La taille des plus petites structures du maillage ne doit donc pas dépasser la petite échelle de Kolmogorov. La simulation directe donc reste limitée à des géométries très simples (boîte cubiqueavec des conditions aux limites périodiques, canal...) et avec des écoulements à bas nombre de Reynolds [28]. Néanmoins, plusieurs chercheurs ont travaillé avec des nombres

de Reynolds caractéristiques très intéressants Re (2500-13600) (Mizobuchi et al. [29], Chen et al. [30]. Hawkes et al. ([31] et [32]) et Lignell et al. [33]).

II.3.4 Simulation aux grandes échelles

La Simulation aux Grandes Echelles ou LES (Large Eddy Simulation) est un outil intermédiaire entre la simulation statistique RSM et la simulation directe DNS. Ce modèle a plusieurs avantages soit pour l'étude et la compréhension du comportement de la turbulence soit pour prédire les écoulements de type industriels [34, 35,36]. L'amélioration de performances des ordinateurs a poussé les chercheurs à employer cette méthode afin de modéliser les équations de Navier-Stokes. Ce modèle peut être placé entre les modèles DNS et RANS. Il se base sur une séparation des structures de la turbulence selon des zones. Une zone consacrée pour la résolution directe des grandes échelles et la modélisation des petites échelles (Figure II.1). Un filtre spatial est donc appliqué sur les équations de Navier-Stokes. Des équations de transport instationnaires sont ainsi obtenues pour les quantités filtrées. Une évolution temporelle d'une quantité turbulente telle que la température, pression, composante de vitesse, etc … est abordée par les trois modèles DNS, LES et RANS. On remarque qu'il y a une bonne reproduction du signal DNS par le signal LES après l'ajout d'un filtre passe-bas. Afin d'employer ce modèle, un nombre de mailles de l'ordre $Re^{1.8}$ est obligatoire [37]. Toutes ces raisons mènent à l'utilisation de ce modèle dans la résolution des problèmes industriels avec un cout de calcul amélioré.

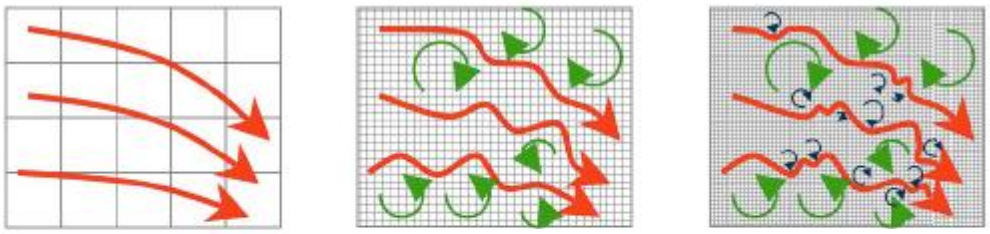


Figure II.1: Comparaison entre la résolution des équations moyennées (RANS), la simulation aux grandes échelles (LES) et la simulation numérique directe (DNS) [43]

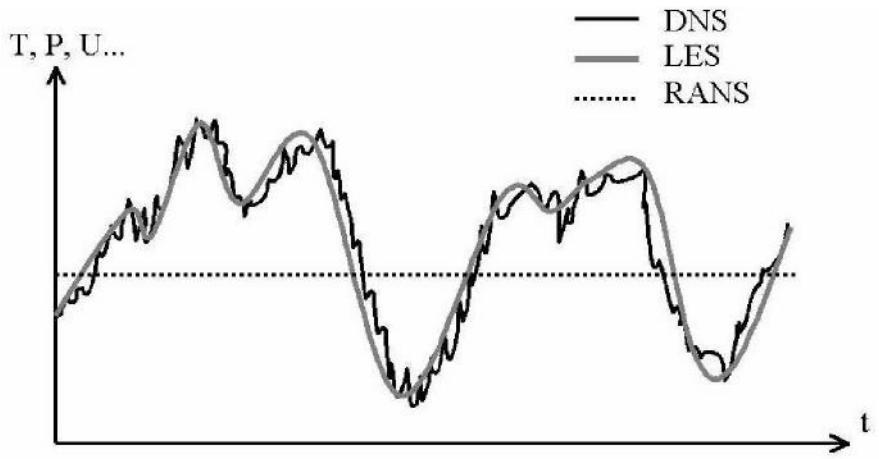


Figure II.2:Evolution temporelle d'une grandeur turbulente performée par les trois modèles [38]

Implicitement l'opération de filtrage s'effectue par discrétisation, sur un maillage, des équations de Navier-Stokes. La taille de la cellule a une influence sur l'échelle de coupure de filtre et sur la qualité de la simulation. L'effet des petites structures de la turbulence, dans les équations LES, apparait dans des termes de sous-maille traduisant les flux des quantités non résolues. Un modèle de sous maille, capable de fermer les équations LES, est utilisé pour calculer ces flux. Une précision suffisante du schéma numérique pour la discrétisation des équations est demandée (à un ordre assez élevé pour bien profiter de la précision du modèle LES). La façon d'implémentation du code et le cout du calcul sont deux facteurs importants pour une bonne qualité d'un LES. On note de nombreuses applications de ce modèle pour les problèmes industriels là où la précision est indispensable pour des calculs instationnaires (instabilités, allumage-extinction, etc …) [3,38,39,40].

II.3.4.1 Principe du modèle

Il a été mentionné au début de ce chapitre l'importance de la simulation aux grandes échelles et de la modélisation des petites structures. En simulant directement les grosses structures et en modélisant les plus petites, nous pouvons simuler des écoulements turbulents avec un degré de satisfaction raisonnable.

Dans ce qui suit, nous allons formuler les équations de Navier-Stokes filtrées qui tiennent compte du modèle de sous maille. Une séparation des champs des grandeurs physiques à calculer est imposée par la discrétisation des équations dans la modélisation de LES. Chaque grandeur instantanée symbolisée par *f* est décomposée en deux parties, une première réservée aux grandes échelles et une deuxième consacrée aux échelles de sous maille. La décomposition a la forme suivante :

$$f(\vec{x},t) = \hat{f}(\vec{x},t) + f^{s.m.}(\vec{x},t) \tag{II.43}$$

La partie résolue $\hat{f}(\vec{x},t)$ pour une variable spatio-temporelle $f(\vec{x},t)$ est définie par la relation :

$$\hat{f}(\vec{x},t) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi,t')G(x-\xi,t-t')dt'd^3\xi \tag{II.44}$$

Où *G* le noyau de convolution est une caractéristique du filtre employé qui est associé aux échelles de la coupure dans l'espace et dans le temps. Cette relation s'écrit symboliquement :

$$\hat{f} = Gf \tag{II.45}$$

Après l'application d'un filtre et afin de pouvoir manipuler les équations de Navier-stokes, il faut que ce dernier vérifie trois propriétés qui sont :

- La conservation des constantes :

$$\hat{a} = a \iff \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} G(x-\xi,t-t')dt'd^3\xi = 1 \tag{II.46}$$

- La linéarité :

$$\hat{f+g} = \hat{f} + \hat{g} \tag{II.47}$$

Cette propriété est satisfaite vue qu'elle est vérifiée par le produit de convolution, indépendamment des caractéristiques du noyau *G*.

- La commutativité avec la dérivation :

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial s} = \frac{\partial \hat{f}}{\partial s} \quad ; \quad s = x,t$$

Dans le cas général, les filtres vérifiant les trois propriétés ne sont pas des opérateurs de Reynolds.

$$\hat{\hat{f}} = G^2 f \neq \hat{f} = Gf \tag{II.48}$$

$$\hat{f}^{s.m.} = G(1-G)f \neq 0 \tag{II.49}$$

Si le filtre est considéré comme opérateur de Reynolds, il implique que : $G^2 = 1$

En prenant en compte la propriété de conservation des constantes, on obtient $G = 1$

Trois filtres sont classiquement employés pour assurer la séparation d'échelles. Si on prend une longueur de coupure Δ employée dans un cas monodimensionnel, on aura [41]:

- Un filtre boite :

$$G(x-\xi)=\begin{cases}\dfrac{1}{\Delta} & si \quad |x-\xi| \le \dfrac{\Delta}{2} \\ 0 & sinon\end{cases} \tag{II.50}$$

- Un filtre gaussien :

$$G(x-\xi)=\left(\frac{\gamma}{\pi\Delta^2}\right)^{\frac{1}{2}} exp\left(\frac{-\gamma|x-\xi|^2}{\Delta^2}\right) \tag{II.51}$$

Avec γ est une constante qui est égale généralement à 6.

-Un filtre porte :

$$G(x-\xi)=\frac{sin(k_c(x-\xi))}{k_c(x-\xi)}, \text{ avec } k_c=\frac{\pi}{\Delta} \tag{II.52}$$

Il est vérifié que les deux premiers filtres, boite et gaussien, sont positifs à l'opposé du troisième celui de porte.

Les hypothèses de l'isotropie du filtre et de l'homogénéité sont les bases de différents développements précédents. En parallèle, pour une adaptation améliorée à la structure d'une solution d'un système à résoudre, une variation de la longueur de la coupure du filtre dans l'espace pourra être intéressante. Après un changement de variable, des volumes de contrôle sont définis directement sur un maillage de calcul dont un espace de référence avec un maillage uniforme.

Dans le cas tridimensionnel, pour des domaines soit finis soit infinis les filtres sont extensibles. L'évolution des structures dont leurs tailles sont inférieures à l'échelle de maille est difficilement décrite par les équations simulées. Toutefois, la quantité d'information perdue est injectée après évaluation dans un système d'équations filtrées. Le retour à l'isotropie pour les petites structures ainsi que l'estimation d'une quantité d'énergie transmis à partir des grosses échelles vers les plus petites.

II.3.4.2 Equations filtrées

L'équation instantanée de la conservation de la masse ainsi celle de la quantité de mouvement s'écrivent sous la forme filtrée [1,2]:

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\hat{u}_j)=0 \tag{II.53}$$

$$\frac{\partial \overline{\rho}\hat{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\hat{u}_i\hat{u}_j)=-\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i}+\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j})-\frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k}\right)-\frac{\partial \tau_{ij}^{s.m.}}{\partial x_j} \tag{II.54}$$

Où le terme de sous-maille a la forme :

$$\tau_{ij}^{s.m.}=\overline{\rho}(\hat{u_i u_j}-\hat{u}_i\hat{u}_j)$$

Une apparition du tenseur de sous-maille $\tau_{ij}^{s.m.}$, qui sera modélisé plus tard, est présent dans l'équation. Il correspond aux contraintes aux petites échelles qui existent dans un tel écoulement du fluide. Une simulation des grosses échelles de la turbulence est proposée par Antonopoulus [41] afin de résoudre les problèmes comportant des scalaires passifs comme la température ou la fraction massique. Par analogie aux équations de conservation de la quantité de mouvement, celle de conservation d'un scalaire passif peut se décomposer afin d'avoir une équation portant sur ce scalaire passif filtré [2,41]:

$$\frac{\partial \overline{\rho}\hat{f}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\hat{u}_j\hat{f})=\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\kappa\frac{\partial \hat{f}}{\partial x_j})-\frac{\partial J_j^{s.m.}}{\partial x_j} \tag{II.55}$$

$$J_j^{s.m.}=\overline{\rho}(\hat{u_j f}-\hat{u}_j\hat{f}) \tag{II.56}$$

Par analogie aux équations de la dynamique, la présence d'un scalaire passif d'un terme de sous-maille $J_j^{s.m.}$ est notable. Ce dernier représente une dissipation d'énergie engendrée par les petites échelles.

En LES, de façon identique aux autres modèles de la turbulence, une viscosité turbulente de sous maille $\mu^{s.m.}$ apparait dans les équations de la dynamique et a la forme suivante [31]:

$$\frac{\partial \rho\hat{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\hat{u}_i\hat{u}_j)=-\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\mu^{s.m.})(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i}+\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j})-\frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k}\right) \tag{II.57}$$

D'une manière analogue, une diffusivité de sous maille $\kappa^{s.m.}$ apparait dans l'équation de la conservation du scalaire passif, qui a la forme :

$$\frac{\partial \bar{\rho}\hat{f}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\hat{u}_j \hat{f}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}(\kappa + \kappa^{s.m.})\frac{\partial \hat{f}}{\partial x_j}) \quad \text{(II.58)}$$

II.3.4.3 Modèles de sous-maille

L'hypothèse de Boussinesq est la base de la majorité des modèles de sous-maille. Elle relie le tenseur des vitesses de déformation au tenseur des contraintes non résolues $\tau_{ij}^{s.m.}$ en tenant comme intermédiaire la viscosité turbulente $\mu^{s.m.}$:

$$\tau_{ij}^{s.m.} = 2\mu^{s.m.}\left(\hat{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\hat{S}_{ij}\right) \quad \text{(II.59)}$$

Le choix du modèle se base alors par l'explicitation de la viscosité turbulente $\nu^{s.m.} = \rho\mu^{s.m.}$

Le modèle de Smagorinsky

Des nombreux tests sur plusieurs types écoulements sont à la base du modèle de Smagorinsky [42]. Ce modèle est le premier modèle LES, développé en années 1963. Il est très utile vu sa simplicité. Sa fermeture est particulière, pour le cas d'une THI (Turbulence Homogène Isotrope), vu qu'elle fournit un très bon niveau pour la dissipation de l'énergie cinétique. Le modèle de Smagorinsky a fait la base de nombreux modèles tels que le modèle dynamique développé par Germano [43,44].

$\mu^{s.m.}$ représente la viscosité turbulente, elle a la forme d'une relation algébrique:

$$\mu^{s.m.} = \bar{\rho}C_s\Delta^2|\hat{S}_{ij}| = \bar{\rho}C_s\Delta^2\sqrt{\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ij}} \; ou \; \nu^{s.m.} = C_s\Delta^2\sqrt{\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ij}} \quad \text{(II.60)}$$

Cs définit la constante de Smagorinsky $C_s = 0.18$

Toutefois, le modèle de Smagorinsky présente quelques limitations :

– Il est souvent très dissipatif afin de modéliser les régimes de transition vers la turbulence [45].

– Par construction, le modèle de la viscosité turbulente, $\nu^{s.m.}$, est prédit dans les régions à fort gradient. De plus, pour les écoulements proches de la paroi il est n'est pas recommandé de l'utiliser du fait de sa mauvaise prédiction de la décroissance de la turbulence.

Modèle WALE

Le modèle WALE adapté du modèle de Smagorinsky, est très appliqué pour prédire les écoulements proches de la paroi [46]. Toutefois, il est plus complexe par rapport au modèle de

Smagorinsky à mettre en œuvre pour les maillages non structurés. Il a été développé afin d'améliorer :

– La décroissance de $\nu^{s.m.}$ proche de laparoi,

– La transition vers laturbulence.

La viscosité turbulente est alors représentée par:

$$\nu^{s.m.} = (C_w\Delta)^2 \frac{\left(S_{ij}^d \times S_{ij}^d\right)^{3/2}}{\left(\hat{S}_{ij}^d \times \hat{S}_{ij}^d\right)^{5/2} + \left(S_{ij}^d \times S_{ij}^d\right)^{5/2}} \quad avec \; S_{ij}^d = \frac{1}{2}\left(\hat{g}_{ij}^2 + \hat{g}_{ji}^2\right) - \frac{1}{3}\hat{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \qquad \text{(II.61)}$$

Et $\hat{g}_{ij}^2 = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$

II.4 Description du code de calcul FASTEST 3D

FASTEST-3D est un outil de simulation numérique, majoritairement parallèle, développé sous Fortran 90 en Allemagne à l'université technique de Darmstadt. Il est massivement utilisé pour la modélisation des différents écoulements réactifs en utilisant des maillages tridimensionnels non structurés. La partie numérique de cette thèse a été réalisée en utilisant ce code. Plus d'informations sur ce code sont illustrées dans les références [47, 48]. Le tableau ci-dessous regroupe les caractéristiques du code FASTEST-3D.

Tableau II. 4 : Description de l'outil de calcul CFD FASTEST-3D

Correction de pression	SIMPLE
Discrétisation temporelle	Méthode Implicite, méthode explicite avec la méthode de Runge-Kutta (ordre3 et ordre 5), méthode de Crank-Nicholson avec solveur SIP (Strongly Implicit Procedure)
Discrétisation spatiale de l'équation de la quantité de mouvement	Schéma de Discrétisation Centré (CDS) et Schéma flux blending pour convection
Discrétisation spatiale de transport scalaire	Schéma TVD (Total variation diminishing)
Modèle de sous-maille	Modèle de Smagorinsky, modèle de diffusivité artificielle, procédures dynamiques, …..

Calcul parallèle	Librairie MPI (Message Passing Library)
Maillage	Blocks 3D structurés avec un maillage soit structuré soit non-structuré.

II.4.1 Méthode des volumes finis

Les équations aux dérivées partielles spatiales au premier et second ordre ainsi que temporelles au premier ordre font partie des équations de la conservation de l'aérothemochimie, sont présentées dans cette partie. Une discrétisation dans le temps et dans l'espace est nécessaire pour résoudre numériquement les équations.

Dans cette partie numérique la discrétisation des équations est effectuée par la méthode des volumes finis. Le domaine de calcul est décomposé en volumes. Autour de chaque nœud du maillage il existe un volume de contrôle qui le définit. Sous une forme intégrale, les équations de conservation en aérothermochimie sont appliquées sur chaque volume fini. A l'aide de cette méthode intitulé cell-vortex discretization, les variables aux nœuds d'un maillage sont sauvegardées. Sans faire une transformation du système de coordonnées, cette méthode autorise le travail sur des différents domaines tridimensionnels avec une forme irrégulière en employant les calculs sur une topologie des cellules (volumes, faces). Les cellules employées peuvent avoir plusieurs formes telles que des tétraèdres, des pyramides, des hexaèdres ou des prismes. Avec ce choix il est facile de bien raffiner une zone précise dans le domaine [47]. La discrétisation des équations qui décrivent l'écoulement moyennant la méthode des volumes finis est détaillée dans l'**annexe A**.

Conclusion

Vue la complexité physique de la turbulence, l'utilisation des méthodes numériques afin de modéliser les écoulements s'avère nécessaire. Une bonne exploitation des résultats dépend du choix de l'approche convenable à un certain problème telle que RANS, DNS, LES qui convient au problème physique et d'assurer une meilleure fermeture en choisissant le modèle de la turbulence le plus adéquat tel que *RNG k-ε*, *k-ε* et RSM.

Dans le cas d'un écoulement turbulent isotherme le modèle URANS est convenable. Ce dernier prend en compte la non stationnarité. De plus il a un bas cout de calcul en comparaison à la LES. RSM est considéré comme le modèle de fermeture le plus exact par rapport aux autres modèles élaborés dans ce chapitre. Dans le cas réactif, une modélisation LES sera plus précise afin de bien prédire le comportement de la flamme. Ce modèle est

également plus approprié aux géométries complexes et il présente une bonne précision pour une étude en 3D par rapport aux autres modèles.

Dans la suite, les deux modèles de Smagorinsky et WALE seront utilisés pour calculer la viscosité turbulente.

Références du chapitre II

[1] Chassaing P., Harran G., Joly L., Density fluctuation correlations in free turbulent binary mixing. J. Fluid Mech., vol. 279, pp. 239-278, (1994).

[2] Chassaing P., Mélange turbulent de gaz inertes dans un jet de tube libre. Thèse INPT, n° 42, Docteur ès-sciences, (1979).

[3] Favre A., Equations des gaz turbulents compressibles. I Formes générales. J. Mécanique, vol. 4 (3), pp. 361-390, (1965).

[4] Jiroveanny D., Analyse théorique et numérique de certains modèles de viscosité turbulente, thèse Grenoble 1992.

[5] Colela P.,Woodward P.R., The piecewise parabolic method (PPM) gaz dynamical simulations, journal of computational physics 54.174.201 (1984).

[6] Behnia M., Parneix S., Shabany Y., and P. A. Durbin. Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets. Int. J. Heat Fluid Flow, 20 :1–9, 1999.

[7] Kronenburg A., Bilger R.W., and Kent J.H.. Second-order conditional moment closure for turbulent jet diffusion flames. Symposium (International) on Combustion, 27 :1097–1104, 1998.

[8] Peters N., Turbulent combustion. Cambridge University Press, 2000.

[9] Pitsch H., Chen M., and Peters N.. Unsteady flamelet modeling of turbulent hydrogen-air diffusion flames. Symposium (International) on Combustion, 27 :1057–1064, 1998.

[10] Michel J.B., Colin O., Angelberger C., and Veynante D., Using the tabulated diffusion flamelet model ADF-PCM to simulate a lifted methane–air jet flame. Combust. Flame, 156 :1318–1331, 2009.

[11] Boussinesq J., Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grande section, Gauthier Villars Paris, (1877).

[12] Gazzeh H., Contribution à l'étude des jets turbulents à masse volumique variable, thèse de doctorat, ENI Monastir, 2002.

[13] Launder B.E. and Spalding D. B., (1974), "The numerical computation of turbulent flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3(2): 269-289.

[14] BorghiR.,Escudie D., 'Assessment of a theoretical model of turbulent combustion by comparison with a simple experiment'. Combustion and Flame .Vol. 56, Issue 2, May, Pages 149-164, 1984.

[15] VandromeD. Contribution to modelling and prediction of turbulent flows with variable mass density. Université Lille1 - Sciences et Technologies / 1983.

[16] Chen Y.S. and Kim S.W., Computation of turbulent flows using an extended k-ε turbulent closure model. Prepared for. NASA-Marshall. Space.. N88-11969, 1987

[17] Sanders H., Gökalp I., Scalar dissipation rate modelling in variable density turbulent axisymetric jets and diffusion flames, Physics of Fluids, vol. 10 (4) pp. 938-948, (1998).

[18] Morvan D., Porterie B., Larini M., Loraud J.C., 'Numerical simulation of turbulent diffusion flame in cross flow'. Combustion science and technology 140 (1-6), 93-122, 1998.

[19] Yakhot V., Orszag S. A., Thangam S., Gatski T. B., Speziale C. G., Development of turbulence models for shear flow by a double expansion technique, Phy. Fluids, vol. 4, pp. 1510-1520, (1992).

[20] Hanjalic K., Launder B.E. and Schiestel R.,'Multiple time-scale concept in turbulent transport modelling', In Turbulent Shear Flows II, Springer Verlag, p36, (1980).

[21] KimS.W., Benson T.J.,Calculation of a circular jet in crossflow with a multiple-time-scale turbulence model. International Journal of Heat and Mass Transfer 35, 2357-2365, 1992.

[22] KimS.W., Chen C.P.,A multiple-time scale turbulence model based on variable partitioning of the turbulent kinetic energy spectrum. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals 16, 193-211, (1990).

[23] KimS.W., Chen Y.S., A finite element computation of turbulent boundary layer flows with an algebraic stress turbulence model. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**66**, 45-63, 1988.

[24] Launder B.E., Reece G.J., Rodi W.,Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. Journal of fluid mechanics, Cambridge Univ Press. Vol 68, Issue 03, pp 537- 566, April 1975.

[25] Sanders H., Sarh B., Gökalp I., Etude numérique des jets turbulents à température élevée, Revue générale de thermique, vol. (35), pp. 232-242, (1996).

[26] Gibson M.M., Launder B.E.,Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer Journal of Fluid Mechanics, Cambridge Univ Press, Vol 86 ,Issue 03, pp 491-511 , 1978.

[27] Schiestel R., Elena L. andRezoug T., Numerical modeling of turbulent flow and heat transfer in rotating cavities. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology. Vol 24, issue 1, pp 45-65. 1993.

[28] Poinsot T., Veynante D., Theoretical and numerical combustion, Edwards ed. 2001.

[29] Mizobuchi Y., Tachibana S., Shinio J., Ogawa S., and Takeno T., A numerical analysis of the structure of a turbulent hydrogen jet lifted flame. Proc. Combust. Inst., 29:2009–2015, 2002.

[30] Chen J. H., E. Hawkes R., Sankaran R., Mason S.D., and Im H.G., Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities I. Fundamental analysis and diagnostics. Combust. Flame, 145:128–144, 2006.

[31] Hawkes E.R., Sankaran R., Pébay P.P., and Chen. J.H. Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities II. Parametric study. Combust. Flame, 145:145–159, 2006.

[32] Hawkes E.R., Sankaran, R. Sutherland J. C., and Chen J.H., Scalar mixing in direct numerical simulations of temporally evolving plane jet flames with skeletal CO/H kinetics. Proc. Combust. Inst., 31:1633–1640, 2007.

[33] Lignell D.O., Chen J.H., and Smith P.J., Three-dimensional direct numerical simulation of soot formation and transport in a temporally evolving nonpremixed ethylene jet flame. Combust. Flame, 155, 2008.

[34] Constantinescu G., Mahesh K,Apte S.V, Iaccarino G,Ham F, and Moin P., A new paradigm for simulation of turbulent combustion in realistic gas turbine combustors using les. In ASME Turbo Expo 2003. Power for Land Sea and Air, volume GT2003-38356, Atlanta, Georgia, USA. SP.

[35] Poinsot T. and Veynante D., Theoretical and numerical combustion. Edwards, first edition, 2001.

[36] Sagaut P., Introduction à la simulation des grandes échelles. Springer, mathématiques & applications edition, 1998.

[37] Blazek J., Computational fluid dynamics: principles and applications, Elsevier 2001.

[38] Thomas LEDERLIN M., Conception et étude expérimentale et numérique d'un systéme de contrôle de trajectoire et mélange des jets de Gaz dans les bruleurs à oxygéne.Université de Toulouse .2007.

[39] Antonopoulos-Domis M., Large-eddy simulation of a passive scalar in isotropic turbulence. Journal of Fluid Mechanics, Cambridge Univ Press, Vol 104, pp 55- 79, 1981.

[40]Hidouri A., Chrigui M., Boushaki T., Sadiki A., Janika J.,Large eddy simulation of two isothermal and reacting turbulent separated oxy-fuel jets, J. FUEL, 192 (2017) 108-120.

[39]Yahya N., HidouriA., Chrigui M., Boushaki T., Omri A., Large Eddy Simulation Modeling of Non-Premixed Turbulent Oxy-Fuel Combustion Supplied by Three Separated Jets, J. Combustion Science and Technology, 188 (2017) 1220-1238.

[41] Smagorinsky., J. General Circulation experiments with the primitive equations: 1. the basic experiment. Mon. Weather Rev.pp 91 –164. 1963.

[42] Germano M., Piomelli U., Moin P. and Cabot W.H., A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. Phys.Fluids A3, pp 1760-1765.1991.

[43] Germano M., A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in the filtered Navier–Stokes equations. Physics of Fluids 29, 2323(1986); http://dx.doi.org/10.1063/1.865568.

[44] Sagaut P., Introduction à la simulation des grandes échelles, mathématiques & applications ed. Springer, 1998.

[45] Nicoud F., Baggett J., Moin P., and Cabot W., New approximate boundary conditions for LES. Part1 : Finding the answer via an optimal control strategy. In APS/DFD meeting (New York), vol. 44 of Bull. Amer. Phys. Soc. 1999.

[46] Lehnhauser T., Schaefer M., "Improved linear interpolation practice for finite volume schemes on complex grids", Int. J. Numerical Methods in Fluids 38, pp.625-645, 2002.

[47] Durst F., Schaefer M., "A parallel block structured multigrid method for the prediction of incompressible flow", Int. J. of Numerical Methods in Fluids, Vol (22), pp.549-565, 1996.

Chapitre III

Etude Expérimentale d'un écoulement turbulent fourni par un brûleur à jets coaxiaux

Introduction

Dans ce chapitre, l'étude expérimentale de l'effet de la stratification sur les jets coaxiaux est abordée.. Cette étude expérimentale a été effectuée au sein du **COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie (CORIA)** au Saint Etienne du Rouvray, Rouen-France. La première partie présente une description de l'injecteur à trois jets coaxiaux ainsi que les paramètres qui caractérisent l'écoulement tels que la nature des gaz, les vitesses débitantes, les débits, etc.

Dans une deuxième partie, nous introduisons les méthodes de diagnostics optiques non intrusifs permettant d'étudier les différents phénomènes physiques mise en jeu (structures dynamiques et scalaires). L'effet de la stratification sera envisagé selon la position du jet central par rapport aux autres jets.. Les techniques de mesures expérimentales utilisées dans cette étude sont la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) qui permet d'avoir des champs bidimensionnels de vitesses instantanées et l'Anémométrie Doppler Laser (ADL) qui assure une caractérisation locale dans un point de l'écoulement.

III .1 Configuration Expérimentale

III.1.1 Bruleur à jets tri-coaxiaux

Dans ce travail, le bruleur concerné est constitué de trois jets coaxiaux schématisé sur la figure III-1 (Le plan d'injecteur tricoaxial est présenté dans l'annexe B). Le jet central et le jet extérieur amènent l'oxygène pur tandis que le deuxième jet apporte le gaz naturel. Les injecteurs ont des diamètres de 23,3 mm, 16mm et 10 mm respectivement. Les épaisseurs des tubes sont de l'ordre de 1mm. Ce bruleur spécifique par rapport aux autres bruleurs tri-coaxiaux permet de déplacer le jet central. Ce dernier monte jusqu'à +30 mm et descend à -30mm par rapport aux autres jets. Dans cette étude, le pas de déplacement est fixé à 10mm (voir figure III-2). Le travail est basé sur l'étude de l'aérodynamique du bruleur en changeant la position du jet central, ce qui d'un point de vue aérodynamique, va modifier la hauteur d'interaction des jets.

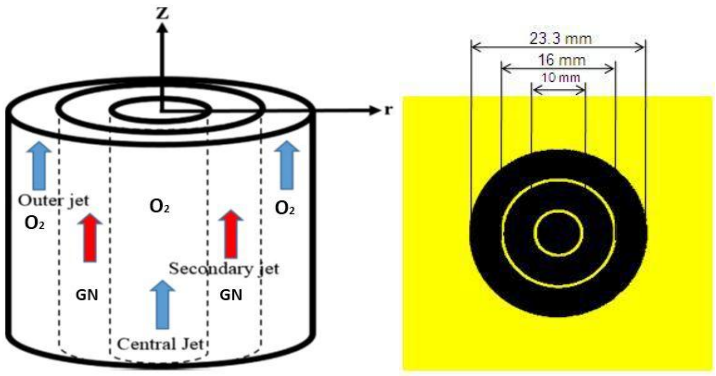


Figure III.1:Schéma du brûleur et diamètres des injecteurs

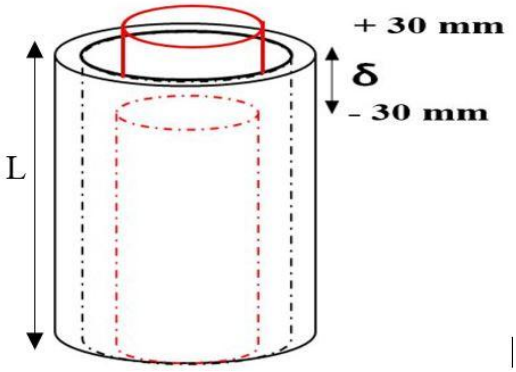


Figure III.2:Déplacement du jet central

III.1.2 Paramètres dynamiques du brûleur

La longueur L des tubes, est fixée à 350 mm (L/d_{cent}= 35). Grace à cette configuration on obtient un écoulement établi à la sortie des injecteurs. Pour un jet donné de diamètre d constant,les vitesses débitantes des fluides U_0sont reliées aux débits volumiques par l'équation suivante :

$$U_0 = \frac{4Q_v^j}{\pi d^2} \qquad \text{(III.1)}$$

Les paramètres du bruleur sont aussi caractérisés par d'autres grandeurs comme le nombre de Reynolds Re(équation 3.2),le rapport des vitesses d'introduction des réactifs *r* (équation 3.3), le flux de quantité de mouvement *G* (équation 3.4) ou le rapport des flux de quantité demouvement *RI* (équation 3.5).

$$\mathrm{Re} = \frac{U_0 d^2}{\upsilon} \qquad \text{(III.2)}$$

$$r = \frac{U^0_{FUEL}}{U^0_{O_2}} \qquad \text{(III.3)}$$

$$G = \rho(U_0)^2 \frac{\pi d^2}{4} \quad \text{(III.4)}$$

$$RI = \frac{\rho_{FUEL}(U^0_{FUEL})^2}{\rho_{O_2}(U^0_{O_2})^2} \quad \text{(III.5)}$$

Où U^0_{FUEL} est la vitesse initiale du jet secondaire et $U^0_{O_2}$ représentent les vitesses initiales des deux jets d'oxygène (central et périphérique).

III.1.3 Les différents gaz employés

Le combustible utilisé dans ce travail est le gaz naturel (gaz de réseau).Il est fourni par le deuxième jet et contient les pourcentages molaires suivantes : 85% CH_4, 9% C_2H_6, 3%C_3H_8, 2% N_2, 1% CO_2. Son pouvoir calorifique inferieur (PCI) est de l'ordre 45.103 kJ/kg. Les deux autres jets amènent l'oxygène pur avec une pureté de 99.5%. Dans le cas non réactif et pour des raisons de sécurité le gaz naturel est substitué par un mélange de 64% (en volume) d'air et de 36% d'hélium, ayant une masse volumique similaire à celle du gaz naturel. Cependant, la désignation « gaz naturel : GN » est gardée pour indiquer le jet qui amène ce gaz.
Le tableau III.1 regroupe les propriétés des différents gaz utilisés dans cette étude pour une température ambiante de 15°C.

Tableau III. 1:Propriétés des gaz employés (à 15°C, sous 1 atm)

Gaz / Propriétés	Gaz naturel	Air	Hélium	Oxygène
Masse molaire (g.mole^{-1})	18.62	29	4.0026	31.9988
Masse volumique (kg.m^{-3})	0.83	1.202	0.169	1.354
Débit massique (g.s^{-1})	0.556	-	0.039	1.963
Débit volumique (l.s^{-1})	0.67	-	0.232	1.453
Viscosité cinématique (m^2.s^{-1})	1.32. 10^{-5}	1,71. 10^{-5}	1.14. 10^{-4}	1.4. 10^{-5}
Capacité calorifique Cp(kJ.kg^{-1}.K^{-1})	1.98	0.001	0.02	0.029

La régulation des débits de gaz est assurée par un régulateur de débit massique, TYLAN RDM 280, pour le gaz naturel et par des cols soniques pour les autres gaz (figureIII.3).

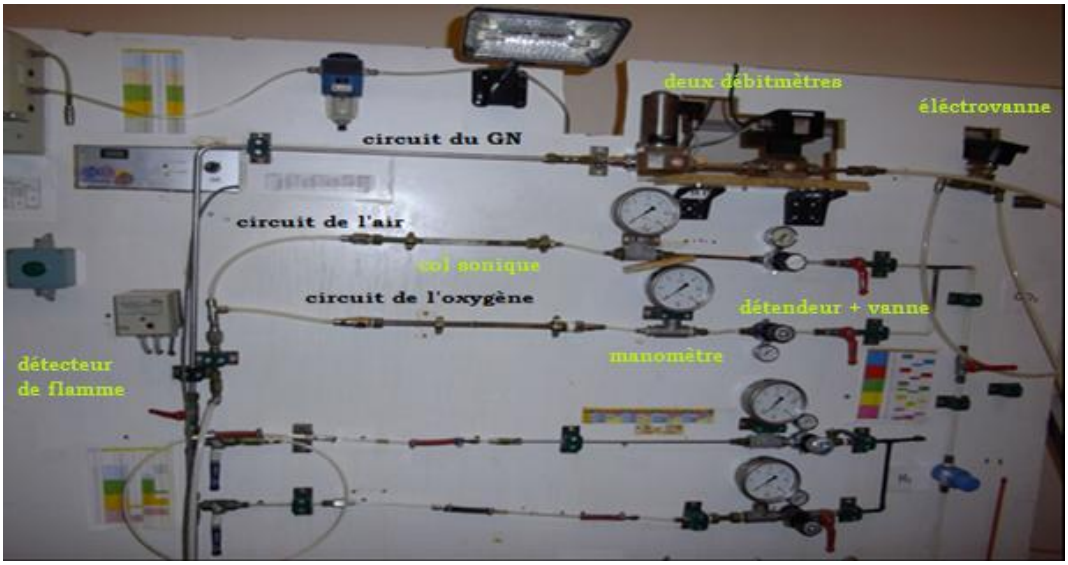


Figure III. 3 : Tableau de circuit de différents gaz

Dans le tableau III.2 nous rassemblons les différentes conditions dynamiques et les grandeurs physiques caractéristiques de l'écoulement.

