

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)	Examinateur
Thomas Lederlin	Docteur (Turbomeca)	Examinateur
Bernard Labegorre	Docteur (Air Liquide)	Examinateur
Thierry Poinsot	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. Poinsot, 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 strioscopie 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/ENSEEIHT - UPS.

J'exprime tout d'abord ma très sincère reconnaissance à mes directeurs de thèse Messieurs Thierry Poinsot, 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 meilleurs 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'intéragir 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 infaillible 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 Chaine 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
$\triangle t$	Pas de temps du calcul
$\triangle x$	Dimension caractéristique du maillage
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
$\underline{\hat{u}}^n$	Coefficient complexe de la série de fourier
$\underline{\hat{v}}^n$	Coefficient pair de la série de fourier
$\underline{\hat{w}}^n$	Coefficient impair de la série de fourier
$\overline{U}_1$	Vitesse moyenne axiale
$\underline{\mathrm{v}_r}$	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 trainée
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 calcule 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'0hnesorge
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 Reynlods 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_l	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
$\overline{f}$	Opérateur de moyenne
$\underline{f}$	Vecteur

$\widetilde{f}$	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], Poinsot 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 constate 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], Poinsot 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'écoukement en utilisant des petites jets stationnaires. Ce choix correspond aussi à une observation pratique récente : seuls des systèmes de contrôle simples facile 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 FC^{TM} présenté sur la Figure 1.1 est équipé de trois injecteurs de gaz naturel et de deux injecteurs d'oxygène.

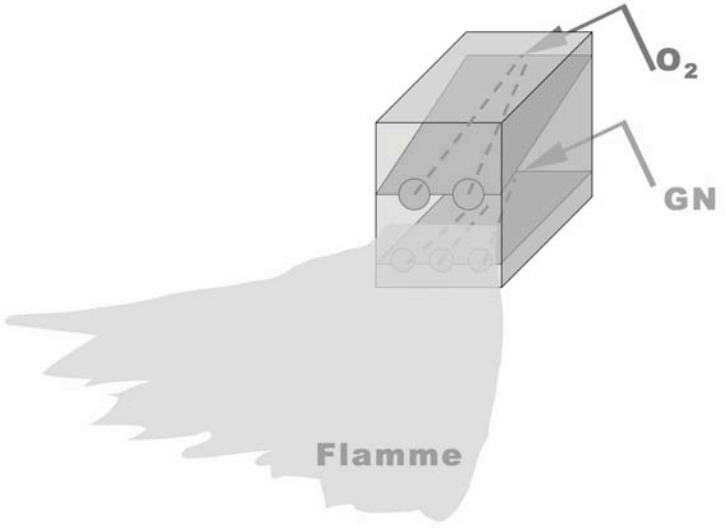


FIGURE 1.1 – Schéma du brûleur industriel à jets séparés ALGLASS FC^{TM} .

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 (CRCD) 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 CRCD du brûleur DYNAMICAL^{TM}. 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 DYNAMICAL^{TM} est présenté sur la Figure 1.2 .

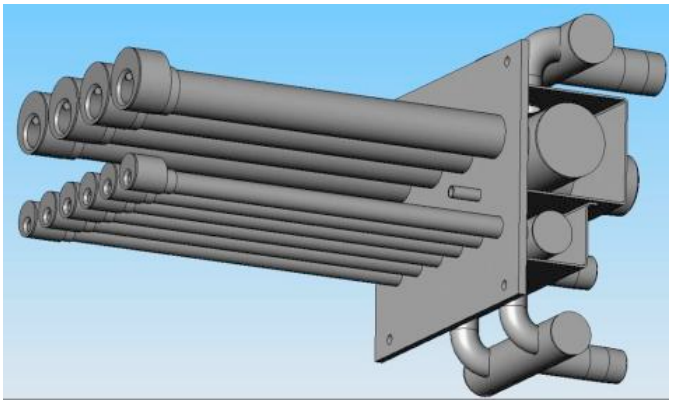


FIGURE 1.2 – Brûleur DYNAMICAL^{TM} équipé d'actionneurs IMFT.

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 CRCD ont été effectués en Avril 2005 par Thomas Lederlin (doctorant IMFT/Air Liquide), Bernard Labegorre 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 CRCD 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



(a) Débit actionneur=0% (b) Débit actionneur=30%

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 intéraction 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).

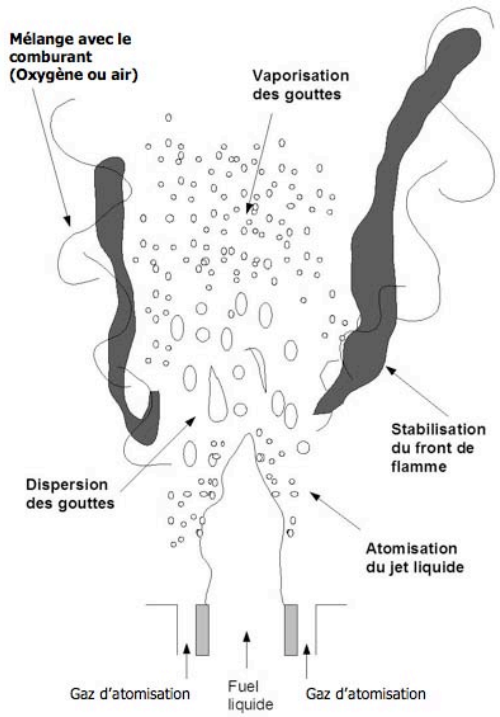


FIGURE 1.4 – Phénoménologie en combustion diphasique.

elles la longueur moyenne de flamme.

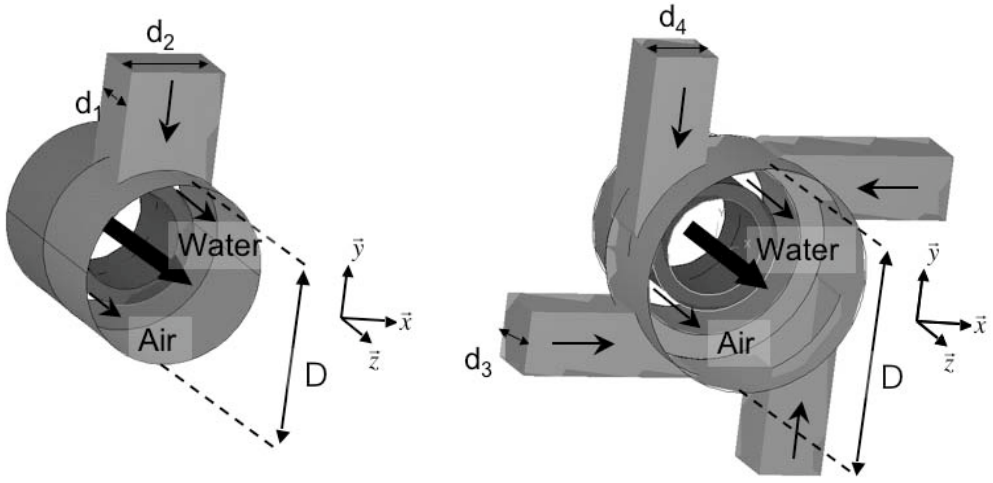
Dans le cadre de cette thèse, un injecteur coaxial a été conçu à l'IMFT à partir d'un modèle de pulvérisateur fourni par Air Liquide. Pour des raisons de sécurité, l'étude a été réalisée hors conditions de combustion avec de l'eau et de l'air. Par conséquent, seuls les phénomènes d'atomisation du jet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

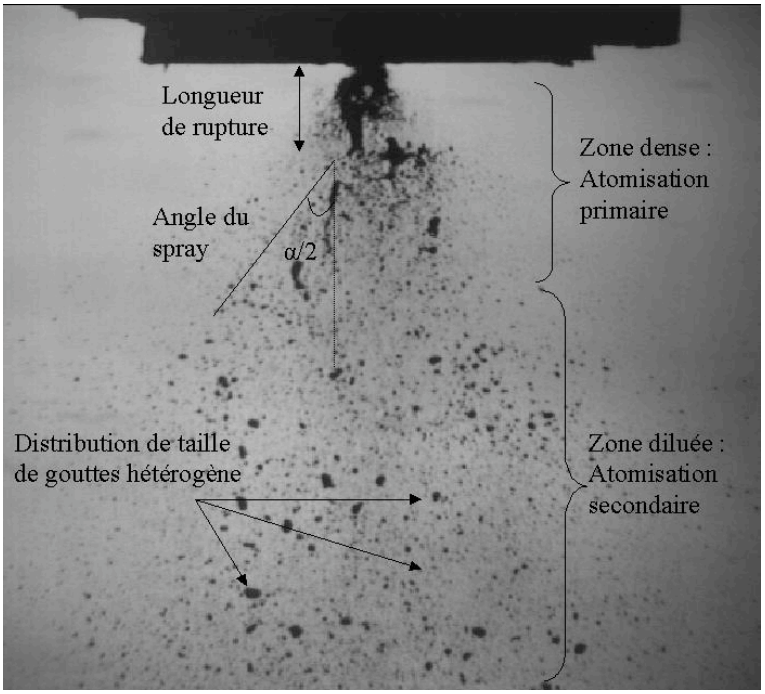


FIGURE 2.1 – Schéma général de l'atomisation pour un injecteur coaxial. Les conditions de fonctionnement sont : $U_l = 1.25m/s$ et $U_g = 90m/s$ (visualisation ombroscopique réalisée à l'IMFT sur l'injecteur (Coax) (cf. Chapitre 3).

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] :

$$d_p^2 = d_{p0}^2 - kt \tag{2.1}$$

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 proprices 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).

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

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),

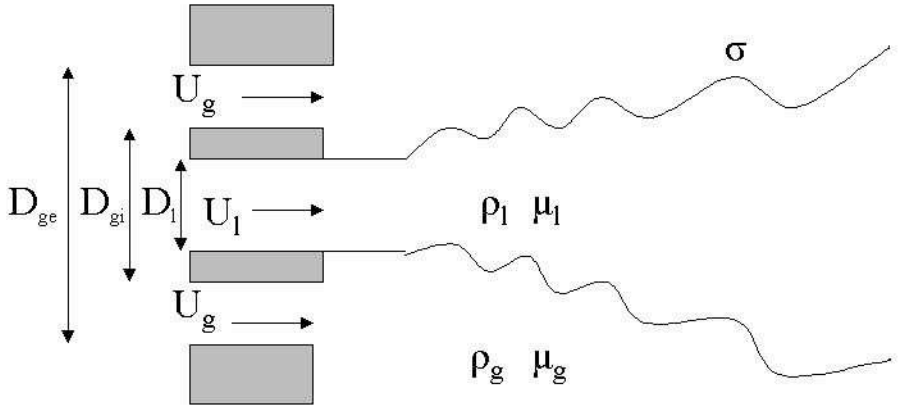


FIGURE 2.2 – Définition schématique des paramètres prépondérants en atomisation assistée

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 :

$$We_{sc} = \frac{\rho_g \left\| \overrightarrow{u} - \overrightarrow{u_p} \right\|^2 d_p}{\sigma} \tag{2.3}$$

Lorsqu'une goutte de diamètre d_p est exposée à un écoulement d'air de vitesse relative $\overrightarrow{u} - \overrightarrow{u_p}$, 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 :

$$Re_l = \frac{\rho_l U_l D_l}{\mu_l} \tag{2.4}$$

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 $\tau_\nu = \frac{\rho_l D_l^2}{\mu_l}$.

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_l}} \tag{2.5}$$

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.

$$J = \frac{\rho_g {U_g}^2}{\rho_l {U_l}^2} \tag{2.6}$$

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

$$J = \frac{We}{Oh^2 {Re_l}^2} \tag{2.7}$$

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 fixée [2] : $U_l = 1.24m/s$, 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

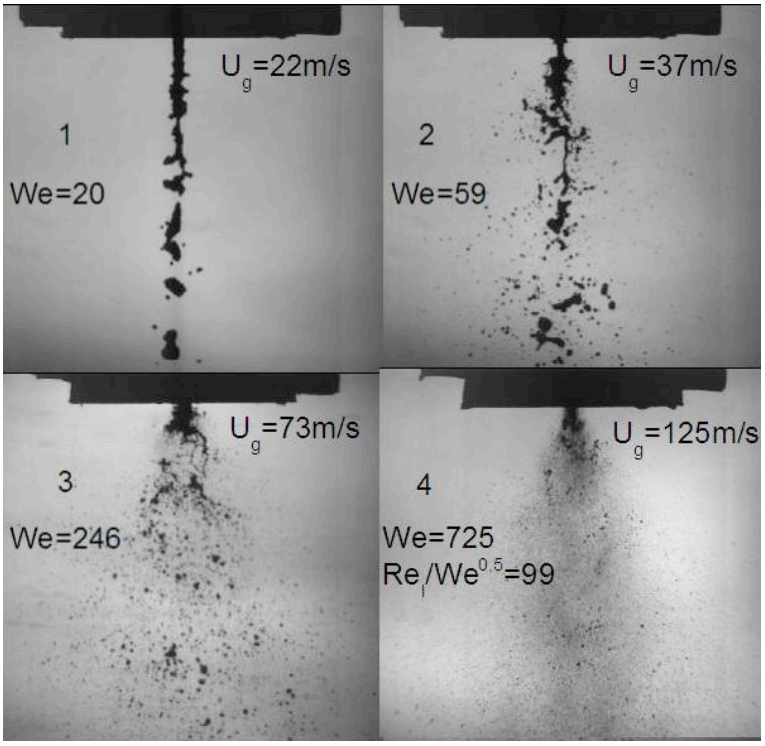


FIGURE 2.3 – Régimes de désintégration d'un jet coaxial eau-air, $D_l = 3mm$; $e = 0.75mm$. 1-Régime de Rayleigh non axisymétrique ; 2-Régime membrane ; 3-Régime fibre ; 4-Régime superpulsant.

Les régimes de type Rayleigh, membrane et fibre ont une structure suffisament 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 500$^{\mathrm{TM}}$ 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.

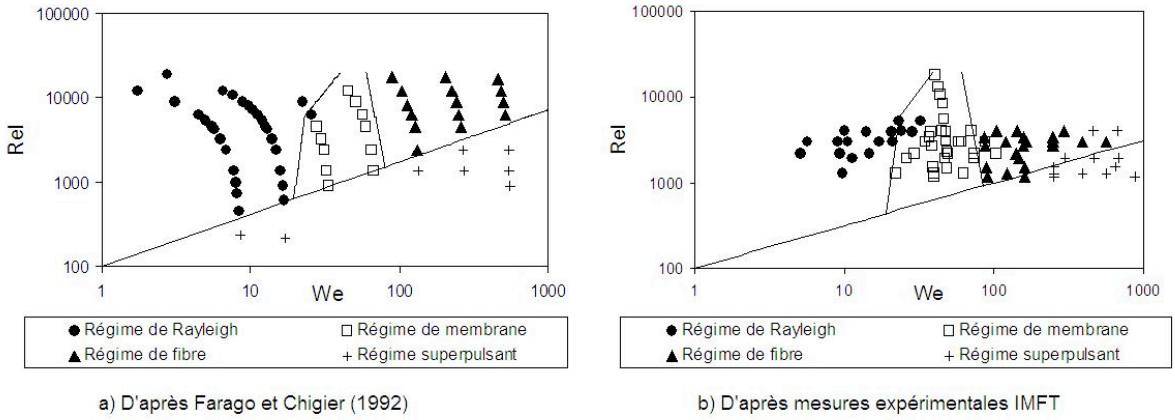


FIGURE 2.4 – Cartographies des régimes d'atomisation en fonction de We et Re_l. Comparaison des résultats de cette thèse (droite) avec Farago et Chigier [26].

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.

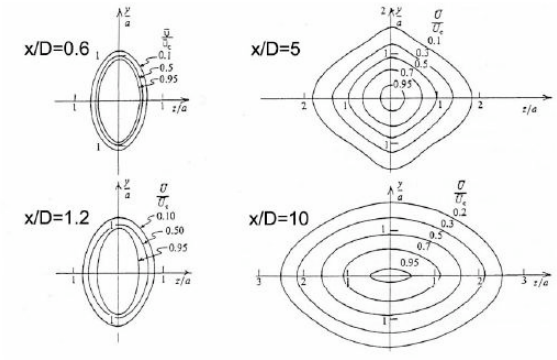


FIGURE 2.5 – Retournement d'axe pour un jet elliptique d'après Ho et Gutmark (1987) [37].

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, Poinsot 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 éléctromagnétique. 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.

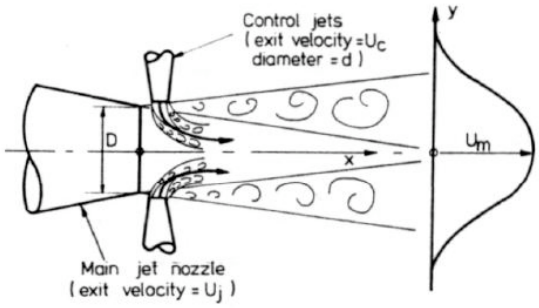


FIGURE 2.6 – Contrôle de jet par deux tubes actionneurs, d'après Davis (1982) [42]

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.

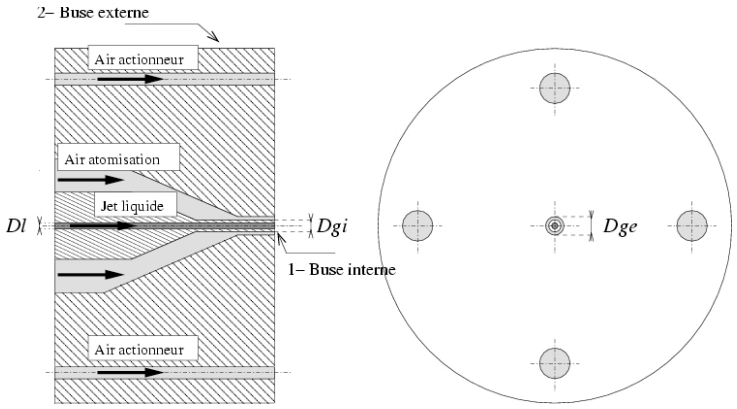


FIGURE 3.1 – Coupe longitudinale et vue de face de l'injecteur.

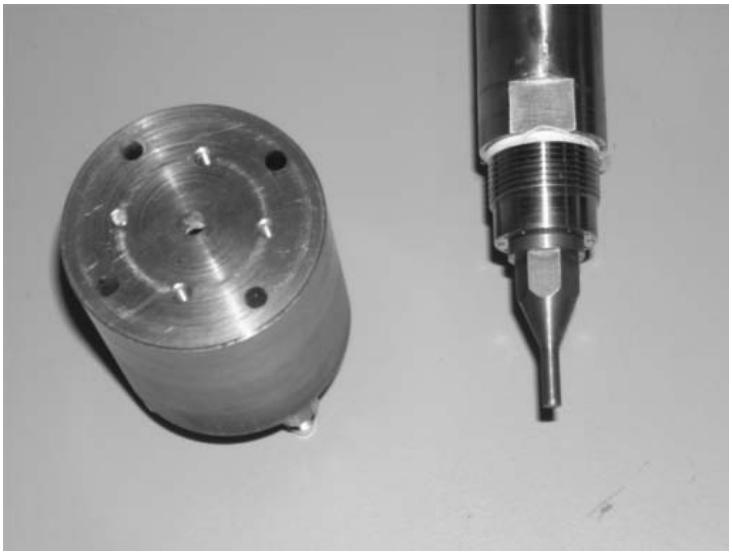


FIGURE 3.2 – Vue de la buse interne (1) et de la buse externe (2) de l'injecteur.

3.1.2 Principe des actionneurs jet

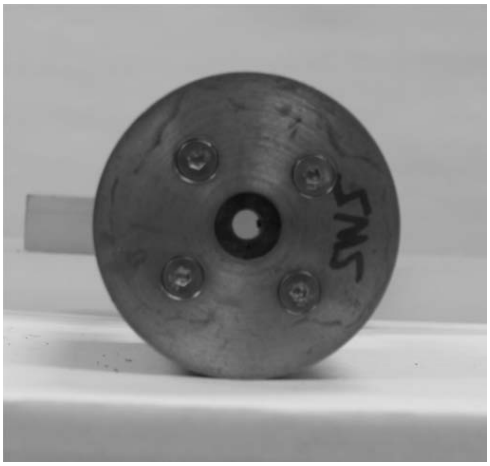
Le système de contrôle est composé de jets d'air auxiliaires disposés autour de la sortie de l'injecteur. D'un point de vue technique, l'intégration de ces jets actionneurs utilise le principe des pastilles à fente développé à l'IMFT durant la thèse de Thomas Lederlin [15]. Le montage des actionneurs 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 :

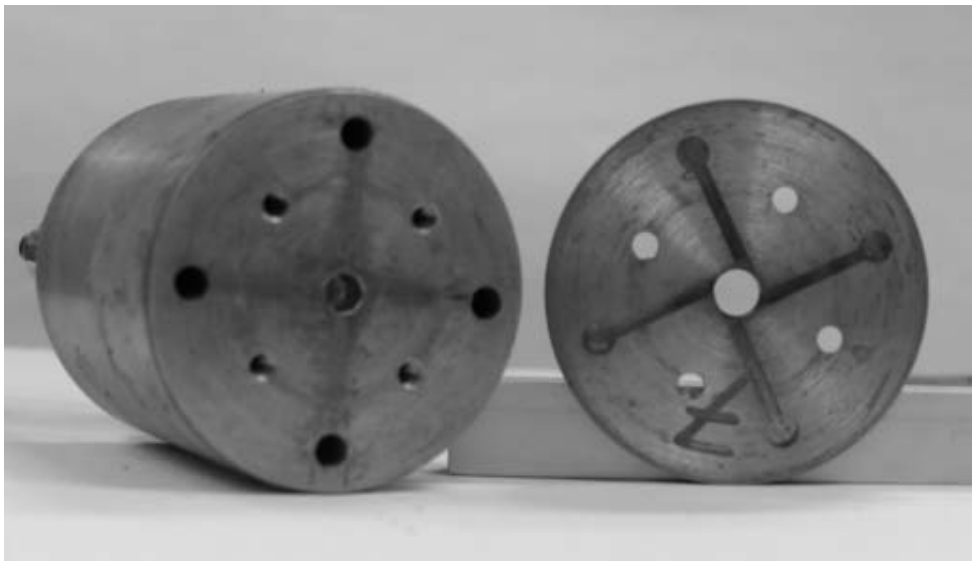
- La géométrie impactante : un unique écoulement actionneur impacte le jet principal afin de le dévier. Toute pastille correspondant à cette géométrie sera désignée par le terme (Dev).
- La géométrie à swirl : l'injection d'air se fait tangentiellement à la sortie du jet diphasique principal conférant 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.

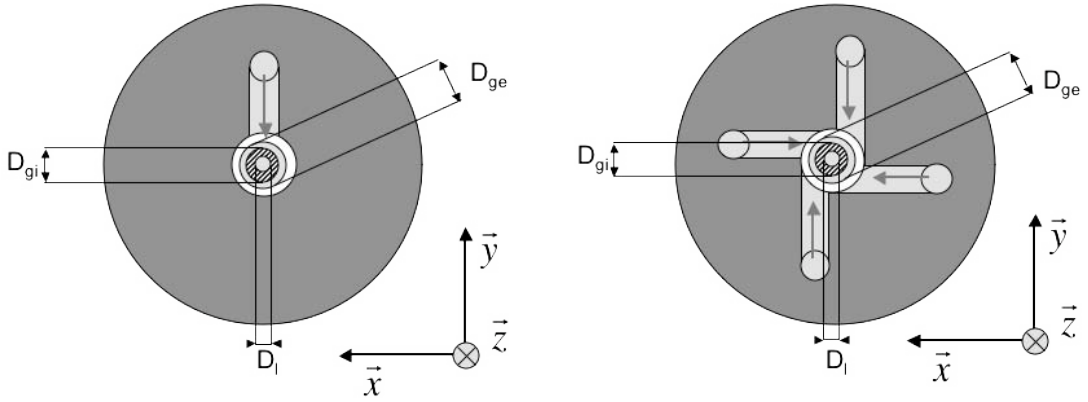


(b) Eclaté Buse externe (2) (gauche) + pastille (droite).

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	Déviation du jet : changement de trajectoire
(Sw)	Quatre jets tangentiels	Ecoulement swirlé : amélioration du mélange



(a) Pastille impactante Dev (b) Pastille Swirl

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

3.2 Alimentation et débitmétrie

La Figure 3.5 présente le système d'alimentation et la débitmétrie 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 destiner à alimente l'injecteur coaxial.

L'injection d'eau se fait à partir d'un réservoir pressurisé ($P = 2$bar). Un rotamètre de type BROOKS Shorate équipé d'un 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 $\overrightarrow{y}$ et $\overrightarrow{z}$. 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

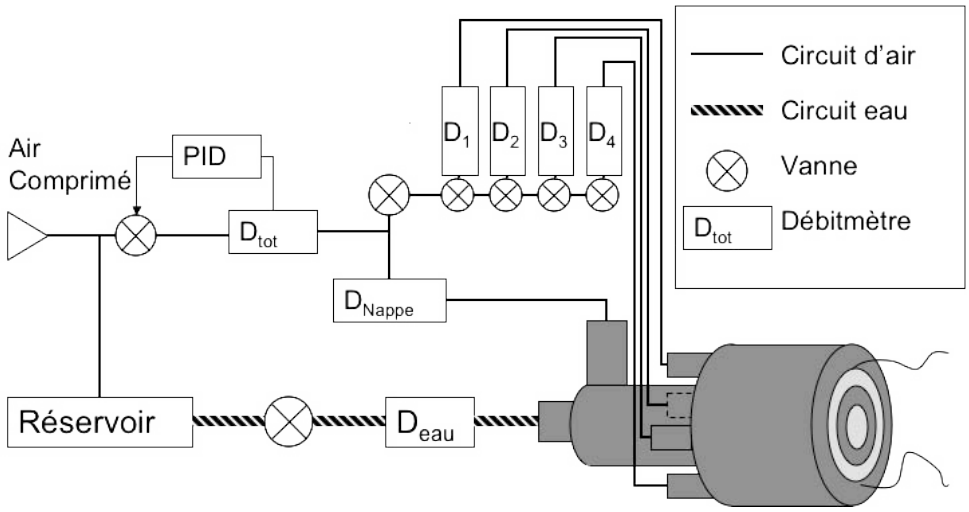


FIGURE 3.5 – Schéma de principe des circuits d'alimentation en eau et en air.

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

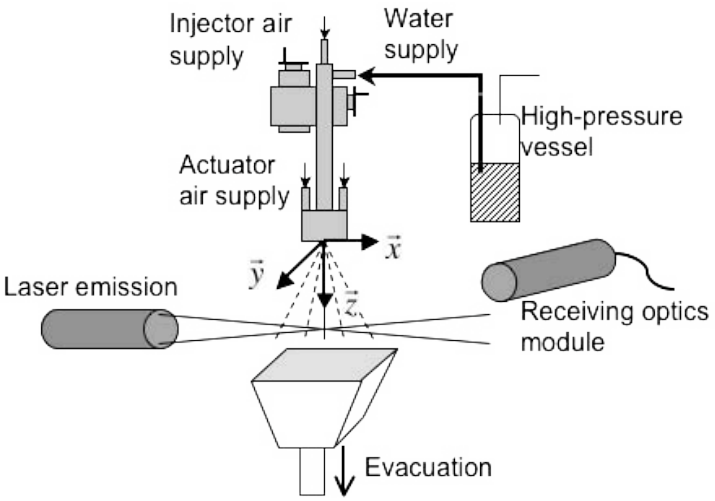
Pour un atomiseur coaxial, l'essentiel de l'énergie d'atomisation est fournie par l'écoulement de gaz à grande vitesse. Il est donc essentiel de connaître les propriétés de la nappe d'air générée par l'injecteur (Turbulence, entraînement...). Toutefois, l'étude directe du gaz d'atomisation dans le spray 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 $\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{y}$ 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 $\overrightarrow{z}$ 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 HUET-ONERA 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.

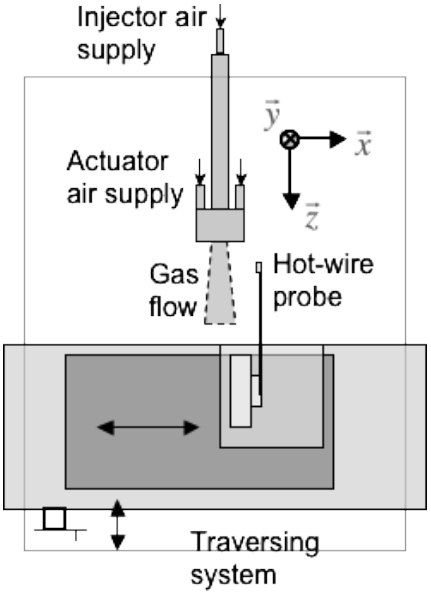


(a)

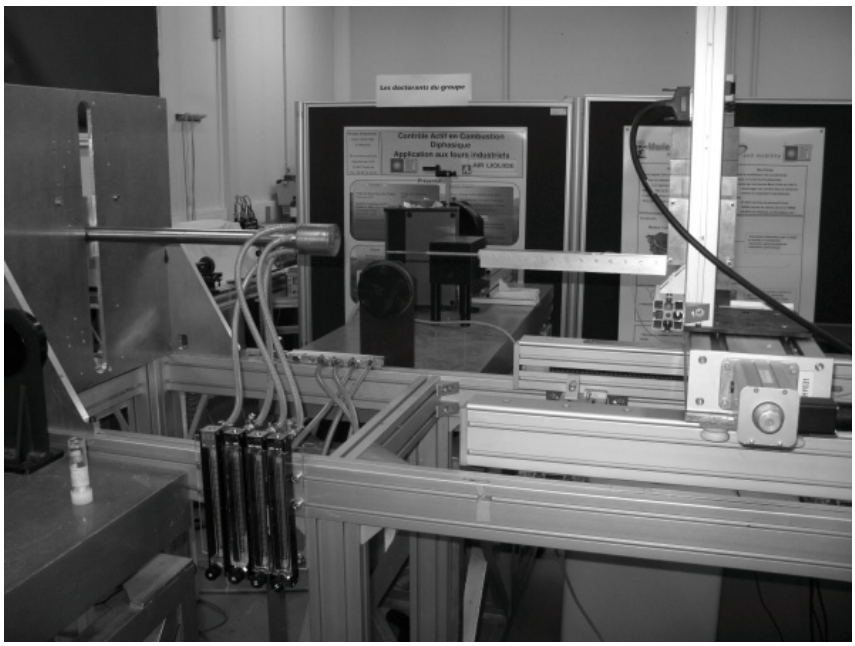


(b)

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



(a)



(b)

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.

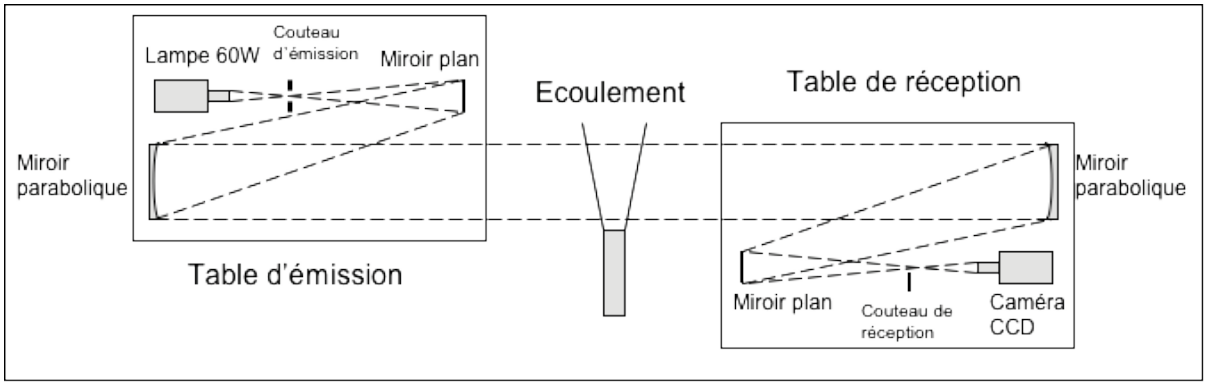


FIGURE 3.8 – Banc de strioscopie en Z

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 :

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

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

$$n - 1 = K\frac{\rho}{\rho_s} \tag{3.2}$$

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 :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x_i} \tag{3.3}$$

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'éclairement 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 se 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 $\tau_{exp} = 50\mu s$. La Figure 3.9 présente un exemple de prise de vue strioscopique du jet annulaire sans contrôle et sans injection de gouttes.

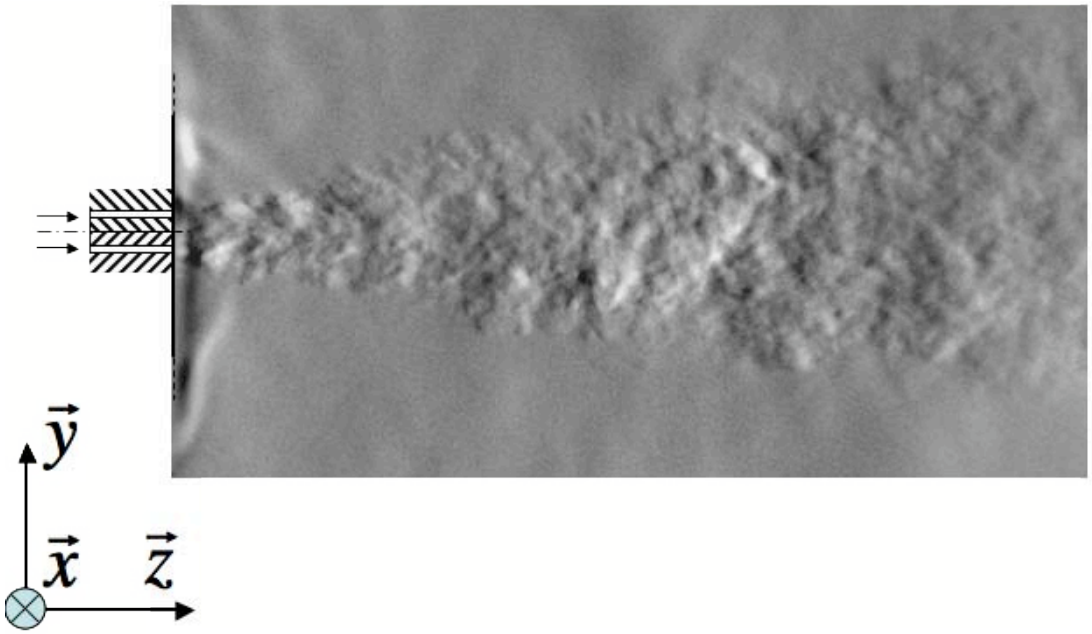


FIGURE 3.9 – Exemple d'image strioscopique du jet annulaire gazeux

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 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.



(a) Image instantanée (b) Image moyenne (c) Image binarisée

FIGURE 3.10 – Etapes du traitement des images de strioscopie 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 strioscopie 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).

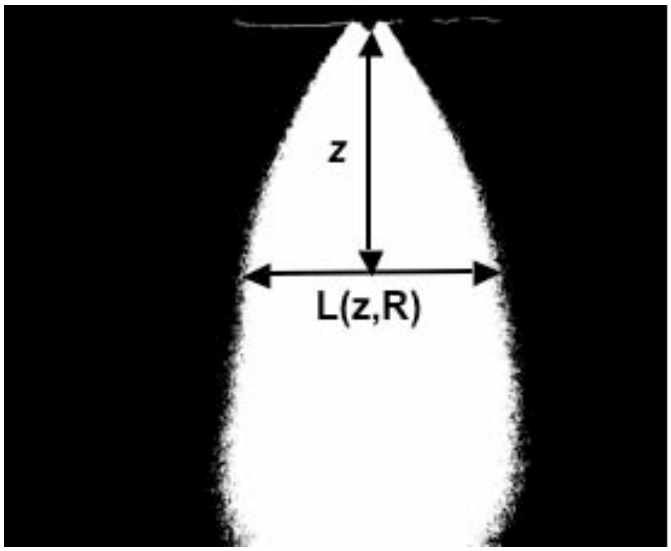


FIGURE 3.11 – Largeur du spray $L(z)$: Configuration (Sw)



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 cette 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 :

$$R_f = R_0(1 + \alpha_f(T_f - T_a)) \tag{3.4}$$

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 wheastone. La grandeur physique qui permet cet ajustement est la tension E_f au sommet du pont de Wheastone. 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 :

$$E_f^2 = A + Bu_{hw}^n \tag{3.5}$$

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]) :

$$u_{hw} = D_0 + D_1E_f + D_2E_f^2 + D_3E_f^3 + D_4E_f^4 + D_5E_f^5 \tag{3.6}$$

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 ($< 2\%$).

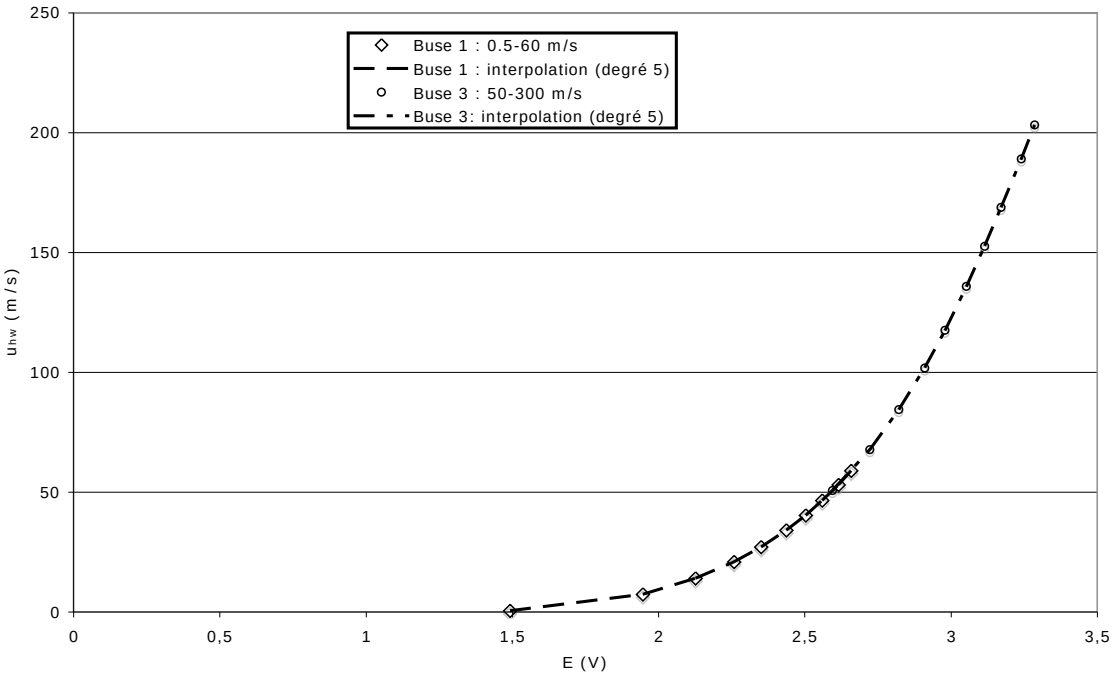


FIGURE 3.13 – Courbe d'étalonnage de la sonde à fil chaud

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 μm. Lors des mesures, celui-ci est toujours aligné avec l'axe $\overrightarrow{x}$ (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] :

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

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} :

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

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

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

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

$$\bar{u}_x = \bar{u}_y = 0 \tag{3.10}$$

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

$$\overline{u_x'^2}, \overline{u_y'^2}, \overline{u_z'^2} << \bar{u}_z^2 \tag{3.11}$$

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

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

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 $\overrightarrow{y}$. 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 $\overrightarrow{y}$ et $\overrightarrow{z}$ 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 :

$$f_{hw}^{opt} = \frac{1}{2T_i} \tag{3.13}$$

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] :

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

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 :

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

ce qui donne :

$$f_{hw}^{opt} = 4500 \text{ Hz} \tag{3.16}$$

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} :

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

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 litterature [53, 54, 55]. Aussi nous n'en décrirons 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 un lame séparatrice en deux faisceaux cohérents (a et b) qui sont ensuite focalisés par un lentille convergente. L'intersection des deux rayons forme un volume de mesure ellipsoidal. 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 :

$$f_i = f_l \frac{1 - \frac{\overrightarrow{e}_1 \overrightarrow{u}_p}{c_l}}{1 - \frac{\overrightarrow{e}_s \overrightarrow{u}_p}{c_l}} \tag{3.18}$$

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 $||\overrightarrow{u}_p|| / c_l << 1$ est toujours vérifiée et on peut remplacer l'équation 3.18 par son développement limité au premier ordre :

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

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 $||\overrightarrow{u}_p|| / c << 1$. Ces deux ondes interfèrent donc, ce qui génère l'oscillation du signal d'intensité lumineuse à la fréquence de battement :

$$f_D = |f_b - f_a| \tag{3.20}$$

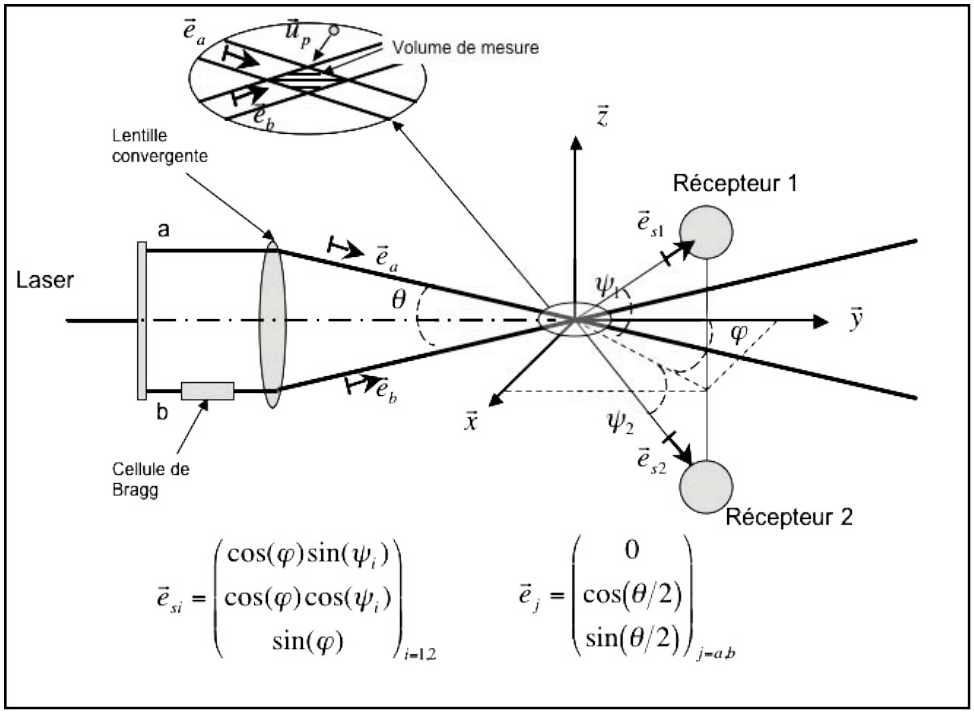


FIGURE 3.14 – Schéma de fonctionnement de la méthode PDA

La fréquence f_D ets 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 :

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

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'un cellule de Bragg. La fréquence Doppler est alors égale à :

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

Le décalage en fréquence δf_l est égal à 40 MHz pour notre chaîne de mesure ce qui nous permet de mesurer des vitesse 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 réflection 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} :

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

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 ambiguité sur la valeur de D. Cette ambiguité est levée par l'utilisation d'un troisième photomultiplicateur.

