



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut National Polytechnique de Toulouse

Spécialité : Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par

Nicolas Guézennec

le 09 Mars 2010

Contrôle actif de la combustion diphasique

JURY

Jean Paul Bonnet	Directeur de Recherche (CNRS)	Rapporteur
Julien Réveillon	Professeur (Université de Rouen)	Rapporteur
Olivier Colin	Docteur (IFP)	Examineur
Thomas Lederlin	Docteur (Turbomeca)	Examineur
Bernard Labegorre	Docteur (Air Liquide)	Examineur
Thierry Poinot	Directeur de Recherche (CNRS)	Directeur de thèse

École doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civil, Procédés (MEGeP)
Unité de recherche : Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)
Directeurs de thèse : T. Poinot, L. Selle

Résumé

L'application de cette thèse est le contrôle actif de la combustion dans les brûleurs industriels à combustible liquide. Il s'agit d'explorer les possibilités de contrôle d'un spray par des jets gazeux auxiliaires.

Deux familles d'actionneurs utilisant ce procédé ont été testées sur un atomiseur coaxial assisté par air. Le premier dispositif est appelé (Dev). Composé d'un unique jet actionneur, il vise à dévier le spray. La seconde configuration, appelée (Sw), est équipée de 4 jets auxiliaires tangents au spray afin de lui conférer un effet de swirl et d'en augmenter le taux d'expansion. Les mesures de granulométrie par PDA et les visualisations du spray par striescopic démontrent un effet important du contrôle sur l'atomisation et la forme du spray. On observe en outre une déviation pouvant atteindre 30° avec l'actionneur (Dev) et une augmentation du taux d'expansion de 80% dans le cas (Sw).

Des simulations du banc expérimental ont de plus été menées avec le code AVBP. L'écoulement de gaz est calculé par simulation aux grandes échelles (SGE ou LES en Anglais). L'approche lagrangienne est utilisée pour simuler la phase dispersée. Une attention particulière a été portée aux conditions d'injection du gaz et des gouttes dans le calcul. Ceci a abouti au développement d'une nouvelle condition limite caractéristique non réfléchissante (VFCBC) destinée à l'injection d'écoulements turbulents en LES compressible. Les résultats de LES présentent un bon accord avec les mesures expérimentales. Les effets du contrôle sur la dynamique des gouttes et sur la topologie du spray (forme, déviation, expansion) sont correctement décrits.

Mots-clefs : Contrôle actif, Spray, Atomisation, Jet, Actionneur, Simulation aux Grandes Echelles (SGE), Conditions limites caractéristiques, Combustion

Abstract

The present work focuses on active control of two-phase combustion in industrial burners. The generic method explored in this thesis consists in controlling the injected fuel spray with transverse air jets.

Two families of these jet actuators are tested on a coaxial airblast atomizer. The first system (Dev) is used to modify the trajectory of the spray, while the second one (Sw) introduces swirl into the spray to modify its spreading rate and mixing with the surrounding air. Experimental characterisations of the controlled flow with Schlieren visualisations and Phase Doppler Anemometry (PDA) show that actuators induce important effect on the spray. The deviation angle reaches 30° for the actuator (Dev) and the expansion rate increases of 80 % in the swirl case (Sw).

Simulations of the experiment are then performed with the CFD code AVBP. The gas flow is computed with Large Eddy Simulation (LES). A Lagrangian formulation is used to simulate droplets trajectories. A particular attention is given to the injection of the gas flow and the droplets in the calculations. Therefore, a new non-reflecting characteristic boundary condition (VFCBC) has been derived to inject turbulent flows in compressible LES. A good agreement is observed between simulation and experiment. Control effects on the spray topology (features, deviation, spread rate) and on the droplets velocities and diameters are correctly described by the Lagrangian LES.

Key-words : Active control, Spray, Atomization, Jet, Actuators, Large Eddy Simulation (LES), Characteristic boundary condition, Combustion

Remerciements

Ce travail s'est déroulé au sein de l'équipe Ecoulement et Combustion (EEC) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), unité mixte de recherche CNRS - INP/ENSEEIH - UPS.

J'exprime tout d'abord ma très sincère reconnaissance à mes directeurs de thèse Messieurs Thierry Poinot, directeur de recherche au CNRS et Laurent Selle, chargé de recherche au CNRS pour m'avoir encadré, soutenu et encouragé tout au long de cette thèse. Je les remercie de plus pour toutes les connaissances et les méthodes de travail qu'ils m'ont transmises. Ils ont su rendre passionnantes ces trois années de thèse.

Je remercie Bernard Labégorre, ingénieur de recherche Air Liquide, pour son investissement dans ce travail. J'ai tout particulièrement apprécié son encadrement lors de mes séjours au Centre de Recherche Claude Delorme d'Air Liquide.

Je souligne également l'accueil chaleureux que j'ai reçu de la part de l'équipe combustion du CRCD et leur adresse à tous mes sincères remerciements.

Je remercie tous les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de recherche. Je suis en particulier reconnaissant aux rapporteurs de ma thèse Julien Réveillon, professeur au CORIA à Rouen et Jean Paul Bonnet, directeur de recherche au CNRS à l'institut PPRIME à Poitiers, pour leur lecture attentive de mon manuscrit et leurs rapports qui m'ont permis de prendre un meilleur recul sur ma thèse. Je remercie de plus Olivier Colin ingénieur de recherche à l'IFP, Thomas Léderlin, ingénieur de recherche chez Turbomeca et Bernard Labégorre pour avoir accepté d'être examinateurs.

Je tiens aussi à remercier tous les membres de l'équipe CFD du CERFACS avec qui j'ai eu le plaisir d'interagir fréquemment. Je remercie tout particulièrement Gabriel Staffelbach pour son aide et ses conseils avisés sur le code AVBP, Marta Garcia pour le partage de son savoir-faire sur les méthodes Lagrangiennes et Laurent Gicquel pour nos échanges sur l'injection de turbulence.

Je remercie vivement l'Atelier de Conception Mécanique et Gérard Couteau pour la conception et la fabrication des pièces mécaniques du banc expérimental. Merci à Emmanuel Cid du service Signaux et Image pour son aide à l'installation des systèmes de métrologie laser. Je remercie aussi Florence Colombies pour sa gestion des questions administratives au cours de ma thèse.

Un autre grand merci à Moïse Marchal, toujours disponible et infailible sur les techniques de mesure.

Je garderai d'excellents souvenirs de la bonne ambiance qui régnait dans l'équipe EEC durant ces trois années. Un grand merci aux doctorants : Florian, Dirk, Enrika, Jean François, Jérôme, Yannick, Zafer et tous les autres. Merci aussi à Christophe, Théodore et Raphaël, mes trois stagiaires, à qui ce travail doit énormément.

Enfin, mes remerciements les plus chers s'adressent à ma famille : mes parents, mon frère et ma soeur, ainsi qu' à Fanny qui m'a quotidiennement soutenu durant cette dernière année de thèse. Je leur dédie tout particulièrement ce travail.

Table des matières

1	Introduction	19
1.1	Contexte général : le contrôle de la combustion	19
1.2	Contexte industriel	20
1.3	La combustion diphasique et son contrôle	22
1.3.1	Phénoménologie	22
1.3.2	Contrôle en combustion diphasique	23
1.4	Organisation de l'étude	23
2	Contrôle et structure de l'atomisation	27
2.1	Données de base sur l'atomisation	27
2.1.1	Définitions et description du processus d'atomisation	27
2.1.2	Les différents types d'injecteurs	29
2.2	Atomisation dans les injecteurs coaxiaux	30
2.2.1	Paramètres et nombres sans dimension	30
2.2.2	Régimes d'atomisation pour un injecteur coaxial	32
2.3	Le contrôle de l'écoulement en combustion	34
2.3.1	Stratégies de contrôle : Contrôle passif et contrôle actif	34
2.3.2	Quelques actionneurs	36
3	Méthodologie expérimentale	39
3.1	Système d'injection et actionneurs	39
3.1.1	L'atomiseur coaxial	39
3.1.2	Principe des actionneurs jet	40
3.2	Alimentation et débitmétrie	42
3.3	Configurations du banc expérimental	42
3.3.1	Caractérisation et visualisation du spray	42
3.3.2	Etude du jet coaxial monophasique	43
3.4	Strioscopie	43
3.4.1	Banc de strioscopie	43
3.4.2	Fonctionnement du banc pour la visualisation du gaz	46
3.4.3	Strioscopie du spray	47
3.4.4	Ombroscopie du spray	48
3.5	Anémométrie Fil Chaud	50
3.5.1	Principe de fonctionnement	50
3.5.2	Etalonnage	50
3.5.3	Mesure de vitesse	51
3.6	Phase Doppler Anemometry (PDA)	53
3.6.1	Principe de fonctionnement	53

3.6.2	Chaîne de mesure	55
3.6.3	Calcul des grandeurs statistiques	57
4	Méthodes Numériques	59
4.1	La simulation aux grandes échelles dans AVBP	60
4.1.1	Equations de la LES	60
4.1.2	Modèles de sous-maille	61
4.1.3	Résolution numérique des équations	62
4.1.4	Le module de simulation lagrangienne dans AVBP	65
4.2	Génération et injection de turbulence	66
4.2.1	Introduction	66
4.2.2	The method of Kraichnan/Celik	68
4.2.3	Generation of turbulence with the Multi-Vortex turbulence method (MVT)	77
4.2.4	Non-reflecting inlet boundary condition for subsonic vortical flows (VFCBC)	80
4.2.5	A simple test case : injection of a 2D inviscid vortex	83
4.2.6	Spatially decaying turbulence in a 2D-periodic box	84
4.2.7	Acoustic properties of inlet boundary conditions	89
4.2.8	Conclusion for the vortex and the 2D turbulence test cases	94
4.2.9	The Kraichnan method for tubes	98
5	Etude expérimentale des actionneurs	105
5.1	Concepts	105
5.1.1	Dimensionnement des actionneurs	105
5.1.2	Conditions d'écoulement	107
5.1.3	Critères d'efficacité	108
5.2	Déviation du spray (Dev)	111
5.2.1	Effet du diamètre de sortie sur la déviation	111
5.2.2	Granulométrie du spray dévié	112
5.3	Contrôle du spray par effet swirl (Sw)	118
5.3.1	Effet des pastilles	118
5.3.2	Granulométrie du spray	118
5.3.3	Vitesse axiale des gouttes	118
5.3.4	Distribution de tailles	118
5.4	Bilan de l'étude paramétrique des actionneurs	124
6	Comparison of LES and experimental data	127
6.1	Simulation and experimental approach	128
6.1.1	Flow configuration and experimental methods	128
6.1.2	Numerical setup	129
6.2	Characterisation of control on the air flow	135
6.2.1	Influence of the turbulence injection on the LES of the annular jet (Coax)	135
6.2.2	Effects of actuators on the carrier phase	143
6.2.3	Flow structures induced by control	151
6.3	Characterisation of control on the spray	152
6.3.1	Euler-Lagrange LES of the controlled spray	152
6.3.2	Effect of control on the droplet velocity	158
6.3.3	Effect of control on the diameter distribution	158
6.4	Conclusion	174

7	Application industrielle et valorisation	175
7.1	Le brûleur ALbatch Dynamical FL	175
7.2	Performances du brûleur Dynamical	176
8	Conclusion	179
A	Méthodologie expérimentale	191
A.1	Algorithme de maximisation de la variance interclasse	191
A.1.1	Formulation	191
A.1.2	Résumé de l'algorithme	192
A.1.3	Application	192
B	The basics of isotropic homogeneous turbulence	195
B.1	Definition of isotropic homogeneous turbulence	195
B.2	Velocity correlations and associated length scales	195
B.3	Characteristic quantities in turbulence	197
B.4	Spectral analysis of turbulence	198
B.4.1	Fourier Transform	198
B.4.2	Spectral Tensor	198
B.4.3	One-dimensional spectrum	199
B.4.4	Grid turbulence and Taylor hypothesis	200
B.4.5	The Passot Pouquet Spectrum	201
C	Brevet Air Liquide/CNRS-INPT	205

Nomenclature

LETTRES ROMAINES

Symbole	Définition
\dot{m}_g	Débit massique total de gaz
\dot{m}_l	Débit massique liquide
\dot{m}_{ac}	Débit massique de gaz dans les actionneurs
\dot{m}_{ing}	Débit massique de gaz dans l'injecteur
h_{hw}	Coefficient de réponse tangentiel du fil chaud
Δt	Pas de temps du calcul
Δx	Dimension caractéristique du maillage
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
\hat{u}^n	Coefficient complexe de la série de fourier
\hat{v}^n	Coefficient pair de la série de fourier
\hat{w}^n	Coefficient impair de la série de fourier
\bar{U}_1	Vitesse moyenne axiale
v_r	Vitesse relative entre la particule et le fluide
\underline{k}	Vecteur d'onde
C	Intensité du tourbillon gaussien
c	Vitesse du son
C_D	Coefficient de traînée
c_f	Coefficient de frottement à la paroi
c_l	Vitesse de la lumière
C_s	Constante du modèle de Smagorinsky
D	Diamètre de sortie des pastilles d'actionneurs
d_1, d_2	Dimensions des actionneurs (Dev)
d_3, d_4	Dimensions des actionneurs (Sw)
D_k	Diffusivité massique de l'espèce k

d_p	Diamètre de goutte
D_{10}	Diamètre moyen de la distribution numérique de goutte
D_{10}^{inj}	Diamètre moyen de la distribution de goutte injectée dans le calcul LES
D_{32}	Diamètre de Sauter
D_{ab}	Série des diamètres moyens de la distribution de gouttes
D_{ge}	Diamètre gazeux externe (Injecteur coaxial)
D_{gi}	Diamètre gazeux interne (Injecteur coaxial)
D_{inj}	Rayon du cylindre d'injection de particules
D_{rms}	Diamètre RMS
D_{RMS}^{inj}	Diamètre RMS de la distribution de goutte injectée dans le calcul LES
E	Energie totale non chimique
e	Epaisseur du jet annulaire (Injecteur coaxial)
E_f	Tension au sommet du pont de Wheastone
$E_i(k_1)$	Spectre turbulent mono-dimensionnel dans la direction i
f_{hw}^{opt}	Fréquence optimale d'échantillonnage du fil chaud
f_D	Fréquence Doppler
f_n	Distribution numérique de taille de goutte
f_{hw}	Fréquence d'échantillonnage du fil chaud
h_k	Enthalpie de l'espèce k
J	Rapport des flux de quantité de mouvement gaz/liquide
j	Racine carrée de -1
J_{ik}	Flux de l'espèce k dans la direction i
K	Coefficient de relaxation
k_p	Nombre de classes de gouttes
k_{hw}	Coefficient de réponse binormal du fil chaud
L	Dimension caractéristique d'un domaine de calcul simple
L_i	Amplitude de l'onde caractéristiques i
L_{box}	Longueur du domaine de calcul de l'expérience IMFT
L_{inj}	Longueur du cylindre d'injection de particules
N	Nombre de modes de Fourier pour la méthode de Kraichnan
N_p	Nombre de gouttes mesurées
N_{pi}	Nombre de gouttes dans la classe i
NX	Nombre de cellule dans une direction du maillage

Oh	Nombre d'Ohnesorge
p	Pression
p_ω	Variation spatiale de la pression acoustique complexe
p_i	Probabilité pour une goutte d'appartenir à la classe i
p_{ac}	Pression acoustique
q_i	Flux d'énergie dans la direction i
R_0	Résistance du fil chaud à la température de référence
R_f	Résistance du Fil Chaud
r_v	Rayon du tourbillon gaussien
R_{ac}	Rapport de contrôle
R_{box}	Rayon du domaine de calcul de l'expérience IMFT
RB	Coefficient de blockage
Re_l	Nombre de Reynolds liquide
Re_p	Reynolds particulaire
S	Nombre de swirl
S_{ij}	Tenseur des déformations
T_a	Température de l'écoulement de gaz autour du fil chaud
T_f	Température du fil chaud
T_p	Echelle de temps intégrale de l'écoulement
u'_i	Vitesse fluctuante du gaz
U^*	Vitesse de friction à la paroi
U_{hw}^{RMS}	Vitesse RMS fil chaud
u_θ	Vitesse azimuthale
U_b	Vitesse débitante
U_g	Vitesse débitante de gaz
u_i	Composante de vitesse du gaz
U_l	Vitesse débitante de liquide
U_p	Turbulent velocity
$u_p'^{inj}$	Bruit rajouté à la vitesse d'injection de la goutte
U_p^{inj}	Vitesse moyenne de la goutte injectée dans le calcul LES
u_r	Vitesse radiale
U_{gac}	Vitesse du gaz dans les actionneurs
U_{ginj}	Vitesse du gaz dans l'injecteur

U_{hw}	Vitesse moyenne fil chaud
u_{hw}	Vitesse instantanée mesurée par le fil chaud
u_{pi}	Composante de vitesse d'une goutte
V_i^c	Vitesse de correction suivant i
$V_{k,i}$	Vitesse de diffusion suivant i de l'espèce k
W_p	Vitesse axiale moyenne d'un échantillon de gouttes
w_p	Vitesse axiale instantanée d'une goutte
W_p^{RMS}	Vitesse axiale RMS d'un échantillon de gouttes
We	Nombre de Weber basé sur le diamètre liquide D_l
We_s	Nombre de Weber basé sur le diamètre de goutte d_p
We_{sc}	Nombre de Weber critique
We_{sp}	Weber superpulsant
$x_{p,i}$	Vecteur position d'un particule
y^+	Distance à la paroi adimensionnée
y_p^{max}	Position du maximum de vitesse
Y	Espèce Chimique

SYMBOLES GRECQUES

Symbole	Définition
(σ, μ)	Paramètre de la loi Log-normale
(φ, ψ_i)	Position angulaire du récepteur PDA i
α_f	Résistivité du matériau du fil chaud
α_g^{Dev}	Angle de déviation du jet d'air
α_p	Fraction volumique de liquide
α_p^{Dev}	Angle de déviation du spray
β_i	Facteur géométrique du récepteur PDA i
Δd_{pi}	Largeur de la classe de goutte i
δf_i	Décalage en fréquence du laser
δU_{hw}^{RMS}	Erreur sur la vitesse RMS
δU_{hw}	Erreur sur la vitesse moyenne
δW_p	Erreur sur la vitesse moyenne des gouttes
δW_p^{RMS}	Erreur sur la vitesse RMS des gouttes

Δ	Taille du filtre LES
γ	Coefficient adiabatique des gaz parfaits
Λ_p^{Sw}	Elargissement du spray avec swirl
λ_e	Longueur d'onde la plus énergétique du spectre turbulent
λ_f	Micro-échelle de Taylor
Λ_g^{Dev}	Elargissement du jet d'air dans le cas avec déviation
Λ_g^{Sw}	Elargissement du jet d'air dans le cas avec swirl
λ_l	Longueur d'onde du laser
Λ_p^{Dev}	Elargissement du spray dans le cas avec déviation
μ_g	Viscosité dynamique du gaz
μ_l	Viscosité dynamique du liquide
ν_T	Viscosité turbulente
ω	Pulsation
Φ_{ij}	Déphasage entre les signaux captés par deux photorécepteurs PDA i et j
ψ	Fonction courant
ρ_g	Masse volumique du gaz
ρ_l	Masse volumique du liquide
σ	Tension de surface
τ_e	Echelle de temps des structures turbulente les plus énergétiques
τ_p	Temps caractéristique de Stokes
τ_w	Taux de friction à la paroi
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses
θ	Angle entre les deux faisceaux laser du PDA
$\underline{\xi}^n$	Vecteur aléatoire de la méthode de Kraichnan
$\underline{\zeta}^n$	Vecteur aléatoire de la méthode de Kraichnan

OPÉRATEURS MATHÉMATIQUES

Symbole	Définition
$\langle f \rangle$	Filtrage LES
\hat{f}	Transformée de fourier
\bar{f}	Opérateur de moyenne
\underline{f}	Vecteur

\tilde{f}	Filtrage de Favre pour la LES
f^*	Conjugué d'une variable complexe

INDICES ET EXPOSANTS

Symbole	Définition
r	Exposant pour les grandeurs de sous maille
t	Indice pour les grandeurs cibles dans NSCBC et VFCBC
RMS	Exposant pour les grandeurs RMS
0	Valeur de référence d'une grandeur
g	Indice pour les grandeurs liées au gaz
l	Indice pour le laser PDA
p	Indice pour les grandeurs liées aux gouttes
hw	Indice pour les grandeurs mesurées par fil chaud
max	Maximum d'une grandeur

ACRONYMES

Symbole	Définition
$(Coax^T)$	Calcul LES de (Coax) avec injection de turbulence
$(Coax^{NT})$	Calcul LES de (Coax) sans injection de turbulence
(Coax)	Configuration sans contrôle
(Dev)	Actionneur de déviation
(Sw)	Actionneur swirl
CFL	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
LODI	Local One Dimensional Inviscid
LRM	Linear Relaxation Method
MVT	Multi-Vortex Turbulence
NSCBC	Navier Stokes Characteristic Boundary Condition
VFCBC	Vortical Flow Boundary Condition

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte général : le contrôle de la combustion

Aujourd'hui, 85% de l'énergie produite dans le monde provient d'une réaction de combustion. Dans le contexte environnemental actuel, il est ainsi devenu primordial d'optimiser les performances des installations de combustion et de limiter les émissions polluantes (NO_x , CO ...). Parallèlement aux exigences environnementales, le contexte d'utilisation des technologies de combustion (brûleurs, chaudières à gaz industrielles, turbines à gaz...) poussent chercheurs et industriels à trouver de nouvelles solutions pour faire face à plusieurs contraintes techniques liées à la complexité physique des phénomènes mis en jeu (Kuo 2005 [1], Poinso 2005 [2]) :

- Les domaines de fonctionnement des installations doivent être le plus étendus possible et ce malgré les non linéarités inhérentes à de tels systèmes.
- L'utilisation doit être optimisée sur l'ensemble de la plage de fonctionnement et pour différents paramètres (pollution, rendement, bruit).
- Les instabilités de combustion doivent être maîtrisées. Ces instabilités qui se manifestent par des oscillations couplées à de large amplitude de fluctuations de pression et de dégagement de chaleur provoquent une sérieuse dégradation des performances des systèmes de combustion (bruit, fragilisation des structures) (Lieuwen 2005 [3], McManus 1990 [4]).
- Le système doit avoir une longue durée de vie et son fonctionnement ne doit pas être altéré par le vieillissement des composants.

Dans ce contexte, on a constaté à partir des années 80 un intérêt grandissant pour le contrôle de la combustion [5, 6, 7, 8, 9]. Bien que les méthodes et stratégies de contrôle méthodes soient nombreuses, elles peuvent être classées en deux catégories :

- Contrôle "passif" : ce type de contrôle ne nécessite pas d'apport d'énergie et correspond en général à une modification permanente du système (changement de géométrie par exemple) pour éliminer certains problèmes de fonctionnement.
- Contrôle "actif" : ce type de contrôle nécessite un apport extérieur d'énergie. Il s'agit de greffer sur un système déjà existant des actionneurs qui vont venir modifier les caractéristiques de fonctionnement de l'installation complète. L'effet des actionneurs peut être modélisé à l'aide d'une fonction de transfert et leur comportement peut être régulé via un algorithme de contrôle (Contrôle en "boucle fermée") (Lang 1987 [7], Poinso 1989 [10], McManus 1993 [11]).

Depuis 1995, l'IMFT s'est fortement impliqué dans la recherche sur le contrôle actif et a développé une large gamme d'actionneurs dans plusieurs configurations : Injecteurs LPP (Lean premixed prevaporized) dans les moteurs d'avion SNECMA (Robart 2000 [12]), Brûleurs sidérurgiques Air Liquide (Faivre 2003 et 2004 [13, 14] et Lederlin 2007 [15]). Le travail effectué au cours de cette thèse s'inscrit dans la suite ces études. Menée en partenariat avec Air Liquide, elle vise à étendre l'utilisation des actionneurs développés par V. Faivre et T. Lederlin à la combustion oxygène/carburant Liquide pour les fours industriels. Le contrôle étudié à l'IMFT correspond à un contrôle en boucle ouverte où il n'y a pas d'utilisation d'un signal mesuré sur le brûleur pour contrôler les actionneurs. En particulier, aucune excitation haute fréquence n'est utilisée ici. On se limite à modifier l'écoulement en utilisant des petites jets stationnaires. Ce choix correspond aussi à une observation pratique récente : seuls des systèmes de contrôle simples faciles à certifier et à installer ont des chances de déboucher sur des applications industrielles réelles.

1.2 Contexte industriel : optimisation de brûleurs industriels Air Liquide

Leader mondial de la fourniture de gaz industriels, le groupe Air Liquide est un acteur important dans le développement de solutions pour la combustion à l'oxygène. La société a notamment mis au point des brûleurs d'oxy-combustion destinés à la cogénération, à la fabrication du verre ou à de nombreuses applications en sidérurgie. Dans ce type de brûleur, le comburant est constitué exclusivement d'oxygène. Ce procédé permet d'améliorer les transferts radiatifs de chaleur à la charge mais aussi de diminuer drastiquement les émissions polluantes en composés azotés (NOx). Pour des raisons de sécurité, les brûleurs industriels sont conçus pour ne générer que des flammes de diffusion. Les réactifs ne sont pas prémélangés mais injectés séparément. Air Liquide propose en particulier des oxy-brûleurs co-axiaux où le jet de carburant est entouré d'un écoulement coaxial d'oxygène et des oxy-brûleurs à jets séparés pour lesquelles le carburant et l'oxygène sont injectés à travers plusieurs orifices distincts. Par exemple, le brûleur ALGLASS FCTM présenté sur la Figure 1.1 est équipé de trois injecteurs de gaz naturel et de deux injecteurs d'oxygène.

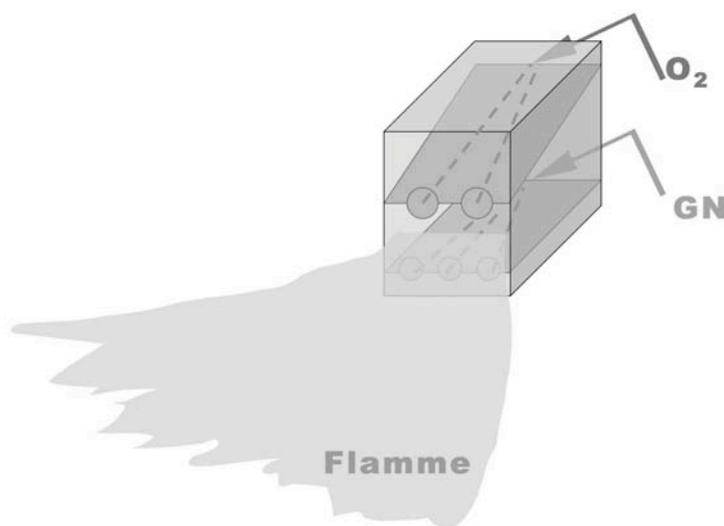


FIGURE 1.1 – Schéma du brûleur industriel à jets séparés ALGLASS FCTM.

Dans le cas d'une combustion diphasique, un spray de carburant liquide (fioul lourd par exemple) interagit avec les jets d'oxygène pur. Pour la plupart des applications industrielles, le carburant est atomisé au moyen d'un pulvérisateur coaxial de type assisté. Le jet liquide de fioul au centre est entouré d'un jet annulaire de gaz à grande vitesse qui cisaille le jet liquide et conduit à son atomisation. Typiquement le gaz d'atomisation est de l'air, de l'oxygène ou de la vapeur. L'injection de ce gaz se fait à haute vitesse (de l'ordre de 100 à 200 m/s) tandis que l'injection du fioul liquide se fait à faible vitesse (de l'ordre de 1 à 10m/s).

Le contrôle actif de la combustion est devenu un axe de développement important au sein du groupe combustion du Centre de Recherche Claude Delorme (CRCDD) d'Air Liquide. L'objectif de ce projet est de concevoir de nouvelles générations d'oxybrûleurs dont le fonctionnement peut être contrôlé à volonté de façon simple. Les thèses de T. Léderlin et V. Faivre à l'IMFT ont mené au dépôt de deux brevets conjoints Air Liquide/CNRS-INPT en 2006. Ces travaux ont de plus servi de base à la conception au CRCDD du brûleur DYNAMICALTM. Il s'agit d'un brûleur à jet séparé gaz naturel / oxygène de puissance nominale 1MW et destiné au procédé de deuxième fusion de l'aluminium. Le brûleur DYNAMICALTM est présenté sur la Figure 1.2 .

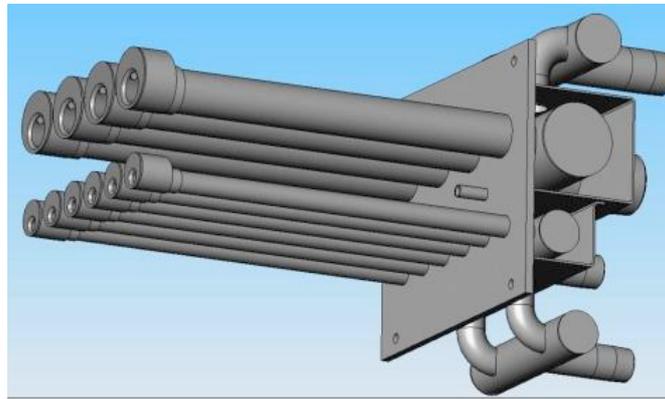


FIGURE 1.2 – Brûleur DYNAMICALTM équipé d'actionneurs IMFT.

Chaque injecteur de ce système est équipé d'actionneurs conçus à l'IMFT. Ces actionneurs sont des fentes qui, lorsqu'elles sont alimentées en gaz, génèrent un jet latéral impactant le jet principal de réactif. On peut ainsi dévier la direction des jets de réactifs et donc dévier la flamme. Des tests dans le four pilote "ALICE" du CRCDD ont été effectués en Avril 2005 par Thomas Lederlin (doctorant IMFT/Air Liquide), Bernard Labégorre et Nicolas Docquier (Ingénieurs Air Liquide). La Figure 1.3 présente deux points de fonctionnements du brûleur "Dynamical". Sur la Figure 1.3(a), les actionneurs ne sont pas alimentés. La flamme est horizontale. Sur la Figure 1.3(b), 30% du débit total de réactif dans chaque injecteur alimente l'actionneur. La flamme est alors déviée vers la charge placée sur la sole du four.

Si cette première application concerne spécifiquement les brûleurs Gaz Naturel/oxygène, la démarche menée conjointement au CRCDD et à l'IMFT vise à mettre au point des solutions de contrôle pour l'ensemble des systèmes de combustion, en particulier pour les brûleurs carburant liquide/oxygène. L'objectif est double : agir sur la trajectoire du spray et sur son mélange avec les jets de réactifs pour :

1. **Améliorer la distribution du flux thermique sur la charge.** En munissant les injecteurs d'actionneurs fluide, on peut modifier la direction principale de la flamme [15] mais

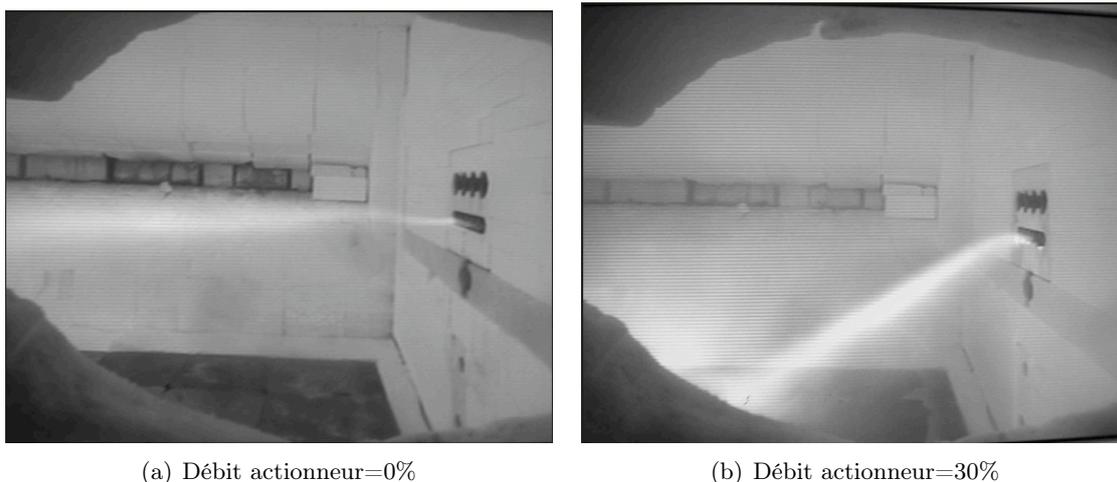


FIGURE 1.3 – Test du brûleur DYNAMICAL dans le four ALICE : (a) sans contrôle et (b) 30% du débit total de gaz passe par les actionneurs

aussi la forme du front de flamme ce qui améliore la vitesse de chauffe dans les procédés métallurgiques (Boushaki et al. [16]) .

2. **Renforcer la stabilité des flammes.** En modifiant l'aérodynamique de l'écoulement issu du pulvérisateur, on crée des zones où les petites gouttes recirculent et permettent un renouvellement permanent en vapeur ce qui favorise l'accrochage de flamme dans ces zones.

1.3 La combustion diphasique et son contrôle

1.3.1 Phénoménologie

La combustion diphasique est un sujet complexe où beaucoup de mécanismes entrent en jeu. Dans le cas de notre étude, on injecte du carburant liquide à faible vitesse au centre d'un jet annulaire gazeux à haute vitesse (cf. Figure 1.4), il se produit alors une multitude de phénomènes physiques en forte interaction ¹.

- **Atomisation du jet liquide turbulent.** D'abord, on assiste à l'atomisation primaire du jet liquide à la sortie de l'injecteur puis à l'atomisation secondaire en champ lointain par interaction des grosses gouttes avec les structures turbulentes du jet coaxial d'atomisation.
- **Dispersion des gouttes en terme de taille mais aussi de vitesse.** Une bonne diffusion des gouttes dans l'espace permet d'éviter des phénomènes de recombinaison de gouttelettes en particules plus grosses (coalescence).
- **Evaporation des gouttes.** Selon l'hydrodynamique de l'écoulement, on peut former des poches de gaz où recirculent les petites gouttes. Dans ces zones, la concentration en combustible liquide vaporisé est forte. Localement, on a alors la présence de points chauds dans la flamme de diffusion résultante.
- **Combustion et stabilisation de flamme.** La combustion se fait en aval de la zone d'injection sous forme de flamme de diffusion. La recherche des petites gouttes permet de repérer les zones possibles d'accrochage de flammes. Les grosses gouttes imposent quant à

1. La configuration d'injection présentée sur la Figure 1.4 est aussi celle rencontrée dans certains moteurs fusée cryotechnique (couple O_2 liquide/ H_2).

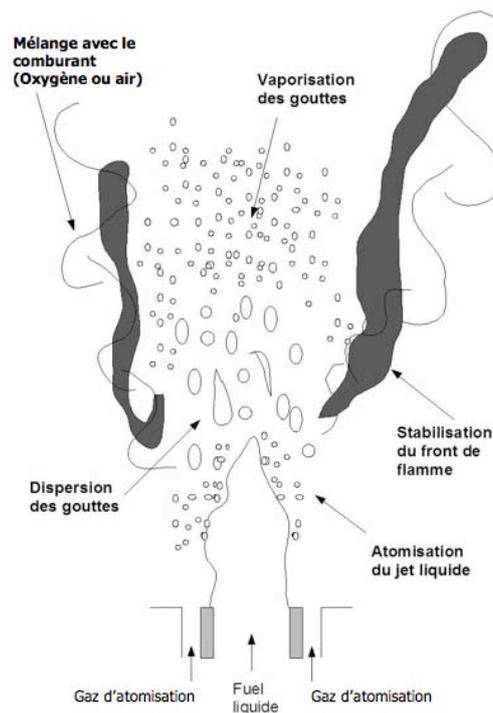


FIGURE 1.4 – Phénoménologie en combustion diphasique.

elles la longueur moyenne de flamme.