Tableau III. 2 : Tableau des propriétés relatives à chaque injecteur

Injecteur / Propriétés	Jet central	Jet secondaire	Jet extérieur
Diamètre équivalent (mm)	10	10.58	14.8
Vitesse ($m.s^{-1}$)	11	5.83	5.0
Débit volumique (l.s)	0.8635	0.512	0.86
Débit massique ($g.s^{-1}$)	1.169	0.425	1.164
Nombre de Reynolds	7857	4673	5286
r	0.53	1	1.166
G ($kg.m.s^{-2}$).10^{-3}	12.867	2.480	5.823
RI	0.172	---	0.833

III.2 Techniques de mesure

III.2.1 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

III.2.1.1 Principe de la PIV

La Vélocimétrie par Image de Particules communément appelée PIV (Particle Image Velocimetry), apparue en 1980 et a été considérablement développée depuis 1990.C'est une technique de mesure optique indirecte (non intrusive) qui consiste à extraire des champs bidimensionnels à deux composantes de vitesses instantanées situées dans un plan de l'écoulement étudié. La vitesse est obtenue en utilisant la corrélation croisée entre les mailles de calcul.

Cette méthode consiste à illuminer des particules ensemencées solides ou liquides dans l'écoulement. La taille de ces particules doit être supérieure à la longueur d'onde de l'excitation (532 nm dans notre cas). Elle doit être par contre inférieure à 10 µm d'après Samson [1]. Les informations sont récoltées par la diffusion de Mie à l'aide d'un capteur photosensible (caméra Charge Coupled Device CCD).

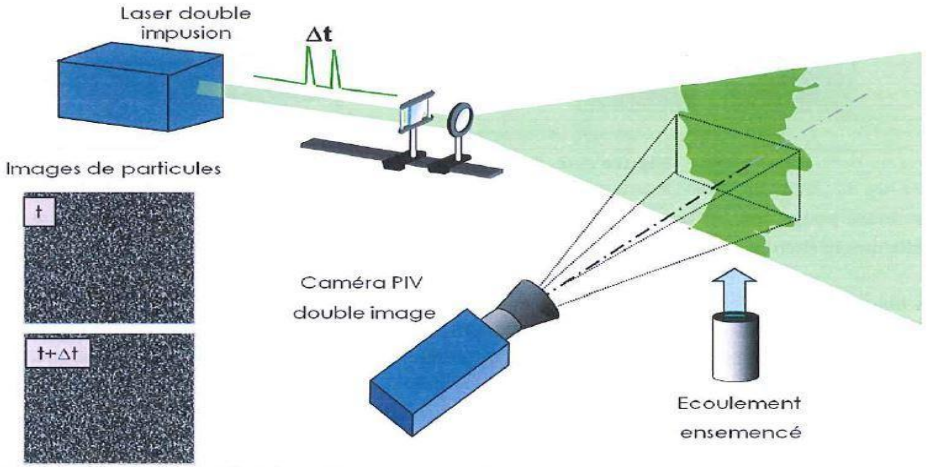


Figure III. 4 : Montage expérimental de la technique de mesure PIV

La PIV exige une double exposition de l'écoulement, séparée par un temps très court, afin de déterminer la vitesse locale du fluide par l'analyse des variations des positions des particules entre deux éclairements successifs. Sachant que les particules se déplacent d'une distance $\overrightarrow{\Delta r}$ entre deux instants t et $t + \Delta t$ correspondants aux deux instants d'acquisition, la vitesse locale de particules est calculée par la relation :

$$v(x, y, t) = \frac{\Delta r(x,y,t)}{\Delta t} \quad \text{(III.6)}$$

On distingue deux méthodes permettant de déterminer le déplacement des particules :

- Auto-corrélation : dans ce cas les positions successives des particules sont enregistrées sur une même vue.
- Inter-corrélation : dans ce cas chaque impulsion lumineuse est enregistrée sur une image distincte.

La méthode d'inter-corrélation est la plus employée du fait de ses avantages : calcul de petits déplacements et suppression de l'ambiguïté sur le sens du déplacement [2].

Nous adaptons dans ce travail cette méthode de calcul schématisée sur la figure III.5.

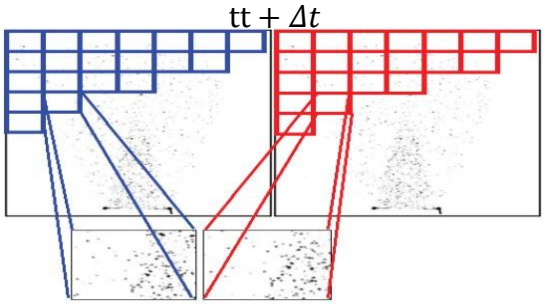


Figure III. 5 : Mailles de calcul à t et à t + Δt

Afin d'effectuer le calcul, les images sont divisées en fenêtres d'interrogation appelées aussi mailles de calcul [2]. Le calcul est alors appliqué sur deux fenêtres correspondantes à la même région spatiale de l'écoulement sur chaque image. Si le déplacement est mesurable, le résultat de calcul obtenu est un pic de corrélation qui donne l'amplitude et la direction du déplacement le plus probable des particules comprises dans la maille de calcul en pixels.

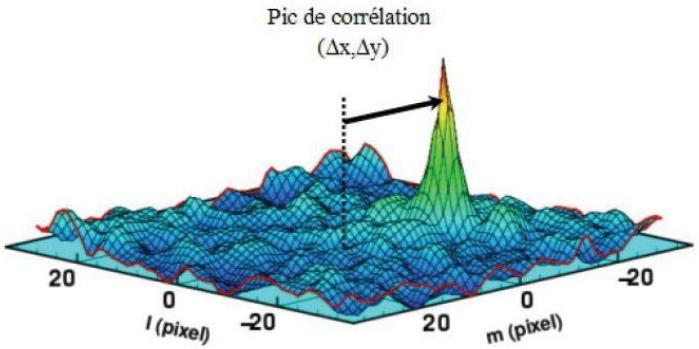


Figure III. 6 : Pic de Corrélation pour une maille de calcul [3]

Ce déplacement moyen des particules dans la maille est la distance qui relie le pic à l'origine située au centre du diagramme d'inter-corrélation.

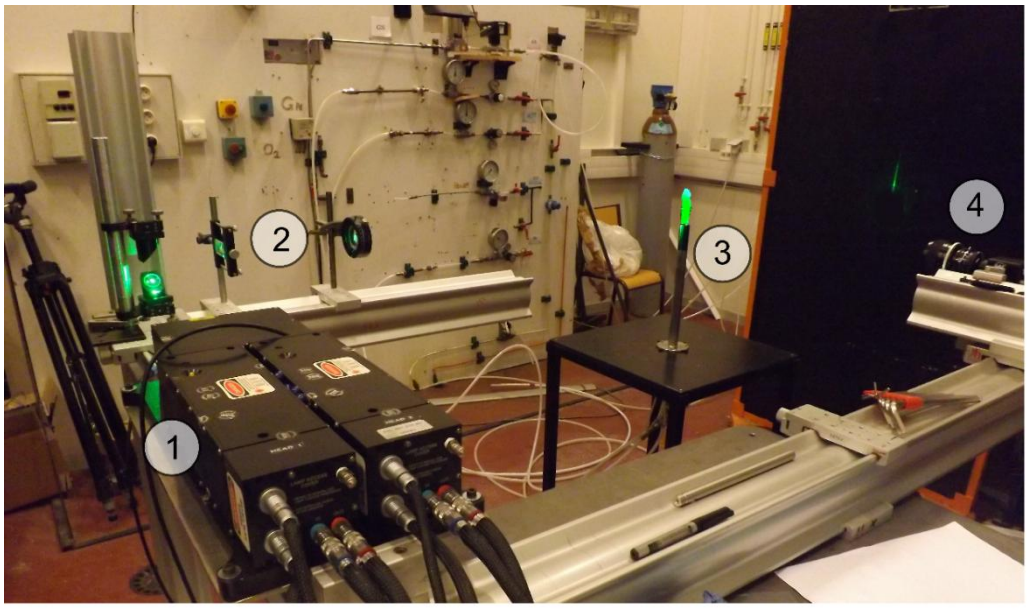
Pour optimiser le temps de calcul, on fait appel aux propriétés de l'espace de Fourrier les plus utilisés en appliquant les algorithmes de transformées de Fourrier rapides (FFT).

On obtient les vitesses de l'écoulement dans la zone d'étude en connaissant le temps entre les deux tirs laser successifs et le grandissement optique de l'image. Des nombreuses améliorations ont été apportées au cours des années (méthode sub-pixel, déformation d'image, traitement itératif) [2].

III.2.1.2 Dispositif expérimental de la PIV :

Pour étudier la technique de mesure PIV, un dispositif expérimental doit comporter les éléments de base présentés schématisés sur la figureIII.7 :

:



1. Laser bi pulse 2. Système optique 3. Ecoulement éclairé 4. Caméra CCD

Figure III. 7 : Dispositif expérimental lors des mesures de PIV à froid

La source de lumière utilisée est un laser de type Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet, Nd : $Y_3Al_5O_2$) bi pulses (Big Sky CFR200, Quantel) de longueur d'onde 532 nm et de fréquence de 10 Hz. L'énergie de laser est réglable et peut atteindre une valeur maximale de 150 mJ par pulse avec une durée d'impulsion de 8 ns. La nappe laser, focalisée au centre du brûleur, qui éclaire l'écoulement est créé par un système optique formée par une première lentille cylindrique divergente qui étale le faisceau et une seconde lentille sphérique

convergente qui affine la nappe. La hauteur de la nappe vaut 80 mm et son épaisseur égale à 500 µm au niveau du champ de mesure.

La lumière diffusée par les particules ensemencées dans l'écoulement est collectée perpendiculairement à l'aide d'une camera CCD (Flow Master 3 Lavision). Cette dernière possède une dynamique de 16 bits et une résolution de 1280*1024 pixels^2. Elle est associée à un objectif (Nikon Nikkor) de focale +50 mm et d'ouverture 1.2.

III.2.1.3 La synchronisation

L'ensemble laser – caméra nécessite un fonctionnement synchronisé expliqué par la figure III.8. Un boîtier électronique a été réalisé au laboratoire afin de contrôler les différents évènements de l'expérience. Chaque double-pulse est cadencé à 10 Hz. Une fois la première lampe (ou flash) est allumée (évènement Flash1 ou T0). 160 µs après, la cavité du laser s'ouvre (événement Qswitch1). Il en est de même pour la deuxième cavité laser (évènements Flash2 et Qswitch2). La caméra est synchronisée sur le premier flash (T0), avec un retard de 135 µs. L'ouverture de la caméra est alors pilotée par un logiciel de telle manière qu'elle s'ouvre pendant un temps très court (inférieur à 255 µs) pendant le premier tir laser. Le contrôle de la caméra nous impose alors l'ouverture de la caméra pendant un temps plus long (33 ms) pour le deuxième tir. Le temps contrôlable est donc le délai entre les deux lampes (Flash1 et Flash2). Cet intervalle du temps qui correspond au Δt permettant le du calcul de la vitesse [1].

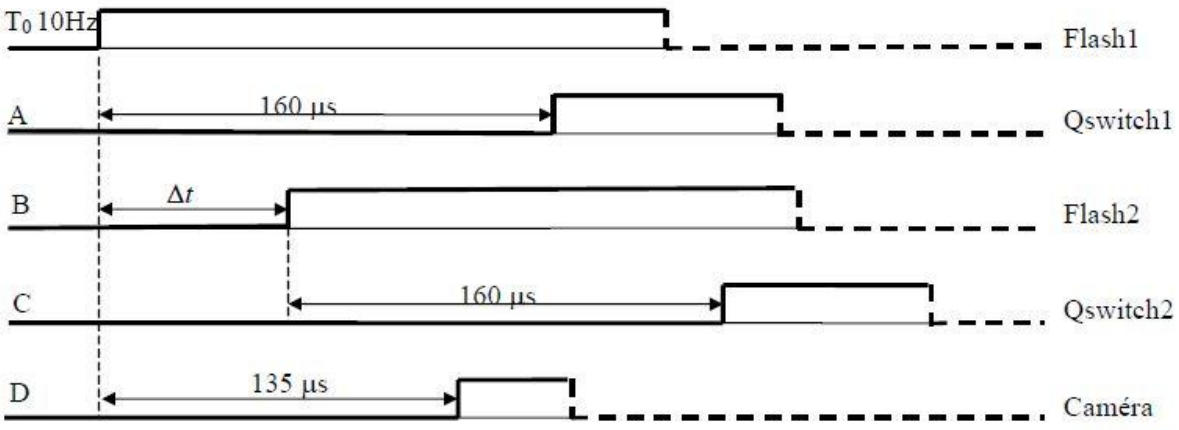


Figure III. 8 : Fonctionnement synchronisé entre les différents dispositifs de PIV

III.2.1.4 Ensemencements

La technique de mesure de vitesse PIV se base sur l'hypothèse principale où les particules suivent parfaitement l'écoulement entre chaque illumination. Le choix des particules ainsi que leur ensemencement sera donc primordial afin d'obtenir des mesures correctes. Les particules seront alors considérées comme un traceur idéal lorsqu'elles suivent fidèlement le mouvement de l'écoulement. Elles ne modifient pas l'écoulement ni les propriétés du fluide et en absence de toute interaction mutuelle [4]. Expérimentalement, le concept du traceur idéal n'est qu'une simple hypothèse. La taille des particules doit être suffisamment petite afin de suivre correctement l'écoulement. Elle doit être de taille acceptable afin de diffuser assez de lumière (supérieur à la longueur d'onde incidente).

Dans le cas non réactif, le choix le plus judicieux de traceur est l'huile d'olive pour plusieurs raisons. Les particules d'huile d'olive sont faciles à produire, ne sont pas néfastes, elles se mélangent idéalement dans l'écoulement. Elles ne s'agglomèrent pas trop du fait de leur petite taille comprise entre 3 à 4 µm. Ces particules ne se déposent pas sur les parois du brûleur, sont inertes dans l'air et leur coût d'utilisation est faible. Le choix d'un traceur et la détermination de la qualité de l'ensemencement est jugé généralement par le nombre adimensionnel de Stokes St (Equation III.7 qui doit être <<1. Ce nombre est le rapport entre le temps de réponse des particules τ_p, et le temps caractéristique de l'écoulement τ_f, soit:

$$S_t = \frac{\tau_p}{\tau_f} \tag{III.7}$$

$$\tau_p = \frac{2\rho_p d_p^2}{9\rho_g V_g} \tag{III.8}$$

Le choix de l'huile d'olive est justifié puisque le nombre de Stokes obtenu dans ce cas est de l'ordre de 0.4 [5]. L'huile est alors un bon traceur capable de suivre l'écoulement à froid, ce qui est le cas dans la présente étude. L'ensemencement est assuré par des atomiseurs basé sur le principe du Venturi. L'atomiseur, présenté figure III.9, permet d'avoir des particules plus ou moins homogène et permet d'ajuster la quantité dans l'écoulement.

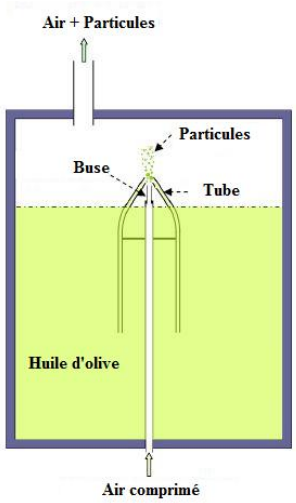


Figure III. 9 : Générateur d'air ensemencé par des particules d'huile d'olive

La différence notable de vitesses au niveau de chaque acquisition, entre les vitesses dans la zone centrale des jets et la limite des jets, exige de fixer un intervalle du temps Δtpermettant d'obtenir un déplacement suffisant des particules dans les zones de faibles vitesses et un déplacement qui ne dépasse pas un grand nombre de pixels dans les zones de vitesses élevées.

III.2.1.5 Post-traitement PIV

Le traitement de résultats se fait sous le logiciel Dynamic Studio par la méthode d'inter-corrélation des images de particules afin de calculer les champs dynamiques de vitesse d'écoulement. Pour avoir une meilleure qualité de mesure les images sont divisés en des petites mailles de calcul dont les dimensions sont calibrées de sorte que le nombre de particules de chaque maille ne dépasse pas 10. Les champs bidimensionnels de vecteurs vitesses sont déduits en utilisant la taille des mailles de calcul et le pas de temps Δt entre deux images de chaque couple. Un déplacement de l'ordre d'un tiers de la taille de la fenêtre, est le meilleur déplacement effectué conduisant à une bonne corrélation de deux fenêtres d'interrogation. L'objectif est alors de synchroniser la taille des mailles de calcul et l'intervalle du temps avec la vitesse de l'écoulement. La taille physique des mailles dépend de la configuration, de la hauteur d'acquisition et de la résolution nécessaire. La taille des fenêtres d'interrogation est fixée à 32*32 pixels^2 et avec un taux de recouvrement de 50 %. Un pic d'une maille est de l'ordre de 16 pixels.

Afin de déterminer les champs dynamiques de vitesse d'écoulement des mesures avec des intervalles de temps entre deux images PIV non réguliers ont été effectués. La hauteur d'acquisition, le grandissement, la taille de la maille de calcul ainsi que l'intervalle de temps entre deux images sont regroupés dans le Tableau III.3.

Tableau III. 3 : Paramètres de mesure pour différentes hauteurs

Hauteur (mm)			
	0-110	88-194	178-285
Grd (mm.pixel^{-1})	0.089	0.112	0.113
Maille (mm^2)	2.03	3.21	3.27
Δt(µs)	20	60	120

Le post-traitement des images est nécessaire afin de détecter les faux vecteurs engendrés par le calcul d'inter corrélation. La détection des vecteurs aberrants est faite en repérant les vecteurs qui dépassent le seuil de vitesse fixé à partir des résultats attendus. En comparant avec le sens de l'écoulement, la direction du vecteur pourra être employée pour repérer un vecteur faux.

III.2.1.6 Résultats

Pour chaque déplacement du jet central et pour trois hauteurs différentes 500 couples d'images instantanées ont été capturés en utilisant trois pas de temps différents puis traités afin d'obtenir des champs de vecteurs vitesse moyenne qui décrivent l'écoulement. La figure ci-dessous illustre les différentes démarches suivies permettant d'obtenir les champs moyens pour les trois hauteurs et pour un déplacement du jet central nul.

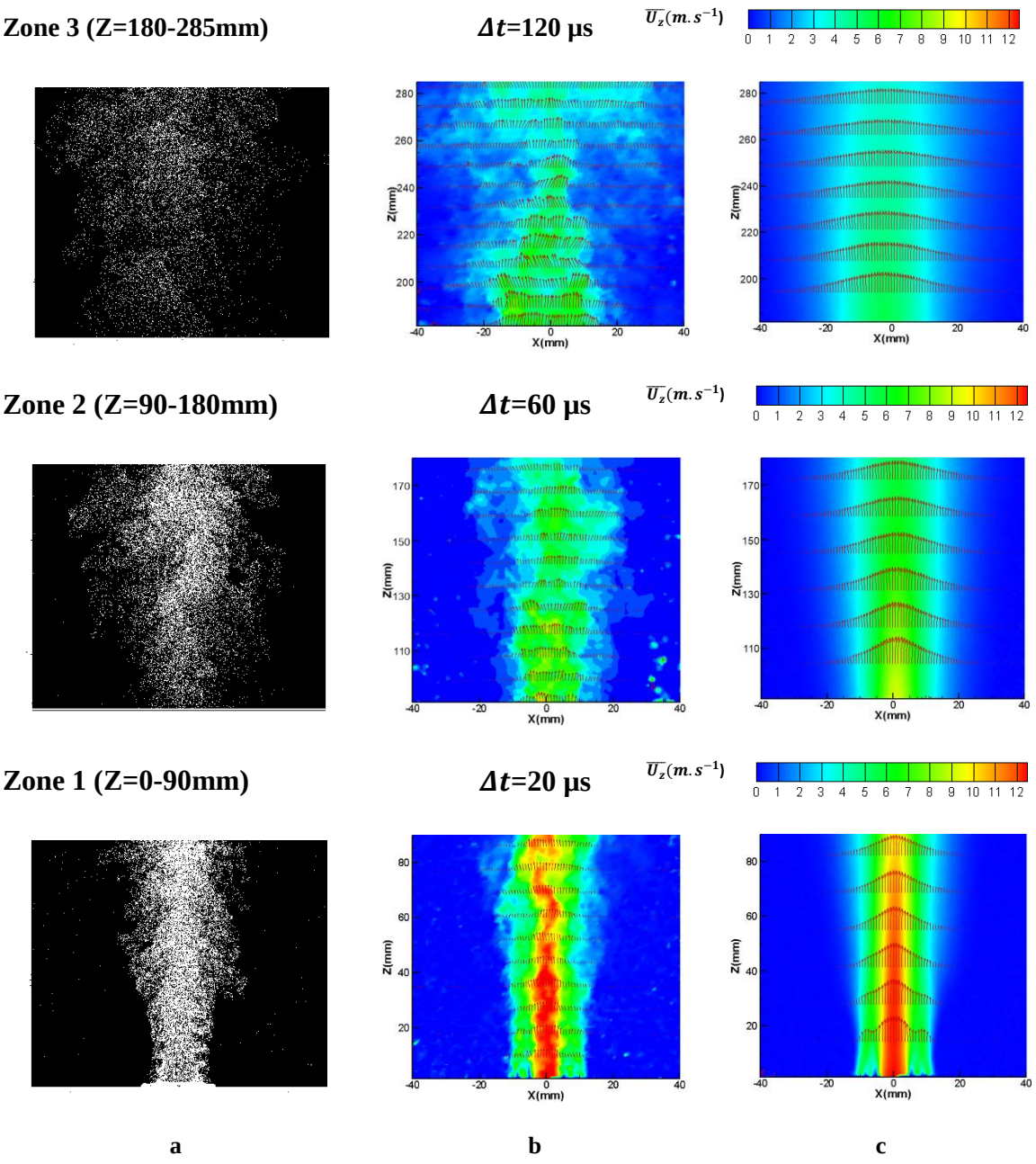


Figure III. 10: **a.** Image de l'écoulement ensemencé par des particules d'huile d'olive capturé par la caméra, **b.** Champ de vecteurs de vitesse instantanés, **c.** Champ moyen de vitesse pour 500 couples d'images instantanés (avec un retrait nul)

Afin de caractériser la totalité de l'écoulement on a associé les trois champs moyens de vitesse obtenus pour les trois hauteurs et pour un déplacement du jet central nul. La figure III.11 présente le résultat obtenu.

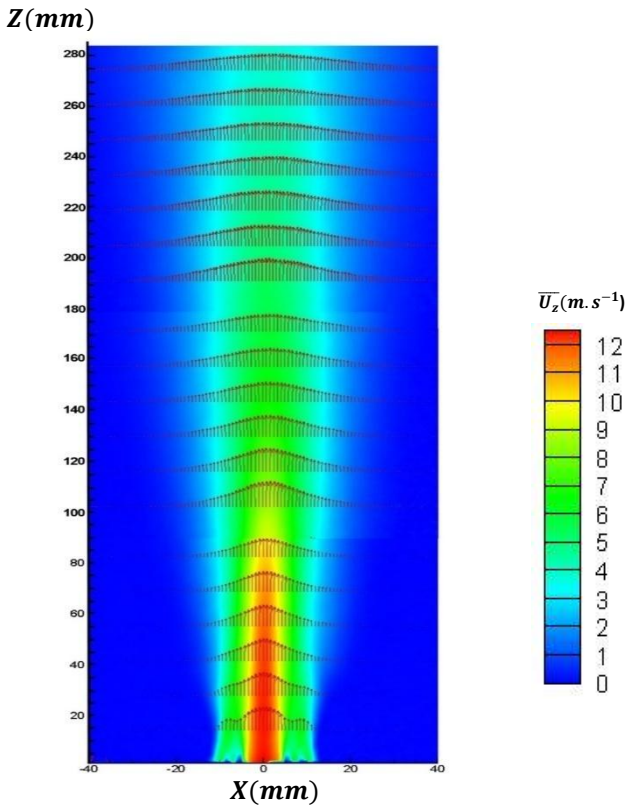


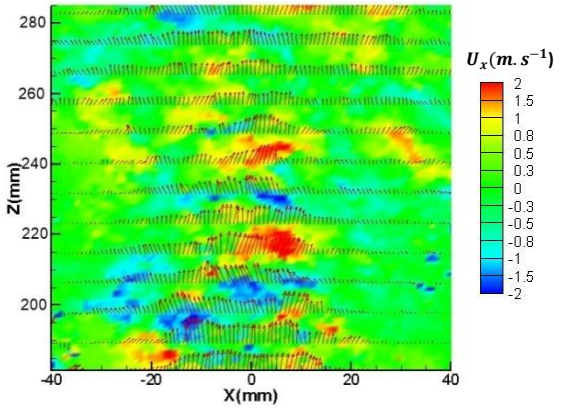
Figure III. 11: Champ moyen de vitesse dans le plan XZ

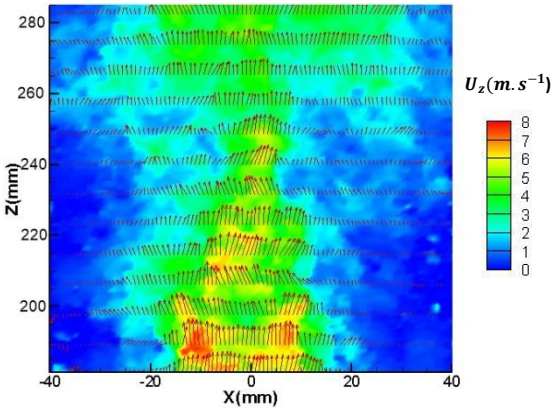
❖ Champs de vitesses instantanées

Comme résultats de la technique PIV, nous présentons sur la figure III.12 quelques exemples de champs instantanés de vitesses (pris parmi 500 champs acquis) obtenus pour un retrait du jet central nul et pour trois différentes hauteurs (Z=0 mm à 90 mm, Z=90 mm à 180 mm et Z=180 mm à 285 mm). Ces résultats présentent les champs instantanés de la vitesse axiale et de la vitesse radiale en échelle de couleur. Le caractère fortement tridimensionnel est notable suite à un aspect aléatoire des lignes de courant. Les résultats obtenus montrent des zones hétérogènes des champs de vitesses radiales. On remarque également des zones qui présentent des vitesses radiales positives et autres négatives. Une diminution de la vitesse axiale instantanée est notée en aval du bruleur. La vitesse radiale de l'écoulement est plus basse que celle axiale. L'écoulement alors dépend fortement de vitesses axiales tout au long de la direction de l'écoulement.

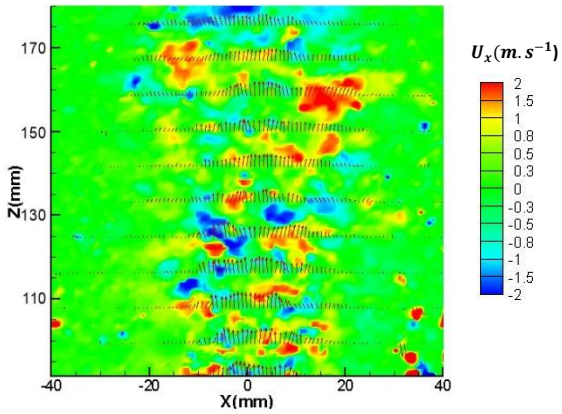
Champs instantanés de vitesses radiales **Champs instantanés de vitesses longitudinales**

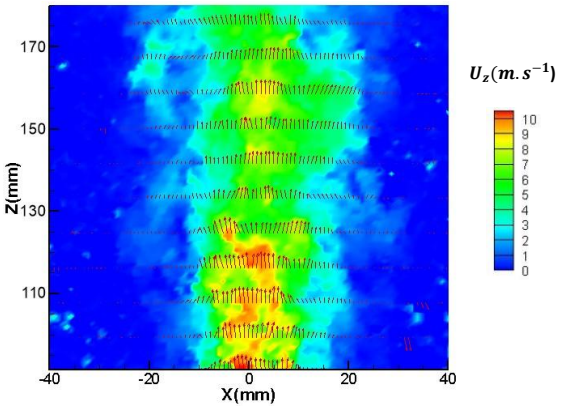
Zone 3





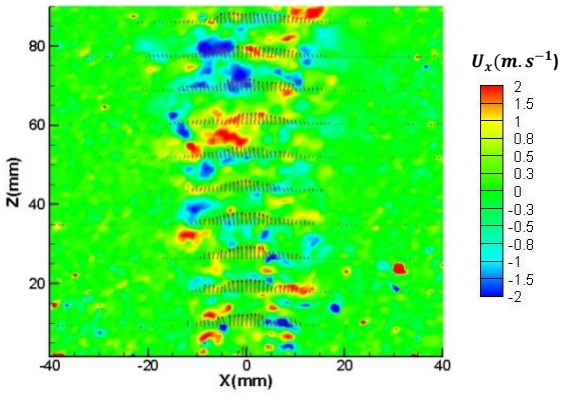
Zone 2





Champs instantanés de vitesses radiales **Champs instantanés de vitesses longitudinales**

Zone 1



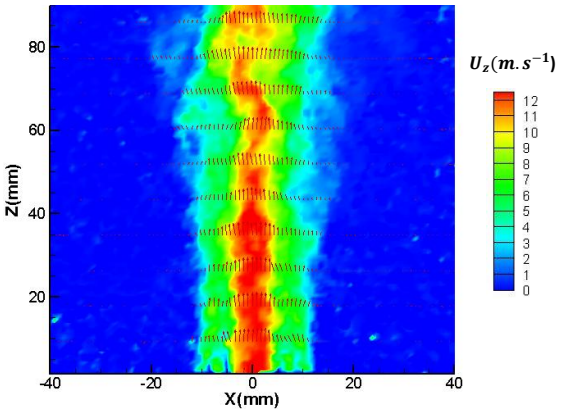


Figure III. 12: Quelques champs instantanés des vitesses axiales U_z et radiales U_x pour un retrait du jet central nul

La compréhension de la dynamique de l'écoulement est compliquée en se basant sur les champs de vitesses instantanés. Ceci est dû au non stabilité des résultats. De ce fait le passage à l'étude des champs de vitesses moyennes va surmonter cette complexité et donne une présentation plus claire en étudiant l'effet du retrait sur la dynamique de l'écoulement.

❖ Champs de vitesses moyennes

Les figures III.13 et III.14 présentent les champs de la vitesse moyenne longitudinale $\overline{U_z}$ et transversales $\overline{U_x}$obtenus pour des retraits du jet central entre -30 mm et +30 mm avec un pas de 10 mm et pour une hauteur de Z=0 mm à 90 mm. Les cartographies de vecteurs vitesses sont représentés en échelles de couleurs. Suivant la valeur du retrait du jet central (négatif, nul ou positif) le profil de vitesse et le maximum de vitesse changent. La valeur maximale de la vitesse axiale moyenne augmente en augmentant le retrait. Il est noté aussi qu'une zone de prémélange est d'autant plus intense que le retrait est faible. On remarque la présence de trois profils séparés dans la zone proche du plan contenant les injecteurs, obtenus pour un retrait nul. Ces profils fusionnent à partir d'une hauteur de Z=10mm. Pour les autres il n'y a apparence que de deux profils seulement dans cette zone. L'effet de la stratification se manifeste alors pour des retraits autres que le retrait nul. Cet effet est d'autant plus intense que le retrait augmente.

La figure III.14 (profils moyens de vitesse radiale) on remarque des maximas et de minimas de vitesses radiales de part et d'autres du jet central. Ces minimas et maximas se situent dans la zone s'interaction entre jets. L'existence des vitesses négatives peuvent être une indication d'une zone de recirculation proche du plan contenant les jets.