3.6.2 Chaine 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.

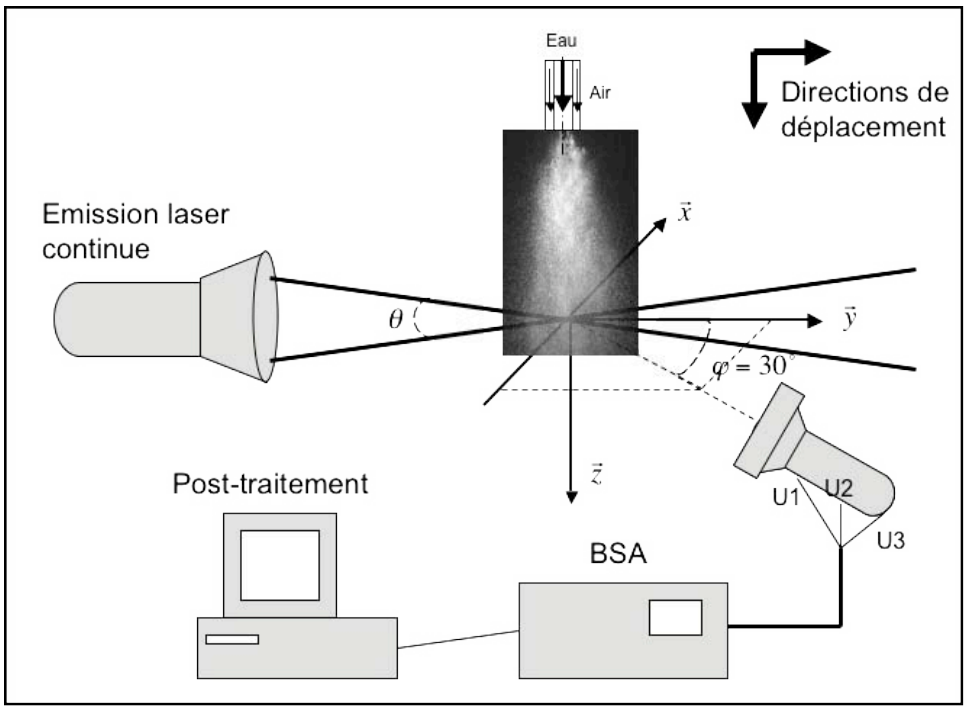


FIGURE 3.15 – Chaîne de mesure PDA

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 calculateur 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 systèmes 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 :

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

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} :

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

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 :

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

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 :

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

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 manuscript. Il est noté D^{RMS} et sa formule est donnée par :

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

Vitesse moyenne

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

$$W_p = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} w_{pi} \tag{3.29}$$

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

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

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 $W_{pmax}^{RMS} = 15m/s$. 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} :

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

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 mêne à :

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

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 $\triangle$ liée à celle du maillage et une quantité f que l'on filtre devient :

$$\langle f \rangle (x) = \int f(x') F(x - x') dx \tag{4.1}$$

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

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

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 :

$$\widetilde{f} = \frac{\langle \rho f \rangle}{\langle \rho \rangle} \tag{4.3}$$

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 dûes aux modèles utilisés.

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

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \widetilde{Y_k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle \rho \rangle \widetilde{u_i} \widetilde{Y_k} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\langle V_{k,i} Y_k \rangle - \langle \rho \rangle \left(\widetilde{u_i Y_k} - \widetilde{u_i} \widetilde{Y_k} \right) \right] \qquad k = 1, N \tag{4.4}$$

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

$$\langle V_{k,i} Y_k \rangle = - \langle \rho \rangle \langle D \rangle_k \frac{\partial \widetilde{Y_k}}{\partial x_i} \tag{4.5}$$

et une vitesse de correction filtrée $\widetilde{V_i^c}$ qui assure la conservation globale de la masse :

$$\widetilde{V_i^c} = \sum_{k=1}^{N} \langle D \rangle_k \frac{\partial \widetilde{Y_k}}{\partial x_i} \tag{4.6}$$

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

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle \widetilde{u_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \widetilde{u_i} \widetilde{u_j}) + \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} [\langle \tau \rangle_{ij} - \langle \rho \rangle (\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j})] \tag{4.7}$$

où on écrit le tenseur filtré des contraintes visqueuses :

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

et

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

– **Conservation de l'énergie**.

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

avec

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

et

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

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

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, $\tau^r_{ij} = (\widetilde{u_iu_j} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_j)$, 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 :

$$\tau^r_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3}\tau^r_{kk} = -2\nu_T\widetilde{S}_{ij} \tag{4.13}$$

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 :

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

où C_S est une constante du modèle (=0.18 dans ce travail) et $\triangle$ 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 $J^r_{ik} = \left(\widetilde{u_iY_k} - \widetilde{u}_i\widetilde{Y_k}\right)$ est estimé avec une hypothèse de gradient et on ajoute une vitesse de correction de sous maille

$$J^r_{ik} = -D^T_k\frac{\partial\widetilde{Y}_k}{\partial x_i} + \widetilde{Y}_k\widetilde{V}^{c,r}_i \tag{4.15}$$

et

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

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

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

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 parallèlisation 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 :

$$\triangle t < Min\left|\frac{CFL \triangle x}{u \pm c}\right| \tag{4.18}$$

où $\triangle t_{max}$ 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, adiabadicité...) 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-refléchissantes. 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 :

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

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 refléchies 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 ($\rho_p/\rho_g >> 1$) , alors les forces qui s'appliquent aux particules se réduisent à la trainée 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 ou la densité volumique de 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' échelles 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 :

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \tag{4.20}$$

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

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

$$\tau_p = \frac{4}{3}\,\frac{\rho_p}{\rho_g}\,\frac{d_p}{C_D\,||\underline{v_r}||}. \tag{4.22}$$

Le coefficient de trainée 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] :

$$C_D = \frac{24}{Re_p}\left[1 + 0.15Re_p^{0.687}\right] \tag{4.23}$$

$$Re_p = \frac{||\underline{\mathrm{v}_r}||\,d_p}{\nu_g} \leq 800 \tag{4.24}$$

où d_p est le diamètre de la particule et ν_g est la viscosité cinématique du gaz. La vitesses relative instantanée entre la particule et le fluide est $\mathrm{v}_{r,i} = u_{p,i} - \tilde{u}_{g,i}$, 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 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 developped 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 $\underline{\hat{u}}(\underline{k},t)$ at the wave number $\underline{k}$ (Appendix B.4.1) is :

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

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

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

Therefore, Eq. (4.25) becomes :

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

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

$$\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \tag{4.28}$$

In the spectral domain, this relation is replaced by :

$$\underline{\hat{u}}(\underline{k}).\underline{k} = 0 \tag{4.29}$$

Therefore, the Fourier transform $\underline{\hat{u}}(\underline{k})$ 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 :

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

$$\underline{\hat{u}}^n.\underline{k}^n = 0\ \forall n \tag{4.31}$$

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

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

where $\underline{\hat{v}}^n(\underline{k}^n) = \Re(\underline{\hat{u}}^n(\underline{k}^n))$ and $\underline{\hat{w}}^n(\underline{k}^n) = \Im(\underline{\hat{u}}^n(\underline{k}^n))$. 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 :

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

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 :

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

$$\underline{\hat{v}}^n.\underline{k}^n = 0 \quad \text{and} \quad \underline{\hat{w}}^n.\underline{k}^n = 0 \ \forall n \tag{4.35}$$

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 $\tau_e = \frac{\lambda_e}{\overline{U}_1}$ where $\overline{U}_1$ is the mean flow velocity. Dimensionless quantities are written with the superscript symbol $\tilde{}$. The system Eq. (4.34) and Eq. (4.35) becomes :

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

$$\underline{\hat{\tilde{v}}}^n.\underline{\tilde{k}}^n = 0 \quad \text{and} \quad \underline{\hat{\tilde{w}}}^n.\underline{\tilde{k}}^n = 0 \ \forall n \tag{4.37}$$

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

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

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

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 $N \to \infty$. 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 :

$$\underline{k}^n.\underline{r} = k_1\bar{U}_1 t + k_2 x_2 + k_3 x_3 \tag{4.39}$$

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 symetrical exponential law with a density function :

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

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

$$\frac{\lambda_f}{\lambda_g} = 1.45 \approx \sqrt{2} \tag{4.41}$$

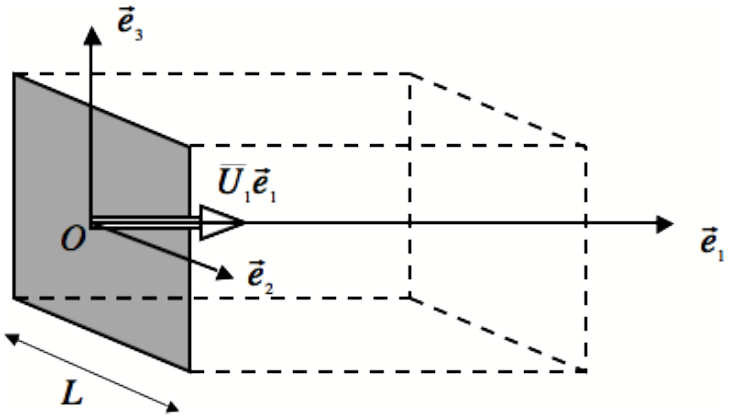


FIGURE 4.1 – Matlab routine : square inlet plane for the computation of the turbulent velocity field with the Kraichnan/Celik method.

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 :

$$\Lambda_f = \frac{\sqrt{2\pi}}{k_e} = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2\pi}} \approx 0.4\lambda_e \tag{4.42}$$

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 recommandations are therefore the following :

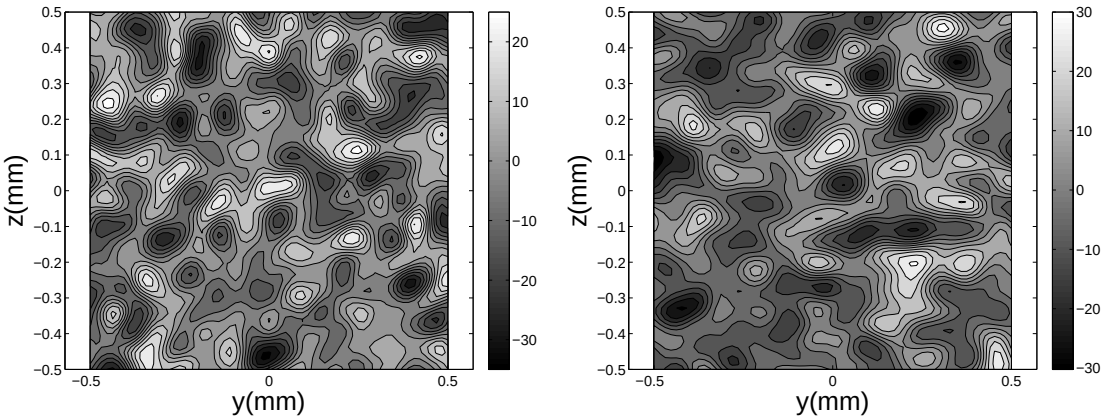
- If turbulence is injected in an unbounded inlet to simulate homogeneous turbulence entering the computation box, there is no physical length imposed on turbulence and Λ_f should be such :

$$\Lambda_f \approx \frac{NX \cdot L}{5} \tag{4.43}$$

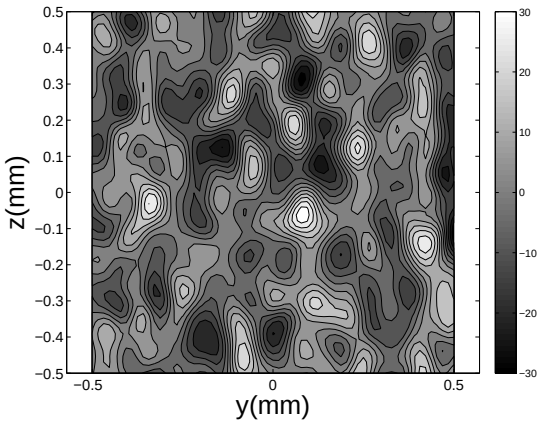
  where NX is the number of cells in each transverse direction. This will allow to resolve each integral scale on 5 points.
- If turbulence is injected in a duct of diameter D, the integral scale is now controlled by L and can not be imposed arbitrary. Typically, taking $\Lambda_f = 0.3$ to $0.5D$ (corresponding 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 $N \to \infty$. Moreover, the

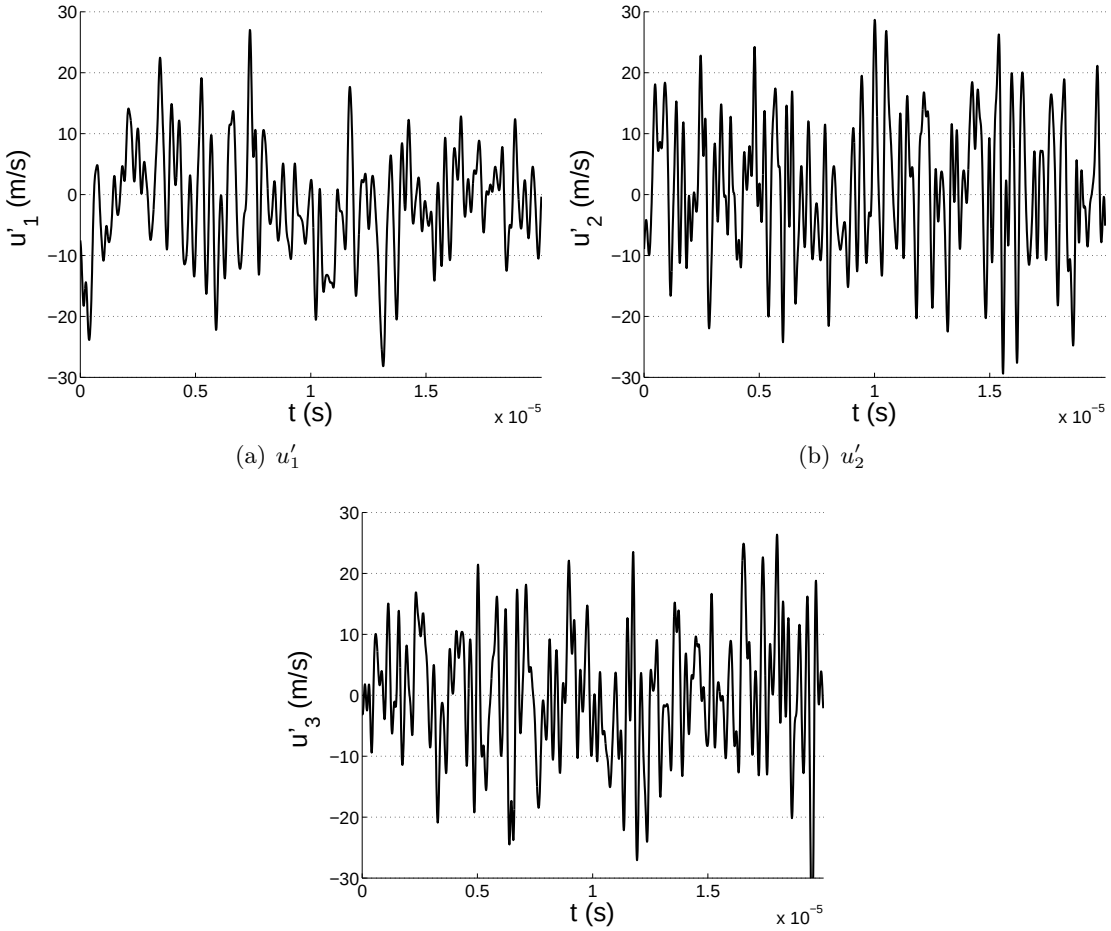


(a) $u_1(m/s)$ (b) $u_2(m/s)$



(c) $u_3(m/s)$

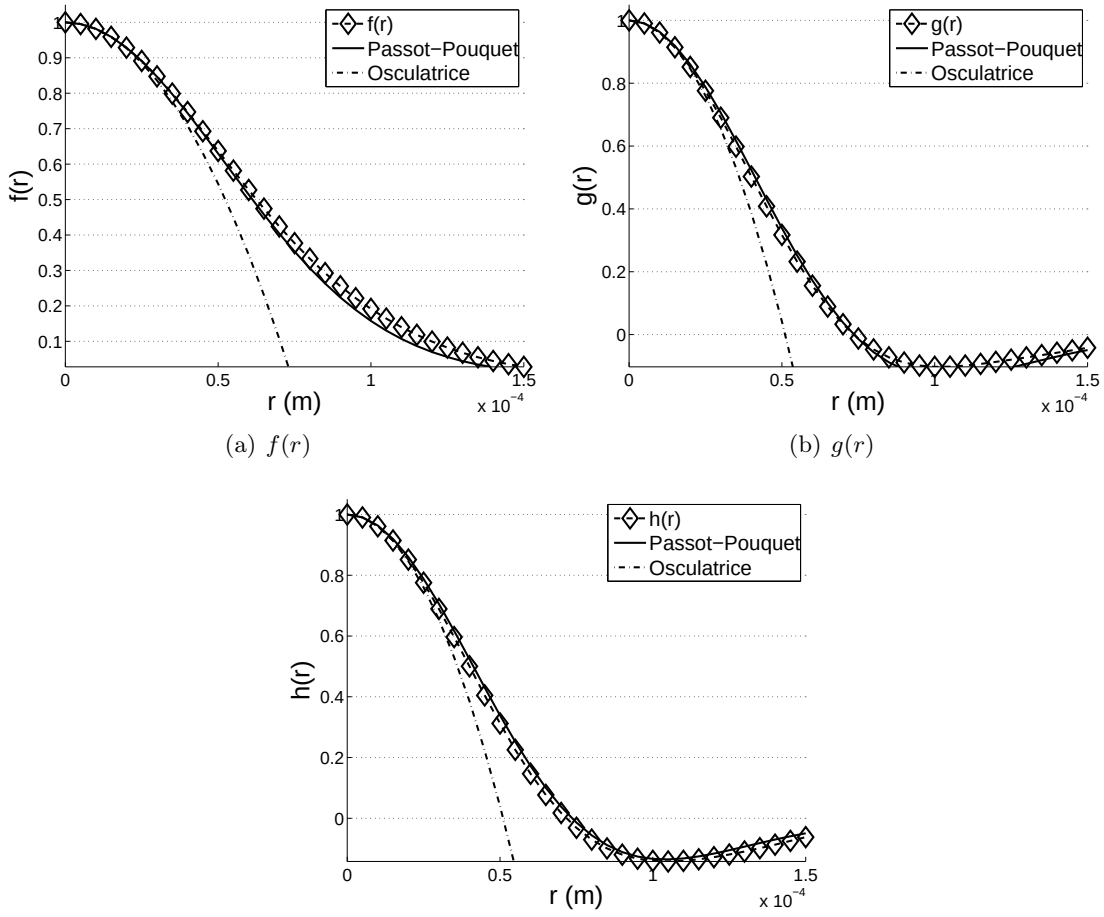
FIGURE 4.2 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : instantaneous velocity fields u_i' ($N = 5000$, $\lambda_e = 165\mu m$, $U_p = 10m/s$) in the plane inlet.



(a) u'_1 (b) u'_2

(c) u'_3

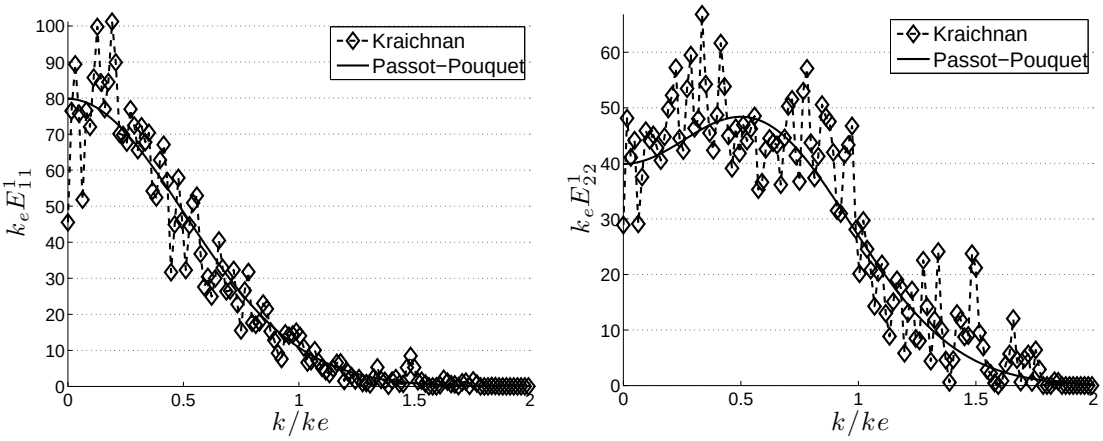
FIGURE 4.3 – Turbulence generation on the inlet plane with the Kraichnan method : instantaneous velocity u'_i versus time at $(x_2 = 0, x_3 = 0)$ ($N = 5000$, $\lambda_e = 165\mu m$, $U_p = 10m/s$).



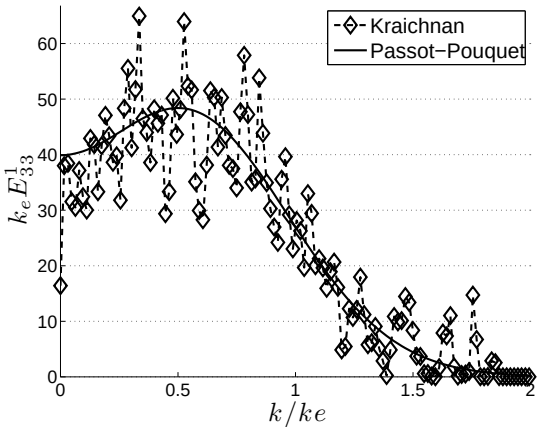
(a) $f(r)$ (b) $g(r)$

(c) $h(r)$

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

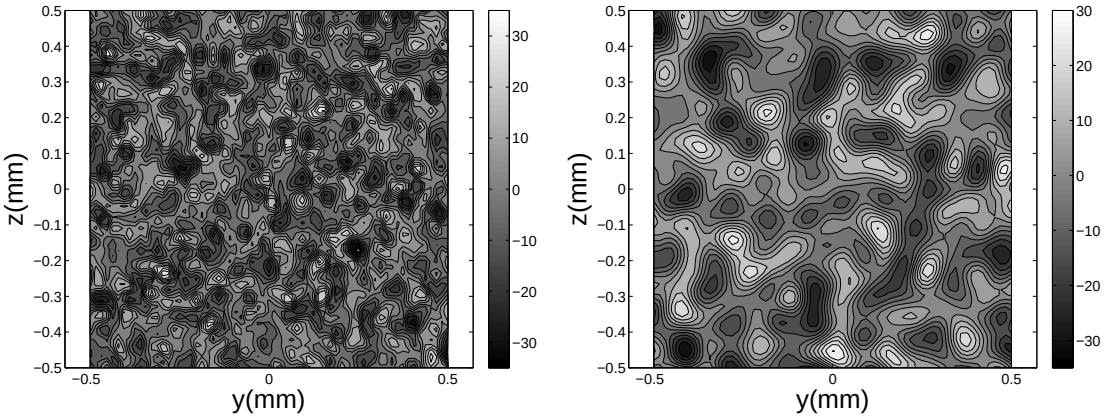


(a) $E_1(k_1)$ (m^2/s^2) (b) $E_2(k1)$ (m^2/s^2)



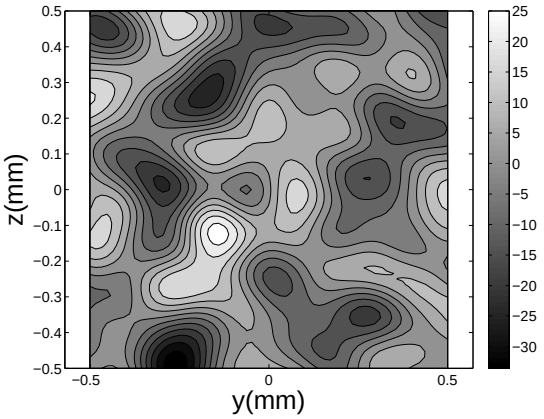
(c) $E_3(k1)$ (m^2/s^2)

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



(a) $\lambda_e = 82\mu m$

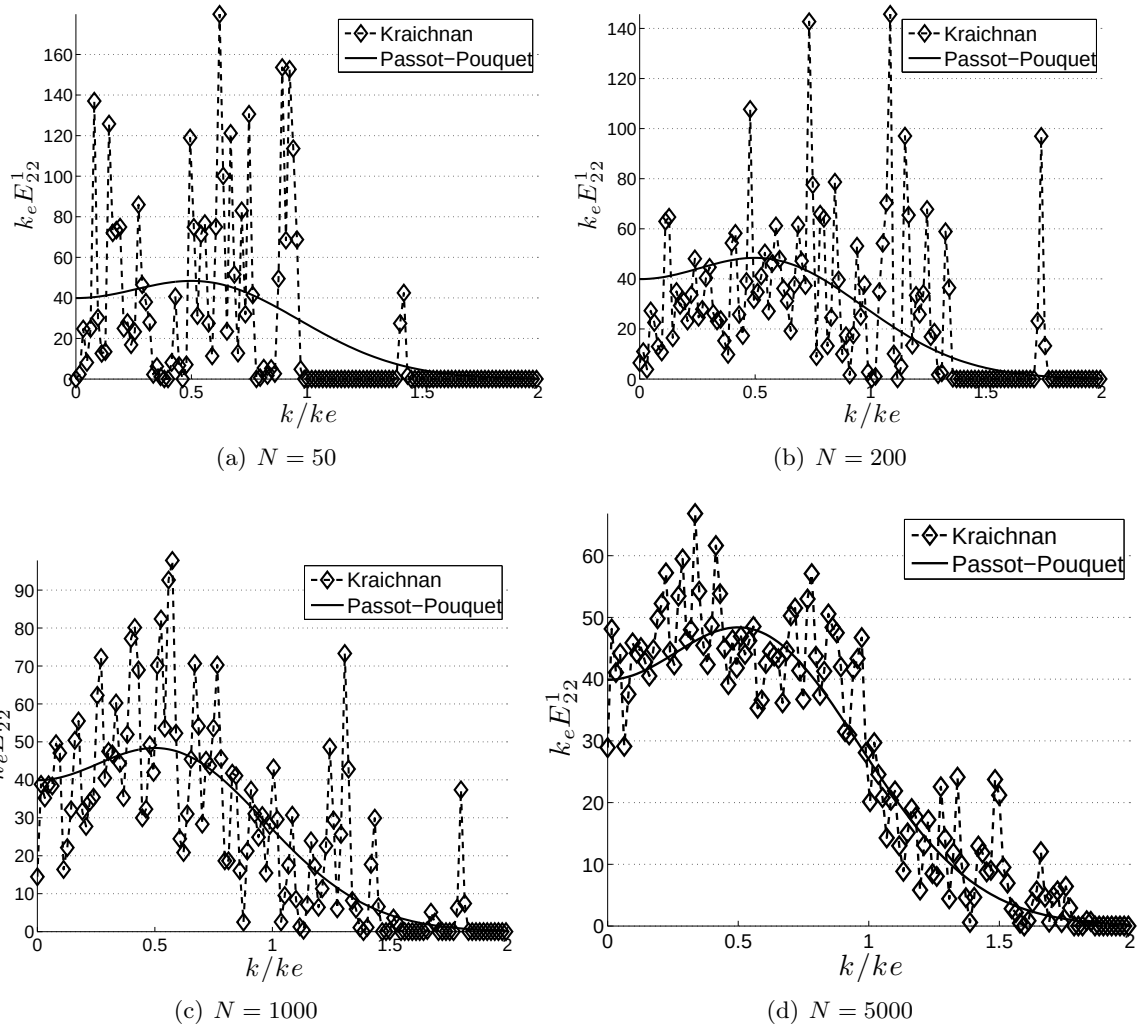
(b) $\lambda_e = 165\mu m$



(c) $\lambda_e = 330\mu m$

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 ($U_p = 10m/s$, $N = 5000$).

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 $k1 = \frac{k_e}{2}$. We will use this value for the test cases with AVBP.



(a) $N = 50$ (b) $N = 200$

(c) $N = 1000$ (d) $N = 5000$

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 powerfull 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 developped. 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 ($\underline{u} = \left[\overline{U}_1, 0\right]$) is defined using the streamfunction :

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

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 :

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

and the distribution of vorticity is :

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

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

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho u_\theta^2}{r} \tag{4.47}$$

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

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

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 x 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 :

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

where $r^k = \sqrt{X_1^2 + (X_2 + kL_2)^2}$. In the limit $p \to \infty$, the stream function ψ becomes periodic in the transverse direction $\overrightarrow{e_2}$.

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_1x L_2. As for the single vortex probleme in Section 4.2.3, periodicity is ensured by summing the stream function over $2p + 1$

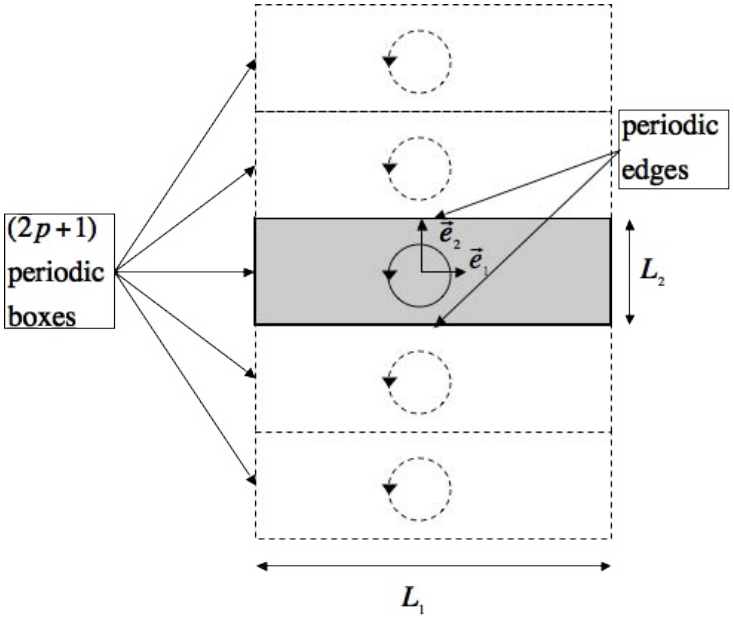


FIGURE 4.8 – The single vortex problem : methodology to periodize the streamfunction along the transverse direction e_2.

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

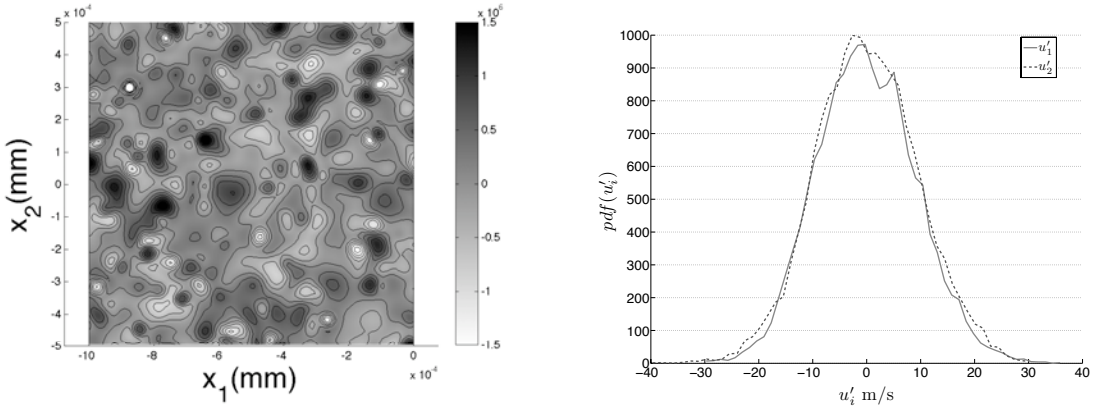
$$\Psi(x_1,x_2)=\sum_{n=0}^{N}\psi_n(x_1,x_2) \quad \text{with} \quad \psi_n(x_1,x_2)=C_n\sum_{k=-p}^{p} exp\left(-\frac{r_n^{k\,2}}{2r_{vn}^2}\right) \tag{4.50}$$

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 $N\to\infty$. 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 $N\to\infty$ and $r_{v0}<<L_1$ and L_2, it can be shown that the expressions of the turbulent kinetic energy K_0 and the dissipation rate ϵ_0 are :

$$K_0=\frac{(\overline{u_1'^2}+\overline{u_2'^2})}{2}=\frac{\pi N C_0^2}{2L_1L_2} \quad \text{and} \quad \epsilon_0=2\nu_0\overline{\omega'^2}=4\nu_0\frac{K_0}{r_{v0}^2} \tag{4.51}$$

Figure 4.9(a) presents a vorticity field generated with this technique in a 2D square box of dimension $L=1$mm. The parameter for this example are $N=10000$, $p=5$, $r_{v0}=5.10^{-5}$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



(a) Vorticity field (s^{-1}) (b) Probability density functions of the velocity

FIGURE 4.9 – Example of a 2D periodic turbulent field generated with the MVT method in a 1mm × 1mm 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 velociy 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] :

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

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

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + L_3 = 0 \tag{4.54}$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} + L_4 = 0 \tag{4.55}$$

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

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 :

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

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 :

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

These conditions are non-reflecting since they do not depend on the outcoming 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 :

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

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 :

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

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) :

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

Condition (4.61) has been used succesfully 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 an p :

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

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 :

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

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

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

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 :

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

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 :

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

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 explicited 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=1mm and of resolution 128^2. Fluid is air at ambient pressure $p_0 = 1013$ hPa and temperature $T_0 = 300K$. 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 $\overline{U}_1$ 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

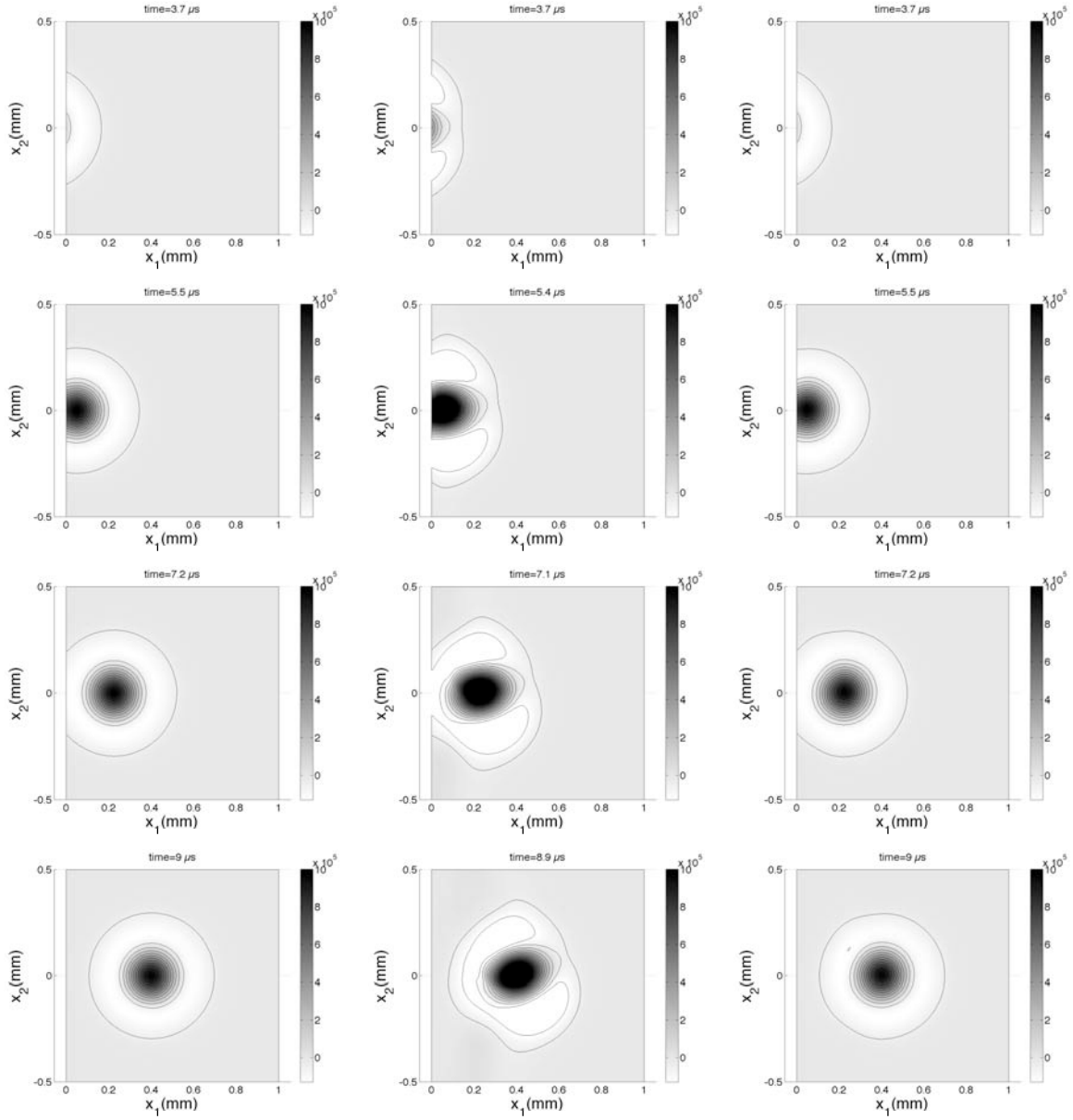
The test case of the spatially decaying turbulence has been retained to evaluate the ability of the three methods of Table 4.2.4 to impose turbulent inlet boundary conditions respecting correct statistics. In practice, at every time step, an homogeneous isotropic turbulent flow created with the MVT method 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 $L = 1$mm with a resolution of 128^2. The spanwise 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 $p_0 = 1013$ hPa and temperature $T_0 = 300K$. The mean velocity is $\overline{U_1} = 100\text{m}/\text{s}$. The simulation duration corresponds to a physical time $T = 5\frac{\overline{U_1}}{L}$. 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 $K_0 = 100\text{m}^2/\text{s}^2$.