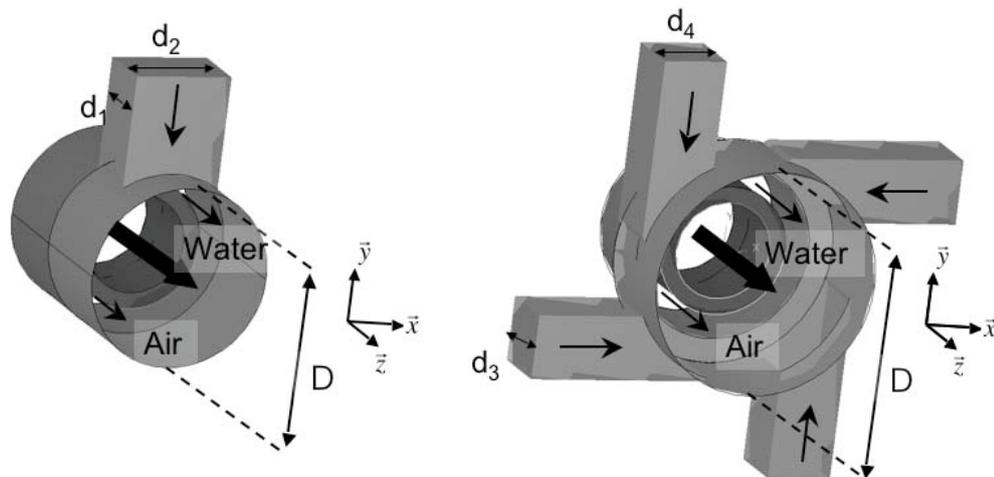
Dans le cadre de cette thèse, un injecteur coaxial a été conçu à l'IMFT à partir d'un modèle de pulvérisateur fourni par Air Liquide. Pour des raisons de sécurité, l'étude a été réalisée hors conditions de combustion avec de l'eau et de l'air. Par conséquent, seuls les phénomènes d'atomisation du jet liquide et de dispersion des gouttes sont étudiés.

1.3.2 Contrôle en combustion diphasique

Dans les foyers de combustion actuels, les réactifs sont souvent injectés par des jets (gaz ou spray). Une méthode efficace de contrôle est d'agir directement sur ces jets. En combustion diphasique, contrôler les phases d'atomisation et de diffusion des gouttes permet alors de contrôler les phases de vaporisation et de combustion. A l'IMFT, deux types d'actionneurs (déviateur et swirlleur) ont été conçus afin de modifier respectivement la trajectoire et la pénétration du spray. Dans le cadre de notre étude, le fonctionnement de ces actionneurs consiste à venir impacter latéralement le jet principal, à la sortie de l'injecteur, avec un ou plusieurs jets secondaires de gaz. Un schéma représentatif de ce type de fonctionnement est donné sur la Figure 1.5.

1.4 Organisation de l'étude

L'objectif de cette thèse est de concevoir et développer des actionneurs pour contrôler la trajectoire et le taux d'ouverture de jets liquides (sprays assistés par de l'air). Ce travail contient une partie expérimentale où des actionneurs sont testés, une partie numérique où leurs effets sont calculés par LES et une comparaison expérience/numérique. Tous ces résultats sont obtenus sans



(a) Injecteur équipé d'un système de déviation (Dev) (b) Injecteur équipé d'une pastille (Sw)

FIGURE 1.5 – Vues 3D d'un atomiseur coaxial assisté par air équipés de jets actionneurs : (a) Déviation, (b) Swirl.

combustion à l'IMFT sur une expérience modèle, mais ces actionneurs ont été aussi appliqués à des fours réels et ont mené au dépôt d'un brevet Air liquide/CNRS-INPT publié en Juillet 2009. L'ensemble des travaux théoriques et expérimentaux effectués au cours de cette thèse sont présentés dans la suite de ce document selon le plan suivant :

- Le chapitre 2 donne quelques éléments sur l'état de l'art dans les processus d'atomisation. Une attention particulière est donnée aux régimes de fonctionnement et aux nombres caractéristiques déterminants. En outre, quelques méthodes de contrôle de l'écoulement en combustion sont présentées.
- Le chapitre 3 présente la méthodologie expérimentale adoptée. L'installation expérimentale et les méthodes de diagnostics y sont expliquées : visualisations par strioscopie ou ombroscopie, granulométrie PDA et anémométrie fil chaud.
- Le chapitre 4 présente les méthodes numériques utilisées pour la simulation LES du spray. Quelques rappels sur le code AVBP sont d'abord effectués, puis le chapitre s'intéresse au problème plus particulier des conditions limites compressibles et de l'injection de turbulence en LES compressible.
- Le chapitre 5 présente l'étude expérimentale de plusieurs géométries d'actionneurs. Leur efficacité et l'étendue de leur domaine de fonctionnement y sont analysées.
- Le chapitre 6 présente l'étude de deux configurations de contrôle. Des comparaisons entre mesures et simulation numériques LES y sont effectuées pour le gaz d'atomisation et le spray.
- Le chapitre 7 s'intéresse aux applications industrielles des actionneurs développés au cours de cette thèse. Quelques résultats d'essais effectués sur le four pilote du CRCD y sont en

particulier présentés dans la limite de confidentialité accordée par Air Liquide.

Chapitre 2

Contrôle et structure de l'atomisation d'un jet liquide

2.1 Données de base sur l'atomisation

L'atomisation des liquides est un processus présent dans de nombreuses applications domestiques ou industrielles (Ex : produits ménagers, parfums, atomisation des pesticides en agriculture, atomisation du carburant dans un moteur à pistons à injection directe...). Dans la plupart des situations, les caractéristiques du spray formé conditionnent l'efficacité et le rendement des procédés industriels.

2.1.1 Définitions et description du processus d'atomisation

De manière générale, l'atomisation correspond à la fragmentation d'un jet liquide en filaments puis en gouttes dans un environnement gazeux. Au niveau dynamique, l'atomisation est le siège d'une compétition entre les forces de tension de surface à l'interface liquide/gaz, les forces de viscosité du liquide et les forces aérodynamiques déstabilisantes [17, 18].

Plus précisément, quand un jet liquide est éjecté dans un environnement gazeux, il se forme un écoulement libre de toutes contraintes pariétales caractérisé par la formation d'une interface liquide/gaz. Un tel écoulement est toujours instable (instabilités capillaires ou instabilités de Kelvin-Helmholtz), il ne reste donc pas sous sa forme continue initiale mais il se déforme [19, 20, 21]. Par la suite, la croissance des perturbations au niveau de l'interface conduit le système liquide à se rompre en gouttes ou en fragments de plus ou moins grande tailles [22, 23] sur lesquels le processus d'atomisation peut reprendre place.

On distingue donc deux phases en atomisation [24] (cf. Figure 2.1) :

- L'atomisation primaire où la production de ligaments et de gouttes se fait à partir de l'écoulement liquide continu.
- L'atomisation secondaire où la production des gouttes et gouttelettes est issue des structures liquides générées par l'atomisation primaire.

La zone d'atomisation primaire ou zone dense se caractérise par une forte densité de liquide sous la forme d'une structure continue (dard ou nappe liquide) [24, 25] sur lequel des instabilités se développent donnant naissance à des ligaments ou des gouttes [26]. En aval de la zone dense, le spray s'épanouit ensuite avec un angle β et donne lieu à la zone diluée dans laquelle le taux de

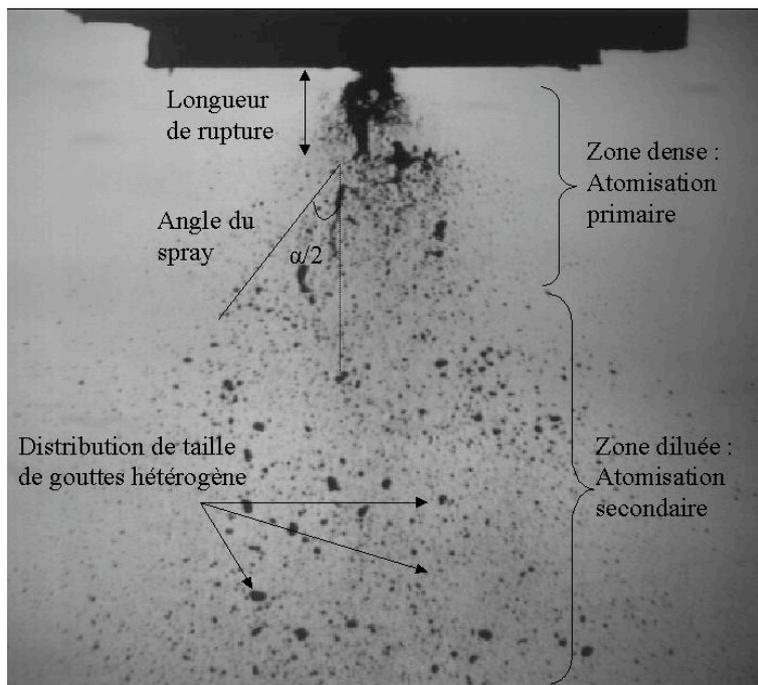


FIGURE 2.1 – Schéma général de l'atomisation pour un injecteur coaxial. Les conditions de fonctionnement sont : $U_l = 1.25m/s$ et $U_g = 90m/s$ (visualisation ombroscopique réalisée à l'IMFT sur l'injecteur (Coax) (cf. Chapitre 3).

présence de liquide est plus faible . Les plus grosses structures liquides peuvent alors se rompre sous l'action des forces d'inertie imposées par l'écoulement de gaz ce qui génère de petites gouttes plus stables [27, 25]. Le phénomène inverse peut aussi avoir lieu : de petites gouttes coalescent pour créer des éléments liquides plus gros [24].

Dans le cadre de notre étude et des applications industrielles pour Air Liquide, la phase d'atomisation doit répondre à une double exigence :

1. Fragmenter le liquide de manière à augmenter la surface disponible du produit et ainsi faciliter ses transferts avec la phase gazeuse.
2. Disperser le liquide dans l'espace et obtenir ainsi une répartition plus ou moins homogène à la fois du liquide et de sa vapeur.

Le premier objectif revient à produire un spray ayant une propension à l'évaporation. Sous certaines hypothèses, on peut montrer que le temps d'évaporation d'une goutte est proportionnel à la surface d'échange entre le liquide et le gaz. C'est ce que l'on appelle communément la "loi de Spalding" ou loi du " d^2 " où d_{p0} correspond au diamètre initial de la goutte et d_p au diamètre après un temps t^1 :

$$d_p^2 = d_{p0}^2 - kt \quad (2.1)$$

Cette loi montre que plus les gouttes formées à l'issu de l'atomisation sont petites, plus les taux de vaporisation en carburant liquide sont importants ce qui a pour effet d'améliorer les

1. La constante d'évaporation k peut se calculer à l'aide d'un bilan combiné de masse et d'énergie ou être mesurée expérimentalement par des diagnostics optiques basés sur la diffusion de la lumière au travers de gouttes sphériques (voir notamment Kuo 2005 [1]).

rendements en combustion.

Le second objectif revient à assurer une bonne diffusion des gouttes dans l'espace de façon à éviter les zones de fortes concentrations en gouttelettes propices à la recombinaison en particules plus grosses difficiles à évaporer. A ce sujet, Dumouchel [28] a montré que la diffusion spatiale des gouttes peut être favorisée par une distribution de taille large promouvant ainsi un transfert de quantité de mouvement entre les gouttes.

2.1.2 Les différents types d'injecteurs

Outre la combustion, les sprays interviennent dans de multiples applications. Selon les effets souhaités et les contraintes techniques imposées par les procédés industriels, de nombreux type d'atomiseurs ont été développés. Néanmoins, on peut distinguer deux grandes catégories d'injecteurs selon que l'écoulement de grande vitesse est imposé au liquide ou au gaz (Lefebvre 1998 [29]) :

- **les injecteurs mécaniques** (*pressure nozzles*). Le jet liquide soumis à une pression élevée s'écoule à grande vitesse à travers un orifice de faible diamètre. La gamme de débit dans ce genre de système est limitée par la pression d'injection ($Q_l \propto \sqrt{P_i}$). De plus, ces systèmes sont souvent très coûteux d'un point de vue technologique car ils nécessitent l'emploi de pompes hydrauliques.
- **les injecteurs assistés** (*air-assist or airblast atomizer*) où le jet liquide à faible vitesse est rompu par un écoulement gazeux de grande vitesse. Pour ce type d'injecteur, le processus d'atomisation est fortement énergétique, il est décrit dans la littérature [29, 30] comme un transfert d'énergie cinétique du gaz vers le liquide.

Ainsi, la valeur du différentiel de vitesse entre le liquide et le gaz impose le mode d'atomisation. Suivant les conditions d'injection, les mécanismes physiques prépondérants ne sont donc pas nécessairement les mêmes.

Processus faiblement énergétiques

Les processus faiblement énergétiques, typiquement quand le gaz est au repos et que la vitesse moyenne de l'écoulement liquide est faible, ont suscité beaucoup d'études dans la littérature. Rayleigh (1878) démontra que pour des nombres de Reynolds liquide faibles, la distorsion et la désintégration de l'écoulement est organisée [19]. Elles se font sous l'effet d'une instabilité capillaire entièrement pilotée par les tensions de surface. Weber (1931) prolongea l'analyse faite par Rayleigh et montra que la viscosité du liquide avait un effet stabilisant permettant de diminuer le taux de rupture et donc d'augmenter la taille des gouttes observées [22].

Pour des nombres de Reynolds liquide plus élevés, l'atomisation se désorganise progressivement. On assiste au développement de structures de plus en plus fines et à l'augmentation de la surface à l'interface ce qui se manifeste par un épluchage du jet liquide en fines gouttelettes (Lefebvre 1989 [17] et Lin & Reitz 1998 [31]).

L'atomisation assistée

Lorsque le jet liquide est entouré d'un jet annulaire gazeux à haute vitesse, la rupture du jet liquide et l'atomisation sont fondamentalement différentes. L'augmentation du différentiel de

vitesse entre les phases favorise l'atomisation secondaire et la production de petites gouttes. Sur ce point, Farago [26] et Lasheras [24] ont mis en évidence l'influence déterminante du rapport des flux de quantité de mouvement entre le gaz et le liquide notamment sur la longueur de rupture du jet liquide et le caractère pulsant ou non de l'écoulement.

Dans la suite de ce rapport, on n'examinera uniquement des situations où l'atomisation est assistée. Plus précisément, l'injecteur considéré sera un injecteur coaxial "à deux fluides" où le mélange entre les phases liquide et gaz se fait en dehors du système d'injection. Ce type d'injecteur présente l'avantage d'un bon rapport qualité d'atomisation/prix et est d'une conception aisée. Cependant, sans actionneur, les angles de spray sont en général relativement étroits.

2.2 Atomisation dans les injecteurs coaxiaux

Dans cette partie, une description détaillée des régimes d'atomisation dans le cas d'un injecteur coaxial est présentée. Cette classification est basée sur des observations ombroscopiques de sprays faites à l'IMFT et à la littérature existante sur le sujet [26, 24, 32].

2.2.1 Paramètres et nombres sans dimension

Tout d'abord, précisons que les paramètres qui contrôlent l'atomisation sont de trois origines différentes (cf Figure 2.2) :

- Paramètres géométriques liés à l'injecteur : diamètre de sortie du jet liquide D_l , épaisseur du jet annulaire de gaz $e = (D_{ge} - D_{gi})/2$. Pour les injecteurs plus sophistiqués (injecteurs triple disque, injecteurs à swirl), le nombre de paramètres géométriques est plus important.
- Propriétés physiques du liquide et du gaz : masses volumiques ρ_l et ρ_g , viscosités dynamiques μ_l et μ_g mais aussi tension de surface σ caractéristique du couple liquide/gaz.
- Conditions d'injection. En règle générale, on considère les vitesses débitantes du liquide U_l et du gaz d'atomisation U_g .

Sur la base de ces paramètres, de nombreux nombres sans dimension peuvent être définis. Ces nombres permettent de constituer des cartographies des modes d'atomisation et sont à l'origine de corrélations sur les longueurs de rupture du jet liquide ou l'angle du spray.

Nombre de Weber

Le nombre de Weber met en rapport les forces aérodynamiques exercées par l'écoulement gazeux sur l'écoulement liquide (proportionnelles à $\rho_g(U_g - U_l)^2$) aux forces de tension surfaciques stabilisatrices (proportionnelles à σ/D_l).

$$We = \frac{\rho_g(U_g - U_l)^2 D_l}{\sigma} \quad (2.2)$$

Dans cette définition, le nombre de Weber permet de qualifier la phase d'atomisation primaire. En effet, les échelles de vitesse et de longueur sont basées sur les caractéristiques globales du jet liquide et du jet gazeux (vitesses débitantes et diamètre du jet liquide). Pour qualifier la phase d'atomisation secondaire (c'est à dire qualifier la propension d'une goutte à se rediviser),

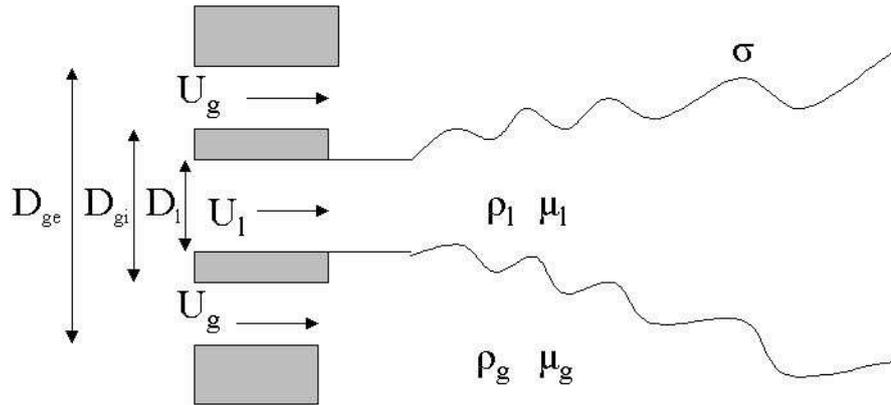


FIGURE 2.2 – Définition schématique des paramètres prépondérants en atomisation assistée

on définit un nouveau nombre de Weber We_s basé cette fois sur les vitesses de goutte u_p et diamètre de goutte d_p :

$$We_{sc} = \frac{\rho_g \|\vec{u} - \vec{u}_p\|^2 d_p}{\sigma} \quad (2.3)$$

Lorsqu'une goutte de diamètre d_p est exposée à un écoulement d'air de vitesse relative $\vec{u} - \vec{u}_p$, il y aura atomisation secondaire si We_s est supérieur à un nombre de Weber critique We_{sc} [33] pendant un temps assez long. Dans le cas de cette étude ce nombre de Weber critique est de l'ordre de 10.

Nombre de Reynolds liquide

Les forces visqueuses du liquide jouent un rôle important sur la distribution de vitesse dans l'injecteur influençant notamment les longueurs d'ondes des instabilités de Kelvin-Helmholtz [28]. On voit donc apparaître dans certaines corrélations le nombre de Reynolds du jet liquide :

$$Re_l = \frac{\rho_l U_l D_l}{\mu_l} \quad (2.4)$$

Nombre de Ohnesorge

Le nombre d'Ohnesorge est un complément intéressant du nombre de Reynolds liquide. Il renseigne sur l'influence de la viscosité du liquide sur le processus d'atomisation en lui-même en mettant en rapport un temps caractéristique capillaire $\tau_\sigma = \sqrt{\frac{\rho_l D_l^3}{\sigma}}$ et un temps caractéristique visqueux $\tau_\nu = \frac{\rho_l D_l^2}{\mu_l}$.

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_l}} \quad (2.5)$$

Notons que ce nombre est indépendant des conditions de fonctionnement U_l ou U_g . Il ne dépend que des propriétés physiques du couple liquide/gaz et des dimensions géométriques de l'injecteur.

Dans les conditions ambiantes de température et de pression, le nombre de Ohnesorge caractéristique de notre injecteur vaut : $Oh=0.023$. Les forces de viscosité de l'eau n'influence donc que très peu le processus d'atomisation dans notre cas d'étude.

Rapport de quantité de mouvement

Ce nombre met en rapport les flux de quantité de mouvement du gaz et du liquide.

$$J = \frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2} \quad (2.6)$$

Dans l'hypothèse où $U_l \ll U_g$, on peut relier ce rapport aux autres nombres caractéristiques :

$$J = \frac{We}{Oh^2 Re_l^2} \quad (2.7)$$

2.2.2 Régimes d'atomisation pour un injecteur coaxial

Dans le cas d'une atomisation assistée à faible nombre d'Ohnesorge, ce sont essentiellement les nombres de Weber et de Reynolds liquide qui conditionnent le mode d'atomisation (Farago et Chigier 1992 [26]). Selon la valeur de ces nombres caractéristiques, quatre régimes d'atomisation peuvent être mis en évidence.

1. Régime de Rayleigh ($We < 30$). Pour ce régime, la rupture du jet liquide est essentiellement pilotée par une instabilité capillaire de type Rayleigh. Les gouttes formées sont d'une taille proche de celle du jet liquide. Les forces aérodynamiques ne sont pas assez importantes pour qu'il existe de l'atomisation secondaire. Selon la forme des gouttes formées, les auteurs distinguent un mode d'atomisation axisymétrique et non axisymétrique.
2. Régime membranaire ($30 < We < 80$). Dans ce régime, sous l'effet des forces aérodynamiques, l'épaisseur du jet liquide se rétrécit pour laisser place à une feuille mince de liquide (membrane) qui se détache sous forme de filaments puis de gouttes. L'atomisation secondaire permet d'obtenir des tailles de gouttes environ dix fois inférieures au diamètre du jet liquide.
3. Régime de fibre ($We > 80$). Dans ce régime, le jet liquide est tout d'abord pelé par l'écoulement gazeux ce qui conduit à la formation de fibres d'épaisseur très faible. Plus en aval, l'accroissement des instabilités forme des structures de grosse taille qui sont à leur tour rompues en petites gouttes.
4. Régime superpulsant ($Re_l/We^{0.5} < 100$). Pour ce régime, l'atomisation est instantanée, le jet liquide est tronqué et n'a pas le temps de se développer (formation d'un brouillard de gouttelettes). L'alternance de zones de fortes concentrations en liquide et de faible concentration (visible en stroboscopie) confère au spray un aspect pulsant. Lasheras et Hopfinger (1998) [24] parlent plutôt de régimes de recirculation. En effet, l'apparition de poches de gaz en aval du cône liquide crée des zones où les plus petites gouttes recirculent.

La Figure 2.3 montre des exemples de ces différents régimes observés au cours de cette thèse par ombroscopie sur l'injecteur développé à l'IMFT (cf. Chapitre 3). La vitesse du liquide est fixée² : $U_l = 1.24m/s$, seule la vitesse du gaz change modifiant ainsi le nombre de Weber de l'écoulement.

2. A l'exception du quatrième cliché où la vitesse du jet liquide est : $U_l = 0.96m/s$ abaissant ainsi la valeur du nombre de Reynolds liquide et donc favorisant l'apparition du régime superpulsant

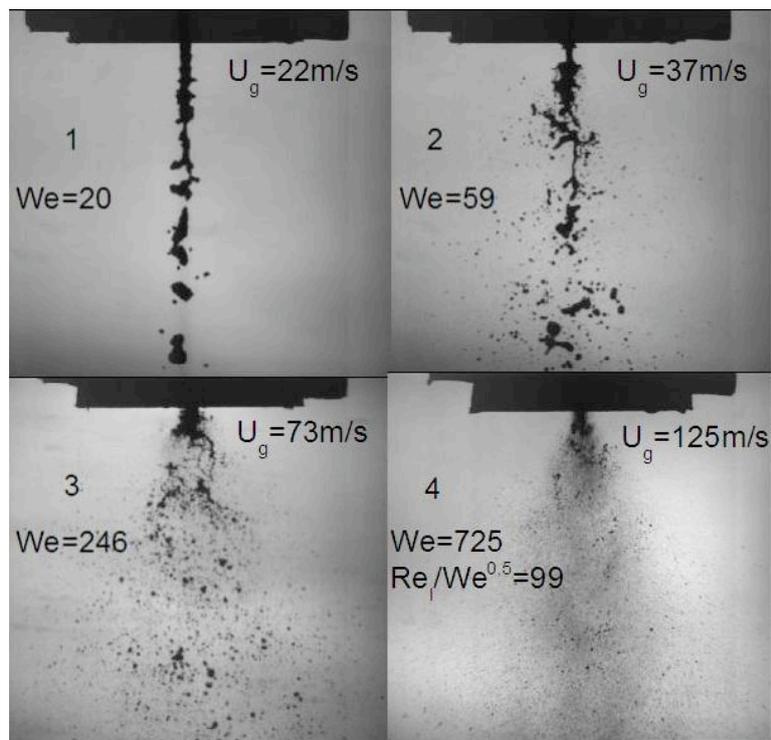


FIGURE 2.3 – Régimes de désintégration d'un jet coaxial eau-air, $D_l = 3mm$; $e = 0.75mm$. 1-Régime de Rayleigh non axisymétrique; 2-Régime membrane; 3-Régime fibre; 4-Régime superpulsant.

Les régimes de type Rayleigh, membrane et fibre ont une structure suffisamment caractéristique pour être distingués sans difficulté. Pour le régime superpulsant, nous nous sommes basés sur la forme et la longueur du cône liquide.

Dans le cadre des applications de cette thèse, seuls les régimes d'atomisation de type fibre et superpulsant sont intéressants au niveau des rendements de combustion. Villermaux (1998) [34] note d'ailleurs pour le régime superpulsant que l'existence de la zone de recirculation du gaz sur le jet liquide offre un mélange plus efficace ce qui permettrait de réduire la taille des chambres de combustion.

Enfin, la Figure 2.4 montre deux exemples de cartographies définies dans le plan (We ; Re_l). La Figure 2.4 a) présente la classification de Farago et Chigier (1992) qui a été établie pour différentes formes d'injecteur (mais pour un diamètre de jet liquide constant proche de 1mm) et plusieurs vitesses d'injection [26]. Le liquide et le gaz testés sont respectivement de l'eau et de l'air. Pour chaque point expérimental, une dizaine de photos est analysée. La Figure 2.4 b) présente la même cartographie effectuée pendant cette thèse pour les modes d'atomisation de l'injecteur IMFT et de l'injecteur ROBUST 500TM d'Air Liquide ($D_l = 3$ mm et $e = 1.5$ mm). Bien que la géométrie des injecteurs soit différente dans les deux études, les points expérimentaux de notre étude semblent bien coïncider avec les zones d'existence de chaque mode de la classification de Farago et Chigier.

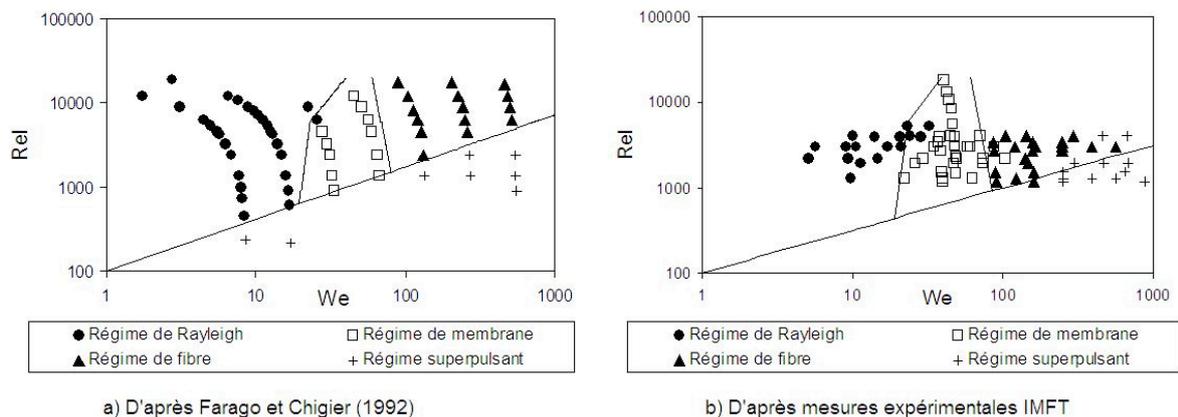


FIGURE 2.4 – Cartographies des régimes d'atomisation en fonction de We et Re_l . Comparaison des résultats de cette thèse (droite) avec Farago et Chigier [26].

2.3 Le contrôle de l'écoulement en combustion

2.3.1 Stratégies de contrôle : Contrôle passif et contrôle actif

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, le spray créé par l'injecteur contrôle la combustion de façon déterminante. Deux stratégies de contrôle peuvent alors être employées : le contrôle passif et le contrôle actif.

Le contrôle passif consiste à modifier la géométrie de l'injecteur (ou de la chambre de combustion) pour affecter la dynamique de l'écoulement. Cette modification géométrique est définitive et n'est donc pas adaptable en fonction des conditions de fonctionnement. En ce qui concerne

l'étude des jets monophasiques, deux grands axes de recherche sur le contrôle passif se sont développés à travers l'étude des jets non circulaires (Gutmark 1999 [35]) et celle des générateurs de vorticité axiale (Bradbury et Khadem 1975 [36]).

Gutmark a montré ainsi que les jets ellipsoïdaux améliorent significativement le mélange et le taux d'entraînement par rapport à celui d'un jet rond. Ces améliorations sont principalement dues à un phénomène de retournement des axes de l'ellipse (cf Fig 2.5). La direction portant initialement le petit axe tend à se déformer pour devenir le grand axe, entraînant de fait une quantité très importante d'air ambiant. L'étude de Bradbury et Khadem consistait, elle, à placer deux petits obstacles (palettes de forme carrée "tabs") diamétralement opposés dans la section de sortie de l'injecteur. Les résultats montrent là encore une amélioration sensible du mélange via cette fois la création de vorticité axiale.

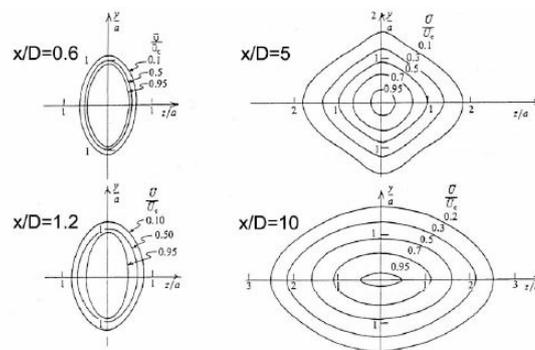


FIGURE 2.5 – Retournement d'axe pour un jet elliptique d'après Ho et Gutmark (1987) [37].

A l'inverse de ces différentes technologies, le contrôle actif consiste en un apport d'énergie externe à travers des actionneurs tout en conservant la géométrie du foyer. En règle générale, un système de contrôle actif est toujours composé de trois éléments principaux :

- Un actionneur ayant un effet sur l'écoulement et par conséquent sur les grandeurs que l'on veut contrôler.
- Un capteur capable de quantifier l'effet de l'actionneur.
- Un algorithme de contrôle permettant de commander le comportement de l'actionneur à partir du signal du capteur.

Si l'on utilise seulement l'actionneur sans capteur et sans algorithme de contrôle, on se situe dans une stratégie de contrôle en "boucle ouverte" si on emploie les trois éléments, le fonctionnement est dit en "boucle fermée". Chacun de ces trois éléments demande de nombreux efforts de recherche. La mécanique des fluides est surtout concernée par le développement des actionneurs et des capteurs. L'algorithme de contrôle quant à lui relève plutôt des recherches en automatique. Nous présentons dans la suite quelques technologies développées pour le contrôle actif en combustion.

2.3.2 Quelques actionneurs

Les hauts-parleurs

Le haut-parleur est historiquement l'un des premiers types d'actionneurs utilisés, notamment dans le contrôle actif des instabilités de combustion (McManus, Poinso et Candel [11]). Son principe repose sur la génération d'une onde acoustique qui va venir perturber localement les champs de pression et de vitesse de l'écoulement, permettant ainsi de contrôler les instabilités thermoacoustiques. L'onde générée pouvant se propager facilement, le haut parleur peut être placé loin des zones délicates et c'est là que réside son principal intérêt. Cependant, il n'existe à ce jour que très peu d'études dans la littérature utilisant ce genre de technologie en situation de combustion diphasique.

Les pots vibrants

Les vibrations d'un accroche flamme peuvent affecter la dynamique de flamme, comme démontré par A. Trouvé au laboratoire EM2C dans les années 80. C'est cependant une technique très délicate à utiliser industriellement.

Les volets

Utilisant des technologies MEMS (Micro-electro-mechanical systems), Suzuki et al. (1999) [38] ont élaboré un injecteur intelligent équipé de 18 volets à pilotage électromagnétique. Pouvant être commandés indépendamment, ces systèmes s'avèrent très efficaces pour contrôler les principaux modes d'instabilité du jet. Le résultat le plus impressionnant est la bifurcation du jet en actionnant alternativement les volets du haut puis du bas.

L'effet Coanda

Les jets synthétiques

Depuis une dizaine d'années, les jets synthétiques ont été l'objet de nombreuses études destinées au contrôle actif d'écoulement. Les principales applications sont le contrôle de couche limite en aérodynamique, mais des tests ont aussi été menés sur des jets et des sprays [39, 40] pour des applications plus spécifiquement liés à la combustion. En particulier, Pavlova et al. [41] utilisent un jet synthétique pour dévier un spray issu d'un atomiseur assisté Delavan. Le jet synthétique est formé d'un train de tourbillons toriques créés périodiquement par une cavité mise en résonance par des disques piézoélectriques. Ce n'est pas un écoulement au sens propre du terme, car le débit total par cycle est nul. Mais ce dispositif permet toutefois un transfert de quantité de mouvement vers l'écoulement actionné. Les auteurs montrent ainsi qu'il est possible de dévier le spray de son axe jusqu'à 18° . Ce système permet aussi de modifier la répartition des gouttes dans le spray. Les plus petites gouttes sont transférées à travers le spray vers le coté opposé à la zone d'actionnement.

Les tubes actionneurs

Reprenant l'idée des générateurs de vorticité axiale, Davis (1982) [42] remplace les palettes de Bradbury et Khadem (1975) [36] par deux jets de contrôle en s'intéressant à l'effet des vitesses débitantes de ces deux petits jets sur le jet principal (voir Fig 2.6). L'auteur distingue deux régimes de contrôle suivant le rapport débit actionné/débit principal. Pour des faibles vitesses

des jets de contrôle, la forme du jet principal n'est pas modifiée.

Pour autant, Davis obtient une réduction des vitesses locales importante (avec un débit massique de contrôle égal à 0.5% du débit total, la diminution des vitesses locales est de l'ordre de 30%). En revanche, pour des débits de contrôle plus importants, l'utilisation de ces tubes actionneurs est moins judicieuse. En effet, le cône potentiel du jet principal est atteint, le jet perd donc sa forme circulaire rendant ainsi le contrôle délicat.

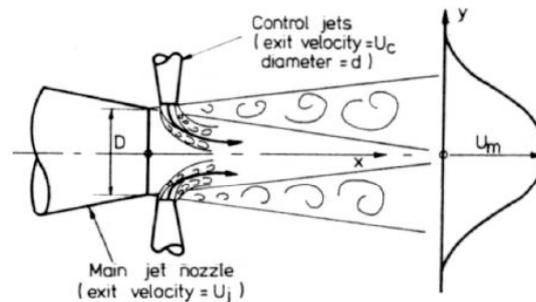


FIGURE 2.6 – Contrôle de jet par deux tubes actionneurs, d'après Davis (1982) [42]

En injectant de l'air tangentiellement au jet principal, Denis et al. (1999) [43] améliore la méthode de contrôle testée par Davis et démontre que le nombre optimal d'actionneurs est quatre et non pas deux comme le supposait Davis. Enfin Shavit et Chigier [44, 45] utilisent quatre jets auxiliaires pour modifier la turbulence dans un atomiseur coaxial. Les tubes actionneurs sont placés en amont de l'injection (20 et 25 mm de la sortie de l'injecteur) et impactent perpendiculairement la nappe d'air de l'atomiseur coaxial. Les auteurs montrent ainsi qu'il est possible de faire passer le taux de turbulence de 10% à 24 % dans la phase gazeuse tout en conservant une vitesse moyenne quasi constante, ce qui permet d'amplifier l'interaction entre le gaz d'atomisation et les gouttes du spray.

Choix des actionneurs pour Air Liquide

Les actionneurs choisis dans cette étude s'inspirent de la technique des tubes actionneurs. Leur fonctionnement est détaillé dans le chapitre 3. Ce type de contrôle a déjà été testé avec succès à l'IMFT aussi bien en configuration monophasique (Faivre 2003 [13], Lederlin 2007 [15]) qu'en configuration diphasique (Marro 1998 [46], Robart 2000 [12]).