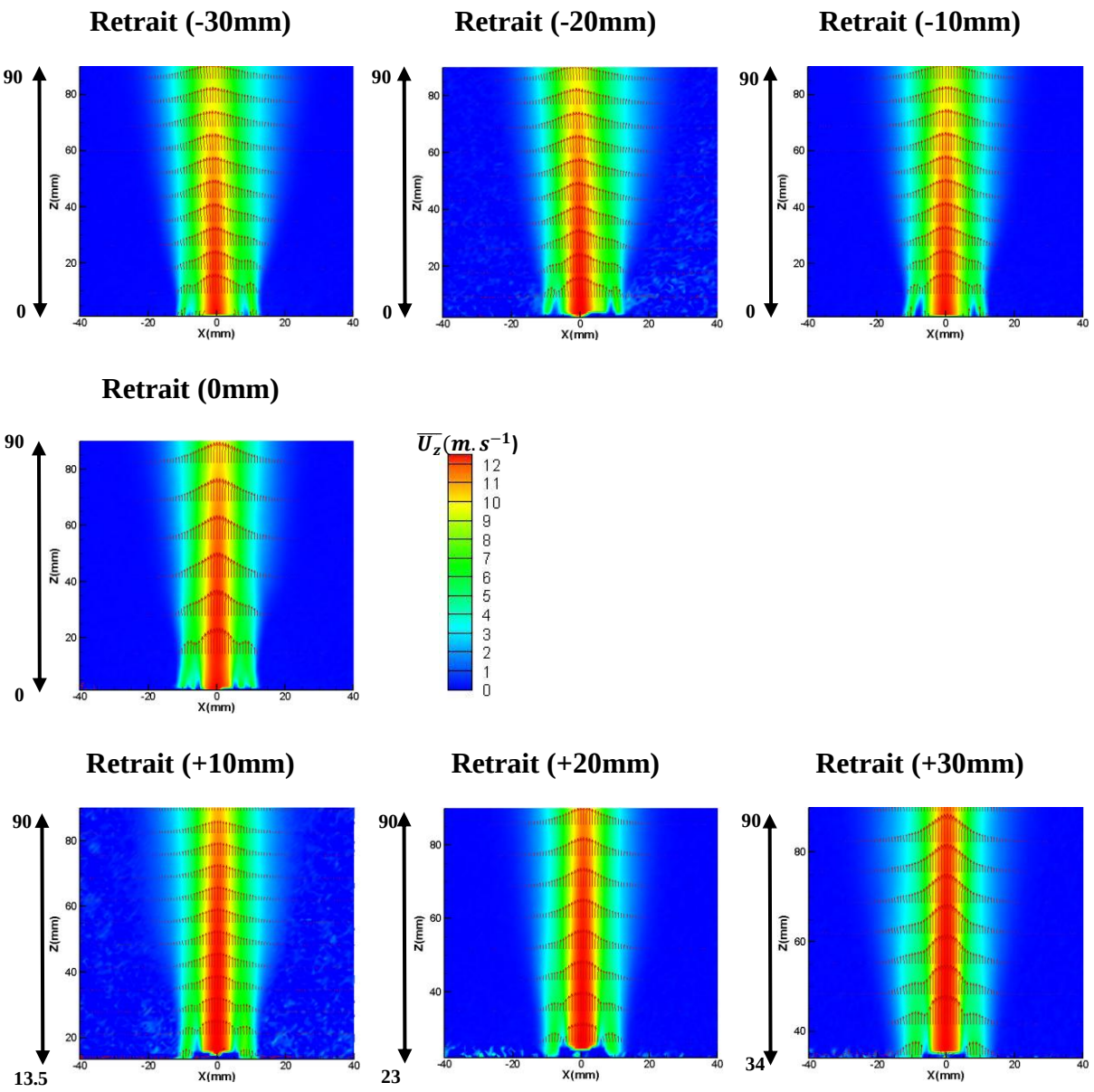


Figure III. 13: Champs de la vitesse longitudinale moyenne obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour les différentes hauteurs

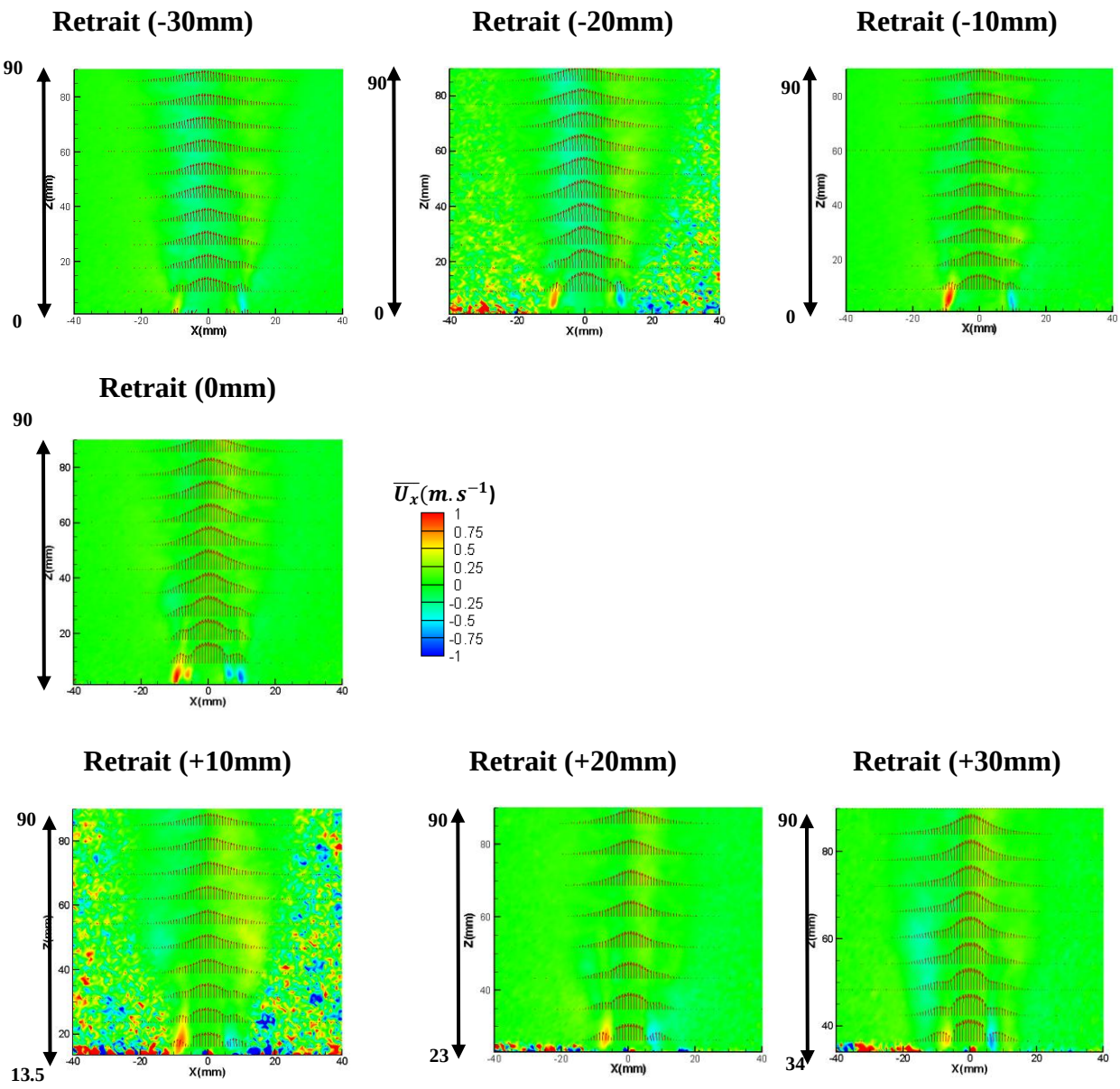


Figure III. 14 : Champs de la vitesse radiale moyenne obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour les différentes hauteurs

En associant les trois hauteurs obtenues par les différentes acquisitions on obtient le champ total bidimensionnel de la vitesse axiale moyenne. La figure III.15 illustre les champs complets dans le plan (XZ) obtenus pour les différentes configurations.

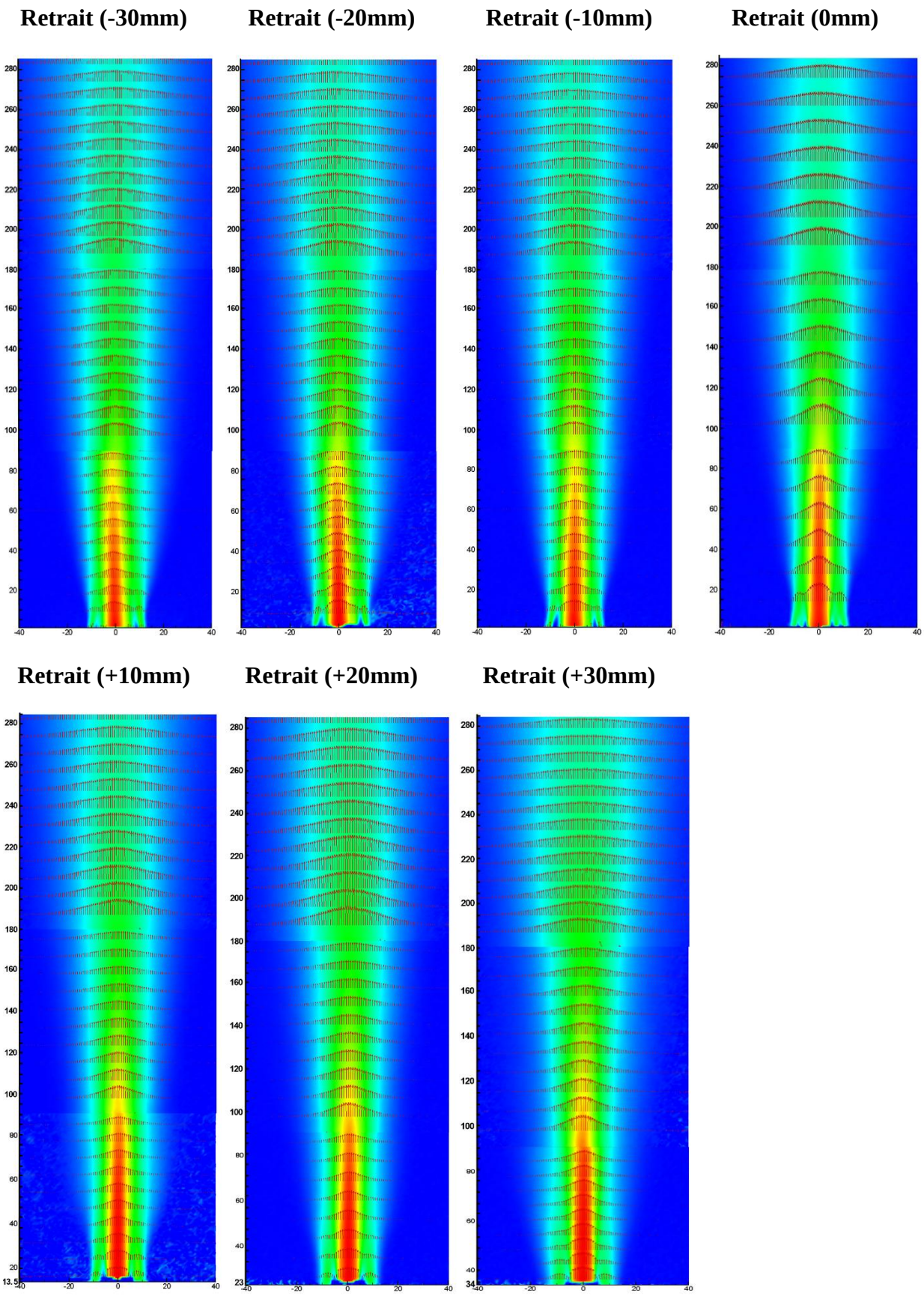


Figure III.15 : Champs complets de la vitesse longitudinale moyenne obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour les différentes hauteurs

❖ Profils radiaux des vitesses

- **Profils radiaux de la vitesse longitudinale**

Les vitesses moyennes longitudinales obtenues le long de la première hauteur (Z=0 mm à 90 mm) sont présentées sur la figure III.16. Afin d'obtenir une comparaison de profils très claire les résultats seront présentés pour différentes sections et pour chaque configuration (Z=5, 10, 15, 25, 35, 50 et 70 mm). Les profils montrent que la vitesse longitudinale diminue en s'éloignant des injecteurs pour toutes les configurations étudiées. La vitesse maximale varie entre 12 et 13 $m.s^{-1}$. Dans le cas d'un retrait du jet central nul on remarque à une hauteur de 5 mm la présence de trois pics qui correspondent aux trois jets. Au-delà de 8mm, on remarque la présence de deux pics seulement indiquant la fusion du jet extérieur et du secondaire à partir de cette hauteur. A partir de 25 mm, tous les jets fusionnent et l'écoulement devient comparable à celui fourni par un seul jet. Le résultat est obtenu seulement dans le cas d'un retrait nul. Les caractéristiques d'un seul jet sont atteintes pour les configurations (δ=-30, -20 et -10 mm) à partir de Z=25 mm par contre pour δ=+10 mmet +20 mm à partir de Z=40 mm et pourδ=+30 mm à partir d'une hauteur de 50 mm. Cette différence est due à la grande vitesse du jet central.

- **Profils transversaux de la vitesse transversale**

Les profils radiaux des vitesses radiales sont reportés sur la figure III.17 pour différentes configurations et pour différentes hauteurs. Identiquement aux vitesses longitudinales, les vitesses transversales décroissent, en valeur absolue, en s'éloignant des injecteurs. La vitesse transversale est faible et elle varie entre -0.9 et 0.9 $m.s^{-1}$. On remarque sur cette figure que tous les profils comportent une partie négative à gauche et une partie positive à droite avec un passage par zéro. Cela montre la bonne qualité des mesures. Pour un retrait du jet central nul on note l'existence de trois pics qui présentent leurs maxima dans la zone d'interaction entre les jets, ceci est causé par la présence du jet central. Pour les autres cas on n'a que deux pics.

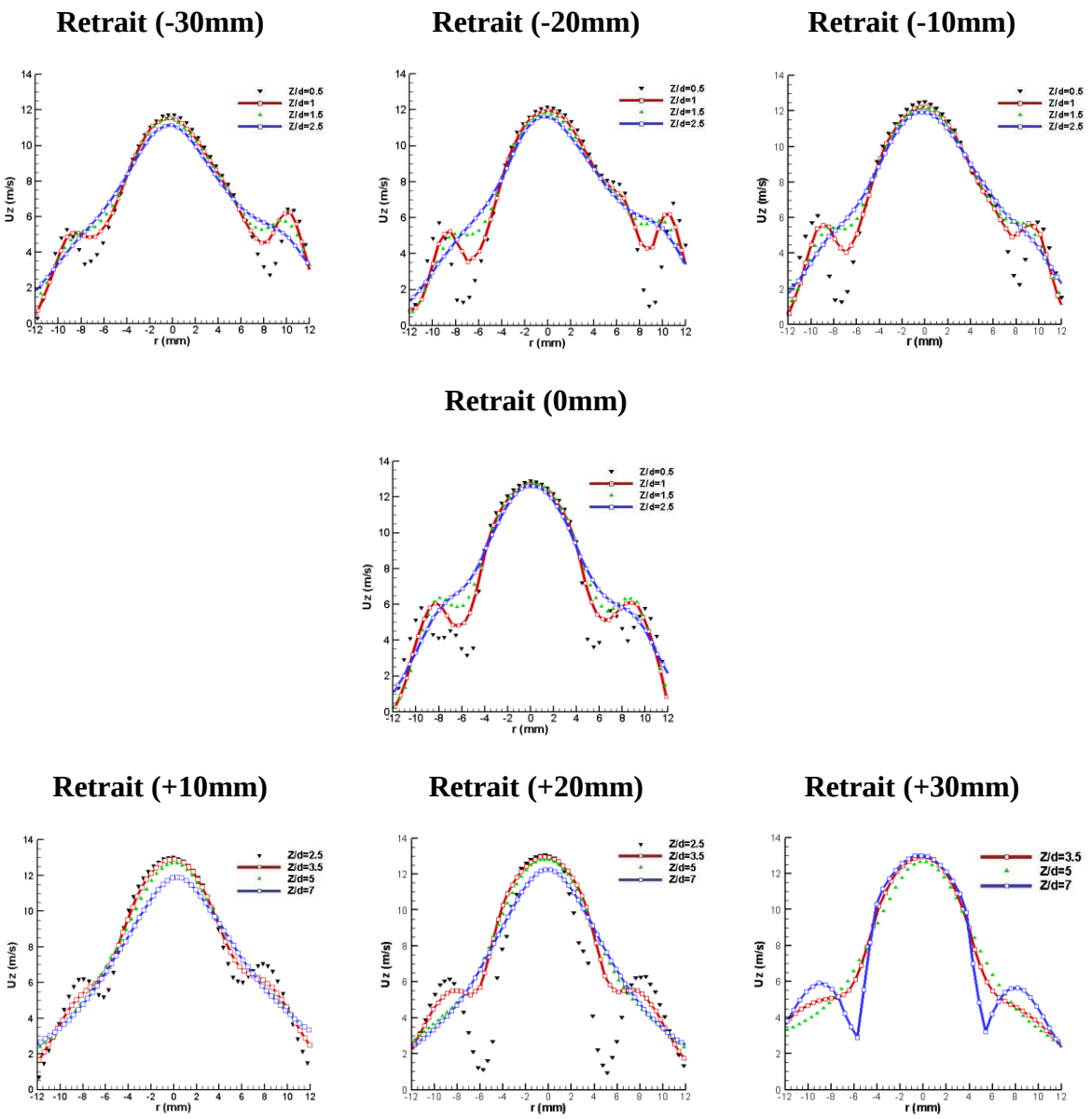


Figure III. 16 : Profils radiaux des vitesses longitudinales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs

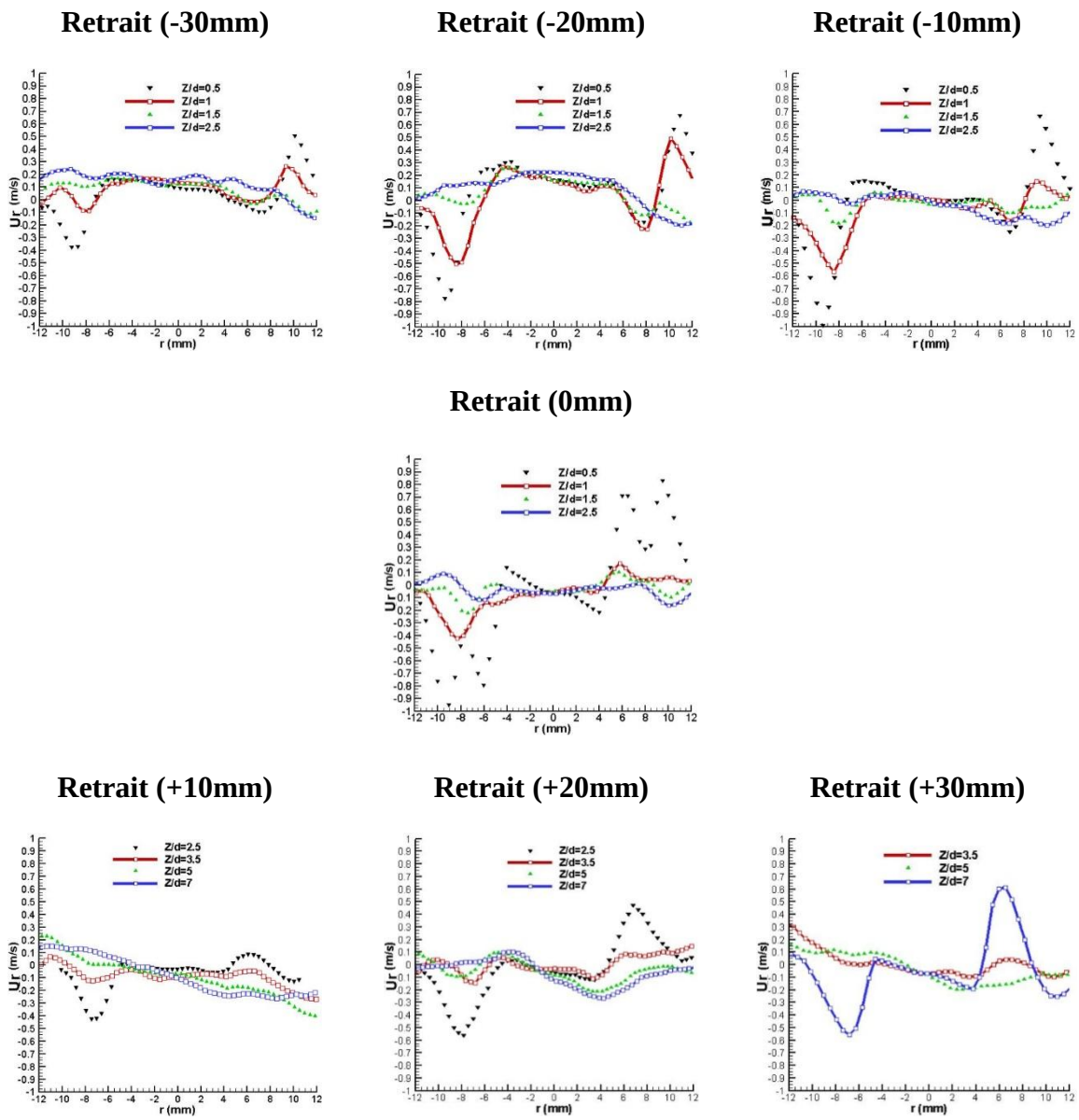


Figure III. 17 : Profils transversaux des vitesses transversales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs

- **Fluctuations des vitesses**

En plus des vitesses moyennes nous avons déterminé les fluctuations des vitesses longitudinales$U_z^{'}$ et transversales$U_x^{'}$, dans les plans des jets (XZ). Les figures III.18 et III.19 représentent les profils de fluctuations de la vitesse axiale et radiale obtenus pour différentes hauteurs.

Ces fluctuations atteignent ses maxima à 5 mm puis décroissent tout au long de l'écoulement. Le maxima de fluctuation est de 2.8 m.s^{-1} remarqué pour les configurations (δ=0, δ=+20 et δ=+30 mm) dans la couche de mélange entre le jet fuel et l'oxygène périphérique. Ces fluctuations sont minimales au centre du jet central et elles sont maximales dans les couches de cisaillement.

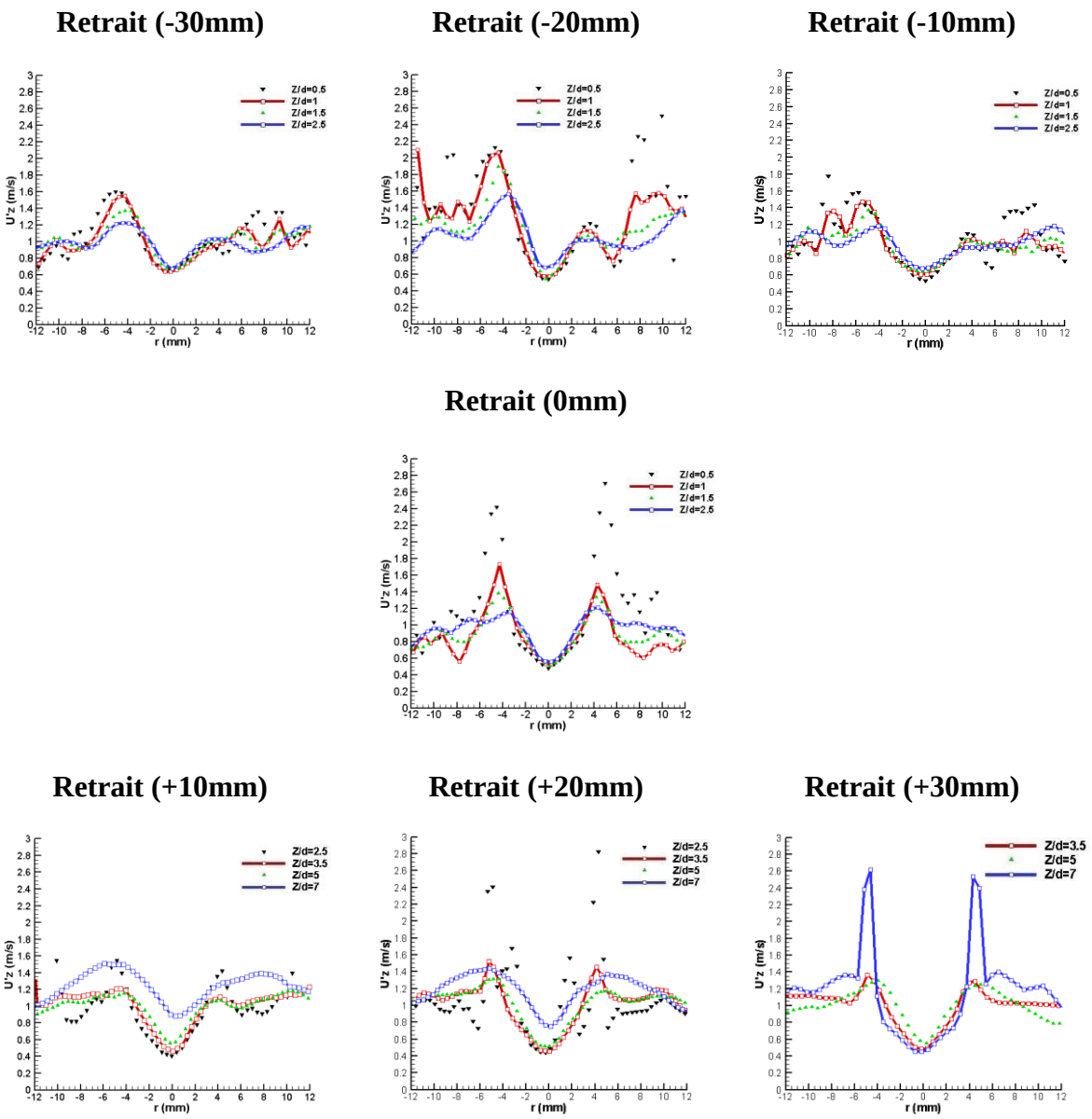


Figure III.18 : Fluctuations des vitesses longitudinales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs

D'après la figure III.19 les fluctuations des vitesses radiales décroissent tout au long de l'écoulement. Pour les configurations (δ=-30, δ=-20 et δ=-10 mm) on remarque que la vitesse radiale atteint une valeur maximale de 1.4 $m.s^{-1}$pour une hauteur de 15 mm. Pour un retrait nul on note la présence des pics de fluctuation de vitesse dans les zones de cisaillement des jets qui atteignent 2.6$m.s^{-1}$. Si on déplace encore le jet vers le haut (δ=+10 mm et δ=+20 mm) les fluctuations de vitesse augmentent jusqu'à 2.8 $m.s^{-1}$. D'une manière générale les maxima des fluctuations sont le signe d'une oscillation radiale des jets qui pourrait être due à des lâchers de structures tourbillonnaires [6].

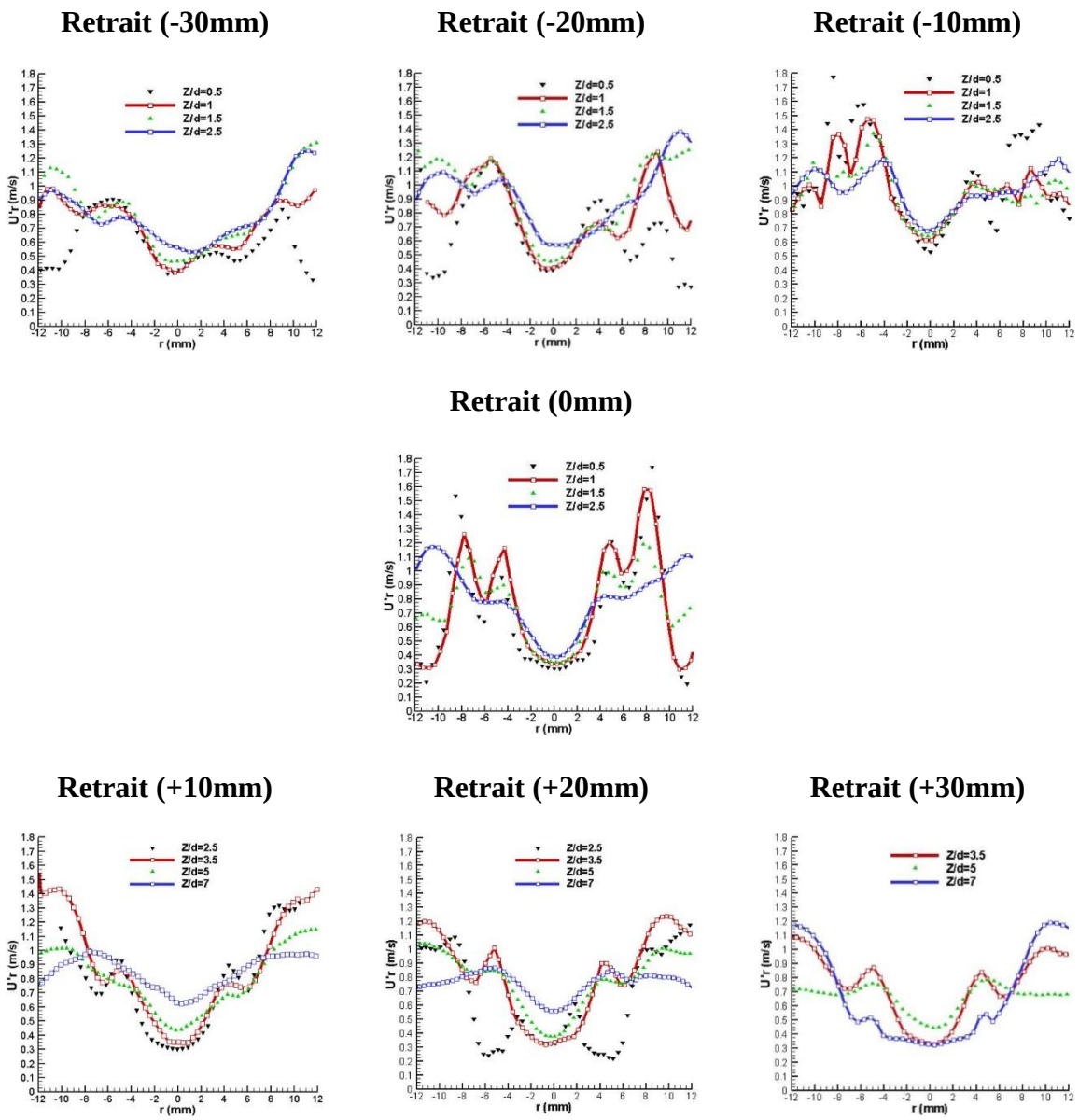


Figure III.19 : Fluctuations des vitesses transversales moyennes obtenus pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs

❖ Intensité de la turbulence

L'évolution de l'intensité de la turbulence $\frac{U_z^{'}}{U_z}$ obtenue pour les différentes configurations et pour différentes hauteurs est illustrée sur la figure III-20. Les résultats obtenus décrivent les zones d'interaction entre les jets et entre le jet extérieur et l'air ambiant. On remarque que cette intensité diminue tout au long de l'écoulement pour les configurations (δ=-30, -20,-10 et 0mm).Pour un retrait nul l'intensité de turbulence atteint son maximum qui est de l'ordre de 65% pour une hauteur de 5mm. Ce résultat montre que, pour un retrait nul, l'interaction la plus intense est entre le jet central qui emporte l'oxygène et le jet secondaire du gaz naturel,

.L'interaction entre ces deux jets lorsque δ diminue. Cette interaction devient presque nulle pour un retrait inférieur à 10 mm. Ceci est expliqué par le fait que les deux jets se fusionnent avant d'atteindre Z=0 mm. Un résultat similaire est obtenu pour un retrait positif. Pour un retrait supérieur à 10 mm, l'influence des jets annulaires devient négligeable. Pour un retrait nul et pour une hauteur de 5 mm l'intensité de la turbulence décrivant l'interaction entre le jet secondaire et le jet extérieur est de l'ordre de 25%. Il est à signaler qu'une erreur de mesure due à la reflexion du laser est remarquée pour le retrait -20 mm à Z=5 mm et pour le retrait +20 mm à Z=25 mm.

❖ Energie cinétique de la turbulence

L'énergie cinétique turbulente est calculée par la formule suivante :

$$k = \frac{1}{2}(2U_x'^2 + U_z'^2) \qquad \text{(III.10)}$$

Avec U_x' et U_z' sont les composantes de fluctuations radiale et axiale de la vitesse. La figure III-21 présente les énergies cinétiques turbulentes pour chaque configuration et pour chaque hauteur Cette figure montre que cette grandeur décroit en s'éloignant du plan contenant les injecteurs. Pour un retrait nul, l'énergie cinétique de la turbulence présente deux pics décrivant l'interaction entre les différents jets voisins. Elle est maximale (de l'ordre de 0.66 $m^2.s^{-2}$) pour une hauteur de 5 mm. On constate que dans les zones où les vitesses sont élevées on aura des énergies cinétiques plus élevées conduisant à l'amélioration de mélange.

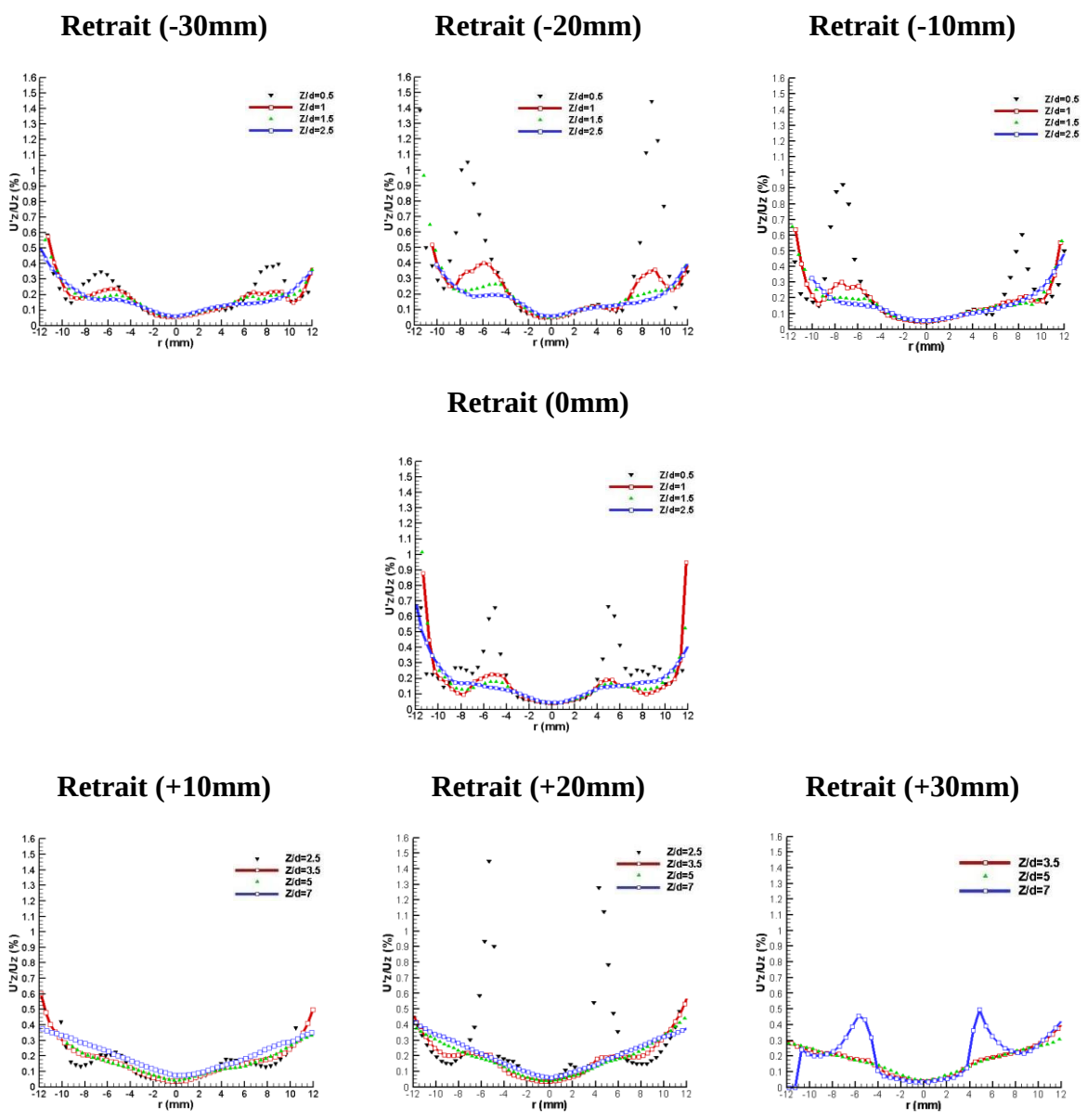


Figure III.20 : Evolutions de l'intensité de la turbulence obtenues pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs

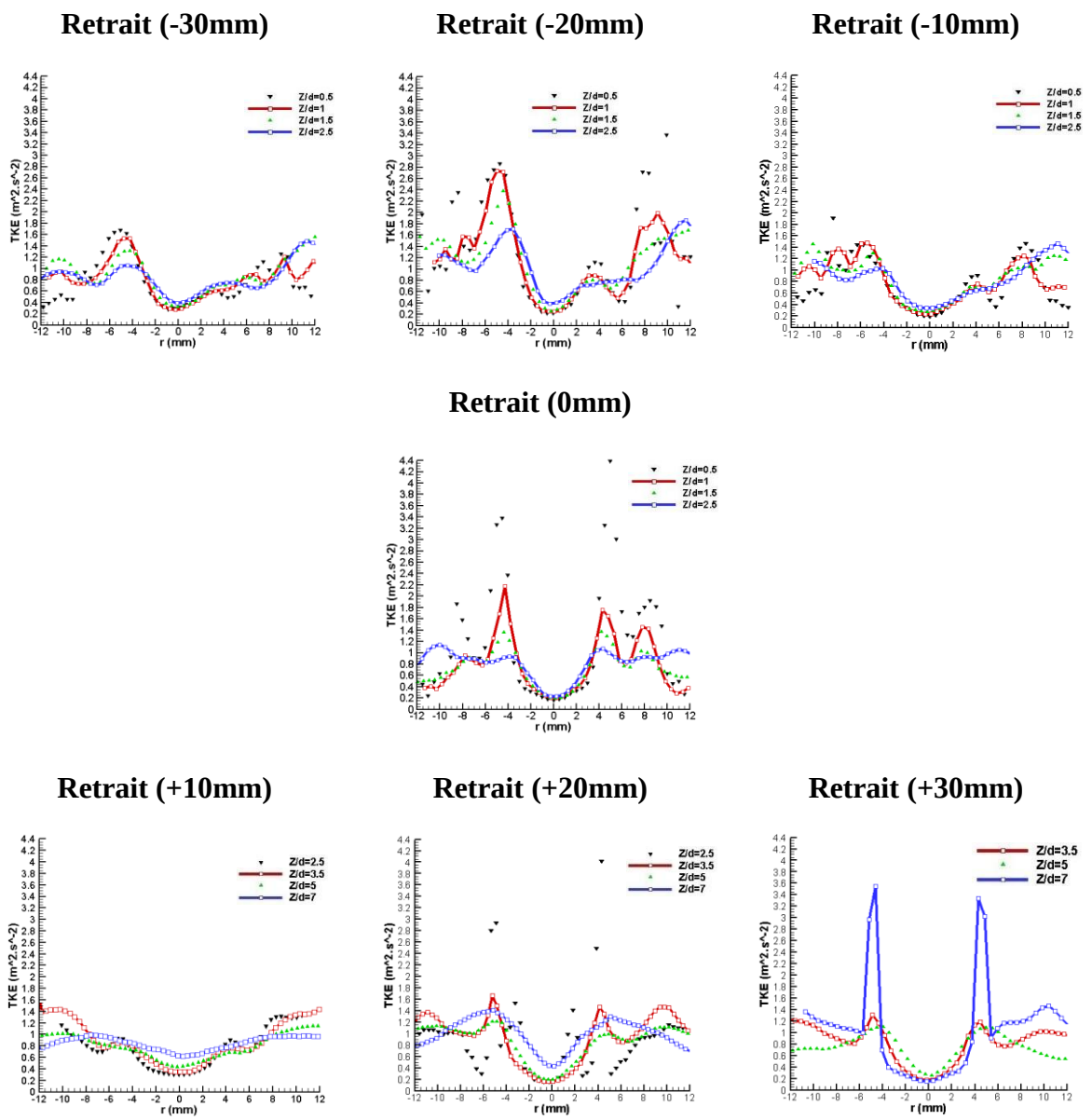


Figure III.21 : Evolutions de l'énergie cinétique turbulente obtenues pour un retrait du jet central allant de –30 mm à +30 mm pour différentes hauteurs

III.2.2Anémométrie Doppler Laser (ADL)

Afin de caractériser un écoulement turbulent et principalement les échelles temporelles de vitesse, il est primordial de connaitre sa dynamique. Pour conditionner le développement du jet en aval il faut caractériser le profil de vitesse à la sortie du brûleur. L'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L) ou Laser Doppler Anemometry (L.D.A) est une méthode de diagnostic optique non intrusive permettant de faire une mesure locale de plusieurs composantes (allant jusqu'aux trois composantes) de la vitesse, en assurant une haute résolution temporelle. Les mesures sont instationnaires donc l'ADL nécessite un nombre de statistiques en un point afin de caractériser l'écoulement en non réactif (sans combustion) [7].