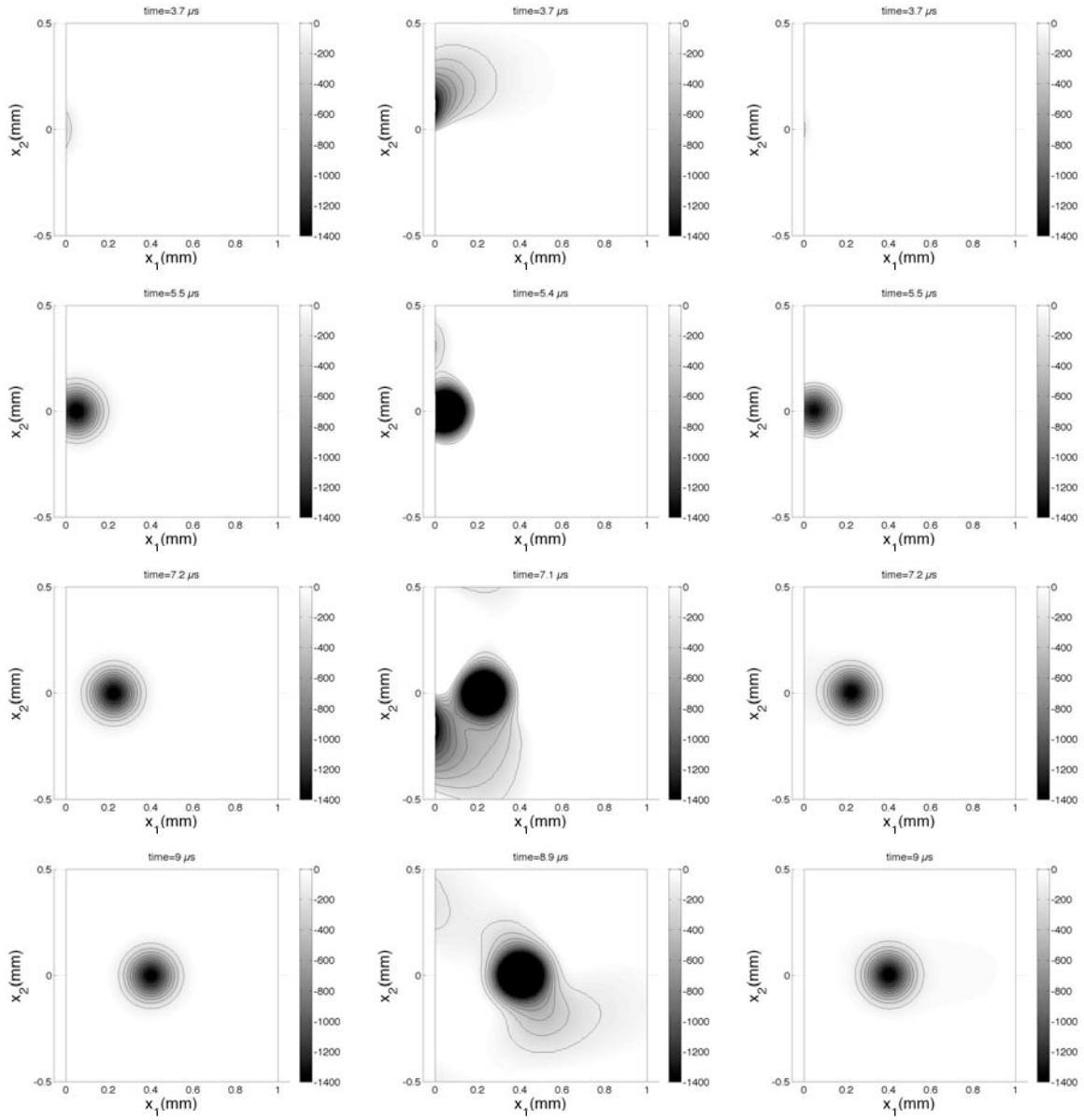
Figure 4.13 presents instantaneous vorticity and pressure fields for the three methods. Vorticity fields are nearly identical for the VFCBC and the reflecting NSCBC simulation whereas the non-reflecting NSCBC simulation generates higher levels of vorticity. Conclusions concerning pressure are similar.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



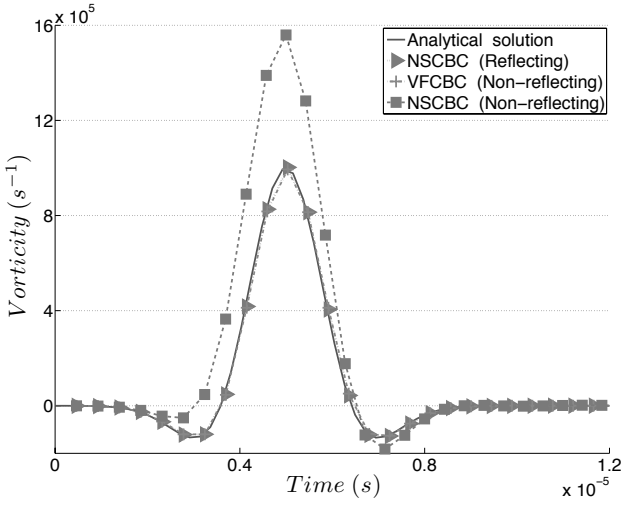
(a) NSCBC (Reflecting) (b) NSCBC (Non-reflecting) (c) VFCBC

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

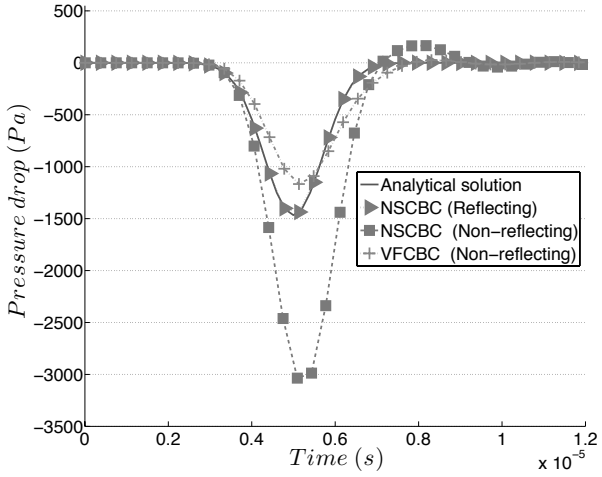


(a) NSCBC (Reflecting) (b) NSCBC (Non-reflecting) (c) VFCBC

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

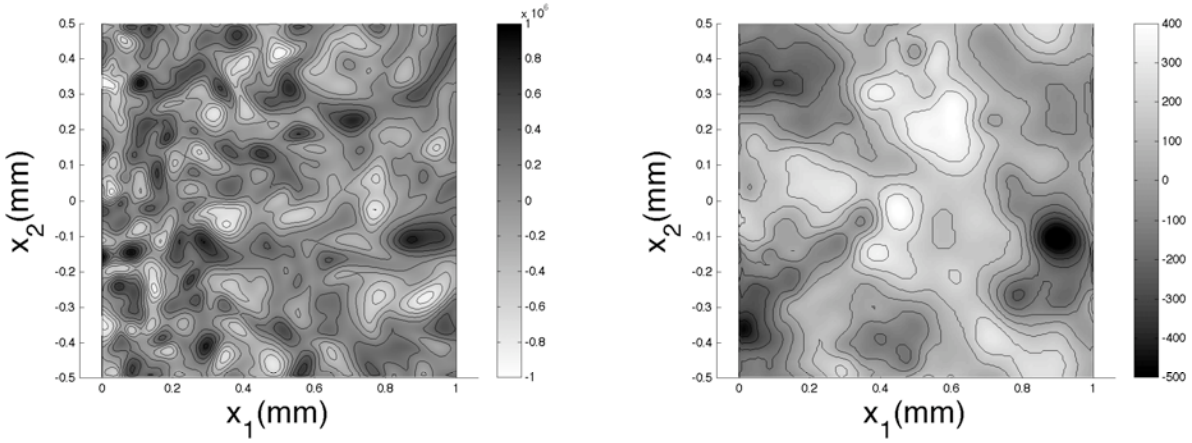


(a)



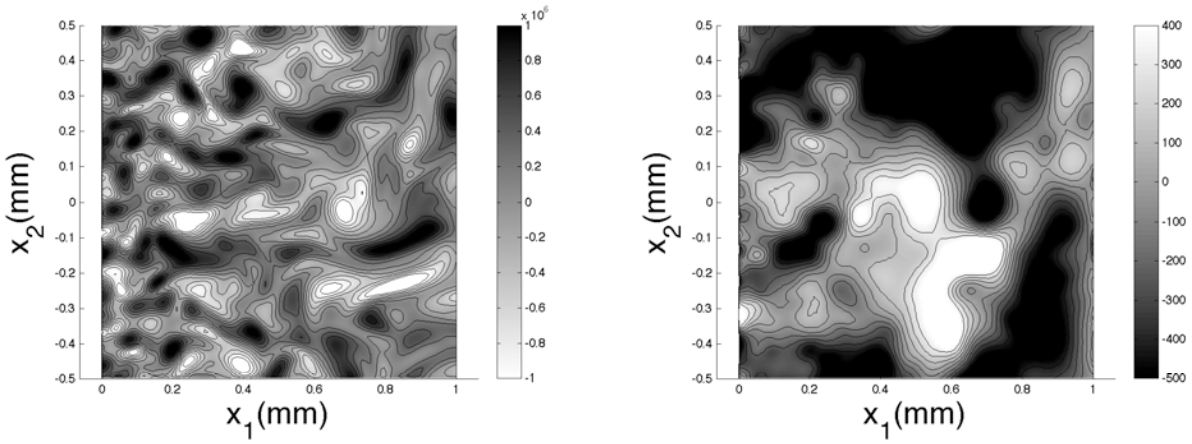
(b)

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



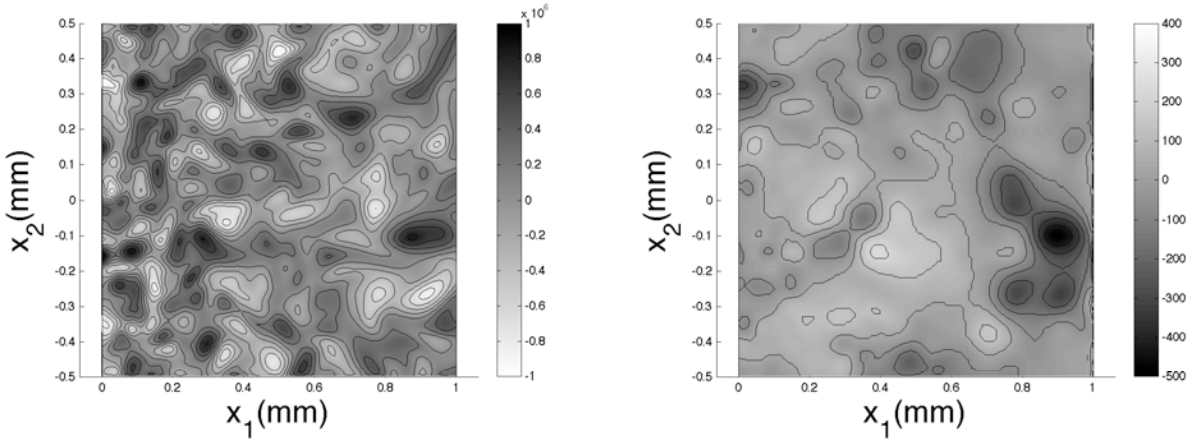
$\omega\ (s^{-1})$ $P - P_0\ (Pa)$

(a) NSCBC (Reflecting)



$\omega\ (s^{-1})$ $P - P_0(Pa)$

(b) NSCBC (Non-reflecting)



$\omega\ (s^{-1})$ $P - P_0\ (Pa)$

(c) VFCBC (Non-reflecting)

FIGURE 4.13 – 2D periodic turbulence test case : vorticity and pressure fields $t = 40\mu$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 theorical 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...). 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.

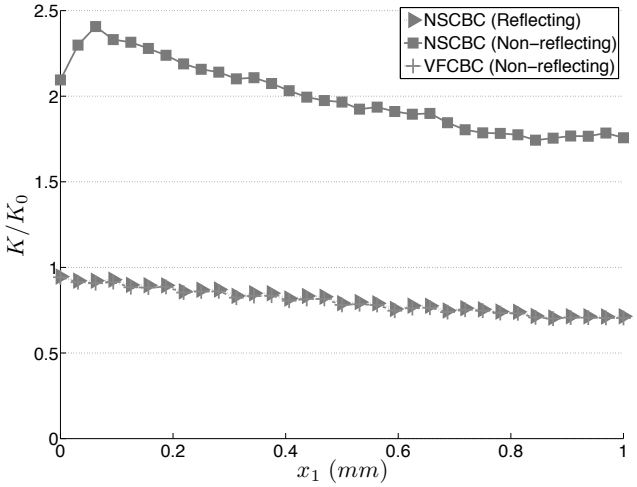
Injection of a 2D inviscid vortex with an acoustic disturbance

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 :

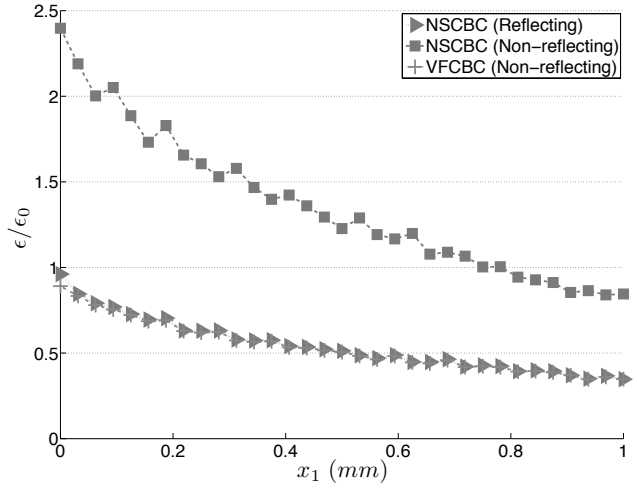
$$p_{ac} = -\rho_0 c_0 u_{ac} \tag{4.67}$$

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, $p_{ac0} = 1000\,\text{Pa}$ and $u_{ac0} = 2.44\,\text{m/s}$.

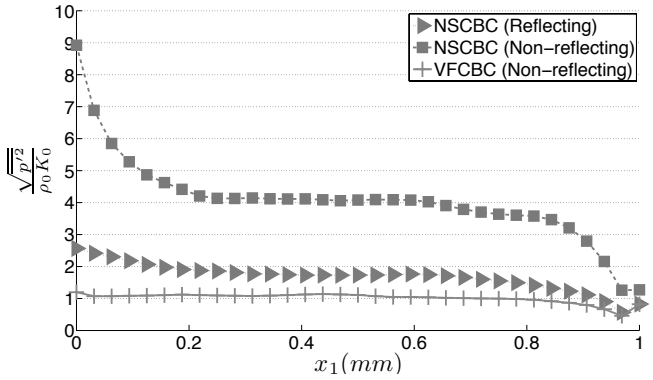
Figures 4.15 and 4.16 show a series of vorticity and pressure contour plots comparing the new boundary condition VFCBC with the two NSCBC approaches (Reflecting and Non-reflecting). The scales are the same as in Figures 4.10 and 4.11. On Figure 4.16, positive pressure variation contours are represented 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



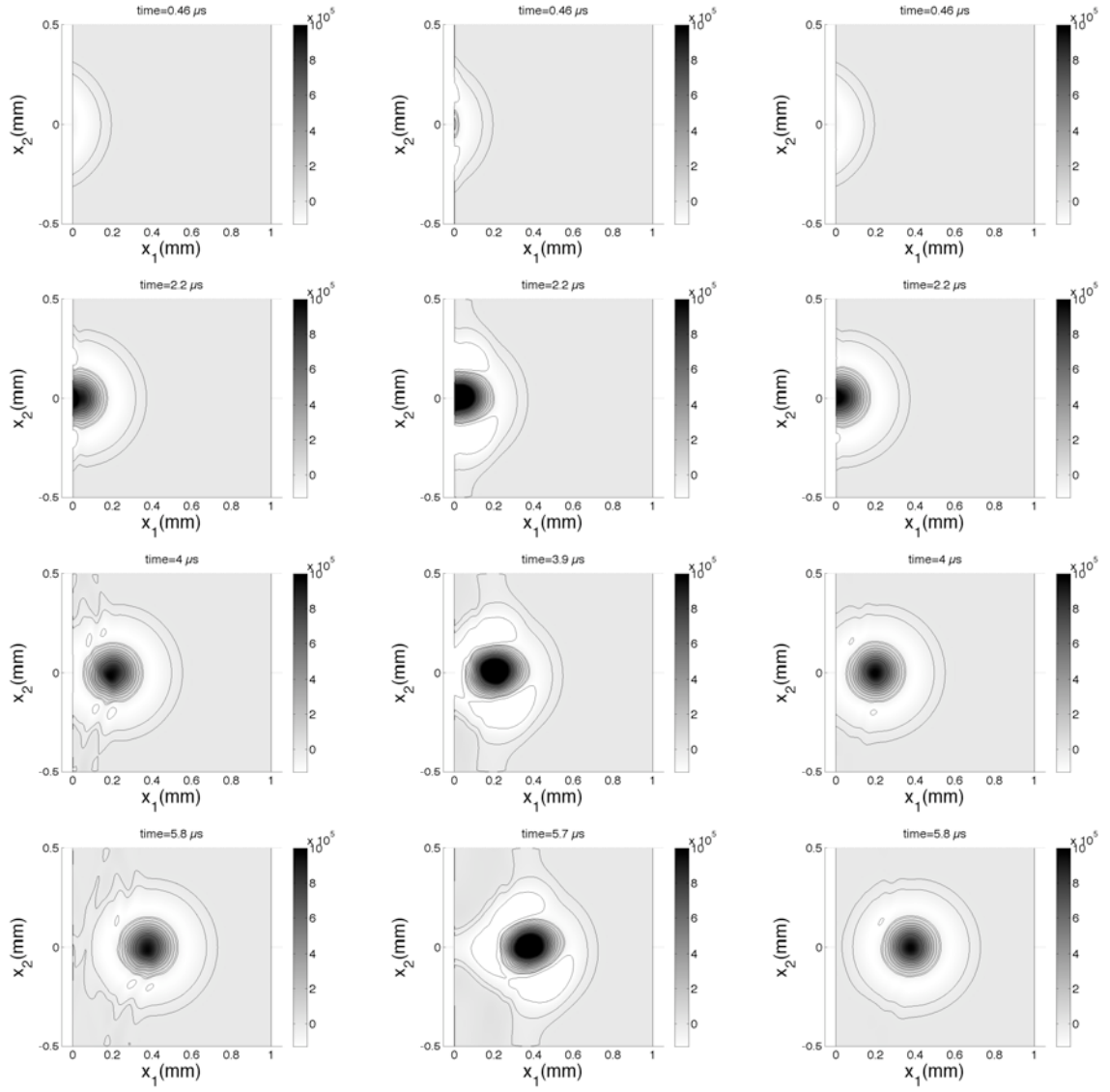
(b) Normalised dissipation rate ϵ/ϵ_0



(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.

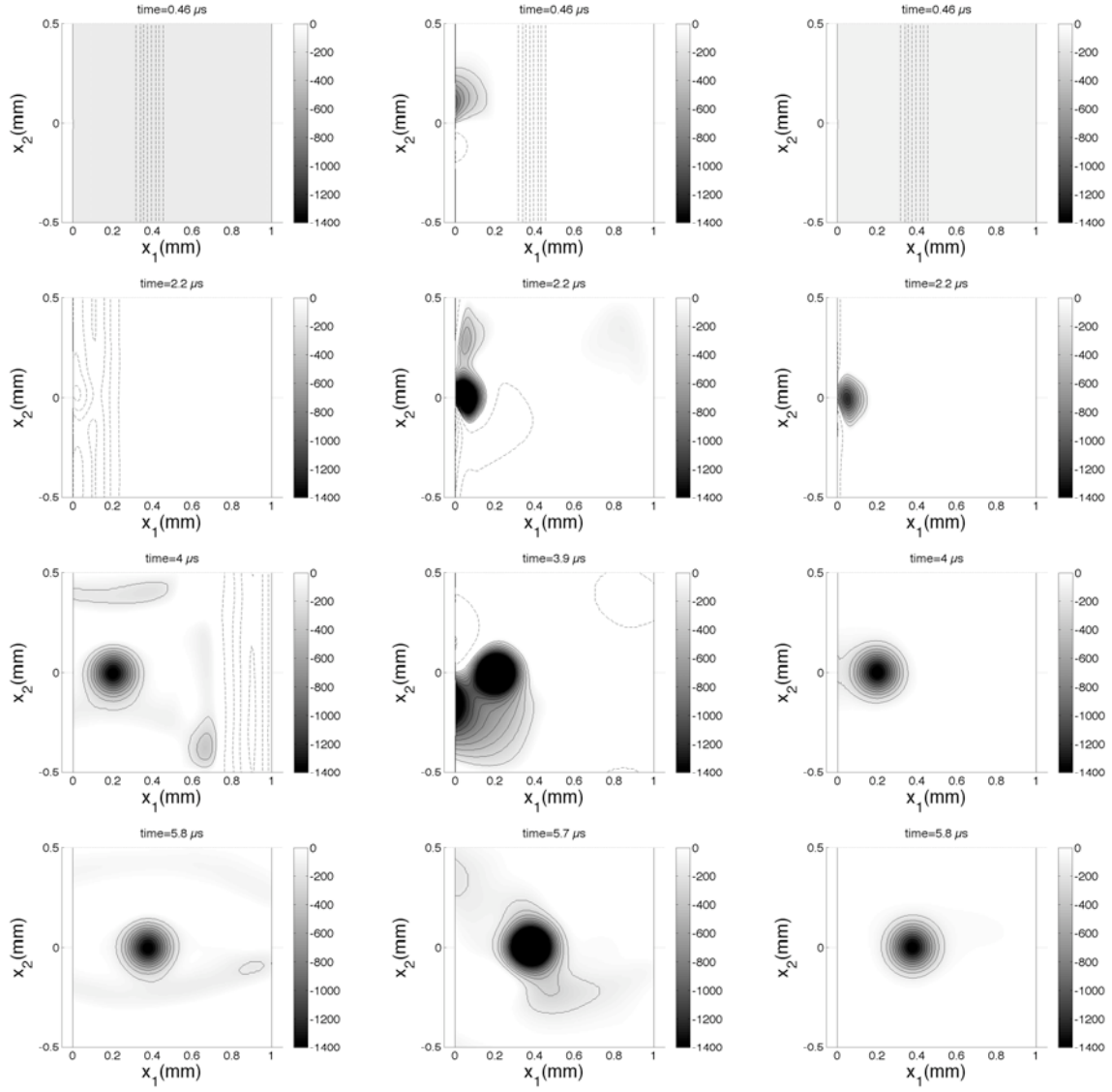


(a) NSCBC (Reflecting) (b) NSCBC (Non-reflecting) (c) VFCBC

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



(a) NSCBC (Reflecting) (b) NSCBC (Non-reflecting) (c) VFCBC

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 $x_1 = L$:

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

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.

$$f_0 = \frac{3c_0}{4L} \tag{4.69}$$

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

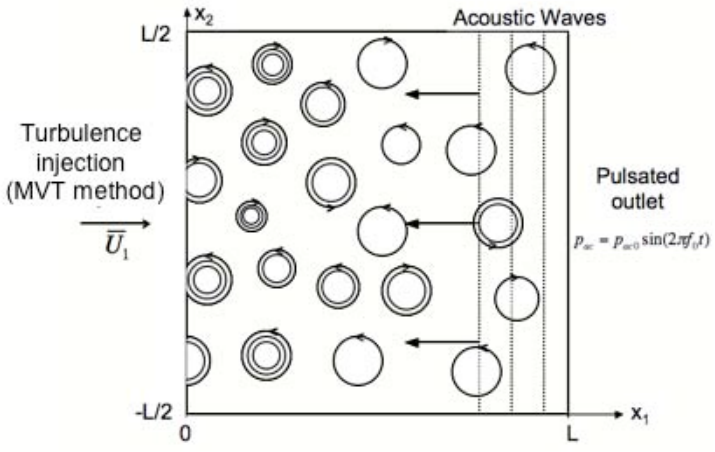


FIGURE 4.17 – Sketch of the test case.

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 :

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

where $k_0 = \frac{2\pi f_0}{c_0}$. The RMS acoustic pressure $\sqrt{\overline{p_{ac}^2}}$ 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 :

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

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 :

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

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 :

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

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.

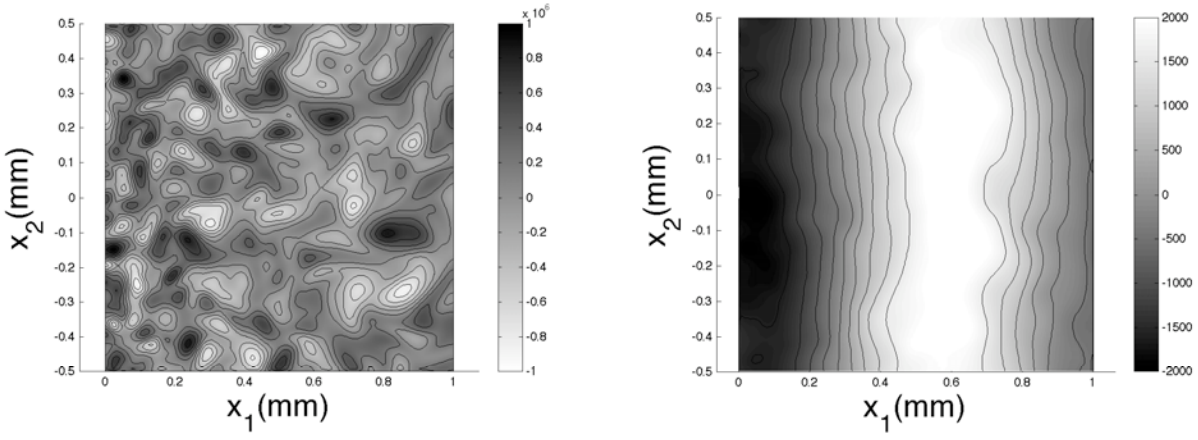
Figure 4.20 presents the average properties of the flow versus distance to the injection plane. For the non-reflecting NSCBC and VFCBC methods, the kinetic energy K_0 is not disturbed by the acoustic wave : the acoustic velocity u_{ac0} created by the pulsation is much smaller than the turbulent velocity of the flow and does not modify K_0 significatively. 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

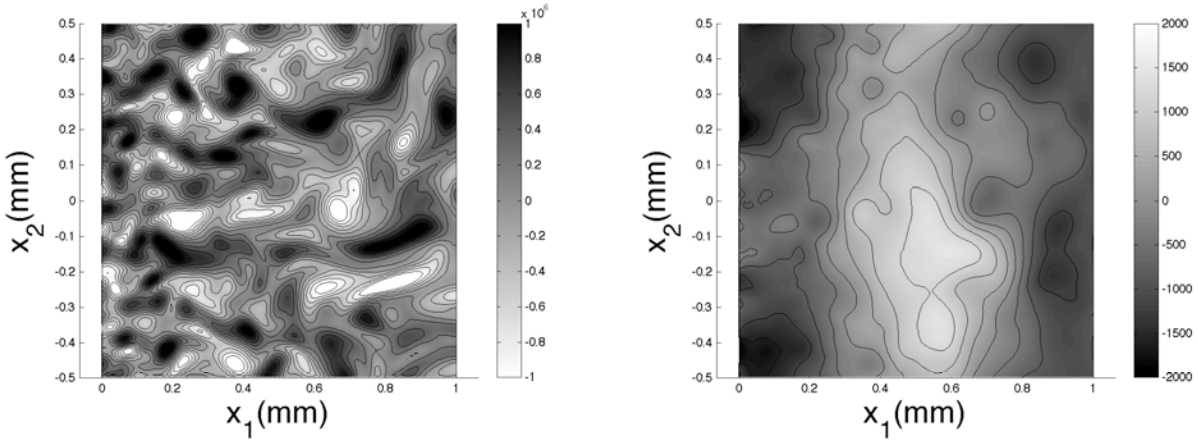
Sections 4.2.5 to 4.2.7 compare three boundary conditions for compressible solvers to inject vortices or turbulence through an inlet while controlling reflections (all methods use characteristic approaches) :

- 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.



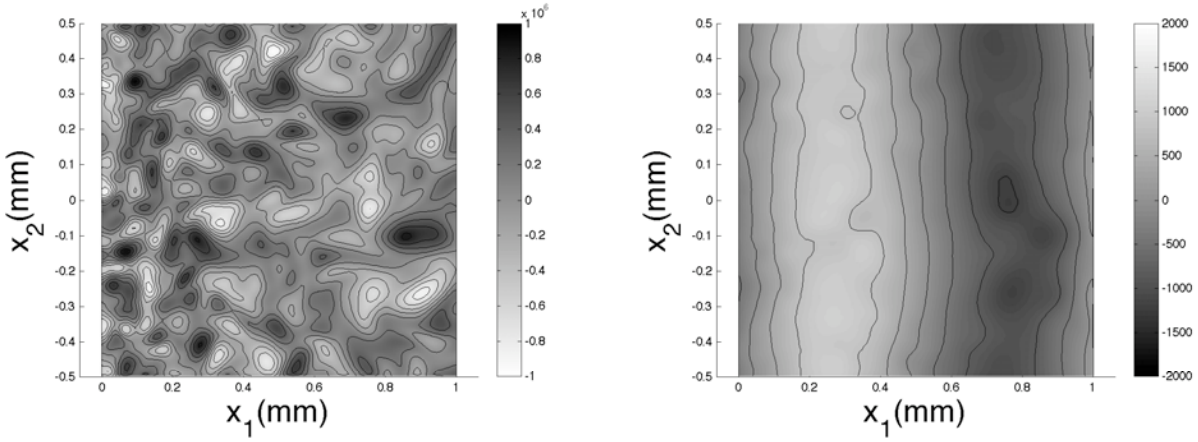
$\omega\ (s^{-1})$ $P - P_0\ (Pa)$

(a) NSCBC (Reflecting)



$\omega\ (s^{-1})$ $P - P_0(Pa)$

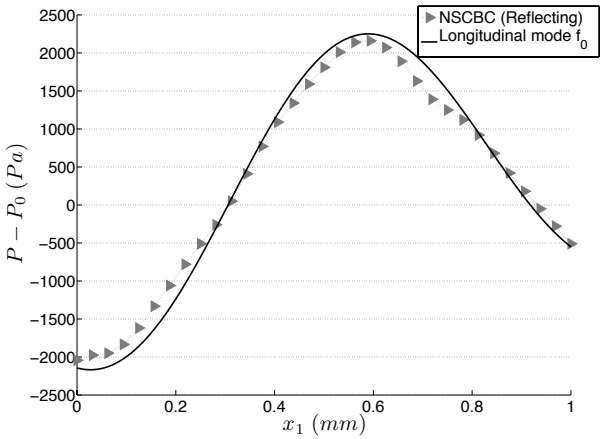
(b) NSCBC (Non-reflecting)



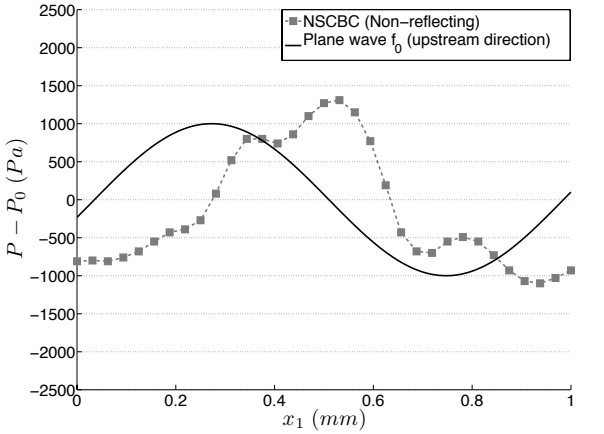
$\omega\ (s^{-1})$ $P - P_0\ (Pa)$

(c) VFCBC (Non-reflecting)

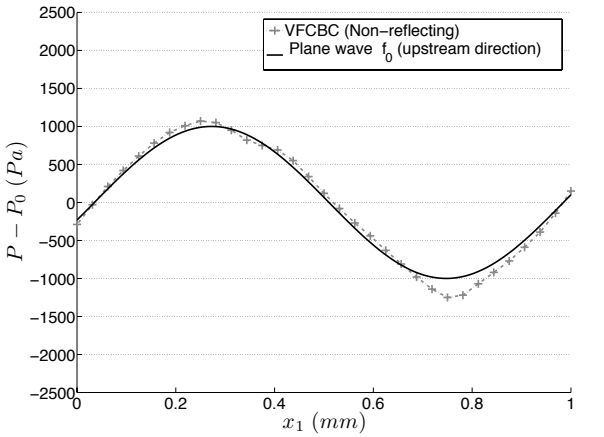
FIGURE 4.18 – Vorticity and pressure fields of the turbulent flow interacting with a pulsating reflecting outlet : $t = 40\mu$s



(a) NSCBC (Reflecting)

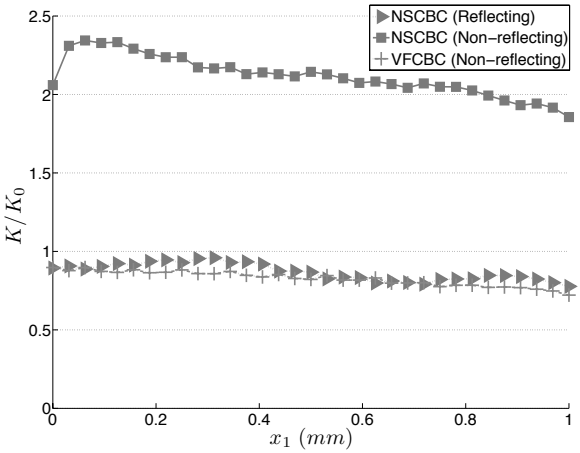


(b) NSCBC (Non-reflecting)

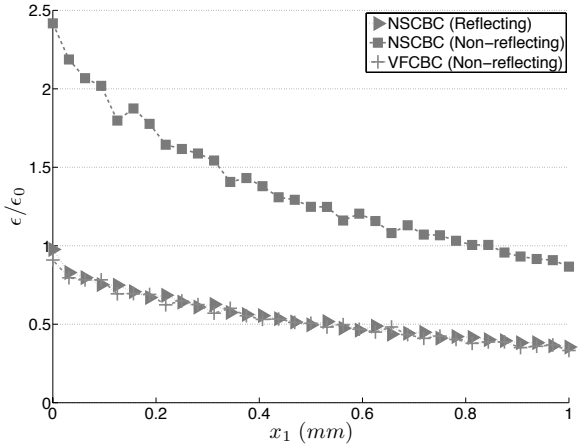


(c) VFCBC (Non-reflecting)

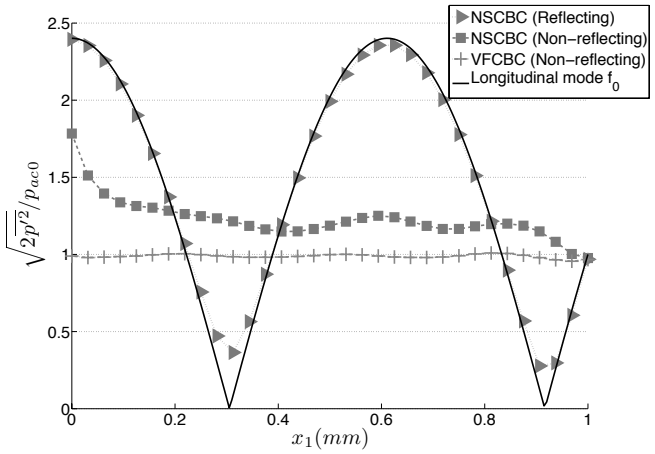
FIGURE 4.19 – Turbulent flow interacting with a pulsating reflecting outlet : instantaneous pressure profile at $t = 40\mu$s along $x_2 = 0$. For the case (a), the inlet is reflecting and the solution is compared with the longitudinal stationary mode for f_0 (Eq. 4.71). For cases (b) and (c), the inlet 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 : streamwise 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 :

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

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 $\nu = 1.5 \cdot 10^{-5}\, m^2/s$ and a density $\rho = 1.18\, kg/m^3$. Thus, the Reynolds number based on these parameters is :

$$Re = \frac{U_b D}{\nu} = 20000 \tag{4.75}$$

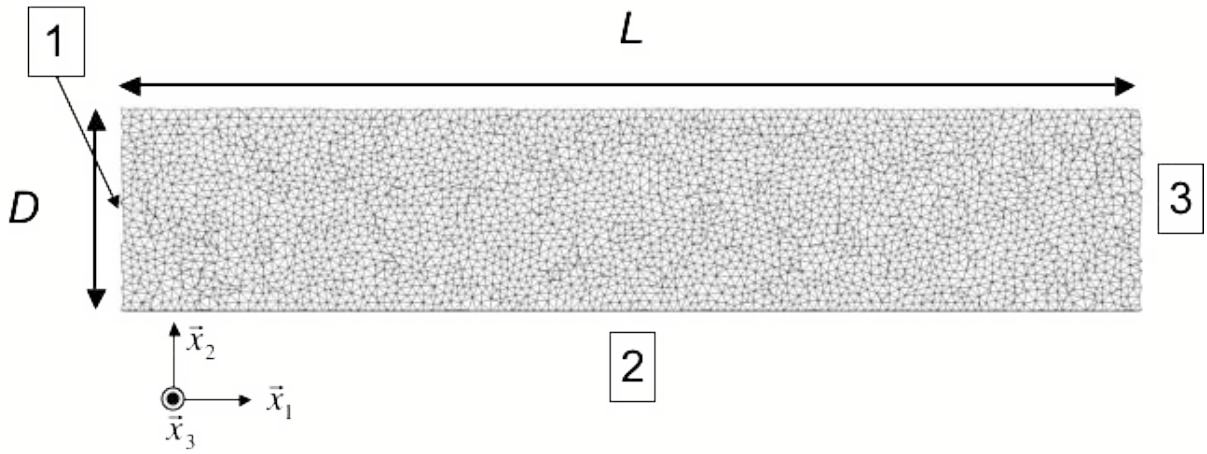


FIGURE 4.21 – Mesh of the tube in the plane $x_3 = 0$

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

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

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 :

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

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 :

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

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] :

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

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

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

Therefore the value of the wall friction velocity for this test case wher $U_b = 100$ m/s and $Re = 20000$ is $U^* = 5.7m/s$. 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 $\delta = 0.125mm$. 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 modelized as follow :

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

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 :

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

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 $r = 0$:

$$U_{pmin} = 0.5U_{pmax} \tag{4.83}$$

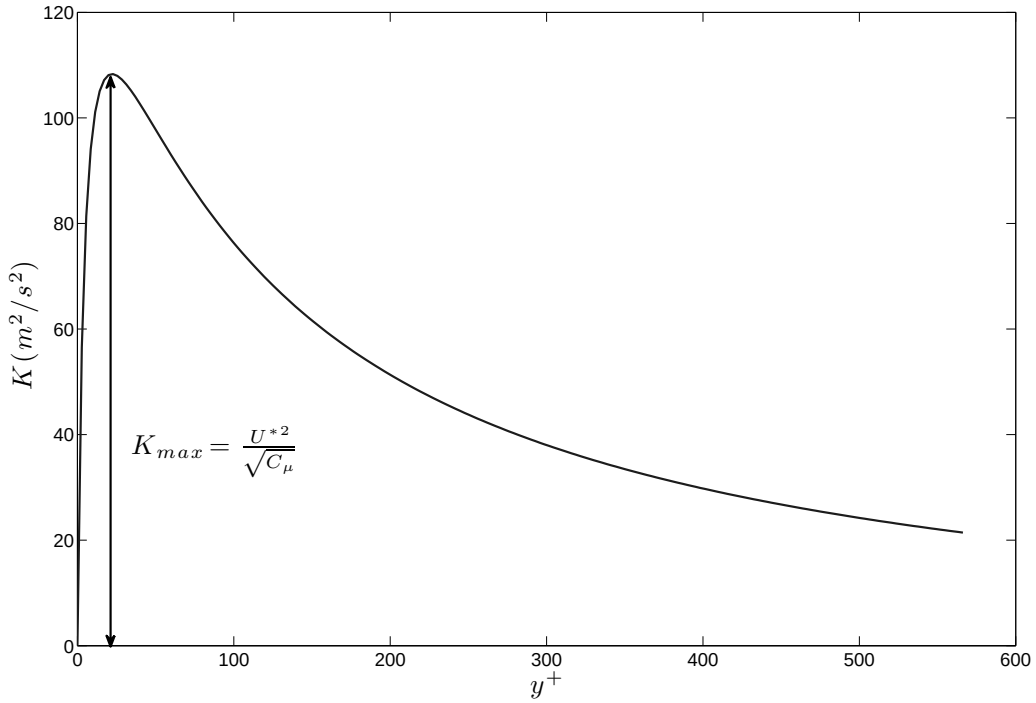


FIGURE 4.22 – Typical radial profile of the turbulent kinetic energy K for a turbulent pipe flow

Incoming flow

The instantaneous inlet velocity field is

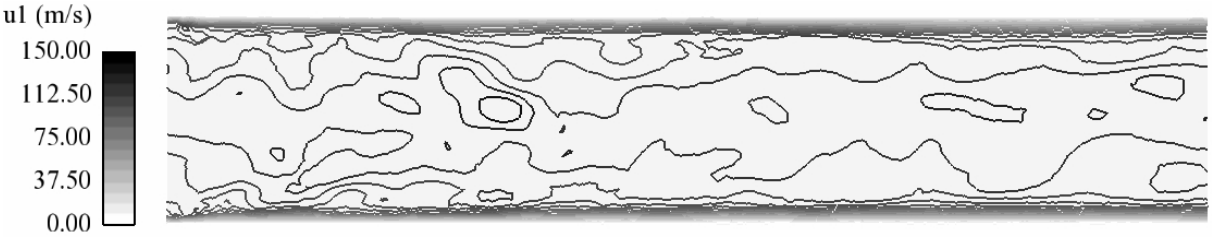
$$\underline{u}(0, x_2, x_3, t) = \overline{U}_1(x_2, x_3)\underline{e}_1 + \underline{u'}(0, , x_2, x_3, t) \tag{4.84}$$

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 $\Lambda_f = 0.4$ mm which corresponds to $\lambda_e = 1$ 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 $\mathrm{div}(\overline{u'}(0, x_2, x_3, t)) = 0$ at all times. This is important to minimize the noise generation at the inlet section.

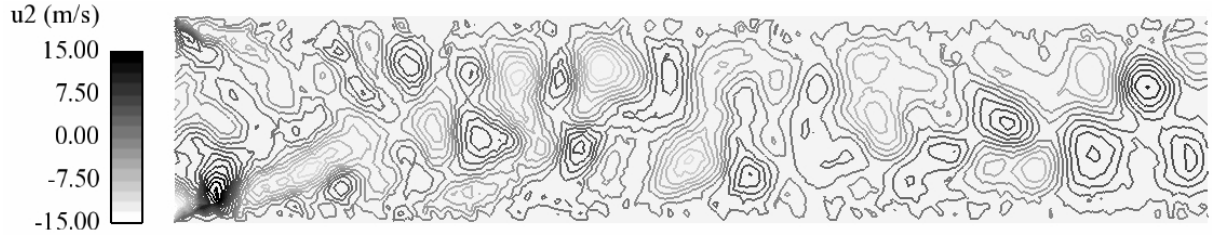
Results

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 noticable 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 $\sqrt{\overline{u_i'^2}}$. On the inlet patch, there is a very good agreement between the simulation and the target profiles. Profiles at $x_1 = 7.5\,mm$ and on the outlet patch show how the flow laminarize close to the wall.