Parmi les techniques citées précédemment, les tubes actionneurs offrent actuellement le meilleur compromis résistance-efficacité pour une utilisation en combustion industrielle. En effet ceux-ci ont un faible encombrement, ne sont composés d'aucune pièce mécanique mobile et résistent aux fortes températures. Il faut toutefois noter une différence de taille entre la configuration de cette étude et celles testées par Davis [42] ou Denis [43]. Ces derniers destinent les tubes actionneurs à une utilisation en aéronautique. L'énergie utilisée par les actionneurs doit être minimale. Les débits de contrôle restent donc faibles par rapport aux débits principaux. En combustion industrielle cette contrainte est moins importante. L'objectif est avant tout d'avoir un effet fort sur la combustion et donc sur les jets. Les débits de contrôle peuvent donc ne pas être négligeables par rapport aux débits principaux. Dans ce cas la physique du jet est profondément modifiée. En particulier le contrôle agit sur la forme du jet qui perd son caractère axisymétrique

pour prendre une forme complexe.

En configuration diphasique, Robart a développé ainsi des actionneurs basés sur 4 petits jets d'air à haute vitesse intégrés sur un injecteur de turboréacteur. Ce type de technologie s'est révélée capable de diminuer la taille des gouttes, de modifier la répartition spatiale des gouttes ainsi que le champ aérodynamique.

Chapitre 3

Méthodologie expérimentale

3.1 Système d'injection et actionneurs

3.1.1 L'atomiseur coaxial

L'injecteur choisi pour cette étude est présenté sur la Figure 3.1. Il s'agit d'un atomiseur coaxial assisté par air. Sa géométrie présente l'avantage d'être simple et est utilisée pour de nombreuses applications industrielles. La conception de l'injecteur est d'ailleurs inspirée de l'atomiseur coaxial Air Liquide Robust 500. Il est constitué de deux buses cylindriques en laiton (1) et (2) vissées sur une lance d'injection fournie par Air Liquide (non représentée sur le schéma). La phase liquide est injectée par le tube central de la buse interne (1) de diamètre intérieur $D_l = 3$ mm. La nappe d'air destinée à l'atomisation du jet liquide est alimentée par l'interstice annulaire usiné entre les deux buses (1) et (2). Ce dernier a la forme d'un double convergent afin d'accélérer le gaz. L'écoulement d'air s'établit ensuite dans un tube droit de longueur $L = 6$ mm et de diamètres internes et externes $D_{gi} = 4$ mm et $D_{ge} = 5.5$ mm. Quatre tubes périphériques de 5mm de diamètre traversent la buse externe 2 pour alimenter le système de contrôle du spray. L'ensemble de cette structure est approvisionnée en air comprimé et en eau par deux circuits d'alimentation distincts (voir Section 3.2). L'écoulement issu de cet injecteur sans ajout d'actionneurs sera désigné par le terme (Coax). Il servira de référence et sera comparé aux configurations avec contrôle.

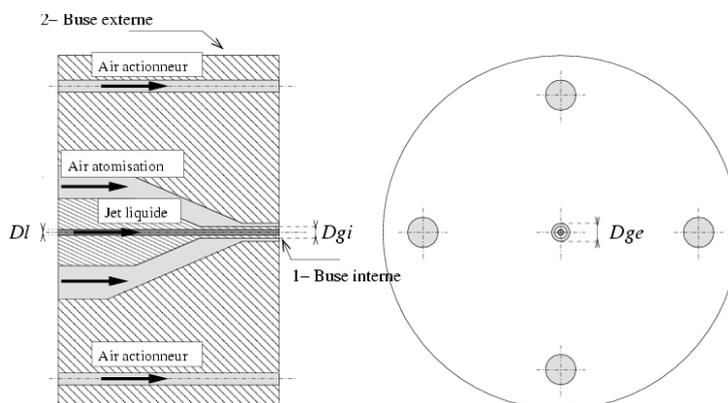


FIGURE 3.1 – Coupe longitudinale et vue de face de l'injecteur.

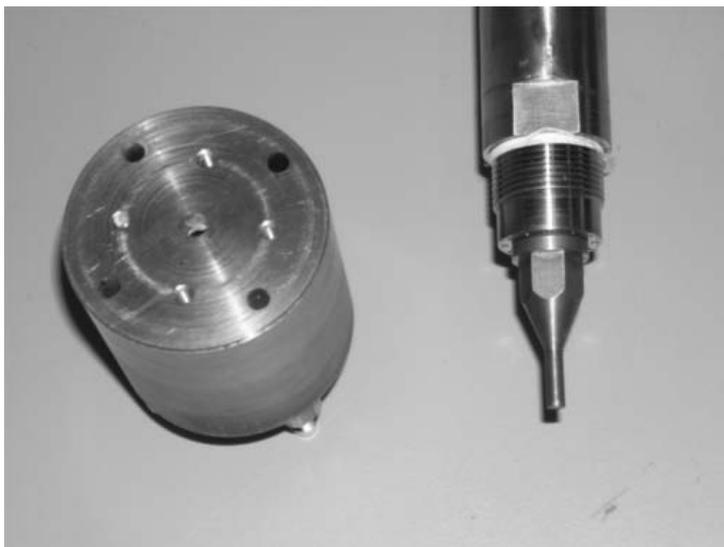


FIGURE 3.2 – Vue de la buse interne (1) et de la buse externe (2) de l’injecteur.

3.1.2 Principe des actionneurs jet

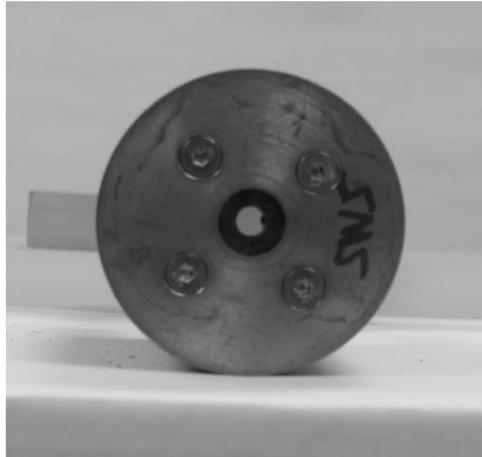
Le système de contrôle est composé de jets d’air auxiliaires disposés autour de la sortie de l’injecteur. D’un point de vue technique, l’intégration de ces jets actionneurs utilise le principe des pastilles à fente développé à l’IMFT durant la thèse de Thomas Lederlin [15]. Le montage des actionneurs est présenté sur la Figure 3.3. Une pastille est vissée sur la sortie de la buse externe de l’injecteur (Figure 3.3(a)). Elle est percée d’un trou en face du conduit principal de l’injecteur et présente des usinages reliés aux tubes périphériques (Figure 3.3(b)). Chaque usinage forme un canal à section perpendiculaire permettant de dévier à angle droit l’écoulement issu d’un tube secondaire afin d’impacter le jet principal. La forme et la direction de ce canal déterminent la nature du contrôle.

La Figure 3.4 présente le schéma des deux géométries de pastilles utilisées :

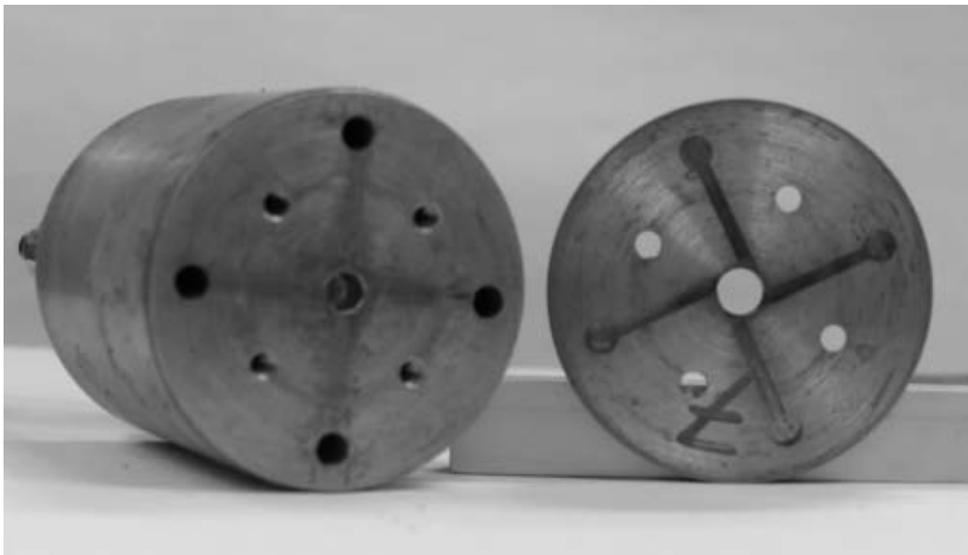
- La géométrie impactante : un unique écoulement actionneur impacte le jet principal afin de le dévier. Toute pastille correspondant à cette géométrie sera désignée par le terme (Dev).
- La géométrie à swirl : l’injection d’air se fait tangentielle à la sortie du jet diphasique principal conférant une composante azimutale au champ de vitesse afin d’augmenter son taux d’expansion. Toute pastille correspondant à cette géométrie sera désignée par le terme (Sw).

Au final, trois configurations d’écoulement seront explorées dans cette étude : le cas sans actionneur (Coax) et les deux configurations avec contrôle (Dev) et (Sw). Le tableau 3.1 en résume les caractéristiques et l’objectif recherché pour chacune d’elles.

L’utilisation de pastilles à fente permet d’intégrer les jets actionneurs dans le corps de l’injecteur et d’en optimiser l’encombrement spatial. Ceci est un avantage dans le cadre d’applications à la combustion. Dans un four industriel, les brûleurs sont soumis à de fortes températures dues à la flamme et au rayonnement du four. Il faut donc limiter la présence de petites pièces telles des tubes se trouvant en contact avec les gaz chauds de la chambre de combustion.



(a) Buse externe (2) équipée d'une pastille fente.



(b) Eclaté Buse externe (2) (gauche) + pastille (droite).

FIGURE 3.3 – Intégration des actionneurs sur l'injecteur

TABLE 3.1 – Liste des configurations.

Nom	Setup	Objectif
(Coax)	Aucun actionneur	Cas de référence
(Dev)	Un jet impactant	Déviaton du jet : changement de trajectoire
(Sw)	Quatre jets tangentiels	Ecoulement swirlé : amélioration du mélange

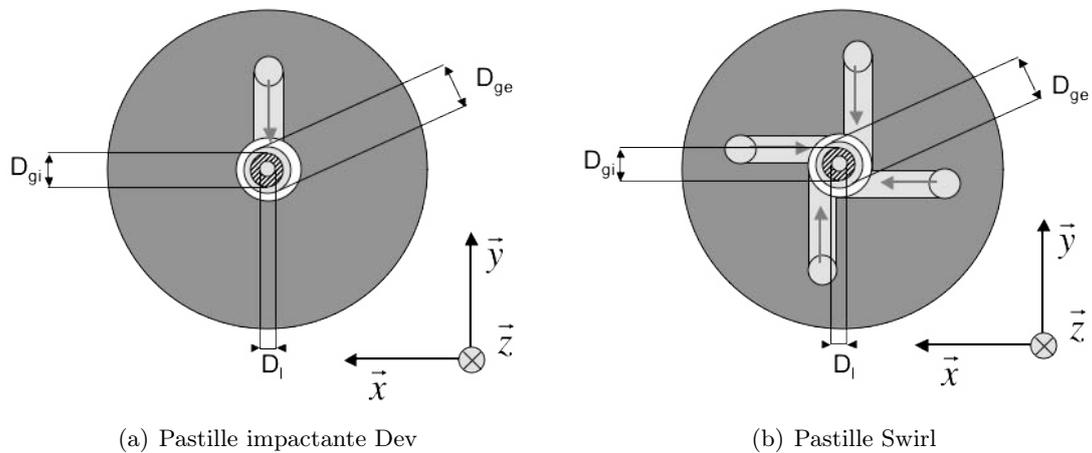


FIGURE 3.4 – Géométries de pastille : (Dev) et (Sw) avec l'injecteur coaxial au centre.

3.2 Alimentation et débitmétrerie

La Figure 3.5 présente le système d'alimentation et la débitmétrerie du banc d'essai expérimental. C'est la partie amont du banc d'essai, celle où l'air et l'eau sont préparés, selon les besoins de la mesure, avant leur injection dans l'atomiseur coaxial. Concernant le circuit d'air, le débit total massique est régulé par une vanne BAUMAN "Little Scotty" 24000, à pilotage pneumatique. Cette vanne fonctionne en boucle fermée avec un contrôleur PID WEST 8200 à logique floue et un débitmètre massique thermique BROOKS 5863 à sortie digitale, ce qui permet de garder le débit total d'air stable. Ensuite, une partie de ce débit est prélevée pour alimenter les actionneurs, l'autre partie alimentant directement l'injecteur. Dans le circuit d'air principal, le débit d'air est mesuré à l'aide d'un second débitmètre massique BROOKS 5863. Dans le circuit actionneur, quatre rotamètres équipés de vannes à pointeau permettent d'équilibrer précisément le débit d'air dans chaque tube actionneur. En pratique, le système fonctionne à débit total d'air constant : l'air qui passe dans les actionneurs est prélevé sur l'air d'atomisation qui est initialement destiné à alimenter l'injecteur coaxial.

L'injection d'eau se fait à partir d'un réservoir pressurisé ($P = 2\text{bar}$). Un rotamètre de type BROOKS Shorate équipé d'une vanne à pointeau régule le débit d'alimentation en eau. Celui-ci peut varier de 4.7 L/h jusqu'à 85.5 L/h ce qui correspond à des vitesses débitantes en sortie d'injecteur allant de 0.2 m/s jusqu'à 3.4 m/s et à une gamme de nombre de Reynolds liquide allant de 510 jusqu'à 8850. A titre indicatif, d'après Farago (1992) [26], la zone de transition laminaire turbulente pour une telle configuration se situe pour : $6000 < Re_l < 10000$.

3.3 Configurations du banc expérimental

3.3.1 Caractérisation et visualisation du spray

La Figure 3.6 présente le banc expérimental dédié à l'étude du spray. L'injecteur est placé verticalement sur une table de déplacement manuel 2D permettant un déplacement selon les directions \vec{y} et \vec{z} . Le spray est recueilli par un entonnoir et évacué vers un réservoir de récupération. Deux types de diagnostics sont utilisés sur ce montage : strioscopie et PDA. Ces

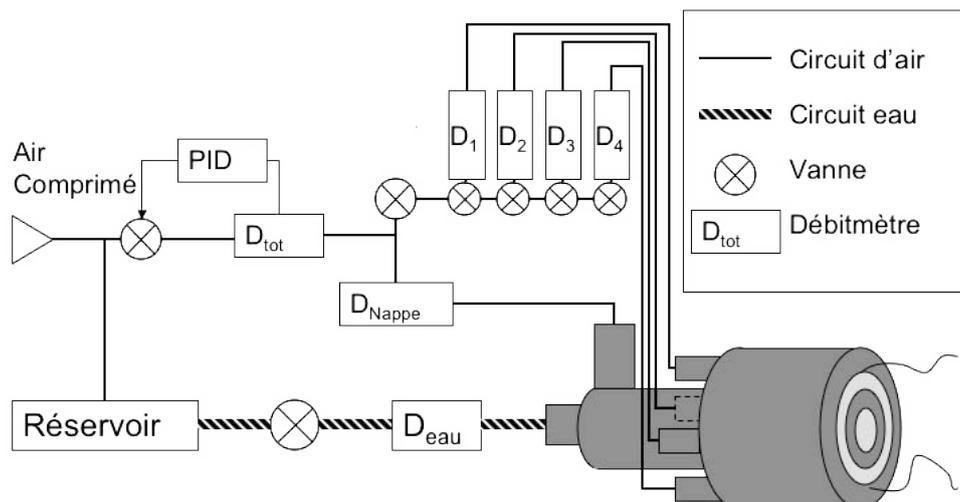


FIGURE 3.5 – Schéma de principe des circuits d'alimentation en eau et en air.

techniques nécessitent la mise en place de plusieurs éléments autour de l'injecteur et donc une grande accessibilité optique. Il a donc été choisi d'effectuer les expériences à l'air libre.

3.3.2 Etude du jet coaxial monophasique

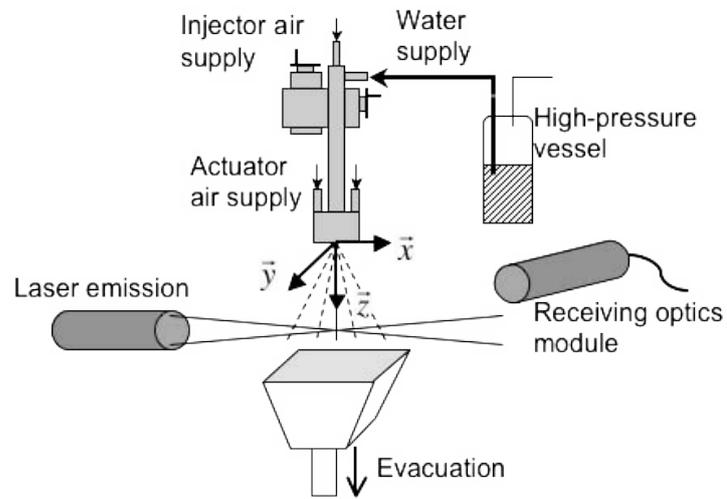
Pour un atomiseur coaxial, l'essentiel de l'énergie d'atomisation est fournie par l'écoulement de gaz à grande vitesse. Il est donc essentiel de connaître les propriétés de la nappe d'air générée par l'injecteur (Turbulence, entraînement...). Toutefois, l'étude directe du gaz d'atomisation dans le spray pose de nombreux problèmes expérimentaux. Nous avons donc choisi d'effectuer des mesures de vitesse de gaz sans injecter de liquide dans le tube central. La Figure 3.7 présente le montage destiné à ces mesures. L'injecteur est placé horizontalement. Le diagnostic expérimental utilisé est l'anémométrie fil chaud. Il est composé d'une sonde fixée sur un banc de déplacement 3D. Les axes \vec{x} et \vec{y} sont respectivement pilotés par un moteur pas à pas "CHARLYROBOT" ayant une course de 180 mm et une précision de 0.25 mm et par un moteur pas à pas NEWPORT UE41PP, avec une course de 100 mm et une précision de 0.1mm. Ces moteurs sont commandés par un contrôleur NEWPORT ESP300, lui-même piloté par un programme utilisant le logiciel TESTPOINT. L'axe de l'écoulement \vec{z} est uniquement équipé d'un système manuel de guidage millimétrique. La course du chariot est de 500 mm et sa précision de positionnement 1mm.

3.4 Strioscopie

3.4.1 Banc de strioscopie

Le banc de strioscopie (Figure 3.8) utilisé dans le cadre de cette étude est un banc HUETONERA utilisant la méthode Töpler (ou méthode en Z). Il est constitué de deux tables : émission et réception. La table d'émission comporte une source lumineuse, un couteau d'émission, un miroir plan et un miroir parabolique.

- La source lumineuse est une lampe spectrale au mercure à émission continue d'une puissance de 60 W. Elle produit un arc de lumière blanche guidé par deux électrodes. Juste en amont de la lampe se trouve un condenseur qui permet de faire converger le faisceau sur le couteau d'émission.



(a)



(b)

FIGURE 3.6 – Dispositif expérimental pour l'étude du spray.

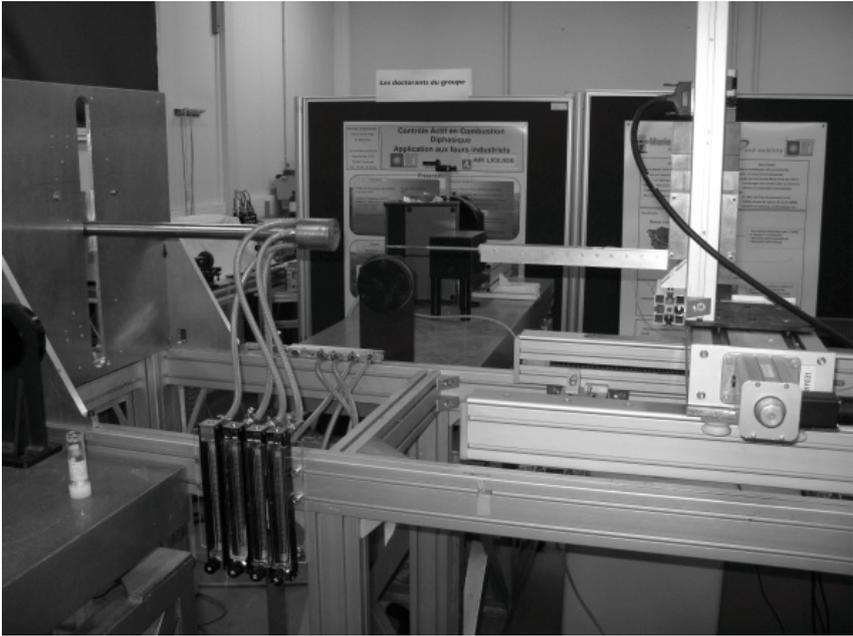
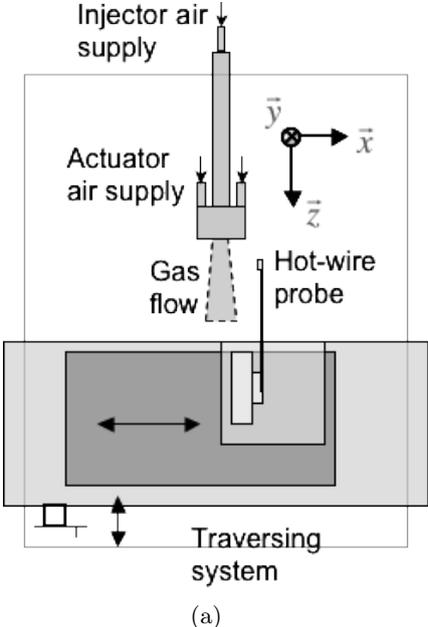


FIGURE 3.7 – Dispositif expérimental pour l'étude de l'écoulement de gaz.

- Le couteau d'émission est en réalité une fente de largeur réglable de sorte à laisser passer plus ou moins de lumière. Les visualisations obtenues sont d'autant mieux contrastées que la fente est fine. Le couteau est placé au foyer objet d'un miroir parabolique, c'est donc un faisceau parallèle de lumière qui traverse l'écoulement en direction de la table de réception.

Le premier élément de la table de réception que le faisceau parallèle rencontre est un autre miroir parabolique. Le faisceau converge alors vers le foyer image du miroir sur lequel se trouve le couteau de réception. Celui-ci est l'image du couteau d'émission à travers tout le système optique que nous venons d'évoquer. Aussi, si l'écoulement traversé par le faisceau lumineux ne présente pas de variation d'indice, le couteau de réception agit comme un cache et bloque toute la lumière. En revanche si le milieu traversé par le faisceau lumineux présente des variations locales d'indice de réfraction (gradient de masse volumique, gouttes liquides...) une partie de la lumière est déviée et n'est plus bloquée par le couteau de réception. Ses rayons déviés à la traversée de l'écoulement peuvent alors être visualisés sur un écran en verre dépoli ou captés par une caméra CCD.

La caméra utilisée ici est une caméra CCD Sensicam 12 bit. Elle est munie d'un objectif 11-110 mm d'une ouverture de 1.8. Un PC équipé d'une carte d'acquisition vidéo permet de digitaliser les images.

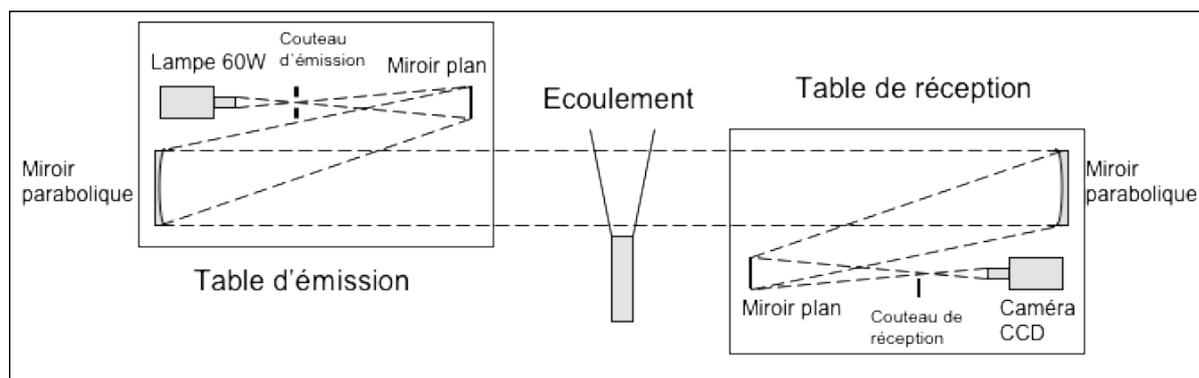


FIGURE 3.8 – Banc de strioscopie en Z

3.4.2 Fonctionnement du banc pour la visualisation du gaz

La méthode de strioscopie (Schlieren) a été développée pour la première fois par Töpler en 1864. Elle permet de visualiser les gradients de masse volumique d'un écoulement. Son principe repose sur la loi de Lorentz-Lorenz qui relie l'indice de réfraction n d'un milieu transparent, pour une radiation de longueur d'onde λ , et la masse volumique de ce milieu :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = K(\lambda)\rho \quad (3.1)$$

où K dépend de la longueur d'onde et du milieu considérés. L'équation 3.1 se simplifie dans le cas des gaz :

$$n - 1 = K \frac{\rho}{\rho_s} \quad (3.2)$$

où ρ_s est la masse volumique du milieu dans les conditions standards de température et pression. Enfin, il a été établi, pour un écoulement bidimensionnel, qu'un gradient d'indice de réfraction

impose au rayon lumineux un rayon de courbure R donné par :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x_i} \quad (3.3)$$

De cette manière on montre que les rayons lumineux sont déviés dans la direction où l'indice de réfraction du milieu croît. La méthode de strioscopie repose sur cette déviation des rayons lumineux à la traversée d'un milieu présentant des gradients de masse volumique. Ainsi, grâce à la caméra CCD installée sur le banc de strioscopie (cf. Figure 3.8), il est possible d'intercepter une partie des faisceaux déviés. Les visualisations obtenues présentent des zones d'obscurcissement et d'éclaircissement selon le sens de déviation des faisceaux à la traversée de l'écoulement. L'intensité du signal lumineux capté sur la caméra peut être réglée en manipulant le miroir parabolique de réception, de sorte que le couteau de réception coupe plus ou moins l'image du couteau d'émission. On visualise à l'écran la composante du gradient de masse volumique qui est perpendiculaire au couteau de réception.

Ce premier fonctionnement du banc de strioscopie est utilisé pour visualiser l'écoulement de gaz issu de l'injecteur. Comme dans le cas des mesures d'anémométrie fil chaud, le tube central d'injection liquide est bouché. La ligne d'alimentation en air de l'injecteur est préalablement chauffée à une température de 70°C afin de générer un écoulement d'air à masse volumique variable. Le temps d'exposition est $\tau_{exp} = 50\mu\text{s}$. La Figure 3.9 présente un exemple de prise de vue strioscopique du jet annulaire sans contrôle et sans injection de gouttes.

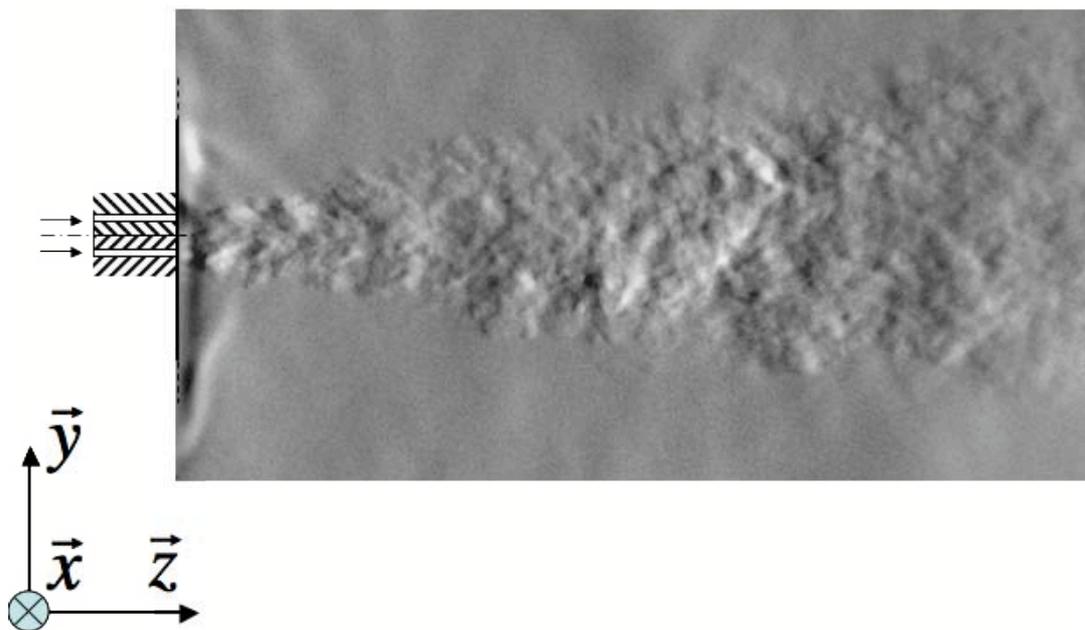


FIGURE 3.9 – Exemple d'image strioscopique du jet annulaire gazeux

3.4.3 Strioscopie du spray

On peut également observer le spray par la méthode de strioscopie. En effet, les petites gouttes créées par l'atomisation secondaire sont très diffractantes. Si l'on coupe complètement l'image du couteau d'émission avec le couteau de réception, seul reste la lumière diffusée par les gouttes qui apparaissent alors en négatif sur l'écran (fond d'écran noir et spray en blanc). Ceci

nous permet en particulier de déterminer l'enveloppe du spray en moyennant un grand nombre d'images instantanées puis en binarisant l'image obtenue. Le temps d'exposition des sprays est $\tau_{exp} = 50\mu s$.

Pour chaque point de fonctionnement, 100 clichés sont enregistrés. La démarche de traitement a pour objectif de déterminer l'enveloppe du spray. Elle se déroule en deux étapes :

- Moyennage : Les 100 images instantanées du spray sont sommées pour obtenir une image moyenne (Figure 3.10(b)).
- Binarisation : L'image moyenne est binarisée pour en extraire l'enveloppe du spray (Figure 3.10(c)).

La principale difficulté de ce traitement réside dans le choix du seuil de binarisation. Pour cette étude nous avons fait le choix d'utiliser la méthode de maximisation de la variance interclasse [47]. Cet algorithme permet de déterminer automatiquement la limite du spray. Son fonctionnement est décrit dans l'Annexe A.1. La Figure 3.10 illustre les traitements successifs permettant le passage d'une image instantanée à une image binarisée.

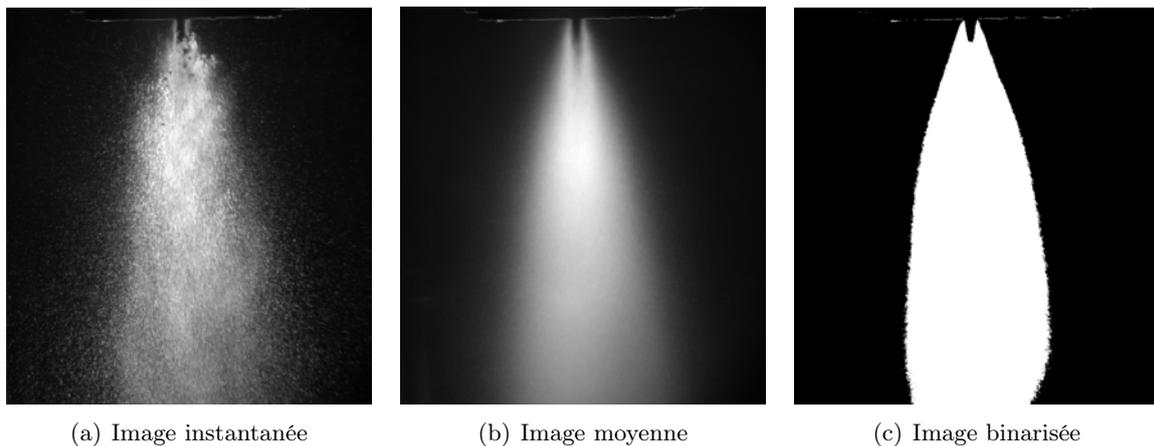


FIGURE 3.10 – Étapes du traitement des images de striescopie diphasique

On peut alors calculer la largeur du spray à la cote z : $L(z)$ (Figure 3.11).

3.4.4 Ombroscopie du spray

Il est aussi possible d'utiliser le banc de striescopie pour effectuer des prises de vue par ombroscopie du spray. L'objectif de cette technique est de visualiser les ombres des gouttes du spray en particulier les grandes structures formées par l'atomisation primaire. Le couteau de réception laisse passer dans ce cas une grande partie du faisceau lumineux. La Figure 3.12 présente un exemple de prise de vue du spray par ombroscopie. Toutefois, cette méthode n'a été utilisée qu'en début de thèse pour vérifier les régimes d'atomisation décrits par la littérature dans le cas de l'injecteur conçu à l'IMFT (cf. Section 2).

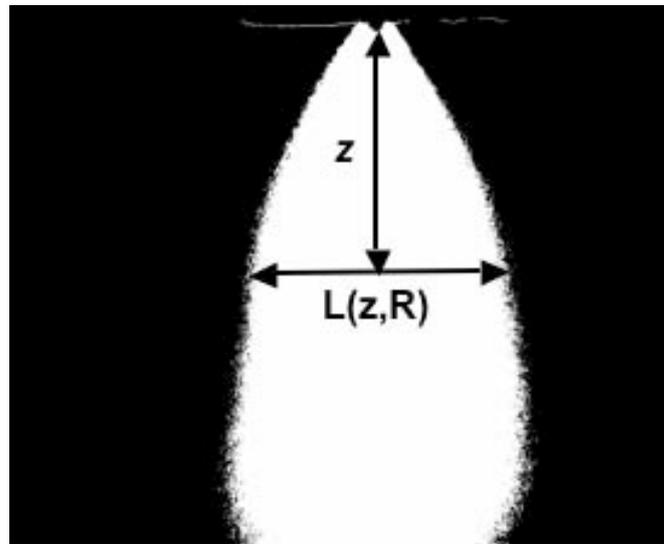
FIGURE 3.11 – Largeur du spray $L(z)$: Configuration (Sw)

FIGURE 3.12 – Exemple d'image ombroscopique du spray

3.5 Anémométrie Fil Chaud

3.5.1 Principe de fonctionnement

L'anémométrie à fil chaud est une méthode intrusive mais précise de mesure de vitesse dans les écoulements de gaz. Elle repose sur le lien entre le refroidissement d'un filament chauffé électriquement, placé dans un écoulement et la vitesse de ce écoulement. L'idée d'appliquer ce principe est née à la fin du 19^{ème} siècle et c'est à cette méthode que l'on doit les premières mesures quantitatives de grandeurs turbulentes. La théorie sous-jacente à cette méthode est aujourd'hui bien connue et documentée [48]. Seul le cheminement théorique est rappelé ici, ainsi que les éléments particuliers au système utilisé à l'IMFT.

L'élément sensible, la sonde, est un fil métallique de très petit diamètre (entre 0.5 et 10 μm selon les applications), généralement en tungstène et /ou platine. La résistance électrique de ce filament est reliée à sa température par une relation de type :

$$R_f = R_0(1 + \alpha_f(T_f - T_a)) \quad (3.4)$$

où R_0 est la résistance du fil à une température de référence, par exemple celle de l'écoulement T_a et α_f est la résistivité du matériau. On appelle coefficient de surchauffe, la quantité $\frac{R_f - R_0}{R_0}$. c'est lui que l'utilisateur doit ajuster pour contrôler la température du fil. Plus ce coefficient est élevé, plus la sonde sera sensible aux faibles variations de température. Dans notre cas, on travaille à une température constante du filament (technique dite "Constant Temperature Anemometry" ou CTA). Pour cela, la résistance R_f est en permanence ajustée au moyen d'un pont de wheatstone. La grandeur physique qui permet cet ajustement est la tension E_f au sommet du pont de Wheatstone. Par un bilan thermique sur le fil faisant intervenir le chauffage par effet joule et le refroidissement par convection, conduction et rayonnement, on établit la relation entre la composante de vitesse u_{hw} normale au fil et la tension E dans le pont de wheatone. Pour cela on pose comme hypothèse que la longueur du fil est très longue par rapport à son diamètre et on néglige le rayonnement. La relation obtenue, dite loi de King, s'écrit :

$$E_f^2 = A + Bu_{hw}^n \quad (3.5)$$

où les constantes A, B et n sont à déterminer en étalonnant le fil chaud.