III.2.2.1 Principe de l'ADL

La méthode d'Anémométrie Doppler Laser est basée sur l'analyse du signal lumineux diffusé par une particule en mouvement dans un écoulement et qui permet de mesurer localement la vitesse instantanée avec un taux d'échantillonnage élevé. Cette particule à suivre traverse un réseau d'interférences crée par deux faisceaux laser issus d'une même source laser continue. Ces deux faisceaux sont focalisés en un point de l'écoulement, et avec les propriétés de cohérence du rayonnement laser, produisent des interférences au niveau du foyer de la lentille. Le volume de mesure créé par l'intersection de deux faisceaux est ellipsoïdal et très petit (Figure III.22). Les faisceaux cohérents produisent un réseau des franges parallèles à la première bissectrice des deux faisceaux.

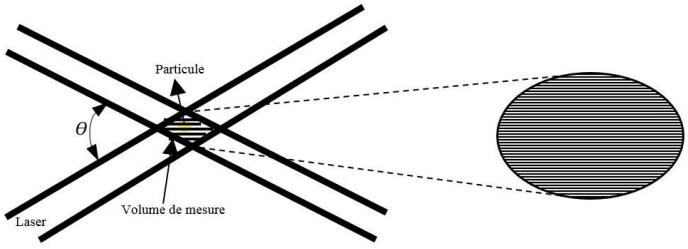


Figure III.22 : Réseau des franges

L'interfrange i de ce volume de mesure dépend de la longueur d'onde λ, du laser et de l'ongle θ entre les deux faisceaux [8].

$$i = \frac{\lambda}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \qquad \text{(III.11)}$$

Les particules portées par l'écoulement traversant consécutivement des franges claires et des franges sombres. Elles modulent la lumière diffusée de façon inhomogène dans toutes les directions de l'espace à la fréquence Doppler f_D [9]. Pour une particule parcourant la distance d'interfrange i en intervalle de temps Δt, la fréquence Doppler est liée à la composante U de la vitesse perpendiculaire au plan des faisceaux par la relation :

$$f_D = \frac{1}{\Delta t} = \frac{U}{i} = \frac{2U\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} \qquad \text{(III.12)}$$

Il est à mentionner que cette fréquence Doppler ne donne que le module de la vitesse des particules, peu n'importe que le sens de passage, et non le signe. Pour résoudre le problème de l'indétermination du signe de la vitesse, on décale la fréquence de l'un des deux faisceaux incidents à l'aide d'une cellule opto-acoustique (cellule de Bragg). Cette cellule entraine un décalage à une fréquence, généralement de 40 MHz, dite de Bragg «f_B». L'expression de la vitesse résultante est alors :

$$U = \frac{\lambda(f_D - f_B)}{2\sin(\frac{\theta}{2})} \quad \text{(III.13)}$$

Le signe de la vitesse obtenu par la comparaison de f_D avec f_B. En utilisant deux champs d'interférences perpendiculaires, avec deux différentes longueurs d'onde, on mesure simultanément deux composantes de la vitesse : la vitesse axiale notée U et la vitesse transversale notée V.

III.2.2.2 Dispositif d'ADL

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des champs dynamiques est illustré dans la (figure III.23).

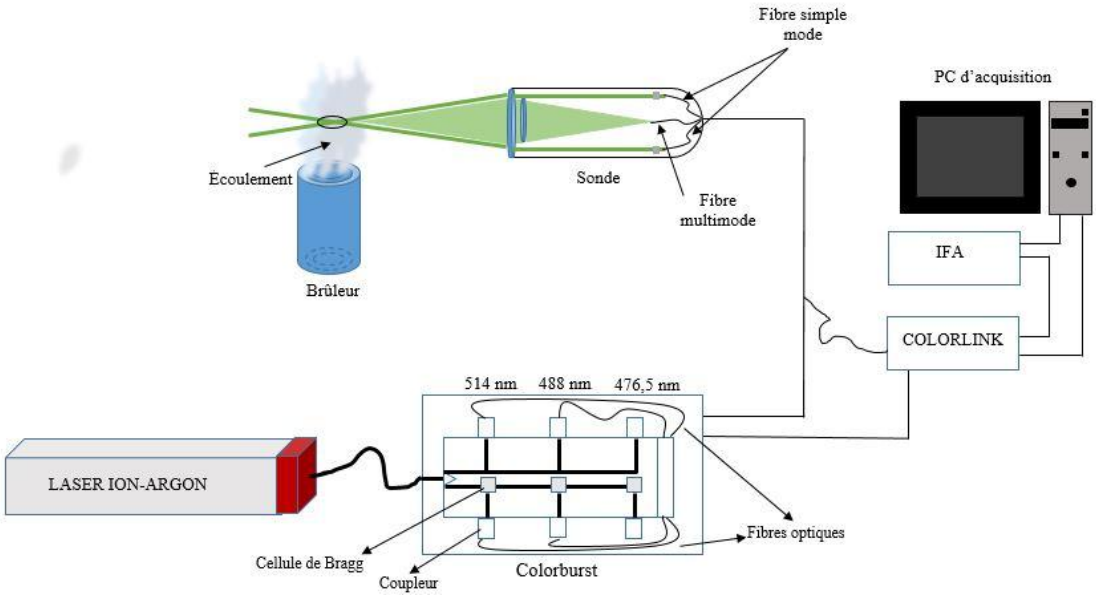


Figure III.23 : Schéma de la chaine de mesure ADL

Il est composé de :

-Un laser continu Argon ionisé Cohérent Innova 300 d'une puissance de 4 watts (1 watt d'utilisation limite de fibre optique). Le fonctionnement de laser nécessite un débit d'eau minimum qui vaut 8.5 litres/min pour le refroidissement de l'amplificateur.

-Un séparateur de couleur intitulé « Colorbust » qui assure la conversion du faisceau laser issu du laser Argon en trois paires de faisceaux parallèles : (1) deux faisceaux de couleur verte avec une longueur d'onde de 514 nm utilisées pour la mesure de la composante de vitesse axiale U (2) deux faisceaux de couleur bleue avec une longueur d'onde de 488 nm pour la mesure de la composante de la vitesse transversale V (3) deux faisceaux de couleur violet

avec une longueur d'onde de 476,5 nm pour la mesure de la troisième composante de la vitesse W. Toutefois seules les vitesses U et V sont mesurées. La fréquence de Bragg est de 10 MHz pour les deux raies (verte et bleue du laser).

-Une sonde à fibres optiques à deux composantes est située entre le séparateur de couleur et le « Colorlink ».Quatre fibres sont utilisées pour la transmission des faisceaux et une cinquième pour la réception du signal Doppler diffusé par les particules traversant le volume de mesure. Cette sonde est composée d'un ensemble optique réglable assurant le choix du lieu où se forment le volume de mesure et ses dimensions.

Le tableau III.4 résume les différentes caractéristiques physiques du volume de mesure.

Tableau III. 4 : Paramètres de fonctionnement de la chaine ADL

Caractéristiques	Vitesse axiale U	Vitesse transversale
Couleur des faisceaux	Vert	Bleu
Longueur d'onde	514,5 nm	488 nm
Fréquence de Bragg	40 MHz	
Filtre	1-10 MHz	1-10 MHz
Interfrange	3,73 µm	3,54 µm
Diamètre du volume de mesure	159 µm	
Longueur du volume de mesure	2,29 mm	
Nombre de frange	44	
Distance focale	349,7 mm	
Demi-Angle θ	3,95 °	
Fenêtre de coïncidence	10 µs	
Nombre de mesures par point	4000	
Temps d'acquisition maximum	30 s	

-Un récepteur de signal nommé « Colorlink »

-Un processeur « IFA » pour traiter le signal. En effectuant une analyse spectrale sur le signal de sortie pour extraire la fréquence Doppler et par la suite la vitesse des particules. Ce processeur est utilisé dans le deux modes : mode random dont l'acquisition est indépendante

sur les deux raies, mode coïncidence dont l'acquisition est simultanée pour les deux composantes de vitesse.

Le laser à Argon ionisé (COHERENT INNOVA) génère un faisceau laser de répartition énergétique gaussienne et polarisée suivant l'axe vertical. Après, ce faisceau multi raies est envoyé dans la cellule de Bragg qui produit deux faisceaux décalés en fréquence. Les différentes raies, raies vertes à 514,5 nm et bleues 488 nm, sont séparées par un prisme. Ensuite les paires de faisceaux sont couplées et transmis par des fibres optiques jusqu'à la sonde TSI à deux composantes. Elles sont focalisées par un système de lentille afin de former le volume de mesure. La sonde est montée sur un banc de déplacement automatisé appelé « charly robot » permettant de se déplacer avec une précision de 1/10 ème de millimètre dans les trois directions. La sonde en rétrodiffusion sert à collecter les rayonnements diffusés par chaque particule passant le volume de mesure après transmis par la fibre optique de collection vers le module Colorlink. A ce niveau des filtres interférentiels séparent les signaux venants des voies vertes et bleues : des photomultiplicateurs collectent les rayons diffusés puis mixés pour extraire la fréquence de Bragg avant de son traitement par un processeur IFA750. Ce dernier possède une gamme de filtres assure une haute optimisation de la résolution de la mesure de vitesse, ainsi la validation des mesures en manipulant les rapports signal sur bruit et les seuils de détection.

Les différents éléments de la chaine de mesure d'ADL sont pilotés par un seul et unique logiciel spécifique développé sous environnement Windows au CORIA-UMR6614 [10].

III.2.2.3 Ensemencement

Comme dans la technique PIV lors de la mesure d'ADL les particules ensemençantes l'écoulement doivent se comporter comme des traceurs et assurer la mesure de la vitesse de l'écoulement.

Pour un correct suivi les fluctuations de l'écoulement la taille des particules devra être choisie de telle sorte que la vitesse du fluide puisse être assimilée à la vitesse des particules. Les grosses particules n'assurant pas un bon suivi des fluctuations de l'écoulement. Toutefois les petites particules sont capables mais si elles sont trop petites elles diffusent insuffisamment de signal pour excéder le bruit. Dans notre cas l'étude d'ADL se fait à froid donc l'ensemencement est effectué avec de l'huile d'olive. La taille de particule est de l'ordre de 4 µm. Pour avoir des bons profils de vitesses (vitesse moyenne et fluctuations) le taux de comptage est fixé à environ 1000 particules par seconde.

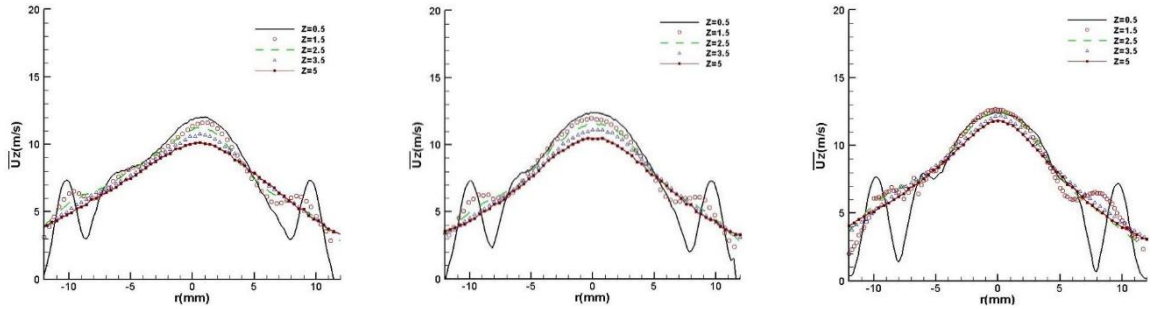
III.2.2.4 Résultats obtenus par l'ADL

De la même manière et afin de comparer les deux méthodes expérimentales, des mesures des mêmes variables et des mêmes conditions ont été effectués.

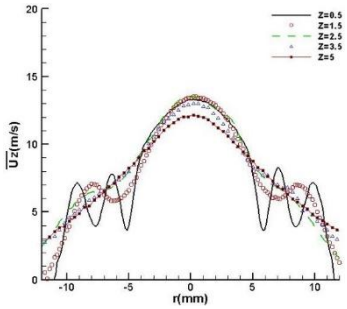
La figure III.24 présente les profils de vitesses moyennes axiales U_z. Ces profils montrent que la vitesse longitudinale diminue le long de l'écoulement pour toutes les configurations. La vitesse moyenne axiale près de la sortie de buses augmente de 11,90 m/s pour la configuration (δ=-30 mm) jusqu'à 13,10 m/s pour la configuration (δ=+30 mm). La configuration à retrait nul présente pour une hauteur de 5mm de buses le profil d'un bruleur tricoaxial. Entre les pics représentatifs de chaque jet, existe une zone d'interaction entre les jets où un gradient de vitesse important aura lieu. Axialement, le profil devient similaire à un bruleur bicoaxial pour une hauteur Z égale à 15 mm et similaire à un jet simple vers une hauteur de 35 mm. Pour les autres configurations l'apparition du profil d'un écoulement à deux jets a lieu à une distance de 5 mm et atteint le comportement d'un simple jet à une hauteur de 25 mm pour (δ=-30 mm, -20mm et -10mm). Ce résultat est aussi confirmé par la méthode de mesure PIV. Aucune différence significative entre les deux méthodes est observée dans le cas de la mesure de cette grandeur (vitesse moyenne).

Les fluctuations des vitesses longitudinales obtenues pour chaque configuration sont illustrées sur la figure III.25. Des maximas sont atteints pour toutes les configurations dans la région la plus proche de la sortie et qui se focalisent dans la zone d'interaction entre les jets. Dans cette zone il existe un gradient important de vitesse due aux différences de vitesses de sortie de gaz fourni par chaque injecteur. Les fluctuations des vitesses axiales atteignent leurs minimas dans le centre du jet central. Les fluctuations valent environ 2 m/s, proche de la sortie des injecteurs, dans la zone d'interaction entre les jets pour les configurations (δ=-30 mm, -20 mm) à Z=5 mm. Pour la configuration δ=0 mm deux pics traduisent les interactions entre les jets. Les fluctuations entre le jet central et le jet secondaire valent 2.3 m/s et entre le jet secondaire et le jet extérieur valent 2.6 m/s Z=5 mm.

Retrait (-30mm) **Retrait (-20mm)** **Retrait (-10mm)**



Retrait (0mm)



Retrait (+10mm) **Retrait (+20mm)** **Retrait (+30mm)**

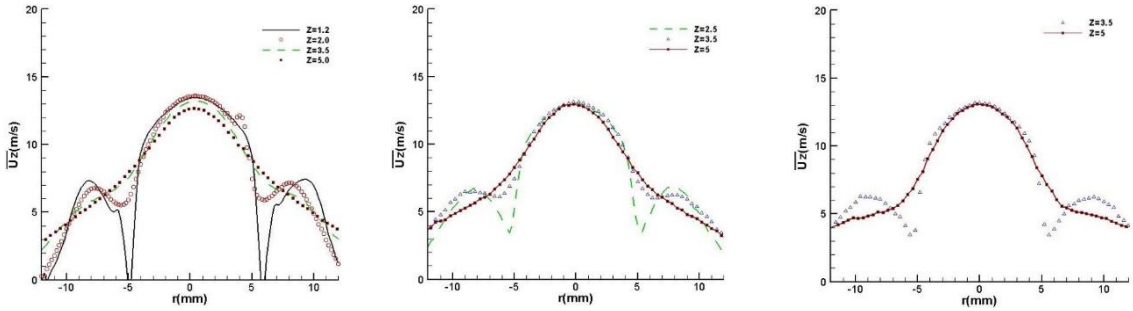


Figure III.24 : Profils radiaux des vitesses longitudinales moyennes$\overline{U_z}$

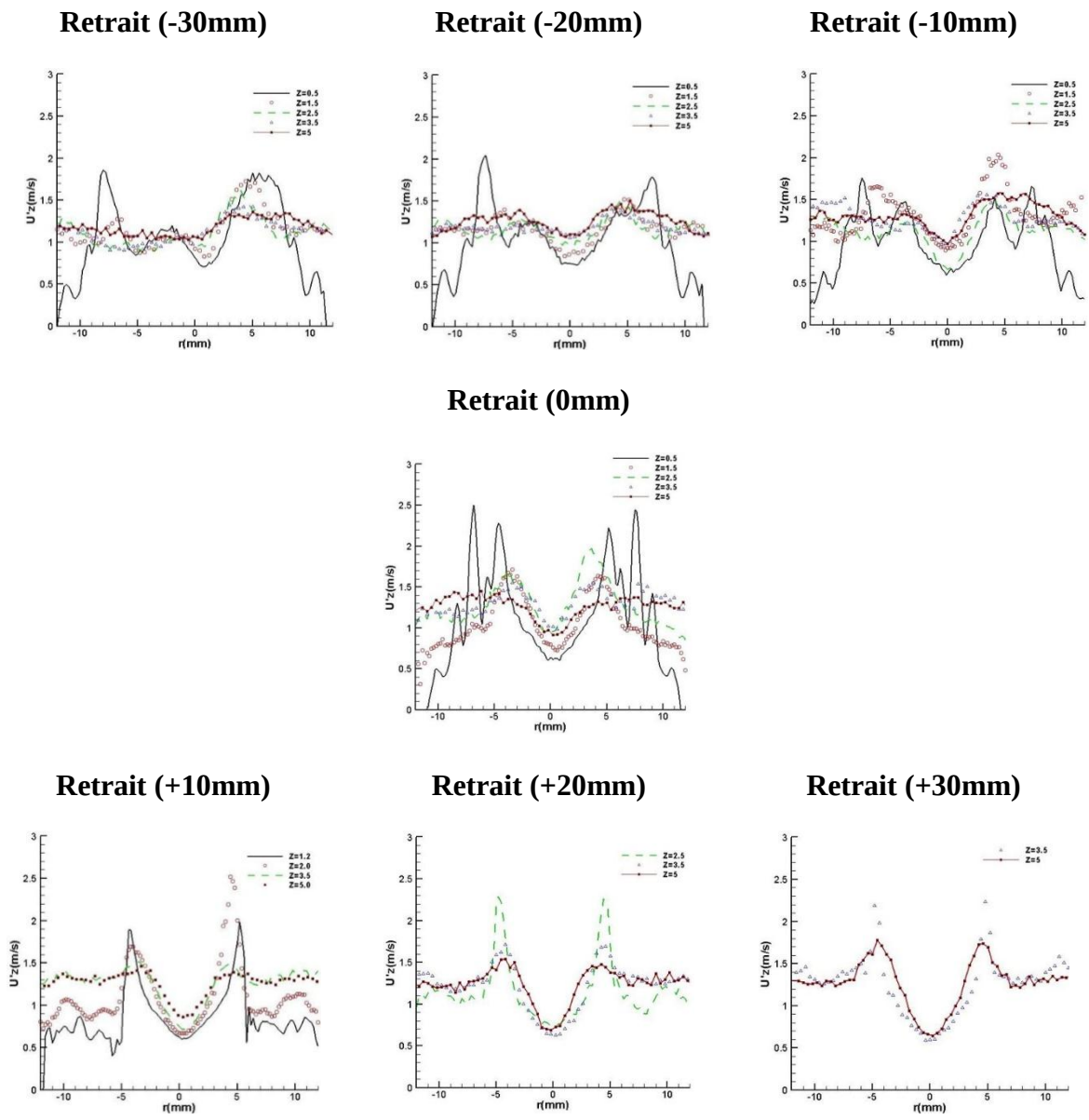


Figure III. 25 : Fluctuations des vitesses longitudinales moyennes U_z'

La figure III.26 regroupe les profils des vitesses radiales pour les différentes configurations.
En s'éloignant du plan d'injection des fluides, la vitesse transversale diminue au fur et à mesure. Deux pics un positif et un négatif sont apparus pour toutes les configurations sauf pour celui de 0mm. Ces pics traduisent la vitesse radiale dans la zone d'interaction entre jets. 2 pics positifs et deux négatifs sont observés pour la configuration à retrait nul. Les vitesses atteignent des valeurs de l'ordre de 1 à 1.5 m/s dans les zones les plus proches de buses. D'une manière générale, la mesure de cette grandeur en utilisant la méthode ADL a permis d'obtenir des valeurs légèrement supérieures à celles obtenues par la PIV. Cette méthode est alors plus sensible à cette grandeur que la méthode PIV.

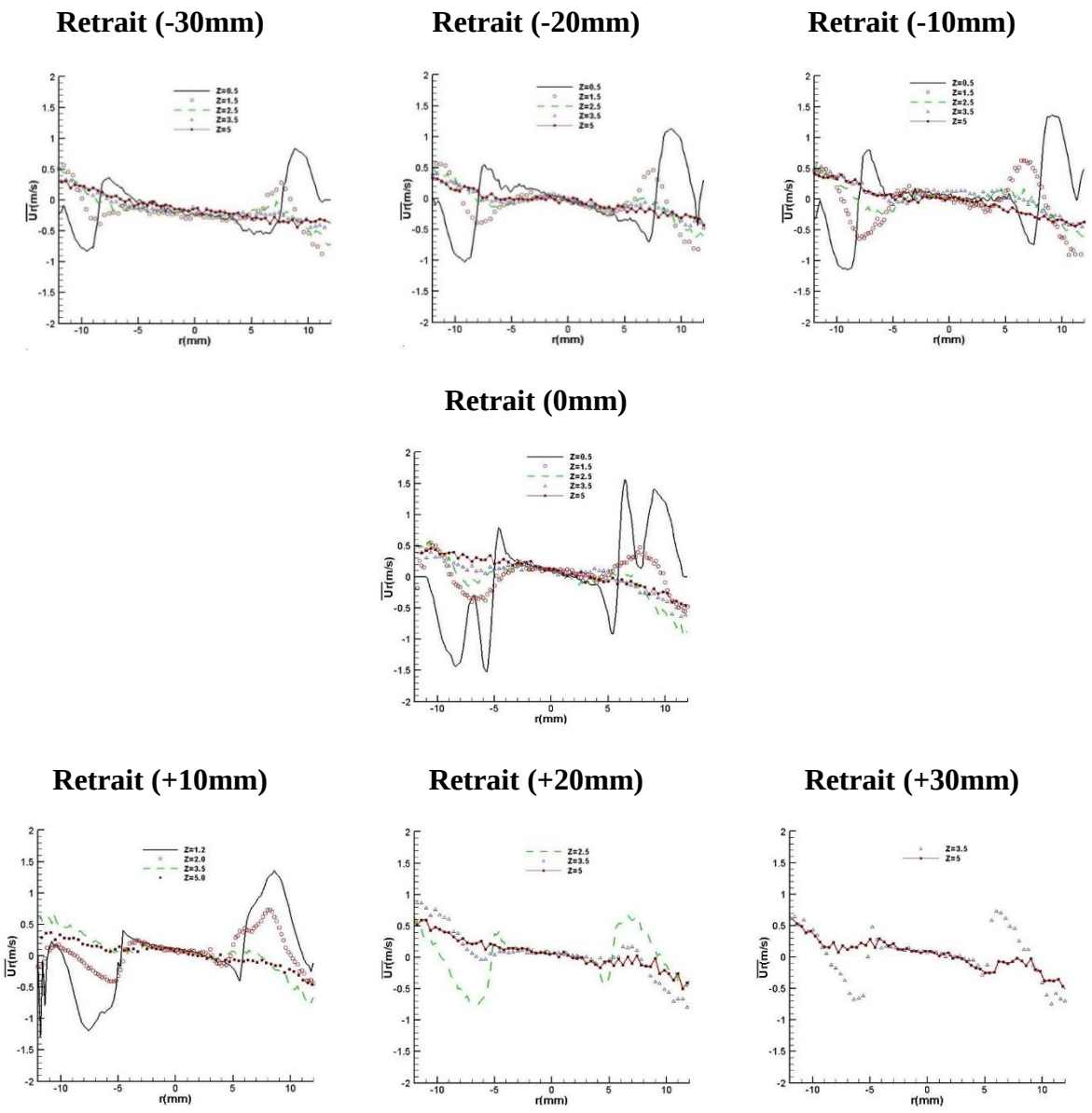


Figure III.26 : Profils transversaux des vitesses transversales moyennes $\overline{U_r}$

La figure III.27 présente les fluctuations des vitesses radiales. Comme les autres grandeurs physiques, les fluctuations décroissent tout au long de l'écoulement. La configuration à retrait nul présente deux pics de part et d'autre du jet central là où le gradient de vitesse est notable. Les fluctuations des vitesses radiales entre le jet central et le jet secondaire sont légèrement plus grandes que celles entre le jet secondaire et le jet extérieur. Ils valent respectivement 2.4 et 2 m/s. Concernant les autres configurations les fluctuations ont lieux entre le jet central et le jet secondaire et les fluctuations sont légèrement inférieures à celles obtenues à retrait nul et varient entre 1et 1.5 m/s.

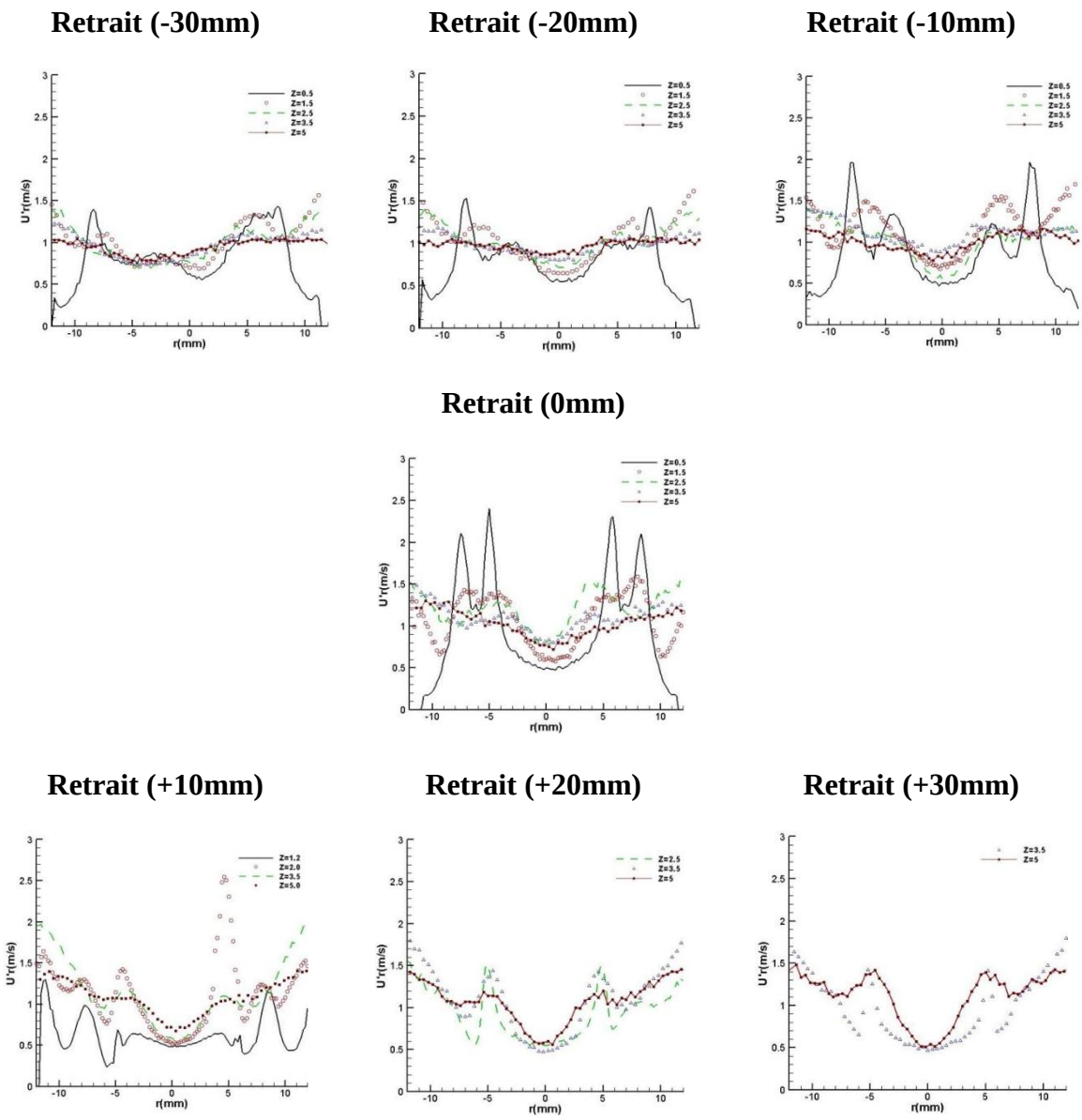


Figure III.27 : Fluctuations des vitesses radiales moyennes U'_r

En utilisant l'équation III.10 donnant l'énergie cinétique turbulente on obtient les évolutions de cette variable pour toutes les configurations (voir figure III.28). D'après cette figure l'énergie cinétique turbulente diminue tout au long de la direction de l'écoulement, cette énergie est due aux instabilités qui ont lieux dans les zones d'interaction entre les jets. Majoritairement l'énergie est produite par les fluctuations des vitesses axiales. Comme l'évolution des fluctuations des vitesses axiales l'énergie cinétique atteint son minima au cœur de l'écoulement. Pour toutes les configurations à l'exception de celle à retrait nul, l'énergie cinétique est traduite par deux pics localisé à l'interface des jets et qui varient entre 2.5 m^2/s^2 et 3 m^2/s^2 à Z=5 mm. Pour la configuration à retrait nul, on a deux pics qui correspondent à l'interface du jet central et le deuxième jet et entre le deuxième jet et le jet extérieur.

L'énergie cinétique pour cette configuration vaut entre 4.3 et 4.5 m^2/s^2à Z=5 mm. Dans ces régions où l'énergie cinétique élevée, le mélange est plus efficace.

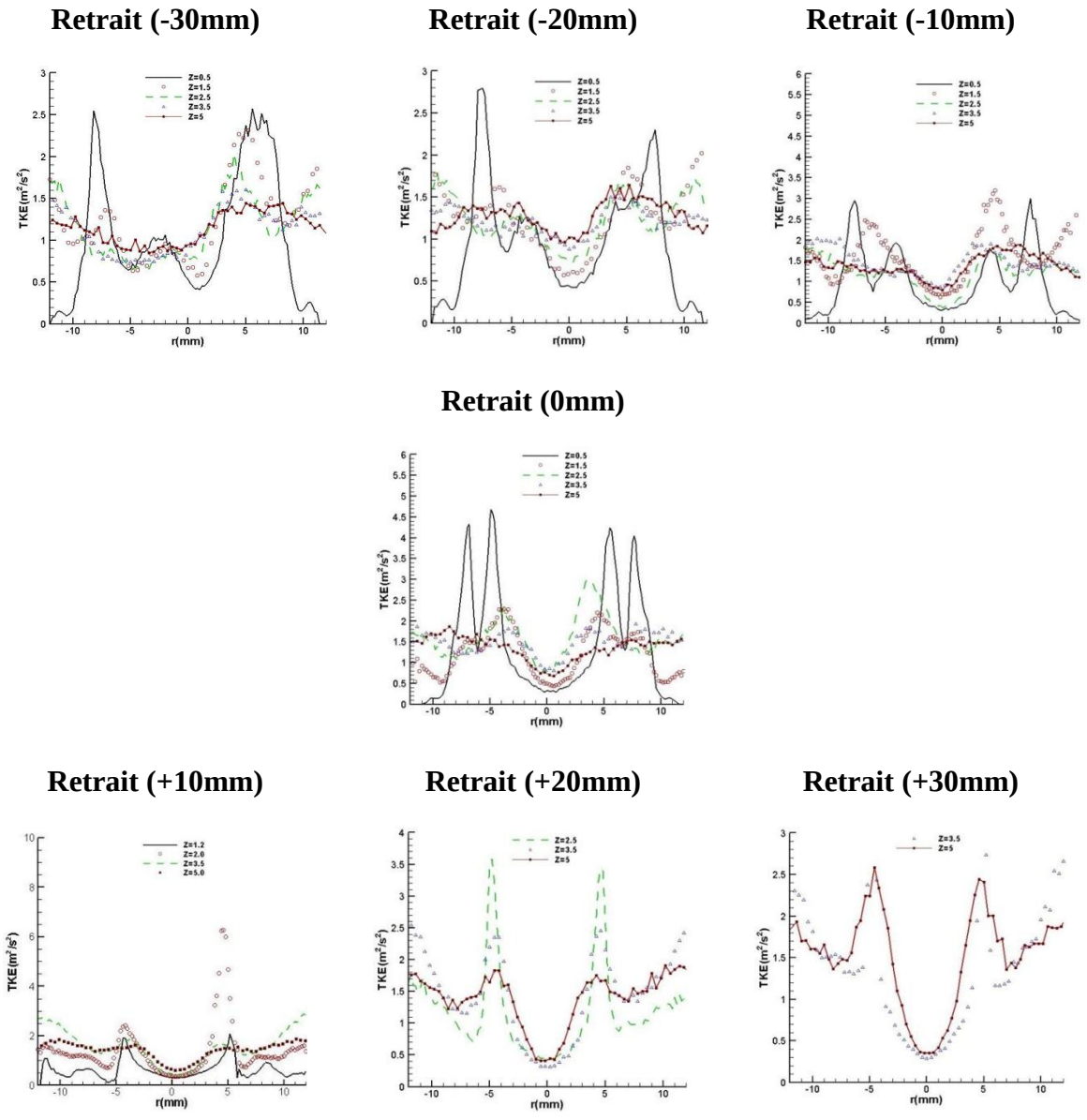
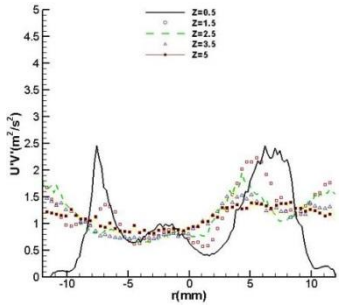


Figure III.28 : Evolutions de l'énergie cinétique turbulente TKE

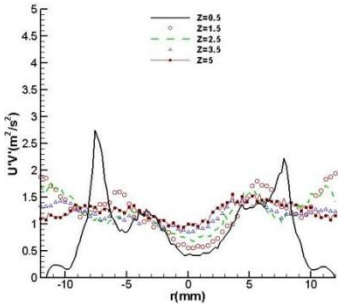
La figure III.29 regroupe les différentes évolutions des tenseurs de Reynolds U′V′obtenues pour toutes les configurations. Dans la direction axiale, l'effet du tenseur diminue de plus en plus sous l'effet des contraintes de viscosité de l'air. Ce produit de deux fluctuations de la vitesse axiale et la vitesse radiale augmentent au fur et à mesure que les instabilités augmentent. Ces derniers sont engendrés par une hétérogénéité de vitesse entre les jets conduisant à un fort gradient de vitesse. Ils sont localisés globalement dans les zones d'interaction entre les jets. Il est clair d'après la figure qu'on a des pics de tenseur de Reynolds traduisent les instabilités entre jets et qui valent 2.5 m^2/s^2 et 3 m^2/s^2 à Z=5 mm, pour

les configurations qui ont un comportement de deux jets. Dans le cas d'un retrait nul, on remarque l'existence de deux pics décrivant l'interaction entre le jet central et le jet secondaire d'une part et entre le jet secondaire et le jet extérieur d'autre part. Pour une hauteur de Z=5 mm ces pics sont de l'ordre de 4.6 m^2/s^2 et $4m^2/s^2$ respectivement. Contrairement à la technique de mesure PIV, cette méthode (ADL) nous a permis de déterminer le tenseur de Reynolds. Toutefois, il faut prendre en considération les incertitudes de mesure qui sont dus à la réflexion de laser, la position de la sonde et la conversion du signal de l'analogique au numérique.