(a) u_1



(b) u_2



(c) u_3

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

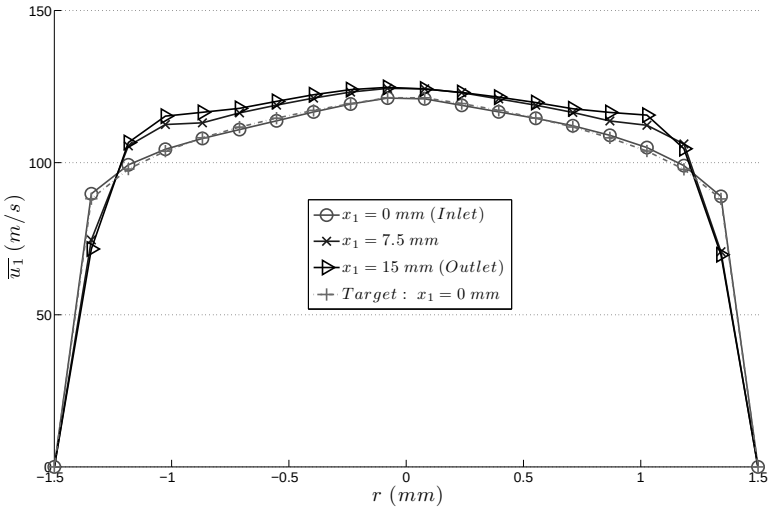
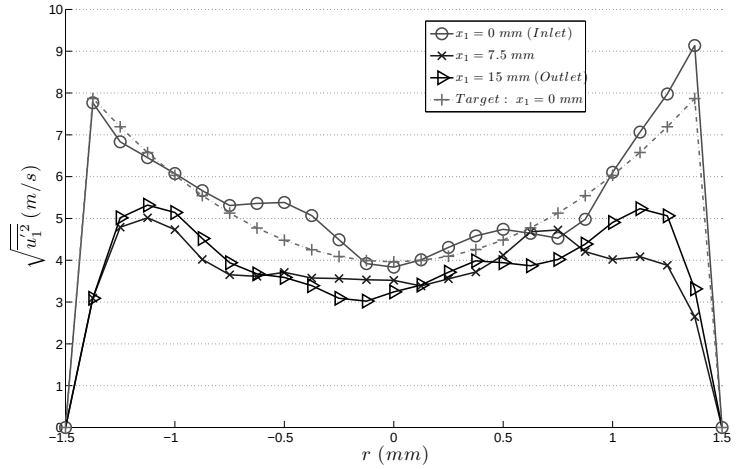
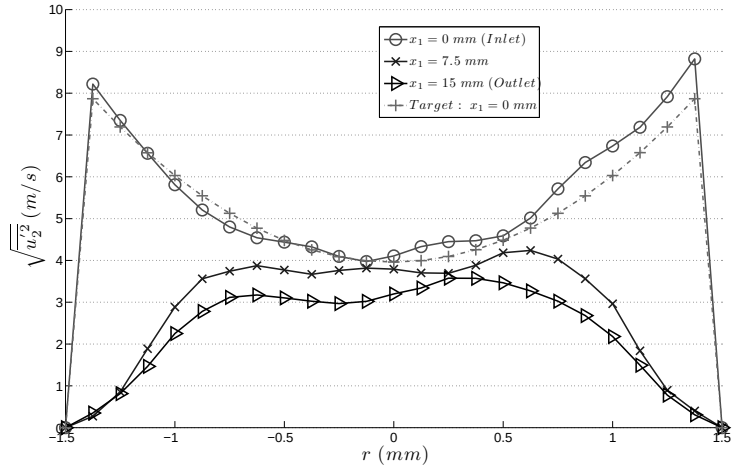


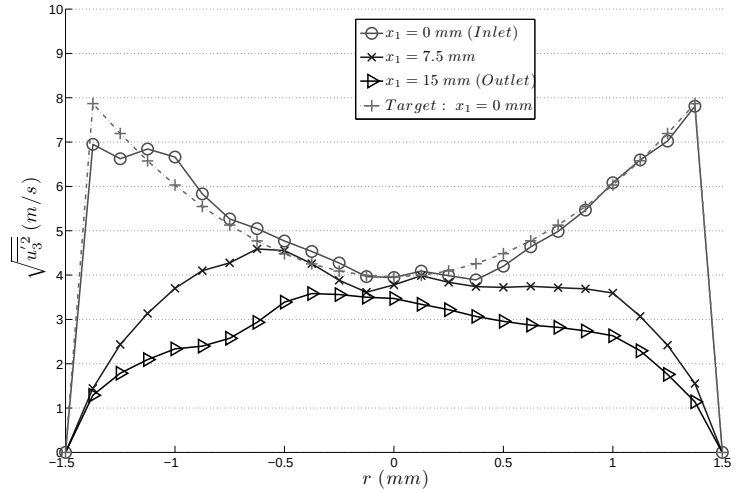
FIGURE 4.24 – Radial profiles of mean axial velocity $\overline{u_1}$ at various position : $x_1 = 0$ mm (Inlet), $x_1 = 7.5$ mm, $x_1 = 15$ mm (Outlet). The target profile corresponds to the imposed mean velocity profile $\overline{U}_1(r)$ (Eq. 4.76).



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



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



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

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

Chapitre 5

Etude expérimentale des actionneurs

5.1 Concepts

5.1.1 Dimensionnement des actionneurs

La Figure 6.1 rappelle la géométrie des 3 configurations étudiées au cours de cette thèse. L'injecteur coaxial de référence pour la configuration sans contrôle (Coax) est caractérisé par trois diamètres (Figure 6.1(a)) : $D_l = 3$ mm, $D_{gi} = 4$ mm et $D_{ge} = 5.5$ mm. Le système de contrôle consiste à placer des jets actionneurs autour de cet injecteur. Les valeurs de D_l, D_{gi}, D_{ge} restent donc identiques pour toutes les configuration avec contrôle (Dev) et (Sw).

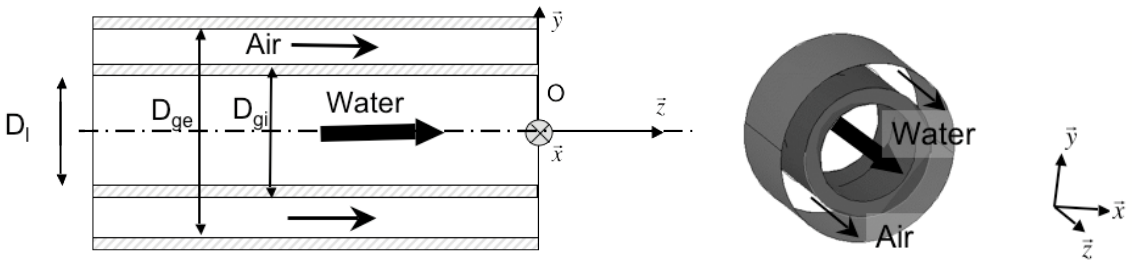
On rajoute toutefois un jeu de nouveaux paramètres caractérisant la position et les dimensions des actionneurs. En conséquence, bien que le principe du contrôle par jet actionneur soit très simple, ce type de dispositif offre un grand nombre de degrés de liberté. Les paramètres sur lesquels nous pouvons agir sont présentés sur les Figures 6.1(b) et 6.1(c) :

- Le diamètre de sortie de la pastille D impose la distance transverse des actionneurs par rapport au jet principal issu de l'injecteur. Ce paramètre détermine de plus les dimensions de la "zone de mélange" entre les jets actionneurs et l'écoulement principal. Modifier D équivaut donc à modifier les condition d'interaction entre les jets actionneurs et le spray.
- Les dimensions des jets actionneurs d_1 et d_2 pour les configurations (Dev) et d_3 et d_4 pour les configurations (Sw). Minimiser la valeur de ces paramètres à débit constant correspond à maximiser l'impulsion fournie par chaque jet actionneur au spray.

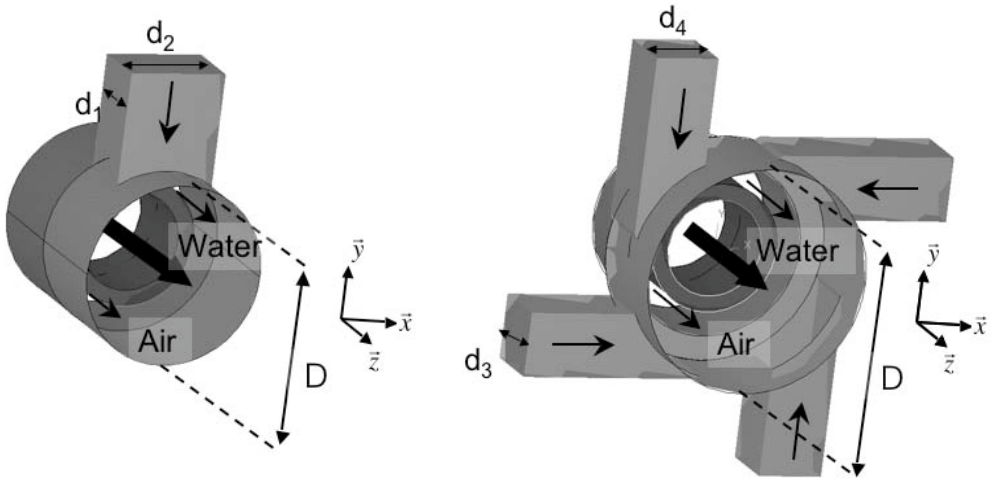
Il faut toutefois noter l'existence de contraintes limitantes sur ces paramètres liées aux dimensions réduites de l'injecteur coaxial et à la fabrication des pastilles. Pour éviter un trop grand encombrement du système de contrôle, la taille des jets actionneurs ne doit pas excéder D_{ge}. De plus la limite inférieure d'usinage des pastilles dont nous disposions pour d_2 et d_4 était de 2 mm.

Le tableau 5.1 présente les dimensions des 4 configurations étudiées dans ce chapitre. Pour la configuration (Dev) nous avons fait le choix de n'étudier qu'une seule dimension d'actionneurs $d_1 = 2$mm et $d_2 = 3$mm. Nous nous sommes en revanche intéressés à l'effet du diamètre de sortie sur le contrôle en testant deux pastilles (Dev55) et (Dev75). Leurs diamètres de sortie sont respectivement $D = D_{ge} = 5.5$ mm et $D = 7.5$ mm.

Pour la configuration swirlée (Sw), deux valeurs de D et de d_4 sont étudiées. Elles sont reliées



(a) Atomiseur coaxial (Coax) : Dimensions et vue 3D



(b) Vue 3D de l'injecteur équipé d'un système de déviation (Dev)

(c) Vue 3D de l'injecteur équipé d'une pastille (Sw)

FIGURE 5.1 – Schéma des trois configurations d'injection (Coax), (Dev) et (Sw)

TABLE 5.1 – Nomenclature des pastilles de contrôle

Nom	Type de contrôle	Diamètre de sortie D (mm)	Dimension des actionneurs	
(Coax)	Sans contrôle	-	-	-
			d_1 (mm)	d_2 (mm)
(Dev55)	Déviation	5.5	2	3
(Dev75)	Déviation	7.5	2	3
			d_3 (mm)	d_4 (mm)
(Sw2)	Swirl	7	2	2
(Sw2)	Swirl	9	2	3

par la formule suivante :

$$D_l = D - 2d_4 \tag{5.1}$$

Ce dimensionnement est illustré par le schéma de la Figure 5.2. Les actionneurs sont positionnés de manière à effleurer tangentiellement le jet liquide. Seule la nappe d'air d'atomisation est entraînée par les actionneurs.

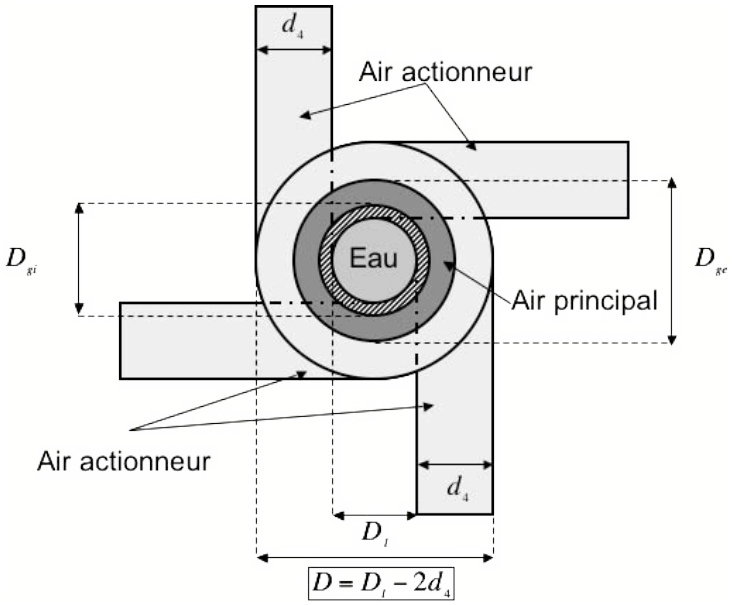


FIGURE 5.2 – Dimensionnement des dispositifs de contrôle swirl (Sw). Les actionneurs sont positionnés de manière à effleurer tangentiellement le jet liquide.

5.1.2 Conditions d'écoulement

Le débit massique d'eau $\dot{m}_l$ et le débit total de gaz $\dot{m}_g$ sont gardés constants dans toute cette étude. Le nombre de Reynolds liquide est $Re_l = 2886$ ce qui correspond à un écoulement laminaire [26].

Dans la configuration sans contrôle (Coax), l'écoulement d'air a pour Nombre de Reynolds $Re_g = 30000$. Ce point de fonctionnement correspond à un nombre de Weber basé sur D_l et les vitesses U_l et U_{ginj} (cf Eq. 2.2) : $We = 1343$. La limite du régime superpulsant donnée par

Farago et Chigier [26] est $We_{sp} = 833$. Le spray (Coax) est donc superpulsant.

TABLE 5.2 – Conditions d'écoulement pour la configuration sans contrôle (Coax)

Gaz d'atomisation	$\dot{m}_g$ (g/s)	2.14
	U_{ginj} (m/s)	166
	Re_g	30000
Jet liquide	$\dot{m}_l$ (g/s)	6.8
	U_l (m/s)	0.962
	Re_l	2886
Atomisation	We_{sp}	833
	We	1343

Pour les cas avec contrôle, le débit massique de gaz est séparé entre l'injecteur : $\dot{m}_{inj}$ et les actionneurs :$\dot{m}_{ac}$ tel que :

$$\dot{m}_g = \dot{m}_{inj} + \dot{m}_{ac} \tag{5.2}$$

On caractérise alors l'intensité du contrôle par le paramètre R_{ac} :

$$R_{ac} = \frac{\dot{m}_{ac}}{\dot{m}_g} \tag{5.3}$$

Ce rapport de contrôle varie entre 0 et 0.6. L'évaluation du régime d'atomisation n'est pas très simple pour les cas avec contrôle. L'hypothèse la plus pessimiste consiste à supposer que l'écoulement issu des jets actionneurs ne participe pas à l'atomisation du jet liquide. Le nombre de Weber doit donc être calculé en utilisant uniquement la vitesse débitante de gaz dans l'injecteur U_{ginj}. La Figure 5.3 présente l'évolution de ce nombre de Weber en fonction du rapport de contrôle ainsi que les limites du régime fibre et du régime superpulsant (cf. Section 2.2.2). Pour toutes les valeurs de R_{ac}, We reste au dessus de la limite pour le régime fibre mais est inférieur au nombre de Weber superpulsant We_{sp} pour $R_{ac} < 0.3$. Il peut donc se passer une transition entre régime superpulsant et régime fibre pour certaines configurations de contrôle, en particulier pour les cas avec swirl (Sw) où le rapport de contrôle peut atteindre 0.6.

5.1.3 Critères d'efficacité

La Figure présente des vues strioscopiques de trois configurations avec et sans injection de liquide : (Coax), (Dev55) pour $R_{ac} = 0.2$ et (Sw2) pour $R_{ac} = 0.5$. L'effet souhaité en activant le contrôle est différent selon le type d'actionneur. Dans le cas (Dev), on cherche à dévier le spray tandis que pour (Sw) on agit sur le mélange entre le spray et le fluide ambiant. ceci se caractérise par une augmentation de l'épanouissement du spray. Toutefois que ce soit dans le cas (Dev) ou (Sw) il faut aussi veiller à ne pas dégrader l'atomisation.

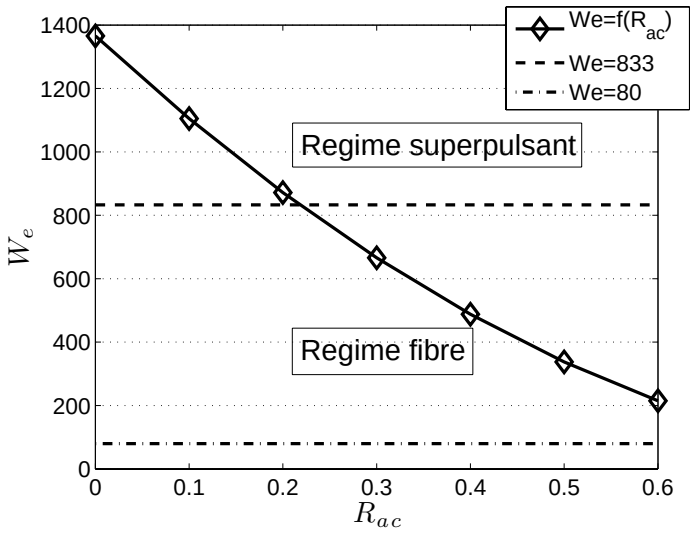
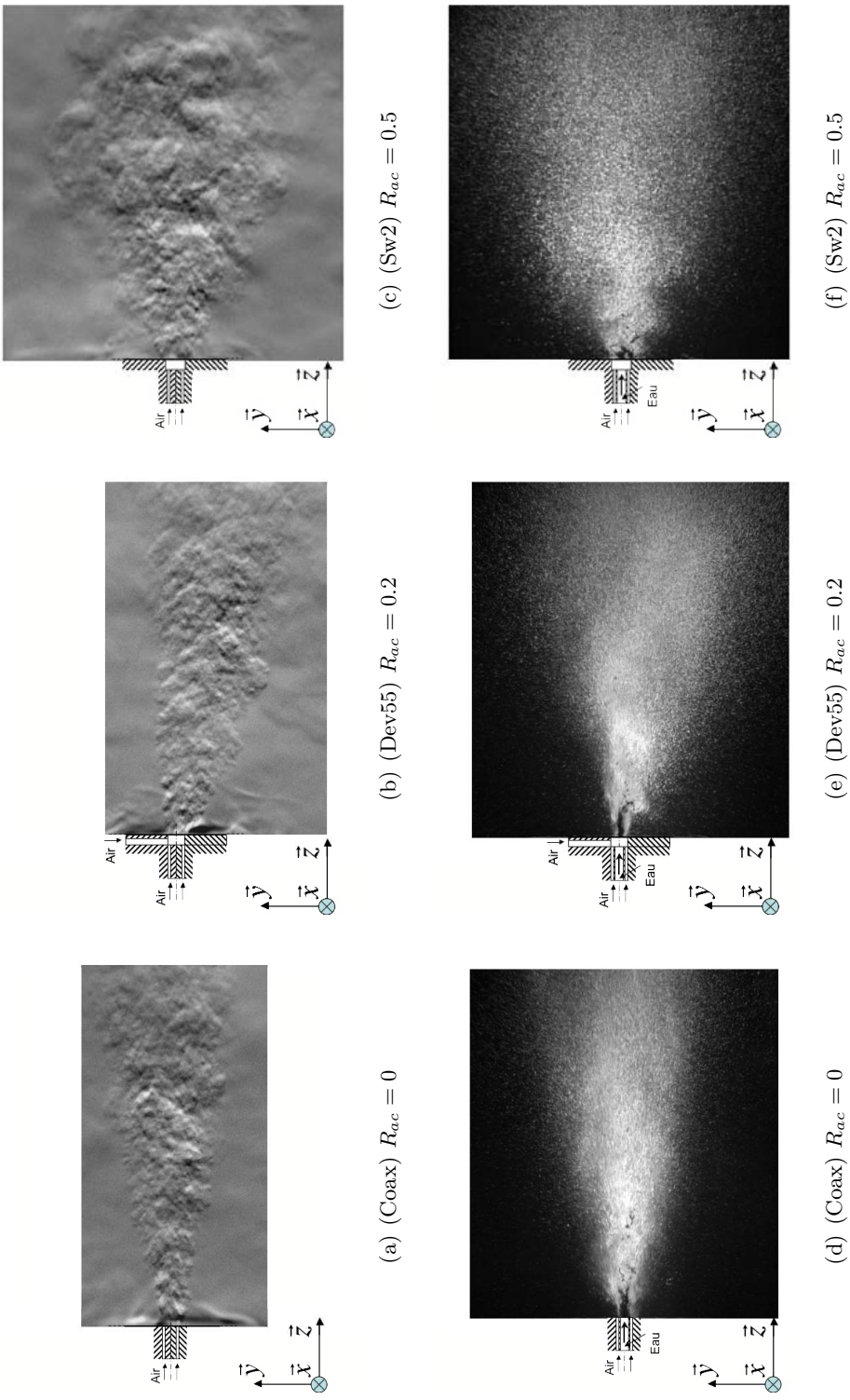


FIGURE 5.3 – Evolution du nombre de Weber We calculé à partir de la vitesse débitante d'air dans l'injecteur U_{ginj} en fonction du rapport de contrôle R_{ac}.



(a) (Coax) $R_{ac} = 0$ (b) (Dev55) $R_{ac} = 0.2$ (c) (Sw2) $R_{ac} = 0.5$

(d) (Coax) $R_{ac} = 0$ (e) (Dev55) $R_{ac} = 0.2$ (f) (Sw2) $R_{ac} = 0.5$

FIGURE 5.4 – Visualisation strioscopique du jet gazeux et du spray. Ecoulement sans contrôle (Coax) (gauche) et présentation des effets du contrôle : deviation (Dev) (Centre) et swirl (Sw) (Droite).

Epanouissement du spray

Le contrôle augmente fortement l'épanouissement de l'écoulement que ce soit le jet d'air (Figure 5.4(c)) ou le spray (Figure 5.4(f)). Cet effet peut être quantifié par différentes méthodes : traitement des images de strioscopie (contour turbulent du jet d'air chaud ou enveloppe des gouttes pour le spray) ou analyse des profils de vitesse moyenne du gaz d'atomisation ou des gouttes (largeur de demi vitesse). Nous avons choisi d'utiliser les images de strioscopie diphasique. Pour chaque point de fonctionnement, une série d'images est moyennée et binarisée selon la méthode décrite dans la Section 3.4.3. On en déduit la largeur du spray $L(z)$ à la position axiale z. On définit alors le coefficient d'élargissement $\Lambda_p^{Sw}(z)$:

$$\Lambda_p^{Sw}(z) = \frac{L(z, R_{ac}) - L(z, 0)}{L(z, 0)} \tag{5.4}$$

où $L(z, 0)$ ets la largeur du spray pour la configuration (Coax).

Déviation du spray

La mesure de l'angle de déviation peut s'effectuer à partir des images binarisées du spray. Mais l'effet important du contrôle sur la dispersion des gouttes (Figure 5.4(e)) rend son évaluation délicate. Nous avons préféré utiliser les mesures de vitesses axiales de gouttes par PDA. La position transverse y_p^{max} du maximum de vitesse moyenne axiale W_p permet de quantifier aisément l'angle de déviation du spray α_p^{Dev} :

$$\alpha_p^{Dev}(z) = -atan\left(\frac{y_p^{max}}{z}\right) \tag{5.5}$$

Effet du contrôle sur la granulométrie

La spécificité de cette étude est de concevoir un système de contrôle pour un spray. Les actionneurs agissent non pas uniquement sur l'écoulement de gaz mais aussi sur la phase dispersée en modifiant la dynamique des gouttes. De plus une partie de l'énergie d'atomisation est utilisée pour alimenter les actionneurs. Il faut donc veiller à ce que le dispositif de contrôle ne dégrade pas pas de manière trop importante l'atomisation. Pour étudier ces phénomènes, des mesures PDA ont été effectuées en $z/D_{ge} = 8$ afin d'en extraire des profils radiaux de vitesse axiale moyenne et RMS de goutte d'une part et des profils de diamètres moyens :D_{10} et D_{32} d'autre part.

5.2 Déviation du spray (Dev)

5.2.1 Effet du diamètre de sortie sur la déviation

L'effet principal recherché pour les actionneurs (Dev) est de dévier le spray. Il est donc important de vérifier si les deux pastilles (Dev55) et (Dev75) permettent ce résultat. La Figure 5.5 présente des visualisations de l'écoulement actionné pour chaque configuration. Les prises de vues ont d'abord été effectuées sur le jet d'air d'atomisation chauffé sans injection de gouttes (Strioscopie monophasique) puis sur le spray (Strioscopie diphasique). Les rapports de contrôle sont $R_{ac} = 0.2$ et 0.4.

Les images de strioscopie monophasique montrent que le jet d'air est dévié vers le bas par les actionneurs. Toutefois les deux configurations (Dev55) et (Dev75) présentent deux comportements différents. La déviation du jet dans le cas (Dev55) est obtenu dès $R_{ac} = 0.2$ mais il semble y avoir une saturation du contrôle pour $R_{ac} = 0.4$, l'angle du jet ayant peu évolué entre les deux valeurs de R_{ac}. A l'inverse l'effet de déviation généré par l'actionneur (Dev75) est très faible pour $R_{ac} = 0.2$ et est très fort pour $R_{ac} = 0.4$.

Les images de strioscopie diphasique (Figures 5.5(c),5.5(d), 5.5(g), 5.5(d)) mettent aussi en évidence la déviation du spray par les deux dispositifs (Dev). On observe de plus un effet important des actionneurs sur l'expansion du jet en particulier pour les fortes intensités de contrôle. Le spray très resserré sans contrôle s'élargit fortement pour $R_{ac} = 0.4$. Ceci n'est pas observé sur les images de strioscopie monophasique où le jet d'air reste très compact. En ce qui concerne la comparaison des deux configurations (Dev55) et (Dev75), les conclusions sont semblables au gaz. La valeur du diamètre de sortie de la pastille influe donc fortement sur la déviation du spray. Lorsque $D = D_{ge}$ l'effet de déviation apparaît pour des rapports de contrôle faible ; toutefois cela s'accompagne par une faible dynamique du contrôle avec un effet de saturation pour $R_{ac} = 0.4$. En revanche si $D > D_{ge}$, on peut générer une déviation très forte du spray sans saturation pour les grandes valeurs de R_{ac} mais le contrôle est moins efficace pour les faibles rapports de contrôle ($R_{ac} < 0.2$).

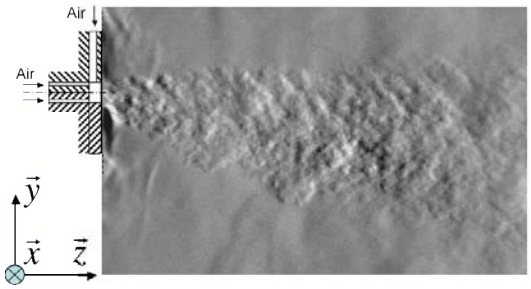
5.2.2 Granulométrie du spray dévié

La section précédente démontre les propriétés de déviation du spray des actionneurs (Dev). Il s'agit maintenant d'évaluer l'effet du contrôle sur la granulométrie du spray et sur la dynamique des gouttes.

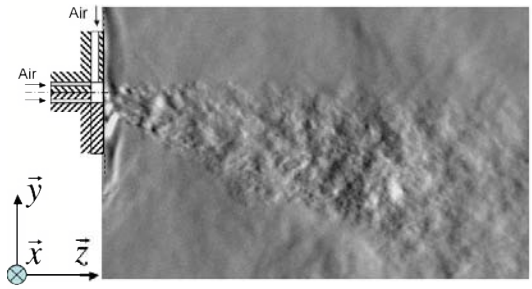
Effet du contrôle sur la vitesse axiale des gouttes

La Figure 5.6 décrit l'évolution des profils selon $\overrightarrow{y}$ de vitesse moyenne et RMS axiale pour les configurations (Dev55) et (Dev75). La position axiale de ces profils est $z/D_{ge} = 8$ et les rapports de contrôle présentés sont $R_{ac} = 0, 0.1, 0.2, 0.3$. L'effet de déviation généré par les actionneurs se caractérise par le déplacement du maximum de vitesse moyenne y_p^{max} vers la gauche ($y < 0$).L'influence du diamètre de sortie du dispositif de contrôle est une nouvelle fois mise en évidence ici. Le cas (Dev55) présente un saturation de l'angle de déviation pour $R_{ac} > 0.2$ tandis que l'on observe une translation monotone vers la gauche des profils de vitesses du cas (Dev75) (Figure 5.6(c)). Eq. 5.5 permet d'évaluer l'angle de déviation α_p^{Dev} pour chaque point de fonctionnement des deux configurations. Le résultat est reporté sur la Figure 5.7. La pastille (Dev55) permet de dévier le jet jusq'à 11° pour un rapport de contrôle $R_{ac} < 0.2$ puis l'angle α_p^{Dev} sature au delà. Pour la pastille (Dev75), la déviation atteint 30°.

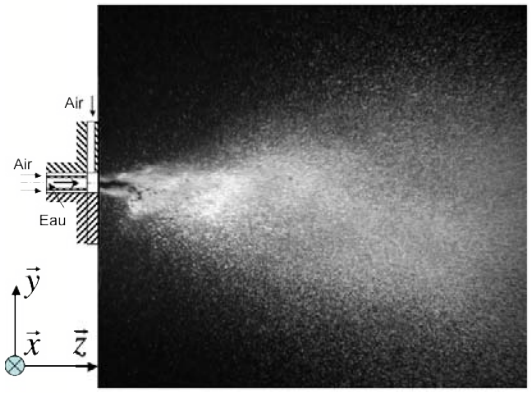
Toutefois, cette différence de performance se fait au prix d'une forte modification de la dynamique des gouttes pour (Dev75). Pour $R_{ac} = 0.2$, la configuration (Dev75) présente une baisse de vitesse moyenne W_p égale à 56% par rapport à (Coax) (Figure 5.6(c)) sur l'axe du spray dévié. De plus, les profils de W_p^{RMS} (Figure5.6(d)) s'étalent fortement dans la direction d'actionnement en devenant très disymétriques et le maximum diminue de 35% par rapport à (Coax). Dans le cas d'une application à la combustion de (Dev75), le contrôle risque donc de modifier les caractéristiques de la flamme. En revanche, pour (Dev55) si les effets de déviation sont plus modérés, le contrôle entraîne une réduction plus limitée de la vitesse moyenne des gouttes (20 %) et les niveaux de vitesse RMS sont identiques à (Coax) avec une très faible déformation. L'utilisation



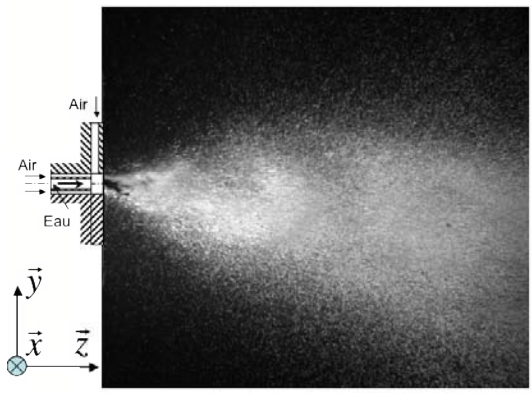
(a) (Dev55) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.2$



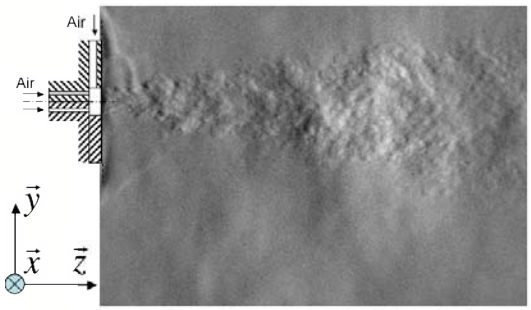
(b) (Dev55) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.4$



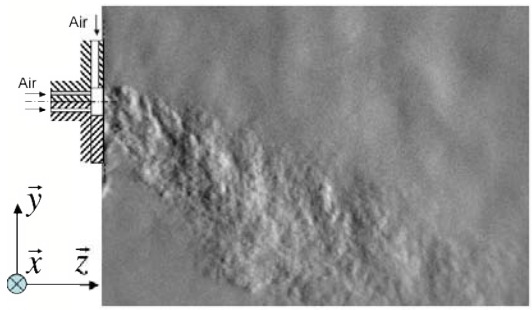
(c) (Dev55) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.2$



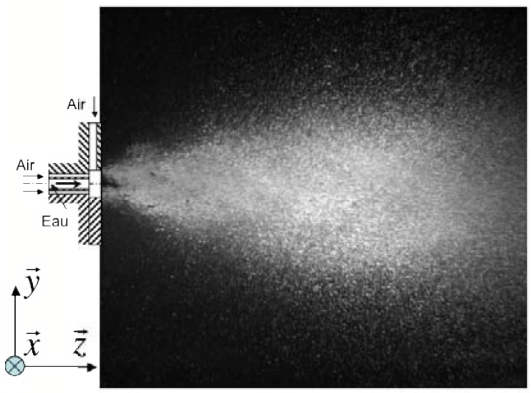
(d) (Dev55) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.4$



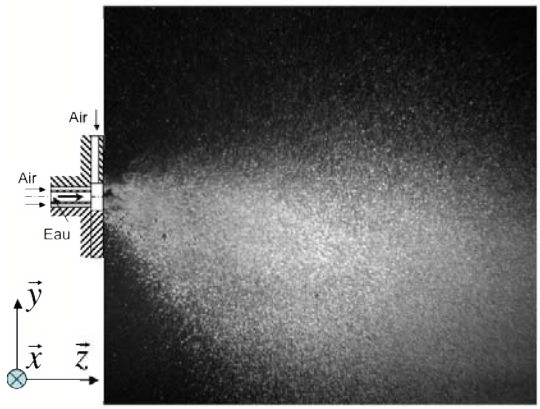
(e) (Dev75) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.2$



(f) (Dev75) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.4$



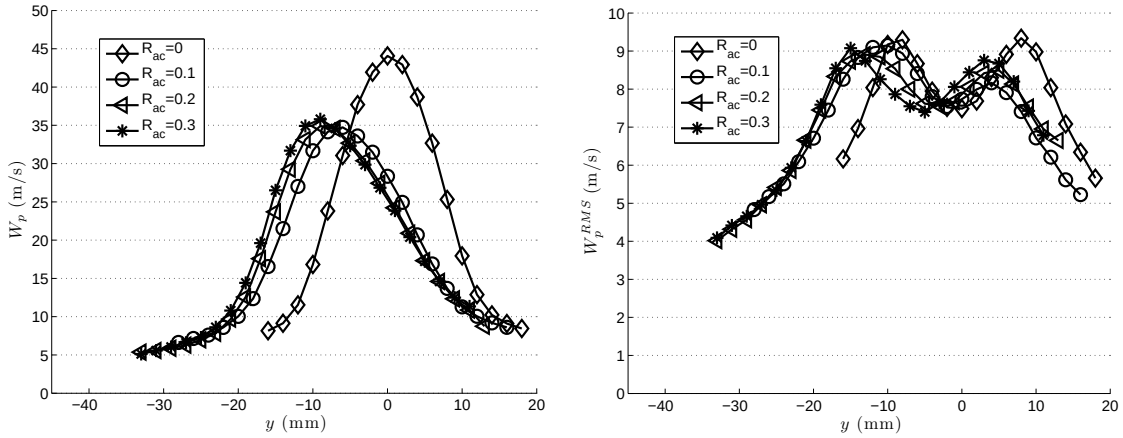
(g) (Dev75) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.2$



(h) (Dev75) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.4$

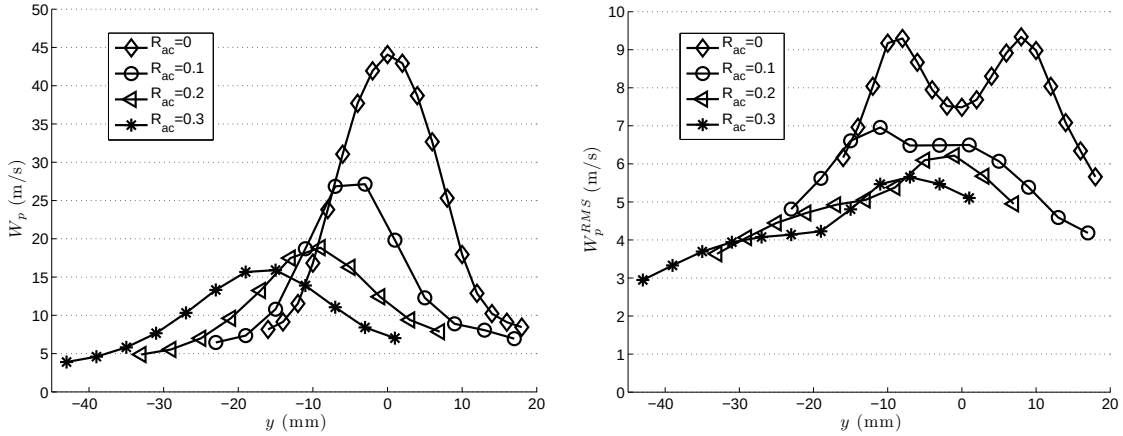
FIGURE 5.5 – Strioscopie du jet et du spray déviés : comparaison entre (Dev55) et (Dev75) pour $R_{ac} = 0.2$ et $R_{ac} = 0.4$.

de (Dev55) permet donc de limiter l'impact du contrôle sur les caractéristiques du spray.



(a) Configuration (Dev55) - W_p

(b) Configuration (Dev55) - W_p^{RMS}



(c) Configuration (Dev75) - W_p

(d) Configuration (Dev75)- W_p^{RMS}

FIGURE 5.6 – Profils de vitesse moyenne W_p (gauche) et RMS W_p^{RMS} (droite) en $z/D_{ge} = 8$ pour les configurations (Dev55) (haut) et (Dev75) (bas) : $R_{ac} = 0.1, 0.2, 0.3$.