3.5.2 Etalonnage

Afin d'assurer des résultats précis, il est nécessaire d'étalonner régulièrement le fil chaud. Le laboratoire dispose d'une soufflerie d'étalonnage Dantec pouvant générer des écoulements calibrés entre 0 et Mach 0.9. En pratique, la loi de conversion de la tension en vitesse utilisée n'est pas la loi de King mais un polynôme de degré 5 (H. H. Bruun 1995 [48]) :

$$u_{hw} = D_0 + D_1 E_f + D_2 E_f^2 + D_3 E_f^3 + D_4 E_f^4 + D_5 E_f^5 \quad (3.6)$$

La Figure 3.13 présente la courbe d'étalonnage du fil chaud entre 0.5 et 30 m/s. L'erreur entre la courbe de régression et les points de mesure est très faible ($< 2\%$).

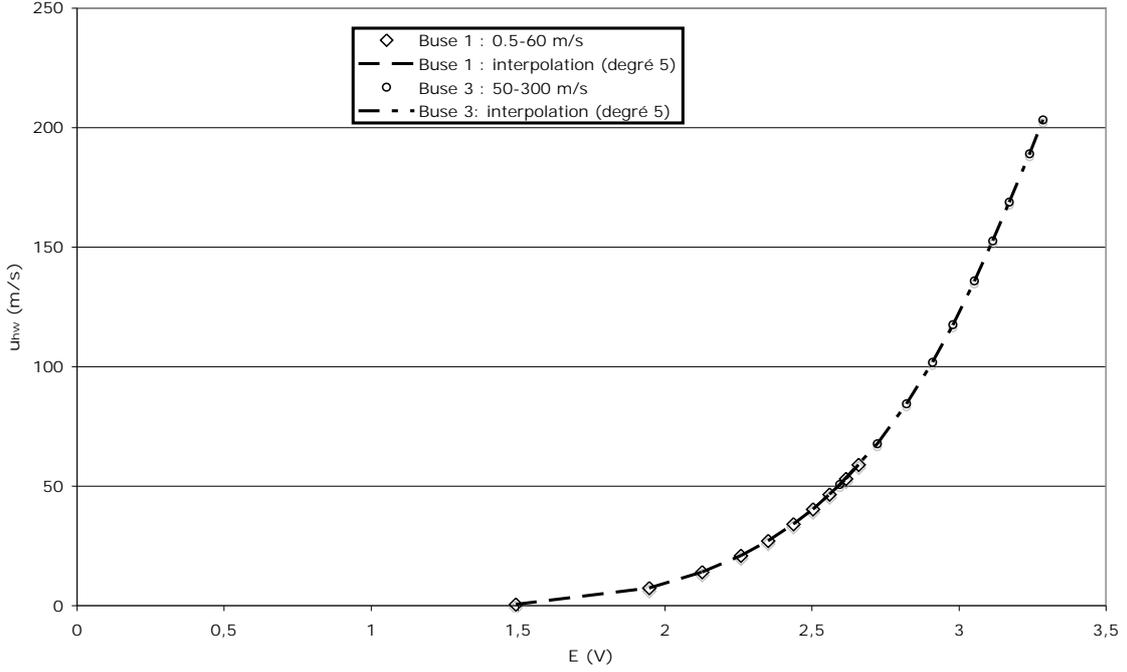


FIGURE 3.13 – Courbe d'étalonnage de la sonde à fil chaud

3.5.3 Mesure de vitesse

Définition des grandeurs mesurées

La sonde utilisée pour cette étude est de type DANTEC 55P11. Le diamètre du fil est de $5 \mu\text{m}$. Lors des mesures, celui-ci est toujours aligné avec l'axe \vec{x} (Figure 3.7). En chaque point, un échantillon de $N = 10000$ valeurs instantanées de vitesse est effectué à une fréquence de $f_{hw} = 10$ kHz. La vitesse mesurée par le fil u_{hw} est déterminée par l'équation de Jorgensen [49] :

$$u_{hw}^2 = u_z^2 + k_{hw}^2 u_y^2 + h_{hw}^2 u_x^2 \quad (3.7)$$

avec $k_{hw} = 1.05$ et $h_{hw} = 0.2$. Les grandeurs statistiques extraites des mesures de vitesse instantanées sont la vitesse moyenne U_{hw} :

$$U_{hw} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_{hw}(i) \quad (3.8)$$

et la fluctuation moyenne, c'est à dire l'écart-type U_{hw}^{RMS} , de la vitesse instantanée :

$$U_{hw}^{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_{hw}(i) - U_{hw})^2} \quad (3.9)$$

Dans le cas du jet coaxial sans actionneurs, les composantes transverses de la vitesse sont à moyenne nulle :

$$\bar{u}_x = \bar{u}_y = 0 \quad (3.10)$$

et l'intensité turbulente est de l'ordre de 15 %. Les fluctuations moyennes de vitesses sont donc modérées :

$$\overline{u_x'^2}, \overline{u_y'^2}, \overline{u_z'^2} \ll \bar{u}_z^2 \quad (3.11)$$

Par un développement limité de l'équation 3.7, on peut démontrer que :

$$U_{hw} = \bar{u}_z \left(1 + O \left(\frac{\overline{u_i'^2}}{\bar{u}_z^2} \right) \right) \quad \text{et} \quad U_{hw}^{RMS^2} = \overline{u_z'^2} \left(1 + O \left[\left(\frac{\overline{u_i'^2}}{\bar{u}_z^2} \right)^2 \right] \right) \quad (3.12)$$

où $i = x, y, z$. On peut donc assimiler les statistiques de vitesses fil chaud aux statistiques de vitesse axial ce qui permet d'effectuer une comparaison avec la littérature sur les jets turbulents. Toutefois pour les configurations avec contrôle, les actionneurs génèrent des composantes de vitesse transverse non négligeables. En particulier dans le cas (Dev), le jet est dévié dans la direction \vec{y} . La vitesse moyenne \bar{u}_y n'est plus nulle ce qui invalide l'hypothèse 3.10. Les composantes de vitesse dans les deux directions privilégiées \vec{y} et \vec{z} de l'écoulement sont captées mais ne peuvent pas être distinguées. C'est pourquoi afin d'éviter toute confusion, toute vitesse issue de mesures fil chaud ou issues de simulation et reconstruites à partir de Eq. 3.7 sera suivie de l'indice $_{hw}$.

Incertitude de mesure

Les sources d'erreur sur les statistiques U_{hw} et U_{hw}^{RMS} sont principalement liées à la fréquence d'échantillonnage f_{hw} et au nombre d'échantillons N . Tout d'abord, pour un signal turbulent, la fréquence d'échantillonnage optimale conseillée [48, 50] est :

$$f_{hw}^{opt} = \frac{1}{2T_i} \quad (3.13)$$

où T_p est l'échelle intégrale de temps de l'écoulement. Pour un nombre donné d'échantillons N , une fréquence plus faible étendrait le temps de mesure. Une fréquence plus grande mènerait à des mesures de vitesse instantanée non statistiquement indépendantes. Ceci risquerait alors d'augmenter l'incertitude de la mesure.

Ensuite afin d'évaluer l'incertitude de mesure liée au nombre fini d'échantillon, on suppose que le signal de vitesse instantanée est un processus ergodique qui suit une loi gaussienne. On suppose de plus que pour chaque mesure, les N échantillons sont indépendants (condition remplie si $f_{hw} = f_{hw}^{opt}$). On peut alors calculer les erreurs sur la vitesse moyenne U_{hw} et la vitesse RMS U_{hw}^{RMS} [48] :

$$\delta U_{hw} = 1.96 \sqrt{\frac{U_{hw}^{RMS^2}}{N}} \quad \text{et} \quad \delta U_{hw}^{RMS} = 1.96 \sqrt{\frac{U_{hw}^{RMS^2}}{2N}} \quad (3.14)$$

Ces deux estimateurs sont donnés avec un intervalle de confiance de 95%. Appliquons maintenant ces deux critères au cas de notre étude. Les maxima de vitesse moyenne et RMS observés sur l'axe du jet coaxial sont respectivement $U_{hwmax} = 170m/s$ et $U_{hwmax}^{RMS} = 25m/s$. L'échelle de temps intégrale peut être estimée à partir de l'échelle de temps des grandes structures turbulentes de l'écoulement :

$$T_p \simeq \frac{D_{ge}/2}{U_{hwmax}^{RMS}} \quad (3.15)$$

ce qui donne :

$$f_{hw}^{opt} = 4500 \text{ Hz} \quad (3.16)$$

Si l'on compare cette valeur à la fréquence choisie $f_{hw} = 10000$ Hz nous sommes dans le même ordre de grandeur. L'équation 3.14 permet de calculer les erreurs δU_{hw} et δU_{hw}^{RMS} :

$$\delta U_{hw} = 0.49 \text{ m/s et } \delta U_{hw}^{RMS} = 0.34 \text{ m/s} \quad (3.17)$$

3.6 Phase Doppler Anemometry (PDA)

Les vitesses axiales u_{pz} ainsi que les diamètres d_p des particules présentes dans le jet sont mesurées simultanément par anémométrie phase Doppler (ou Phase Doppler Anemometry-PDA). Cette méthode offre une excellente résolution temporelle et est non intrusive. Elle ne fournit cependant que des mesures ponctuelles. Les principes de la PDA furent proposés pour la première fois par Farmer (1976) [51] puis la méthode fut principalement développée par Bachalo et Houser (1984) [52]. Cette technique est aujourd'hui très largement utilisée pour l'étude des sprays et bénéficie d'une large documentation dans la littérature [53, 54, 55]. Aussi nous n'en décrivons que très brièvement les principes. Nous présenterons ensuite la chaîne de mesure utilisée à l'IMFT et les grandeurs post-traitées à partir des mesures PDA.

3.6.1 Principe de fonctionnement

Dispositif de mesure

La Figure 3.14 présente le principe de fonctionnement du PDA. Un faisceau laser de longueur d'onde λ_l est séparé par une lame séparatrice en deux faisceaux cohérents (a et b) qui sont ensuite focalisés par une lentille convergente. L'intersection des deux rayons forme un volume de mesure ellipsoïdal. Le système de réception est composé de deux photomultiplicateurs 1 et 2 respectivement placés aux positions angulaires (φ, ψ_1) et (φ, ψ_2) par rapport au centre du volume de mesure.

Mesure de vitesse

Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, elle diffuse la lumière des deux faisceaux dans toutes les directions. Du point de vue du récepteur j , la goutte est alors une source lumineuse en mouvement. La théorie de Doppler permet de calculer la fréquence des ondes lumineuses captées par le détecteur j pour chaque faisceau i :

$$f_i = f_l \frac{1 - \frac{\vec{e}_1 \cdot \vec{u}_p}{c_l}}{1 - \frac{\vec{e}_s \cdot \vec{u}_p}{c_l}} \quad (3.18)$$

où $i = a, b$, $j = 1, 2$ et $f_l = c_l \lambda_l$ est la fréquence des faisceaux lasers. Dans un spray, la vitesse des gouttes est de l'ordre de 10 m/s ce qui est très inférieur à la vitesse de la lumière c_l . L'hypothèse $\|\vec{u}_p\|/c_l \ll 1$ est toujours vérifiée et on peut remplacer l'équation 3.18 par son développement limité au premier ordre :

$$f_i = f_l \left(1 + \frac{\vec{u}_p}{c_l} (\vec{e}_{sj} - \vec{e}_i) \right) \quad (3.19)$$

L'intensité lumineuse captée par les photomultiplicateurs correspond à la somme de ces deux ondes. Celles-ci sont cohérentes et de fréquence très proches car $\|\vec{u}_p\|/c \ll 1$. Ces deux ondes interfèrent donc, ce qui génère l'oscillation du signal d'intensité lumineuse à la fréquence de battement :

$$f_D = |f_b - f_a| \quad (3.20)$$

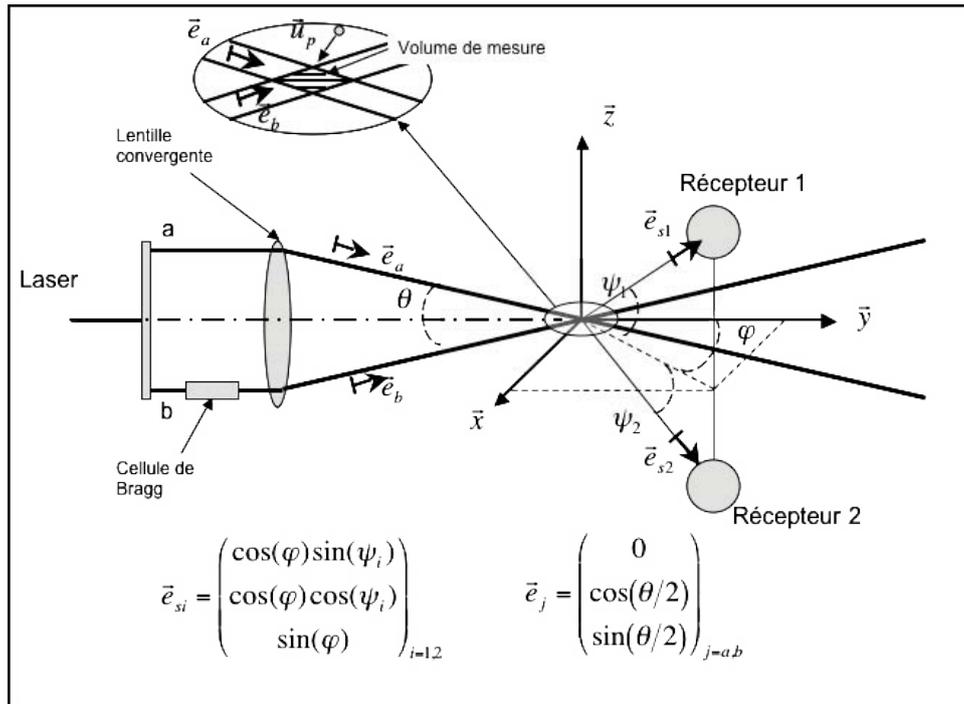


FIGURE 3.14 – Schéma de fonctionnement de la méthode PDA

La fréquence f_D est le plus souvent appelée fréquence Doppler. A partir de l'équation Eq. 3.18 et du schéma de la Figure 3.14, on peut aisément démontrer que :

$$f_D = 2 \frac{|u_{pz}| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda_l} \quad (3.21)$$

En inversant l'équation Eq. 3.21, on accède alors à la mesure de la composante verticale de la vitesse de la particule u_{pz} . Il reste toutefois une ambiguïté sur le signe de u_{pz} . Cette ambiguïté est levée en décalant la fréquence d'un des deux faisceaux incident au moyen d'une cellule de Bragg. La fréquence Doppler est alors égale à :

$$f_D = \left| \delta f_l + 2 \frac{u_{pz} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda_l} \right| \quad (3.22)$$

Le décalage en fréquence δf_l est égal à 40 MHz pour notre chaîne de mesure ce qui nous permet de mesurer des vitesses négatives jusqu'à -57.6 m/s.

Mesure de tailles de gouttes

La mesure de la taille de goutte utilise quant à elle la différence de phase entre deux signaux reçus par les deux photodétecteurs. En effet, deux rayons émergeant de la particule et parvenant aux deux détecteurs présentent une différence de chemin optique qui ne dépend que du diamètre de la particule. Les rayons d'origine étant en phase, les deux signaux reçus présentent un déphasage lié à cette différence de chemin optique. On suppose généralement que l'hypothèse de l'optique géométrique est vérifiée, ce qui est réaliste pour des particules de diamètre dix fois

plus grand que la longueur d'onde du laser λ_0 . Dans cette approximation, la lumière diffusée par une particule sphérique peut être décomposée en trois termes :

- -la diffraction de Fraunhofer.
- -la réfraction de la lumière à travers la sphère.
- -la réflexion de la lumière sur la surface extérieure de la particule et celles sur les surfaces internes.

On place le plus souvent les détecteurs avec un angle de diffusion φ entre 30 et 50 degrés pour privilégier le premier rayon réfracté devant les autres phénomènes. Il existe alors une relation linéaire entre le diamètre de la goutte D et le déphasage Φ_{12} :

$$\Phi_{12} = \frac{\pi D}{\lambda} (\beta_2 - \beta_1) \quad (3.23)$$

où β_1 et β_2 sont les facteurs géométriques pour les deux récepteurs. Ils sont donnés par les théories de diffusion de la lumière et dépendent de la position angulaire du récepteur (φ, ψ_i) de l'écartement θ des faisceaux a et b et de l'indice de réfraction relatif entre le gaz et le liquide. Il faut toutefois noter que cette relation est valable modulo 2π ce qui limite la gamme de diamètres D mesurables. Au delà, il apparaît une ambiguïté sur la valeur de D . Cette ambiguïté est levée par l'utilisation d'un troisième photomultiplicateur.

3.6.2 Chaîne de mesure

La chaîne de mesure PDA utilisée pour notre étude est présentée sur la Figure 3.15. Elle est composée d'une optique d'émission, d'une optique de réception et d'une chaîne d'acquisition et de traitement du signal.

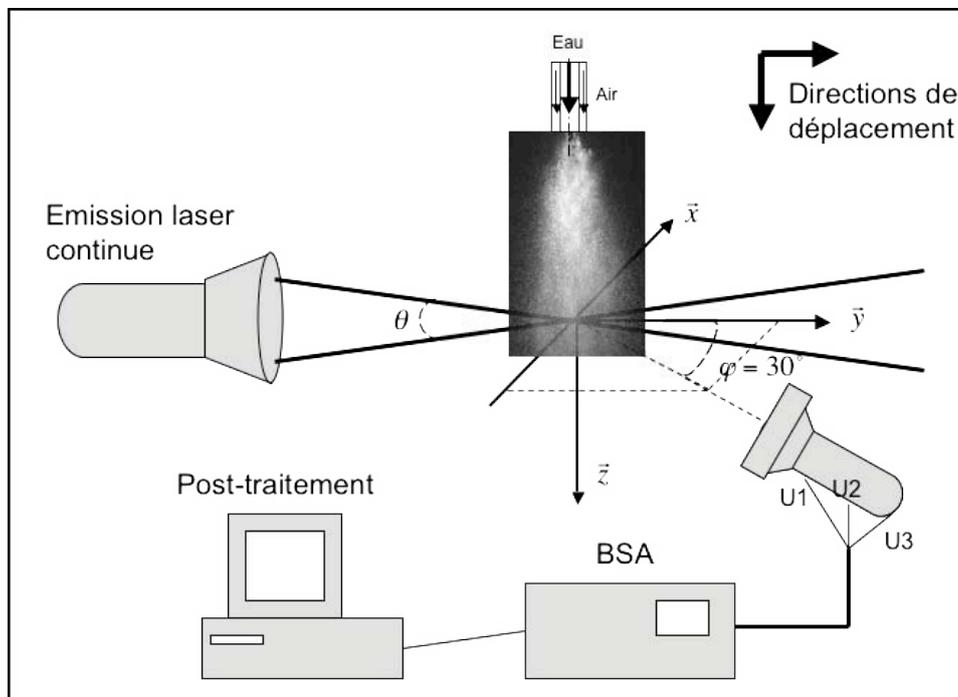


FIGURE 3.15 – Chaîne de mesure PDA

TABLE 3.2 – Caractéristiques optiques de la chaîne de mesure PDA.

Optique d'émission	
Longueur d'onde	514.5 nm
Frequence shift	40 MHz
Diamètre des faisceaux	2.2 mm
Distance entre les faisceaux	39.6 mm
Lentille convergente	focale 300mm
Volume de mesure	
Angle d'intersection θ	7°
Diamètre	197 μm
Longueur	2.984 mm
Optique de réception	
Angle de diffusion ϕ	30°
Lentille de réception	focale 610mm
Décalage des récepteurs	45.8 mm

L'optique d'émission

L'optique d'émission est constituée d'une source laser continue multi-raies, d'un séparateur de faisceaux, d'une cellule de Bragg et d'une lentille sphérique faisant converger les faisceaux. Les caractéristiques de l'optique d'émission et du volume de mesure sont résumés dans le tableau 3.2.

L'optique de réception

La lumière diffusée par les particules durant la traversée des volumes de mesures est collectée par l'optique de réception composée d'une lentille de focale 610 mm et de trois photodétecteurs séparés chacun d'une distance de 45.8 mm. Cette optique est placée à un angle de diffusion $\varphi = 30$ degrés de sorte que le mode de diffusion prédominant soit le premier mode de réfraction.

Acquisition et traitement du signal

Le signal Doppler issu de chaque photomultiplicateur est transmis à un ordinateur électronique Dantec (BSA). Ce corrélateur convertit la fréquence et la phase des bouffées Doppler en mesures de vitesse et de taille de particules.

L'ensemble est piloté depuis un micro-ordinateur par le logiciel BSA-flow de Dantec. Il permet le contrôle des principaux paramètres électroniques du système de mesure (tension des photomultiplicateurs, niveau de déclenchement de l'acquisition, bande passante...). Les données sont ensuite post-traitées par des programmes spécialement développés pour cette étude à l'aide du logiciel Matlab.

3.6.3 Calcul des grandeurs statistiques

Diamètre moyens

Le PDA est un système de mesure quasi ponctuel qui agit comme un compteur de particules. Lorsqu'une goutte traverse le volume de mesure, son diamètre, sa vitesse ainsi que l'instant de la mesure est enregistré. A partir de ces informations, on peut alors reconstruire la distribution numérique de taille $f_n(d_p)$ au point de mesure où plus précisément son approximation discrète :

$$p_i = \frac{N_{pi}}{N_p} = \int_{d_p - \Delta d_{pi}/2}^{d_p + \Delta d_{pi}/2} f_n(d_p) d(d_p) \quad (3.24)$$

où N_p est le nombre total de goutte de l'échantillon, N_{pi} est le nombre de goutte dans la classe i ($d_p - \Delta d_{pi}/2 < d_p \leq d_p + \Delta d_{pi}/2$). La grandeur p_i représente alors la probabilité pour une goutte d'appartenir à la classe i . Cette distribution permet ensuite de calculer différentes statistiques. On peut en particulier définir une série de diamètres moyens notés D_{ab} :

$$D_{ab}^{a-b} = \frac{\int_0^\infty f_n(d_p) d_p^a d(d_p)}{\int_0^\infty f_n(d_p) d_p^b d(d_p)} \quad (3.25)$$

où a et b sont des entiers quelconques. Dans cette étude, nous nous intéresserons principalement à D_{10} et D_{32} . Le diamètre D_{10} , correspond à la moyenne arithmétique de la distribution numérique de taille. Sa formulation discrète est :

$$D_{10} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^k N_{pi} d_{pi} \quad (3.26)$$

où k représente le nombre de classes. Le diamètre D_{32} est connu dans la littérature sous le nom de diamètre de Sauter ou SMD (Sauter Mean Diameter). Il montre le même rapport volume V_p sur surface S_p que l'intégralité du spray :

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^{k_p} N_{pi} d_{pi}^3}{\sum_{i=1}^{k_p} N_{pi} d_{pi}^2} = \frac{3V_p}{2S_p} \quad (3.27)$$

Il permet notamment d'estimer la propension d'un spray à s'évaporer. Un spray rapportant un diamètre de Sauter plus faible présente une plus grande surface d'échange ce qui diminue le temps d'évaporation. L'écart type de la distribution de diamètre est aussi utilisé dans ce manuscrit. Il est noté D^{RMS} et sa formule est donnée par :

$$D^{RMS} = \sqrt{D_{20}^2 - D_{10}^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^k N_{pi} d_{pi}^2} \quad (3.28)$$

Vitesse moyenne

A l'instar des diamètres, on peut définir une distribution numérique de vitesses axiale. On en déduit alors la vitesse axiale moyenne :

$$W_p = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} w_{pi} \quad (3.29)$$

et la fluctuation moyenne, c'est à dire l'écart-type W_p^{RMS} , de la vitesse instantanée :

$$W_p^{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} (w_p(i) - W_p)^2} \quad (3.30)$$

La méthode pour évaluer l'erreur statistique sur les vitesses est identique à celle présentée dans la Section 3.5.3. Les vitesses moyennes et RMS maximales observées sur l'axe sont respectivement $W_{pmax} = 40$ m/s et $W_{pmax}^{RMS} = 15$ m/s. Chaque point de mesure est constitué de $N_p = 200000$ échantillons. En supposant chaque mesure indépendante, l'équation 3.14 permet alors de calculer les erreurs δW_p et δW_p^{RMS} :

$$\delta W_p = 0.07 \text{ m/s et } \delta W_p^{RMS} = 0.05 \text{ m/s} \quad (3.31)$$

Le niveau d'incertitude est très faible. Toutefois, afin d'affiner l'analyse des mesures, la phase dispersée est décomposée en quatre classes de taille $[0 - 20 \mu\text{m}]$, $[20 - 50 \mu\text{m}]$, $[50 - 100 \mu\text{m}]$, $[100 - 200 \mu\text{m}]$. Pour chaque classe on calcule la vitesse moyenne et fluctuante. Or le nombre de mesures minimum dans une classe peut tomber à $N_{pi} = 10000$ ce qui mène à :

$$\delta W_p = 0.3 \text{ m/s et } \delta W_p^{RMS} = 0.2 \text{ m/s} \quad (3.32)$$

Chapitre 4

Méthodes Numériques

Le calcul numérique en Mécanique des Fluides est un outil essentiel permettant de compléter une étude expérimentale. Il donne en particulier accès à certaines informations dont la mesure est impossible ou très coûteuse. Ce chapitre présente les méthodes numériques mises en oeuvre durant cette thèse pour simuler le spray de l'atomiseur coaxial avec et sans dispositif de contrôle. Nous avons donc choisi de calculer l'écoulement gazeux par simulation aux grandes échelles (Large Eddy Simulation : LES) et d'effectuer un suivi lagrangien des gouttes pour la phase dispersée. Le code de simulation numérique utilisé est AVBP (<http://www.cerfacs.fr/4-26334-The-AVBP-code.php#avbp>). Aucun développement n'a été effectué au cours de cette thèse sur le noyau du code. La section 4.1 s'attache donc à effectuer quelques rappels sur les modèles standards d'AVBP et sur son module de simulation lagrangienne. Nous nous sommes en revanche intéressés au problème plus particulier des conditions limites compressibles et de l'injection de turbulence en LES compressible. En effet, la configuration expérimentale de l'IMFT comporte plusieurs entrées turbulentes sur lesquelles il est nécessaire de pouvoir injecter de la turbulence. Les premiers tests effectués au cours de cette thèse ont montré des niveaux de bruits et de vitesse RMS sur les entrées qui étaient incorrects. Il a donc été décidé d'étudier ce problème en détail. Ceci a permis d'identifier une erreur de méthode dans l'implémentation de l'injection de turbulence dans AVBP et de proposer une nouvelle condition limite adaptée l'injection de turbulence dans les codes compressibles, appelée VFCBC [56]. La section 4.2 présente dans un premier temps deux méthodes de génération de turbulence dérivées pendant cette thèse puis propose la dérivation de cette nouvelle condition limite caractéristique "Vortical Flow Boundary Condition" (VFCBC) et ajoutée à AVBP.

4.1 La simulation aux grandes échelles dans AVBP

AVBP est un code de simulation numérique, massivement parallèle, développé au CERFACS et à l'Institut Français du Pétrole, et spécialisé dans la simulation aux grandes échelles d'écoulements réactifs sur des maillages tri-dimensionnels, non-structurés. Dans cette partie sont présentées les équations de la LES, accompagnées des modèles utilisés dans AVBP.

4.1.1 Equations de la LES

La discrétisation des équations de Navier-Stokes sur un maillage opère de façon implicite un filtrage spatial de ces équations. Le filtre a une taille Δ liée à celle du maillage et une quantité f que l'on filtre devient :

$$\langle f \rangle(x) = \int f(x')F(x-x')dx \quad (4.1)$$

où F est le filtre spatial de type "boite" :

$$F(\mathbf{x}) = F(x_1, x_2, x_3) = \begin{cases} 1/\Delta^3 & \text{si } |x_i| \leq \Delta/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.2)$$

En filtrant les équations de Navier-Stokes, on fait apparaître des termes de type $\langle \rho f \rangle$ qui nécessitent une modélisation. Pour s'en affranchir, on introduit classiquement en écoulement compressible, un filtrage au sens de Favre, c'est à dire pondéré par la densité, et qui s'écrit :

$$\tilde{f} = \frac{\langle \rho f \rangle}{\langle \rho \rangle} \quad (4.3)$$

Au final, en filtrant spatialement les équations de Navier-Stokes, puis en introduisant un filtrage de Favre pour les termes de type $\langle \rho f \rangle$, on obtient le système d'équations LES à résoudre. Il faut noter que les opérateurs de filtrage et de dérivation ne sont pas commutatifs, cependant l'erreur commise est habituellement considérée négligeable devant les erreurs dues aux modèles utilisés.

– **Conservation des espèces et de la masse.**

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tilde{u}_i \tilde{Y}_k) = \frac{\partial}{\partial x_i} [\langle V_{k,i} Y_k \rangle - \langle \rho \rangle (\tilde{u}_i \tilde{Y}_k - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k)] \quad k = 1, N \quad (4.4)$$

comme précédemment, le flux de diffusion laminaire est modélisé à l'aide d'une hypothèse de gradient :

$$\langle V_{k,i} Y_k \rangle = - \langle \rho \rangle \langle D \rangle_k \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (4.5)$$

et une vitesse de correction filtrée \tilde{V}_i^c qui assure la conservation globale de la masse :

$$\tilde{V}_i^c = \sum_{k=1}^N \langle D \rangle_k \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (4.6)$$

– **Conservation de la quantité de mouvement.**

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \tilde{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} [\langle \tau \rangle_{ij} - \langle \rho \rangle (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)] \quad (4.7)$$

où on écrit le tenseur filtré des contraintes visqueuses :

$$\langle \tau \rangle_{ij} = \left\langle 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{ll} \right) \right\rangle \simeq 2 \langle \mu \rangle \left(\widetilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \widetilde{S}_{ll} \right) \quad (4.8)$$

et

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.9)$$

– **Conservation de l'énergie.**

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \widetilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\langle \rho \rangle \widetilde{E} + \langle P \rangle \right) \widetilde{u}_i \right] = - \frac{\partial \langle q \rangle_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle \tau_{ij} u_i \rangle \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\langle \rho \rangle \left(\widetilde{u}_i \widetilde{E} - \widetilde{u}_i \widetilde{E} \right) \right] \quad (4.10)$$

avec

$$\langle q \rangle_i = - \left\langle \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right\rangle + \left\langle \rho \sum_{k=1}^N h_k Y_k V_{k,i} \right\rangle \simeq - \langle \lambda \rangle \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_i} + \langle \rho \rangle \sum_{k=1}^N \widetilde{h}_k \langle V_{k,i} Y_k \rangle \quad (4.11)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle \tau_{ij} u_i \rangle \right) \simeq \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle \tau \rangle_{ij} \widetilde{u}_i \right) \quad (4.12)$$

Pour fermer ce système, il reste donc encore à modéliser les trois termes sur les grandeurs non-résolues, dites de sous-maille, $(\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j - \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j)$, $(\widetilde{u}_i \widetilde{Y}_k - \widetilde{u}_i \widetilde{Y}_k)$ et $(\widetilde{u}_i \widetilde{E} - \widetilde{u}_i \widetilde{E})$.

4.1.2 Modèles de sous-maille

Il existe plusieurs modèles de sous-maille dans AVBP, certains s'inspirent des modèles RANS avec une viscosité de sous-maille, d'autres sont basés sur une similarité entre petites et grandes échelles.

- Pour les contraintes de Reynolds non résolues, $\tau_{ij}^r = (\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j - \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j)$, les modèles les plus simples sont de type Boussinesq, c'est à dire basés sur une viscosité turbulente ν_T . Par analogie avec les contraintes à l'échelle moléculaire, le déviateur du tenseur des contraintes s'écrit :

$$\tau_{ij}^r - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk}^r = -2\nu_T \widetilde{S}_{ij} \quad (4.13)$$

L'effet dynamique des petites échelles sur les plus grandes est donc purement dissipatif et la modélisation consiste à relier ν_T aux échelles résolues de l'écoulement. Dans cette étude, le seul modèle employé est celui de Smagorinsky qui est le plus classique et s'écrit :

$$\nu_T = (C_S \Delta)^2 \sqrt{\widetilde{S}_{ij} \widetilde{S}_{ij}} \quad (4.14)$$

où C_S est une constante du modèle (=0.18 dans ce travail) et Δ la longueur caractéristique du filtre LES, définie comme la racine cubique du volume de la cellule. Ainsi la taille de la maille est prise en compte mais pas sa topologie et le modèle de Smagorinsky est réputé pour être trop dissipatif, surtout près des parois où \widetilde{S}_{ij} est grand.

- Le flux non-résolu des espèces chimiques $J_{ik}^r = (\widetilde{u}_i \widetilde{Y}_k - \widetilde{u}_i \widetilde{Y}_k)$ est estimé avec une hypothèse de gradient et on ajoute une vitesse de correction de sous maille

$$J_{ik}^r = -D_k^T \frac{\partial \widetilde{Y}_k}{\partial x_i} + \widetilde{Y}_k \widetilde{V}_i^{c,r} \quad (4.15)$$

et

$$\tilde{V}_i^{c,r} = \sum_{k=1}^N \langle D \rangle_k^T \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (4.16)$$

- Le flux non-résolu d'énergie $q_i^r = (\widetilde{u_i E} - \tilde{u}_i \tilde{E})$ est aussi modélisé à l'aide d'une loi de type gradient et on ajoute la diffusion multi-espèces

$$q_i^r = -\lambda_T \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^N J_{ik}^r \tilde{h}_k \quad (4.17)$$

4.1.3 Résolution numérique des équations

Les équations présentées ci-dessus sont codées à l'aide de méthodes numériques dont le but est de fournir une solution aussi proche que possible de la solution exacte, tout en minimisant le temps de calcul. Ces méthodes sont brièvement décrites ici, en commençant par le stockage et le calcul des propriétés thermo-chimiques des fluides (les aspects purement informatiques tels que la parallélisation et la structure des données ne sont pas traités ici, le lecteur intéressé peut se référer au site internet consacré au code : <http://www.cerfacs.fr/4-26334-The-AVBP-code.php#avbp>).

Tables thermodynamiques et coefficients de transport

Pour chaque espèce, l'enthalpie sensible et l'entropie sont tabulées tous les 100 K, de 0 à 5000 K. L'énergie sensible et les capacités thermiques sont déterminées à partir de ces données et tabulées elles aussi. A partir de là, l'énergie et l'enthalpie du mélange sont écrites comme des moyennes pondérées par la fraction massique des valeurs de toutes les espèces.

La viscosité du mélange est déterminée par une loi de Sutherland et la conductivité thermique à l'aide d'un nombre de Prandtl du mélange supposé constant en temps et en espace. Enfin, la diffusivité de chaque espèce s'exprime avec le nombre de Schmidt qui est supposée constante pour chaque espèce.

Discrétisation spatio-temporelle

La discrétisation spatiale des équations se fait par la méthode des volumes finis. Le domaine de calcul est divisé en cellules. Un volume de contrôle est défini autour de chaque noeud du maillage et les équations LES sont appliquées sous forme intégrale sur chacun de ces volumes. Cette méthode, dite "cell-vertex discretization" consiste donc à stocker les variables aux noeuds du maillage. La méthode des volumes finis autorise à travailler sur des domaines tri-dimensionnels de forme irrégulière, sans transformation du système de coordonnées, moyennant des calculs sur la topologie des cellules (faces, volumes) afin de déterminer les flux. AVBP utilise des maillages structurés ou non, les cellules peuvent ainsi être des hexaèdres, des tétraèdres, des pyramides ou des prismes. Ceci autorise à raffiner facilement des zones précises du domaine.

L'avancement en temps de la solution repose sur un schéma d'intégration explicite de Runge-Kutta, dont l'ordre diffère en fonction du schéma numérique. A chaque itération, cette méthode directe de calcul est rapide car elle ne requiert pas d'inversion de matrices. Cependant elle est basée sur une condition de stabilité, dite condition CFL (Courant-Friedrichs-Lewy), d'après laquelle l'information ne doit pas être convectée sur plus d'une cellule en un pas de temps, et qui

s'écrit :

$$\Delta t < \text{Min} \left| \frac{CFL \Delta x}{u \pm c} \right| \quad (4.18)$$

où Δt_{max} le pas de temps maximal autorisé, u est la vitesse convective, c la vitesse du son et CFL une constante (< 1) dont la valeur maximale est conditionnée par la stabilité du schéma numérique.