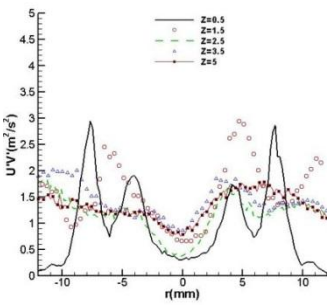
Retrait (-30mm)



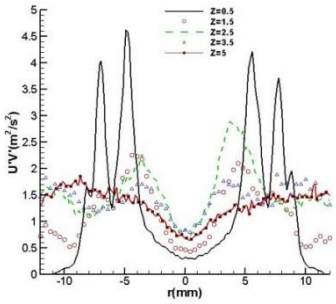
Retrait (-20mm)



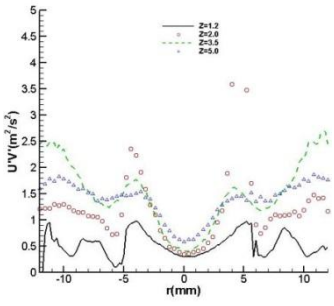
Retrait (-10mm)



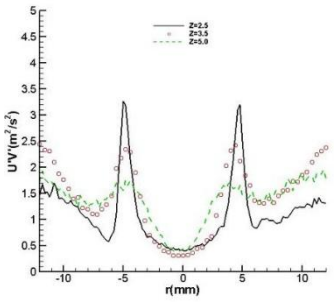
Retrait (0mm)



Retrait (+10mm)



Retrait (+20mm)



Retrait (+30mm)

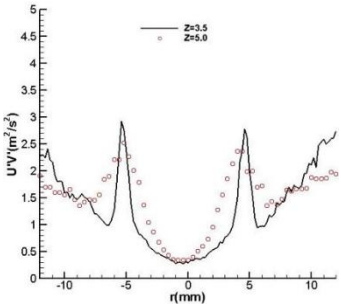


Figure III. 29 : Evolutions des tenseurs de Reynolds $U'V'$

Conclusion

Ce chapitre porte sur les techniques de mesure afin de caractériser l'écoulement en fonction du retrait du jet central. Bien que le mélange issu des jets soit un processus scalaire, l'étude de l'interaction des jets est faite via la campagne de mesure des champs de vitesses, par deux méthodes : la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) et l'Anémométrie Doppler Laser (ADL). Les mesures à l'aide de PIV dans deux plans perpendiculaires ont permis de caractériser le comportement tridimensionnel dynamique de l'écoulement. Il était remarqué que les vitesses axiales et radiales diminuent tout au long de la direction axiale. La zone de fusion entre les jets diffère d'une configuration à une autre. Pour la configuration à retrait nul, le comportement de l'écoulement dans les régions les plus proches de la sortie des injecteurs est similaire au profil de trois jets, en montant en hauteur le profil devient pareil à deux jets jusqu'à arriver à un profil d'un jet simple. D'après les mesures des composantes de vitesses, la zone d'interaction entre les jets des fluctuations élevées sont engendrés dans le même plan que la recirculation. Ces fluctuations augmentent les énergies cinétiques turbulentes. L'ADL a avantage par rapport à la PIV qui est la détermination des tenseurs de Reynolds. Cette technique a confirmé les résultats obtenus par la technique de Vélocimétrie par Image de Particules. De plus, la technique ADL est plus sensible à la vitesse radiale que celle de PIV. Ces études expérimentales dans le cas réactif permettent de fournir une base de données sur le comportement dynamique de l'écoulement et donnent une idée sur la zone de recirculation et le processus du mélange etc …. Via ces études il est possible de surmonter plusieurs difficultés de compréhension dans le cas réactif où il aura une flamme de combustion turbulente.

Références du chapitre III

[1] Samson E., Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu a richesse stratifiée, Thèse doctorale, INSA de Rouen, 2002.

[2] Lecordier B., Trinité M., Advanced PIV algorithms with image distortion validation and comparison using synthetic images of turbulent flow, Particle Image Velocimetry: recent improvement, Springer, 2003.

[3] Lecordier B., Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme pré-mélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie Laser et de la vélocimétrie par Images de particules, Thèse de l'Université de Rouen, 1997.

[4] Westerweel J., « Fundamentals of digital particle image velocimetry », Meas. Sci. Technol., Vol. 8, pp. 1389-1392, 1997.

[5] Yon S., Oxy-combustion de l'hythane dans des brûleurs à jets fortement séparés, Thèse de l'Université de Rouen, 2013.

[6] Boushaki T., Du contrôle passif au contrôle actif: application à l'oxy-combustion dans des brûleurs à jets séparés, 2007, Thèse doctorale, INSA de Rouen.

[7] Durst F. Melling, A., and Whitelaw, J.H., ''Principles and practice of laser-Doppler anemometry'', *Academic Press, London,* 1981.

[8] Rudd M.J., ''A new theoretical model for the laser Doppler meter'', *J. Phys., E2:55-58,* 1969.

[9] Van de Hulst H., ''Light scattering by small particles'', *Dover Publication, New York,* 1957, *republished in 1981.*

[10] Corbin F., Patte B., and Trinité M., ''Automatisation des mesures de vitesse en Vélocimétrie Laser. Application à la cartographie et au suivi des lignes de courant'', *3ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Doppler Laser, Toulouse,* 1992.

Chapitre IV

Etude Numérique d'un écoulement turbulent fourni par un brûleur à jets coaxiaux

Introduction

Ces dernières années, vu le besoin industriel urgent exigeant la connaissance du comportement de l'écoulement dans leurs procédés, plusieurs études numériques ont été effectués afin de prédire ces écoulements fortement instationnaires. L'étude de l'écoulement peut se faire par une résolution directe de différentes équations de Navier-Stockes, celles qui prédirent un mouvement instantané d'un fluide. Dans le cas où les nombre de Reynolds sont élevés, on a besoin d'un nombre de points de discrétisation très prohibitif afin de résoudre les plus petites échelles de la turbulence. Par conséquence, ces méthodes de simulations numériques directes connus par DNS nécessitent des machines et des moyens informatiques très puissants. Le DNS n'est utilisée que pour des simples géométries et dans des cas où les nombres de Reynolds ne sont pas très élevés. Plusieurs méthodes de macrosimulation de la turbulence ont été proposées durant ces dernières années. Toutefois, choisir un parmi les différentes formulations qui sont disponibles dans la bibliographie reste un problème difficile. En fait le choix dépend fortement des résultats attendus et de leurs qualités tels que précision des prévisions, domaine d'application, économie du temps de calcul, etc … Le choix devra être fait à chaque problème traité en tenant compte des objectifs et avec des constantes du modèle reconsidérées à des cas d'écoulements dans lesquels ils sont loin d'un équilibre statistique. Des autres modèles sont fréquemment employés tels que le URANS « Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes » qui sert à résoudre les équations de modèles RANS « Reynolds-Averaged Navier-Stokes » mais en prenant compte du terme de la non stationnarité pour toutes les équations. Les résultats d'URANS moyennée dans le temps sont considérés plus réalistes que ceux de RANS. Le LES ou Large Eddy Simulation est jugée plus efficace que le URANS vu qu'elle subdivise les échelles de la turbulence en deux parties, une première partie sert à modéliser les plus petites échelles et une deuxième consacrée à la résolution des plus grosses échelles [1]. Cette méthode a été choisie dans cette partie numérique.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude numérique effectuée sur quelques configurations de l'injecteur tricoaxial étudié expérimentalement en variant la position du jet central (retrait nul

et deux retrait négatifs : -10 mm et -20 mm). Cette étude a été effectué à l'unité de recherche Matériaux, Energie et Energies Renouvelables (MEER) Gafsa-Tunisie. Les résultats obtenus de la simulation vont être traités, analysés, et comparés différents résultats déterminés par les techniques de la météorologie optique. Cette comparaison a pour but de juger l'efficacité et la capabilité du modèle à reproduire le comportement des écoulements issus de chaque configuration.

IV.1 Simulation aux grandes échelles

IV.1.1 Equations filtrés en LES

La formulation Large Eddy simulation LES des différentes équations de Naviers-Stockes a été élaborée dans le deuxième chapitre. Afin de discrétiser les équations de Naviers-Stockes il faut séparer les champs des grandeurs à calculer en appliquant un filtre implicite. Un filtre à boite est choisi pour cette étude [2]:

$$G(x-\xi)=\begin{cases}\dfrac{1}{\Delta} & \text{si} \quad |x-\xi| \le \dfrac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{sinon}\end{cases} \tag{IV.1}$$

Les équations filtrées s'écrivent [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \hat{u}_j)=0 \tag{IV.2}$$

$$\frac{\partial \rho \hat{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \hat{u}_i \hat{u}_j)=-\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\left(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i}+\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j}\right)-\frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k}\right)-\frac{\partial \tau_{ij}^{s.m.}}{\partial x_j} \tag{IV.3}$$

avec $\tau_{ij}^{s.m.}=\rho(\hat{u_i u_j}-\hat{u}_i\hat{u}_j)$

$$\frac{\partial \rho \hat{f}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \hat{u}_j \hat{f})=\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\kappa\frac{\partial \hat{f}}{\partial x_j})-\frac{\partial J_j^{s.m.}}{\partial x_j} \tag{IV.4}$$

avec $J_j^{s.m.}=\rho(\hat{u_j f}-\hat{u}_j\hat{f})$

$$\frac{\partial \rho \hat{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \hat{u}_i \hat{u}_j)=-\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\mu^{s.m.})\left(\frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i}+\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j}\right)-\frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k}\right) \tag{IV.5}$$

Par analogie, une diffusivité de sous maille $\kappa^{s.m.}$ est apparue dans l'équation de la fraction de mélange en tant qu'un scalaire passif qui s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \hat{f}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \hat{u}_j \hat{f}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\rho(k + \kappa^{s.m.})\frac{\partial \hat{f}}{\partial x_j}) \quad \text{(IV.6)}$$

Afin de modéliser la viscosité de sous maille, dans cette étude numérique, le modèle de Smagorinsky est employé et l'expression de la viscosité est donnée par [3]:

$$\mu^{s.m.} = \rho(C_s\Delta)^2\left\|\hat{S}\right\| \quad \text{(IV.7)}$$

$$\left\|\hat{S}\right\| = \sqrt{2\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ji}} \quad \text{(IV.8)}$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad \text{(IV.9)}$$

$$C_s = 0{,}18 \quad \text{(IV.10)}$$

Un nombre de Prandtl adéquat au sous maille relie la diffusivité « $\kappa^{s.m.}$ » et la viscosité « $\mu^{s.m.}$ » de sous maille. Ce nombre est considéré égal à 0.7 [2]. La diffusivité donc a la forme suivante :

$$\kappa^{s.m.} = \nu^{s.m.}/Pr^{s.m.} \quad \text{(IV.11)}$$

IV.1.2 Domaine d'étude et paramètres de calcul

Dans ce chapitre les calculs obtenus seront comparés aux résultats déterminés, dans le chapitre précèdent, par la technique de mesure expérimentale Vélocimétrie par Images de Particules PIV. Le bruleur comporte trois jets coaxiaux d'une longueur qui mesure 350 mm (figure IV.1). Le jet central et le jet extérieur fournissent l'oxygène pur tandis que le jet secondaire amène le gaz naturel. Les diamètres du jet central, jet secondaire et jet extérieur sont respectivement 10 mm, 16 mm et 23.3 mm. Dans toutes les simulations nous avons supposé que les parois sont très éloignées et que la chambre de combustion est de dimension 400 mm*400mm*700 mm (figure IV.2). La longueur des injecteurs est fixée à 350 mm afin d'obtenir un profil de vitesse établi à l'entrée de la chambre de combustion (voir figure IV.2)

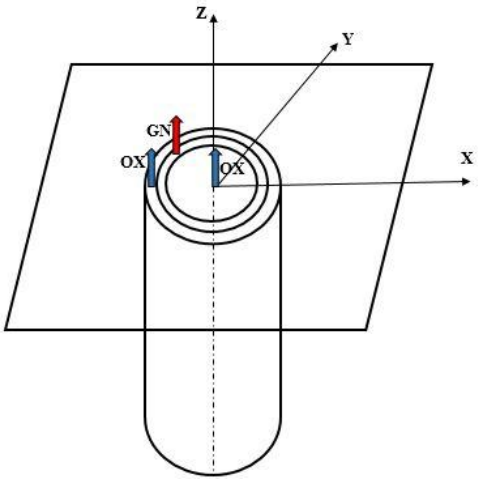


Figure IV. 1 : Schéma de principe du bruleur étudié

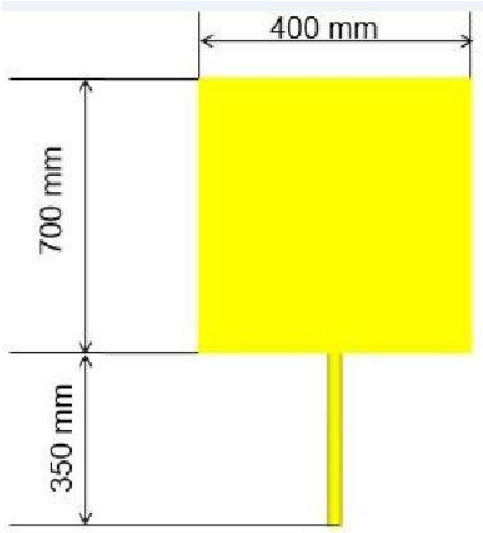


Figure IV. 2 : Dimensions de la chambre et la longueur de tubes

Le tableau ci-dessous regroupe les conditions dynamiques adéquates à chaque injecteur.

Tableau IV. 1 : Conditions dynamique des jets

Injecteur / *Propriétés*	*Jet central*	*Jet secondaire*	*Jet extérieur*
Diamètre du jet (mm)	10	16	23.3
Diamètre équivalent (mm)	10	10.58	14.8
Vitesse ($m.s^{-1}$)	11	5.83	5.0
Nombre de Reynolds	7857	4673	5286

Le logiciel ICEM-CFD est utilisé pour générer la géométrie et le maillage pour le domaine de calcul étudié. Le domaine de calcul est défini par 42 blocs structurés comportant une structure de type O-grid. La maille choisie se compose de 2056170 cellules quadrilatérales. Afin de capturer précisément les détails de l'écoulement, le maillage est très raffiné «la taille de la cellule est réduite» près de la sortie des injecteurs. La figure IV.3 montre le domaine de calcul effectué avec le logiciel ICEM-CFD. Le couplage pression-vitesse est choisi en utilisant une procédure similaire SIMPLE, pour un faible nombre de Mach. Trois ordres de discrétisation temporelle de Runge-Kutta sont fixés. À chaque ordre, afin de satisfaire la continuité, une correction de la quantité de mouvement est effectuée. Pour réduire le temps de calcul, une méthode parallèle qui dépend de la division de domaine avec une bibliothèque de passage MPI est utilisé. Pour prédire correctement le comportement d'écoulement, on a utilisé un modèle des simulations aux grandes échelles « LES ». Grace à ce modèle, les grandes échelles de la turbulence sont résolues et les petites sont modélisées. Ce modèle est utilisé dans des nombreuses études numériques Ketelheun et al. [4], Kuenne et al. [5] et Chrigui et al. [6]. Les échelles de sous-grille sont capturées en utilisant l'approche dynamique de Germano, qui est appliquée dans les travaux de Janicka et Sadiki [7], Pitsch et al. [8], Poinsot et Veynarte [9], Yahya [10] et Hidouri [11].

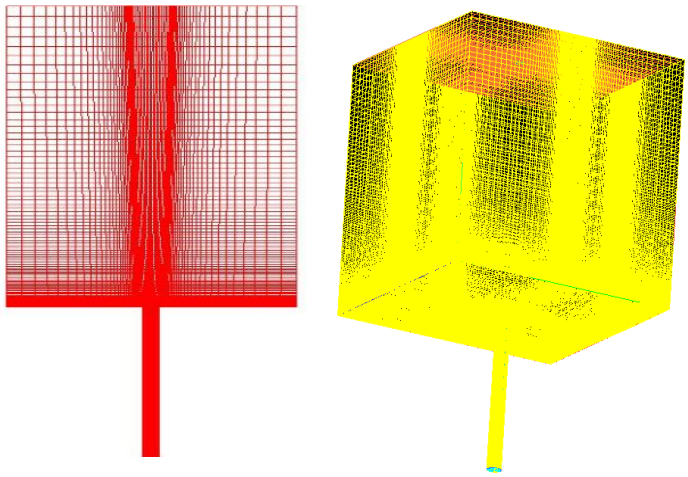


Figure IV. 3 : Domaine du calcul en 2-D et en 3-D

IV.2 Résultats de simulation et interprétations

Dans cette partie, les équations qui décrivent le phénomène physique sont résolues en utilisant un modèle de turbulence aux grandes échelles. Trois configurations parmi les sept étudiées expérimentalement sont simulées. Les conditions initiales et aux limites utilisés sont celles fixées expérimentalement.

IV.2.1 Simulation de la configuration à retrait nul (δ=0)

Identiquement aux considérations de l'expérience, la figure IV.4 présente la configuration à retrait nul. Dans cette configuration, toutes les buses sont situées dans le même plan.

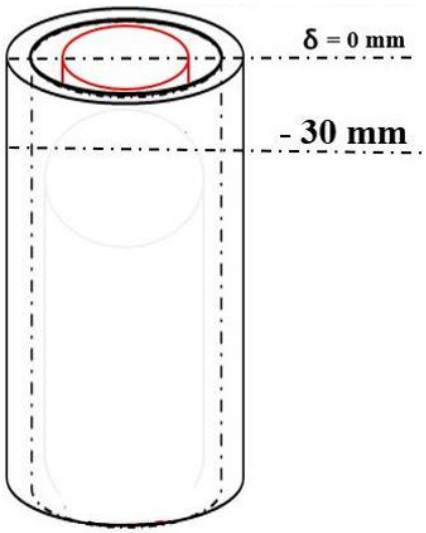


Figure IV. 4 : Schéma du bruleur à retrait nul

Les résultats du modèle LES sont comparés aux résultats de mesures expérimentales présentés dans le chapitre précèdent. La figure IV.5 représente les cartographies numérique et expérimentale de la vitesse axiale moyenne selon la direction de l'axe des jets. Les cartographies correspondent à la première hauteur pour Z/d allant de 0 à 10.7. Pour les deux études, dans les premières régions, trois différentes zones sont apparues correspondent à chaque flux du jet. Entre ces régions, la vitesse diminue, ce qui explique l'interaction entre les jets. Le cône potentiel apparu expérimentalement, lié au jet central et atteint sa fin à Z/d égal à 9. Ce cône potentiel atteint sa fin numériquement à une hauteur, Z/d = 5, moins que celui présenté dans l'étude expérimentale. Un raffinage du maillage avec un nombre plus important de cellules mais avec un temps de calcul plus important, permettra de capter plus d'informations.

Cartographie numérique de la vitesse axiale moyenne

Cartographie expérimentale de la vitesse axiale moyenne

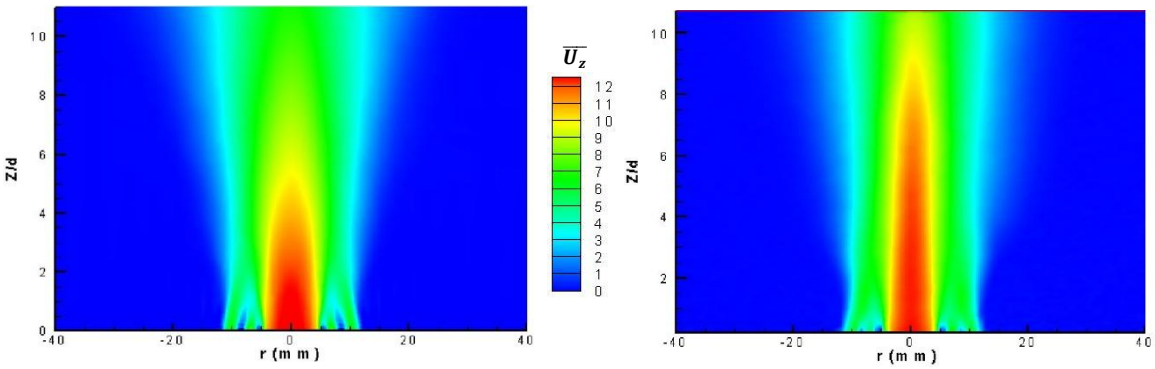


Figure IV. 5 : Cartographies numérique et expérimentale de la vitesse moyenne longitudinale – δ=0

Pour approfondir l'étude, on a comparé les différents paramètres obtenus numériquement tels que la vitesse axiale et radiale moyenne, les fluctuations de la vitesse axiale et l'énergie cinétique turbulente à différentes hauteurs Z/d = 0,5, 1,5, 2,5, 3,5 et 5 à ceux obtenus expérimentalement.

Les distributions radiales de la vitesse axiale moyenne, Uz, sont représentées sur la figure IV.6. Dans le champ d'écoulement et proche de la sortie des injecteurs, Z/d = 0,5, le profil d'écoulement initial présente trois zones différentes, séparées par deux zones de mélange entre les jets. A Z/d = 1,5, le profil des jets devient similaire à deux jets coaxiaux. À partir d'une hauteur de Z/d = 2,5 et allant dans la direction axiale, le profil des jets devient pareil à celui d'un simple axe-symétrique jet. L'évolution de la vitesse axiale moyenne est bien reproduite par le modèle Large Eddy Simulation. Cette comparaison montre que le modèle LES est capable de prédire correctement dans ce cas.

La figure IV.7 présente l'évolution radiale des fluctuations de la vitesse axiale, U_z'. Des valeurs légèrement élevées des fluctuations de la vitesse axiale sont détectées dans la première région entre les jets central et secondaire. Ceci est dû au gradient de la vitesse entre les jets qui n'est pas le cas entre le jet secondaire et le jet extérieur. Les fluctuations de la vitesse axiale diminuent en montant dans la direction de l'axe, en référence à l'effet décroissant du gradient de vitesse. Les fluctuations de vitesse sont mieux reproduites pour Z/d = 0,5 et 1,5. Pour les autres hauteurs, les résultats prédits numériquement sont légèrement élevés par rapport aux résultats obtenus expérimentalement.

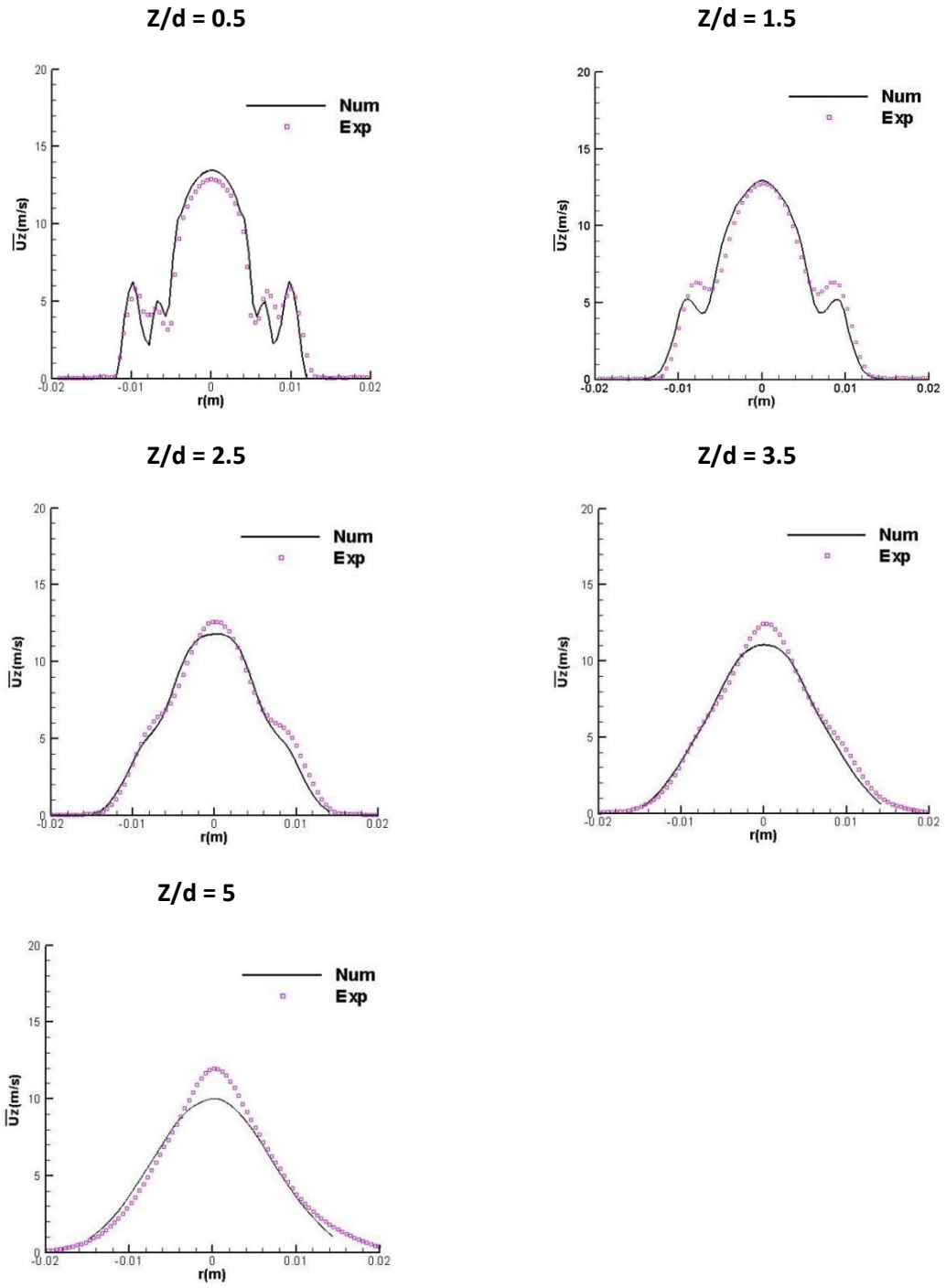


Figure IV. 6 : Profils radiaux de la vitesse moyenne longitudinale U_z – δ=0

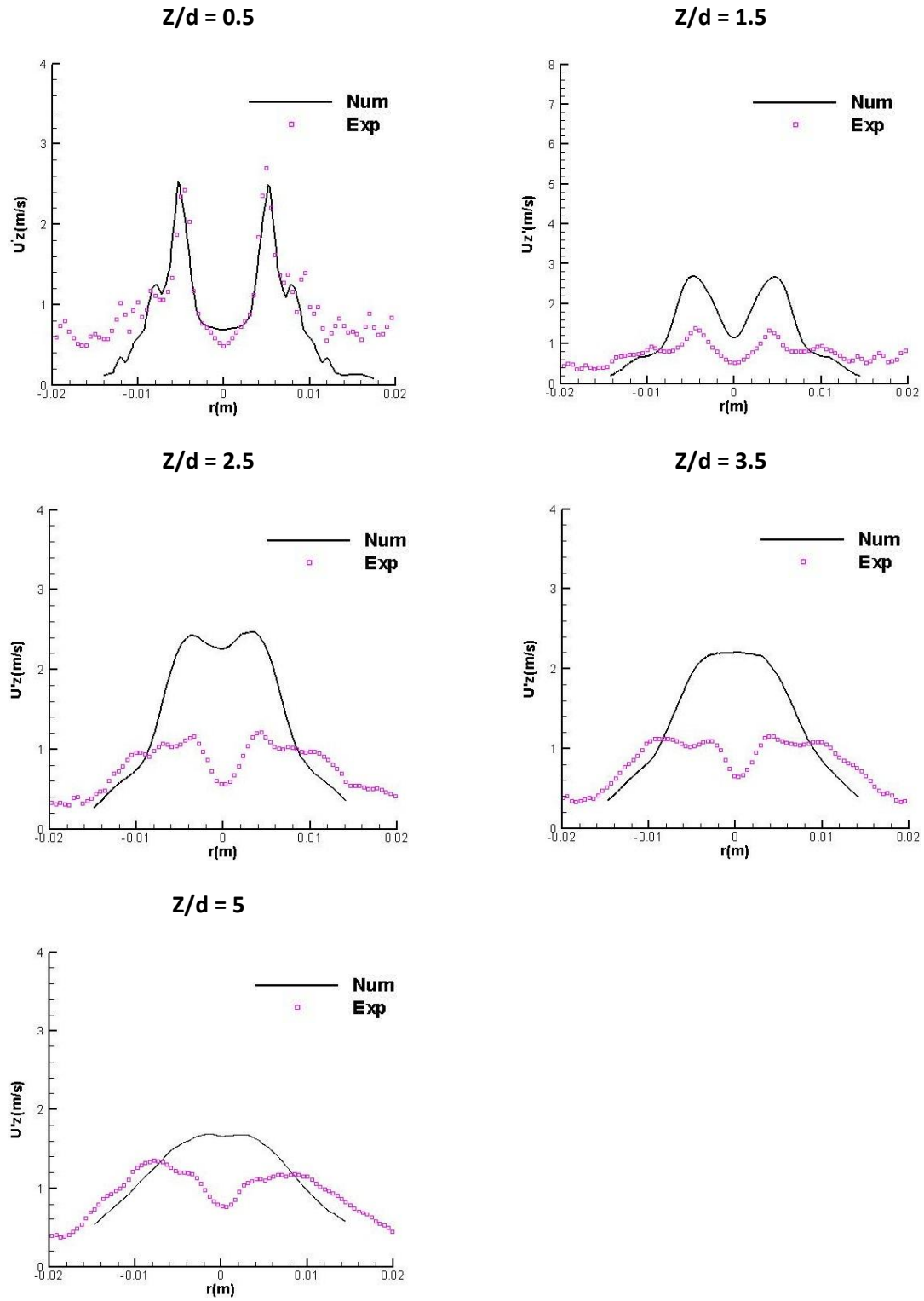


Figure IV. 7 : Distributions radiales des fluctuations de la vitesse axiale $U_z^{'}$ – δ=0

Les distributions radiales de la vitesse transversale, Ur, ont été rapportées sur la figure IV.8. A la sortie des buses, à Z/d = 0,5, deux pics sont observés de manière symétrique décrivant l'interaction entre les jets. Une valeur élevée est détectée pour un rayon de 10 mm où

l'interaction entre le jet secondaire et le jet externe a lieu. Dans la direction axiale, le profil des jets devient similaire à deux jets coaxiaux à Z/d=1,5 et à un simple jet de Z/d=2,5. Il est clair qu'il existe un accord acceptable entre les résultats de simulation et les résultats de l'expérience.

La figure IV.9 présente les profils expérimentaux et simulés de l'énergie cinétique turbulente, TKE. Dans la première région près de la sortie des buses, à Z / d = 0,5, on observe deux pics : un premier pic entre le jet central et le jet secondaire, un second est situé entre les jets secondaire et extérieur. Une forte énergie cinétique turbulente est produite en raison de la forte turbulence où l'effet des fluctuations de la vitesse axiale a lieu pour un rayon de 5mm. L'énergie cinétique turbulente entre le jet central et le jet secondaire est égale à 4,5 m^2/s^2. L'énergie cinétique turbulente TKE diminue selon la direction axiale. En comparant les résultats de calcul et les résultats expérimentaux, on constate que les résultats du modèle LES sont en accord avec les mesures pour une hauteur de Z/d=0,5. Les valeurs prédites sont un peu plus élevées que celles obtenues expérimentalement au-delà de cette hauteur.