Effet du contrôle sur la distribution de taille

Le contrôle modifie aussi la distribution de tailles de gouttes. La Figure 5.8 présente les profils de diamètre moyen D_{10} et de Sauter D_{32} pour les deux configurations (Dev) en $z/D_{ge} = 8$. Les rapports de contrôle sont $R_{ac} = 0, 0.1, 0.2$ et 0.3. L'analyse des courbes de D_{10} semble montrer dans un premier temps un faible impact du contrôle sur l'atomisation. La valeur du diamètre moyen sur l'axe du jet reste stable autour de 40 μm pour (Dev55) et diminue légèrement pour (Dev75). En revanche, le contrôle augmente sensiblement le diamètre de Sauter D_{32} par rapport à (Coax) en particulier pour (Dev75). Ces deux observations semblent en contradiction. Ceci s'explique par deux phénomènes antagonistes. La Figure 5.9 présente la distribution numérique f_n sur l'axe du jet en z/D_{ge} pour (Coax) et les deux configurations (Dev55) et (Dev75) pour $R_{ac} = 0.2$. On observe un décalage du pic vers les petites gouttes pour (Dev75) ce qui explique la diminution de D_{10}. La limite maximale pour d_p sur la Figure 5.9 est de 150 μm. Les gouttes de

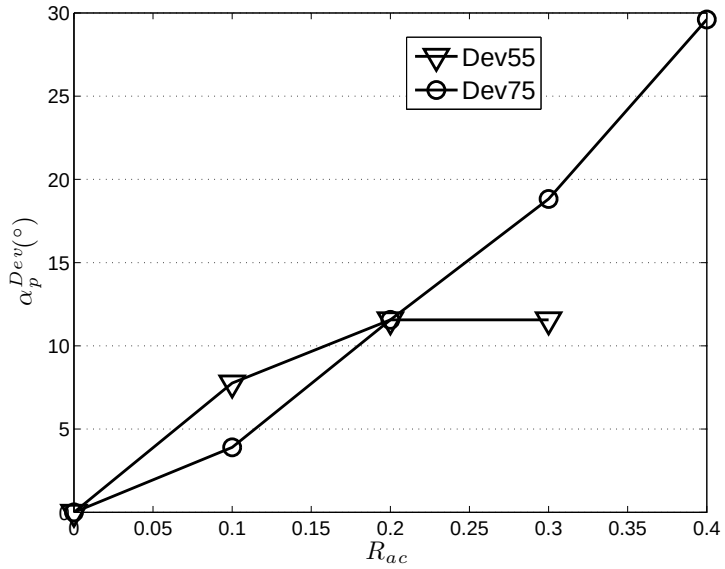
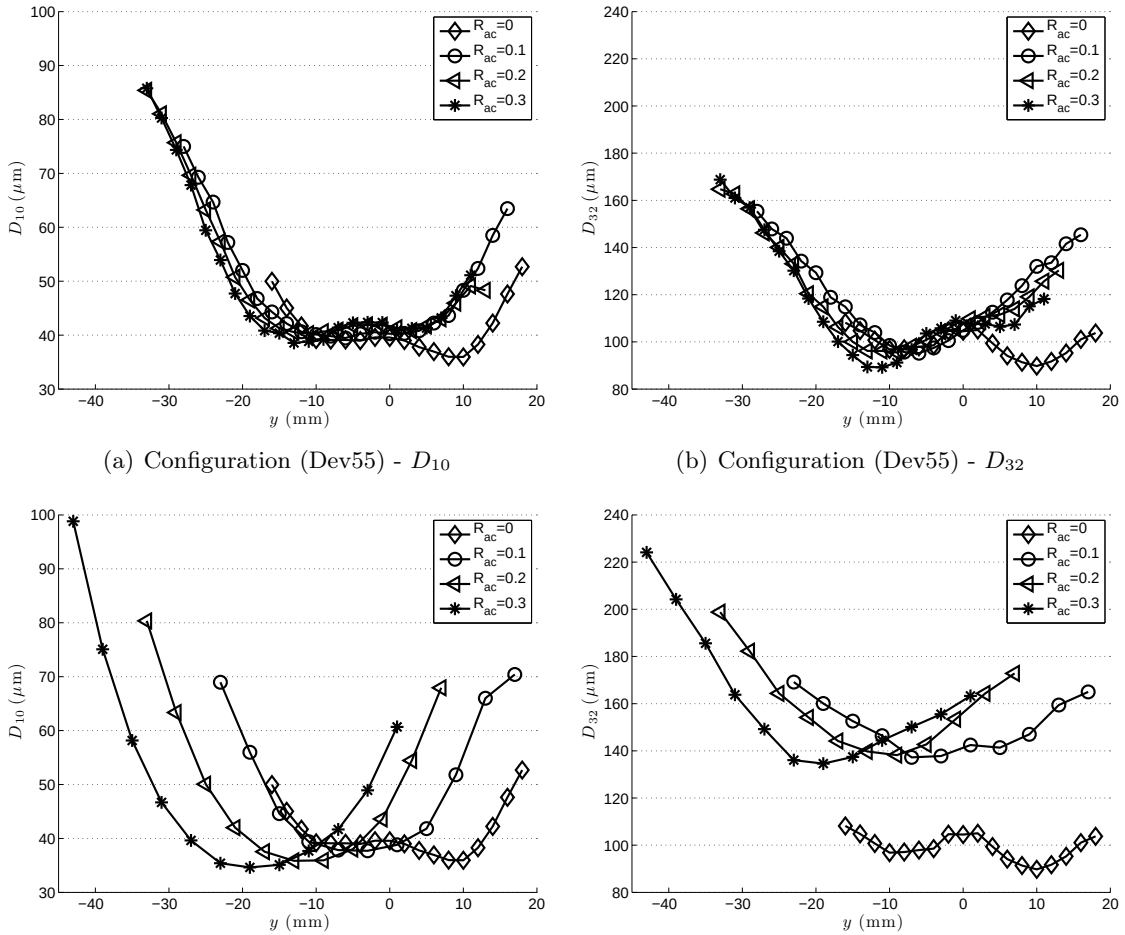


FIGURE 5.7 – Evolution de l'angle de déviation α_p^{Dev} en fonction du paramètre de contrôle R_{ac}. L'estimation de cet angle est effectuée à partir de la position maximum de vitesse moyenne axial des particule W_p^{RMS} en $z/D_{ge} = 8$.

taille supérieure sont très peu nombreuses et sont quasiment indistinguables sur la distribution numérique. La Figure 5.10 permet de mieux observer l'effet du contrôle sur leur nombre. Celle-ci montre les corrélations $w_p = f(d_p)$. On note clairement une augmentation du nombre de gouttes dont le diamètre est supérieur à 200 μm. Le poids relatif de ces gouttes dans le calcul du diamètre de Sauter plus important que pour D_{10}. Ceci explique l'augmentation du diamètre de Sauter sur la Figure 5.8(d) pour (Dev75) et semble indiquer une dégradation de l'atomisation par le contrôle pour cette configuration. En revanche, cette évolution est moins forte pour la configuration (Dev55).



(a) Configuration (Dev55) - D_{10}

(b) Configuration (Dev55) - D_{32}

(c) Configuration (Dev75) - D_{10}

(d) Configuration (Dev75) - D_{32}

FIGURE 5.8 – Profils du diamètre moyen D_{10} (gauche) et du diamètre de Sauter D_{32} (droite) en $z/D_{ge} = 8$ pour les configurations (Dev55) (haut) et (Dev75) (bas) : $R_{ac} = 0.1, 0.2, 0.3$.

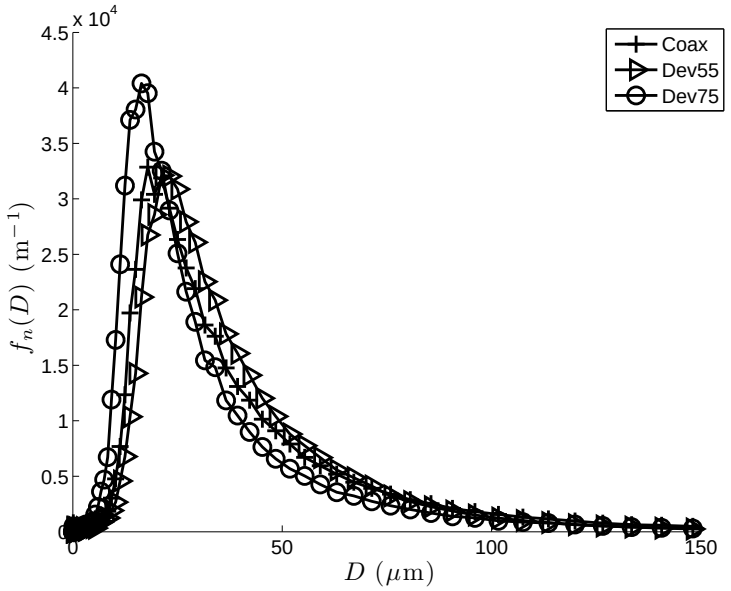
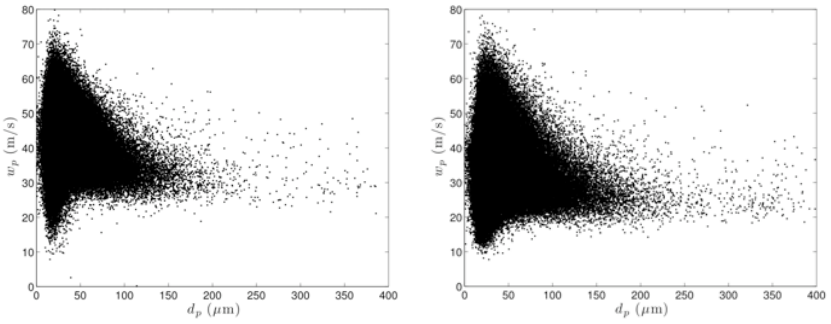
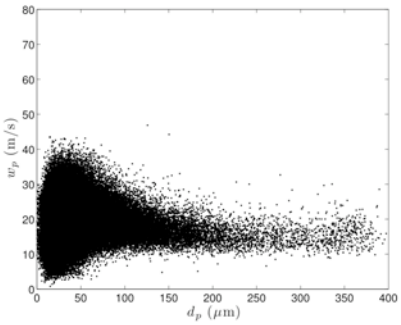


FIGURE 5.9 – Distribution numérique de taille $f_n(D)$ sur l'axe du jet pour $R_{ac} = 0.2$. Comparaison des cas (Coax) en $y_p^{max} = 0$, (Dev55) et (Dev75) en $y_p^{max} = -9$ mm.



(a) Configuration (Coax) - $R_{ac} = 0$ (b) Configuration (Dev55) - $R_{ac} = 0.2$



(c) Configuration (Dev75) - $R_{ac} = 0.2$

FIGURE 5.10 – Corrélation $w_p = f(d_p)$ sur l'axe du jet en $z/D_{ge} = 8$: comparaison de (Coax) en $y = 0$ ($R_{ac} = 0$) avec (Dev55) et (Dev75) en $y = -9$ mm pour $R = 0.2$

5.3 Contrôle du spray par effet swirl (Sw)

5.3.1 Effet des pastilles

L'effet principal recherché pour les actionneurs (Sw) est d'améliorer le mélange entre le spray et son environnement. Cela se traduit en particulier par une augmentation de l'épanouissement du spray. Il est donc important de vérifier si les deux pastilles (Sw2) et (Sw3) permettent ce résultat. La Figure 5.11 présente des visualisations de l'écoulement actionné pour chaque configuration. Les prises de vues ont d'abord été effectuées sur le jet d'air d'atomisation chauffé sans injection de gouttes (Strioscopie monophasique) puis sur le spray (Strioscopie diphasique). Les rapports de contrôle sont $R_{ac} = 0.2$ et 0.5.

Les images de strioscopie monophasique permettent de retrouver les résultats obtenus par Faivre et Poinsot [14] et Boushaki [16] sur le cas du jet plein avec le même type d'actionneurs. les visualisations montrent une désorganisation croissante de la turbulence du jet (Figures 5.11(a), 5.11(b), 5.11(e) et 5.11(f)). Pour $R_{ac} = 0.5$, les deux configurations d'actionneurs génèrent de plus un forte augmentation de la largeur du jet. Au delà de ce rapport de contrôle, le jet se désorganise complètement et son enveloppe n'est plus visible. Les dispositifs (Sw) permettent donc de modifier fortement le mélange pour le jet d'air.

Les images de strioscopie diphasique (Figures 5.11(c), 5.11(d), 5.11(g) et 5.11(h)) mettent également en évidence un élargissement du spray par les pastilles (Sw). Le spray très resserré sans contrôle s'élargit fortement pour $R_{ac} = 0.5$. En ce qui concerne la comparaison des deux configurations (Sw2) et (Sw3), les images de strioscopie semblent montrer un effet assez équivalent sur le spray. La Figure 5.12 présente l'évolution du facteur d'élargissement Λ_p^{Sw} en fonction du rapport de contrôle R_{ac} pour (Sw2) et (Sw3). Λ_p^{Sw} est calculé par binarisation des images moyennes du spray en $z/D_{ge} = 8, 12, 16$. Pour les deux pastilles, l'évolution de Λ_p^{Sw} est linéaire et ne dépend pas de la position, les trois courbes étant superposées. Le coefficient directeur des droites est très semblable pour les deux configurations et est égal à 2. En $R = 0.4$, le swirl génère une augmentation de 40% de l'élargissement du spray.

5.3.2 Granulométrie du spray

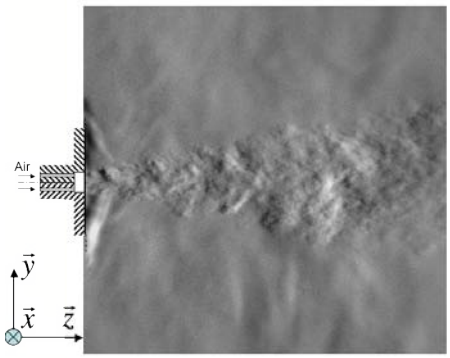
Les visualisations de strioscopie mettent en évidence l'effet du contrôle sur l'épanouissement du spray. mais ne permettent pas d'identifier de différences importantes entre les deux configurations testées : (Sw2) et (Sw3). Cette section se base sur des résultats issus de mesures de PDA. Son objectif est de présenter l'effet du swirl sur la vitesse axiale des gouttes et sur leur distribution de taille mais aussi de mettre en lumière l'impact du dimensionnement des actionneurs sur la maitrise de l'atomisation.

5.3.3 Vitesse axiale des gouttes

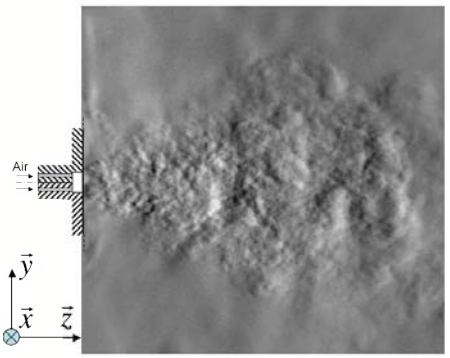
La Figure 5.13 compare l'évolution du profil radial de vitesse axial des gouttes en $z/D_{ge} = 8$ lorsque l'intensité du contrôle augmente : $R_{ac} = 0$ (Coax), $0.2, 0.4, 0.6$. Le contrôle par Swirl entraîne une forte baisse de la vitesse moyenne et RMS sur l'axe du jet. Pour $R = 0.4$, en $y = 0$ le maximum de vitesse diminue de 56% par rapport à (Coax) pour (Sw2) et de 65 % pour (Sw3). Pour $R = 0.6$ les profils deviennent quasiment plats.

5.3.4 Distribution de tailles

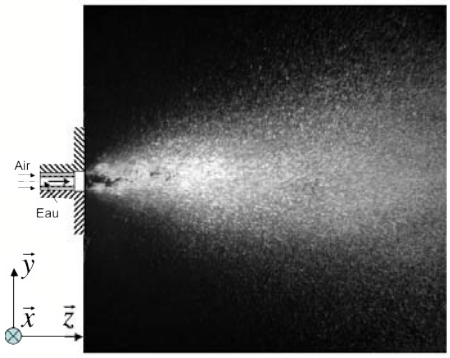
La Figure 5.14 présente l'évolution du profil radial du diamètre moyen D_{10} et de Sauter D_{32} en z/D_{ge} pour (Sw2) et (Sw3). Les rapports de contrôle son $R_{ac} = 0.2, 0.4$ et 0.6. Comme pour



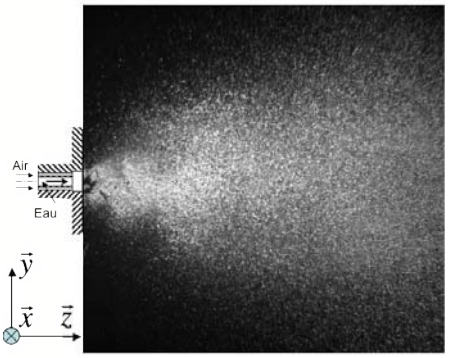
(a) (Sw2) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.2$



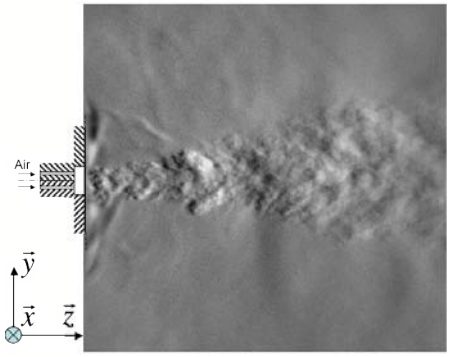
(b) (Sw2) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.5$



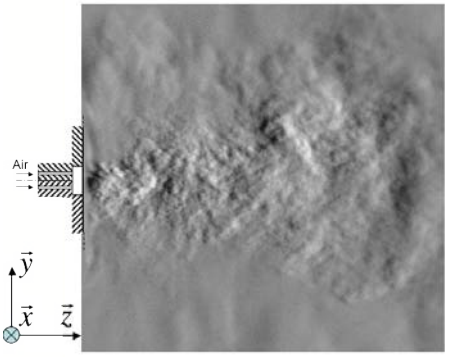
(c) (Sw2) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.2$



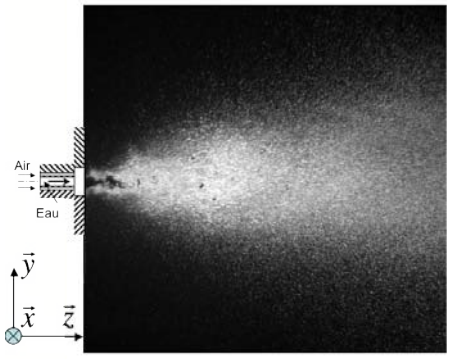
(d) (Sw2) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.5$



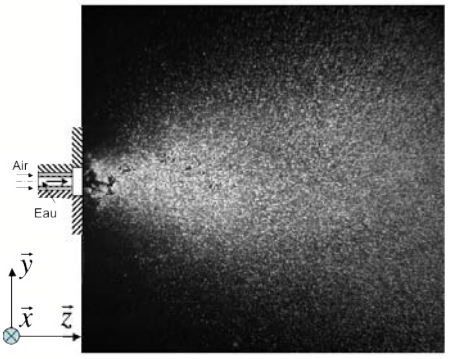
(e) (Sw3) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.2$



(f) (Sw3) - Strioscopie monophasique : $R_{ac} = 0.5$

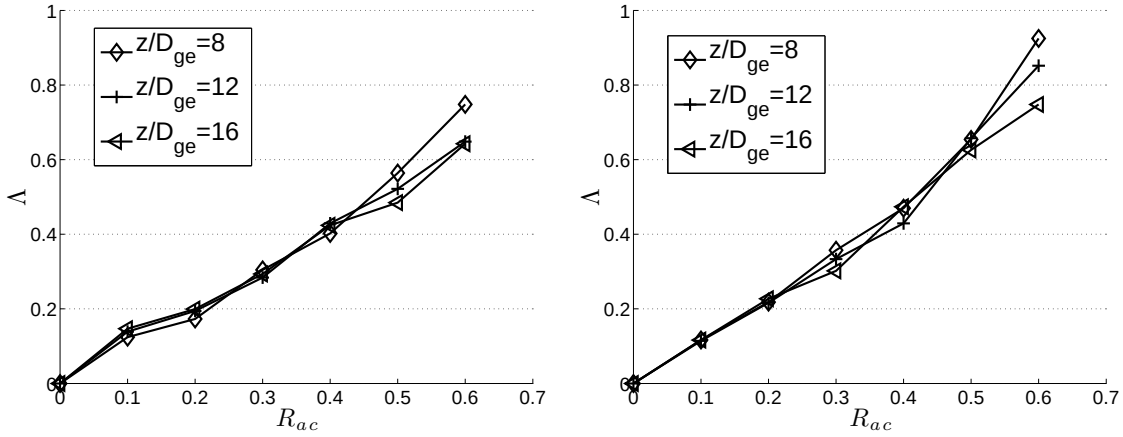


(g) (Sw3) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.2$



(h) (Sw3) - Strioscopie diphasique : $R_{ac} = 0.5$

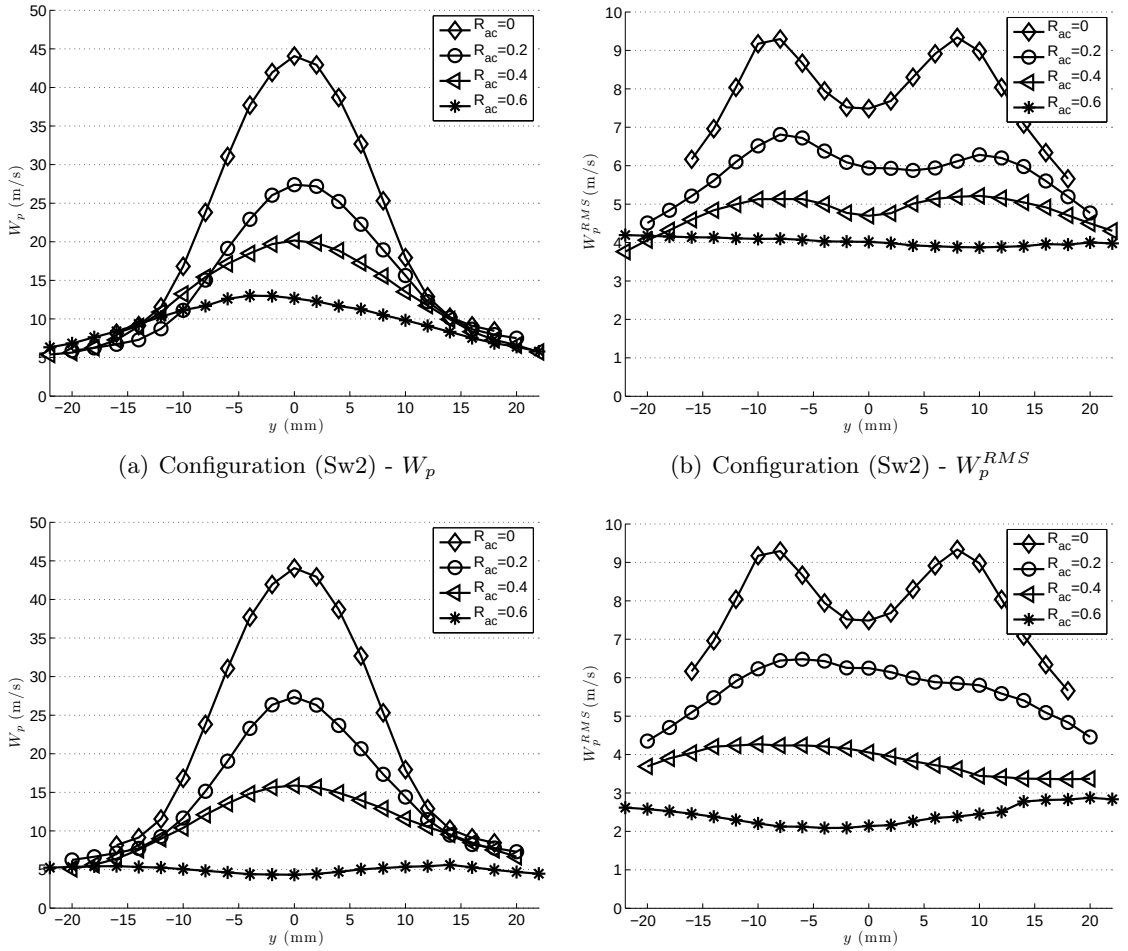
FIGURE 5.11 – Strioscopie du jet et du spray avec swirl : comparaison entre (Dev55) et (Dev75) pour $R_{ac} = 0.2$ et $R_{ac} = 0.5$.



(a) Configuration (Sw2) (b) Configuration (Sw3)

FIGURE 5.12 – Evolution de l'élargissement du spray Λ_p^{Sw} en fonction du rapport de contrôle R_{ac} pour 3 positions axiales $z/D_{ge} = 8, 12, 16$. Comparaison des deux configurations swirl (Sw2) et (Sw3).

les configurations (Dev), le contrôle par swirl agit peu sur D_{10}, mais fortement sur le diamètre de Sauter D_{32}. Les conclusions quant à l'effet des actionneurs sur l'atomisation sont d'ailleurs identiques à celles obtenues dans la Section 5.2.2. L'analyse de la distribution de taille sur l'axe du spray ($y = 0$) (Figure 5.15) et des corrélations $w_p = f(d_p)$ (Figure 5.16) montre respectivement une augmentation du nombre de petites gouttes dans les deux cas (Sw) et une augmentation du nombre de grosses gouttes ($d_p > 150$ μm). Les actionneurs jet dégradent donc l'atomisation en favorisant la formation de grosses gouttes. Toutefois cet effet est moindre pour la pastille (Sw2) que pour la pastille (Sw3).



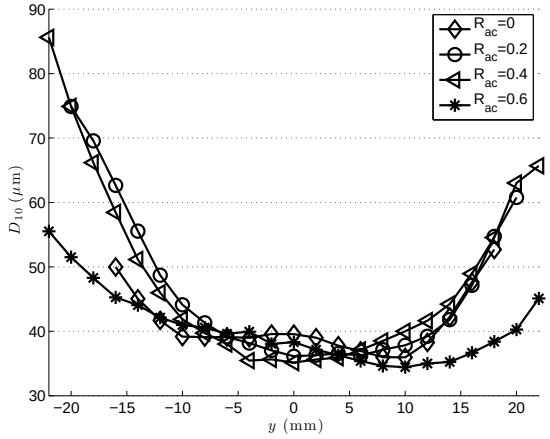
(a) Configuration (Sw2) - W_p

(b) Configuration (Sw2) - W_p^{RMS}

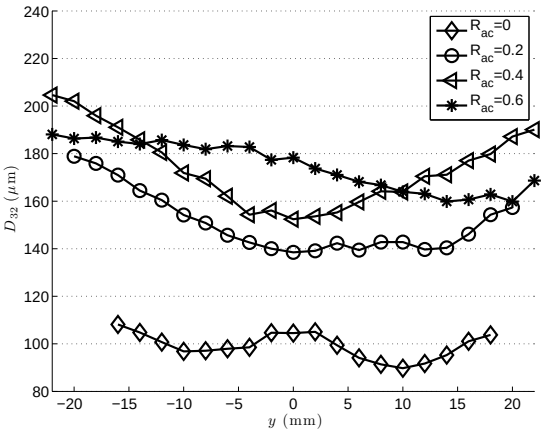
(c) Configuration (Sw3) - W_p

(d) Configuration (Sw3)- W_p^{RMS}

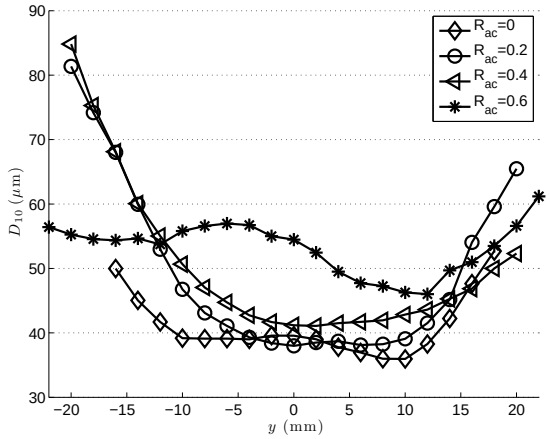
FIGURE 5.13 – Profils de vitesse moyenne W_p (gauche) et RMS W_p^{RMS} (droite) en $z/D_{ge} = 8$ pour les configurations (Sw2) (haut) et (Sw3) (bas) : $R_{ac} = 0.2, 0.3, 0.4$.



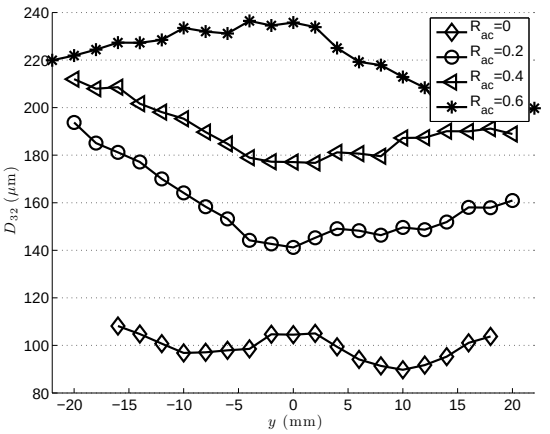
(a) Configuration (Sw2) - D_{10}



(b) Configuration (Sw2) - D_{32}



(c) Configuration (Sw3) - D_{10}



(d) Configuration (Sw3) - D_{32}

FIGURE 5.14 – Profils du diamètre moyenne D_{10} (gauche) et du diamètre de Sauter D_{32} (droite) en $z/D_{ge} = 8$ pour les configurations (Sw2) (haut) et (Sw3) (bas) : $R_{ac} = 0.2, 0.3, 0.4$.

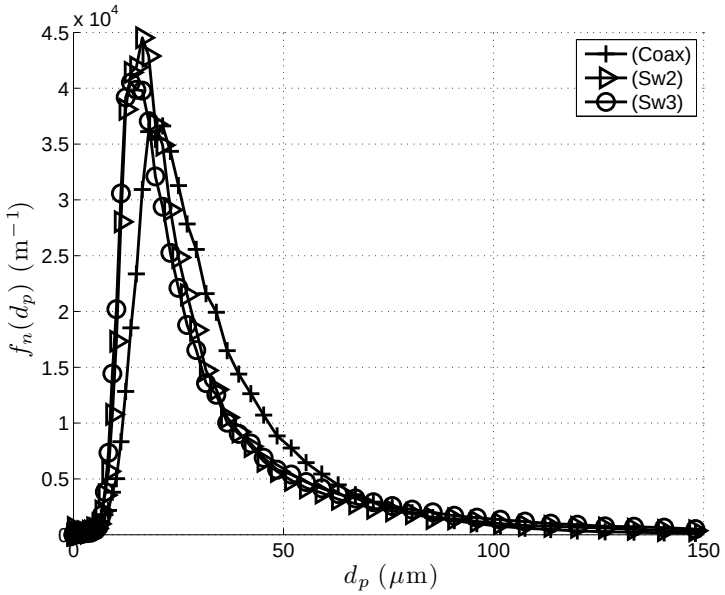
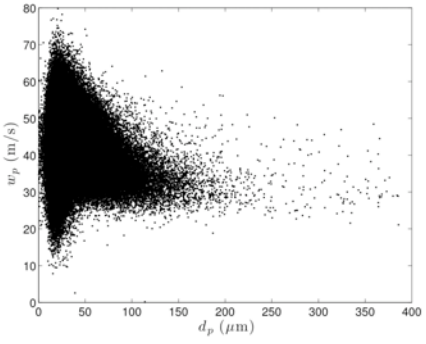
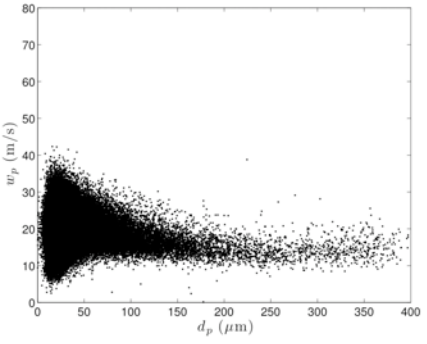


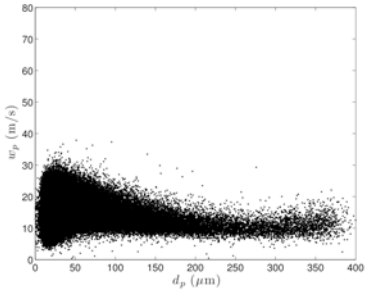
FIGURE 5.15 – Distribution numérique de taille $f_n(D)$ sur l'axe du jet pour $R_{ac} = 0.2$. Comparaison des cas (Coax) en $y_p^{max} = 0$, (Dev55) et (Dev75) en $y_p^{max} = -9$ mm.



(a) Configuration (Coax) - $R_{ac} = 0$



(b) Configuration (Sw2) - $R_{ac} = 0.4$



(c) Configuration (Sw3) - $R_{ac} = 0.4$

FIGURE 5.16 – Corrélation $w_p = f(d_p)$ sur l'axe du jet en $z/D_{ge} = 8$: comparaison de (Coax) ($R_{ac} = 0$) avec (Sw2) et (Sw3) pour $R_{ac} = 0.4$

5.4 Bilan de l'étude paramétrique des actionneurs

L'étude paramétrique des configurations (Dev) et (Sw) démontre l'efficacité des jets actionneurs pour contrôler l'expansion d'un spray. L'utilisation d'un unique jet impactant (Dev), permet de dévier le spray jusquà 30°. De même, la géométrie de type (Sw) composée de 4 actionneurs tangents permet d'augmenter significativement le taux d'expansion du spray.

Le test de 2 pastilles différentes pour chaque type de géométrie permet de plus de dégager quelques premières règles de dimensionnement. Le tableau résume le comportement des 4 configuration testées. Pour dévier fortement le spray, il faut augmenter les dimensions de la zone d'interaction entre le spray et le jet actionneur. Dans le cas des pastilles (Dev), ceci se traduit par l'augmentation du diamètre de sortie du dispositif D. On évite ainsi tout effet de blocage limitant la déviation (Cas Dev55). Toutefois, augmenter D amplifie l'effet du contrôle sur l'atomisation et la dynamique des gouttes. Si l'on cherche à conserver la même qualité d'atomisation et la même dynamique pour les gouttes, il est préférable de conserver $D = D_{ge}$. Dans le cas du contrôle par swirl (configurations (Sw)), il faut en revanche minimiser le diamètre de sortie D et la section (d_3, d_4) des actionneurs pour limiter la dégradation de l'atomisation et la réduction de vitesse axiale des gouttes.

L'ensemble de ces résultats a été utilisé pour dimensionner les systèmes de contrôle d'un brûleur expérimental chez Air Liquide (Chapitre 7). Avant de présenter cette application industrielle, le chapitre suivant propose une comparaison LES/Expérience sur 3 cas : (Coax), (Dev55) et (Sw2).

TABLE 5.3 – Bilan de l'étude paramétrique. Légende : – Forte diminution de la grandeur, - Diminution de la grandeur, = Peu ou pas d'évolution de la grandeur, + augmentation de la grandeur, ++ Forte augmentation de la grandeur

Nom	Contrôle	Dimensions	Amplitude du contrôle	Dynamique		Atomisation		Remarques
				W_p	W_p^{RMS}	D_{10}	D_{32}	
(Dev55)	Déviation	$D = D_{ge} = 5.5$mm $d_1 = 2$mm $d_2 = 3$mm	$\alpha_{pmax}^{Dev} = 11°$	-	=	=	=	Saturation pour $R_{ac} > 0.2$
(Dev75)	Déviation	$D = 7.5$mm $d_1 = 2$mm $d_2 = 3$mm	$\alpha_{pmax}^{Dev} = 30°$	- -	- -	-	+	Peu d'effet de déviation pour $R_{ac} < 0.2$
(Sw2)	Swirl	$D = 7$mm $d_3 = 2$mm $d_4 = 2$mm	$\Lambda_{pmax}^{Sw} = 0.8$	- - (56%*)	- - (47%*)	=	++ (50%*)	La pastille (Sw2) réduit l'impact du contrôle sur la dynamique et l'atomisation
(Sw2)	Swirl	$D = 7$mm $d_3 = 2$mm $d_4 = 3$mm	$\Lambda_{pmax}^{Sw} = 0.8$	- - (65%*)	- - (57%*)	+	++ (75%*)	du spray tout en conservant les mêmes performances sur Λ_p^{Sw} * $R_{ac} = 0.4$ et $y = 0$

Chapitre 6

Comparison of LES and experimental data

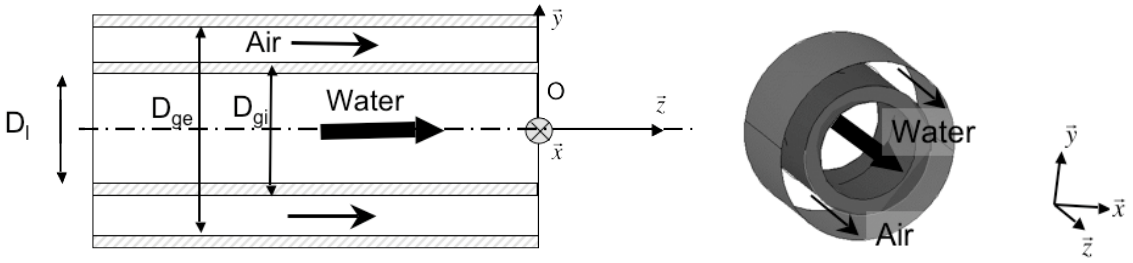
Ce chapitre propose une comparaison LES/Expérience de trois configurations parmi celles explorées dans le Chapitre 5 : la configuration sans contrôle (Coax) et deux configurations avec contrôle (Dev55) qui permet de dévier le spray et (Sw2) qui introduit un effet de swirl dans l'écoulement et permet de modifier le taux de mélange et d'expansion du jet. L'objectif est de tester si la LES d'un spray actionné, utilisant une formulation Lagrangienne pour la simulation de la phase dispersée, permet de prédire les performances des actionneurs. La Section 6.1 commence par effectuer quelques rappels sur les trois configurations étudiées (dimensions, débits...) et les méthodes expérimentales utilisées : fil chaud et PDA. Les principaux paramètres des simulations numériques y sont ensuite présentés. En particulier, on y détaille la méthode d'injection des gouttes dans la LES. La Section 6.2 décrit ensuite les résultats obtenus pour les LES monophasiques sans injection de liquide. Cette section a deux objectifs : valider les développements effectués pour l'injection de turbulence dans le cas du jet d'air annulaire (Coax) puis démontrer la capacité de la LES à correctement représenter l'écoulement d'air d'atomisation avec et sans contrôle. Enfin la Section 6.3 décrit les résultats obtenus pour la LES avec le spray.

6.1 Simulation and experimental approach

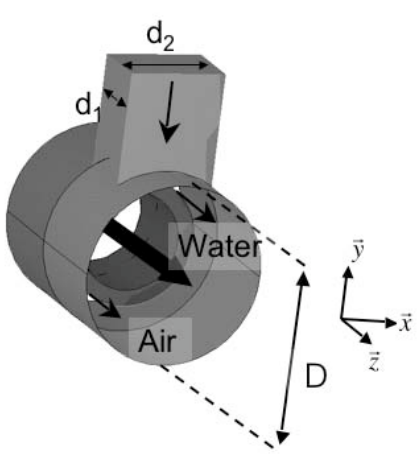
6.1.1 Flow configuration and experimental methods

The exponential growth of computer power in the last years has sensibly reduced the cost of LES computations. However, calculating all the configurations of Chapter 5 remains out of reach in the case of the thesis. Therefore, three configurations have been selected to perform LES computations :

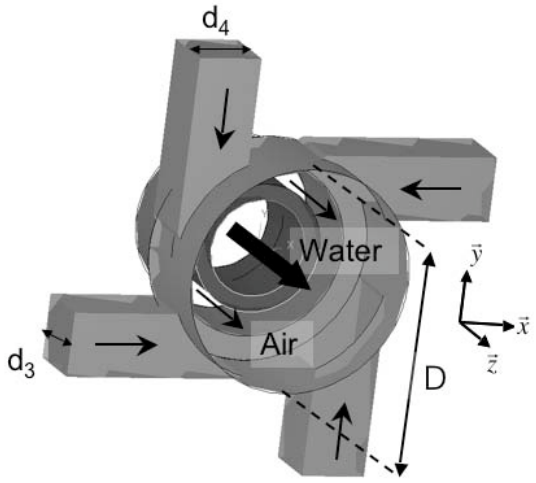
- (Coax) : This configuration corresponds to the injector without any actuation system. It is used as the reference case for comparisons with controlled configurations (Figure 6.1(a)).
- (Dev55) : This configuration uses a unique radial actuator which deviates the main flow (Figure 6.1(b)).
- (Sw2) : This configuration is composed of four tangential jets to add swirl to the flow (Figure 6.1(c)).



(a) Coaxial injector (Coax) : geometrical dimensions and 3D visualisation



(b) 3D visualisation of the injector with the deviation control system (Dev55)



(c) 3D visualisation of the injector with the swirl control system (Sw2)

FIGURE 6.1 – Schematic of the flow configurations

Characteristic dimensions and flow parameters for the three configurations are sumarized in table 6.1. Dimensions of the injector and the liquide and gas flow rates are identical to Chapter 5. For each controlled configuration a unique value of R_{ac} was studied : $R_{ac} = 0.2$ for (Dev55) and $R_{ac} = 0.4$ for (Sw2).

TABLE 6.1 – Characteristic dimensions and flow parameters

	(Coax)	(Dev55)		(Sw2)	
D_l (mm)	3				
D_{gi} (mm)	4				
D_{ge} (mm)	5.5				
$\dot{m}_l$ (g/s)	6.8				
U_l (m/s)	0.962				
$\dot{m}_g$ (g/s)	2.14				
Actuators	0	1		4	
Dimensions (mm)	-	d_1	d_2	d_3	d_4
	-	2	3	2	2
D (mm)	5.5	5.5		7	
R_{ac}	0	0.2		0.4	
U_{ginj} (m/s)	166	130		100	
U_{gac} (m/s)	0	66		35	

To provide experimental data for the validation of calculations, two test facilities including the injector and the control apparatus were built. These facilities and their diagnostic equipment are detailed in Chapter 3. The first one was dedicated to gas velocity measurements with hot-wire anemometry without spray (Sections 3.3.2 and 3.5). The two-dimensional traversing system enables to trace maps and profiles of averaged hot-wire velocity. The second facility was used to perform PDA (Phase Doppler Anemometry) measurements on the spray and provide droplet size and axial velocity distributions (Sections 3.3.1 and 3.6).

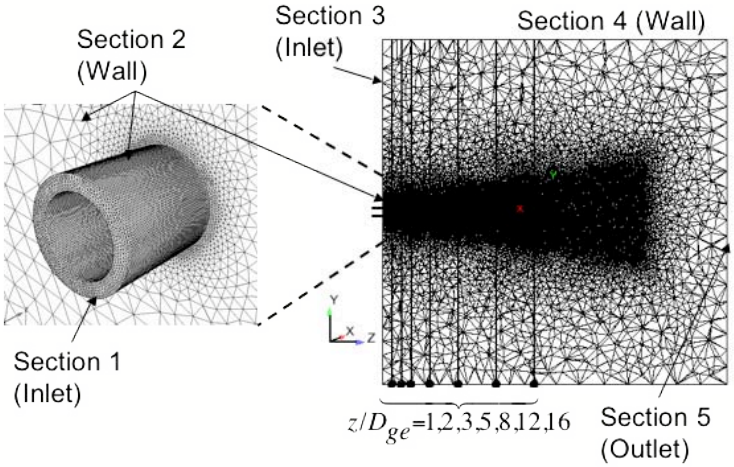
6.1.2 Numerical setup

The computational grids

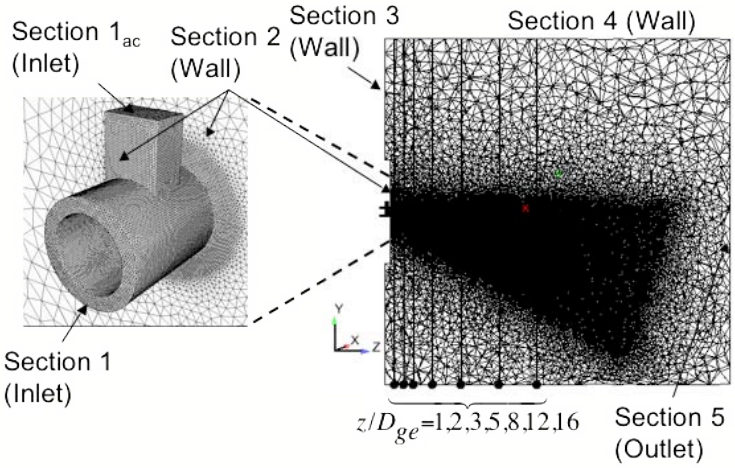
LES simulations have been performed with and without spray for the three experimental configurations (Coax), (Dev55) and (Sw2). Experimental geometries have been slightly simplified but they all include the zone where actuators are mounted (cf. Figure 6.2). As defined in Figure 6.1(a), the reference point O is at the center of the injector exit. For the gaseous computations (without spray), the liquid pipe extremity is replaced by a wall while it corresponds to the plane of liquid injection for spray computation (cf. Figure 6.3). For the configuration (Coax) the injector duct length is 6mm (Figure 6.2(a)). For the configurations (Dev55) and (Sw2) the injector and actuators pipes are shortened to 3mm (Figures 6.2(b) and 6.2(c)). For all configurations, the rest of the computational domain is a cylinder with a radius $R_{box} = 0.1$ m and a length $L_{box} = 0.2$ m. Geometries are meshed using unstructured tetrahedra. The refinement is maximal in the injector and the actuators with a minimal cell volume around 10^{-13} m^3 (Table 6.2).