Le schéma numérique

Il a une importance fondamentale en LES car il doit assurer le transport des structures résolues sans dissipation, afin que le transfert d'énergie vers les petites structures et la dissipation soient bien effectués par le modèle de sous-maille. Pour les termes convectifs, les deux schémas numériques disponibles sous AVBP sont de type centré. L'un est un schéma volumes-finis de type Lax-Wendroff. Combiné à une méthode de Runge-Kutta à une étape, il est du deuxième ordre en espace et en temps. L'autre schéma est de type éléments finis avec une méthode de Taylor-Galerkin à deux étapes [57]. Baptisé TTGC (Two-step Taylor-Galerkin version C), il est du troisième ordre en espace et en temps avec une méthode de Runge-Kutta à deux étapes. Il apporte une dissipation et une dispersion beaucoup plus faibles que le schéma de Lax-Wendroff et requiert un temps de calcul environ deux fois et demi plus grand.

Associé à ces deux schémas pour les termes eulériens, un opérateur de type éléments finis est employé pour les termes de diffusion laminaire et turbulente. Son rôle est de dissiper les hautes fréquences que l'on rencontre en LES. [58].

Viscosité artificielle

Les schémas numériques utilisés sont centrés spatialement donc peu dissipatifs mais naturellement sujets à des oscillations numériques à haute fréquence qui doivent être éliminées. Dans les zones où ces phénomènes apparaissent, on rajoute une dissipation soigneusement choisie : la viscosité artificielle. L'utilisation de viscosité artificielle se fait en deux étapes : d'abord un senseur détecte les zones du calcul où un ajout de viscosité est nécessaire, ensuite deux différents types de viscosité sont appliqués selon le signal du senseur.

Il existe plusieurs types de senseurs, celui qu'on utilise dans ce travail est spécifique à la LES : il compare deux évaluations différentes du gradient de pression en un point. De cette façon, le senseur prend des petites valeurs ($\simeq 0$) pour les gradients bien résolus par le schéma (gradients d'origine physique) et des valeurs importantes ($\simeq 1$) pour les autres gradients, d'origine numérique.

En fonction de la valeur de ce senseur, deux types de viscosité peuvent être appliqués sur les équations de conservation : une viscosité du second ordre (opérateur laplacien) qui agit donc comme une viscosité physique en lissant les gradients et une viscosité du quatrième ordre (opérateur bi-laplacien) qui dissipe les très hautes fréquences. La méthode de viscosité artificielle utilisée ici n'applique jamais de viscosité du quatrième ordre sur les équations de quantité de mouvement et ainsi ne dissipe pas les plus petites structures résolues de l'écoulement.

Enfin, la quantité de chaque viscosité appliquée dépend de paramètres choisis par l'utilisateur ; la stratégie employée est donc de diminuer ces niveaux de viscosité au maximum, une fois le calcul stabilisé.

Traitement des conditions aux limites

Dans un code de LES compressible tel qu'AVBP, les schémas numériques précis utilisés ne dissipent pas les ondes d'un calcul, qu'elles soient d'origine physique (ex : ondes acoustiques) ou numérique. Le rôle des conditions aux limites est alors de mimer les frontières réelles du domaine, c'est à dire : appliquer des grandeurs physiques connues, laisser sortir les ondes physiques et éliminer les ondes numériques. Pour cela, AVBP utilise des conditions aux limites de type NSCBC (Navier Stokes Characteristic Boundary Conditions [59, 60]).

Au voisinage d'une frontière $x_i = x_{BC}$ on écrit les équations de Navier Stokes à k espèces en mettant sous forme caractéristique [61] les termes normaux à la frontière (termes en $\frac{\partial}{\partial x_i}$). On fait ainsi apparaître $(5+k)$ nouvelles variables L_j qui sont les amplitudes des ondes de l'écoulement :

- deux ondes acoustiques : L_1 et L_5
- une onde entropique : L_2
- deux ondes de quantité de mouvement : L_3 et L_4
- k ondes de transport d'espèces : L_{5+k}

Ces équations doivent être résolues sur la frontière : pour cela on utilise le schéma numérique habituel mais pour les termes normaux, la présence de la frontière oblige à choisir un schéma ne prenant en compte que l'intérieur du domaine de calcul. Pour des raisons de stabilité, ces schémas ne peuvent être utilisés qu'en remontant l'écoulement (schéma upwind) ainsi seules les ondes sortantes peuvent être déterminées par l'intérieur du domaine et les ondes entrantes sont imposées par une condition physique liée au problème. En isolant les termes relatifs aux ondes (normaux à la frontière) et en les réécrivant avec l'approximation de fluide parfait, on forme le système LODI (Local One Dimensional Inviscid). Ce système est résolu à l'aide des conditions physiques imposées. L'écriture détaillée du système LODI ainsi que sa résolution dans le cas particulier d'une entrée est présentée dans la Section 4.2.4.

L'expression des ondes entrantes obtenues à partir du LODI est alors réinjectée dans le système original d'équations sur la frontière (elle remplace l'équation correspondant à la condition physique imposée : par exemple une pression constante sur la limite permet d'éliminer l'équation de l'énergie). Finalement les conditions limites dites visqueuses (telles que glissement au mur, adiabaticité...) sont ajoutées à ce système et celui-ci est résolu de manière explicite.

L'avantage de la méthode NSCBC réside dans le traitement de l'acoustique, en particulier pour imposer des conditions limites non- réfléchissantes. Cependant, pour imposer des valeurs sur les quantités moyennes et éviter leur dérive, il est parfois nécessaire d'imposer une onde proportionnelle à l'écart entre la valeur instantanée et une valeur "objectif" (Linear Relaxation Method LRM [62, 60]). Pour obtenir ceci, la variation d'amplitude d'une onde peut s'écrire à l'aide d'un coefficient de relaxation K . Par exemple sur une entrée $x_1 = 0$ avec vitesse imposée, l'onde acoustique entrante L_5 s'exprime :

$$L_5 = K\rho c(u_1(x_1 = 0, t) - U^t) \quad (4.19)$$

où ρ est la masse volumique du gaz, c la vitesse du son, $u_1(x_1 = 0, t)$ la vitesse effective obtenue sur l'entrée et U^t la vitesse cible. Le coefficient de relaxation K à la dimension d'une fréquence. De sa valeur va dépendre la convergence de u_1 vers la valeur cible mais aussi l'amplitude de l'onde L_5 . On peut d'ailleurs relier mathématiquement [63] le coefficient de relaxation à la fréquence des ondes réfléchies pour la condition limite et ainsi déterminer l'impédance acoustique de la condition limite imposée. Dans AVBP, le coefficient de relaxation est fixé par l'utilisateur ; la stratégie habituelle est de le diminuer jusqu'à la valeur minimale qui permette d'éviter une dérive de la grandeur imposée tout en conservant le caractère non- réfléchissant de la condition limite. Enfin il faut noter que la méthode NSCBC originale a été étendue aux calculs multi-espèces par la prise en compte d'une thermodynamique détaillée dans le calcul des propriétés des gaz [64].

4.1.4 Le module de simulation lagrangienne dans AVBP

Le module de simulation Lagrangienne du code AVBP a été développé par Marta Garcia au cours de sa thèse au CERFACS [65, 66]. Ce module permet d'effectuer des simulations de spray en parallèle et sur des maillages hybrides ou non structurés par suivi lagrangien des particules de la phase dispersée.

La phase dispersée est constituée de particules que l'on modélise comme des sphères rigides de diamètre comparable ou inférieur à l'échelle de Kolmogorov. Si la masse volumique des particules est très supérieure à la masse volumique du fluide ($\rho_p/\rho_g \gg 1$), alors les forces qui s'appliquent aux particules se réduisent à la traînée et la gravité [67, 68]. Les collisions et l'atomisation secondaire sont négligées : cette hypothèse est justifiée dans la majeure partie du domaine étudié excepté près de l'injecteur où la densité volumique de liquide peut atteindre 0.1. Toutefois, le faible niveau de précision dans cette région et le coût important des algorithmes de traitement des collisions pour les méthodes Lagrangiennes [69, 70, 71, 72], ce phénomène est négligé. En ce qui concerne l'atomisation secondaire, les nombres de Weber seront évalués a posteriori en utilisant les données LES. Il sera montré qu'ils sont suffisamment faibles pour éviter tout phénomène d'atomisation dans une grande partie du domaine (Section 6.3.1).

Pour les simulations lagrangiennes, l'influence des particules sur l'équation de la quantité de mouvement et celle de l'énergie est prise en compte en effectuant l'approximation 'point-force' : l'effet de la particule sur l'écoulement fluide est considéré comme une force ponctuelle localisée au centre de la particule. On utilise ensuite une méthode de type 'particle-in-cell' pour projeter ce terme de couplage sur les noeuds du maillage [73, 74, 75, 76, 77]. Les poids générés par cette opération de projection sont alors inversement proportionnels aux distances entre la particule et les noeuds de la cellule. L'effet des échelles de sous maille sur la particule est de plus négligée. Selon Boivin *et al.* [78], cette hypothèse est valide pour un faible chargement massique (typiquement $\alpha_p \rho_p / \rho_g < 1$) et un temps de réponse des particules très supérieur à l'échelle de temps caractéristique de la turbulence de sous maille.

D'après ces hypothèses, les équations de la dynamique pour une particule sont donc les suivantes :

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \quad (4.20)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} \|\underline{v}_r\| v_{r,i} + g_i = -\frac{u_{p,i} - \tilde{u}_{g,i}}{\tau_p} + g_i \quad (4.21)$$

où g_i est le vecteur gravité. Le temps de relaxation de la particule τ_p est défini comme le temps caractéristique de Stokes :

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho_g} \frac{d_p}{C_D \|\underline{v}_r\|}. \quad (4.22)$$

Le coefficient de traînée C_D dans l'Eq. (4.21) peut être exprimé en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p selon la formule de Schiller & Nauman [79] :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} [1 + 0.15 Re_p^{0.687}] \quad (4.23)$$

$$Re_p = \frac{\|\underline{v}_r\| d_p}{\nu_g} \leq 800 \quad (4.24)$$

où d_p est le diamètre de la particule et ν_g est la viscosité cinématique du gaz. La vitesse relative instantanée entre la particule et le fluide est $v_{r,i} = u_{p,i} - \tilde{u}_{g,i}$, où $\tilde{u}_{g,i}$ est la vitesse du fluide à

la position de la particule. Ceci suppose que le champ de vitesse de l'écoulement est localement non perturbé par la présence de cette particule [68, 80]. En première approximation, la vitesse est égale à l'interpolation de la vitesse filtrée à la position de la particule [81, 82, 83]. L'effet de la turbulence de sous maille du fluide est négligé.

4.2 Génération et injection de turbulence en LES compressible

Pendant cette thèse, il a été nécessaire de revisiter l'injection de turbulence dans AVBP. Ceci a mené à la construction d'une nouvelle méthode appelée VFCBC, qui complète les techniques proposées dans NSCBC [84] et qui est décrite ci-dessous.

4.2.1 Introduction

For most unsteady computations (DNS or LES), the current method to write the velocity boundary condition consists in imposing the mean profile. Then, if the mesh is fine enough, turbulence can develop in the rest of the domain with the classical chaotic destabilization mechanism due to the non linearity of the Navier Stokes equations. However, statistical characteristics of the flow remain false close to the inlet. Moreover, most meshes used in inlets are too coarse to provide transition to turbulence. This is typically the case of the simulation of the experiment at IMFT since the inlet section of the coaxial injector hardly contains 10 nodes.

A proper solution to this problem is the injection of established turbulence at the domain inlet. The turbulent transition in the duct is forced by adding a synthetic turbulent signal with realistic statistical properties to the mean flow. Injecting turbulence with a compressible solver requires two ingredients :

- 1) A method to generate turbulence : the turbulent flow can be obtained by running a separate 3-D solver and reading it plane by plane using Taylor's assumption [85, 86] or by generating a synthetic turbulent signal based on digital filters [87, 88] or on inverse Fourier techniques [89, 90, 91]. All these methods ensure the presence of coherent perturbations, which is not warranted with a pure white noise.
- 2) An inlet boundary condition : this boundary condition must impose the mean profile, inject turbulent perturbations and still be nonreflecting for acoustic waves. This difficulty is a specificity of fully compressible codes. In incompressible or low-Mach formulations, the problem does not appear because acoustic waves are not computed. For example, imposing the velocity $u(x, y, z, t)$ in an inlet plane to be exactly equal at each instant to a 'target' value $u^t(x, y, z, t)$ (corresponding to the instantaneous turbulent signal to be injected) will obviously ensure the proper inlet turbulent flow but also reflect acoustic waves totally since the inlet velocity will not depend on outgoing waves. On the other hand, any attempt to make the inlet section perfectly non-reflecting might lead to an inlet velocity drifting away from the target field.

This section presents how these two questions have been treated during this PhD. First two methods for turbulence generation are described. The first one is the algorithm of Kraichnan/Celik. The second one is called Multi Vortex Turbulence (MVT) and has been specially developed for this study to produce a turbulent periodic field, something which the Kraichnan method does not. Table 4.2.1 compares the Kraichnan/Celik method and MVT. Their use in this study is explained by their complementarity. The Kraichnan/Celik methods enables to generate

a 3-D or a 2-D turbulence but the velocity field can not be periodic in space. We used it to inject turbulence in the coaxial tube of the injector for the LES of the IMFT experiment. The MVT method generates periodic turbulent fields but only 2D and with an unknown energy spectrum. It has been used to test boundary conditions in a periodic 2D square box.

TABLE 4.1 – Comparison of the generation methods used in this study

	Kraichnan/Celik	MVT
+	- Spectrum can be imposed - 3-D and 2-D	- Periodic in space
-	- Not periodic in space	- Spectrum unknown - Only 2-D
Used in this PhD to :	Inject turbulence in a duct (non-periodic)	Test VFCBC and NSCBC in a purely periodic domain

Then Section 4.2.4 will focus on the boundary condition formulation. Finding a proper compromise to define inlet boundary conditions where turbulence is injected and acoustic reflections are controlled, is the objective of the present work. To reach this goal, a new non-reflecting boundary condition, adapted to the introduction of vortical flows and called VFCBC (Vortical Flows Characteristic Boundary Condition) is constructed on the basis of recent results obtained by Prosser [92, 93] which allow to separate wave contributions due to acoustic and vorticity waves. VFCBC differs from the original NSCBC formulation [84], because the introduction of vortical flows on a non-reflecting inlet cannot be done with methods adapted to the introduction of acoustic waves. The methods proposed below are compared in two relevant test cases :

- Introduction of a single vortex in a quiet domain.
- Introduction of two-dimensional synthetic turbulence in a quiet domain.

"Quiet domain" means here a domain where no acoustic waves exist. In order to illustrate the acoustic behaviour of each formulation, the same test cases will then be repeated in cases where acoustic waves propagate back towards the inlet.

Finally, Section 4.2.9 presents the application of the Kraichnan/Celik method associated with the VFCBC method to a turbulent pipe. This last example is similar to the test case of a gas injector for a realistic 3-D LES configuration. Table 4.2.1 summarizes all the test cases presented in this manuscript for which the injection of turbulence was used. Note that the last configuration is the LES of the IMFT experiment. It uses the Kraichnan/Celik method and the VFCBC method.

TABLE 4.2 – List of the test cases in this thesis.

Test Case	Dimension	Generation of turbulence : to create the target velocity signal	Boundary condition : to inject the velocity signal
Vortex	2D	Analytic	VFCBC, NSCBC
2D isotropic turbulence	2D	MVT	VFCBC, NSCBC
Turbulent pipe	3D	Kraichnan/Celik	VFCBC
IMFT experiment	3D	Kraichnan/celik	VFCBC

4.2.2 The method of Kraichnan/Celik

The method implemented in AVBP must generate a synthetic turbulent field and inject it in the computation domain through an inlet for a low computation cost. It was first proposed by Kraichnan [91] to study the diffusion of particles by an incompressible, isotropic, turbulent velocity field. Celik et al. [89] extended the method to spatially inhomogeneous and anisotropic random flows and applied it to generate turbulent boundary conditions for LES. The fluctuating velocity field is obtained from a sample of random Fourier harmonics. Then this spatio-temporal signal is added to the mean boundary flow using Taylor's assumption. Note that this field does not satisfy the Navier Stokes equations : it only satisfies the continuity equation and its spectrum is fixed. Despite these limitations, this field has a zero divergence and produces reduced noise.

Remark : Results presented in this section use the definitions and notations of Appendix B which presents the basics of isotropic homogeneous turbulence.

Methodology

This section summarizes the method of Kraichnan/Celik used to create a divergence-free signal \underline{u}' following a specified spectrum. The relation between the fluctuating velocity field \underline{u}' of a turbulent flow and its three-dimensional Fourier transform in space $\hat{\underline{u}}(\underline{k}, t)$ at the wave number \underline{k} (Appendix B.4.1) is :

$$\underline{u}'(\underline{r}, t) = \int_{D(\underline{k})} \hat{\underline{u}}(\underline{k}, t) e^{j\underline{k}\cdot\underline{r}} d^3\underline{k} \quad (4.25)$$

where $j^2 = -1$. In this case, the Taylor assumption is applied (Appendix B.4.4). It means that :

$$\hat{\underline{u}}(\underline{k}, t) = \hat{\underline{u}}(\underline{k}) e^{j\omega t} \quad \text{with } \omega = \underline{k} \cdot \underline{\bar{u}} \quad (4.26)$$

Therefore, Eq. (4.25) becomes :

$$\underline{u}'(\underline{r}, t) = \int_{D(\underline{k})} \hat{\underline{u}}(\underline{k}) e^{j(\underline{k}\cdot\underline{r} - \omega t)} d^3\underline{k} \quad (4.27)$$

The fluctuating velocity field is also assumed incompressible. In the physical domain, this property is expressed as follow :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.28)$$

In the spectral domain, this relation is replaced by :

$$\hat{\underline{u}}(\underline{k}) \cdot \underline{k} = 0 \quad (4.29)$$

Therefore, the Fourier transform $\hat{\underline{u}}(\underline{k})$ is perpendicular to the wave vector \underline{k} . Now, Eq. (4.27) and Eq. (4.29) must be approximated by discrete equations. The fluctuating velocity is assumed to be a Fourier serie with N modes \underline{k}^n so that Eq. (4.27) and Eq. (4.29) become :

$$\underline{u}'(\underline{r}, t) = \sum_{n=1}^N \hat{\underline{u}}^n(\underline{k}^n) e^{(j\underline{k}^n \cdot \underline{r} + j\omega^n t)} \quad (4.30)$$

$$\hat{\underline{u}}^n \cdot \underline{k}^n = 0 \quad \forall n \quad (4.31)$$

where $\hat{\underline{u}}^n(\underline{k}^n)$ is the discrete three-dimensional Fourier transform of the fluctuating velocity field at the wave vector \underline{k}^n and $\omega^n = \underline{k}^n \cdot \underline{\bar{u}}$ is the discrete pulsation. $\hat{\underline{u}}^n(\underline{k}^n)$ is a complex vector and can be written in the form :

$$\hat{\underline{u}}^n(\underline{k}^n) = \hat{\underline{v}}^n(\underline{k}^n) + j\hat{\underline{w}}^n(\underline{k}^n) \quad (4.32)$$

where $\hat{v}^n(\underline{k}^n) = \Re(\hat{u}^n(\underline{k}^n))$ and $\hat{w}^n(\underline{k}^n) = \Im(\hat{u}^n(\underline{k}^n))$. As the velocity \underline{u}' is real in the physical space, it is equal to its conjugate \underline{u}'^* . Therefore a second formula for \underline{u}' can be deduced from this property :

$$\underline{u}'(\underline{r}, t) = \underline{u}'^*(\underline{r}, t) = \sum_{n=1}^N \hat{u}^{*n}(\underline{k}^n) \exp(-j\underline{k}^n \cdot \underline{r} + j\omega^n \cdot t) \quad (4.33)$$

By summing Eq. (4.30) and Eq. (4.33), the equivalence between the system Eq. (4.30) and Eq. (4.31) and the following equations can be shown :

$$\begin{aligned} \underline{u}'(\underline{r}, t) &= \frac{1}{2} \left[\sum_{n=1}^N \hat{u}^n(\underline{k}^n) e^{(j\underline{k}^n \cdot \underline{r} + j\omega^n \cdot t)} + \sum_{n=1}^N \hat{u}^{*n}(\underline{k}^n) e^{(-j\underline{k}^n \cdot \underline{r} + j\omega^n \cdot t)} \right] \\ &= \sum_{n=1}^N [\hat{v}^n(\underline{k}^n) \cos(\underline{k}^n \cdot \underline{r} + \omega^n \cdot t) + \hat{w}^n(\underline{k}^n) \sin(\underline{k}^n \cdot \underline{r} + \omega^n \cdot t)] \end{aligned} \quad (4.34)$$

$$\hat{v}^n \cdot \underline{k}^n = 0 \quad \text{and} \quad \hat{w}^n \cdot \underline{k}^n = 0 \quad \forall n \quad (4.35)$$

The last step before introducing the method of Kraichnan/Celik consists in writing the system Eq. (4.34) and Eq. (4.35) with dimensionless quantities. The characteristic velocity, length and time-scales are the turbulent velocity U_p , the most energetic wave length of the turbulent spectrum $E(k)$ λ_e and $\tau_e = \frac{\lambda_e}{\bar{U}_1}$ where \bar{U}_1 is the mean flow velocity. Dimensionless quantities are written with the superscript symbol $\tilde{\cdot}$. The system Eq. (4.34) and Eq. (4.35) becomes :

$$\tilde{\underline{u}}'(\tilde{\underline{r}}, t) = \sum_{n=1}^N \left[\hat{\tilde{v}}^n(\tilde{\underline{k}}^n) \cos(\tilde{\underline{k}}^n \cdot \tilde{\underline{r}} + \tilde{\omega}^n \cdot t) + \hat{\tilde{w}}^n(\tilde{\underline{k}}^n) \sin(\tilde{\underline{k}}^n \cdot \tilde{\underline{r}} + \tilde{\omega}^n \cdot t) \right] \quad (4.36)$$

$$\hat{\tilde{v}}^n \cdot \tilde{\underline{k}}^n = 0 \quad \text{and} \quad \hat{\tilde{w}}^n \cdot \tilde{\underline{k}}^n = 0 \quad \forall n \quad (4.37)$$

The system Eq. (4.36) and Eq. (4.37) is identical to Eq. (4.34) and (4.35). To simplify the notations, the symbol $\tilde{\cdot}$ is now suppressed and quantities will be implicitly assumed dimensionless.

The Kraichnan/Celik method enables to generate, for all n , two real vectors \hat{v}^n and \hat{w}^n such as the incompressibility condition (Eq. 4.35) is satisfied and the desired turbulent spectrum $E(k)$ is realized. First, the vectors \hat{v}^n and \hat{w}^n are chosen as follow :

$$\hat{v}^n = \underline{\zeta}^n \times \underline{k}^n \quad \text{and} \quad \hat{w}^n = \underline{\xi}^n \times \underline{k}^n \quad \forall n \quad (4.38)$$

The vectors $\underline{\zeta}^n$ and $\underline{\xi}^n$ are independently picked from isotropic Gaussian distributions with a standard deviation $\sigma_N = \sqrt{\frac{2}{N}}$. Then the wave vectors \underline{k}^n and the pulsations ω^n are chosen from statistically isotropic distributions so shaped that the desired turbulent spectrum $E(k)$ would be realized in the limit $N \rightarrow \infty$. To obtain a Passot-Pouquet spectrum (Appendix B.4.5), Kraichnan picks the components of \underline{k}^n and ω^n from gaussian distributions of standard deviation $\frac{1}{2}$. Note that this technique can be adapted to any other turbulent spectrum by changing the distributions for \underline{k}^n and ω^n . For example, Bailly et al. [94, 95] choose logarithm distributions to represent a von Kármán spectrum with the same algorithm. Moreover this method does not require any inverse Fourier transform, since the turbulent field is directly computed in physical space. Therefore, the Kraichnan/Celik algorithm has a low computation cost and is a simple and efficient way to generate turbulent boundary inlet conditions for LES or DNS.

Then the injection of the turbulent signal is done using the Taylor (cf. Appendix B.4.4) which means that in Eq. 4.36 :

$$\underline{k}^n \cdot \underline{r} = k_1 \bar{U}_1 t + k_2 x_2 + k_3 x_3 \quad (4.39)$$

where \bar{U}_1 is the mean velocity in the periodic case. In a non periodic case, \bar{U}_1 is replaced by the average bulk velocity in the inlet section. Therefore, this method does not need to construct a three-dimensional turbulent field : only the plane entering the domain is generated at each time step. This is another advantage in terms of memory usage.

An additional filtering step has been added in AVBP to avoid aliasing in the case of mesh with very large cell : the wave vectors whose norm is greater than a cut-off wave number $k_c = \frac{2\pi}{L_c}$ are suppressed. To satisfy the Shannon theorem, a good value for L_c is twice the characteristic edge size of cells δ .

Remark about σ_N

A last remark about the method concerns the value of σ_N which is actually set so that $\overline{u'_i u'_i} = 1$. It is possible to show that in the case of a Passot-Pouquet spectrum each component \hat{v}_i^n and \hat{w}_i^n follows a symmetrical exponential law with a density function :

$$f_v(x) = \frac{1}{\sigma_N} e^{-\frac{2|x|}{\sigma_N}} \quad (4.40)$$

The mean and the standard deviation of this law are respectively 0 and $\frac{\sigma_N}{\sqrt{2}}$. Moreover $\cos(\underline{k}^n \cdot \underline{r} + \omega^n \cdot t)$ and $\sin(\underline{k}^n \cdot \underline{r} + \omega^n \cdot t)$ are two random variables with a mean equal to 0 and a standard deviation equal to $\sqrt{\frac{1}{2}}$. Therefore, the random variable $T_i^n = \hat{v}_i^n(\underline{k}^n) \cos(\underline{k}^n \cdot \underline{r} + \omega^n \cdot t) + \hat{w}_i^n(\underline{k}^n) \sin(\underline{k}^n \cdot \underline{r} + \omega^n \cdot t)$ has a mean equal to 0 and a standard deviation equal to $\frac{\sigma_N}{\sqrt{2}}$. Finally, by the central limit theorem, $\frac{\sqrt{2} \underline{u}'(\underline{r}, t)}{\sqrt{N} \sigma_N}$ is normal in the limit $N \rightarrow \infty$ with a mean equal to 0 and a standard deviation equal to 1. If σ_N is taken equal to $\sqrt{\frac{2}{N}}$, the condition $\overline{u'_i u'_i} = 1$ is satisfied.

Example : generation of an isotropic and homogeneous turbulence

To test the quality of the injected turbulence a simple Matlab routine was used to solve Eq. (4.36) to (4.39). This program produces a turbulent velocity field in the inlet plane and can be used independently of AVBP to verify the turbulence characteristics. The objectives of this tool are to illustrate the efficiency of the method and its convergence to a classical spectral turbulence injection with a Passot-Pouquet spectrum.

The inlet is a square in the plane $x_1 = 0$ with a side length $L = 1mm$ and meshed with $NX \times NX = 64 \times 64$ cells. This geometry could corresponds to the inlet of a square section channel as shown on Figure 4.1. The number of modes is $N = 5000$, $U_p = 10m/s$ and $\lambda_e = 165\mu m$ (Appendix B.1). The mean injection velocity is $\bar{U}_1 = 100$ m/s.

Figure 4.2 displays instantaneous fields for the three components of \underline{u}' . Figure 4.3 shows the same quantities versus time at the location $x_2 = 0$ and $x_3 = 0$. Figures 4.4 and 4.5 present the time correlation functions and the one-dimensional spectra for the same signal and show a good agreement between the synthetic field and the Passot-Pouquet flow (Appendix B.4.3 and B.4.5). One-dimensional spectra converge to the analytical functions detailed in Eq. (B.35) and Eq. (B.37). Taylor scales results give :

$$\frac{\lambda_f}{\lambda_g} = 1.45 \approx \sqrt{2} \quad (4.41)$$

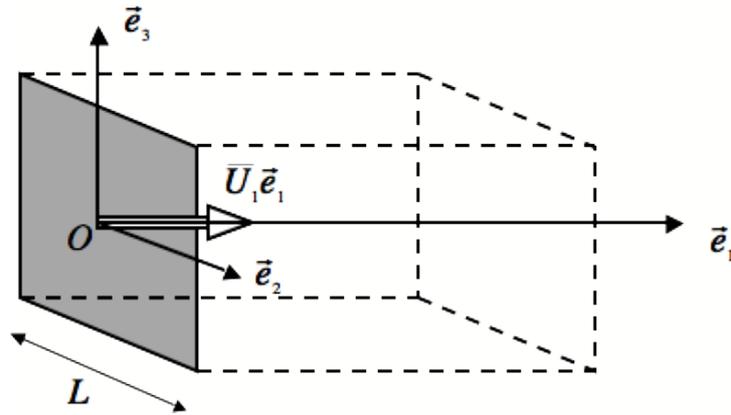


FIGURE 4.1 – Matlab routine : square inlet plane for the computation of the turbulent velocity field with the Kraichnan/Celik method.

This result satisfies Eq. (B.15), which ensures the isotropy.

Parameters specification

Choice of the most energetic scale λ_e

Figure 4.6 illustrates the influence of λ_e on turbulence. This parameter directly controls the characteristic size of the largest eddies and therefore the mesh density in the inlet. But λ_e must not be confused with the integral scale Λ_f . This last quantity is the proper length scale of the large eddies in the flow. For a Passot-Pouquet spectrum the relation between Λ_f and λ_e is :

$$\Lambda_f = \frac{\sqrt{2\pi}}{k_e} = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2\pi}} \approx 0.4\lambda_e \quad (4.42)$$

There is no general rule to choose Λ_f because it is constrained by two factors :

- For statistics it is useful to have multiple integral scales in the box (typically $\frac{L}{\Lambda_f} > 5$ where L is the domain size). However this condition can be achieved only if the resolution is sufficient.
- On the other hand, taking Λ_f larger than the box size obviously does not make sense.

The recommendations are therefore the following :

- If turbulence is injected in an unbounded inlet to simulate homogeneous turbulence entering the computation box, there is no physical length imposed on turbulence and Λ_f should be such :

$$\Lambda_f \approx \frac{NX \cdot L}{5} \quad (4.43)$$

where NX is the number of cells in each transverse direction. This will allow to resolve each integral scale on 5 points.

- If turbulence is injected in a duct of diameter D , the integral scale is now controlled by L and can not be imposed arbitrary. Typically, taking $\Lambda_f = 0.3$ to $0.5D$ (corresponding to $\lambda_e \approx D$) is a good approximation.

Choice of the number of modes

According to Kraichnan [91], the algorithm described in paragraph 4.2.2 generates an incompressible homogeneous and isotropic pseudo turbulence in the limit $N \rightarrow \infty$. Moreover, the

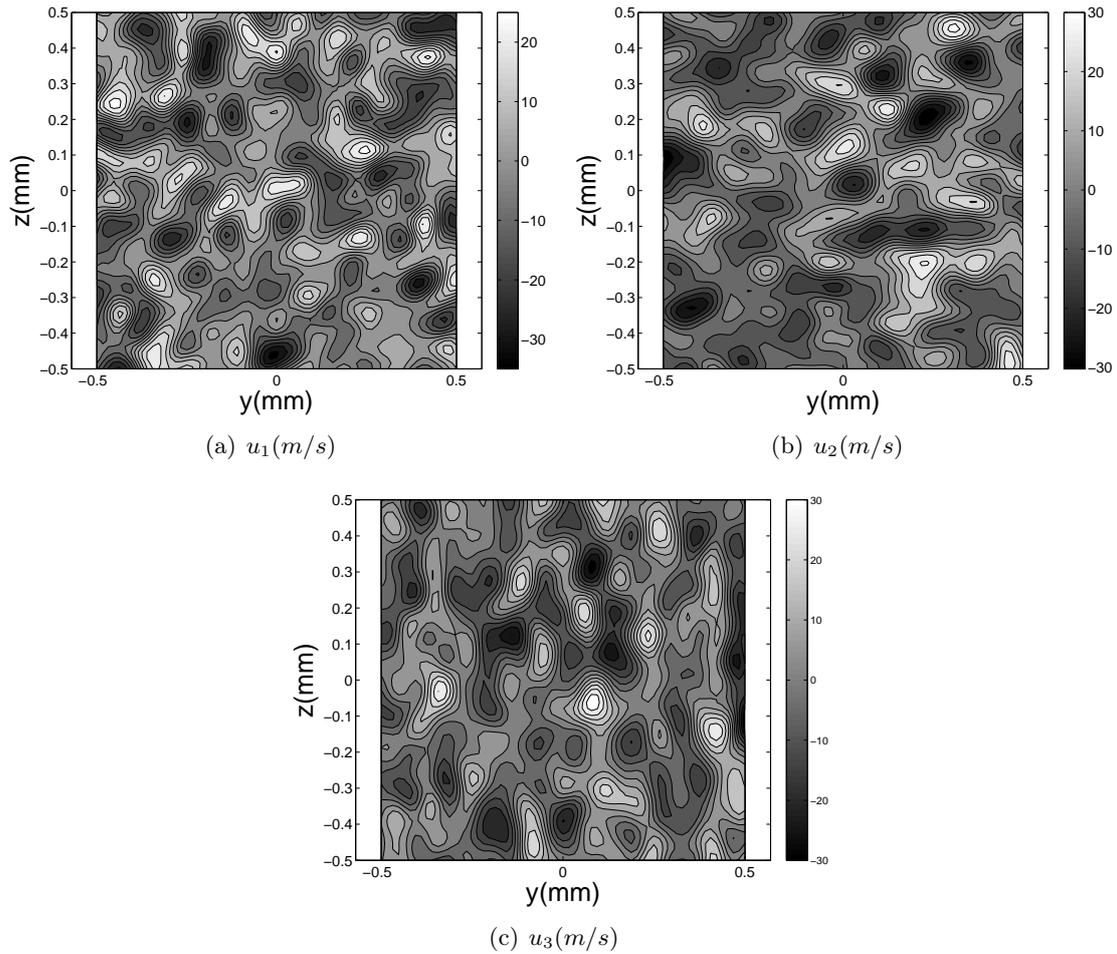


FIGURE 4.2 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : instantaneous velocity fields u'_i ($N = 5000$, $\lambda_e = 165\mu m$, $U_p = 10m/s$) in the plane inlet.

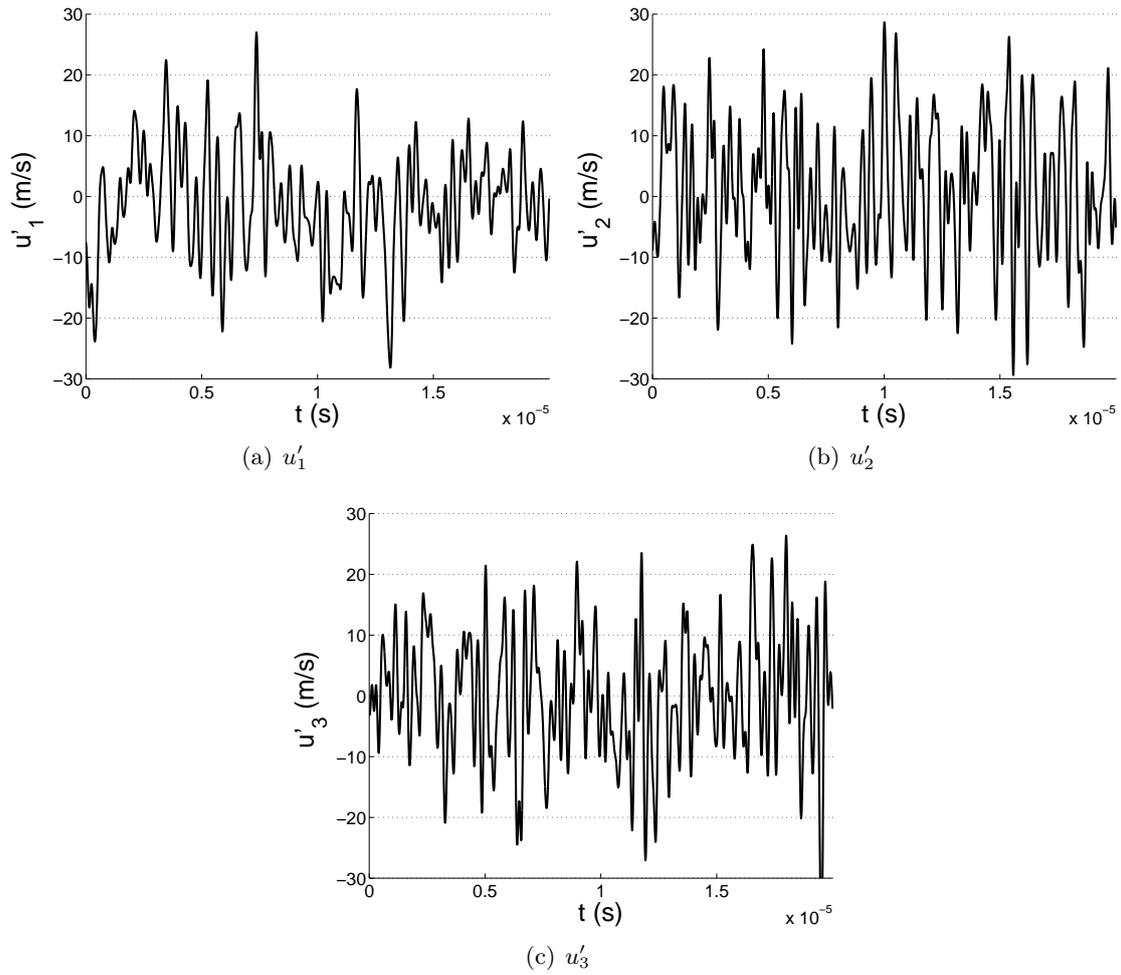


FIGURE 4.3 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : instantaneous velocity u'_i versus time at $(x_2 = 0, x_3 = 0)$ ($N = 5000$, $\lambda_e = 165\mu m$, $U_p = 10m/s$).