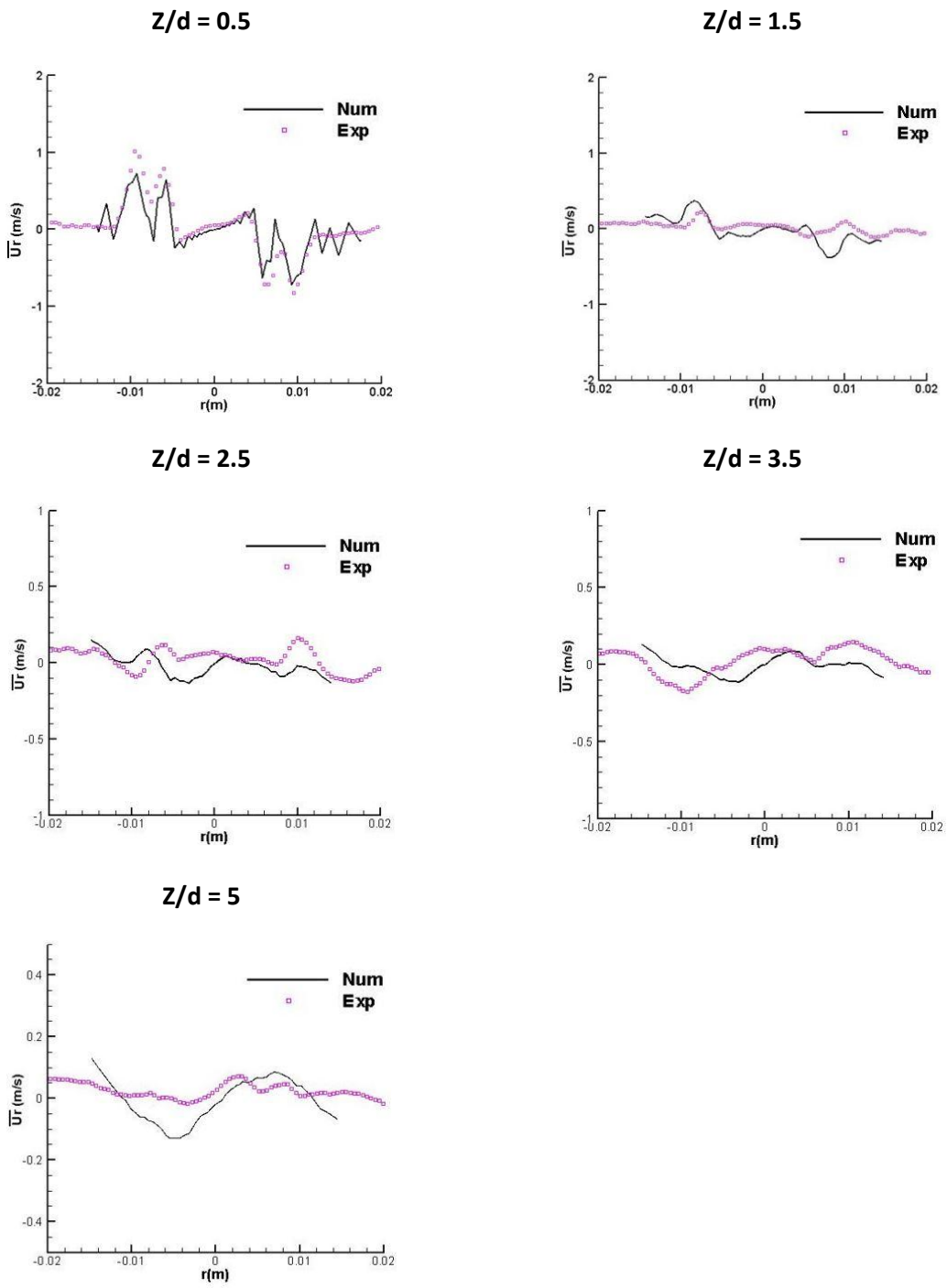


Figure IV. 8 : Evolution radiale de la vitesse radiale moyenne U_r – δ=0

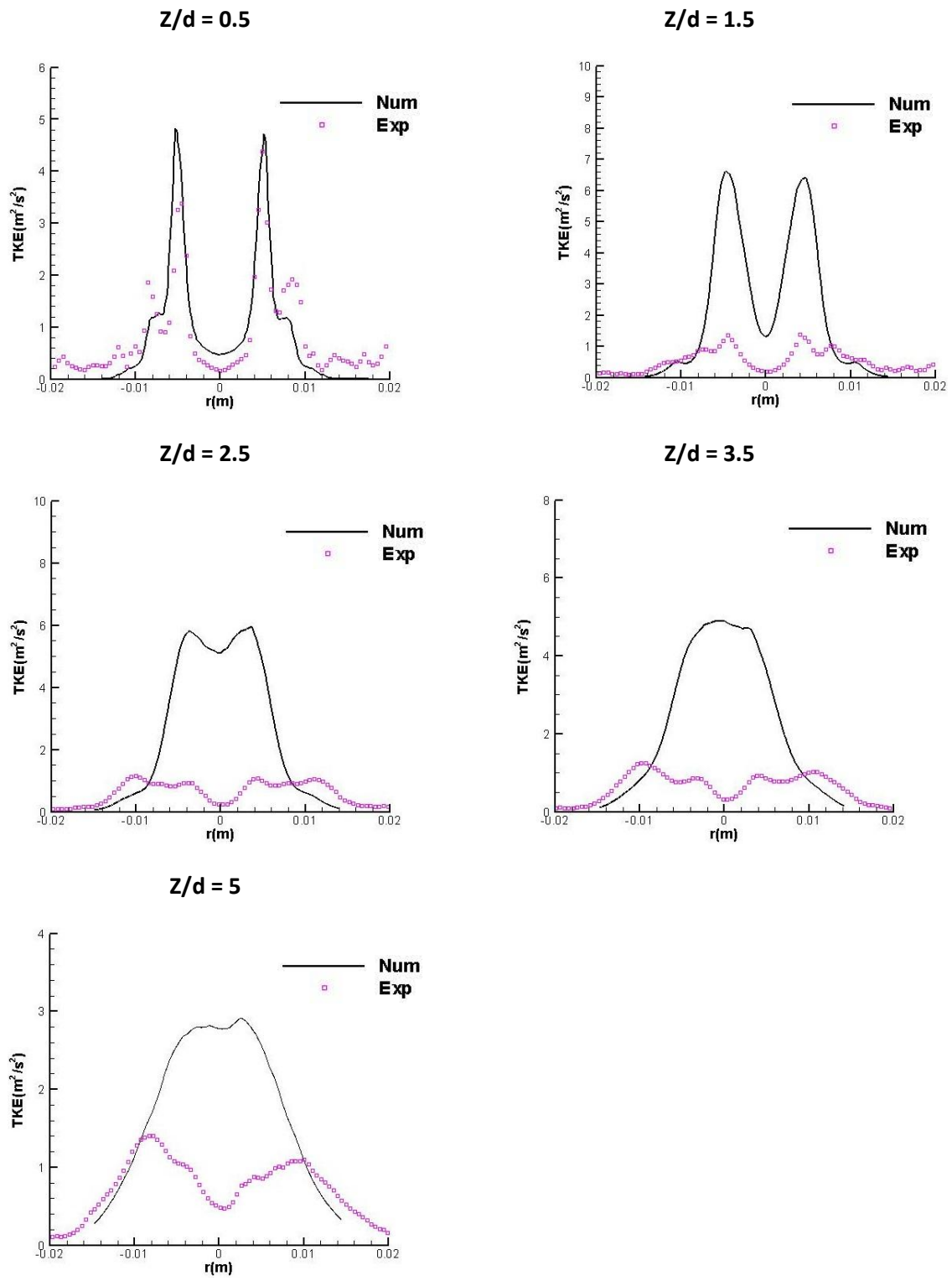


Figure IV. 9 : Profiles radiaux de l'énergie cinétique turbulente TKE – δ=0

IV.2.2 Simulation de la configuration à retraits négatifs

Dans cette partie, deux configurations ont été simulées. Dans la première configuration, le niveau du jet central est déplacé vers le bas d'une hauteur de 10 mm par rapport aux autres jets, δ=-10 mm (figure IV.10).

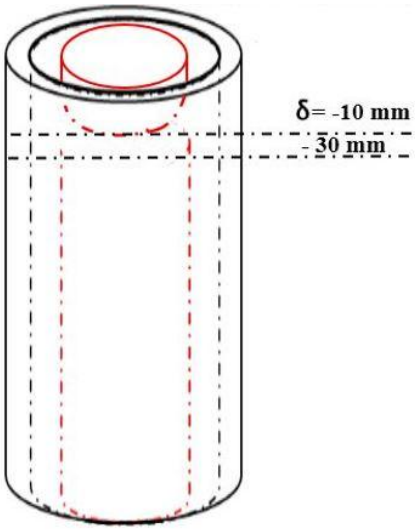


Figure IV. 10 : Configuration à retrait négatif (-10mm)

Les calculs obtenus du modèle LES sont comparés aux mesures expérimentales effectuées. La figure IV.11 regroupe deux cartographies numérique et expérimentale de la vitesse axiale moyenne obtenues pour une hauteur Z/d allant de 0 à 10.7. Théoriquement, l'écoulement issu par trois jets coaxiaux est caractérisé par une présence de trois zones. Une première zone : la zone de convergence qui correspond à un écoulement là où les jets sont encore intact. La deuxième zone connue par la zone de fusion, elle est le siège d'un mélange entre les jets. Une dernière zone dénommée la zone de combinaison, le profil s'uniformise pour ressembler au profil d'un simple jet. Deux différentes zones sont apparues, pour les deux investigations, correspondent à chaque flux du jet. La vitesse diminue entre ces zones suite à une interaction. Les trois zones de l'écoulement décrites précédemment sont bien claires sur les deux cartographies. En comparant les deux cartographies, le cône potentiel de la vitesse axiale apparu identiquement à la sortie des injecteurs. Toutefois, ce cône atteint sa fin numériquement à Z/d égal à 6 et expérimentalement à Z/d de l'ordre de 8.

Cartographie numérique de la vitesse axiale moyenne

Cartographie expérimentale de la vitesse axiale moyenne

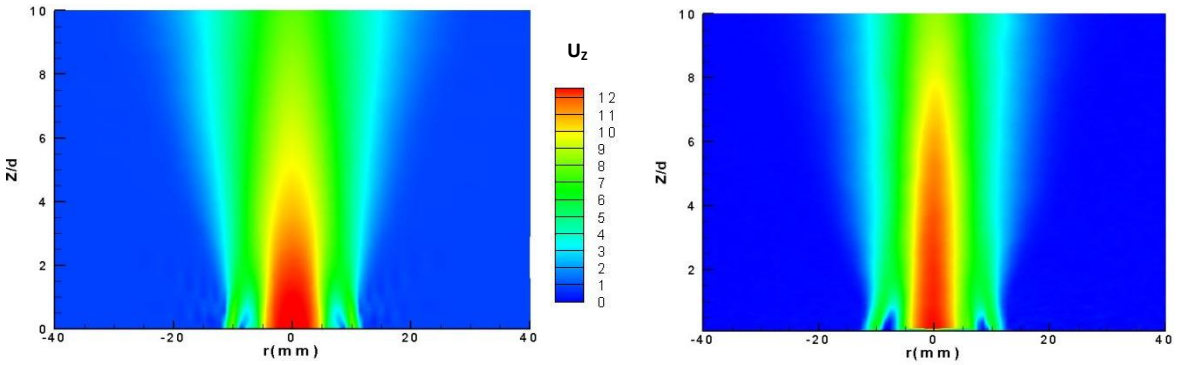


Figure IV. 11 : Cartographies numérique et expérimentale de la vitesse moyenne longitudinale

La figure IV.12 regroupe les évolutions des profils radiaux de la vitesse axiale moyenne, Uz. Un accord des résultats numériques et expérimentaux dans la zone proche des buses montre clairement la fiabilité de l'outil de calcul employé dans ce cas.

L'accord des résultats obtenus dans la zone proche des injecteurs montre la performance de l'outil de calcul utilisé. A Z/d = 0,5, à la sortie de buses, le profil est similaire à deux jets avec une zone d'interaction entre le jet central et le jet secondaire. Le profil pour Z/d entre 1.5 et 2.5 devient identique à un simple jet. La vitesse moyenne axiale calculée est sous-estimée pour une hauteur de Z/d = 2,5.

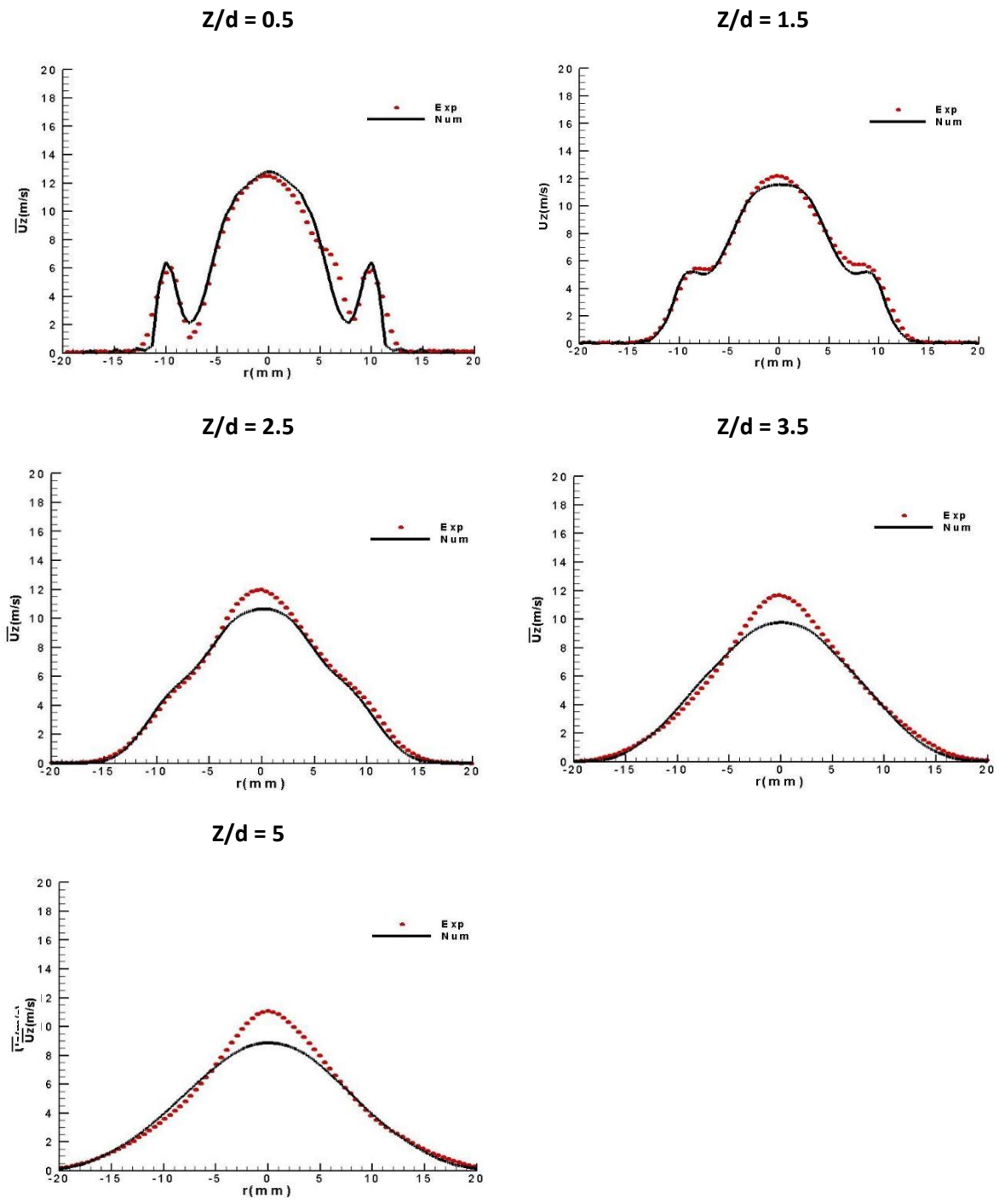


Figure IV. 12 : Profiles radiales de la vitesse moyenne longitudinale U_z - δ=-10 mm

Sur la figure IV.13, on trace la distribution radiale des fluctuations de la vitesse axiale, U_z'. Des fluctuations importantes ont lieu dans la zone d'interaction. L'accélération de l'interaction ente les jets est due nécessairement à la forte variation de la vitesse d'écoulement dans cette zone. Tandis que les fluctuations assure un mélange bien homogène, l'abaissement des instabilités de la vitesse stabilise l'écoulement c'est qui favorise la stabilité de la flamme

dans le cas réactif. Ces instabilités diminuent graduellement en aval des jets. Un écart significatif entre les résultats expérimentaux et numériques est visible. Cela peut être dû à une sur estimation des constantes numériques correspondants à l'approche numérique.

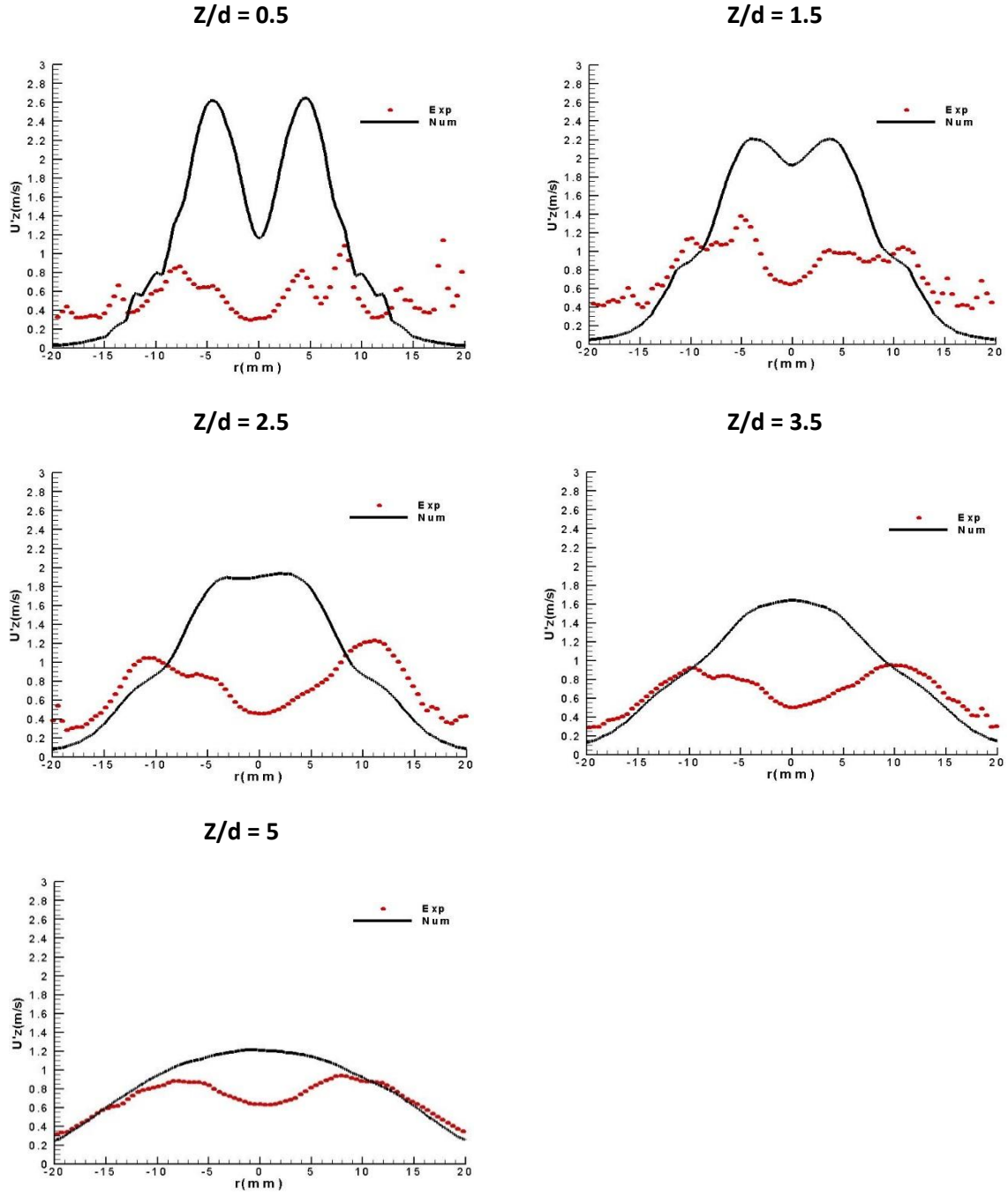


Figure IV. 13 : Distributions radiales des fluctuations de la vitesse axiale U_z' - δ=-10 mm

Les distributions radiales de la vitesse radiale, Ur, trouvées en utilisant le modèle LES sont représentés sur les figures IV.14. Une reproduction acceptable des résultats expérimentaux est obtenue par la simulation. Deux pics antisymétriques sont détectés dans la zone près de la

sortie des injecteurs. Ces valeurs atteignent environ 0.9 en valeur absolue. Tout au long de la direction axiale ces valeurs décroissent jusqu'à avoir des valeurs environ 0.2 en valeur absolue dans des zones lointaines. A Z/d=0,5 le profil est similaire à deux jets, plus loin ce profil se comporte comme celui pour un simple jet.

La figure IV.15 illustre les profils expérimentaux et simulés de l'énergie cinétique turbulente, TKE. Dans la zone proche de la sortie des buses, à Z/d=0,5, les fluctuations de vitesses sont importantes. Dans cette région l'interaction entre les jets est alors plus intense. Deux pics symétriques sont observés traduisant l'interaction entre le jet central et le jet secondaire. Pour un rayon de 5 mm, qui est le rayon du premier jet, l'énergie cinétique turbulente TKE atteint la valeur de 7 m^2/s^2pour une hauteur Z/d=0,5. Cette valeur diminue en allant dans la direction axiale, passant par 4 m^2/s^2pour Z/d=0,5 jusqu'à arriver à 1 m^2/s^2 dans les zones lointaines. A partir de Z/d=2,5, les valeurs prédites par la simulation LES sont un peu différentes de celles obtenues expérimentalement.

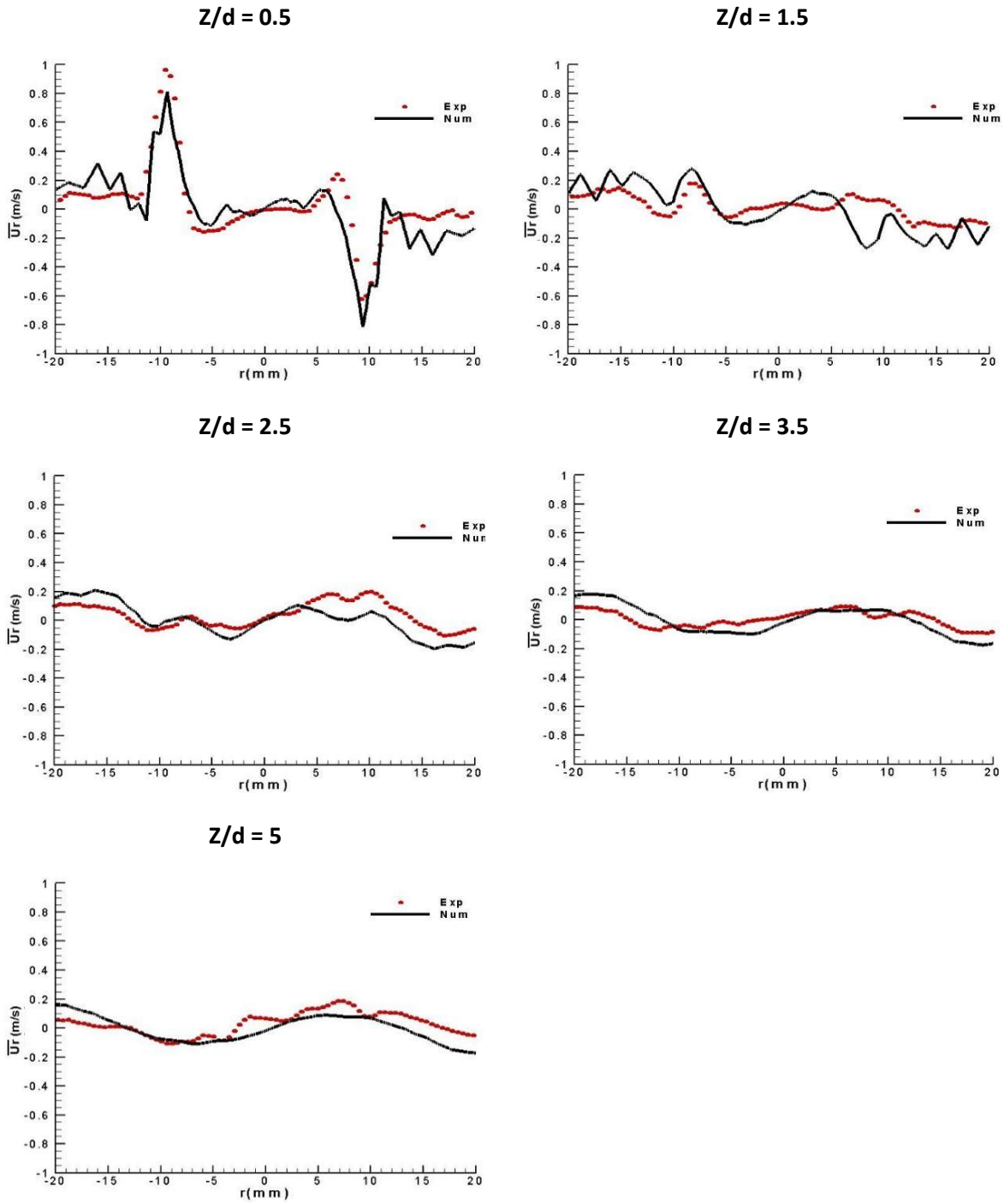


Figure IV. 14 : Evolutions radiales de la vitesse radiale moyenne U_r - δ=-10 mm

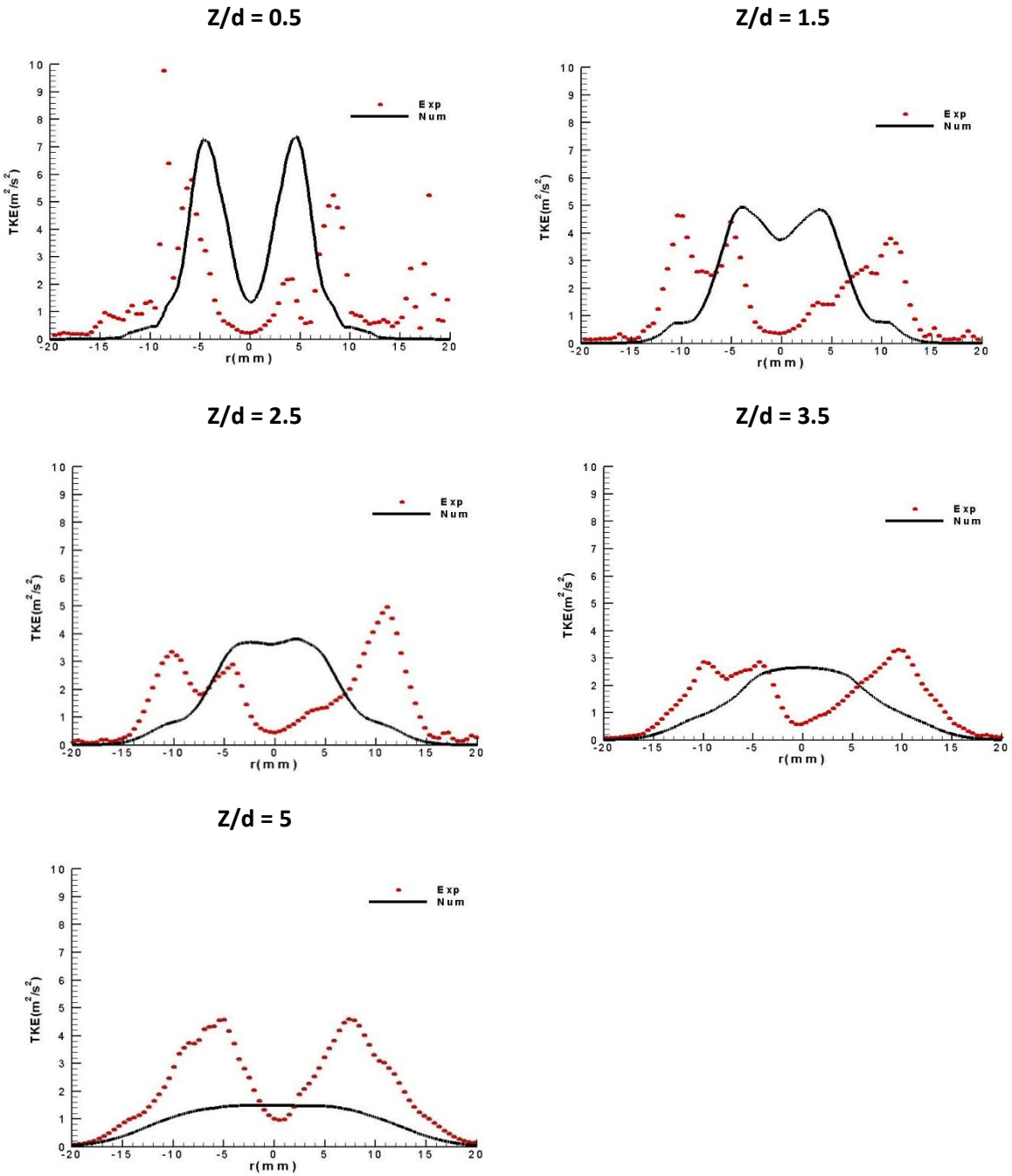


Figure IV. 15 : Profiles radiaux de l'énergie cinétique turbulente TKE - δ=-10 mm

Une deuxième configuration à retrait négatif de -20 mm a été aussi étudiée (voir figure IV.16). Cette configuration traduit un déplacement du jet central vers le bas d'une distance de 20 mm par rapport aux deux autres jets (δ= - 20 mm).

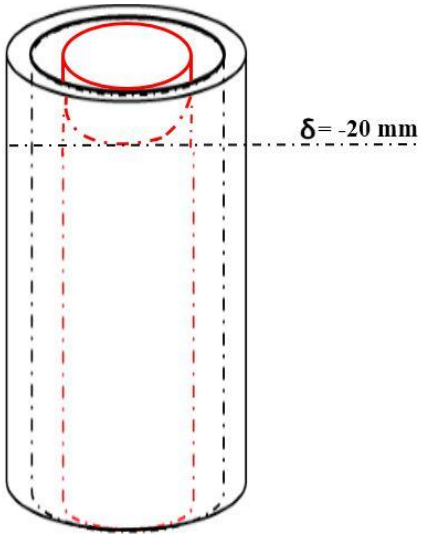


Figure IV. 16 : Configuration à retrait négatif – δ=-20mm

Cartographie numérique de la vitesse axiale moyenne

Cartographie expérimentale de la vitesse axiale moyenne

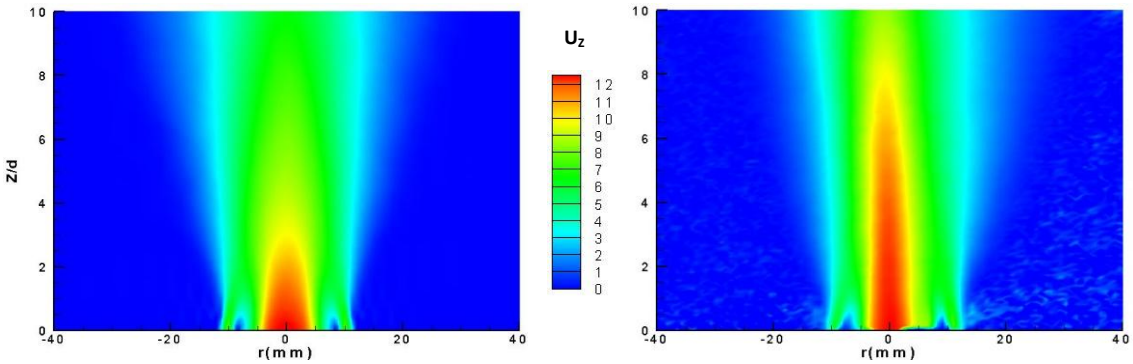


Figure IV. 17 : Cartographies numérique et expérimentale de la vitesse moyenne longitudinale

Les distributions des profils radiaux de la vitesse axiale moyenne sont collectées sur la figure IV.18. La vitesse diminue tout au long de la direction axiale. Elle décroit de 11.75 m/s dans la zone près des injecteurs à 8 m/s dans la zone lointaine de la sortie de buses. Identiquement à l'expérience, le profil numérique de l'écoulement se comporte comme celui de deux jets. Ensuite, le deuxième jet fusionne avec le jet central, et atteint un profil similaire à un simple jet pour une hauteur de 25 mm. L'interaction entre les jets est importante près de

l'injecteur, dans cette région la vitesse décroit. Un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux est noté dans une zone proche à l'entrée de la chambre de combustion.

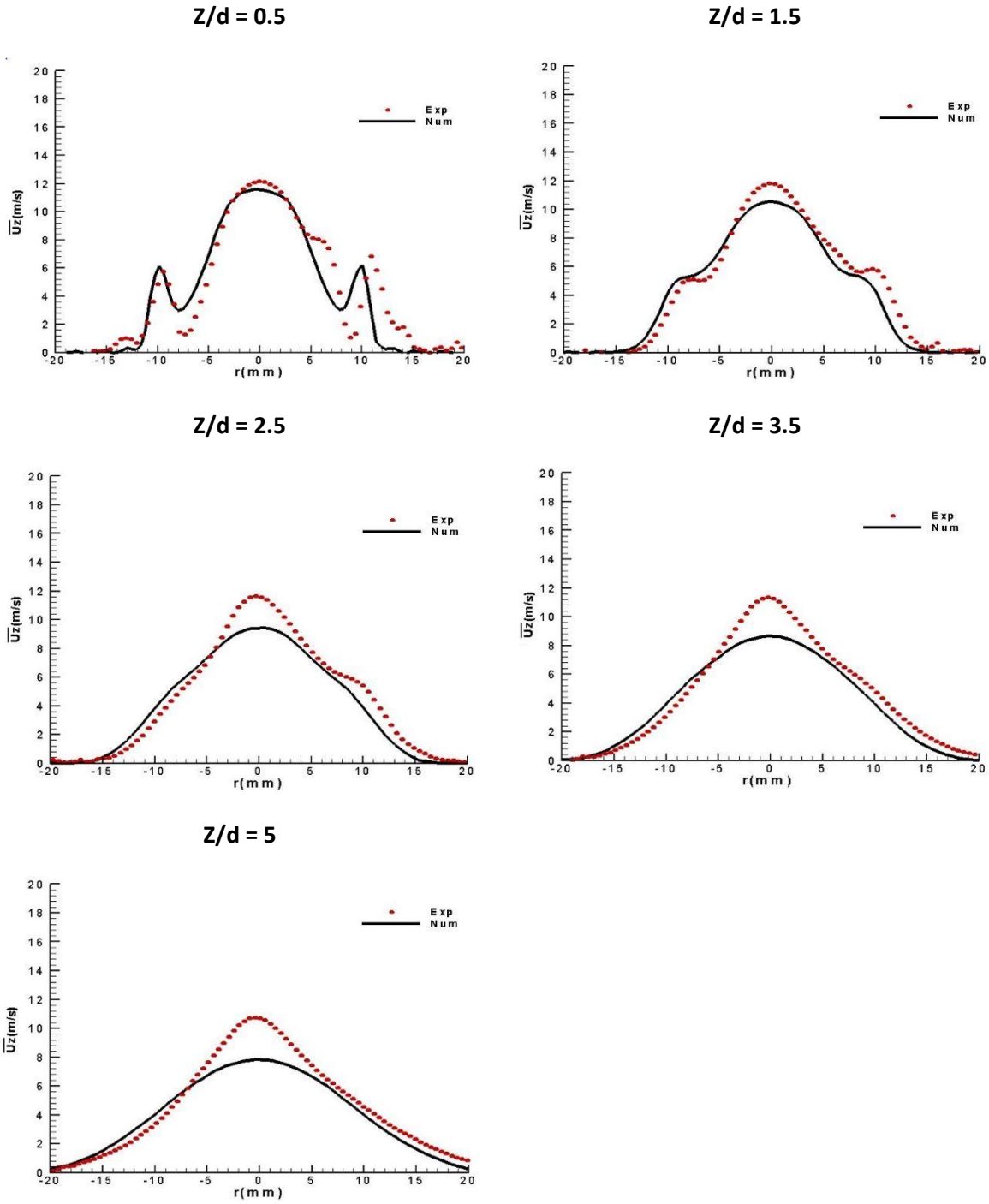


Figure IV. 18 : Profils radiaux de la vitesse moyenne longitudinale U_z – δ=-20mm

Les évolutions des fluctuations axiales de la vitesse axiale, U_x'.sont regroupées dans la figure IV.19. Les fluctuations sont marquées par un fort gradient de vitesse dans la zone où les jets

interagissent. Elles sont élevées pour une hauteur de 5mm par rapport à la sortie de buses. Ceci montre que les interactions sont majoritaires dans la première région de l'écoulement. Elles décroissent au fur et à mesure qu'on monte dans la direction axiale de l'écoulement suite aux contraintes de viscosité de l'air. Ces fluctuations ont un avantage pour le mélange. Elles le rendent plus homogène. A partir de Z/d=15 les fluctuations sont un peu surestimées numériquement.