Boundary conditions and numerical parameters for the gaseous flow

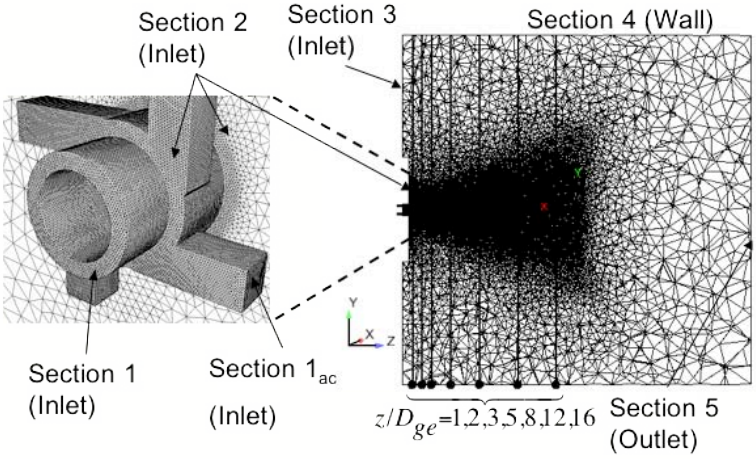
The boundary conditions applied to the gaseous flow are summarized in table 6.3. Synthetic turbulence is imposed at the inlet of the injector and the actuators (Section 1 and 1_{ac}) to mimic a fully turbulent incoming flow. The mean axial velocity profile is built following the classical 1/7 power law. An isotropic turbulent perturbation is constructed using the Kraichnan method (cf. Section 4.2.2) and added to the incoming mean flow. The turbulent velocity U_p is uniform



(a) Grid for the configuration (Coax)



(b) Grid for the configuration (Dev55)



(c) Grid for the configuration (Sw2)

FIGURE 6.2 – Grids for the three configurations

TABLE 6.2 – Computational grid properties.

	Coax	Dev	Sw
Cells	5019217	3661088	4961307
Nodes	86603	634877	861206
Minimal cell volume (m^3)	1.1e-13	1.01e-13	9.1e-14
CPU time (h)	20000	11000	20000
Processors	384	384	384

on each inlet section :

$$U_p = \begin{cases} 0.1U_{ginj} & \text{on Section 1} \\ 0.1U_{gac} & \text{on Section } 1_{ac} \end{cases} \tag{6.1}$$

and the integral length scale Λ_f is equal to 0.4 mm. The non-reflecting boundary condition VFCBC derived in Section for turbulence injection in compressible flows is coupled with the LRM for a relax coefficient $K = 20000$ rad/s. A logarithmic law-of-the-wall is imposed on the walls of the injector and of the actuators (Section 2).

A very slow laminar coaxial flow (0.1 m/s) is imposed on the inlet of the computation box (Section 3) using a semi-reflecting characteristic boundary condition [84]. The lateral surface is an adiabatic slip-wall and the outlet is nearly non-reflecting at atmospheric pressure.

TABLE 6.3 – Boundary conditions of the gaseous flow.

Boundary conditions	
Injector inlet (Section 1)	Characteristic inlet condition VFCBC + LRM : $K = 20000$
Actuator inlet (Section 1ac)	Characteristic inlet condition VFCBC+LRM : $K = 20000$
Actuator and injector wall (Section 2)	Adiablatic law of wall
Box inlet (Section 3)	Characteristic inlet condition NSCBC +LRM : $K = 1000$
Box wall (section 4)	Adiabatic slip wall
Box outlet (Section 5)	Characteristic outlet condition NSCBC +LRM : $K = 3000$

Calculations are run with the Lax-Wendroff scheme. Most run parameters are identical in the three cases excepted the artificial viscosity. The 2nd and 4th order coefficients have been increased for the controlled configurations (Dev55) and (Sw2). The most important numerical parameters are listed in table 6.4.

TABLE 6.4 – Numerical parameters used for the gaseous flow calculations.

Configuration	(Coax)	(Dev55)	(Sw2)
Numerical scheme	Lax-Wendroff		
Scheme spatial order	2nd order		
Scheme temporal order	2nd order		
SGS model	Standard Smagorinsy		
Artificial viscosity	Colin Sensor [57]		
2nd order coefficient	0.05	0.1	0.1
4th order coefficient	0.01	0.05	0.05

Methodology for injection of droplets

Primary atomization can not be studied with the present method and the LES begins after this zone. Particles are injected within a cylinder at the exit of the liquid pipe (Figure 6.3). The diameter of the injection cylinder is $D_{inj} = D_l$ and its length is $L_{inj} = 1.7D_l$ corresponding to the typical length of the liquid core for the superpulsating mode of a coaxial injector [104, 105, 106].

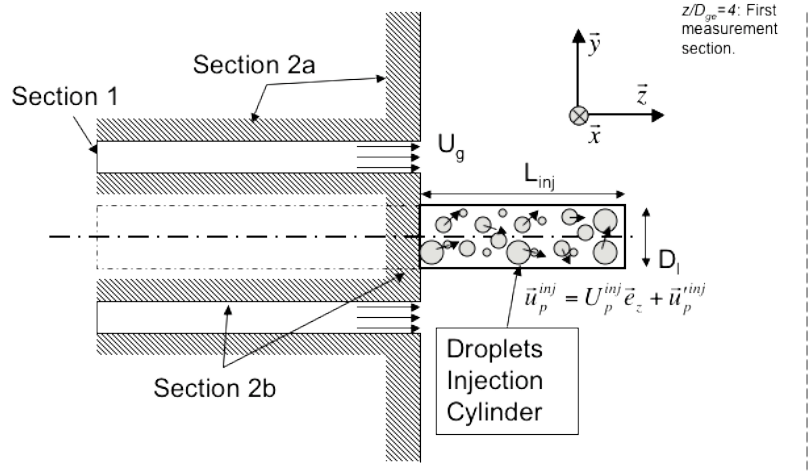


FIGURE 6.3 – Injection of droplets

Droplet diameters are sampled in a log-normal distribution whose density number function is :

$$f_n(d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} d_p \sigma} exp\left(-\frac{\left(\ln \frac{d_p}{D_{10}^{inj}} - \mu \right)^2}{2\sigma^2} \right) \tag{6.2}$$

where D_{10}^{inj} is the injected mean diameter. The parameters σ and μ depend of D_{10}^{inj} and the

injected RMS diameter D_{RMS}^{inj} :

$$\sigma = \sqrt{ln\left[\left(\frac{D_{RMS}^{inj}}{D_{10}^{inj}}\right)^2 + 1\right]} \text{ and } \mu = -\frac{ln\left[\left(\frac{D_{RMS}^{inj}}{D_{10}^{inj}}\right)^2 + 1\right]}{2} \tag{6.3}$$

A direct measurement of the injected mean and RMS diameters ($D_{10}^{inj}, D_{RMS}^{inj}$) in the injection plane is not possible since the spray is too dense in this part of the flow. Therefore, these two parameters are estimated using the closest experimental data to the injector at $z/D_{ge} = 4$. They are obtained by averaging all droplets measured with the PDA at $z/D_{ge} = 4$:

$$D_{10}^{inj} = \frac{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N_i} d_{pj}}{\sum_{i=1}^{M} N_i} \text{ and } D_{RMS}^{inj} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N_i}\left(d_{pj} - D_{10}^{inj}\right)^2}{\sum_{i=1}^{M} N_i}} \tag{6.4}$$

where the index j corresponds to the summations of droplets in individual samples at different transverse positions y and the index i corresponds to the summation over all samples at $z/D_{ge} = 4$. Figure 6.4 compares the injected log-normal distribution with the experimental pdf of all droplets measured at $z/D_{ge} = 4$. The agreement is good for most diameters d_p excepted around $d_p = 20$ μm where f_n is underestimated by the log-normal interpolation. For the three configurations, the coaxial atomizer generates a large range of droplet sizes. Therefore, the diameter distribution was split in four size classes : 1) $d_p < 20\mu m$, 2) $20\mu m \leq d_p < 50\mu m$, 3) $50\mu m \leq d_p < 100\mu m$, 4) $50\mu m \leq d_p$. Dashed vertical lines on Figure 6.4 materializes the separation between classes. For the biggest droplets in class 4), the duration of LES computation was not long enough to provide perfectly converged data and no results will be presented for class 4) in the rest of the paper.

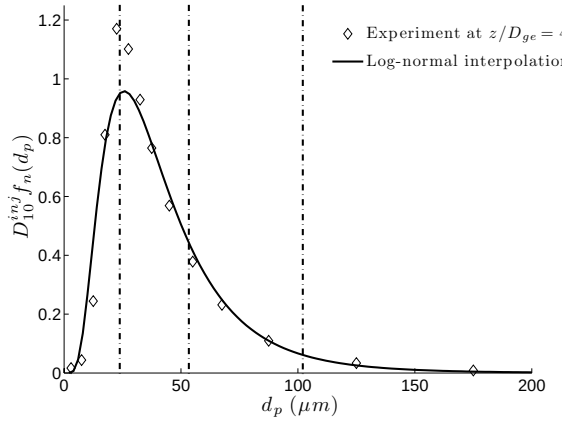
The initial velocity of the droplets is :

$$\overrightarrow{u_p^{inj}} = U_p^{inj}\overrightarrow{e_z} + \overrightarrow{u_p'^{inj}} \tag{6.5}$$

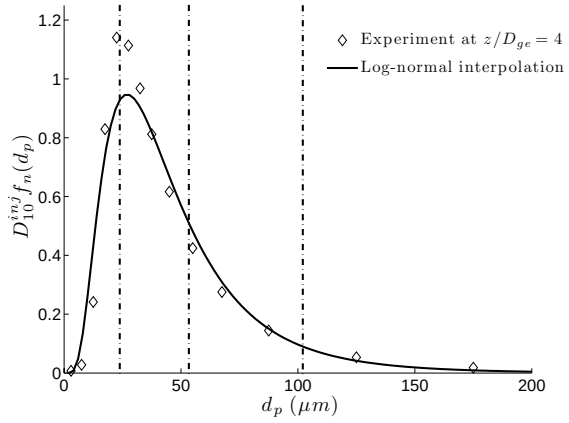
where U_p^{inj} is the mean injected velocity which is purely axial and $\overrightarrow{u_p'^{inj}}$ is a three-dimensional white noise with a maximal amplitude $u_{pmax}'^{inj}$ for each cartesian direction. The fluctuations added on the droplet velocities are supposed to be uncorrelated to the gas turbulent velocities fluctuations. Table 6.5 presents the values of the parameters used to inject particles for each configuration. As for the mean diameters, the choice of U_p^{inj} and $u_{pmax}'^{inj}$ is difficult. An evaluation of U_p^{inj} interpolating experimental data at $z/D_{ge} = 4$ and assuming a linear relationship between $z = 0$ and $z/D_{ge} = 4$ gives $U_p(z = 0) \simeq 15$ m/s for (Coax). In several primary break-up models [34, 107], the entrainment velocity of liquid from the liquid core U_e is estimated by :

$$U_e \propto \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} U_{ginj} \tag{6.6}$$

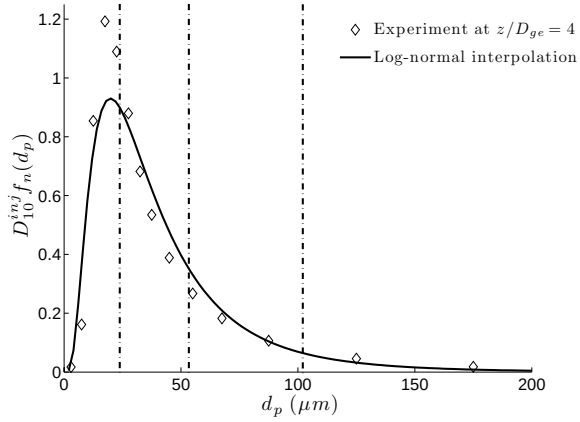
In the case of (Coax), this equation gives $U_e \simeq 6$m/s. Therefore, using these two evaluations, U_p^{inj} is set equal to 10m/s and this value is kept constant for all configurations. The value of $u_{pmax}'^{inj}$ is also set by interpolating the experimental value of the axial RMS droplet velocity W_p^{RMS} at $z/D_{ge} = 4$: $u_{pmax}'^{inj} = 10$ m/s.



(a) (Coax)



(b) (Dev55)



(c) (Sw2)

FIGURE 6.4 – Inflow conditions for the number distribution $f_n(d_p)$. Comparison between the experimental distribution at $z/D_{ge} = 4$ and the prescribed Log-normal interpolation.

TABLE 6.5 – Injection of droplets

	Coax	Dev	Sw
D_{10}^{inj} (μm)	43	50	50
D_{RMS}^{inj} (μm)	33	40	48
D_{min} (μm)	3		
D_{max} (μm)	200		
U_p^{inj} (m/s)	10		
$u_{pmax}^{\prime inj}$ (m/s)	10		

6.2 Characterisation of control on the air flow

Before describing the effects of actuation on the liquid jet, it is useful to characterize the effects of control on the carrier phase (air) without spray. This is done in this section by using both simulation and experiments in the the case where no liquid is injected. First, Section 6.2.1 compares two LES computations of the annular air jet (Coax) with and without injection of turbulence at the injector inlet. Then Section 6.2.2 focuses on the comparison LES/experiment for the three configurations (Coax), (Dev55) and (Sw2). The objective is here to understand the effect of actuators on the carrier phase.

6.2.1 Influence of the turbulence injection on the LES of the annular jet (Coax)

Context

The objective of Section 4.2 was to propose a method to inject turbulence with correct statistics on the inlets of the computation domain for the LES of the IMFT experiment. The Kraichnan method was selected as the technique to generate the turbulent signal. It was also demonstrated that the classical NSCBC procedure could not impose the mean profile, inject turbulence and still define a non-reflecting inlet boundary condition for acoustic waves. A new boundary condition called VFCBC has been developped to overcome this problem. The objective is now to demonstrate the interest of injecting turbulence in LES especially for the cases presented in this chapter. This section presents two LES computation of the annular jet (Coax) :

1. (Coax^{NT}) : The (Coax) configuration is simulated by only injecting the mean velocity profile following the 1/7 power law on the inlet patch (Figure 6.2(a) : Section 1). It implies that the incoming flow is laminar .
2. (Coax^{T}) : The (Coax) configuration is computed by injecting the same velocity mean profile on the inlet. However, a 10% turbulent perturbation is added on the incoming flow.

Characteristics of the initial region of the jet ($z/D_{ge} < 5$) are extracted from these two simulations. They are compared with literature for similar geometries and with Hot-wire measurements performed on the IMFT experiment.

Initial region of annular jet

Before presenting results on the (Coax) configuration, it is interesting to give some details about annular jets. This type of flow has been the subject of many studies and publications

[108, 109, 110, 111, 112, 113] for the last decades owing to its incorporation into the design of many burning or fluidic devices. The flow in an annular configuration is forced to circumvent a central obstacle (disk, cone or cylinder) placed on the exit of the nozzle. This object, often called "bluff body", strongly modify the structure of the near-field of the jet. Ko and Chan [109] propose to divide the initial region of annular jet in three zones (Figure 6.5) :

1. The initial merging zone which is the nearest zone to the nozzle exit and ends where the potentiel core disappears. As for a single jet, the potential core is the zone where the mean velocity remains equal to the exit velocity. However, here, the potential core is annular. It surrounds an internal recirculating zone occuring behind the bluff body whithin the axial component of the gas velocity is negative. This recirculating region ends at the stagnation point which is defined by the point of the jet axis where $\overline{u}_z = 0$.
2. The intermediate zone imediadiately downstream of the initial merging zone. In this part of the flow, the annular jet and the outer mixing region merge at the central axis of the nozzle (Reattachment point).
3. The fully merged zone where the flow behaves like a combined jet with characteristics similar to those of a single jet [113]

Davies and Beer [110] define the blockage ratio RB as the ratio of the bluff-body exit surface to the exit surface of the nozzle. They showed that the length of the recirculating zone shortens when RB increase. In the case of this study, the bluff body is the internal tube of the coaxial injector (Figure 6.1(a)). So the blockage ratio is :

$$RB = \left(\frac{D_{gi}}{D_{ge}}\right)^2 = 0.53 \tag{6.7}$$

For Reynolds number ($Re_g = 33284$) and blockage ratio ($RB = 0.5$) similar to (Coax), Durao and Whitelaw [111] showed that the length of the recirculating was of around $0.7D_{ge}$. For a lower blockage ratio $RB = 0.2$, Ko and chan [109] find the stagnation point at $z/D_{ge} = 1.45$ and the reattachment point at $z/D_{ge} = 4$.

LES of the annular jet

Figure 6.6 presents two snapshots of instantaneous velocity close to the injector ($z/D_{ge} < 5$) corresponding respectively to (Coax^{NT}) (Figure 6.6(a)) and to (Coax^{T}) (Figure 6.6(b)). It reveals important differences in the merging regions between (Coax^{NT}) and (Coax^{T}). First, turbulence is established in the injector duct in the case (Coax^{T}) whereas flow remains laminar in the whole tube and in the initial merging zone for (Coax^{NT}). For this last case, turbulence is established further in the intermediate merging zone close to the point of reattachment. For (Coax^{T}), the turbulent inlet initiates large coherent structures which are convected to the outlet of the injector (Figure 6.6(b)). These eddies improve the mixing of the potential core with the recrculating zone and the outer mixing layer and accelerate its desintegration.

These first observations must be confirmed by the velocity statistics. Figure 6.7 and 6.8 present respectively average and RMS axial velocity fields. The top of each figure ($x = 0,\ y > 0$) corresponds to (Coax^{NT}) and the bottom corresponds to (Coax^{T}). This disposition enables to visualize differences between the two LES computations. In order to evaluate the position of the reattachment point, the curve $\partial\overline{u}_z/\partial y = 0$ is added on both sides of Figure 6.7. As noticed on instantaneous snapshot, the length of the potential core is sharply reduced when turbulence is injected. The recirculation zone is also sensibly shortened. The stagnation point position is at

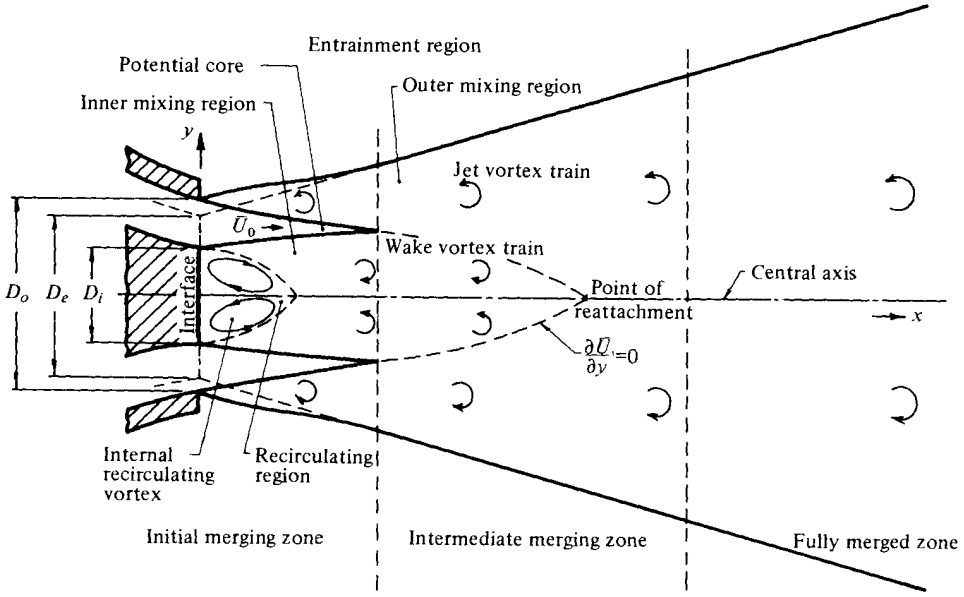
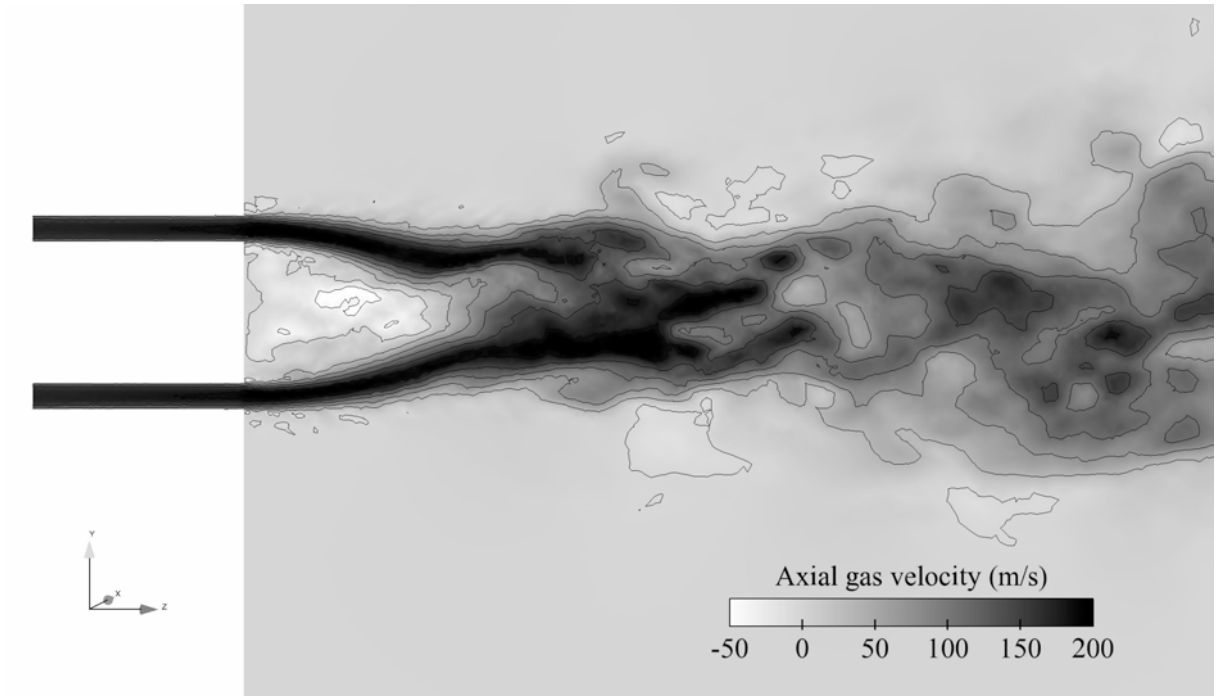


FIGURE 6.5 – Schematic profile of initial region of annular jet (Ko and Chan 1978 [109])

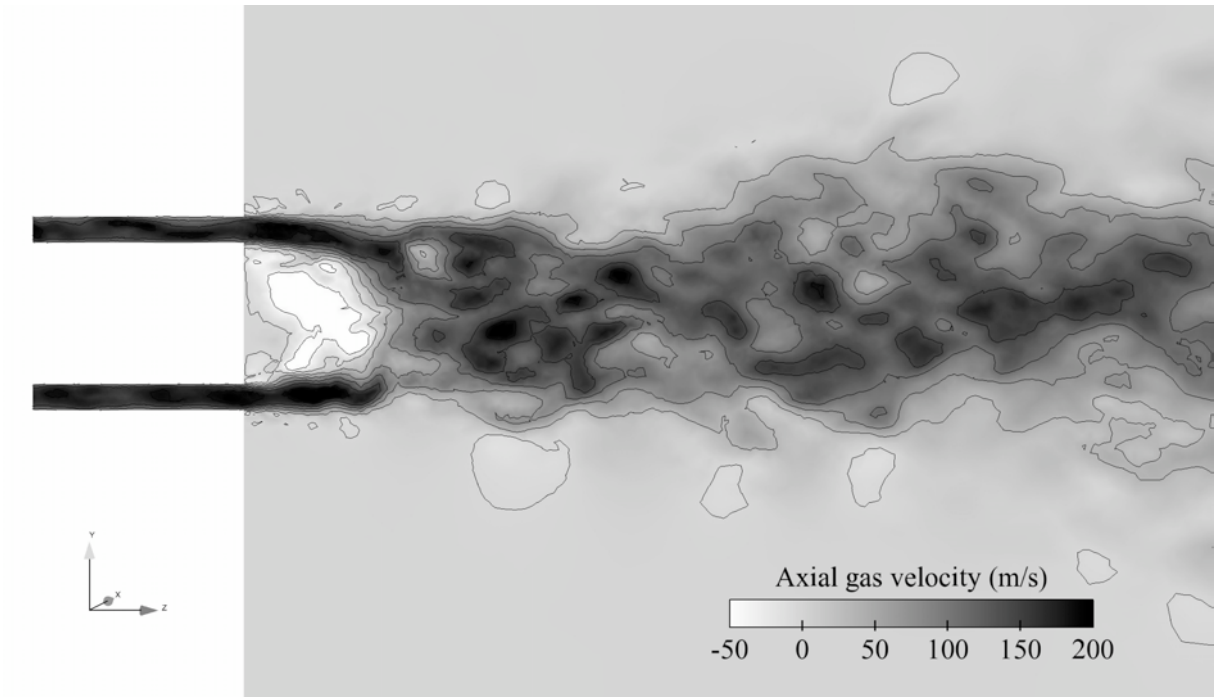
$z/D_{ge} = 1$ for (Coax^{NT}) versus $z/D_{ge} = 0.7$ for (Coax^{T}). This last position coincidates with the value measured by Durao and Whitelaw [111] for the same blockage ratio and Reynolds number. Turbulence injection also reduced the transition of the annular jet to a single jet feature, moving the reattachment point from $z/D_{ge} = 2.2$ to $z/D_{ge} = 1.7$.

These differences are explained by a change in the turbulent mixing process between the annular jet and the ambient air. When a laminar velocity profile is injected, maxima of RMS axial velocity are reached in the intermediate zone (Top of Figure 6.8). Turbulent mixing essentially occurs in the outer mixing region by gas entrainment from the jet periphery. Injecting turbulence at the inlet of the injector (Bottom of Figure 6.8) establishes turbulence in the tube and in the potential core displacing maxima of RMS velocity to the initial merging zone. Therefore, turbulent mixing does not occur only in the outer mixing region but also in the mixing layer between the potential core and the recirculating zone.

If the injection of turbulence sensibly modifies the topology of the jet close to the nozzle, it must be determined if it improves the agreement between LES and experiment. Figure 6.9 compares experimental radial profiles of mean and RMS hot-wire velocities U_{hw} and U_{hw}^{RMS} with the LES computations (Coax^{NT}) and (Coax^{T}). The locations of these profiles are $z/D_{ge} = 0.25, 0.75, 1.5, 2, 3$. The injection of turbulence improves the agreement between LES and experiment. First, maxima of mean velocity are well predicted by (Coax^{T}) whereas they are overestimated by (Coax^{NT}). The recirculating zone is characterized by negative axial velocity. However, as the hot-wire provides a positive combinaison of velocity components (Eq. 3.7), the recirculating zone appears as a local maximum of velocity on the jet axis. At $z/D_{ge} = 0.25$, the intensity of this maximum is correct in the case of (Coax^{T}) but underestimated by (Coax^{NT}). At $z/D_{ge} = 0.75$ this maximum has disappeared on the experimental and the (Coax^{T}) profiles but not for (Coax^{NT}). Both LES computations overestimate the RMS hot-wire velocities. These overshoots may be caused by the limited resolution of the mesh at the exit of the injector. The Smagorinsky subgrid model becomes inefficient to correctly predict the contribution of



(a) Injection d'un profil laminaire



(b) Injection de turbulence

FIGURE 6.6 – LES instantaneous snapshots of axial gaz velocity fields u_z in the mid-plane $x = 0$: (a) (Coax^{NT}) : laminar incoming flow, (b) (Coax^{T}) : turbulent incoming flow

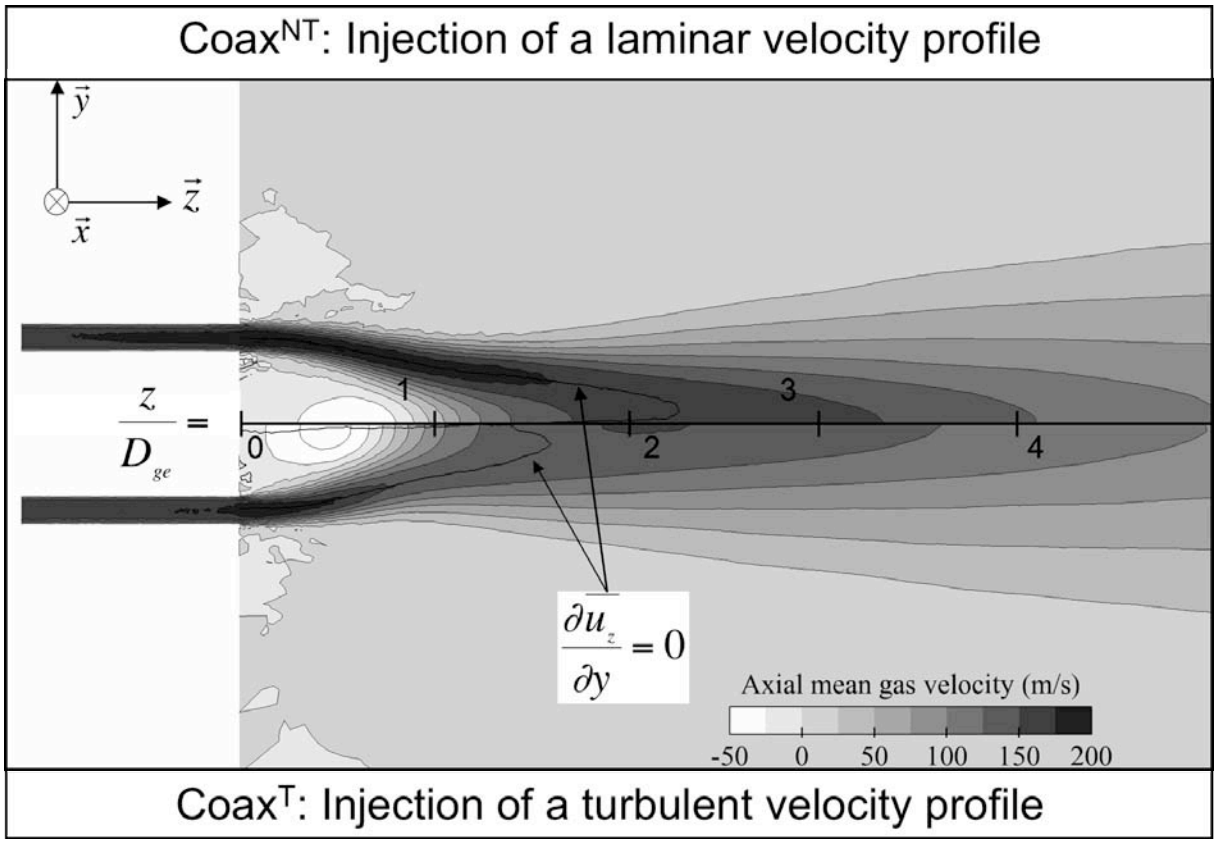


FIGURE 6.7 – LES mean axial velocity field in the plane $x = 0$: top - (Coax^{NT}) : laminar incoming flow, bottom - (Coax^{T}) : turbulent incoming flow

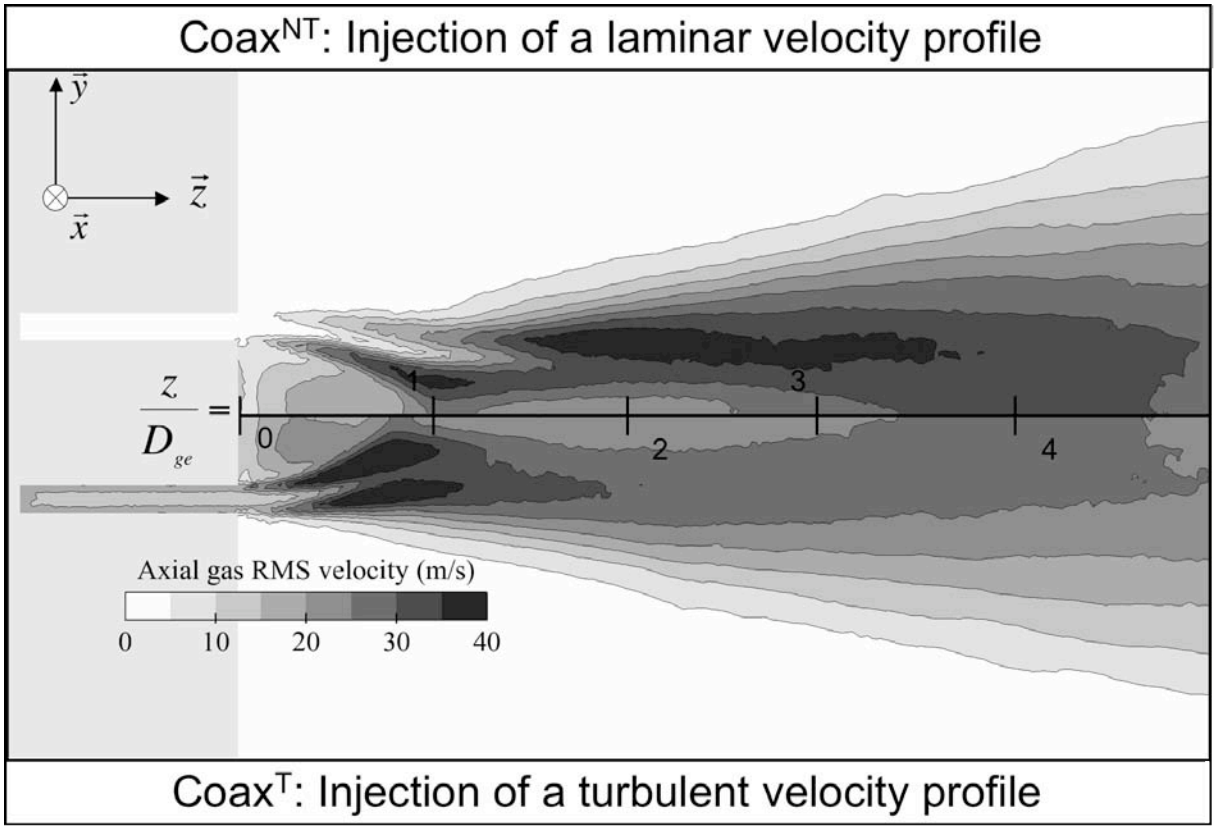
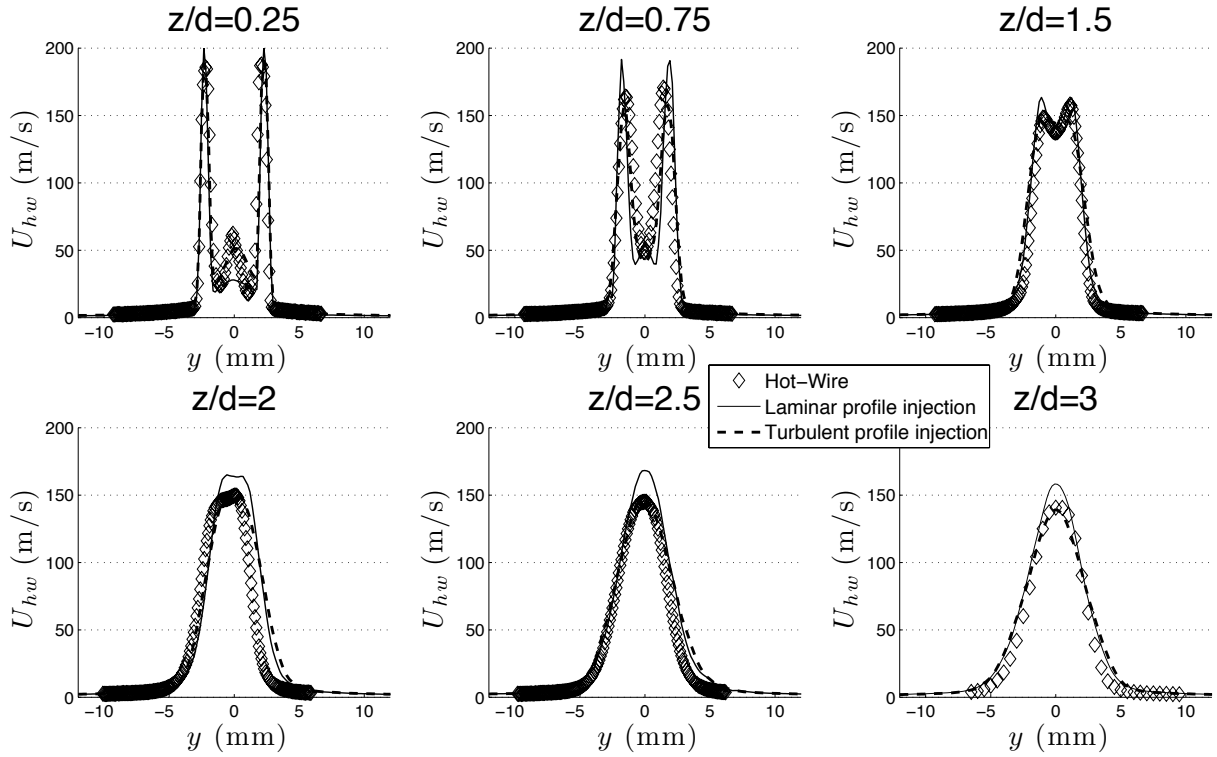
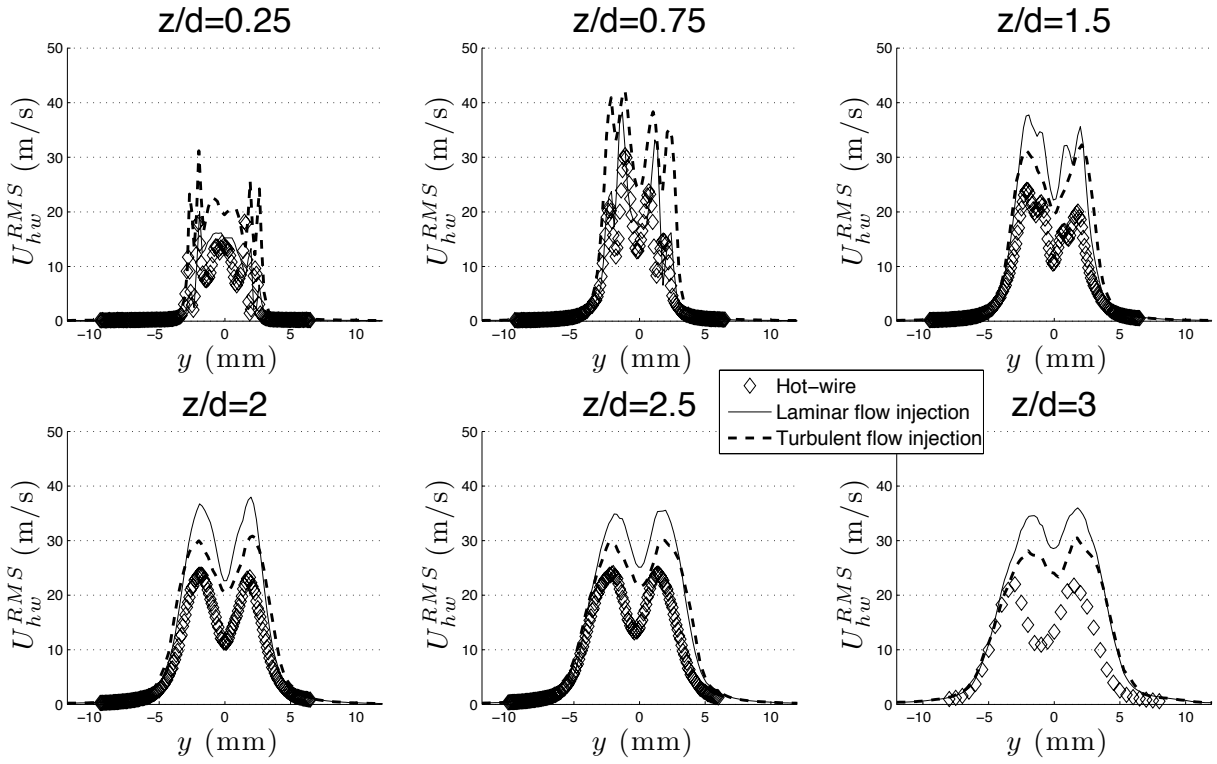


FIGURE 6.8 – LES RMS axial velocity field in the plane $x = 0$: top - (Coax^{NT}) : laminar incoming flow, bottom - (Coax^{T}) : turbulent incoming flow

subgrid turbulence in this zone [114]. However, injection of turbulence improves this results from $z/D_{ge} = 1.5$.