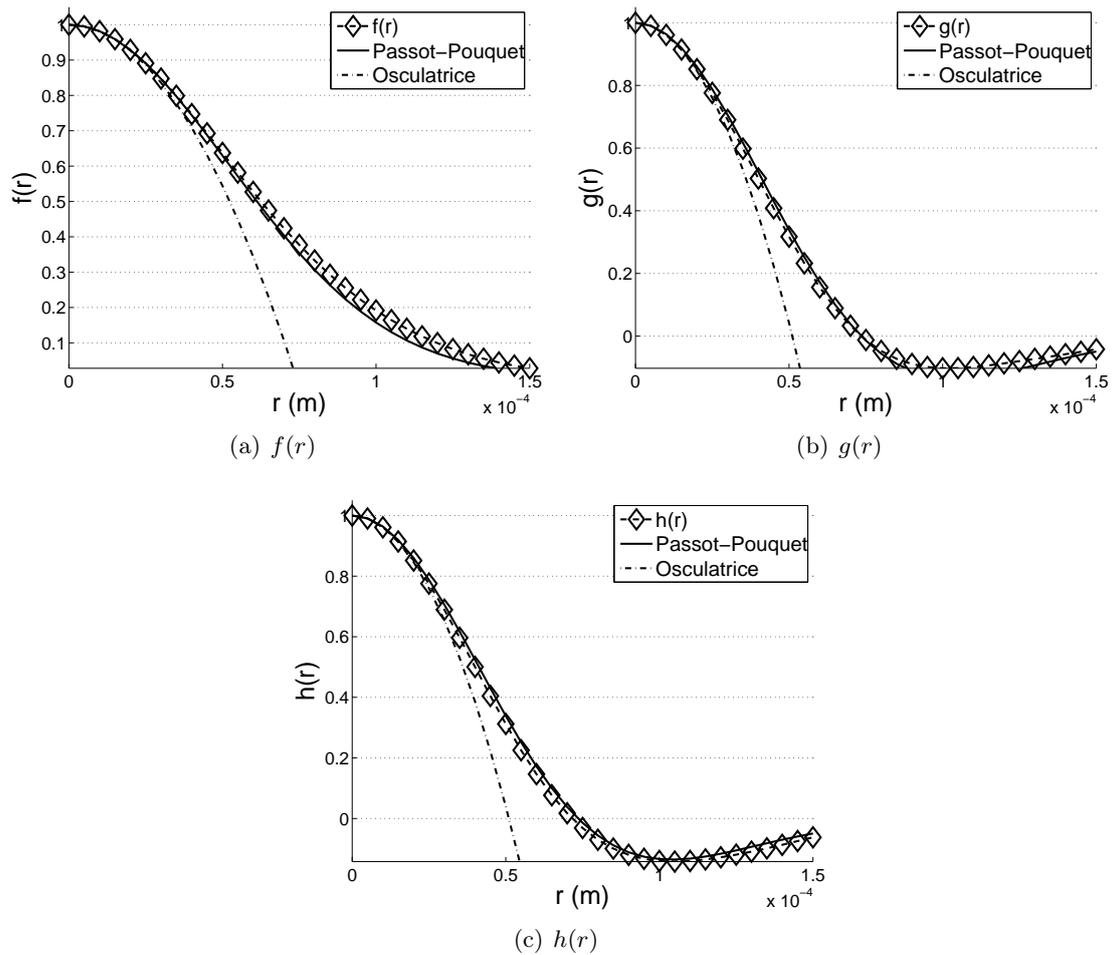


FIGURE 4.4 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : time correlation functions of the signals on Figure 4.3 ($N = 5000$, $\lambda_e = 165\mu m$, $U_p = 10m/s$).

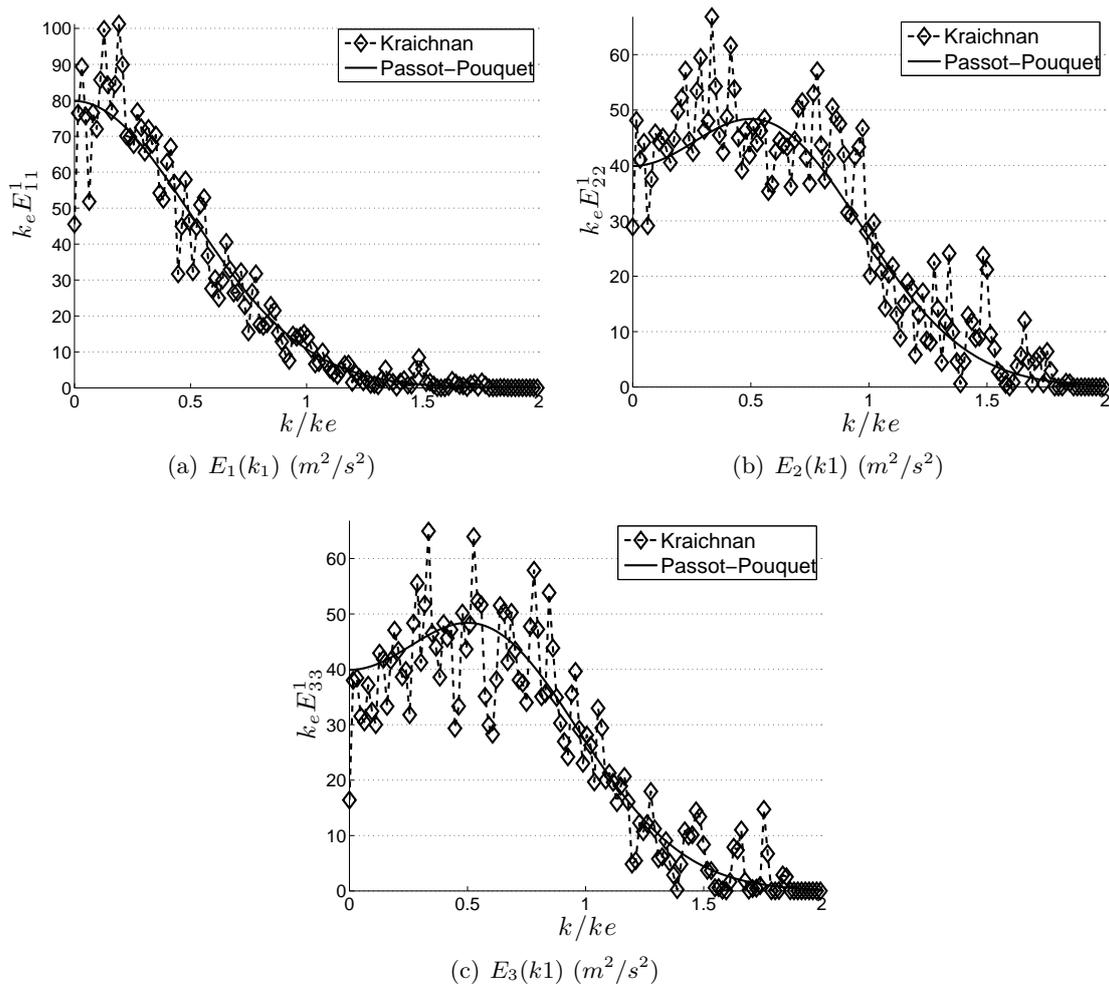


FIGURE 4.5 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : one-dimensional spectra of the signals on Figure 4.3 ($N = 5000$, $\lambda_e = 165\mu m$, $U_p = 10m/s$).

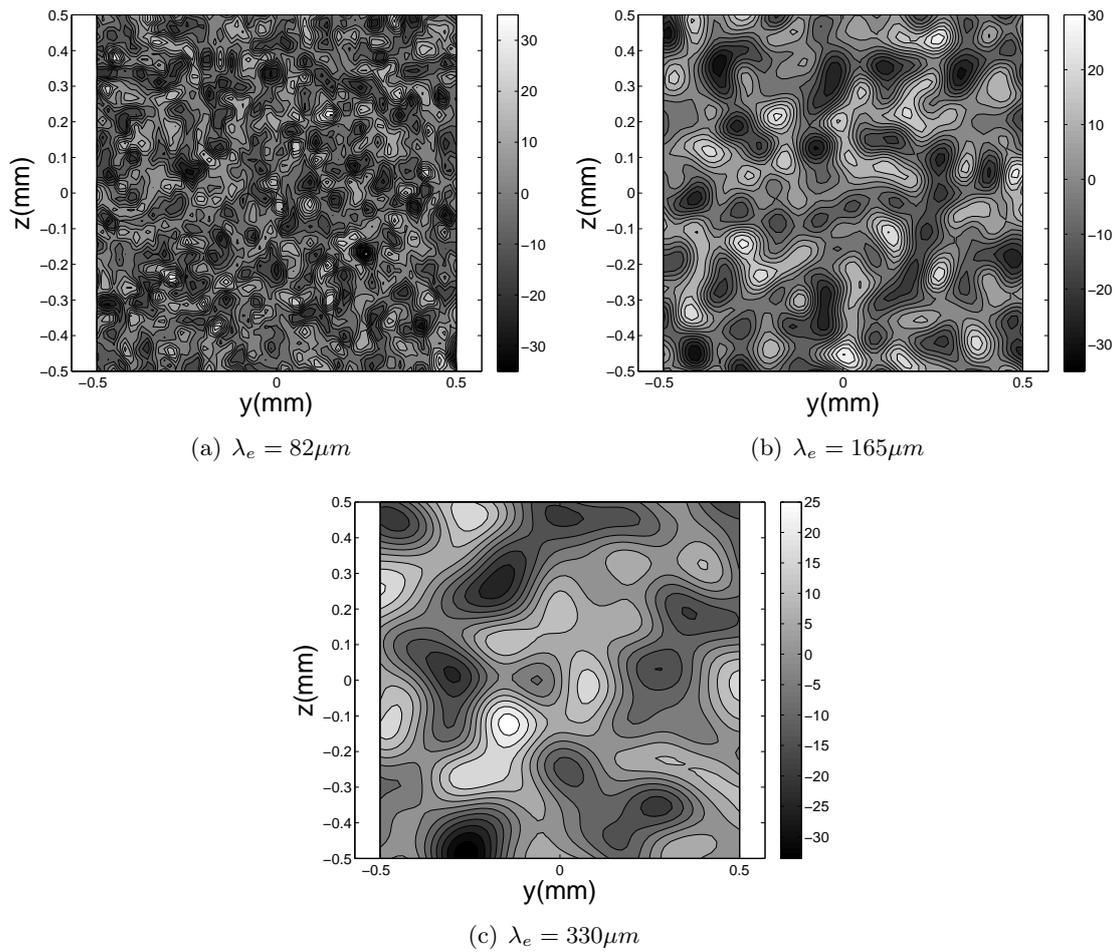


FIGURE 4.6 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : velocity fields u'_1 (m/s) with various values of the most energetic length scale λ_e ($U_p = 10\text{m/s}$, $N = 5000$).

turbulent spectrum converges to a Passot-Pouquet shape. The issue is here to determine values of N ensuring this convergence at reasonable CPU costs. Figure 4.7 illustrates the evolution of the transverse spectrum when N rises. The agreement is good as soon as $N \geq 1000$. In particular, the maximum of $E_2(k_1)$ is reached for $k_1 = \frac{k_e}{2}$. We will use this value for the test cases with AVBP.

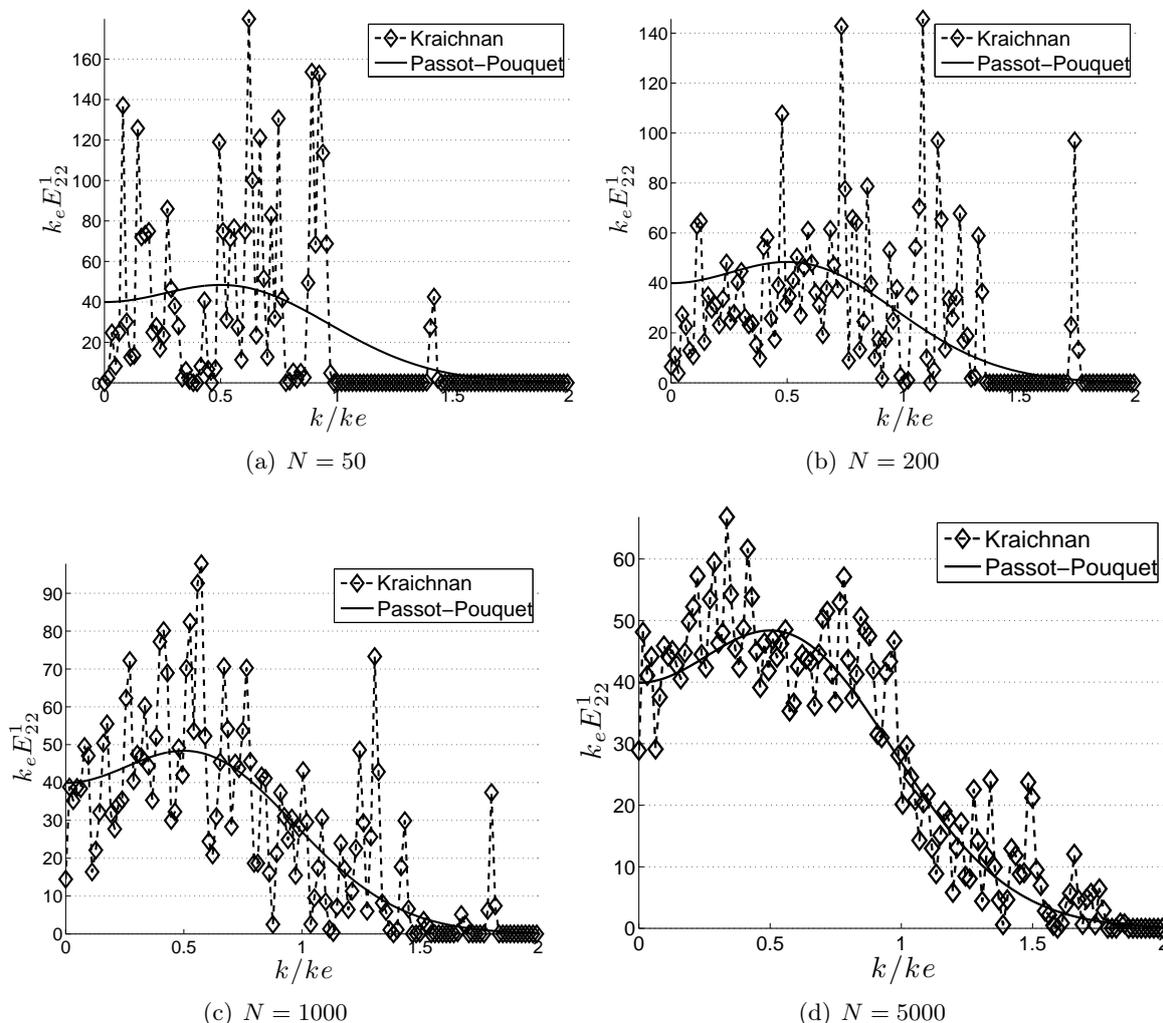


FIGURE 4.7 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : comparison of transverse one-dimensional spectra (m^2/s^2) for values of N from 50 to 5000.

4.2.3 Generation of turbulence with the Multi-Vortex turbulence method (MVT)

The Kraichnan method is powerful and will be used in this PhD but it has one drawback : it cannot generate periodic flow fields. Since the boundary condition had to be tested in a periodic case another method called MVT for Multi-Vortex turbulence was developed. The formulation of the turbulent flow with MVT is based on the summation of gaussian vortex streamfunctions. That is why this section begins with the derivation of the velocity field for one gaussian vortex. Then, the procedure for generating 2D turbulence with MVT is explained.

The single vortex problem

The velocity field of a vortex convected by a steady flow ($\underline{u} = [\bar{U}_1, 0]$) is defined using the streamfunction :

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \psi}{\partial X_2} \\ -\frac{\partial \psi}{\partial X_1} \end{pmatrix} \text{ and } \psi = C \exp\left(-\frac{r^2}{2r_v^2}\right) \quad (4.44)$$

where $r = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}$, C is the vortex strength and r_v is a characteristic radius. From Eq. (4.44), the radial and tangential velocity fields are given by :

$$u_r = 0 \text{ and } u_\theta = \frac{C r}{r_v^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_v^2}\right) \quad (4.45)$$

and the distribution of vorticity is :

$$\omega(r) = C \left(\frac{2r_v^2 - r^2}{r_v^4}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{r_v^2}\right) \quad (4.46)$$

The momentum equation shows that such a vortex must have a radial pressure distribution that satisfies :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho u_\theta^2}{r} \quad (4.47)$$

Assuming that the flow has a constant speed of sound c , the expression for pressure can be derived as [96, 97] :

$$p(r) = p_0 \exp\left(-\frac{\gamma}{2} \left(\frac{C}{r_v c}\right)^2 \exp\left(-\frac{r^2}{r_v^2}\right)\right) \quad (4.48)$$

These results are expressed in a frame of reference $[X_1, X_2]$ attached to the vortex. In the absence of viscous dissipation, this analytical solution can be used for validation. For this test case, the computational domain is a 2D box $L_1 \times L_2$. Periodic boundary conditions are defined on the edges $x_2 = \pm \frac{L_2}{2}$. To avoid any discrepancies due to the interaction between the vortex and the periodic edges, the streamfunction is 'periodized' by summation over $2p + 1$ boxes : p boxes over and p boxes below the computational box as shown in Figure 4.8. Therefore the streamfunction is written :

$$\psi = C \sum_{k=-p}^p \exp\left(-\frac{r^k{}^2}{2r_v^2}\right) \quad (4.49)$$

where $r^k = \sqrt{X_1^2 + (X_2 + kL_2)^2}$. In the limit $p \rightarrow \infty$, the stream function ψ becomes periodic in the transverse direction \vec{e}_2 .

The MVT method

The Multi-Vortex Turbulence method enables to generate a periodic 2D pseudo-turbulent flow. As for the Kraichnan method [98, 91], the flow is directly written in physical space, but instead of decomposing the velocity field in Fourier modes, a formulation based on the stream function is used to make it periodic. The turbulent flow is described as the sum of N periodic gaussian vortices randomly placed in a 2D box of dimension $L_1 \times L_2$. As for the single vortex probleme in Section 4.2.3, periodicity is ensured by summing the stream function over $2p + 1$

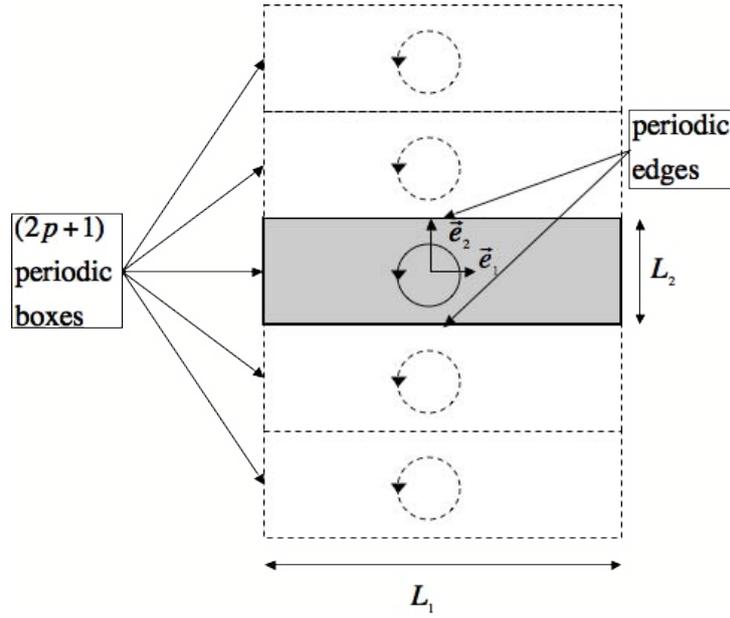


FIGURE 4.8 – The single vortex problem : methodology to periodize the streamfunction along the transverse direction e_2 .

boxes (p boxes over and p boxes below the computational box). Therefore the streamfunction is written :

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{n=0}^N \psi_n(x_1, x_2) \quad \text{with} \quad \psi_n(x_1, x_2) = C_n \sum_{k=-p}^p \exp\left(-\frac{r_n^k}{2r_{vn}^2}\right) \quad (4.50)$$

where $r_n^k = \sqrt{(x_1 - x_{1n})^2 + (x_2 - x_{2n} + kL_2)^2}$. To ensure homogeneity, the position of each vortex (x_{1n}, x_{2n}) is chosen from a 2D uniform distribution. The vortices strengths C_n and the inverse values of the characteristic radii r_{vn}^{-1} are generated using isotropic gaussian distributions of standard deviations C_0 and r_{v0}^{-1} . The parameters C_0 and r_{v0} must be set so that the desired length scale and turbulent intensity would be obtained in the limit $N \rightarrow \infty$. Using Eq. (4.50), the velocity field \underline{u} and the vorticity field ω can be easily calculated and their statistics as well. Assuming that $N \rightarrow \infty$ and $r_{v0} \ll L_1$ and L_2 , it can be shown that the expressions of the turbulent kinetic energy K_0 and the dissipation rate ϵ_0 are :

$$K_0 = \frac{(\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2})}{2} = \frac{\pi N C_0^2}{2L_1 L_2} \quad \text{and} \quad \epsilon_0 = 2\nu_0 \overline{\omega'^2} = 4\nu_0 \frac{K_0}{r_{v0}^2} \quad (4.51)$$

Figure 4.9(a) presents a vorticity field generated with this technique in a 2D square box of dimension $L = 1\text{mm}$. The parameter for this example are $N = 10000$, $p = 5$, $r_{v0} = 5.10^{-5}\text{m}$, $K_0 = 100\text{m}^2/\text{s}^2$. The grid resolution is 128^2 . As expected, the periodicity on the box edges $x_2 = \pm \frac{L}{2}$ is respected. Figure 4.9(b) shows the statistic distribution of u_1' and u_2' . For this number of vortices, the flow has a good degree of isotropy.

This frozen turbulence is injected in the domain at the mean velocity $\overline{U_1}$ using Taylor's assumption. Note that this method does not require any inverse Fourier transform or digital filter algorithm which makes it very simple to implement in a solver to generate 2D turbulent boundary conditions. Moreover it does not require the construction of a two-dimensional turbulent field : only the flow on the inlet patch is computed at every time step. This is another advantage in terms of memory usage. However, the spectrum obtained here can not be imposed : this is not

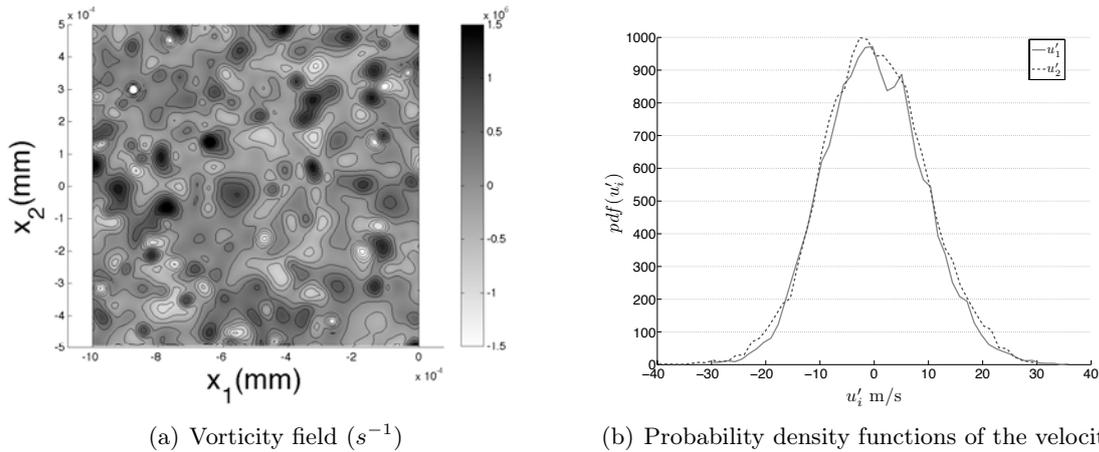


FIGURE 4.9 – Example of a 2D periodic turbulent field generated with the MVT method in a $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ box.

an issue for the test cases in periodic boxes of Section 4.2.6 but this why this method is not used in non periodic cases.

4.2.4 Non-reflecting inlet boundary condition for subsonic vortical flows (VFCBC)

The previous section has shown how the Kraichnan or MVT methods can be used to create a turbulent synthetic velocity field $\underline{u}^t = (U^t, V^t, W^t)$. This present section discusses how this field can be injected in a compressible subsonic inlet.

The Local one-dimensional Inviscid (LODI) relations at an inlet

Consider a subsonic inlet where turbulence must be injected and assume that the boundary plane is the (x_2, x_3) plane. The velocity components to impose at this inlet will be written (U^t, V^t, W^t) . These target values can be obtained by running a separate 3D solver and reading it plane by plane using Taylor's assumption [85, 86] or by generating a synthetic turbulent signal based on digital filters [87, 88] or on inverse Fourier techniques [89, 90]. Here we will use either Kraichnan or MVT methods.

The NSCBC (Navier Stokes Characteristic Boundary Condition) procedure [60] is one of the usual methods used to evaluate the amplitude of the incoming waves L_i . This approach is based on the assumption that the flow is locally laminar, one-dimensional and inviscid (LODI). LODI equations link the wave amplitudes L_i and the temporal evolution of primitive Navier Stokes variables (ρ, u_1, u_2, u_3, p) . Their expressions are obtained through characteristic analysis of the

one-dimensional Euler equations [2, 84, 61] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \left(-L_2 + \frac{1}{2}(L_5 + L_1) \right) = 0 \quad (4.52)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{1}{2\rho c} (L_5 - L_1) = 0 \quad (4.53)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + L_3 = 0 \quad (4.54)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} + L_4 = 0 \quad (4.55)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{2}(L_5 + L_1) = 0 \quad (4.56)$$

The wave amplitudes L_1, L_2, L_3, L_4, L_5 correspond respectively to the left travelling acoustic wave (speed $u_1 - c$), the entropy wave (speed u_1), the two vorticity waves (speed u_1) and the right travelling acoustic wave (speed $u_1 + c$). LODI equations can be cast for all variables. For example, the LODI equation for temperature T is :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{T}{\gamma p} \left(-L_2 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)(L_5 + L_1) \right) = 0 \quad (4.57)$$

For a subsonic inlet, four incoming waves L_2, L_3, L_4 and L_5 must be imposed, which is equivalent to imposing the three velocity components u_i and the temperature T . Independently of the nature of the transverse fluctuations V^t and W^t to impose at the inlet, the natural solution for L_3 and L_4 is :

$$L_3 = -\frac{\partial V^t}{\partial t} \text{ and } L_4 = -\frac{\partial W^t}{\partial t} \quad (4.58)$$

These conditions are non-reflecting since they do not depend on the outgoing wave L_1 . The question is now how to construct L_2 and L_5 to obtain a non-reflecting boundary condition for normal velocity and temperature.

Determination of L_2 and L_5 to inject acoustic waves

First assume that the normal target velocity $U^t(t)$ (the value which u_1 must take at the inlet) is due to an acoustic wave entering the domain. Using the LODI relations (4.53) and (4.57), a natural solution is to write :

$$L_5 = L_1 - 2\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \text{ and } L_2 = (\gamma - 1) \left(L_1 - \rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \right) \quad (4.59)$$

However, this boundary condition is reflecting [99]. To inject acoustic wave and avoid reflexions, the incoming waves L_5 and L_2 must not depend on the outgoing wave L_1 and the proper expression for L_5 is :

$$L_5 = -2\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \text{ and } L_2 = -(\gamma - 1)\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \quad (4.60)$$

where U^t is still the target value. Note that U^t is now the value which u_1 should follow in the absence of any reflected wave. If a wave is reflected towards the inlet, the inlet value u_1 will differ from U^t and the inlet will remain non-reflecting.

Determination of L_2 and L_5 to inject vortical flows (VFCBC)

In the case of turbulence injection, the target velocity U^t is replaced by a signal corresponding to a vortical flow (vortices, homogeneous isotropic turbulence...). A first solution is to use the boundary condition (4.59) :

$$L_5 = L_1 - 2\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \quad (4.61)$$

Condition (4.61) has been used successfully for academic DNS or LES with high-order schemes and simple geometries (Guichard et al. [85]). But for configurations with strong acoustic phenomena such as combustion in a gas turbine, a 'non-reflecting' condition is often required. The condition (4.60) is an obvious possibility which will be tested below : results will show that values for velocity and vorticity obtained with (4.60) do not match the expected values. Therefore a better condition was sought.

First, the reason why condition (4.60) may not be adapted for turbulence injection must be understood : both turbulence and acoustic waves produce velocity and pressure perturbations but interpreting turbulence effects (which are essentially incompressible) like acoustic waves (as done both in Eq. (4.60) or (4.61)) is the source of the problem. This question has been analyzed recently in multiple papers even though no unique solution was identified [96, 100, 101]. For example, by distinguishing acoustic from "inertial" contributions and performing an expansion in Mach number on the Euler Equations, Prosser [96] shows that the interaction between "inertial" structures (turbulence) and acoustic appears for the zeroth-order velocity terms and for the second-order pressure terms.

This result allows a simple derivation of a new boundary condition (called here VFCBC for Vortical Flow Characteristic Boundary Condition) to inject turbulence without acoustic reflection or interaction. If we only consider the zero-th order terms and assume that vortical flow injection creates no acoustic pressure, the Mach number expansion of Prosser becomes for the equations of u_1 and p :

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (4.62)$$

Eq. (4.62) provides an evaluation of the wave amplitudes needed in NSCBC for an injection of turbulence (at low speed and low Mach number). These waves are :

$$L_1 = -\left(\frac{\partial p}{\partial t} - \rho c \frac{\partial u_1}{\partial t}\right) = \rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \quad \text{and} \quad L_5 = -\left(\frac{\partial p}{\partial t} + \rho c \frac{\partial u_1}{\partial t}\right) = -\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \quad (4.63)$$

so that the proper expressions for the incoming waves L_5 and L_2 are :

$$L_5 = -\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \quad \text{and} \quad L_2 = 0 \quad (4.64)$$

Eq. 4.64 shows that L_5 differs by a factor of two from Eq. (4.60) which was the non-reflecting condition for acoustic waves injection. This is the first surprise of this derivation. A second one is that the amplitude of the outgoing wave L_1 should be equal to $-L_5$ according to Eq. (4.63). Now, in a subsonic flow, the amplitude L_1 depends on the flow within the domain and cannot be fixed or assumed to take a predetermined value like $-L_5$. Prosser explains this paradox by recalling that the amplitudes of L_1 and L_5 chosen at the boundary must be viewed as the values of L_1 and L_5 for the *frozen turbulent flow* which is injected, in the absence of any acoustic wave

reflected from the domain to the inlet section. Another way to interpret the expression of L_5 (Eq. (4.64)) is to view it as the sum of two contributions :

$$L_5 = -\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} + 0 \quad (4.65)$$

where the first right hand side term corresponds to the frozen injected turbulent flow and the second one the acoustic contribution. This shows that Eq. (4.65) is actually a non-reflecting condition for acoustics even though the total amplitude of the injected wave is non-zero.

Similarly, the outgoing wave amplitude L_1 can be written :

$$L_1 = \rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \text{ (frozen solution amplitude)} + L_1^a. \quad (4.66)$$

where L_1^a is the amplitude of the outgoing acoustic waves which cannot be fixed because it comes from the inside of the domain. As announced, this implies that the boundary conditions must differ when injecting acoustic waves (which are compressible signals in which p and u_1 signals always are of the same order : $p \simeq \rho c u_1$) or when injecting turbulence (where pressure perturbations scale like the Mach number and vanish in comparisons with $\rho c u_1$ when the Mach number is small).

To summarize, Table 4.2.4 shows that three types of boundary condition can be used to inject perturbations at an inlet :

- Method 1 : reflecting NSCBC formulation
- Method 2 : non-reflecting NSCBC formulation
- Method 3 : non-reflecting VFCBC formulation (Vortical Flows Characteristic Boundary Condition)

The next sections compare these three methods in various reference cases.

TABLE 4.3 – The incoming waves amplitudes L_2 and L_5 for subsonic flows for steady state and vortical flow injection.

	Steady state	Vortical flow injection
1- NSCBC-Reflecting	$L_5 = L_1$ $L_2 = 0$	$L_5 = L_1 - 2\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t}$ $L_2 = (\gamma - 1) \left(L_1 - \rho c \frac{\partial U^t}{\partial t} \right)$
2- NSCBC-Non-reflecting	$L_5 = 0$ $L_2 = 0$	$L_5 = -2\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t}$ $L_2 = -(\gamma - 1) \rho c \frac{\partial U^t}{\partial t}$
3- VFCBC	$L_5 = 0$ $L_2 = 0$	$L_5 = -\rho c \frac{\partial U^t}{\partial t}$ $L_2 = 0$

4.2.5 A simple test case : injection of a 2D inviscid vortex

To illustrate the performance of the VFCBC method and to compare it with the other methods of Table 4.2.4, the configuration of a 2D inviscid vortex entering a box is first tested. This is the simplest test case of vortical flow injection for (U^t, V^t) . Its analytical solution is explicated in Section 4.2.3 and enables comparison with simulations. Moreover, since this is a laminar case, no turbulent technique (MVT or Kraichnan) is needed.

Test case conditions

The computational domain is a 2D square box of dimension $L=1\text{mm}$ and of resolution 128^2 . Fluid is air at ambient pressure $p_0 = 1013 \text{ hPa}$ and temperature $T_0 = 300\text{K}$. For the vortex generation (Eq. 4.44), the strength C is set to $5 \times 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}$ leading to a maximum vortex induced velocity of 30m/s , the characteristic radius r_v is 0.1mm and the mean velocity \bar{U}_1 is 100m/s . For this test case, setting $p = 5$ in Eq. (4.49) is enough to ensure a good periodicity of the flow at $x_2 = \pm \frac{L}{2}$.

Results

Figures 4.10 and 4.11 show a series of vorticity and pressure contour plots comparing the new boundary condition VFCBC (Method 3) with the two NSCBC approaches (Methods 1 and 2). Figure 4.12 presents the evolution of the vorticity and the pressure drop with time at the inlet of the domain. The NSCBC reflecting boundary condition solution matches the analytical solution perfectly. In contrary, strong deformations of the contour plot are observed in the NSCBC non-reflecting case showing that this boundary condition is not adapted to inject a vortical wave. The VFCBC approach reduces significantly the observed errors. Pressure and vorticity contours remain symmetrical as the vortex traverses the boundary. On Figure 4.12(a), the vorticity curve matches the analytical solution perfectly. Only an underestimation of the pressure drop by 10 to 15% can be observed in the center of the vortex.