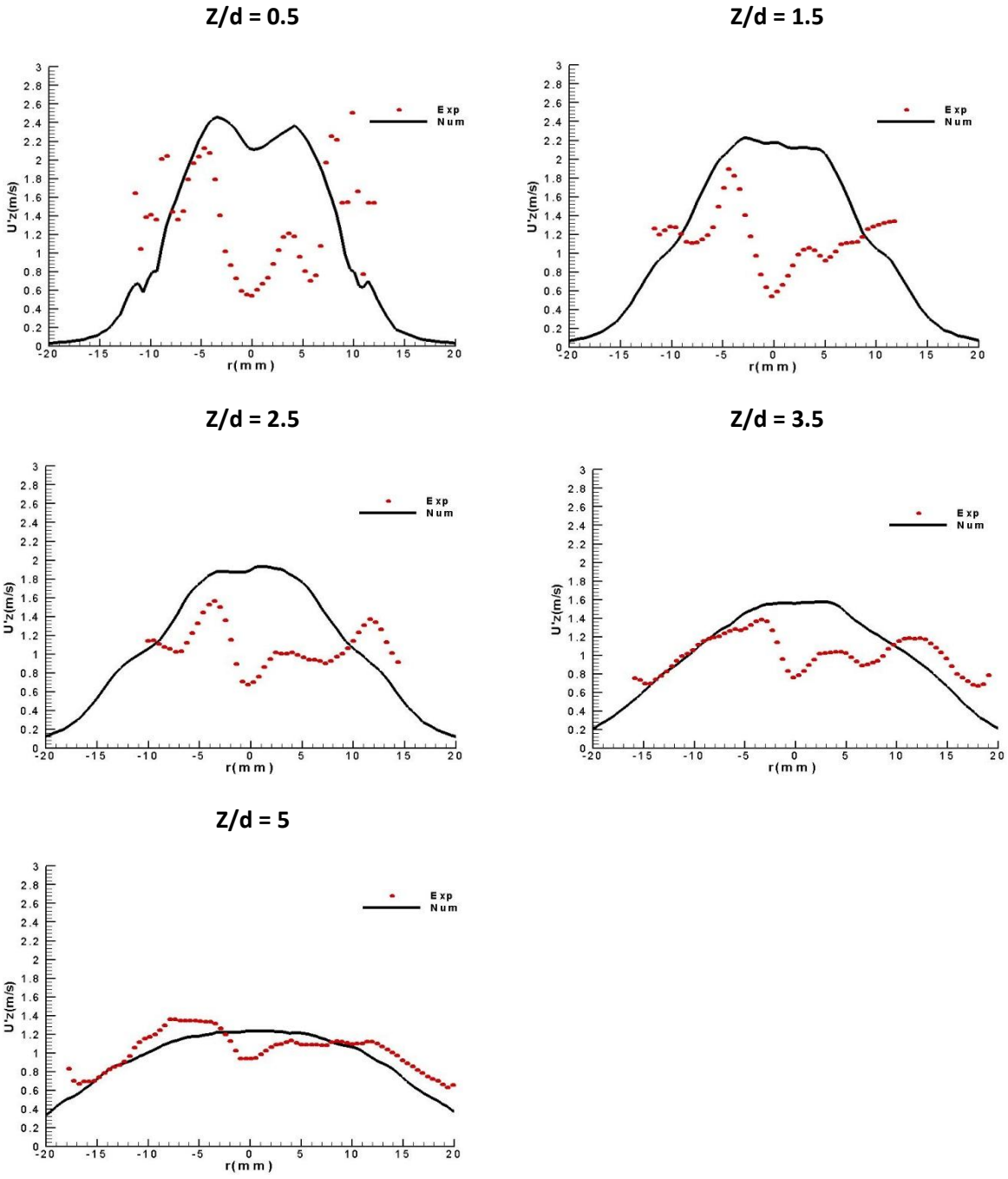


Figure IV. 19 : Distributions radiales des fluctuations de la vitesse axiale U_z' – δ=-20mm

Les profils radiaux de la vitesse radiale, Ur, sont tracés sur la figure IV.20. Les résultats expérimentaux sont bien reproduits par le calcul CFD. La vitesse radiale de l'écoulement issu de trois jets présente deux pics antisymétriques. Elle diminue en aval de buses de 0.8 m/s à Z=5mm à 0.1 m/s à Z=50mm. Comme la vitesse axiale moyenne, cette vitesse présente un comportement de deux jets à la sortie de buses. Dans une direction axiale de l'écoulement, ce comportement tend à suivre celui d'un simple jet.

Les distributions de l'énergie cinétique turbulente TKE pour des différentes hauteurs dans l'écoulement sont collectées dans la figure IV.21. Cette énergie traduit la turbulence de l'écoulement. Pour cette étude, caractérisée par une forte turbulence, cette dernière atteint des valeurs élevées surtout dans les régions d'interaction entre jets. A r= 5 mm, l'énergie cinétique turbulente est maximale dans la zone près de la sortie de buses. A l'interface de cette position une interaction entre le jet central et le deuxième jet a lieu. Selon la direction axiale, en aval de buses, l'énergie cinétique turbulente décroit graduellement. Elle vaut numériquement 6.2 m^2/s^2 dans la région d'interaction pour une hauteur de 5 mm dans l'écoulement. Cette valeur diminue jusqu'à 1.4 m^2/s^2 à Z=50mm. Les résultats du modèle LES sont en bon accord avec les résultats expérimentaux surtout dans la zone proche des injecteurs.

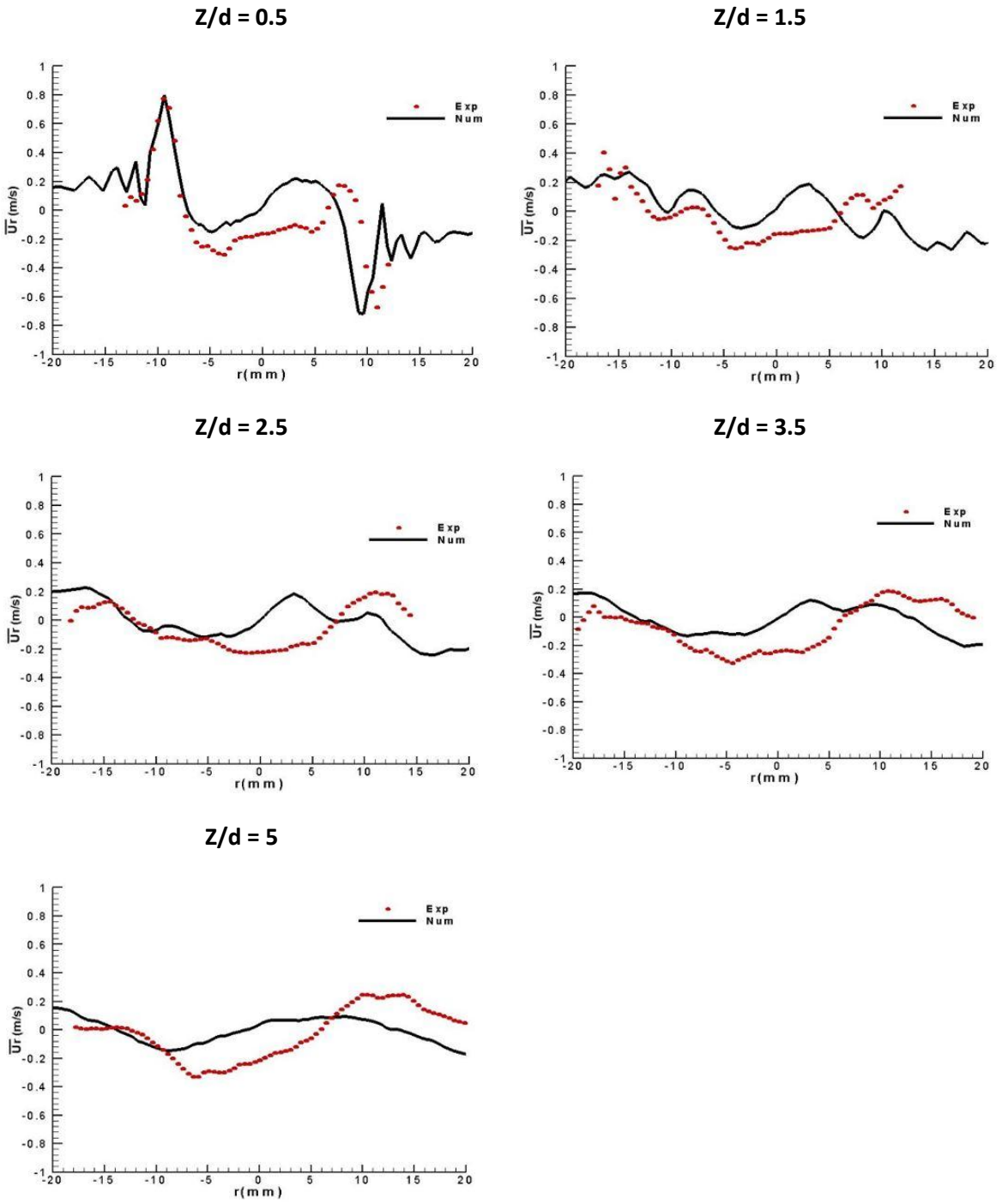


Figure IV. 20 : Evolutions radiales de la vitesse radiale moyenne U_r – δ=-20mm

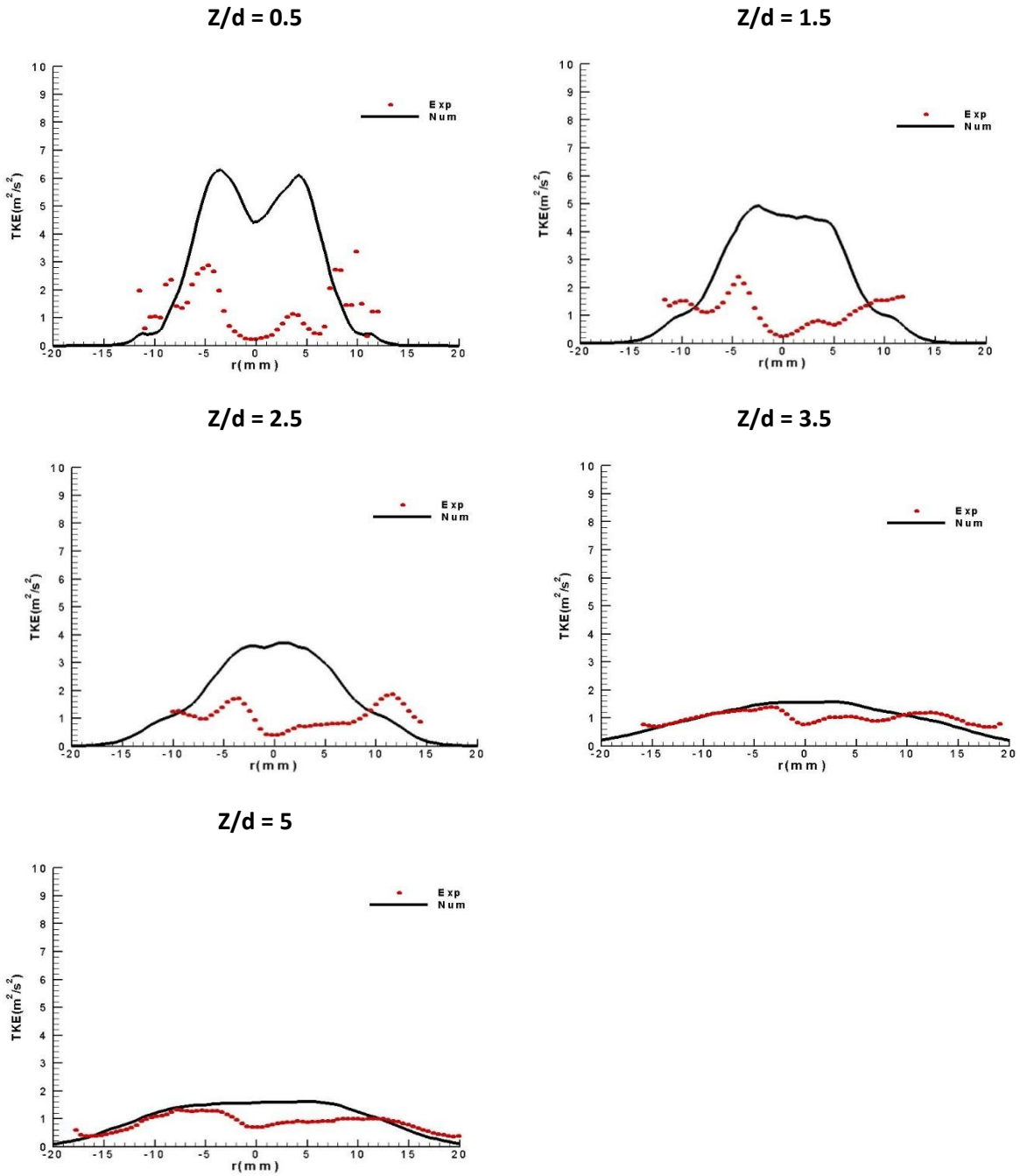


Figure IV. 21 : Profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente TKE – δ=-20mm

IV.2.3 Grandeurs scalaires

Expérimentalement nous avons déterminé seulement les grandeurs dynamiques qui caractérisent l'écoulement. La confrontation des résultats de simulation aux résultats expérimentaux a permis la validation de notre code de calcul. Dans cette partie, nous présentons le comportement de la fraction de mélange obtenue par simulation numérique pour les trois retraits et à différentes hauteurs de l'écoulement. La fraction de mélange est une grandeur scalaire permettant de nous renseigner sur l'état du mélange à chaque position de l'écoulement. Elle vaut 1 dans le cas où on a un carburant pur (gaz naturel pur) et zéro lorsqu'on a du comburant pur (l'oxygène dans notre cas). Cette grandeur est très utile surtout en présence de la flamme. La figure IV.22 présente l'évolution radiale de cette grandeur, dans le cas d'un retrait nul, obtenue pour différentes hauteurs. Comme étant définie, la fraction de mélange vaut un dans les jets de combustible et nulle ailleurs. La présence de deux pics dans la zone proche du plan des injecteurs est liée à la définition de la fraction de mélange (1 dans le jet de combustible, 0 dans les jets d'oxygène). Cette figure montre aussi que la fraction de mélange décroit rapidement dans cette zone proche. Sa valeur maximale passe de 0.8 pour une hauteur de 5mm à presque 0.3 pour une hauteur de 15mm. Ce résultat montre qu'un mélange rapide entre les deux gaz aura lieu dans cette zone. En s'éloignant des injecteurs la fraction de mélange demeure faible de l'ordre de 0.1 pour une hauteur de 50 mm.

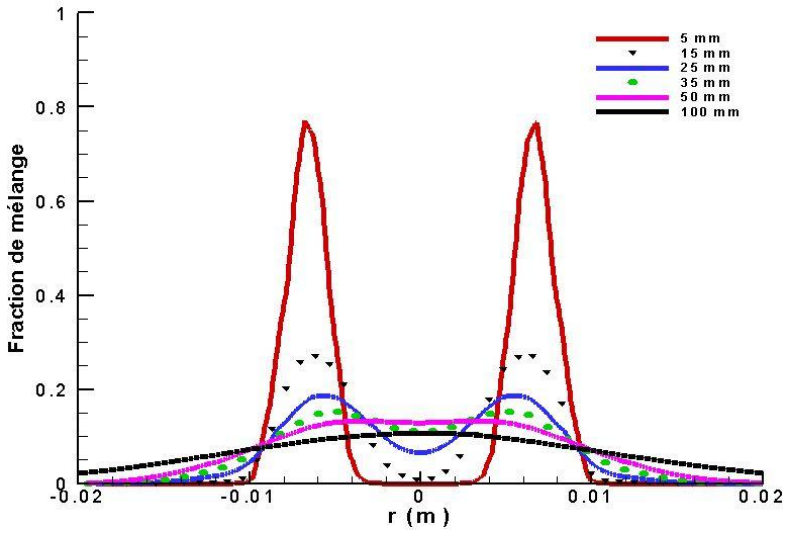


Figure IV. 22 : Evolution radiale de la fraction de mélange dans le cas d'un retrait nul (δ=0)

Sur la figure IV.23, on présente l'évolution radiale de cette variable pour différentes hauteurs obtenue pour un retrait négatif de -10mm. Contrairement au cas précédent, la fraction de mélange est plus faible à la sortie des buses et sa valeur maximale vaut 0.4 à une hauteur de

5mm. Ce résultat est une conséquence du déplacement vers le bas du jet de l'oxygène. Ce résultat très important en combustion, signifie que les réactifs se mélangent avant de réagir si on déplace vers le bas le jet de l'oxygène. Dans les zones lointaines, on enregistre le même comportement que celui obtenu à retrait nul et la fraction de mélange maximale est de l'ordre de 0.1 à 50mm.

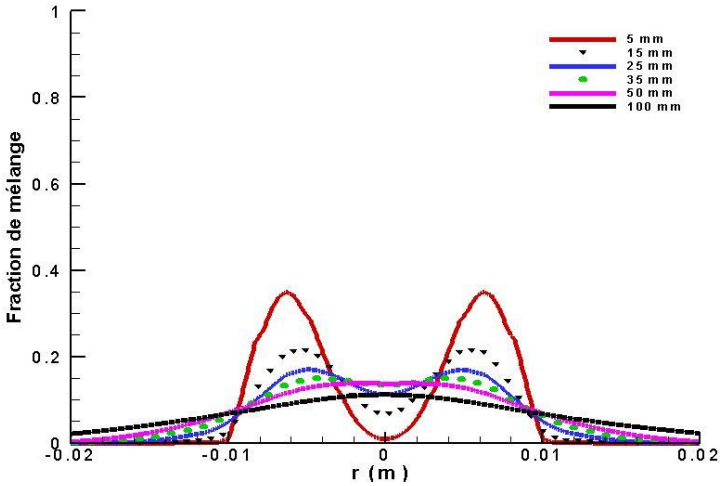


Figure IV. 23 : Evolution radiale de la fraction de mélange dans le cas d'un retrait de δ=-10mm

La distribution de la fraction de mélange obtenue pour un retrait négatif de -20mm est schématisée sur la figure IV.24. Cette figure montre que le mélange s'améliore lorsqu'on passe d'un retrait négatif de -10mm à un retrait négatif de -20mm. La valeur maximale dans ce cas est de l'ordre de 0.3 pour une hauteur de 5mm. Dans la zone lointaine, on enregistre toujours le même comportement et la fraction de mélange maximale est de l'ordre de 0.1 à 50mm.

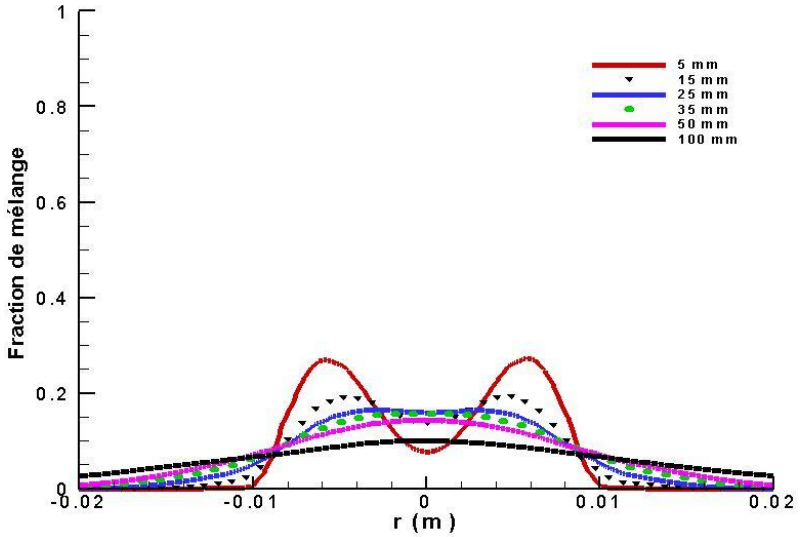


Figure IV. 24 : Evolution radiale de la fraction de mélange dans le cas d'un retrait de δ=-20mm

Afin de déterminer avec plus de précision l'influence du déplacement du jet central sur le mélange, les figures IV.25 à IV.30 présentent les résultats obtenus dans les trois cas et pour chaque hauteur. La différence entre les résultats obtenus dans chaque cas se manifeste majoritairement dans les zones proches des injecteurs. Dans le cas d'un retrait négatif, et pour une hauteur de 5 mm, la fraction de mélange maximale diminue considérablement par rapport aux résultats obtenus à retrait nul. Ceci explique qu'un mélange plus efficace entre les deux fluides est obtenu dans le cas des configurations à retraits négatifs. En aval des injecteurs cette différence diminue en s'éloignant des injecteurs. La figure IV.27 montre qu'un mélange presque homogène est obtenu pour un retrait négatif de -20mm où les deux jets fusionnent parfaitement et le comportement ressemble à celui fourni par un seul jet. Ce comportement est obtenu pour une hauteur de 50mm dans les deux autres cas. A partir de cette hauteur, il n'y a aucune influence du déplacement du jet central vers le bas.

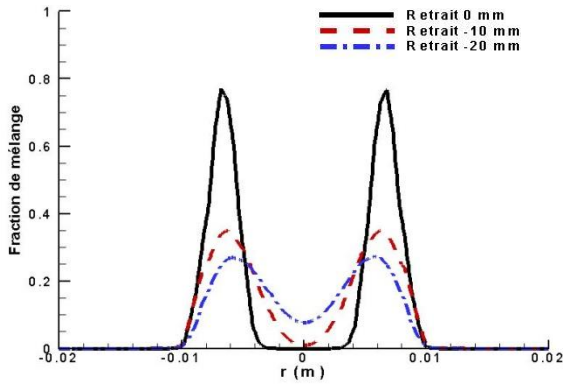


Figure IV. 25 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=5 mm

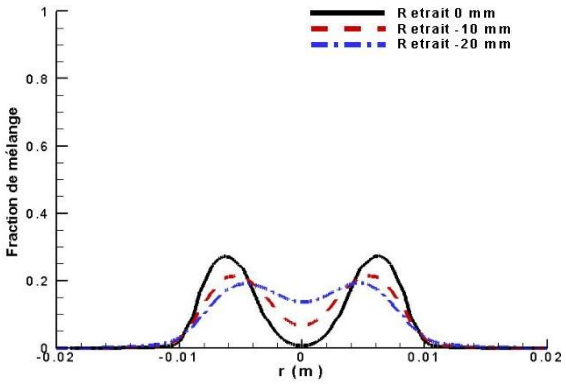


Figure IV. 26 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=15 mm

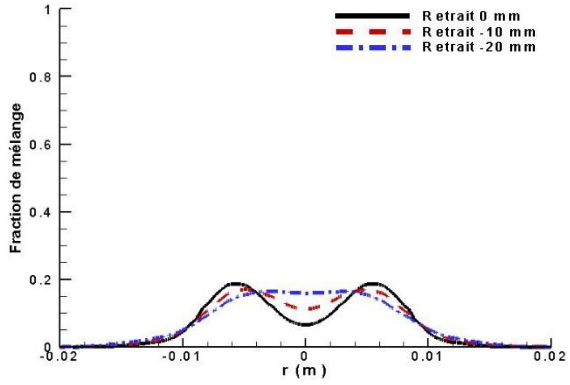


Figure IV. 27 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=25 mm

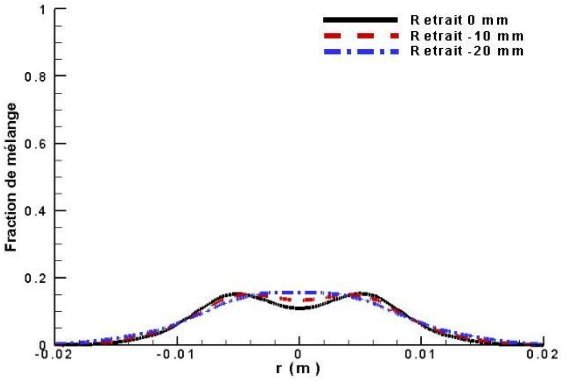


Figure IV. 28 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=35 mm

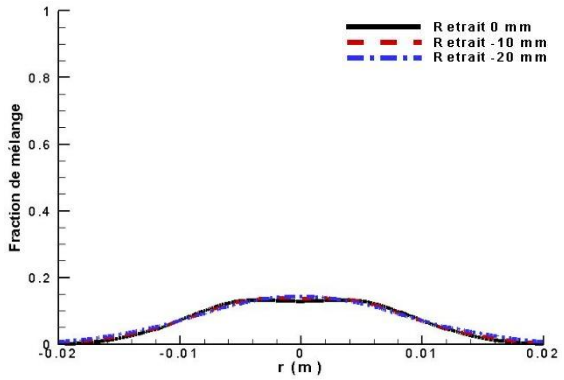


Figure IV. 29 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=50 mm

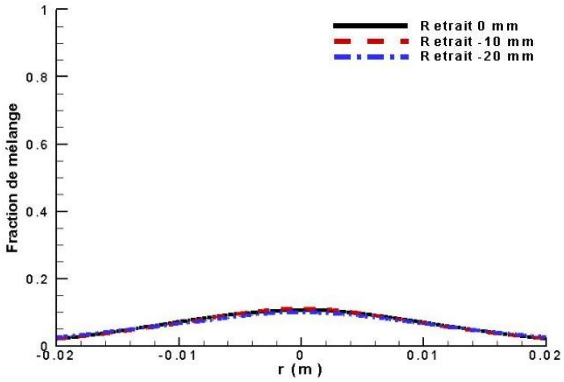


Figure IV. 30 : Evolution radiale de la fraction de mélange obtenue à Z=100 mm

La figure IV.31 présente l'évolution de la densité du mélange (est égale à la somme des masses du mélange divisée par la somme des volumes du mélange) obtenue dans le cas d'un retrait nul. A la sortie des injecteurs la densité varie de 0.8 kg/m^3 a 1.3 kg/m^3. En s'éloignant des injecteurs cet écart diminue. Dès que les jets fusionnent la densité s'homogénéise et devient presque constante. Ce comportement est noté pour des hauteurs au-delà de 50 mm.

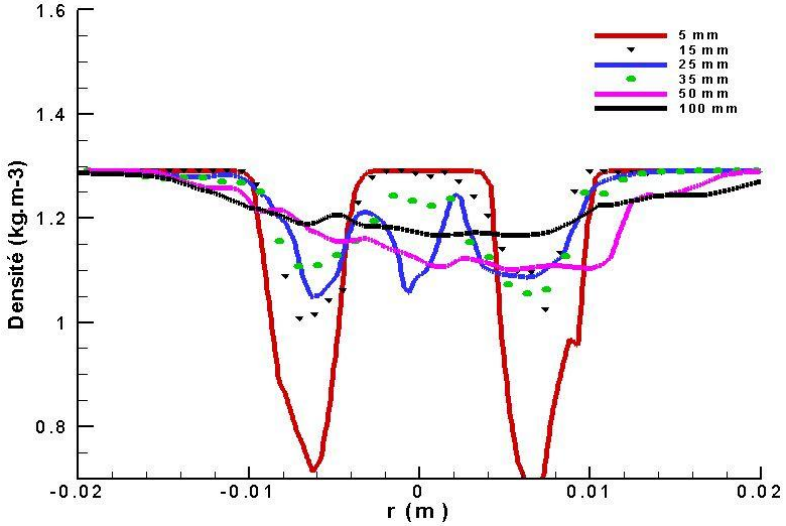


Figure IV. 31 : Evolution de la densité obtenue dans le cas d'un retrait nul (δ=0mm)

La figure IV.32 montre la distribution radiale de la densité de mélange obtenue pour un retrait négatif de -10mm. Cette figure montre que la densité varie entre 0.95 kg.m^{-3} et 1.35 kg.m^{-3}. Un mélange plus efficace est obtenu pour les retraits négatifs. La variation de la densité est plus faible par rapport à celle obtenue dans le cas d'un retrait nul. Lorsqu'on continue à descendre le jet central et pour un retrait négatif de -20mm, la densité du mélange obtenue pour les différentes hauteurs devient presque constante (voir figure IV.33).

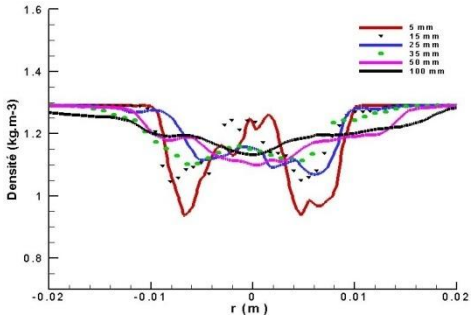


Figure IV. 32 : Evolution de la densité de mélange obtenue dans le cas d'un retrait de δ=-10mm

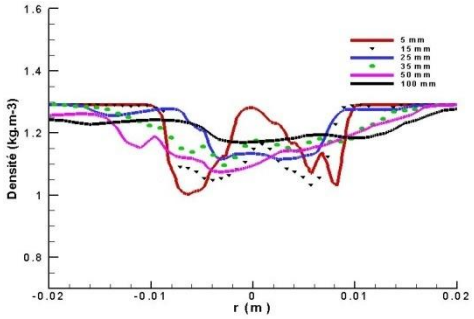


Figure IV. 33 : Evolution de la densité de mélange obtenue dans le cas d'un retrait de δ=-20mm

Conclusion

Une étude numérique de l'écoulement isotherme turbulent issu d'un bruleur tricoaxial a été présentée dans ce chapitre. La simulation numérique des grandes échelles LES a été employée pour modéliser la turbulence. Trois configurations ont été étudiées en fonction de déplacement du jet central. Commençant par un retrait nul, ensuite en déplaçant le jet central vers le bas de -10 mm puis d'une distance de -20 mm. Trois zones caractéristiques de l'écoulement apparaissent par les deux approches numérique et expérimentale. Ces zones sont, de l'amont vers l'aval, la zone de fusion et la dernière de combinaison. Une différence de vitesse de gaz issu du jet central par rapport aux autres jets, est notable en passant de la configuration à retrait nul à celles avec un retrait négatif. Cette vitesse dans les zones près de la sortie, varie d'une configuration à une autre. Elle diminue d'une valeur de 13,2 m/s pour une configuration à retrait nul à une valeur de 12,6 m/s pour une configuration à retrait négatif « -10mm » et à 12 m/s pour la deuxième configuration à retrait négatif « -20mm ».

La vitesse axiale importante du jet central améliore le mélange et l'homogénéise parfaitement, elle augmente les interactions dans la région dans laquelle ce jet et créée un effet de confinement du second jet. Les fluctuations traduisent le degré d'interaction entre les différents de jets. Elles sont engendrées par le gradient de vitesse entre les différents jets. L'énergie cinétique est proportionnelle aux fluctuations vue qu'elle se calcule en se basant sur ces grandeurs. Généralement, un accord acceptable entre les résultats de l'expérience et la simulation est enregistré. La différence entre les deux résultats est due au maillage qui doit être encore raffiné. Le raffinage de ce maillage demande encore des machines plus puissante et un temps de calcul très couteux.

Références du chapitre IV

[1] Yahya N.,Etude des champs dynamiques et scalaires d'un écoulement turbulent fournis par trois jets séparés, 2016, Thèse doctorale, ENI de Monastir.

[2] Wegner B., Huai Y., Sadiki A., Comparative study of turbulent mixing in jet in cross flow configurations using LES, Int. J. Heat and fluid flow 25 (2004), 767-775.

[3] Demuren A.O., Characteristics of three-dimensional turbulent jets in cross flow, International Journal of Engineering Science 31-6 (1993), 899-913.

[4] Ketelheun A., Olbricht C., Hahn F., Janicka J., NO prediction in turbulent flames using LES/FGM with additional transport equations . Proceedings of the Combustion Institute. 33 (2011) 2975–2982.

[5] Kuenne G., Ketelheun A., Janicka J., LES modeling of premixed combustion using a thickened flame approach coupled with FGM tabulated chemistry, J. Combustion and Flame. 158 (2011) 1750–1767.

[6] Chrigui M., Gounder J., Sadiki A., Masri A.,Janicka J., Partially premixed reacting acetone spray using LES and FGM tabulated chemistry. Combustion and Flame, 159 (2012) 2718-2741.

[7] Janicka J., Sadiki A., Large eddy simulation of turbulent combustion systems, Proceedings of the Combustion Institute, 30:1 (2005) 537–547.

[8]Pitsch H., Large Eddy Simulation of turbulent combustion, Annual Review of Fluid Mechanics, 38 (2006) 453-482.

[9] Poinsot T., Veynante D., Theoretical and Numerical Combustion, 3rd Edition (2011).

[10]Hidouri A., Chrigui M., Boushaki T., Sadiki A., Janika J.,Large eddy simulation of two isothermal and reacting turbulent separated oxy-fuel jets, J. FUEL, 192 (2017) 108-120.

[11] Yahya N., HidouriA., Chrigui M., Boushaki T., Omri A., Large Eddy Simulation Modeling of Non-Premixed Turbulent Oxy-Fuel Combustion Supplied by Three Separated Jets, J. Combustion Science and Technology, 188 (2017) 1220-1238.

Conclusion et Perspectives

Les principaux polluants issus des installations de combustion, spécialement les incinérateurs industriels, sont les oxydes d'azote et le dioxyde de carbone. Les oxydes d'azote ou les NOx ont des effets néfastes sur l'écosystème et la santé humaine, surtout sa destruction de la couche d'ozone. Le CO_2 est le majeur gaz polluant qui engendre l'effet de serre. Suite à des réglementations, un contrôle de ces émissions gazeuses polluantes est fondamental. Comme l'intérêt des industriels est focalisé sur la protection de l'environnement, ils pensent à l'économie d'énergie là où on dépense moins pour avoir plus de production de l'énergie. La stabilité de la flamme est parmi les critères primordiaux pour limiter les émissions polluantes et réduire la dépense énergétique. Si ce critère n'est pas étudié ça risque d'avoir pour certaines configurations des soufflages de la flamme ou des extinctions locales. Le mélange de réactif est aussi un facteur très important, il faut assurer toujours un mélange bien homogène dont les réactifs sont dans les proportions stœchiométriques.

Une substitution de l'air de combustible par l'oxygène pur est une solution pour abaisser la consommation énergétique en arrivant à un rendement thermique plus élevé. Un autre avantage est de réduire la formation d'oxyde d'azote suite à une diminution de la quantité d'azote introduite.

Les industriels s'intéressent à une nouvelle conception de bruleurs à injection coaxiale de carburant et de comburant. Une bonne compréhension des mécanismes qui contrôle le dégagement de la chaleur, la stabilisation de la flamme et la production des polluants est à la base du dimensionnement de ces bruleurs. Peu des études sont menées sur les écoulements turbulents issus de bruleurs à trois injecteurs avec l'emploie de l'oxygène pur au lieu de l'air.

Les phénomènes qui touchent l'écoulement d'une flamme turbulente « cas réactif » sont nombreuses, complexes et demandent une bonne compréhension tels que le processus de mélange, la zone de recirculation, l'émission de la chaleur de réaction. Pour cela une bonne étude de l'écoulement isotherme turbulent « cas non réactif » est primordiale afin de surmonter minimiser certaines difficultés.

Dans un premier lieu, une étude expérimentale effectuée au CORIA visait alors à mieux comprendre et décrire certains phénomènes liés à l'écoulement isotherme turbulent issu de trois buses, en employant une installation pilote au laboratoire. Le système étudié fonctionne à l'oxygène et le gaz naturel. Une propriété spécifique à ce bruleur est que le jet central est mobile par rapport aux deux autres buses. Il monte d'une hauteur de 30 mm et il descend jusqu'à -30 mm avec un pas manuel fixé à 10 mm. Tout au long de cette partie la comparaison est basée sur cette propriété. Des techniques optiques ont été employées telles que

Vélocimétrie par images de particules PIV « elle consiste à déterminer les champs bidimensionnels à deux composantes de vitesses instantanées comprises dans un plan de l'écoulement étudiée en se basant sur le calcul de la corrélation croisée entre les mailles de calcul » et l'anémométrie doppler laser ADL « elle est basée sur l'analyse du signal lumineux diffusé par une particule en mouvement dans un écoulement et qui permet de mesurer localement la vitesse instantanée avec un taux d'échantillonnage élevé ».

Des nombreux paramètres qui définissent l'écoulement ont été étudié tels que les vitesses axiales moyennes, les vitesses radiales moyennes, les fluctuations des vitesses axiales, les fluctuations des vitesses radiales, l'énergie cinétique turbulent, les tenseurs de Reynolds… L'effet de la stratification a été envisagé selon la position du jet central par rapport aux autres jets.