(a) Mean Hot-wire velocity



(b) RMS Hot-wire velocity

FIGURE 6.9 – Profiles of mean Hot-wire velocity (Top) and RMS Hot-wire velocity (Bottom) : comparison of the LES calculations (Coax$^N T$) and (Coax^T) with experiment.

6.2.2 Effects of actuators on the carrier phase

Figures 6.10, 6.11 and 6.12 present experimental and LES fields of the gas mean velocity U_{hw} and RMS velocity U_{hw}^{RMS} for the three configurations (Coax), (Dev55) and (Sw2). Velocities are compared here in terms of two-dimensional fields because the actuators generate three-dimensional complex flows. Without control, the jet contours are axisymmetric (Figure 6.10), but the use of one impacting actuator for (Dev55) (Figure 6.11) generates "heart shape" contours close to the injectors. The flow then evolves into an elliptic jet. For the swirl configuration (Sw2) (Figure 6.12), even if actuators are placed symmetrically around the injector, they actually provide an helicoidal pattern to the jet. Experimental and numerical fields also reveal a rotating pattern around the axis of the jet suggesting a spiraling motion around $\overrightarrow{z}$.

These fields qualitatively demonstrate the good agreement between experiment and LES. Shapes and expansion of contours are well described by the computation. To compare more quantitatively LES and experiment, line profiles at $x = 0$ extracted from the two-dimensional fields are presented on Figures 6.13, 6.14 and 6.15. For each configuration, LES profiles are in good agreement with the experimental ones. Only a small overshoot of RMS velocity is observed in the near field of the jet ($z/D_{ge} \leq 3$). As suggested in Section 6.2.1, these overshoots may be caused by the limited resolution of the mesh at the exit of the injector.

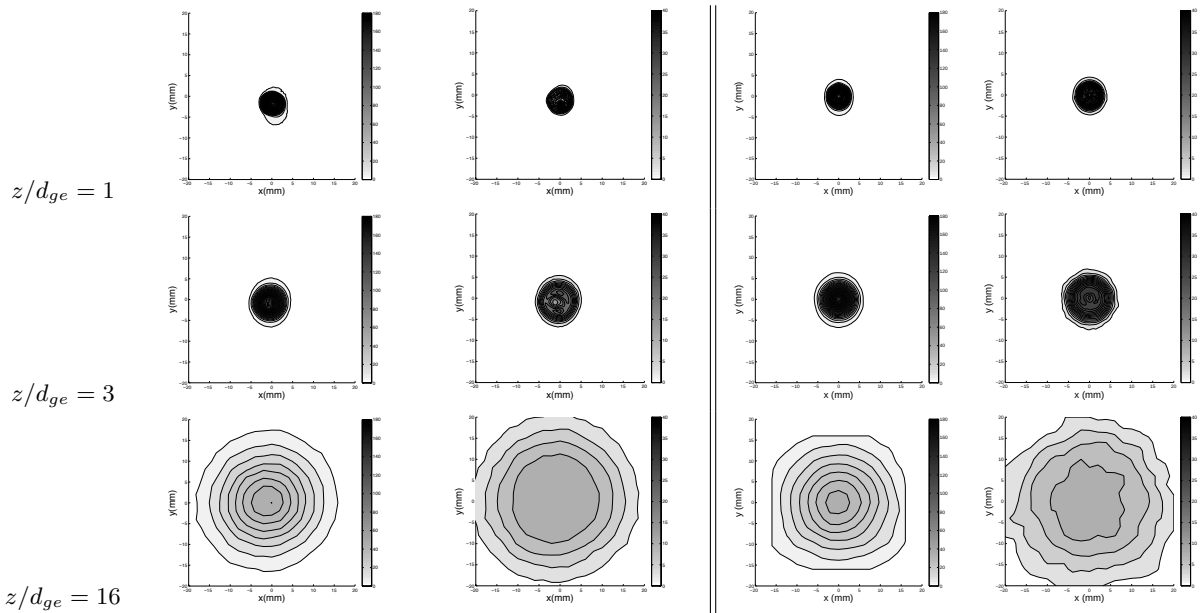
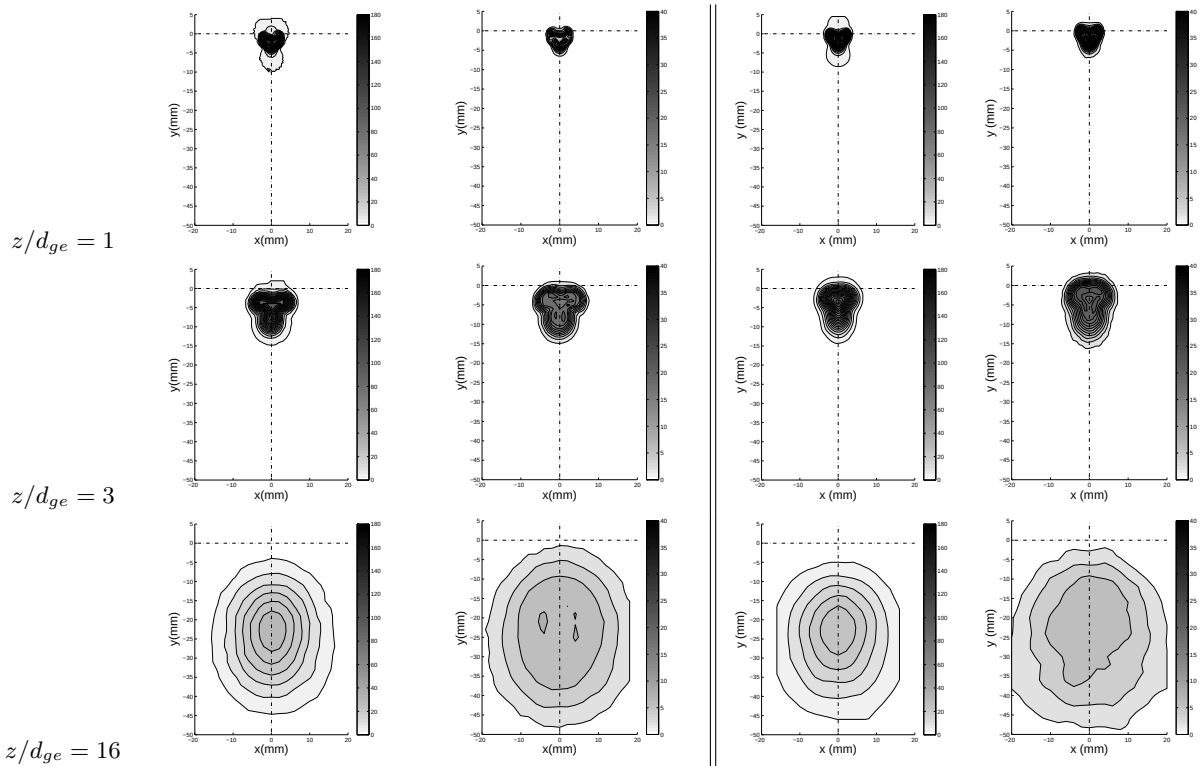


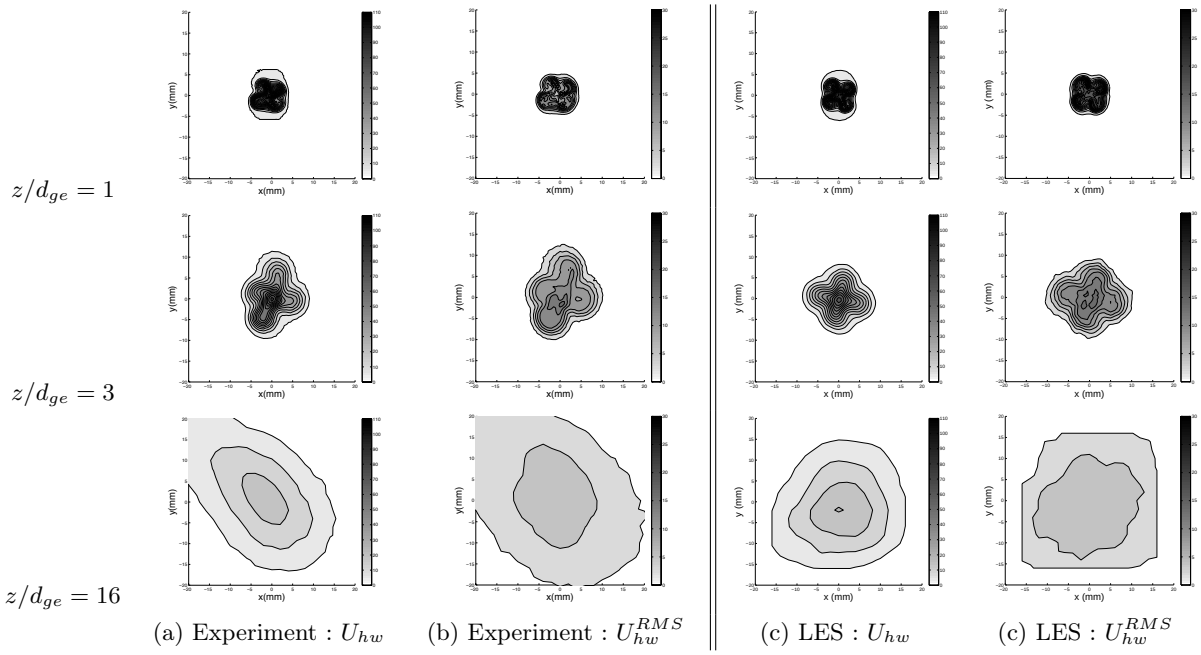
FIGURE 6.10 – (Coax) : Hot-wire mean and RMS velocity fields. Comparison of Experiment and LES.

To evaluate the effects of control on the structures of the actuated jets, it is interesting to extract characteristic quantities from experimental and numerical results and to compare them with the literature dedicated to jets and other free shear flows. Figure 6.16 presents the evolution of the maximal mean hot-wire velocity U_{hw}^{max} for the three configurations. A first observation is the absence of potential core : the maximal velocity decreases for all z values. For an equivalent round jet, the potential core length is typically around $5D_{ge}$ [115]. In the region $z/D_{ge} < 3$, the flow is composed of a thin cylindrical layer with high axial velocity surrounding a recirculating zone. This configuration is unstable and high velocity gases rapidly enter the recirculating zone



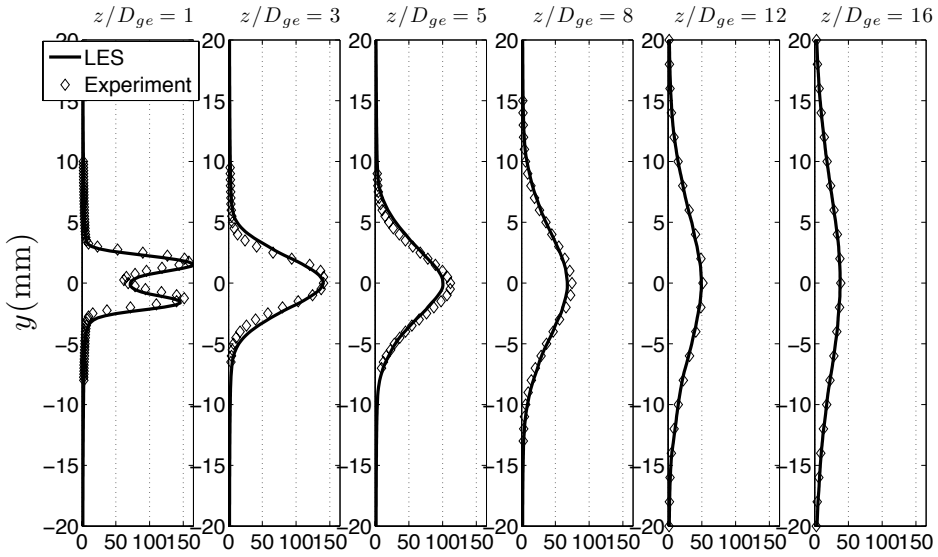
(a) Experiment : U_{hw} (b) Experiment : U_{hw}^{RMS} (c) LES : U_{hw} (c) LES : U_{hw}^{RMS}

FIGURE 6.11 – (Dev55) : Hot-wire mean and RMS velocity fields. Comparison of Experiment and LES.

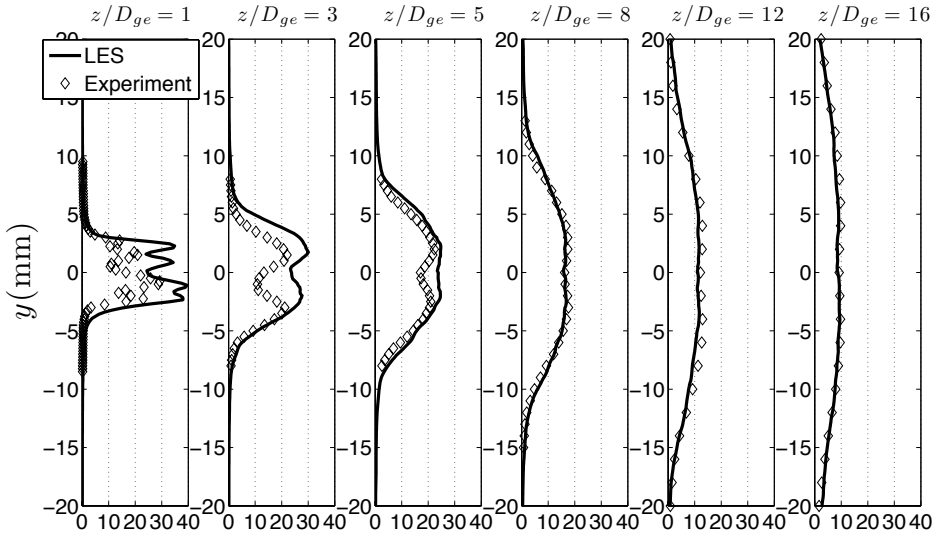


(a) Experiment : U_{hw} (b) Experiment : U_{hw}^{RMS} (c) LES : U_{hw} (c) LES : U_{hw}^{RMS}

FIGURE 6.12 – (Sw2) : Hot-wire mean and RMS velocity fields at $z/D_{ge} = 1, 3, 5, 8, 12, 16$. Comparison of Experiment and LES.

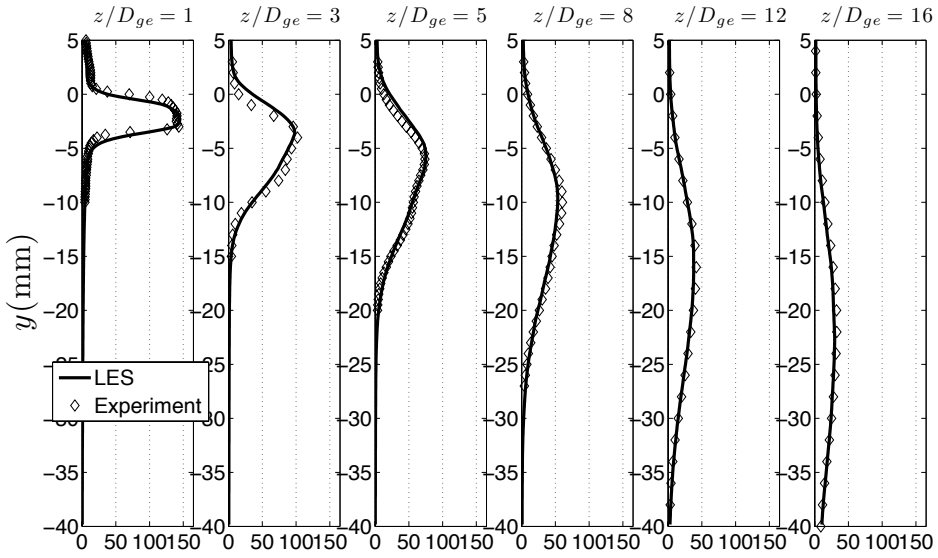


(a) U_{hw}

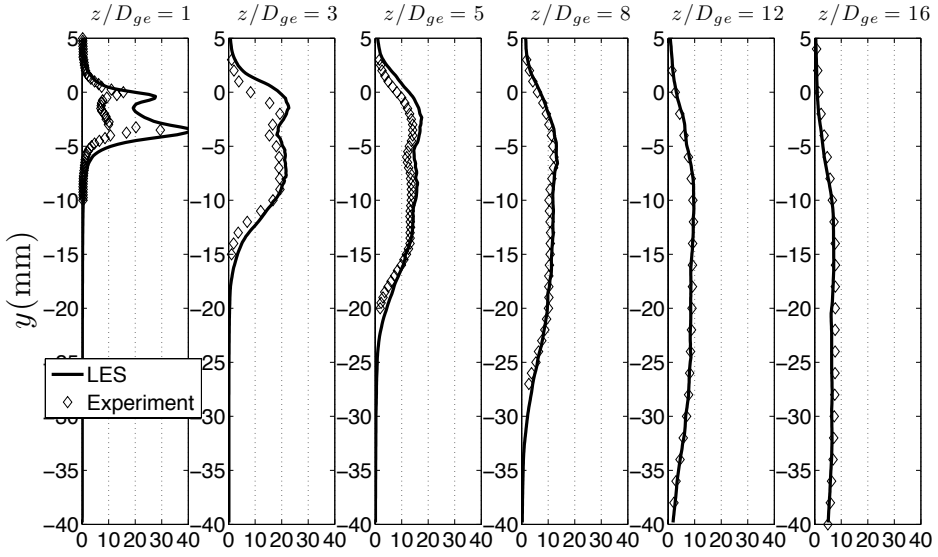


(b) U_{hw}^{RMS}

FIGURE 6.13 – Profiles of mean velocity (Top) and RMS velocity (Bottom) at $x = 0$ for (Coax). Comparison between LES and Experiment.

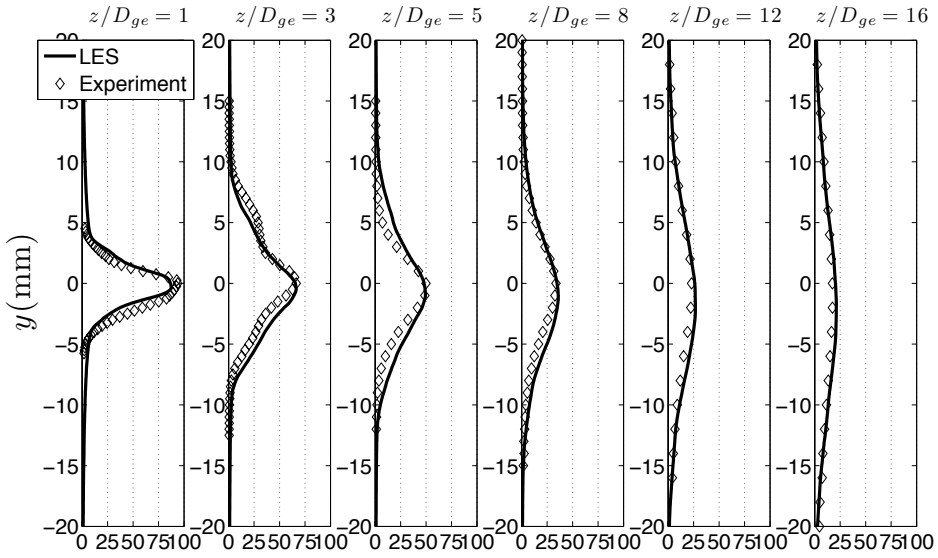


(a) U_{hw}

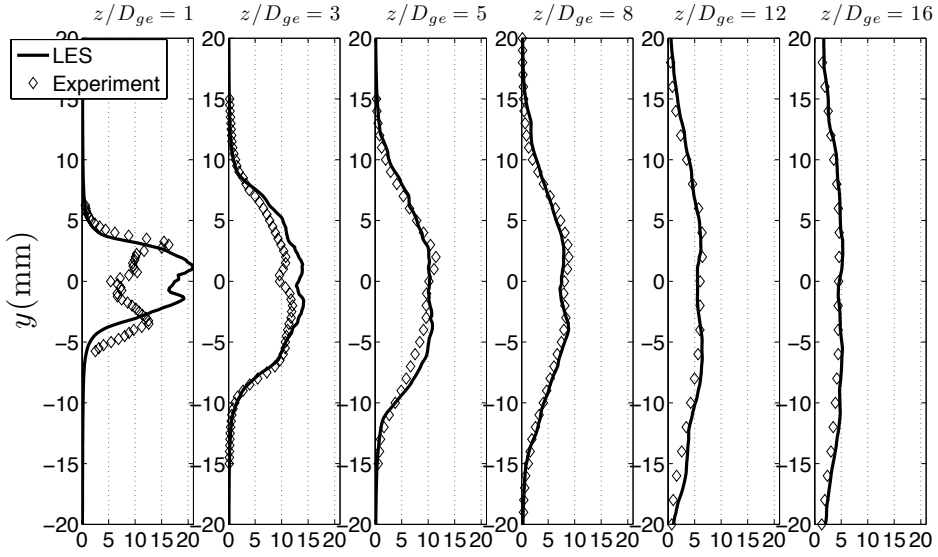


(b) U_{hw}^{RMS}

FIGURE 6.14 – Profiles of mean velocity (Top) and RMS velocity (Bottom) at $x = 0$ for (Dev55). Comparison between LES and Experiment.



(a) U_{hw}



(b) U_{hw}^{RMS}

FIGURE 6.15 – Profiles of mean velocity (Top) and RMS velocity (Bottom) at $x = 0$ for (SW2). Comparison between LES and Experiment.

leading to a round jet : U_{hw}^{max} decreases hyperbolically from $z/D_{ge} \geq 4$ for all configurations :

$$\frac{U_{hw}^{max}(z)}{U_b} \sim A_U \times \frac{D_{ge}}{z} \tag{6.8}$$

The coefficient A_U is equal for the three configurations : $A_u = 4.1$. This value is sensibly lower than the cofficient of decrease obtained for the round jet [116, 117, 118, 119] for which most studies give $A_u \sim 5.9$.

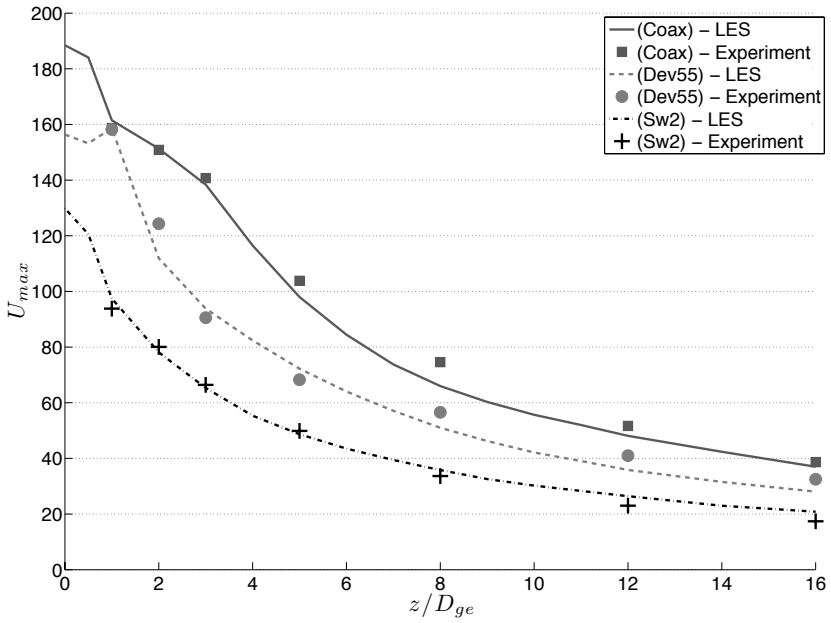


FIGURE 6.16 – Decrease of the maximum Hot-wire velocity - Comparison of LES and Experiment

Concerning the configuration (Dev55), the expansion of the jet on Figure 6.17 can be characterized by the maximal and the minimal value of $y_{0.5}$, where $y_{0.5}$ is defined by :

$$U(0, y_{0.5}, z) = \frac{1}{2} U_{hw}^{max}(z) \tag{6.9}$$

The jet deviation is defined from the position of maximal velocity y_{max} :

$$U(0, y_{max}, z) = U_{hw}^{max}(z) \tag{6.10}$$

A linear fit for $y_{0.5min}$, y_{max} and $y_{0.5max}$ gives slopes respectively equal to $A_{0.5min} = -0.39$, $A_{max} = -0.26$ and $A_{0.5max} = -0.17$. A_{max} corresponds to a deviation angle $\alpha_g^{Dev} = 15.1°$. Figure 6.18 compares the profiles of U_{hw} for (Coax) and (Dev55) at $z/D_{ge} = 12$. The reference dimension for y is the half-width of the coaxial jet without control $y_{0.5}^{Coax}$. At this distance of the injector, the deviated jet is an ellipse with a major diameter aligned along $\overrightarrow{y}$ (cf. Figure 6.11). The relative expansion of the deviated jet in this direction compared to (Coax) can be evaluated using the ratio :

$$\Lambda_g^{Dev} = \frac{\left(y_{0.5max} + y_{0.5min}\right)/2 - y_{0.5}^{Coax}}{y_{0.5}^{Coax}} \tag{6.11}$$

At $z/D_{ge} = 12$, Figure 6.18 gives an expansion ratio Λ_g^{Dev} equal to 0.35.

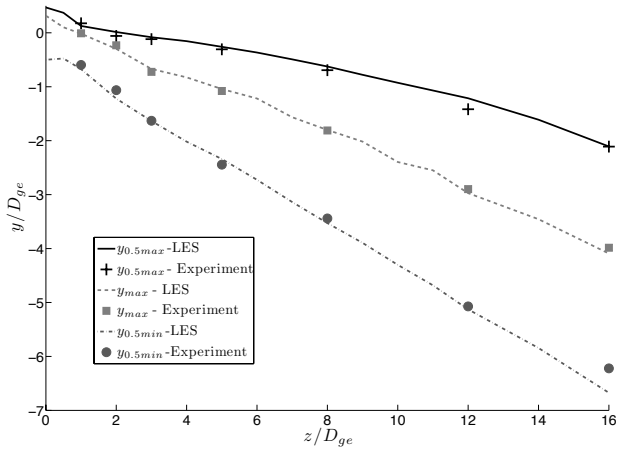


FIGURE 6.17 – Deviation and expansion of the jet for the configuration (Dev55)

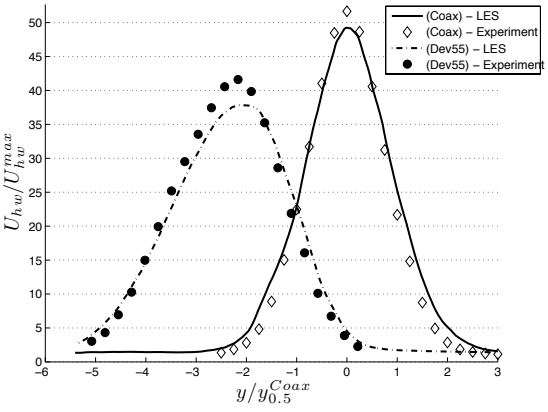
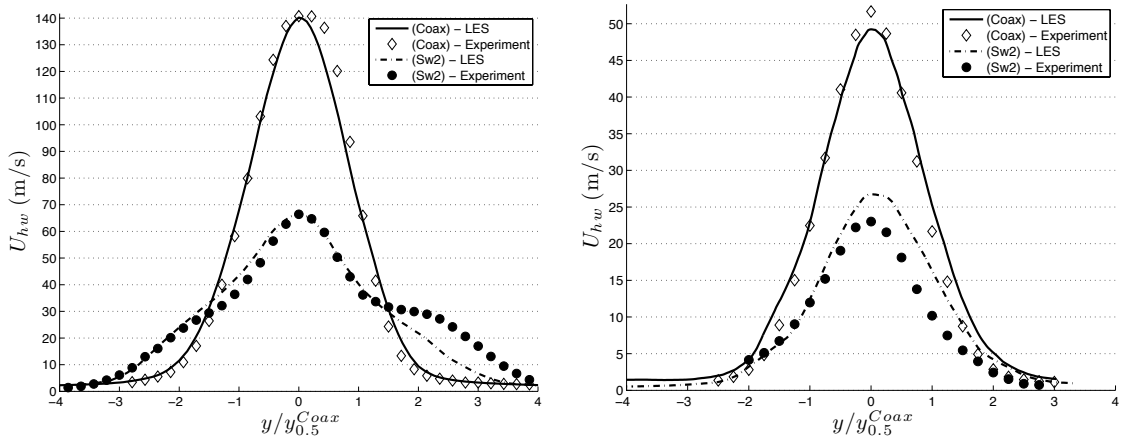


FIGURE 6.18 – Comparison of hot-wire velocity profiles for (Coax) and (Dev55) at $z/D_{ge} = 12$.

Figure 6.19 compares the profiles of the hot wire velocity (measured experimentally and reconstructed from LES) U_{hw} for (Coax) and (Sw2) at $z/D_{ge} = 3$ and 12. The main effect of swirl is to increase the width of the jet close to the injection [120] : by adapting Eq. 6.11 to configuration (Sw2), the expansion ratio Λ_g^{Sw} is equal to 0.37 for $z/D_{ge} = 3$ (Figure 6.19(a)). However, this effect decreases further in the jet and for $z/D_{ge} = 12$, the half-widths of the jets for (Coax) and (Sw2) are nearly equal (Figure 6.19(b)). This phenomenon is due to the fact that for the control rate $R = 0.4$, swirl effects are still low. The swirl number [120] S enables to



(a) $z/D_{ge} = 3$ (b) $z/D_{ge} = 12$

FIGURE 6.19 – Comparison of hot-wire velocity profiles for (Coax) and (Sw2) at $z/D_{ge} = 3$ and $z/D_{ge} = 12$.

characterize the degree of swirl imparted to the flow by the tangential actuators of (Sw2). It is the ratio of the axial flux of swirl momentum M_{u_ϕ} by the axial flux of axial momentum M_{u_z} :

$$S = \frac{M_{u_\phi}}{(D_{ge}/2)M_{u_z}} \tag{6.12}$$

where

$$M_{u_z}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \rho_g \overline{u_z}^2 dr d\phi \tag{6.13}$$

and

$$M_{u_\phi}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \rho_g r \overline{u_z}\, \overline{u_\phi} dr d\phi \tag{6.14}$$

The swirl number is difficult to evaluate experimentally. It requires the measurement of the three velocity components. In some simple situations, models enable an estimation of this number [14] but in our case the interactions between actuators and the jet in the injector are complex. LES is a more precise tool to evaluate S since swirl and axial moments can be directly computed. Figure 6.20 presents the evolution of M_{u_z} and M_{u_ϕ} obtained with LES for (Coax) and (Sw2). These quantities are normalized by the initial momentum flow rate M_0 when no control is activated :

$$M_0 = \pi \rho_g U_b^2 \frac{D_{ge}^2 - D_{gi}^2}{4} \tag{6.15}$$

For a free shear flow, M_{u_z} and M_{u_ϕ} are constants [121, 122]. This assumption is verified by LES results for both configuration (Coax) and (Sw2). As expected, since the total air flow rate

is constant, diverting a portion of this air into the swirling actuator jets leads to a substantial reduction of the axial flux $M_{u_z}$for the swirled case (Sw2) compared to the reference case (Coax). For the configuration (Sw2), the swirl number is equal to 0.25, which corresponds to a low degree of swirl ($S \leq 0.6$).

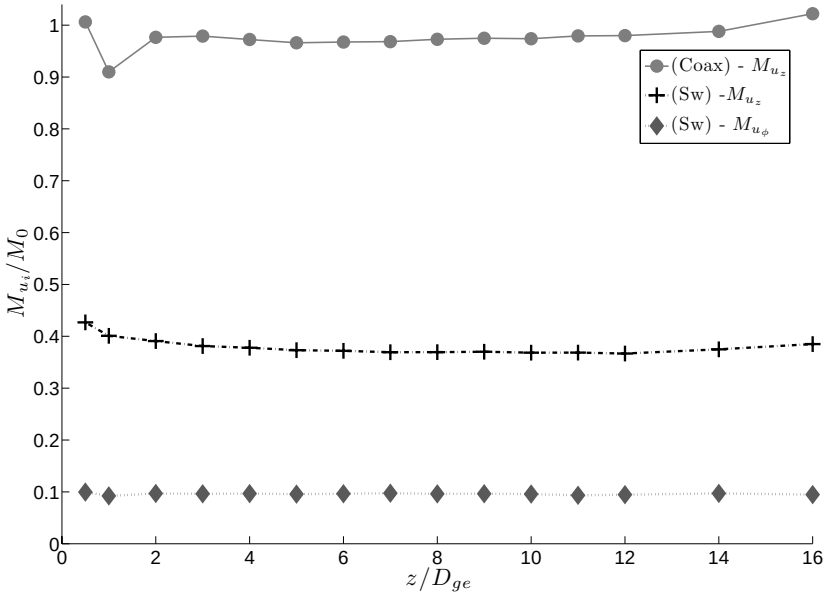
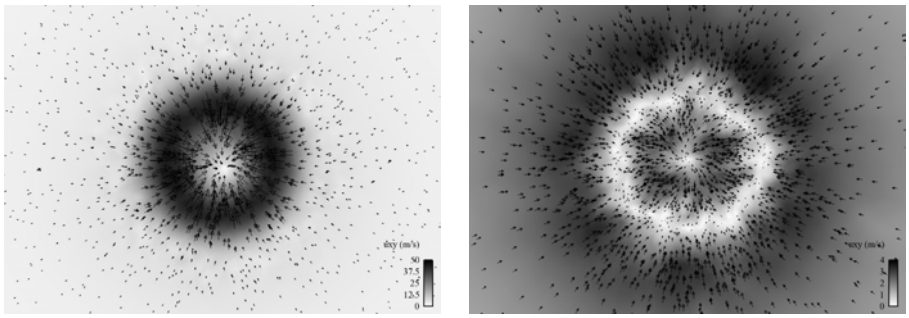


FIGURE 6.20 – Axial flux of axial momentum M_{u_z} and Axial flux of swirl momentum M_{u_ϕ} computed from LES. Comparison of (Coax) and (Sw2).

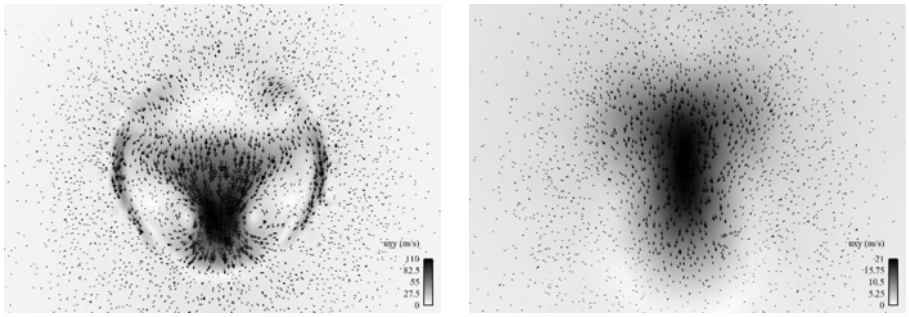
6.2.3 Flow structures induced by control

Figures 6.21, 6.22 and 6.23 present the intensity and the vector field of U_{xy} : the LES mean velocity projected on the planes $z/D_{ge} = 0.75$ and $z/D_{ge} = 4$ respectively for (Coax), (Dev55) and (SW2). These fields enable to visualize the jet topology for each configuration. For the configuration (Coax) (Figure 6.21), U_{xy} essentially reveals a radial flow corresponding to the expanding jet. At the axial position $z/D_{ge} = 0.75$, most of the jet expansion is piloted by entrainment to the center of the jet. At $z/D_{ge} = 4$, the expansion of the jet is due to gas entrainment from the periphery of the jet but also from the center of the jet to its periphery. This phenomenon may explain the fact that the axial velocity decreases faster for (Coax) than for a classical round jet (Figure 6.16). The use of actuators complicates the nature of entrainment in the jet. In the case of (Dev55) (Figure 6.22) the impacting jet generates high $\overrightarrow{y}$ velocity levels around the jet center. This zone is surrounded by two counter-rotating vortices. For the swirled configuration (Sw2) (Figure 6.23), the actuators generate four co-rotating vortical structures. These vortices constitute the blades of the propeller shape observed on the experimental and numerical fields of Figure 6.12. These four structures interact and generate a fifth central vortex which explains the spiraling motion of the jet around its axis $\overrightarrow{z}$. An estimation from Figure 6.23 gives a rotation angle equal to 63° wich corresponds to an angular step of 3.5°/mm.



(a) $z/D_{ge} = 0.75$ (b) $z/D_{ge} = 4$

FIGURE 6.21 – LES of (Coax). Intensity and vector field of U_{xy}, the mean velocity projected on the plane.



(a) $z/D_{ge} = 0.75$ (b) $z/D_{ge} = 4$

FIGURE 6.22 – LES of (Dev55). Intensity and vector field of the mean velocity projected on the plane U_{xy}.

6.3 Characterisation of control on the spray

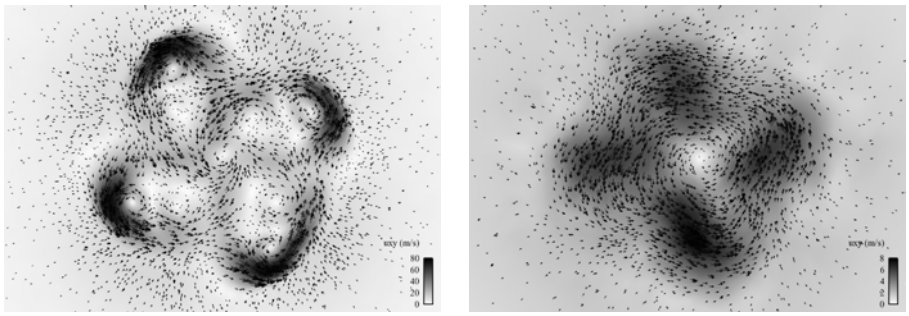
The effects of the actuators on the carrier phase have been described in the previous section. The same tests are now repeated with liquid injection in the central duct of Figure 6.1(a).

6.3.1 Euler-Lagrange LES of the controlled spray

Figure 6.24 displays LES instantaneous snapshots in the planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right) for the uncontrolled case (Coax). Figure 6.25(a) shows the axial gas velocity contours and Figure 6.25(b) presents the corresponding snapshots for spray droplets. Each size class is represented with a different colour : black for 1), grey for 2) and white for 3). As expected, without control, the droplets are dispersed by the coaxial air jet and the spray remains axisymmetric.