4.2.6 Spatially decaying turbulence in a 2D-periodic box

The test case of the spatially decaying turbulence has been retained to evaluate the ability of the three methods of Table 4.2.4 to impose turbulent inlet boundary conditions respecting correct statistics. In practice, at every time step, an homogeneous isotropic turbulent flow created with the MVT method of Section 4.2.3 is injected at the inlet of a 2D square box. This section first explains the methodology used to compute the synthetic turbulent signal entering the domain and then compares instantaneous turbulent fields and statistics for the three methods : reflecting NSCBC (Method 1), non-reflecting NSCBC (Method 2) and VFCBC (Method 3).

Results

The domain is a 2D-square box of dimension $L = 1\text{mm}$ with a resolution of 128^2 . The span-wise direction is periodic. A reflecting boundary condition is imposed on the outlet [84]. The configuration can be viewed as a simple model for the inlet pipe of a combustor. Fluid is air at ambient pressure $p_0 = 1013 \text{ hPa}$ and temperature $T_0 = 300\text{K}$. The mean velocity is $\bar{U}_1 = 100\text{m/s}$. The simulation duration corresponds to a physical time $T = 5\frac{\bar{U}_1}{L}$. Therefore, the dimensions of the box containing the injected turbulent flow are $L_1 = 5L$ and $L_2 = L$. The other parameters are $N = 50000$, $p = 5$, $r_{v0} = 5.10^{-5}\text{m}$ and $K_0 = 100\text{m}^2/\text{s}^2$.

Figure 4.13 presents instantaneous vorticity and pressure fields for the three methods. Vorticity fields are nearly identical for the VFCBC and the reflecting NSCBC simulation whereas the non-reflecting NSCBC simulation generates higher levels of vorticity. Conclusions concerning pressure are similar. The reflecting NSCBC (Method 1) and VFCBC (Method 3) simulations generate very low pressure fluctuations ($< 500 \text{ Pa}$) whereas the non-reflecting NSCBC simulation (Method 2) leads to longer pressure oscillation levels.

The averaged properties of the turbulent field are displayed in Figure 4.14. First, for the reflecting NSCBC and the VFCBC methods, the injection levels of the kinetic energy K and

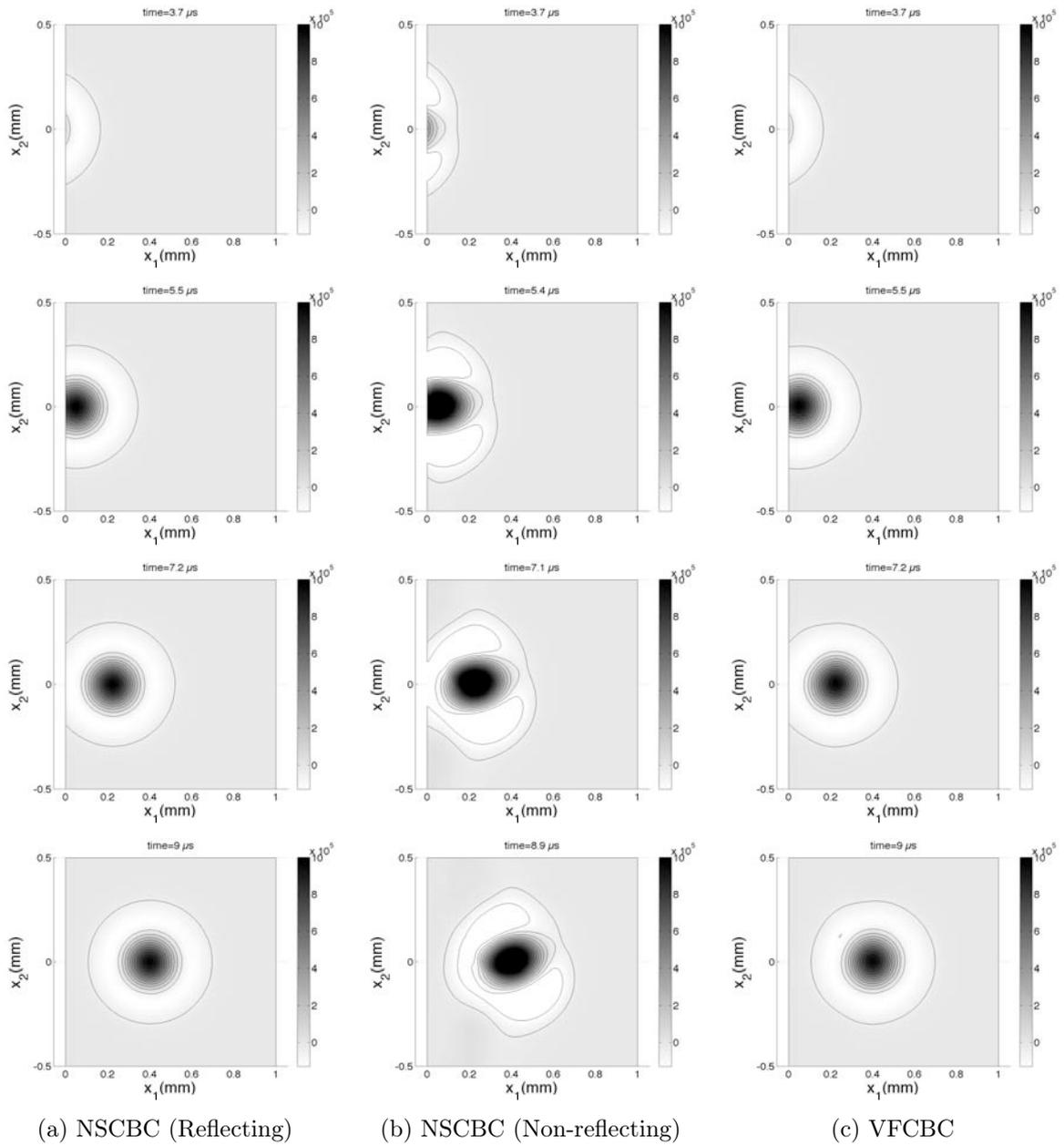
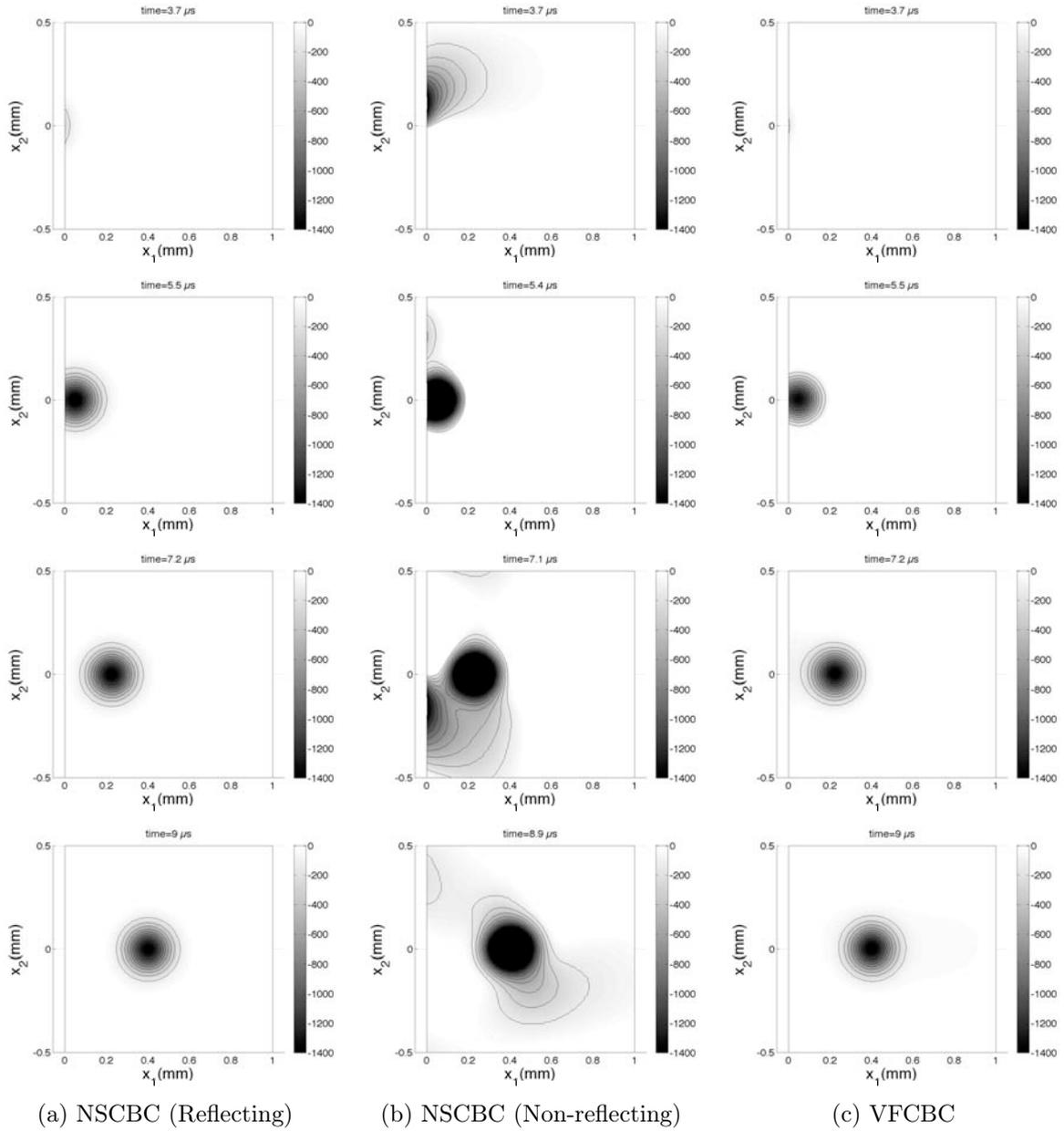
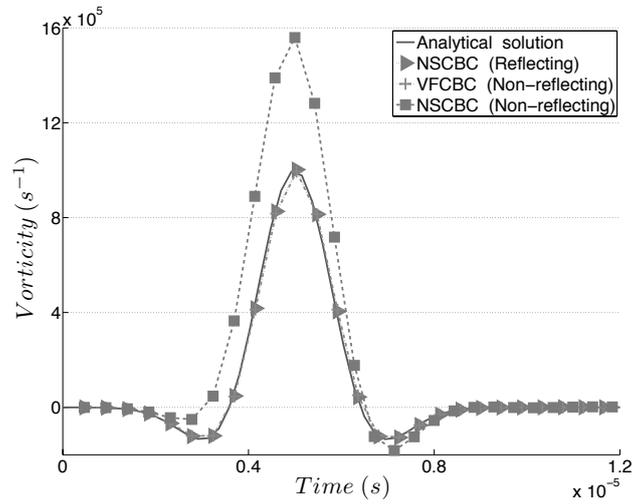
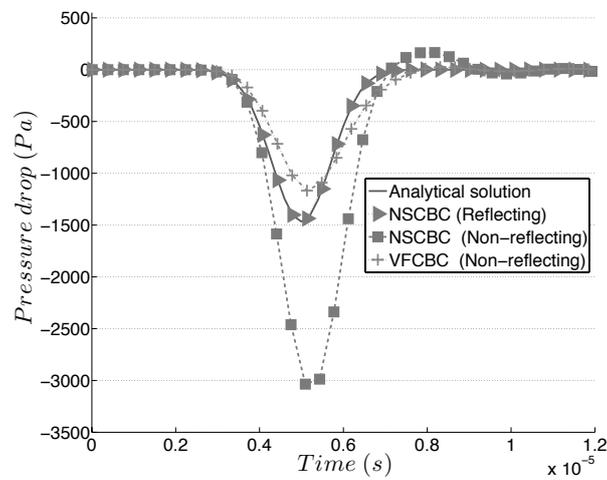


FIGURE 4.10 – Vortex test case : vorticity contours ω (s^{-1})

FIGURE 4.11 – Vortex test case : pressure contours $P - P_0$ (Pa)

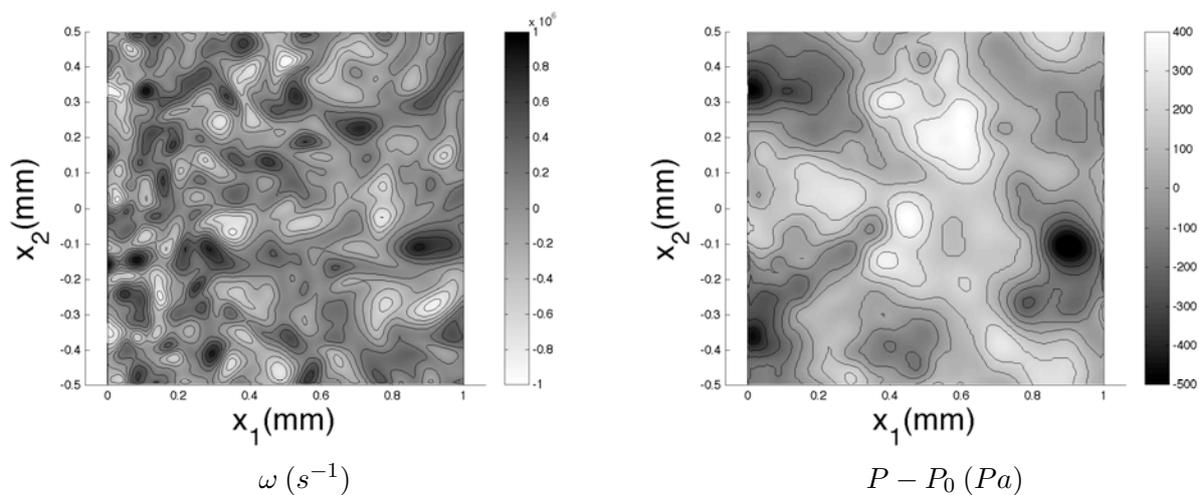


(a)

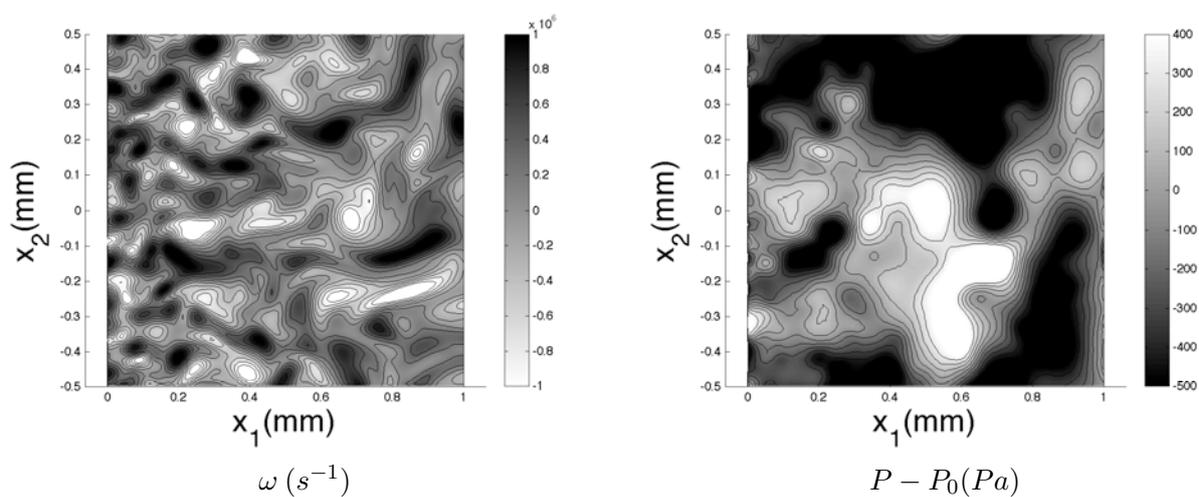


(b)

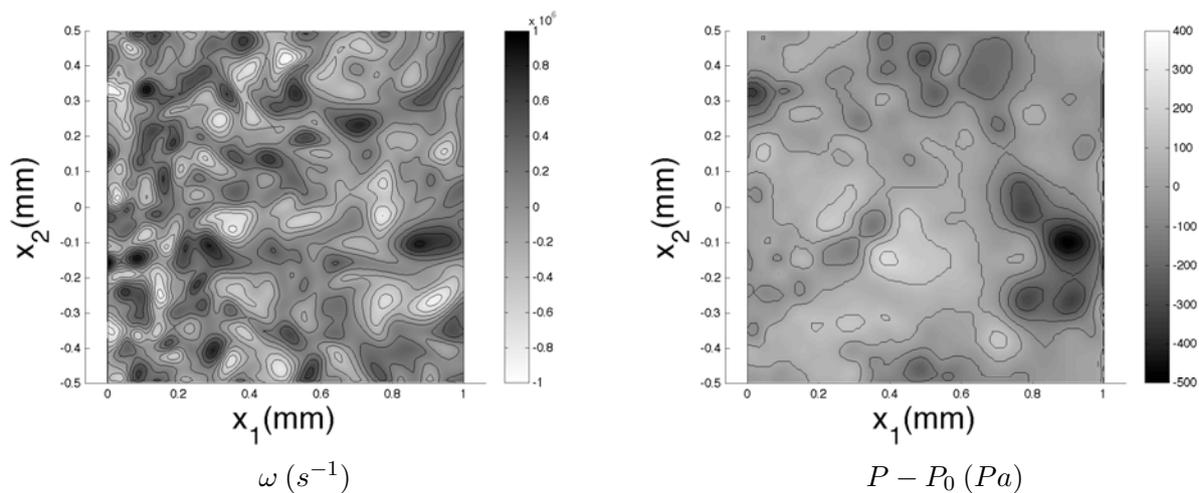
FIGURE 4.12 – Vortex test case : evolution of vorticity and pressure versus time at the inlet of the computational domain ($x_1 = 0, x_2 = 0$)



(a) NSCBC (Reflecting)



(b) NSCBC (Non-reflecting)



(c) VFCBC (Non-reflecting)

FIGURE 4.13 – 2D periodic turbulence test case : vorticity and pressure fields $t = 40\mu\text{s}$

dissipation rate ϵ correspond to the theoretical values K_0 and ϵ_0 given by Eq. (4.51). Turbulence decays along the streamwise direction for the two methods. On the other hand, the non-reflecting NSCBC method presents important discrepancies. The levels of ϵ and K at $x_1 = 0$ are more than twice the theoretical values K_0 and ϵ_0 ; just downstream of the inlet ($x = 0.1$ mm), the curve of K presents a non physical production of kinetic energy. It is also of interest to analyze pressure fluctuations for the three methods. The order of pressure fluctuations in a turbulent flow is typically equal to $\rho u_1'^2$. It is very low in comparison with an acoustic wave where pressure perturbations scale like $\rho c u_1'$. Therefore for a compressible solver, it is crucial that the formulation of the turbulent inlet boundary condition generates as little noise as possible. Figure 4.14c presents the streamwise evolution of the pressure fluctuations normalized with the turbulent dynamic pressure $\rho_0 K_0$ for the three methods. Results observed on the instantaneous pressure fields (Figure 4.13) are confirmed : the non-reflecting NSCBC simulations (Method 2) generates abnormal levels of pressure fluctuations in the whole domain. The VFCBC (Method 3) and the reflecting NSCBC methods (Method 1) improve significantly these results.

4.2.7 Acoustic properties of inlet boundary conditions

The two previous sections demonstrate similar abilities for the VFCBC (Method 3) and the reflecting NSCBC (Method 1) formulations to inject vortical flows with correct dynamic statistics (K, ϵ, \dots). The two methods, however, have different acoustic behaviours. The reflecting NSCBC inlet totally reflects acoustic waves whereas a VFCBC formulation is written so that acoustic waves can leave the computational domain. This section illustrates this last key point. In the two previous sections (vortex and turbulence injection), boundary conditions were tested by injecting vortical flows into a quiet domain. In the present section the same tests are repeated but the domain is not quiet anymore : acoustic perturbations are added to investigate their effects on the inlet boundary condition.

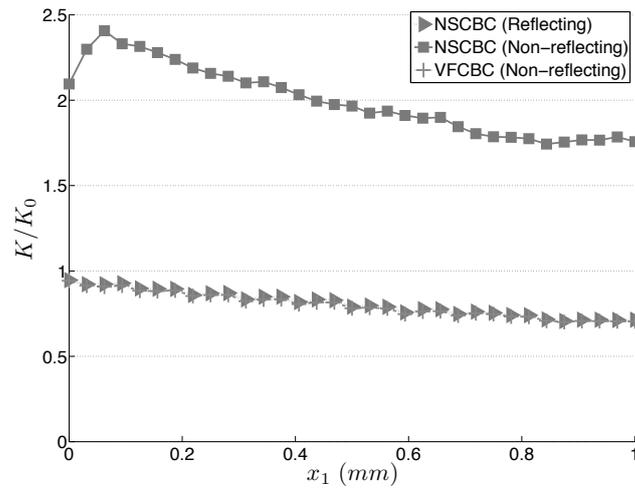
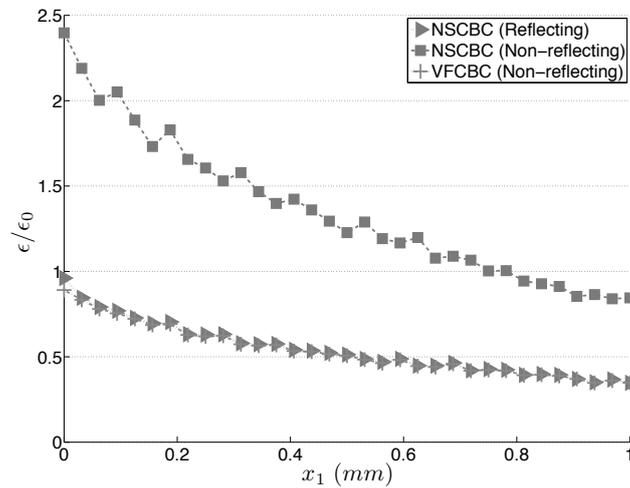
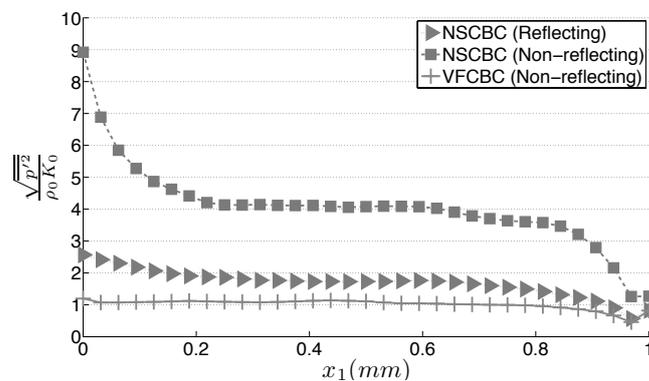
Injection of a 2D inviscid vortex with an acoustic disturbance

For this test, an acoustic wave propagating towards the inlet interacts with a vortex entering the computational domain. The vortex characteristics and the computational domain are similar to the first section. The initial acoustic perturbation has a gaussian shape and is centered in the middle of the studied domain. It corresponds to a left travelling wave where fluctuations of pressure and speed at time $t = 0$ are such that :

$$p_{ac} = -\rho_0 c_0 u_{ac} \quad (4.67)$$

where $p_{ac} = p_{ac0} f(x)$ and $f(x)$ is a gaussian perturbation : $f(x) = \exp\left(-\frac{(x_1 - x_{10})^2}{\sigma^2}\right)$ so that $u_{ac} = -\frac{p_{ac0}}{\rho_0 c_0} f(x) = -u_{ac0} f(x)$. For this problem, $p_{ac0} = 1000$ Pa and $u_{ac0} = 2.44$ m/s.

Figures 4.15 and 4.16 show a series of vorticity and pressure contour plots comparing the new boundary condition VFCBC with the two NSCBC approaches (Reflecting and Non-reflecting). The scales are the same as in Figures 4.10 and 4.11. On Figure 4.16, positive pressure variation contours are represented with dashed lines in order to visualize the wavefront. As expected, the acoustic wave is reflected by the inlet in the case of the reflecting NSCBC method (Figure 4.16a) whereas there is no reflection in the case of the two non-reflecting NSCBC and VFCBC methods (Figures 4.16b and 4.16c). The NSCBC non-reflecting method (Method 2) is again disqualified by this test case. On Figures 4.15b and 4.16b, the vortex contours are strongly disturbed by the inlet and the acoustic wave. The NSCBC reflecting condition (Method 1) solution is also

(a) Normalised turbulent kinetic energy K/K_0 (b) Normalised dissipation rate ϵ/ϵ_0 

(c) Normalised pressure fluctuations

FIGURE 4.14 – 2D periodic turbulence test case : streamwise evolution of the mean properties of the turbulence. Comparison of the three boundary conditions.

affected by the presence of the acoustic wave : after the passage of the acoustic perturbation, deformations appear on the vorticity contours (Figure 4.15a). The VFCBC method (Method 3) seems to be less sensitive to the perturbation. The solution is only disturbed for a short moment when the vortex and the wave interact.

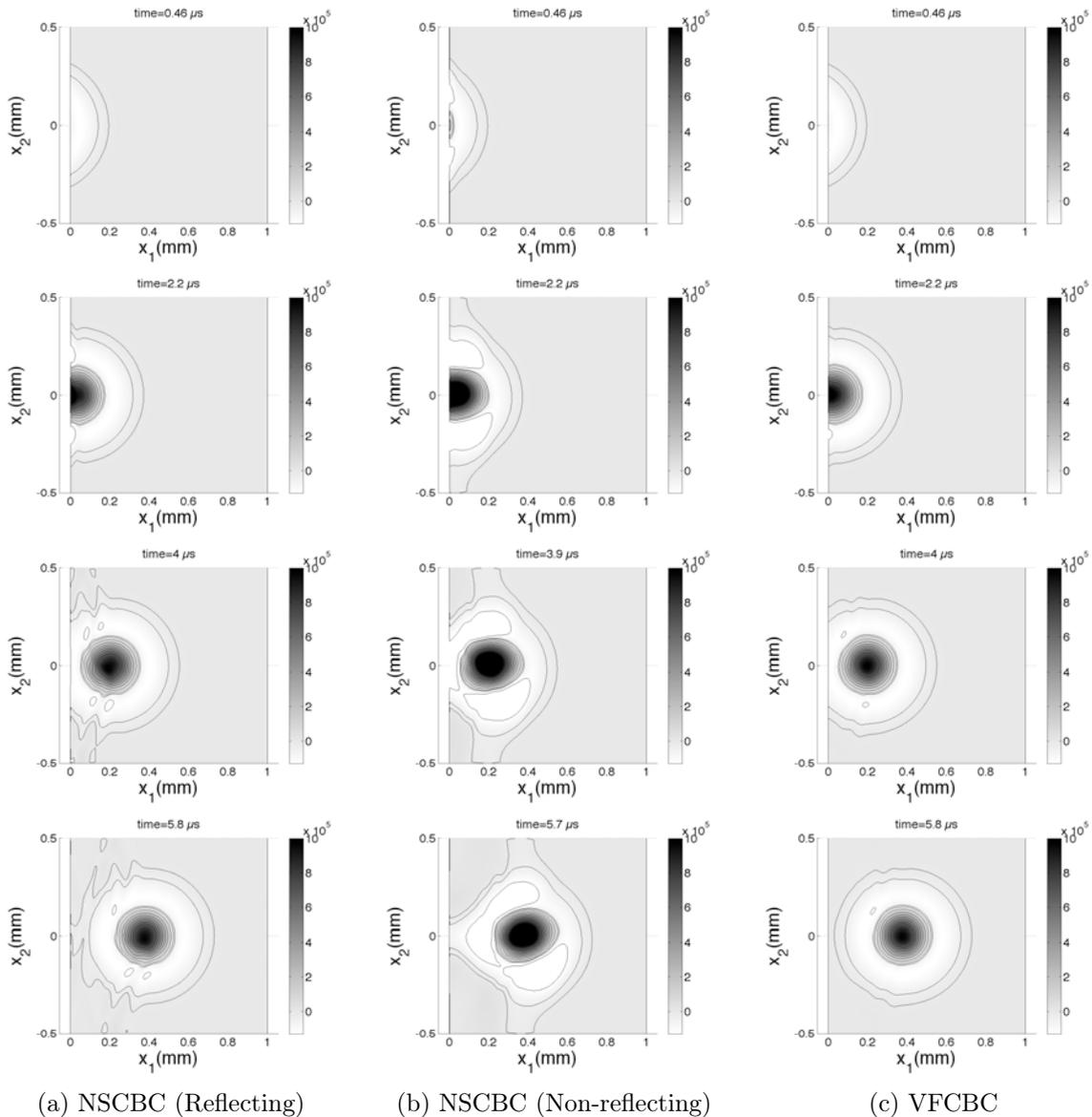


FIGURE 4.15 – Vortex test case in a domain where an acoustic wave propagates towards the inlet : vorticity contours ω (s^{-1})

Interaction between spatially decaying turbulence and an harmonic acoustic wave

To investigate turbulence injection in the presence of acoustics, the outlet pressure is pulsated and harmonic acoustic waves propagate from the reflecting outlet to the inlet where turbulence is injected. The parameters of the injected turbulence and the computational domain are the same as for the second test case (Figure 4.17). The acoustic excitation induces a pressure perturbation

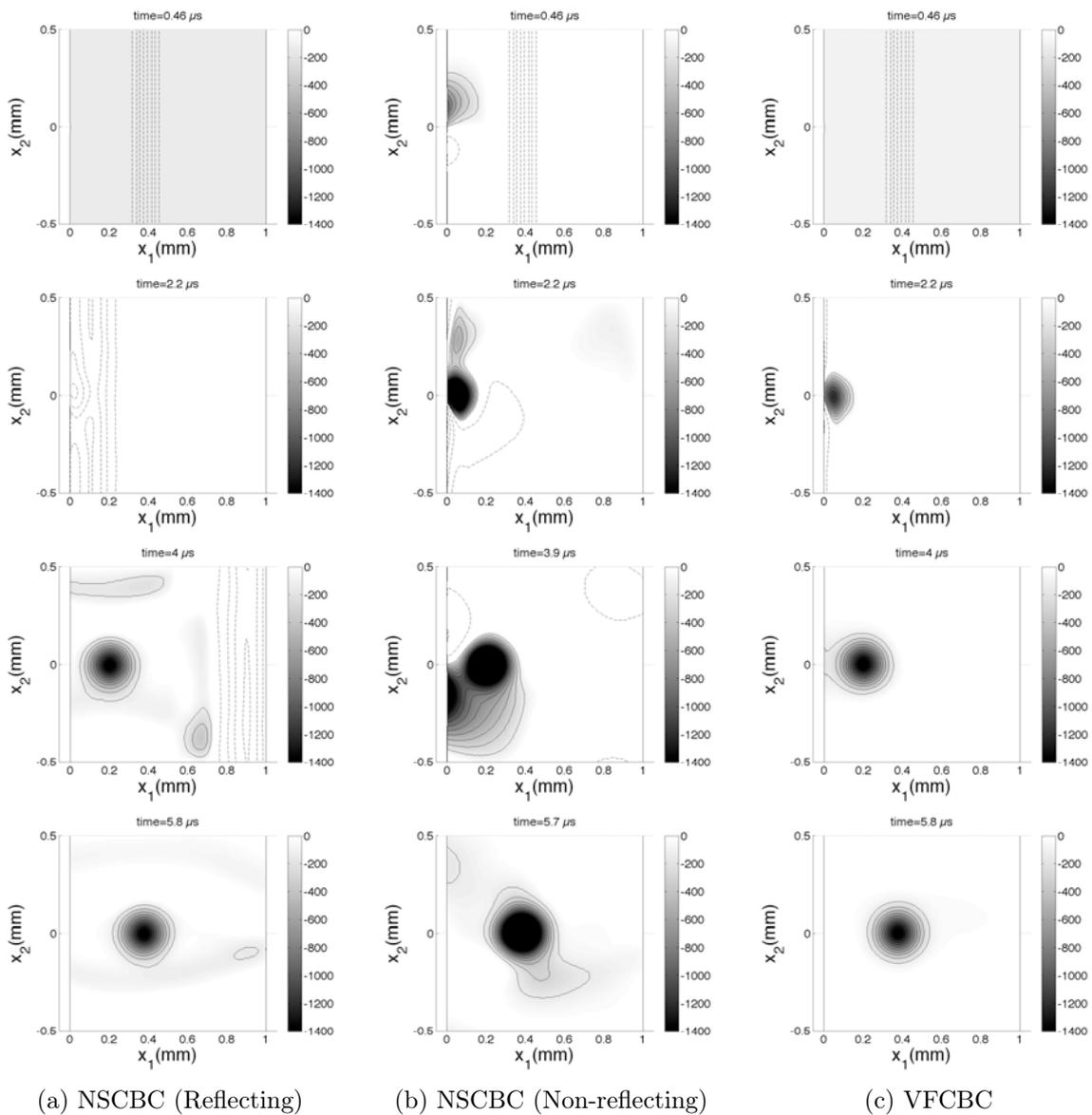


FIGURE 4.16 – Vortex test case in a domain where an acoustic wave propagates towards the inlet : pressure contours $P - P_0$ (Pa)

p_{ac} on the outlet $x_1 = L$:

$$p_{ac}(L, x_2, t) = p_{ac0} \sin(2\pi f_0 t) \quad (4.68)$$

where f_0 is the frequency of the acoustic wave. For this problem, $f_0 = 259500$ Hz, $p_{ac0} = 1000$ Pa. The value of f_0 corresponds to the three quarter-wave mode of the computational box.

$$f_0 = \frac{3c_0}{4L} \quad (4.69)$$

This frequency is chosen to mimic cases where turbulence may have to be injected in a resonant flow.

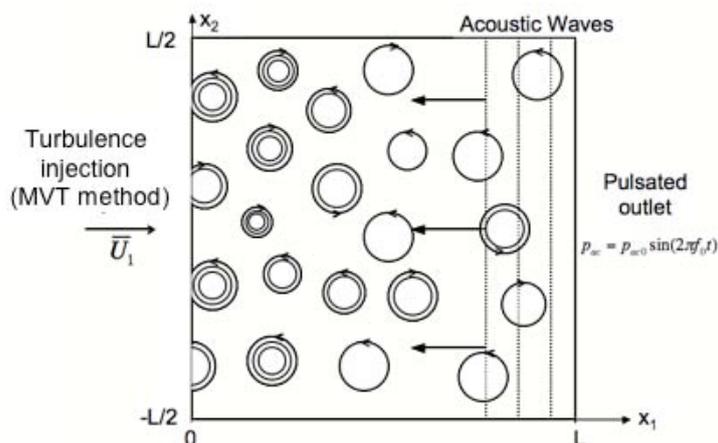


FIGURE 4.17 – Sketch of the test case.

Using a reflecting or a non-reflecting inlet has a great importance for this test case. For the non-reflecting NSCBC (Method 2) and VFCBC (Method 3) simulations, the acoustic wave pulsated at the outlet $x_1 = L$ propagates towards the inlet $x_1 = 0$ and leaves the domain. There is no reflection and no acoustic wave travels back to the outlet. Therefore, the acoustic pressure is given by :

$$p_{ac}(x_1, x_2, t) = p_{ac0} \sin\left(2\pi f_0 t + \frac{k_0}{1-M}(x_1 - L)\right) \quad (4.70)$$

where $k_0 = \frac{2\pi f_0}{c_0}$. The RMS acoustic pressure $\sqrt{p_{ac}^2}$ is constant and equal to $p_{ac0}/\sqrt{2}$.

In the case of the reflecting NSCBC method (Method 1), waves are reflected on the extremities of the box. The superposition of the waves propagating in the two directions generates the development of a stationary longitudinal mode. Spatial and temporal variations may be decoupled by writing :

$$p_{ac}(x_1, x_2, t) = \mathcal{R}\left(p_{\omega}(x_1)e^{-2\pi i f_0 t}\right) \quad (4.71)$$

where $i^2 = -1$, p_{ω} is a complex number and $\mathcal{R}()$ designates the real part of a complex number. For low Mach number $M = u_1/c_0$ and for acoustically closed boundary conditions ($u_{ac}(x_1 = 0) = 0$ and $p_{ac}(x_1 = L) = p_{ac0} \sin(2\pi f_0 t)$), an analytical solution for p_{ω} exists :

$$p_{\omega}(x_1) = p_{ac0} \frac{e^{i\beta_+ x_1} + e^{i\beta_- x_1}}{e^{i\beta_+ L} + e^{i\beta_- L}} \quad (4.72)$$

where $\beta_- = 2\pi f_0 / ((M-1)c_0)$ and $\beta_+ = 2\pi f_0 / ((M+1)c_0)$ are the wave numbers for the acoustic waves respectively propagating towards the inlet and the outlet. The RMS acoustic pressure is

not constant but depends of x_1 :

$$\sqrt{p_{ac}^2}(x_1) = \sqrt{\frac{p_\omega(x_1)p_\omega^*(x_1)}{2}} \quad (4.73)$$

where $p_\omega^*(x_1)$ is the conjugate complex of p_ω .