D'après cette étude, on a remarqué que la vitesse axiale dans les zones près des injecteurs diminue d'une configuration à une autre elle vaut 11.8 m/s pour la configuration (-30 mm) et elle atteint le 13.20 m/s pour une configuration (+30 mm). Ceux vitesses axiales diminuent dans la direction axiale d'écoulement par exemple pour la configuration (+10 mm) la vitesse axiale moyenne à Z/d= 0.5 égale à 12 m/s et à Z/d= 2.5 elle vaut 11 m/s. Ce dernier est dur aux contraintes d'air. Le profil d'écoulement a été aussi décrit, pour les configurations à l'exception de celle à retrait nul, Dans la zone près de la sortie de buses, le profil de jets est similaire à deux jets et en montant dans la direction axiale vers environ Z/d= 5.0 ce profil devient pareil à celui d'un jet simple. Pour la configuration à retrait nul, trois évolutions sont notées la première est près de la sortie des injecteurs « Z/d= 0.5 » le profil est relatif aux trois jets, la deuxième « Z/d= 1.0 » où le profil devient comme celui de deux jets et finalement une troisième « Z/d= 2.5 » dans laquelle le profil devient similaire à un simple jet. Il était remarqué également que l'effet de la stratification est d'autant plus intense que lorsqu'on augmente le retrait. Les fluctuations des vitesses axiales traduisent les interactions, ces qui favorisent le mélange tandis qu'ils rendent la flamme instable. Ces fluctuations sont localisées dans les zones d'interaction entre les jets. Dans ces zones un gradient de vitesse est engendré par les différentes vitesses de gaz issus de jets. Elles atteignent des valeurs élevées vers environ 2.8 m/s dans la zone de cisaillement entre jets et diminuent à 0.4 m/s au sein du jet central là l'effet des fluctuations n'est pas remarquable. La vitesse radiale moyenne a été exploitée dans la partie expérimentale, deux pics principaux sont notés pour toutes configurations sauf celle à retrait nul. Cette dernière présente quatre pics positifs à droite et négative à gauche en passant par le zéro. Cette vitesse diminue en aval des injecteurs, elle varie entre 0.2 m/s et 0.9 m/s en valeur absolue. Les fluctuations des vitesses radiales sont

aussi accompagnées, elles atteignent au maximum 1.7 m/s. L'existence des vitesses radiales négatives traduisent la présence d'une zone de recirculation proche de la sortie de buse. L'énergie cinétique turbulente, qui traduit le degré de la turbulence de l'écoulement, est déterminée en se basant sur les fluctuations des vitesses axiales et radiales. Toutefois, elle est engendrée par des fluctuations des vitesses axiales. L'énergie cinétique décrit implicitement la qualité du mélange, un mélange parfait est assuré dans le cas où l'énergie cinétique est élevée. Cette énergie atteint des valeurs maximales à l'interface des jets dans la zone les plus proches de la sortie des injecteurs, pour la configuration à retrait nul. Sa valeur vaut environ 3.7 m^2/s^2 à Z/d= 0.5 et diminue à 1 m^2/s^2 pour une hauteur de Z/d= 2.5. Les tenseurs de Reynolds ne sont pas accessibles par la technique PIV. Une installation optique ADL sert à déterminer ces tenseurs. De plus, il était remarqué à partir de résultats obtenus la sensibilité de l'ADL par rapport à la PIV. Ces tenseurs sont les produits des fluctuations définissent les instabilités dans l'écoulement. Ils atteignent des valeurs élevés comme l'énergie cinétique pour la configuration dans laquelle le jet central est situé dans le même plan des autres jets. Ses valeurs sont de l'ordre 4 - 4.5 m^2/s^2 entre les différents jets dans la zone près des injecteurs. Les tenseurs pour les autres configurations valent entre 2.5 – 3 m^2/s^2. Dans la direction axiale de l'écoulement, l'effet du tenseur diminue graduellement par l'effet des contraintes de viscosité de l'air. Les tenseurs de Reynolds pour la configuration « 0 mm » diminuent à 1.5 m^2/s^2. Les résultats expérimentaux sont valorisés et publiés dans le journal **Applied Thermal Energy« Annexe C »** pour être une base d'autres travaux numériques qui servent à les valider par des outils numériques.

Les dimensions relatives à la turbulence sont directement liées à un niveau de pression. Plus la pression est élevée plus les échelles turbulentes sont petites. Une résolution grossière et complète est encore inaccessible, une orientation à des solutions moins couteuses mais en gardant la précision sera alors une solution fiable. La modélisation de la turbulence a été largement appliquée au processus en régime permanent pour des raisons de limitations posées par les ressources informatiques et les difficultés associées aux développements du modèle. Toutefois, la plupart des situations pratiques les processus impliqués sont instables. La simulation de grandes échelles est considérée comme une solution viable dernièrement afin de résoudre les problèmes de la modélisation transitoire. Cette méthode nécessite une utilisation de modèles de sous mailles afin de surmonter la perte des informations provoquée par la résolution partielle de la turbulence.

Une deuxième partie présentée dans ce mémoire est portée sur la modélisation de l'écoulement isotherme turbulent issu de trois injecteurs. L'approche numérique, la simulation

aux grandes échelles est employée dans toute cette partie. Cette approche subdivise les échelles de la turbulence en deux parties : une première partie sert à modéliser les plus petites échelles et une deuxième consacrée à résoudre les plus grosses échelles. Les calculs sont effectués à l'aide du code numérique développé à l'université Technique de Darmstadt. Trois configurations ont été investigués : à retrait nul et deux autres à retraits négatifs (-10 mm, -20 mm). Tous les paramètres ont été par la suite comparés. L'écoulement est défini par les trois zones caractéristiques (la zone de convergence, la zone de fusion et la zone de combinaison). Ces zones sont décrites, pour les trois configurations, par des cartographies de la vitesse axiale moyenne déterminés numériquement et expérimentale. Ils sont en bon accord, une légère différence au niveau de la zone de combinaison a été remarquée.

La vitesse axiale pour des différentes hauteurs Z/d=0.5, 1.5, 2.5, 3.5 et 5.0 est étudiée. Une bonne reproduction de cette caractéristique assurée par le LES dans la zone la plus proche des injecteurs. Elle diminue légèrement par rapport à celle obtenue expérimentalement à partie de Z/d=2.5. Les fluctuations de la vitesse axiale sont aussi simulées afin de prédire les instabilités de la turbulence entre les jets. En comparant les deux investigations, un bon accord de profils est obtenu pour les deux premières hauteurs. En partant de Z/d =2.5 les profils sont différents, dans la simulation numérique il n'y aura plus d'interaction entre les jets. La vitesse radiale moyenne est également calculée. Elle donne une bonne reproduction des résultats expérimentaux. Les énergies cinétiques turbulentes expérimentale et numérique sont comparées. Cette énergie se calcule en se basant sur les fluctuations de la vitesse axiale moyenne et celles de la vitesse radiale moyenne. Vu que les fluctuations de la vitesse axiale moyenne sont majoritaires, les profils de l'énergie cinétique turbulente vont être proportionnels à ceux fluctuations. Dans la région les plus proches des buses, un bon accord est noté entre les résultats expérimentaux et numériques. Toutefois, à partir du Z/d=2.5 ça ne reste pas le cas. Pour améliore les résultats il faut applique un maillage très fin qui nécessite des machines puissantes et un temps de calcul très couteux.

En conclusion, une bonne description de différents paramètres caractéristiques à l'écoulement pour le cas non réactif est effectuée. Une base de données de l'écoulement isotherme turbulent issu d'un bruleur tri-coaxial pour les sept configurations est également prête pour une prochaine étude. Une validation par un code numérique est suivie de cette étude expérimentale. Les autres configurations, non présentées dans ce mémoire, seront alors également simuler et comparer par ce code.

Ce travail exploratoire ouvre de nombreuses perspectives :

- Etudier l'influence de la vitesse de l'oxygène issu du jet central pour les différentes configurations dans le cas non réactif. Décrire les différentes énergies cinétiques turbulentes engendrées par la variation de ce paramètre.
- Passer à l'étude de la combustion turbulente « cas réactif ». Cette étude portera sur un contrôle de flammes turbulentes, produites par la combustion Gaz Naturel-Oxygène pur, issu d'un bruleur tricoaxial. En variant la position du jet central, il sera intéressant de chercher la configuration dans laquelle il y aura une flamme stable et en minimisant les émissions polluantes. Dans cette étude une description est souhaitée de mécanismes de stabilisation régissant l'oxycombustion dans les injecteurs coaxiaux, plus particulièrement dans la zone de recirculation. Elle sera effectuée via un couplage des mesures PIV « Vélocimetrie par Image de Particules » et PLIF « Fluorescence induite par Laser ». Par ces mesures on obtiendra une base de données couplée entre la position de la flamme dans l'écoulement et les différents champs instantanés de vitesses.
- Etudier le mélange des réactifs de la combustion. D'après la bibliographie, il sera intéressant d'injecter l'hydrogène dans le gaz naturel afin d'augmenter l'efficacité de la combustion et la stabilité de la flamme. En injectant l'hydrogène dans le gaz naturel, on pourra travailler dans des systèmes de combustion pauvres c'est qui assure une minimisation des émissions des oxydes d'azote.
- Développer le code numérique pour décrire la combustion turbulente issue de notre bruleur tricoaxial. Ce code se basera sur les modèles numériques tels que FGM (Flamelet Generated Manifolds) et FPI (Flame Prolongation of ILDM). Le FGM est plus conseillé vu qu'il permet de modéliser les schémas réactionnels bien détaillés sous une forme de tables obtenues par des calculs de différentes flammes élémentaires laminaires.

Finalement, comme initiation pour la prochaine étude, un cas test réactif a été effectué avec le bruleur tricoaxial. En brulant le gaz naturel avec l'oxygène pur on obtient des différentes flammes présentées. En variant la position du jet central il y aura un changement dans la zone de prémélange et la longueur de la flamme. Comme première impression, plus le jet central est plus haut, plus la flamme est longue et moins dense est la zone de prémélange. Il faudra après étudier l'accrochage de la flamme et sa détachement afin d'avoir une flamme plus stable, plus énergétique et moins polluantes.

ANNEXE A : Méthode des volumes finis

En analyse numérique plusieurs méthodes sont employées pour résoudre les équations aux dérivées partielles telles que la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis. La méthode des volumes finis au contraire à la méthode des différences finies elle utilise les approximations d'intégrales au lieu des approximations de dérivées. Toutefois, la méthode des éléments finis utilise une formulation variationnelle de l'équation à résoudre (on parle aussi de forme faible), tandis que la méthode de volumes finis est fondée directement sur la forme dite forte de l'équation.

On résout l'équation aux dérivées partielles de manière approchée sur un maillage. Ce maillage est constitué de **volumes finis**. Les volumes finis sont des petits volumes (en 3D, des surfaces en 2D, des segments en 1D) dont la réunion forme le domaine d'étude. Les volumes finis peuvent être construits autour de points d'un maillage initial, mais pas nécessairement.

Dans la figure A. 1, un volume de contrôle cartésien typique 3D est représenté.

Pour le code FASTEST-3D, un volume de contrôle hexagonal est utilisé.

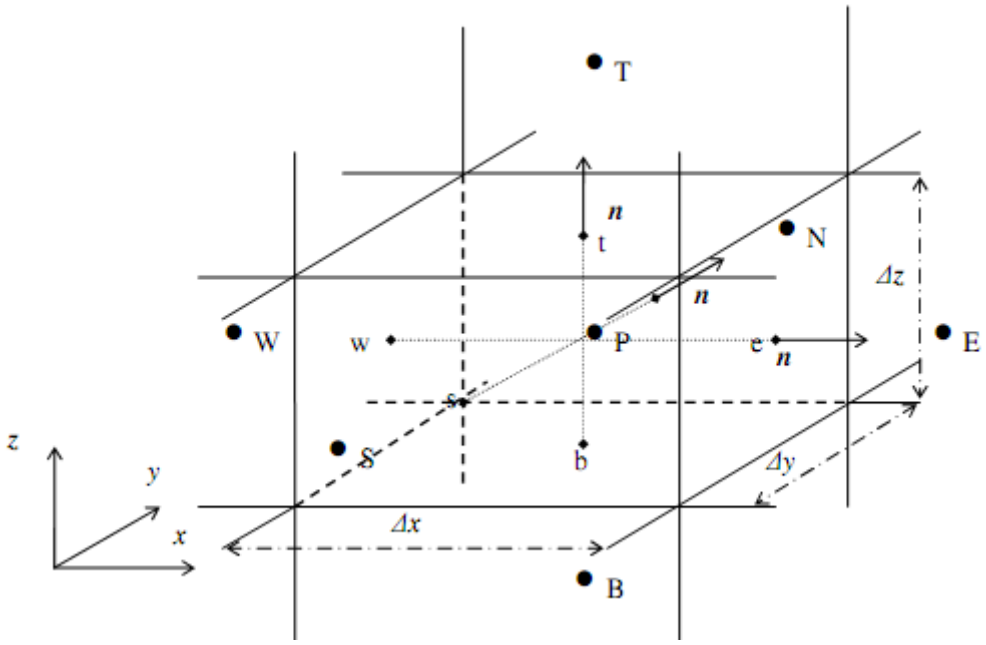


Figure A.1: un volume de contrôle typique

Toutes les équations de conservation peuvent être exprimées dans une équation générale de transport pour une variable Φ et intégrée dans un volume de contrôle, V :

$$\underbrace{\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)dV}_{\text{Terme instationnaire}} + \underbrace{\int_V \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi)dV}_{\text{Terme convectif}} - \underbrace{\int_V \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}\right)dV}_{\text{Terme diffusif}} = \underbrace{\int_V Q_\Phi \, dV}_{\text{Terme source}} \qquad (A.1)$$

Les méthodes de volumes finis ont été mises au point initialement pour des lois de conservation, mais des développements récents permettent à présent de les utiliser pour des équations elliptiques et paraboliques. Ces équations aux dérivées partielles contiennent des termes de divergence. Les intégrales de volume d'un terme de divergence sont transformées en intégrales de surface en utilisant le théorème de flux-divergence. Ces termes de flux sont ensuite évalués aux interfaces entre les volumes finis. On utilise une fonction de flux numérique pour faire une approximation des flux aux interfaces.

L'équation peut être divisée à un terme instationnaire, convectif, diffusif et un terme source. Les termes convectif et le diffusif peuvent être transformés en intégrales de surface, l'équation 3.1 devient :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)dV + \int_S \rho u_i \Phi n_i dS - \int_S \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} n_i dS = \int_V Q_\Phi dV \qquad (A.2)$$

Où S est la surface incluant le volume V et n_i (i=1, 2, 3) représente les composants du vecteur unité $\vec{n}$normal à la surface S et dirigé vers l'extérieur de la surface (voir la Figure précédente).

A.1. Discrétisation dans l'espace

Le domaine de calcul bi ou tridimensionnel est divisé en surfaces ou volumes jointifs (mailles) dans lesquels on écrit les équations de bilan sous la forme de l'équation (A.2).

L'équation différentielle (A.2) devrait être convertie sous la forme algébrique pour chaque volume de contrôle et ensuite résolu. Les sections ci-dessous présenteront la procédure de discrétisation dans l'espace pour chaque terme de l'équation générale de transport.

Discrétisation du terme instationnaire

Dans ce travail, l'intégrale de volume est rapprochée par la valeur auteur du nœud central P Le terme instationnaire est rapproché comme :

$$\int_V \frac{\partial \rho\Phi}{\partial t} dV \approx \left(\frac{\partial}{\partial t}\rho\Phi\Delta V\right)_P \qquad (A.3)$$

Où ΔV est le volume du CV. Pour rapprocher le terme dans le côté droit, on peut utiliser soit le schéma de premier ordre :

$$\left(\frac{\partial \rho\Phi}{\partial t}\Delta V\right)_P^{n+1} \approx \frac{(\rho\Phi)_P^{n+1} - (\rho\Phi)_P^n}{\Delta t}\Delta V \qquad (A.4)$$

Ou de second ordre :

$$\left(\frac{\partial \rho\Phi}{\partial t}\Delta V\right)_P^{n+1} \approx \frac{3(\rho\Phi)_P^{n+1} - 4(\rho\Phi)_P^n - (\rho\Phi)_P^{n-1}}{2\Delta t}\Delta V_P \qquad (A.5)$$

Ici : Δt est le pas de temps.

n, n-1 et n+1 sont les pas de temps actuelle (t), précédente (t-Δt) et suivante (t+Δt).

Pour avoir une variation de Φ dans le temps, on fait une interpolation linéaire dans le temps. Il existe des schémas très connus en fonction la valeur de f.

- Le schéma explicite :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\rho\Phi\Delta V\right)_P^{n+1} = f^n(\Phi, \Gamma_\Phi, \dots) \qquad (A.6)$$

- Le schéma totalement implicite :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\rho\Phi\Delta V\right)_P^{n+1} = f^{n+1}(\Phi, \Gamma_\Phi, \dots) \qquad (A.7)$$

Parmi ces deux schémas, c'est le schéma totalement implicite qui est inconditionnellement stable.

Mais en FASTEST-3D, un autre schéma est adopté c'est le schéma de Cranck Nicholson pour mieux résoudre les deux problèmes d'exactitude et de stabilité :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\rho\Phi\Delta V\right)_P^{n+1} = \frac{f^{n+1}(\Phi,\ \Gamma_\Phi, \dots) + f^n(\Phi, \Gamma_\Phi, \dots)}{2} \qquad (A.8)$$

C'est une méthode semi-implicite avec linéarisation et factorisation des opérateurs. Elle permet d'une part, d'éviter le très sévère critère de stabilité des méthodes complètement explicites qui se traduit par des petits pas de temps. Cette méthode se compose de deux étapes :

- ❖ Une première étape explicite, permet de prédire les dérivées temporelles.

- ❖ Une seconde étape implicite permet de corriger le calcul explicite des dérivées temporelles.

Discrétisation du terme de convection

L'intégrale du terme de convection sur les surfaces autour du volume de contrôle peut être écrite comme suit :

$$\int_S \rho u_i \Phi n_i dS = \sum_d \int_{S_d} \rho u_i \Phi n_i dS_{i,d} \qquad (A.9)$$

Ici d indique les six faces autour le volume de contrôle (e, w, n, s, t et b). Alors un problème 3D devient un problème 2D comme représenté dans la figure suivante :

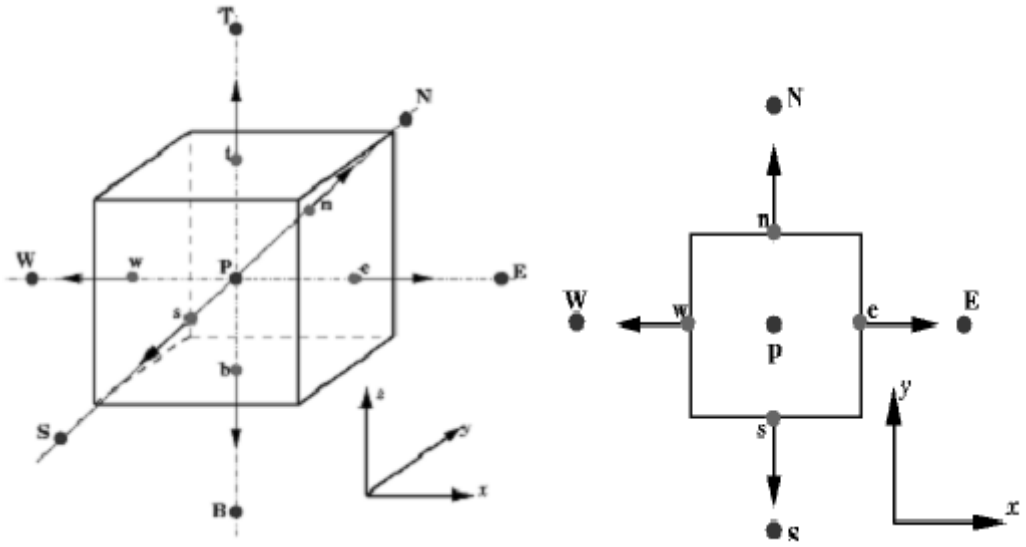


Figure A.2: Représentations 3D et 2D de volume de contrôle

Pour la face "Est" (e), on a :

$$\int_{S_e} \rho u_i \Phi n_i dS_{i,e} = (\rho u_i \Phi n_i \Delta S_i)_e = (\rho u_x \Phi)_e . (\Delta S_x)_e + \underbrace{(\rho u_y \Phi)_e (\rho u_x)_e}_{\mathbb{F}_e^c} \Phi_e \Delta y; \ (III.10)$$

L'étape suivante consiste à interpoler la variable Φ_e.

Pour le flux convectif, deux méthodes d'interpolation sont présentées ici.

- Le schéma de différence upwind :

  $\Phi_e^{UDS} = max(\mathbb{F}_e^c, 0)\Phi_P + max(-\mathbb{F}_e^c, 0)\Phi_E \qquad (A.11)$

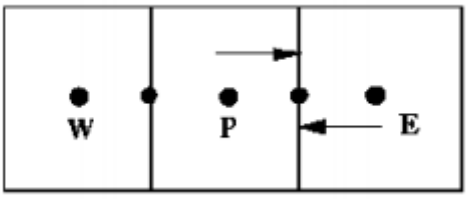


Figure A.3: le schéma de différence upwind

- Le schéma de différence centré :

$$\Phi_e^{CDS} = \Phi_E \lambda_e + \Phi_P(1-\lambda_e),\ \ \lambda_e = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} \qquad (A.12)$$

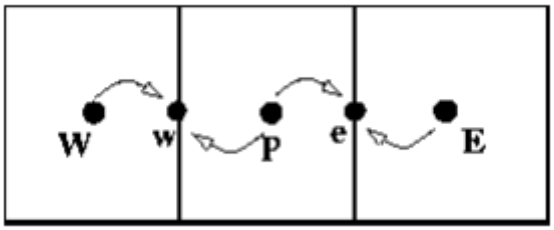


Figure A.4: schéma de différence centré

C'est le deuxième schéma d'ordre le plus simple et largement utilisé.

Discrétisation de terme de diffusion

Comme pour le terme de convection, la discrétisation de la partie de diffusion sur la face "Est" (e) est :

$$\int_S \left(\Gamma_\Phi n_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}\right) dS = \int_{S_i} \left(\Gamma_\Phi n_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}\right) dS_{i,e} \approx \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \Delta S_{i,e} \qquad (A.13)$$

Dans le cadre de méthode CDS, le flux diffusif sera :

$$\left(\Gamma_\Phi \frac{\partial y}{\partial x_1}\right)_e dS_{x,e} = \underbrace{\left(\frac{\Gamma_\Phi}{\Delta x}\right)_e}_{\mathbb{F}_e^d} (\delta\Phi)_e \Delta y = \frac{\Gamma_\Phi}{x_E - x_P}(\Phi_E - \Phi_P)\Delta y \qquad (A.14)$$

Dans l'équation générale de transport, les termes diffusif et convectif sur la surface East peuvent être récapitulés comme :

$$\left(\int_S \rho u_i \Phi n_i \, dS - \int_S \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} n_i dS\right)_e = \mathbb{F}_e^c \Phi_e^{UDS} \Delta y + o\mathbb{F}_e^c \left(\Phi_e^{CDS} - \Phi_e^{UDS}\right) \Delta y + \mathbb{F}_e^d (\Phi_P - \Phi_E) \Delta y$$

$$= \mathbb{F}_e^c \Delta y max(\mathbb{F}_e^c, 0)\Phi_P + \mathbb{F}_e^c \Delta y max(-\mathbb{F}_e^c, 0)\Phi_E + \mathbb{F}_e^d \Delta y \Phi_P - \mathbb{F}_e^d \Delta y \Phi_E + Q_e^{DF}$$

$$= (\mathbb{F}_e^c \Delta y max(\mathbb{F}_e^c, 0) + \mathbb{F}_e^d \Delta y)\Phi_P + (\mathbb{F}_e^c \Delta y max(-\mathbb{F}_e^c, 0) - \mathbb{F}_e^d \Delta y)\Phi_E + Q_e^{DF}$$

$$= A_P^e \Phi_P + A_E \Phi_E + Q_e^{DF} \qquad (A.15)$$

Et pour toutes les surfaces, on a :

$$\sum_d \left(\int_S \rho u_i \Phi . ndS - \int_S \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} . ndS\right) = \underbrace{\left(A_P^e + A_P^w + A_P^n + A_P^s + A_P^t + A_P^b\right)\Phi_P}_{\boldsymbol{A_P}} +$$

$$A_E\Phi_E + A_W\Phi_W + A_N\Phi_N + A_S\Phi_S + A_T\Phi_T + A_B\Phi_B + \underbrace{Q_e^{DF} + Q_w^{DF} + Q_n^{DF} + Q_s^{DF} + Q_t^{DF} + Q_b^{DF}}_{\boldsymbol{Q_P^{DF}}}$$

$$= A_P\Phi_P + \sum_{Nb} A_{Nb}\Phi_{Nb} + Q_P^{DF} \qquad (A.16)$$

Où Nb indique les nœuds voisins du nœud central P.

Discrétisation du terme source

Le terme source peut être simplement écrit comme :

$$\int_V Q_\Phi dV = (Q_\Phi \Delta V)_P = Q_\Phi \qquad (A.17)$$

Additionner toute la procédure de discrétisation mentionnée ci-dessus, dans le cadre de formulation implicite, l'équation générale de transport peut être formulée comme :

$$\left(\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)dV + \int_S \rho u_i \Phi.ndS - \int_S \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}.ndS - \int_V S_\Phi dV\right)^{n+1} =$$

$$\underbrace{\frac{\Delta V}{\Delta t}\Phi_P^{n+1}}_{\boldsymbol{A_P^{temps}}} - \underbrace{\frac{\Delta V}{\Delta t}\Phi_P^{n}}_{\boldsymbol{Q_P^{temps}}} + A_P\Phi_P^{n+1} + \sum_{Nb} A_{Nb}\Phi_{Nb}^{n+1} + (Q_P^{DF})^{n+1} - Q_P^{n+1}\Delta V_P \quad (A.18)$$

Et on a :

$$\underbrace{\left(A_P^{temps} + A_P\right)\Phi_P^{n+1}}_{\boldsymbol{A_P}} \underbrace{+ \sum_{Nb} A_{Nb}\Phi_{Nb}^{n+1} = Q_P^{temps}}_{\boldsymbol{Q_P}} - (Q_P^{DE})^{n+1} + Q_P^{n+1} \quad (A.19)$$

La forme générale de l'équation discrétisée au nœud central P est :

$$A_P\Phi_P + \sum_{Nb} A_{Nb}\Phi_{Nb} = Q_P \quad (A.20)$$

La résolution du système des équations algébriques peut se faire par la méthode directe qui consiste à écrire toutes ces équations sous forme de système matricielle à $\Phi_{i,j}$ inconnu.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} A_E & A_N & A_T \\ \ddots & \ddots & \ddots \\ \ddots & A_P & \ddots \\ \ddots & \ddots & \ddots \\ A_W & A_S & A_B \end{bmatrix}}_{A} \begin{bmatrix} \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q \end{bmatrix}. \quad (A.21)$$

Cette méthode consiste à résoudre ce système matricielle par les techniques comme celle de pivot de Gauss jusqu'au l'obtention de toutes les inconnus$\Phi_{i,j}$.

A.2 La solution

Le système des équations prend la forme suivante :

$$A\Phi = Q \quad (A.22)$$

La méthode directe est précise mais très lourde si le nombre des nœuds est énorme, dans ce cas, on emploie les techniques itératives.

Parmi ces techniques on a : la méthode itérative point par point.

- La méthode itérative point par point :
  - On commence par se donner un champ arbitraire de $\Phi_{i,j}$ pour tous les nœuds du domaine.
  - Plus ce champ est réaliste, plus le calcul est rapide.
  - On le note par$\Phi_{i,j}^{*}$. On injecte ce champ arbitraire dans la première équation algébrique sauf $\Phi_{i,j}^{P}$, on va résoudre cette équation et on détermine $\Phi_{i,j}^{P}$.
  - On fait la même chose pour le nœud suivant, en injectant le champ arbitraire la valeur de $\Phi_{i,j}$ qui vient d'être calculé et ainsi de suite jusqu'au dernier nœud.

⇨ On dit alors qu'on a finis une itération.

  - On recommence une deuxième itération en prenant le nouveau champ arbitraire égale aux valeurs qui viennent d'être calculés à l'itération précédente.
  - Et on refait ce processus plusieurs fois jusqu'à la convergence.
  - La convergence est assurée si un test d'arrêt est vérifié.
  - Si le problème est stationnaire, le calcul est fini.
  - Si non, le champ calculé c'est à l'instant Δt, on refait le même travail jusqu'à la convergence : on obtient alors $\Phi_{i,j}$ à l'instant 2Δt ; ainsi de suite jusqu'à $\Phi_{i,j}$ à l'instant T.

A.3 Traitement des conditions aux limites

Pour résoudre les équations régissant l'écoulement et avoir un problème complètement déterminé, des informations additionnelles sont nécessaire sur tous les points de frontière du domaine étudié. C'est le rôle des conditions aux limites. Deux types des conditions aux limites sont reconnus. La première est nommée par la condition de Dirichlet, où une valeur de la variable physique est directement imposée (par exemple admission, mur).

Elle est traitée comme suit:

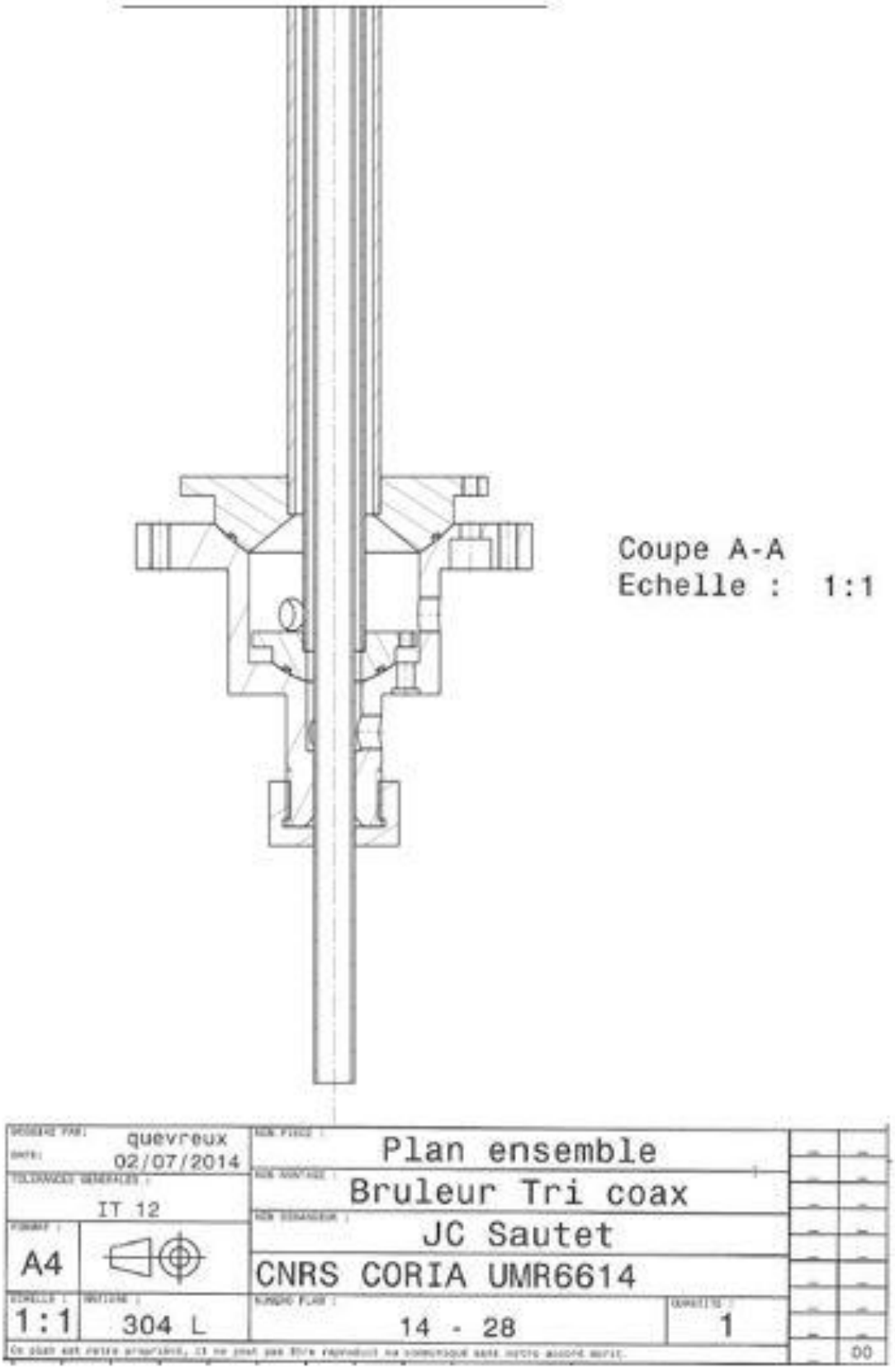
$$A_P\Phi_P + A_E\Phi_E + A_W\Phi_W + A_N\Phi_P + A_B\Phi_B = Q_P$$

Quand les valeurs sont présentées sous forme d'un gradient, elles sont considérés comme condition de type Neumann (par exemple plan de symétrie ou flux imposé sur la frontière). Elle est traitée comme

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \,, \rightarrow \frac{\Phi_P - \Phi_B}{y_P - y_B} = 0 \,, \rightarrow \Phi_P = \Phi_B$$

$$(A_P + A_B)\Phi_P + A_E\Phi_E + A_W\Phi_W + A_N\Phi_P = Q_P$$

Annexe B : Plan de l'injecteur tricoaxial



Annexe C : Papier publié dans "*Applied Thermal Engineering*"

Applied Thermal Engineering 116 (2017) 303–315

Contents lists available at ScienceDirect

Applied Thermal Engineering

journal homepage: www.elsevier.com/locate/apthermeng

Research Paper

Experimental investigation of central jet displacements on the turbulence and gas dynamics of a coaxial burner

Hassan Boualia [a,b,c,⇑], Ammar Hidouri [a], Mouldi Chrigui [a,c,d], Jean-Charles Sautet [b]

[a] Research Unit "Materials, Energy and Renewable Energies", University of Gafsa, Tunisia
[b] Interprofessionnel Research Complex in Aerothermochemistry, Saint Etienne du Rouvray Rouen, France
[c] National Engineering School of Gabes, Gabes, Tunisia
[d] Institute for Energy and Power Plant Technology, Technische Universiteat Darmstadt, Germany

Impact Factor Thomson Reuters (JCR) :

3.043

highlights

- Tricoaxial jets burner consists of assuring a better mixing.
- Isothermal turbulent flow provided by three coaxial jets is experimentally analyzed.
- Vertical displacement of central jet allows for the study of stratification effects.
- Axial fluctuations are higher in the first region for the negative displacements.

article info

Article history:
Received 17 September 2016
Accepted 24 January 2017
Available online 27 January 2017

Keywords:
Isothermal turbulent flow
Coaxial burner
Central jet displacement
Particle Image Velocimetry
Stratified flows

abstract

Isothermal turbulent flow issued by a coaxial burner that consists of three jets is experimentally studied. In this investigation different configurations that depend on the central jet displacement are examined. The offset varies between —30 mm and +30 mm using a step of 10 mm. The central and the outer jets provide pure oxygen whereas the in-between jet bears fuel. Various profiles of mean axial and radial velocity, fluctuations, intensity of turbulence and turbulent kinetic energy are carried out using the Particle Image Velocimetry (PIV) technique. The obtained results describe the behavior of the isothermal turbulent flow for each test case. These results show that the inner core depends on the central jet displacement. The main objective of this investigation is to better understand the dynamics of coaxial burner and provide a reliable data for the numerical validation of stratified combustions.

© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Coaxial turbulent jets released from two or three nozzles are encountered in wide industrial applications, such as combustion chambers or premixed burners. They show important physical phenomena during the interaction and mixing between turbulent shear flows i.e. stratification. Forstall and Shapiro [1] studied, for conditions of nearly identical densities and inlet temperatures and using different initial velocities, fuel and oxidizer mixing at constant pressure for circular coaxial stream jets. They showed that the velocity ratio (U_i/U_0, where U_i is the axial mean velocity issuing from the inner nozzle and U_0 is the axial mean velocity provided by the annular jet) is the most influential independent variable for the determination of the velocity profiles and flow characteristics.

Warda [2] investigated experimentally the effect of the two initial axial mean velocities while keeping their ratio constant. In his research, it's shown that the coaxial jet decay faster along the centerline and similarity of the radial profiles of the axial mean velocity, $k = U_i/U_0 = 2$, 3.3 and 4.5, was obtained in the fully merged region.

The research by Warda [2,3] shown that the inner potential core length of the coaxial jet strongly depends on the velocity ratio, k, between the inner and the outer streams of the jet. Moreover the outer potential core seems to be insensitive to the velocity ratio in case of jets having ratio greater than unity.

Ko and Kwan [4,5] and Ko and Au [6] investigated the evolution and combining zone of the coaxial jet into three zones. The zone, which is close to the nozzle exit and ends rightly at the place where the outer potential core disappears, demonstrated the initial merg-

⇑ Corresponding author at: National Engineering School of Gabes, Gabes, Tunisia.
E-mail address: hassan.boualia@hotmail.fr (H. Boualia).

http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.01.085 1359-4311/© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.