Figure 4.18 presents instantaneous vorticity and pressure fields for the three methods. Vorticity fields in Figures 4.13 and 4.18 are identical. Contrary to the turbulent flow, the acoustic wave is a 1D fluctuation and it does not produce any vorticity. Differences between the two test cases actually appears on the pressure fields. On Figure 4.18, the acoustic 1D pressure field p_{ac} is disturbed by pressure contribution due to the turbulent flow. To evaluate more quantitatively the contributions of the two phenomena, pressure profiles at $x_2 = 0$ and $t = 40\mu s$ are plotted on Figure 4.19. On Figure 4.19(a), the reflecting NSCBC solution is compared with the stationary longitudinal mode calculated with Eq. (4.71) and (4.72). On Figures 4.19(b) and 4.19(c) pressure profiles obtained with the non-reflecting NSCBC and VFCBC methods are compared to the acoustic plane wave propagating towards the inlet (Eq. (4.70)). For the reflecting NSCBC method and VFCBC the contribution of the turbulent flow to the pressure fluctuations is low and the pressure profile is very close to the acoustic pressure. Moreover, turbulence injected with the non-reflecting NSCBC is very noisy and turbulent pressure fluctuations reach the same level as the acoustic pressure.

Figure 4.20 presents the average properties of the flow versus distance to the injection plane. For the non-reflecting NSCBC and VFCBC methods, the kinetic energy K_0 is not disturbed by the acoustic wave : the acoustic velocity u_{ac0} created by the pulsation is much smaller than the turbulent velocity of the flow and does not modify K_0 significantly. In the case of the reflecting NSCBC simulation, the three quarter-wave mode locally generates high levels of acoustic velocity fluctuations which modify the field of kinetic energy (Figure 4.20a). As expected, the dissipation rate on Figure 4.20b is identical to the test case without acoustic pulsation for all three methods, since the pulsating outlet induces a 1D acoustic wave which does not generate vorticity.

For this test case the average fluctuating pressure on Figure 4.20c is normalized by $p_{ac0}/\sqrt{2}$. Contrary to the velocity, the acoustic perturbation generates much higher pressure fluctuations than the turbulence. Typically, for the VFCBC method, pressure fluctuations remain nearly constant and equal to the theoretical value $p_{ac0}/\sqrt{2}$ corresponding to the solution of the acoustic problem with a non-reflecting inlet. The non-reflecting NSCBC method creates levels of pressure which are too high in comparison with the theory. These discrepancies may be explained by the fact that this boundary condition generates levels of turbulent pressure fluctuations which are not negligible compared to the acoustic pressure fluctuations. The theoretical curve corresponding to the three quarter-wave mode has been added in plain line on Figure 4.20c. It matches the curve corresponding to the reflecting NSCBC simulation. Differences only occur when the average fluctuating pressure is close to zero and reaches the same order as the turbulent dynamic pressure ρK_0 .

4.2.8 Conclusion for the vortex and the 2D turbulence test cases

Sections 4.2.5 to 4.2.7 compare three boundary conditions for compressible solvers to inject vortices or turbulence through an inlet while controlling reflections (all methods use characteristic approaches) :

- Method 1 : a fully reflecting method based on the NSCBC technique.
- Method 2 : a fully non-reflecting method based on the NSCBC technique : this method is the classical perfectly non-reflecting approach for acoustic waves.

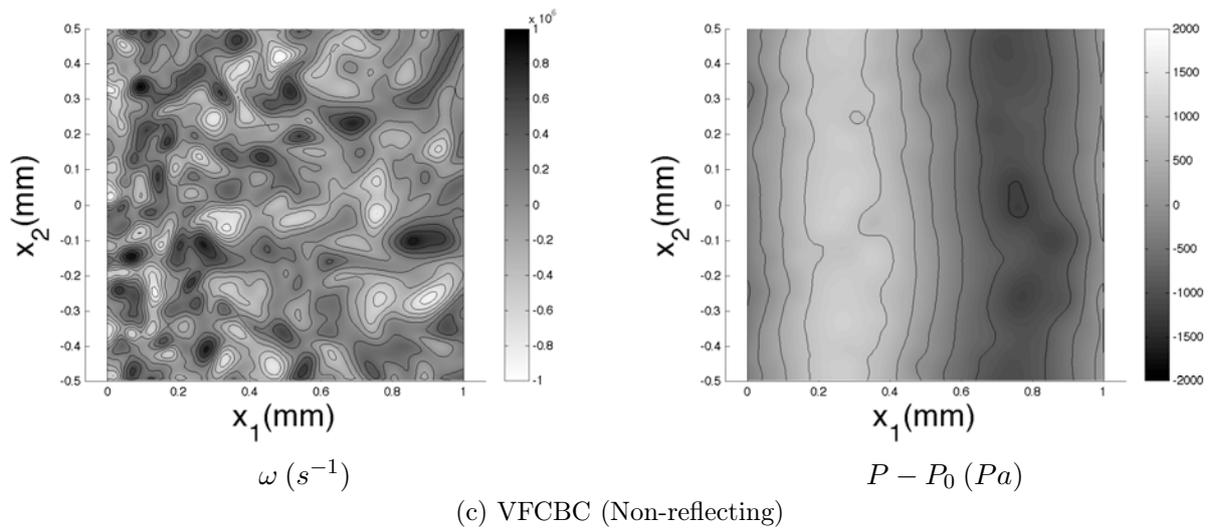
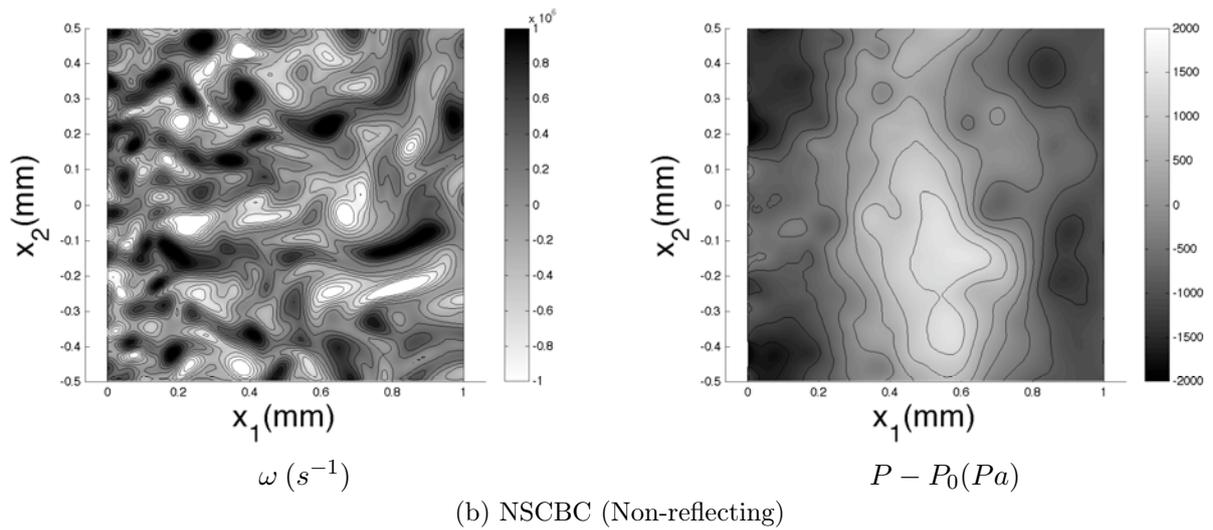
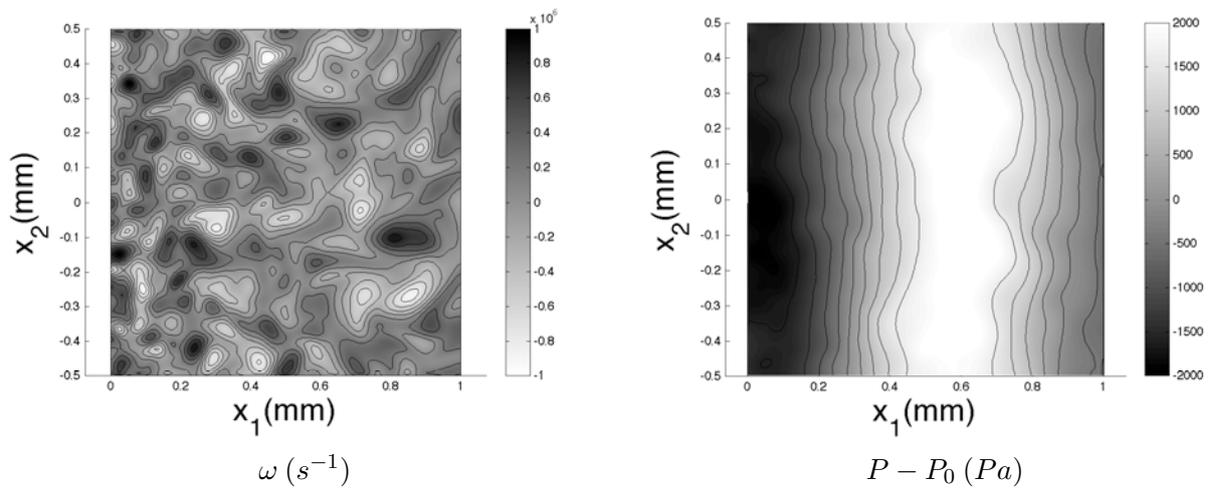
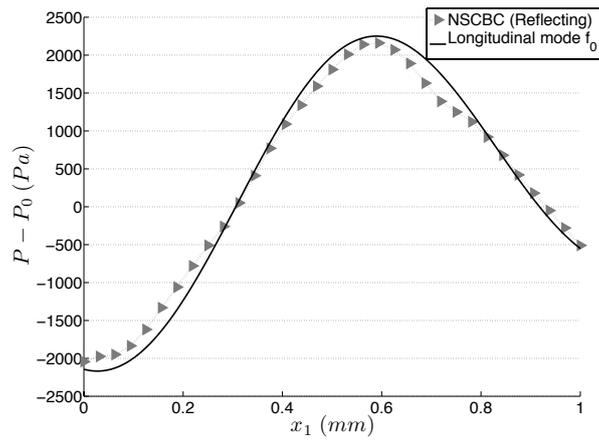
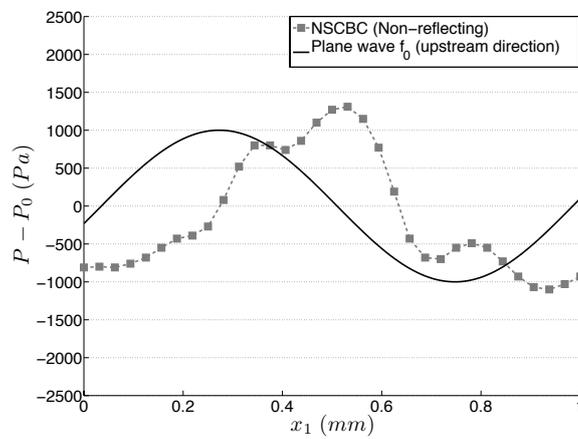


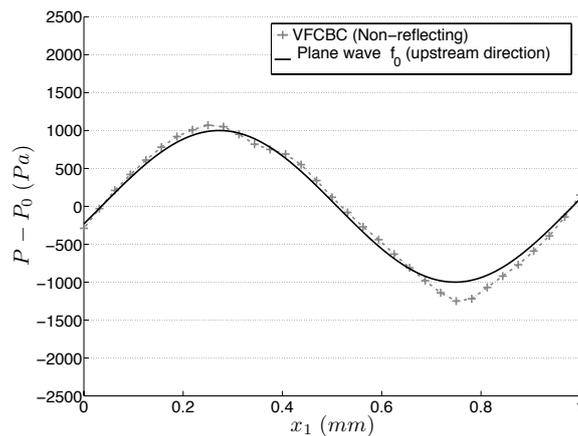
FIGURE 4.18 – Vorticity and pressure fields of the turbulent flow interacting with a pulsating reflecting outlet : $t = 40\mu s$



(a) NSCBC (Reflecting)

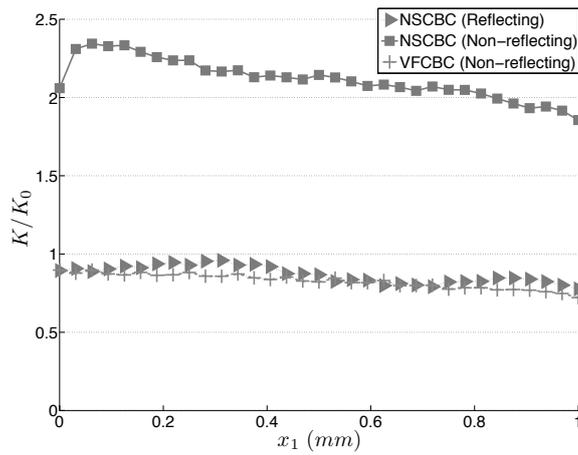


(b) NSCBC (Non-reflecting)

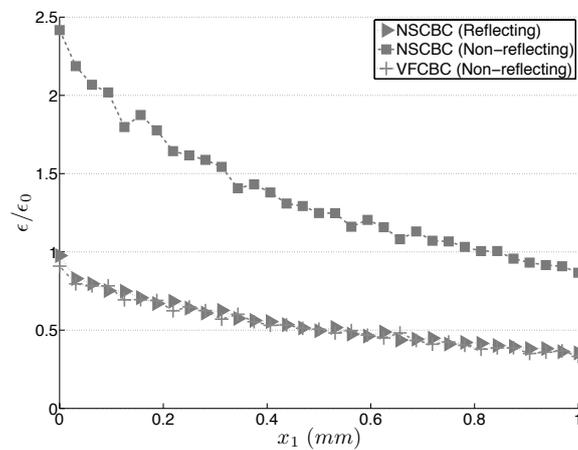


(c) VFCBC (Non-reflecting)

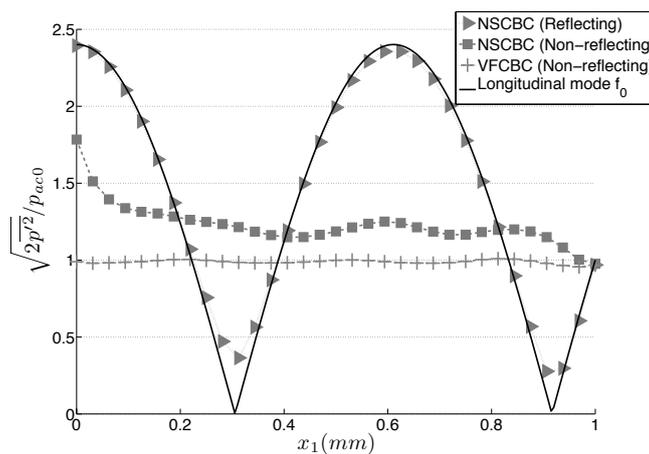
FIGURE 4.19 – Turbulent flow interacting with a pulsating reflecting outlet : instantaneous pressure profile at $t = 40\mu\text{s}$ along $x_2 = 0$. For the case (a), the inlet is reflecting and the solution is compared with the longitudinal stationary mode for f_0 (Eq. 4.71). For cases (b) and (c), the inlet is non-reflecting and the solution is compared with the plane wave of frequency f_0 propagating towards the inlet $x_1 = 0$ (Eq. 4.70).



(a) Normalised turbulent kinetic energy K/K_0



(b) Normalised dissipation rate ϵ/ϵ_0



(c) Normalised pressure fluctuations

FIGURE 4.20 – Turbulent 2D periodic flow interacting with a pulsating reflecting outlet : stream-wise evolution of the mean properties. Comparison of the three boundary conditions.

- Method 3 : a new non-reflecting method called VFCBC (Vortical Flows Characteristic Boundary Conditions) which was developed for this work.

The three methods are systematically compared on two cases of growing complexity :

- A two-dimensional vortex entering a quiet domain.
- A two-dimensional synthetic turbulent flow entering a quiet domain.

Tests are then repeated by adding an acoustic wave interacting with the inlet for the 2D vortex and an harmonic wave injected by the outlet for the turbulent case. Results show that Method 2, which is well suited to let acoustic waves propagate through an inlet without reflections, is not adapted to introducing vortices or turbulence : the vorticity field is distorted during the vorticity wave introduction. Method 1 allows to introduce vortices or turbulence but totally reflects any acoustic wave hitting the outlet at the same time. Method 3 performs as well as Method 1 for vorticity waves but allows outgoing waves to leave the domain without reflections. Methods 1 and 3 are simple to implement and should be useful for LES and DNS of compressible flows such as jet noise, cavity noise, combustion instabilities in combustion chambers, etc...

4.2.9 The Kraichnan method for tubes

The previous section have shown the accuracy of the VFCBC method for vortex and 2D periodic turbulence injection with or without acoustic in the domain. This section addresses the the case which is of interest for IMFT cas : the injection of a turbulent field created with the kraichnan approach of Table 4.2.1 in a cylindrical tube. The configuration is similar to the case of a gas injector. The objectives are the validation of the Kraichnan method as algorithm to generate turbulence and VFCBC as boundary condition for a 3-D compressible LES.

Mesh and boundary conditions

The tube diameter is $D = 3$ mm and its length is $L = 15$ mm. The mesh of the tube is shown on Figure 4.21. It is composed of tetraedric unstructured cells with a characteristic dimension $\delta = 0.125$ mm. The inlet (1) boundary condition is VFCBC. To avoid a drift of the mean velocity on the inlet, the purely non-reflecting formulation of VFCBC is coupled with LRM (Section 4.1.3). The relax coefficient is $K = 30000$ rad/s. For comparison, according to the criterion of Selle and Nicoud [63] for a 1D duct, no eigen frequencies of the tube reflects on the inlet if :

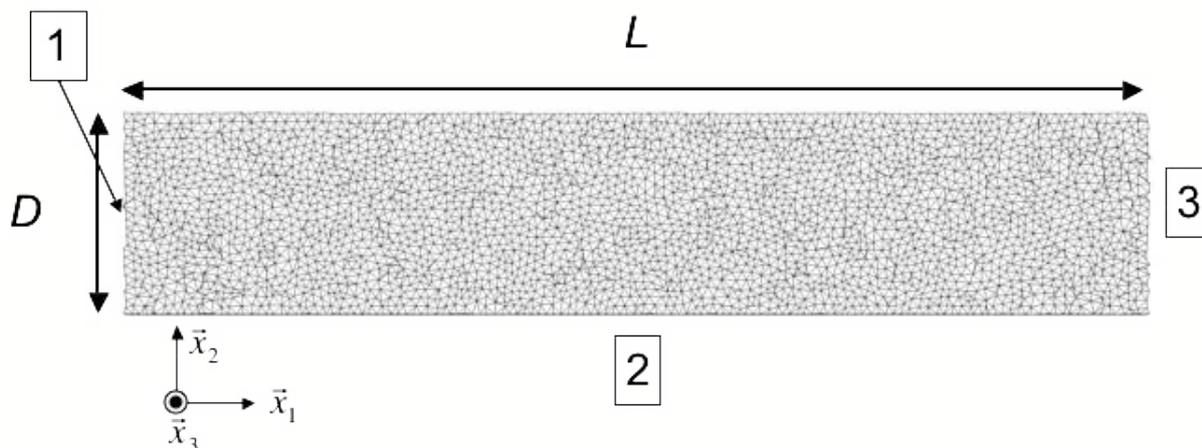
$$K < \pi (1 - M^2) \frac{c}{L} \simeq 66000 \text{ rad/s} \quad (4.74)$$

where M is the Mach number of the flow and c is the sound speed. Therefore the addition of a relaxation coefficient should not affect the non-reflecting character of VFCBC. The outlet (3) is also nearly non-reflecting at atmospheric pressure ($K = 5000$ rad/s) and the lateral surface of the tube (2) is an adiabatic no-slip wall.

Pipe flow properties

This section presents the main characteristics of a turbulent pipe flow. The objective is not to give an exhaustive description of this flow. References can be obtained in the Master Thesis of J.M Tournier [102]. The bulk velocity is $U_b = 100$ m/s. The fluid is air at 300 K with a kinematic viscosity $\nu = 1.5 \cdot 10^{-5}$ m²/s and a density $\rho = 1.18$ kg/m³. Thus, the Reynolds number based on these parameters is :

$$Re = \frac{U_b D}{\nu} = 20000 \quad (4.75)$$

FIGURE 4.21 – Mesh of the tube in the plane $x_3 = 0$

The mean velocity radial profile on the inlet patch is given by the empiric power law :

$$\bar{U}_1(r) = \frac{U_b}{2}(n+2)(n+1) \left(1 - \frac{r}{R}\right)^n \quad (4.76)$$

where R is the radius of the tube and $n = 1/7$. The Kraichnan/Celik method also needs profiles for RMS velocities. Figure 4.22 presents the typical shape of the kinetic energy K for a turbulent pipe flow. The quantity y^+ is the dimensionless distance to the wall :

$$y^+ = \frac{(R-r)U^*}{\nu} \quad (4.77)$$

where U^* is the wall friction velocity. There is a strong variation of K in the boundary layer close to the wall. The maximum value of this peak is :

$$K_{max} = \frac{U^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.78)$$

Where $C_\mu \approx 0.09$. Combining the formula for the wall shear stress τ_w and the experimental equation of Blasius for the wall-friction coefficient c_f [103] :

$$\tau_w = \frac{c_f}{2} \rho U_b^2 \quad \text{and} \quad c_f = 0.0791 \left(\frac{\nu}{2R}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.79)$$

Tournier [102] proposes an evaluation of U^* for turbulent pipe flows at Reynolds Number Re between 2000 and 10^5 :

$$U^{*2} = 0.03955 U_b^{\left(\frac{7}{4}\right)} \left(\frac{\nu}{2R}\right)^{\frac{1}{4}} = 0.03955 \frac{U_b^2}{Re^{\frac{1}{4}}} \quad (4.80)$$

Therefore the value of the wall friction velocity for this test case wher $U_b = 100$ m/s and $Re = 20000$ is $U^* = 5.7$ m/s. The maximum value of K is typically reached at the non dimensional distance to the wall $y^+ \approx 10$. The characteristic dimension of one cell is $\delta = 0.125$ mm. Therefore, the closest node of the mesh is at $y^+ \approx 48$. The peak is in the first cell of the mesh. The profile of the root-mean square velocity imposed on the inlet patch is finally modeled as follow :

$$\sqrt{u_i'^2}(r) = U_p(r) = \begin{cases} U_{pmin} + (U_{pmax} - U_{pmin}) \left(\frac{r}{(1-\delta)R}\right)^2 & \text{if } r \leq (1-\delta)R \\ 0 & \text{if } r > (1-\delta)R \end{cases} \quad (4.81)$$

The RMS velocities at a point of space are supposed to be equal in all directions and equal to zero on the wall. The maximum value of U_p is reached on the closest node to the wall and is given by :

$$U_{pmax} = \sqrt{\frac{2K_{max}}{3}} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{C_\mu}}}U^* \quad (4.82)$$

For this study the value of U_{pmax} is 8.6 m/s . Then velocity fluctuations decrease to reach a minimum value of U_p at $r = 0$:

$$U_{pmin} = 0.5U_{pmax} \quad (4.83)$$

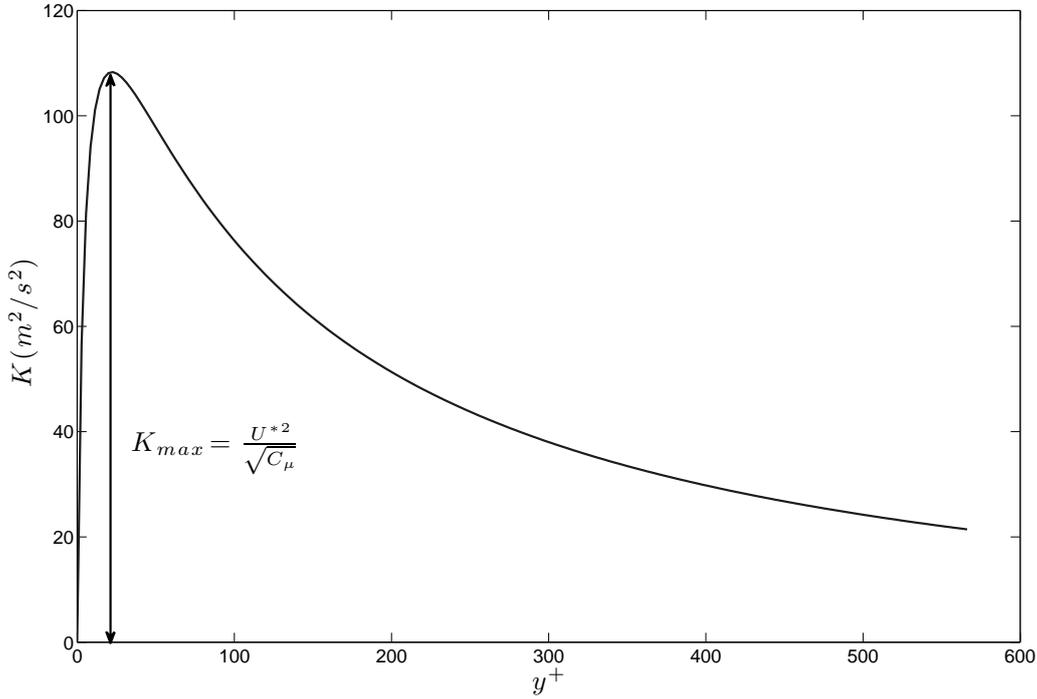


FIGURE 4.22 – Typical radial profile of the turbulent kinetic energy K for a turbulent pipe flow

Incoming flow

The instantaneous inlet velocity field is

$$\underline{u}(0, x_2, x_3, t) = \overline{U}_1(x_2, x_3)\underline{e}_1 + \underline{u}'(0, , x_2, x_3, t) \quad (4.84)$$

The incoming turbulent velocity profile $\overline{u}'(0, x_2, x_3, t)$ is generated with the Kraichnan method following the turbulent velocity profile $U_p(r)$ of Eq. 4.81. The number of modes is $N = 1000$ and the integral length scale is $\Lambda_f = 0.4 \text{ mm}$ which corresponds to $\lambda_e = 1 \text{ mm}$. Moreover $\overline{u}'(0, x_2, x_3, t)$ is injected using Taylor hypothesis with the bulk velocity of the tube U_b (Eq. 4.39), so that $\text{div}(\overline{u}'(0, x_2, x_3, t)) = 0$ at all times. This is important to minimize the noise generation at the inlet section.

Results

Figure 4.23 presents instantaneous fields of velocity u_i in the plane $x_3 = 0$. After the flow establishment, the flow is turbulent in the whole domain and characteristic turbulent structures are visible. Their sizes are typically from $0.2D$ to $0.4D$ which is in good agreement with the value of $\lambda_e = 0.3D$ imposed on the inlet patch. The growth of the boundary layer along the wall is also noticeable on Figure 4.23(a). This phenomenon highlights a relaminarization in the vicinity of the wall owing to the low mesh refinement compared to the turbulence scales in this part of the flow.

Figures 4.24 and 4.25 respectively show radial profiles for the mean axial velocity $\overline{u_1}$ and the RMS velocities $\sqrt{u_i'^2}$. On the inlet patch, there is a very good agreement between the simulation and the target profiles. Profiles at $x_1 = 7.5\text{ mm}$ and on the outlet patch show how the flow laminarize close to the wall.

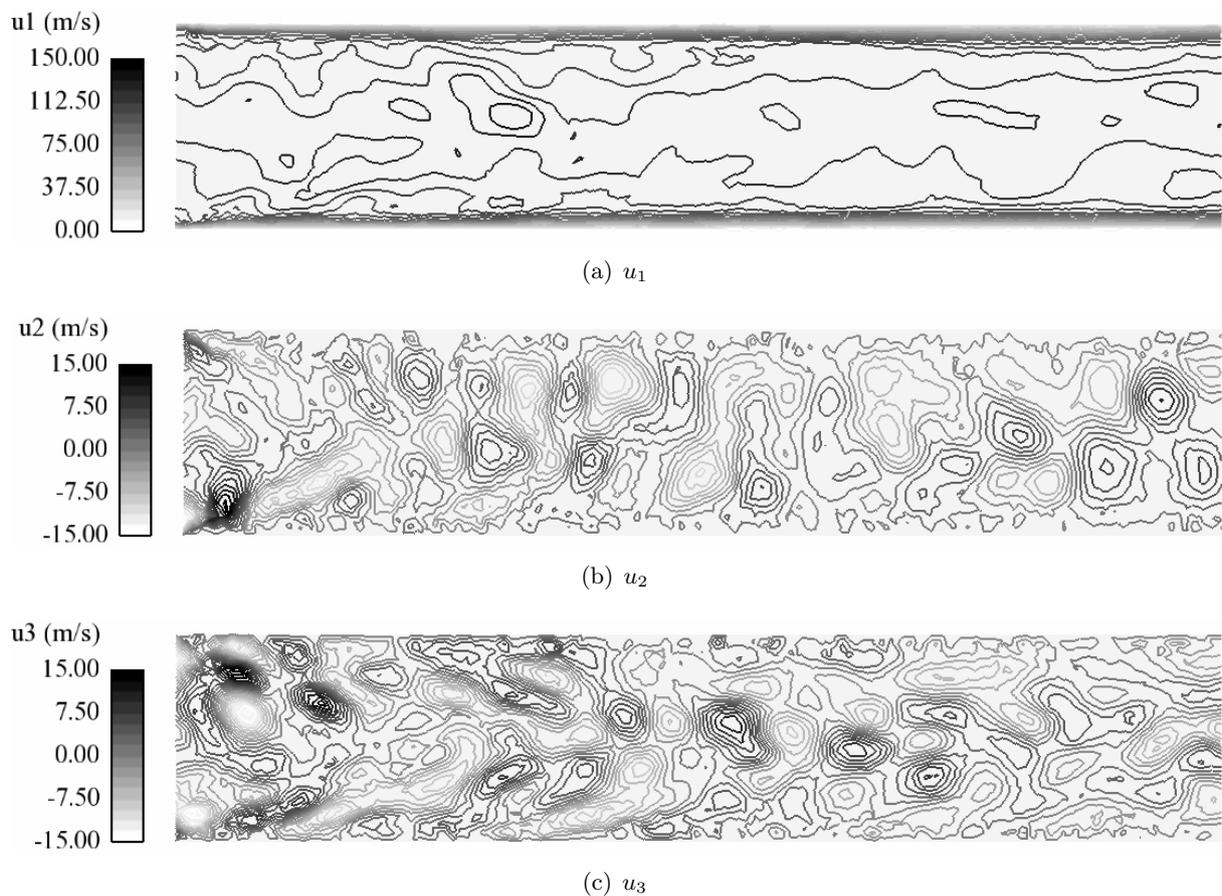


FIGURE 4.23 – Instantaneous fields of velocity in the plane $x_3 = 0$

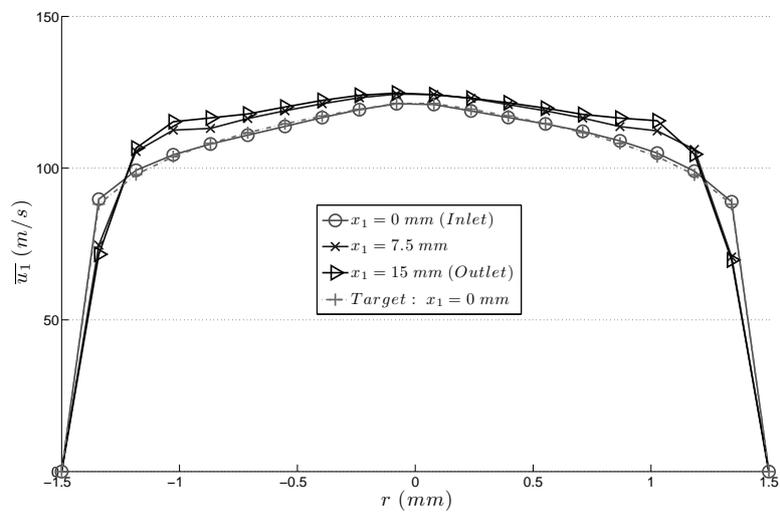
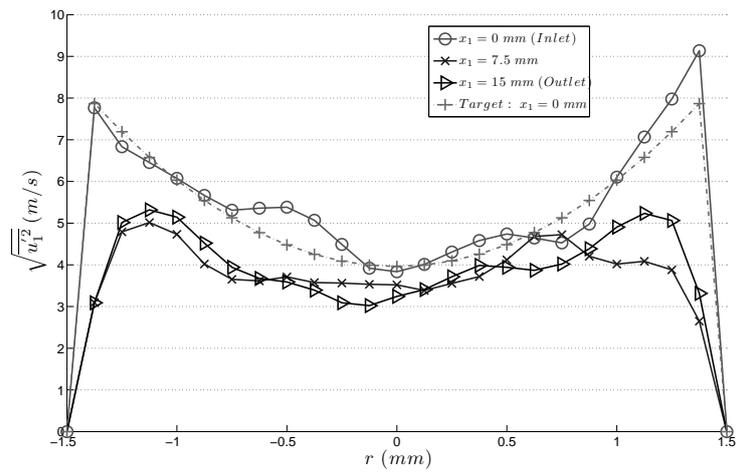
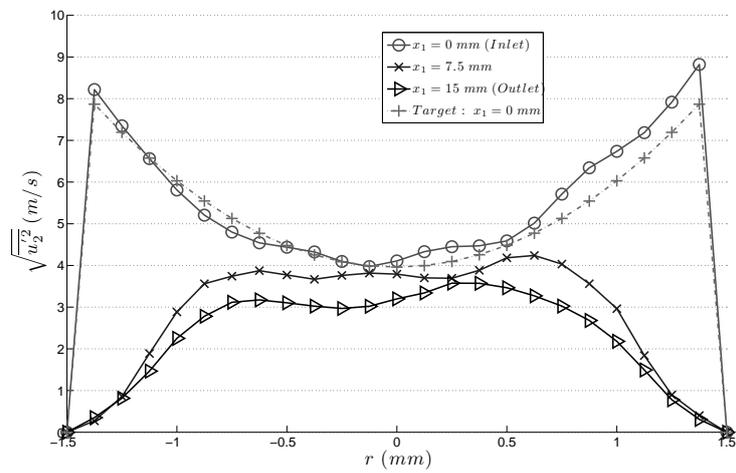


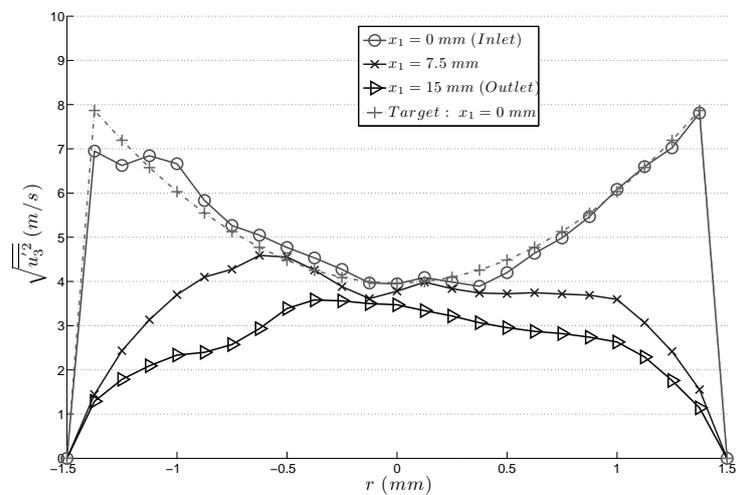
FIGURE 4.24 – Radial profiles of mean axial velocity \bar{u}_1 at various position : $x_1 = 0$ mm (Inlet), $x_1 = 7.5$ mm, $x_1 = 15$ mm (Outlet). The target profile corresponds to the imposed mean velocity profile $\bar{U}_1(r)$ (Eq. 4.76).



(a) $\sqrt{u_1'^2}$



(b) $\sqrt{u_2'^2}$



(c) $\sqrt{u_3'^2}$

FIGURE 4.25 – Radial profiles of mean fluctuating velocities $\sqrt{u_i'^2}$

Lire
la seconde partie
de la thèse