The LES was performed by assuming that secondary atomization was negligible. This assumption can be checked a posteriori from the LES data by computing the local Weber number We for the uncontrolled case and each size class :

$$We = \frac{\rho_g \left(\overline{u_z} - W_p\right)^2 D_{10}^i}{\sigma} \tag{6.16}$$

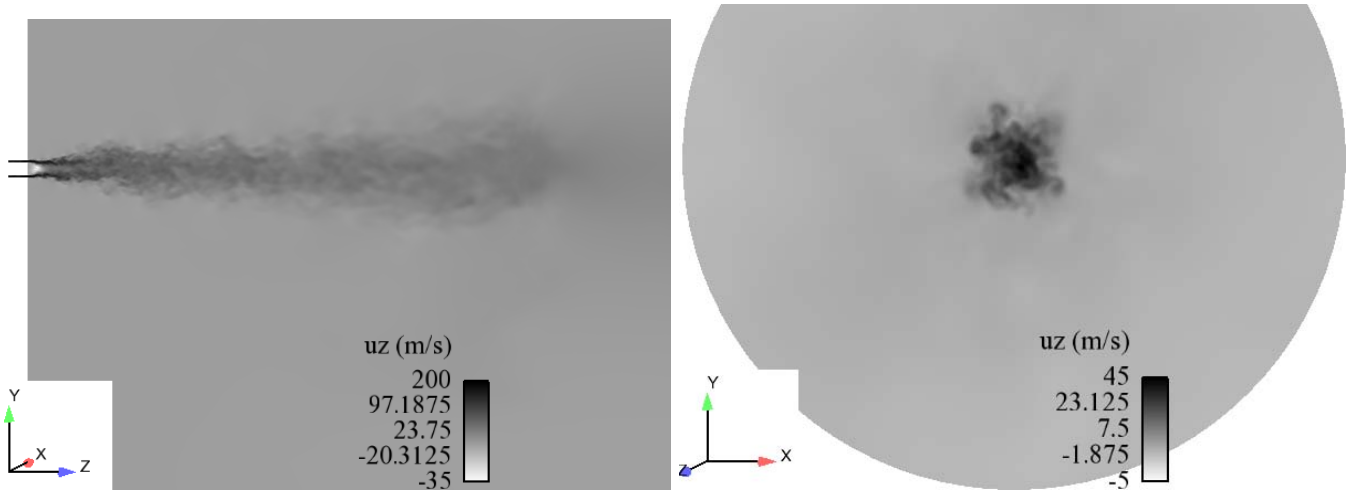


(a) $z/D_{ge} = 0.75$ (b) $z/D_{ge} = 4$

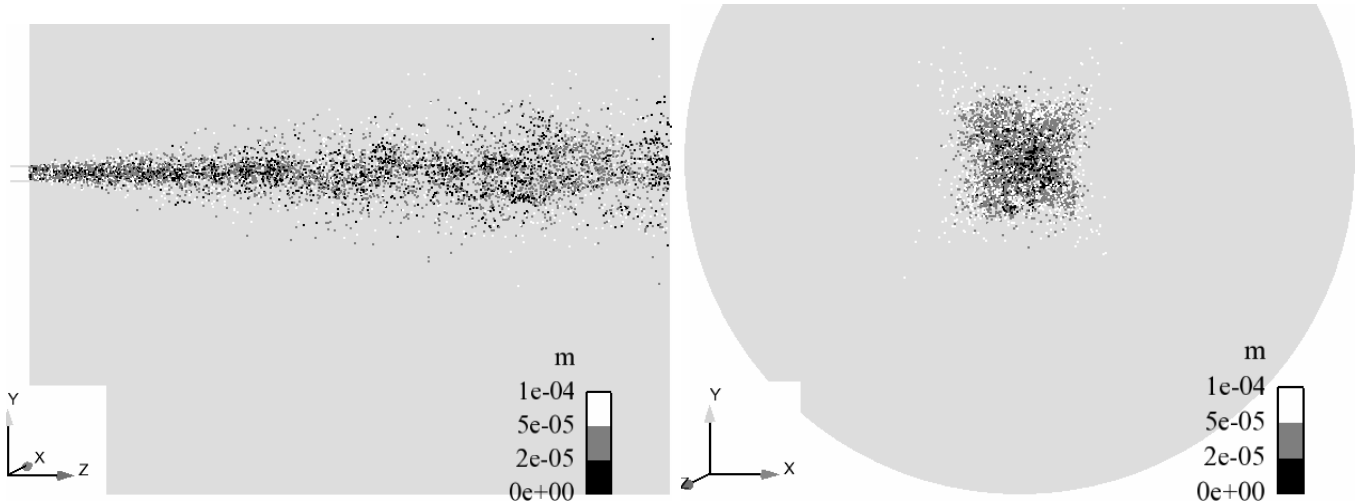
FIGURE 6.23 – LES of (Sw2). Intensity and vector field of the mean velocity projected on the plane U_{xy}.

where D_{10}^{i} is the mean diameter of the size class $i = 1), 2), 3)$ and $\sigma = 7.3 \cdot 10^{-2}$ N/m is the surface tension between water and air. Figure 6.25 shows the evolution of the maximal Weber number $We_{max}(z)$ obtained from LES in each transverse section of the jet for the three size classes.The Weber number decreases rapidly with downstream distance and never exceeds the critical value of secondary break-up ($We_c = 12$) for droplets with a diameter $d_p < 50$ μm. If $d_p \geq 50$ μm, We can become greater than 12 for $z/D_{ge} \leq 1$ and secondary break-up may occur, especially in the gas shear layer surrounding the droplet injection volume. However, the zone where $We > 12$ is small and it is not clear that large droplets will have the time to break up in this region. In most of the flow, $We << 12$ and the assumption of negligible secondary atomization seems reasonable.

FIGURE 6.24 – LES instantaneous snapshots of axial gaz velocity fields u_z and spray droplets for the configuration (Coax) : (a) axial gas velocity in $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right), (b) spray droplets in $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right) : the color scale corresponds to the diameter classes : 1) $d_p < 20\mu m$ (black), 2) $20\mu m \leq d_p < 50\mu m$ (grey), 3) $50\mu m \leq d_p < 100\mu m$ (white).



(a) u_z : planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right)



(b) droplets distribution : planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right)

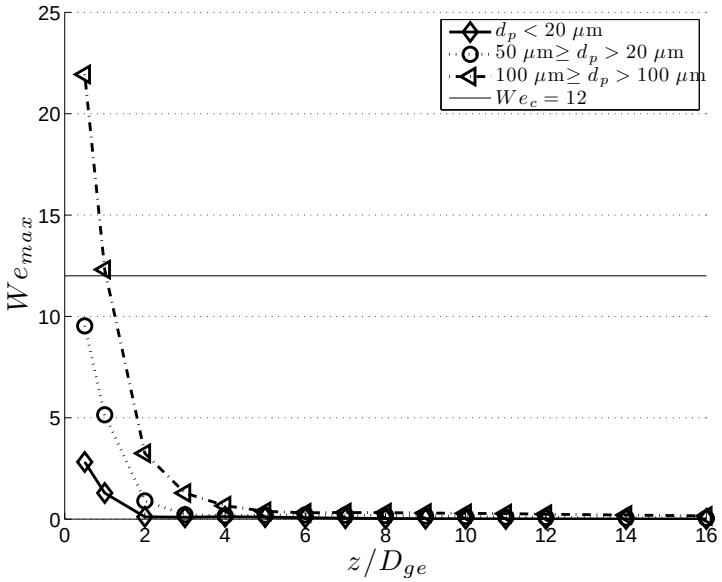
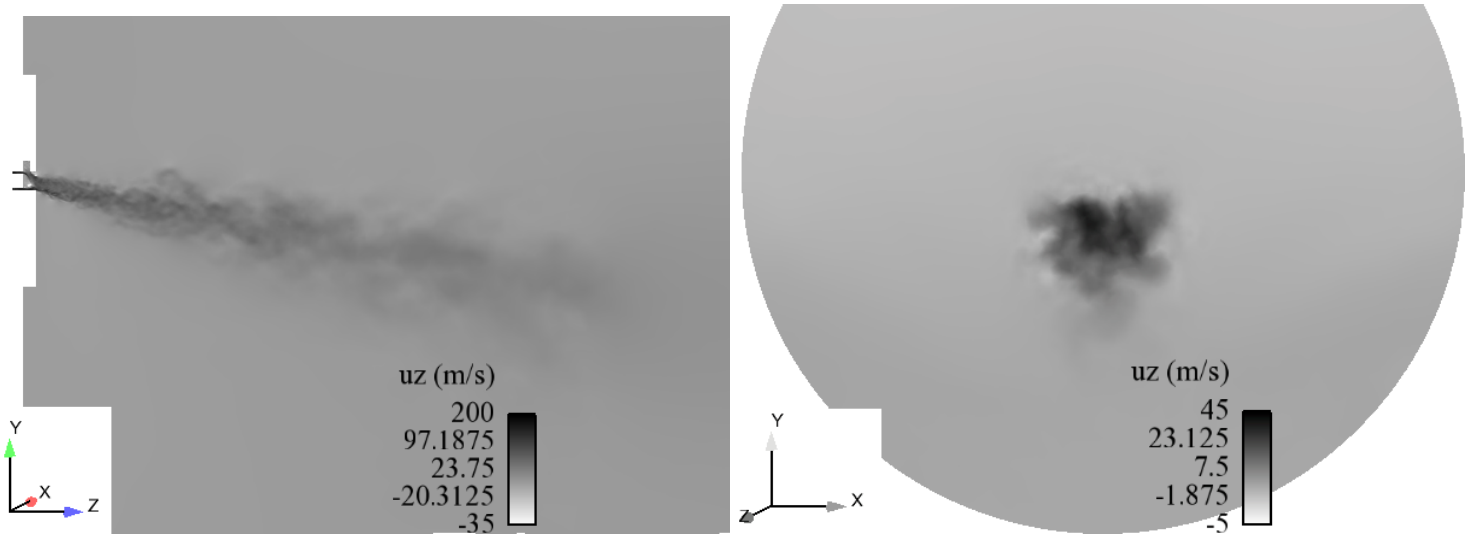
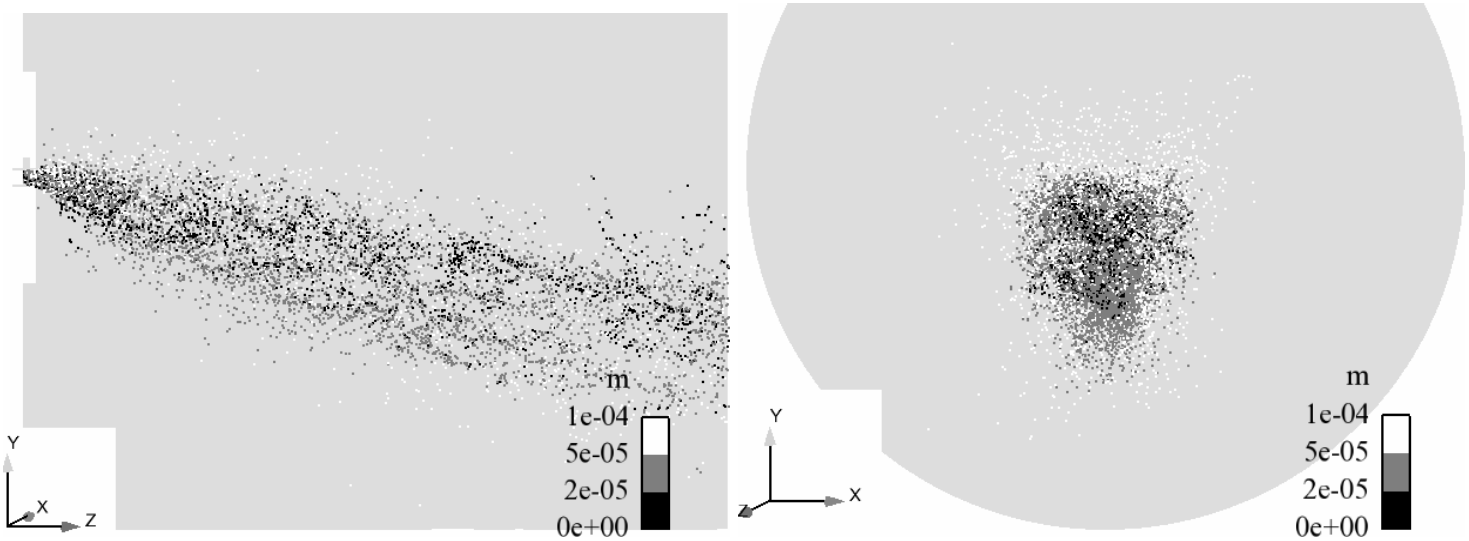


FIGURE 6.25 – Maximal local Weber number We_{max} computed with LES for the three droplet size classes.

The effects of control can then be studied by comparing configuration (Coax), (Dev55) and (Sw2). Figures 6.26 and 6.27 display LES instantaneous snapshots in the planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right) for the controlled configurations (Dev55) and (Sw2). Figures 6.26(a) and 6.27(a) show the axial gas velocity contours. Figures 6.26(b) and 6.27(b) present the corresponding snapshots for spray droplets. The colors of the size classes are the same as Figure 6.25(b). These figures enable some first qualitative observations between (Coax), (Dev55) and (Sw2). In the case without control (Coax) (Figure 6.24), the spray has a low spreading angle and no peculiar structures or segregation phenomenon suggests a strong the interaction between the gas turbulence and the dispersed phase. The droplets remain inertial in most of the flow. The impacting jet actuator in the configuration (Dev55) deviates gas and droplets. Control also improves the expansion of the spray for this configuration. Finally in the case (Sw2), clusters of droplets are visible showing that interaction between droplets and turbulence is increased by swirl. The spreading angle of the spray also increases significantly compared to the configuration (Coax).

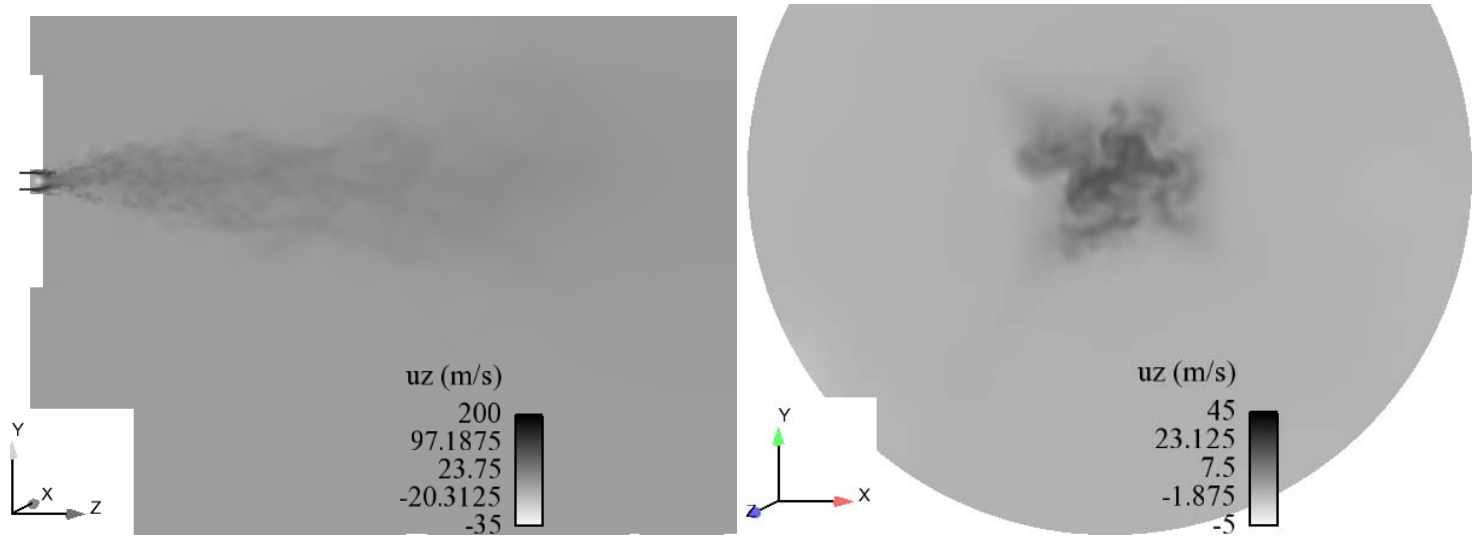


(a) u_z : planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right)

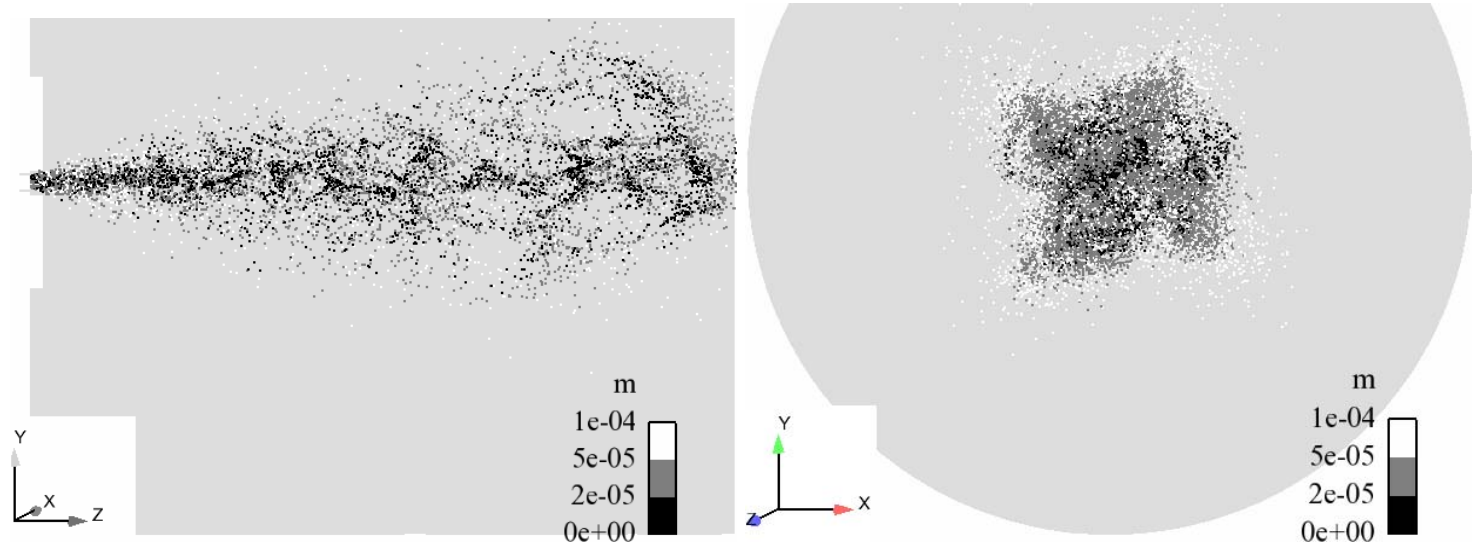


(b) droplets distribution : planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right)

FIGURE 6.26 – LES instantaneous snapshots of axial gaz velocity fields u_z and spray droplets for the configuration (Dev55) : (a) axial gas velocity in $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right), (b) spray droplets in $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right) : the color scale corresponds to the diameter classes : 1) $d_p < 20\mu m$ (black), 2) $20\mu m \leq d_p < 50\mu m$ (grey), 3) $50\mu m \leq d_p < 100\mu m$ (white).



(a) u_z : planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right)



(b) droplets distribution : planes $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right)

FIGURE 6.27 – LES instantaneous snapshots of axial gaz velocity fields u_z and spray droplets for the configuration (Sw2) : (a) axial gas velocity in $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right), (b) spray droplets in $x = 0$ (left) and $z/D_{ge} = 16$ (right) : the color scale corresponds to the diameter classes : 1) $d_p < 20\mu m$ (black), 2) $20\mu m \leq d_p < 50\mu m$ (grey), 3) $50\mu m \leq d_p < 100\mu m$ (white).

6.3.2 Effect of control on the droplet velocity

Figures 6.28 to 6.36 compare LES predictions to experimental data for transverse variations of mean and RMS droplets velocity W_p and W_p^{RMS} for the size classes 1), 2) and 3) and each configuration (Coax), (Dev55) and (Sw2). The overall agreement between LES and experiment is good. Concerning the (Coax) configuration (Figures 6.28 to 6.30), the shapes and expansion of the radial profiles of mean velocity are well reproduced. For example, experimental profiles for $z/D_{ge} < 5$ present a local minimum for W_p : close to the injector, droplets entrained by the high-velocity gas layer surrounding the liquid core are more accelerated than in the center of the spray. LES captures this phenomenon correctly. RMS levels are also well reproduced. Differences appear around the spray where W_p^{RMS} obtained with LES falls to zero too fast for $z/D_{ge} \leq 5$. This difference vanishes in the far field.

Concerning the impacting configuration (Dev55) (Figures 6.31 to 6.33), the levels and positions of the maximum mean velocity are well predicted by LES. However, on the actuation side, the mean velocity falls too fast to zero. Conclusions are similar for the RMS velocity (Figures 6.31(b), 6.32(b) and 6.33(b)). Maxima are well predicted by LES but the position of the maximum on the actuation side is not well obtained. This discrepancy can be explained by the injection model for the dispersed phase. Droplets are uniformly injected in a cylinder with a mean velocity along the $\overrightarrow{z}$ direction. However the impacting actuator may break this symmetry by adding a transverse component to the mean gas velocity even in the spray injection volume. (Figure 6.22). Moreover the actuator may also play a role in the primary atomisation but these effects are difficult to evaluate experimentally. Therefore it was chosen to keep the same geometry and the same velocity definition $\overrightarrow{u_p^{inj}}$ for all configurations.

Concerning the configuration (Sw2) (Figures 6.34 to 6.36), swirl effects are well described by LES in terms of shapes and expansion of the mean and RMS velocity profiles.

Figures 6.24 to 6.27 show that the actuators modify both the gas flow and the spray. Measurements (Table 6.5) show that for both (Dev55) and (Sw2) cases, the droplet mean diameter at $z/D_{ge} = 4$ increases : this phenomenon is due to the fact that a part of the axial air flux is used for tranverse injection by actuators (Figure 6.20). The shape of the spray is modified by control. Figure 6.37 compares profiles of droplets axial velocity between (Coax) and (Dev55) for each droplet class at $z/D_{ge} = 12$. The coordinate y is non-dimensionalized with $y_{p0.5_i}^{Coax}$. This quantity corresponds to the half-width of the LES profile for (Coax) and the class $i = 1), 2), 3)$ (cf. Section 6.1.2). As noticed in the previous section, LES does not perfectly capture the expansion of the spray but the deviation is well predicted by the LES. Table 6.6 presents the deviation angle α_p^{Dev} for the three size classes : both LES and experiment show that the velocity fields of all droplets classes are deviated by the same amount when control (Dev55) is on. The value of α_p^{Dev} is around 12° which is a little smaller than the deviation of the single-phase coaxial jet for the same control parameter $R_{ac} = 0.2$ (Figure 6.17). For configuration (Sw2) (Figure 6.38), control acts efficiently on the width of the spray. Table 6.6 presents the overexpansion ratio Λ_p^{Sw} (Eq. 6.11) for the three classes at $z/D_{ge} = 12$. This ratio decreases from 0.5 to 0.3 when droplet sizes increase.

6.3.3 Effect of control on the diameter distribution

In order to understand the effect of control on the granulometry in the spray, a joint post-processing of experimental instantaneous PDA measurements and LES instaneous droplet realizations was used to evaluate the number-based size distribution function $f_n(d_p)$ along the jet axis. Concerning the LES, droplets were sampled in cylindrical boxes whose positions are shown on Figure 6.39. For (Coax) and (Sw2), the jet axis is $\overrightarrow{z}$. For (Dev55), the jet axis corresponds to the position of the maxima of the axial droplet mean velocity. The length and the radius of

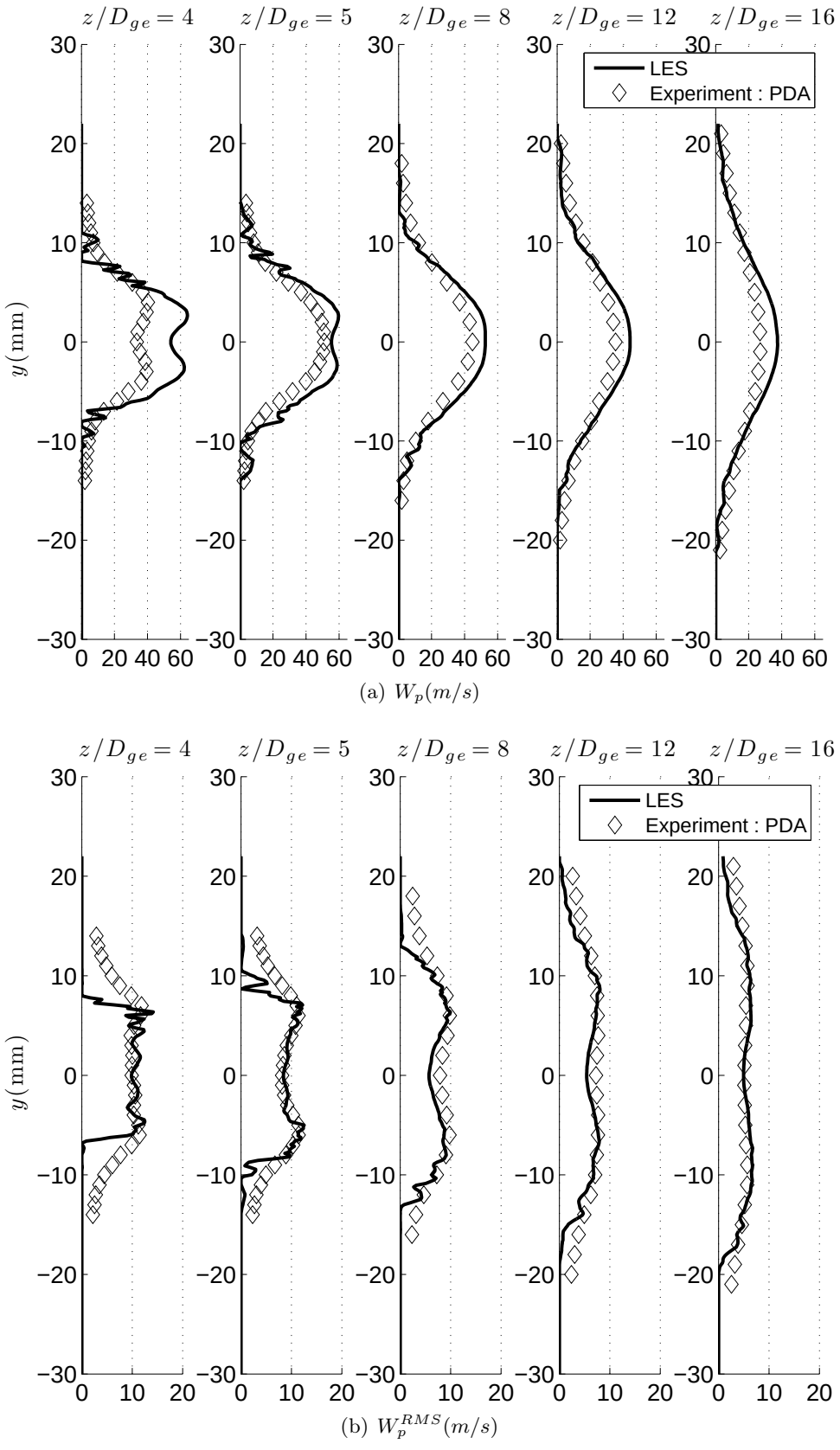
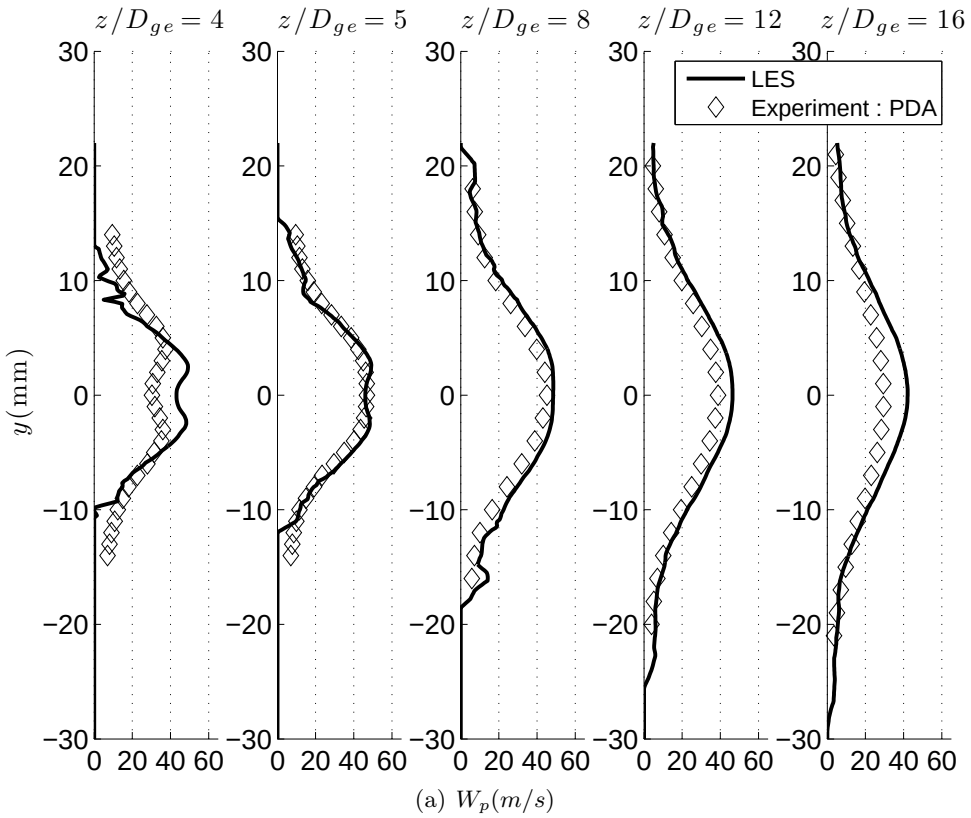
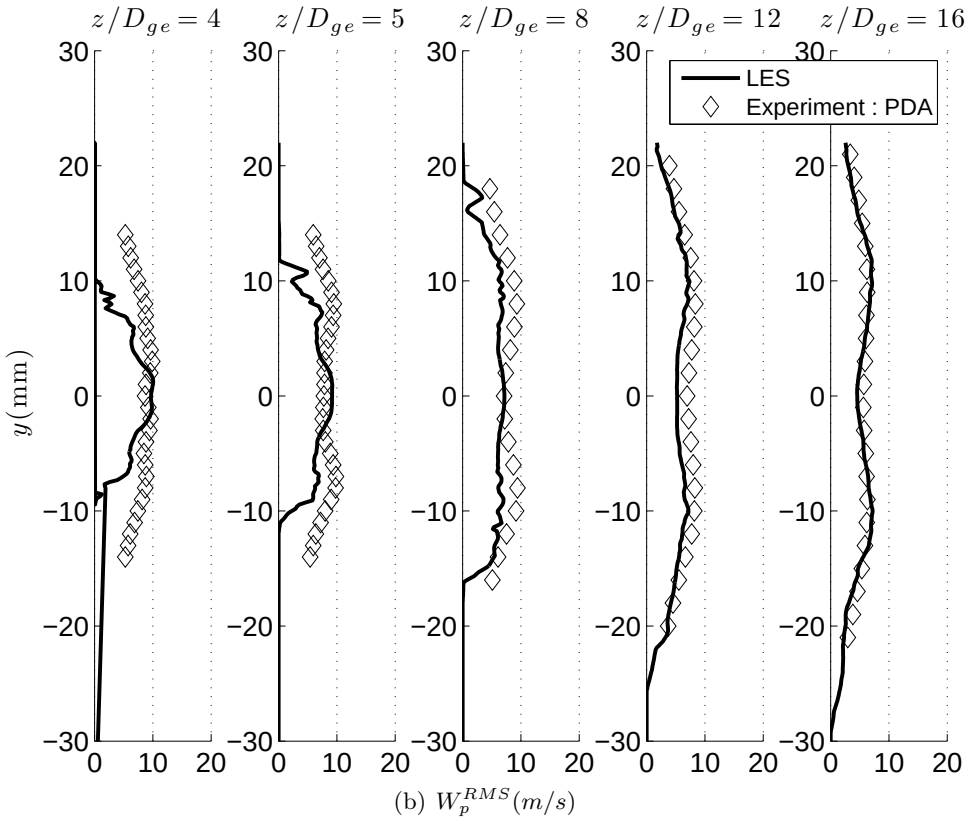


FIGURE 6.28 – (Coax) $d_p < 20\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (Bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.



(a) $W_p(m/s)$



(b) $W_p^{RMS}(m/s)$

FIGURE 6.29 – (Coax) $20\mu m < d_p < 50\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (Bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.

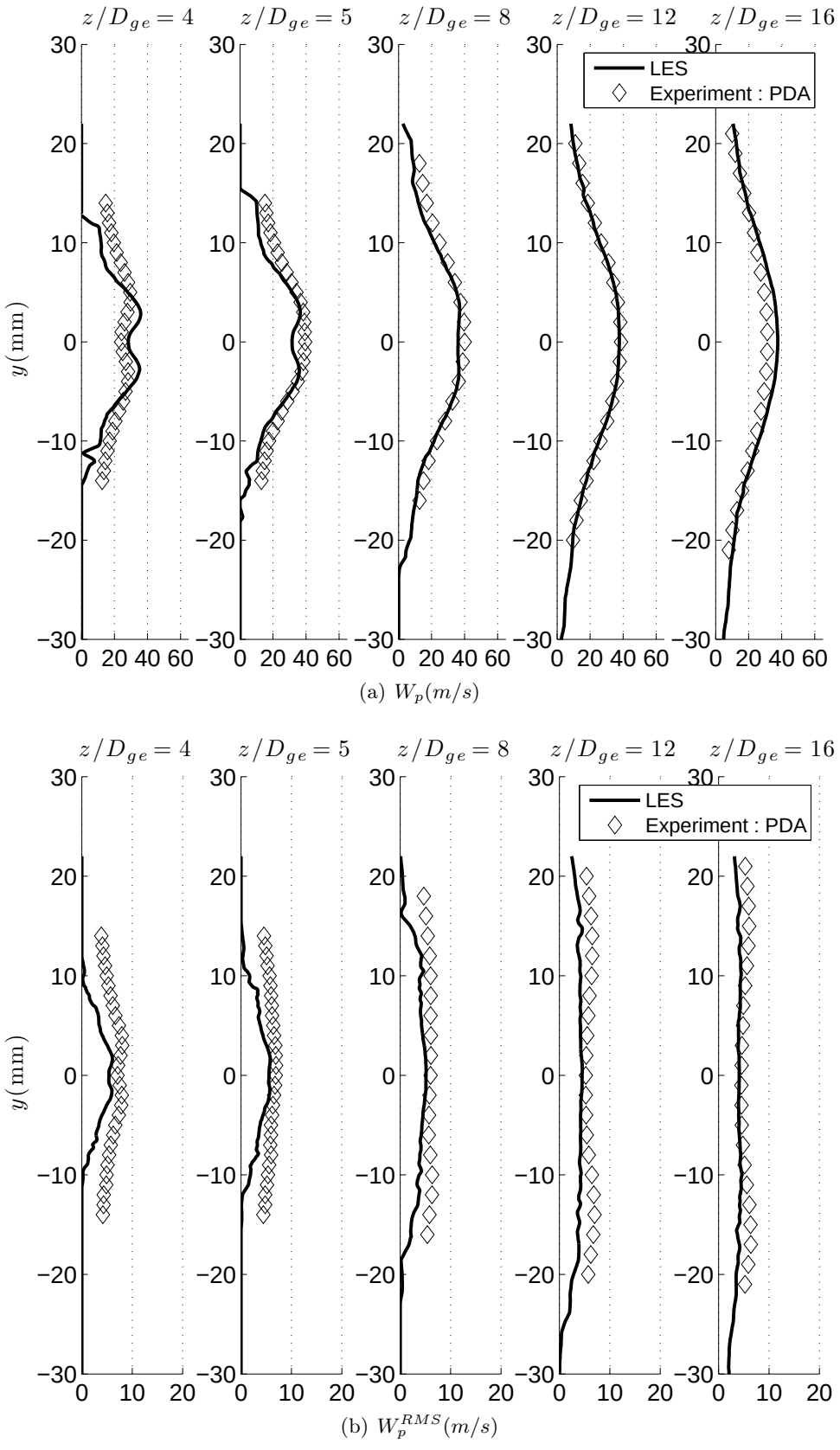
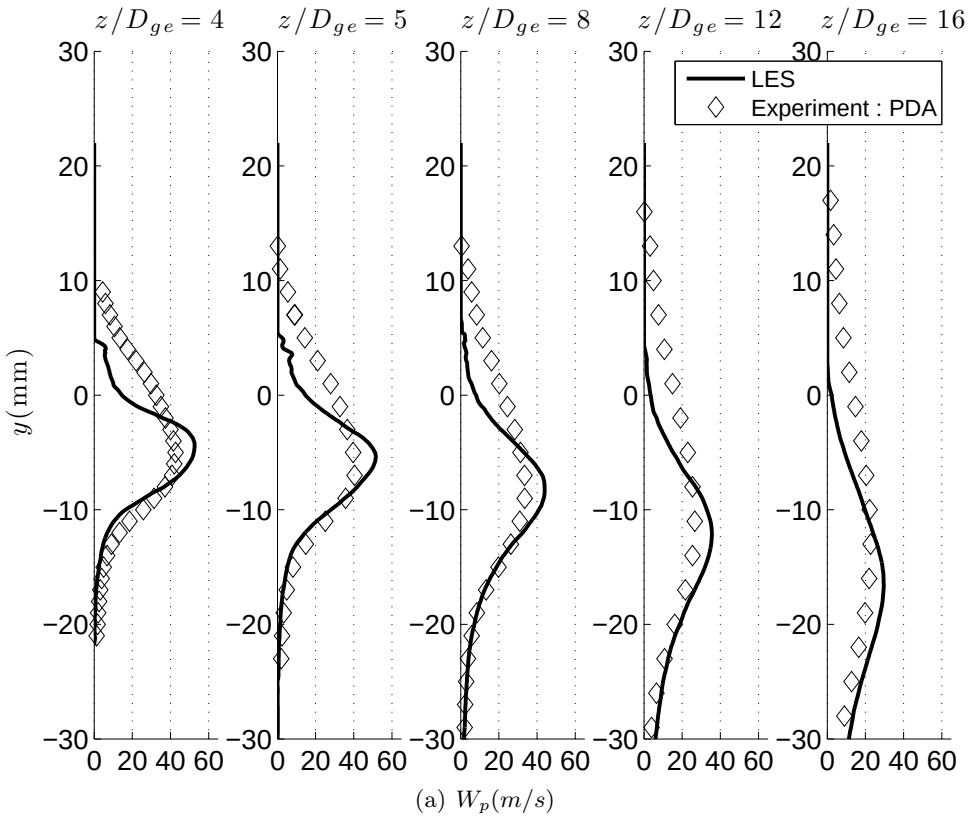
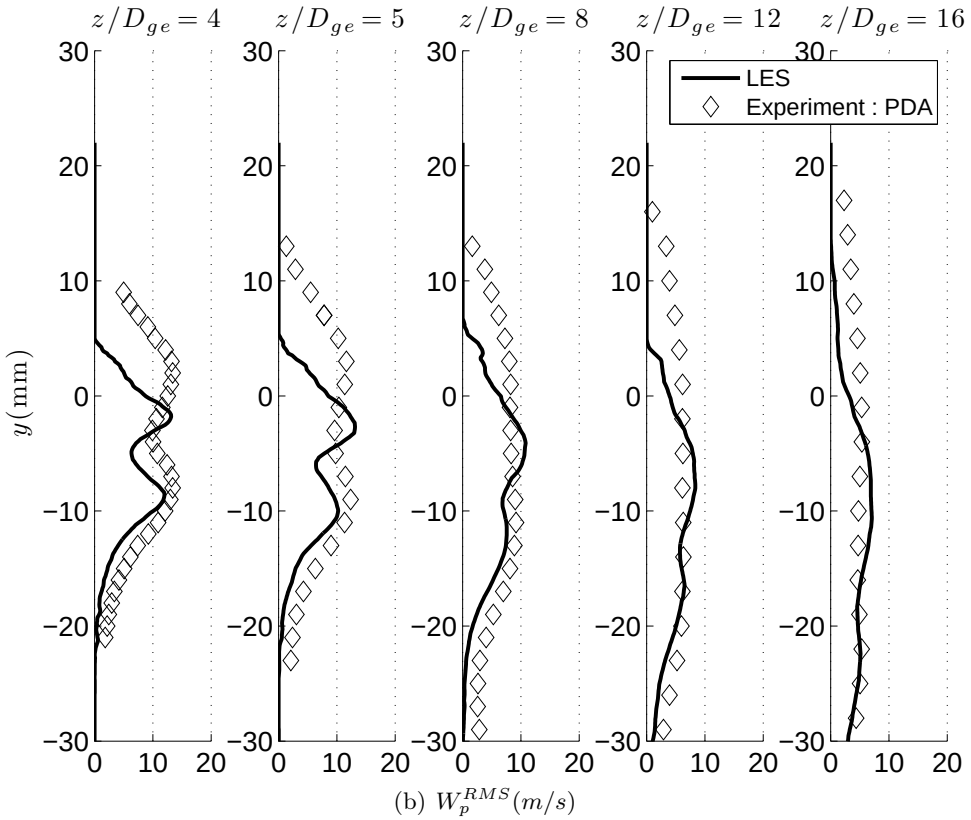


FIGURE 6.30 – (Coax) $50\mu m < d_p < 100\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.

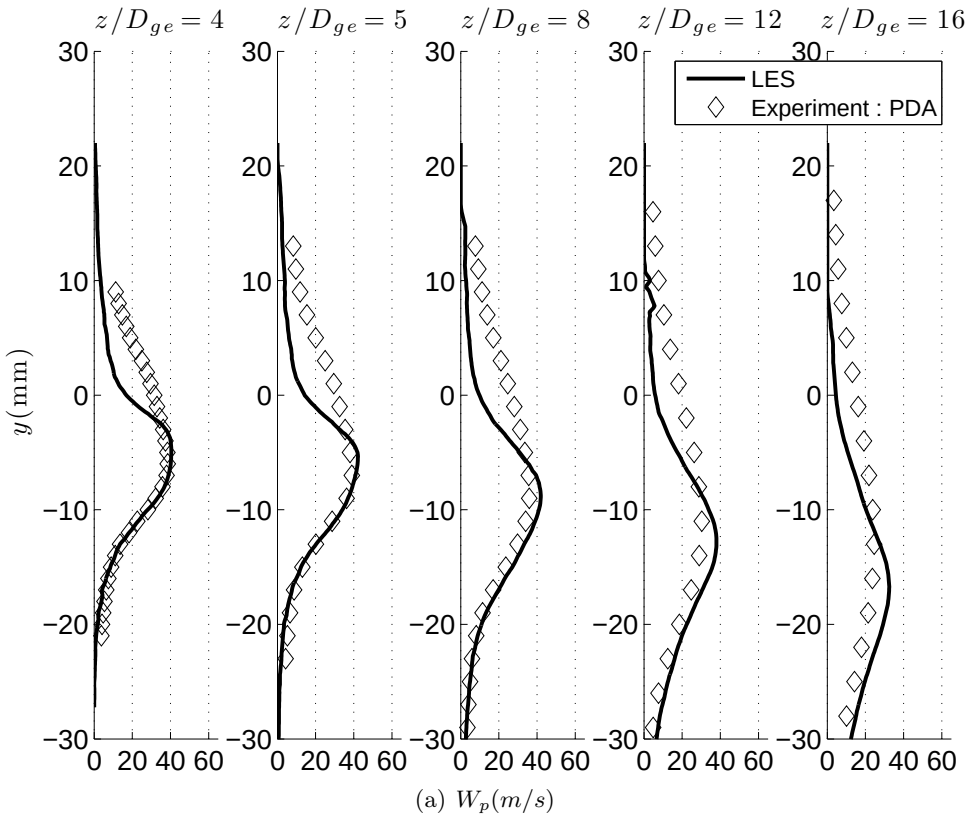


(a) $W_p(m/s)$

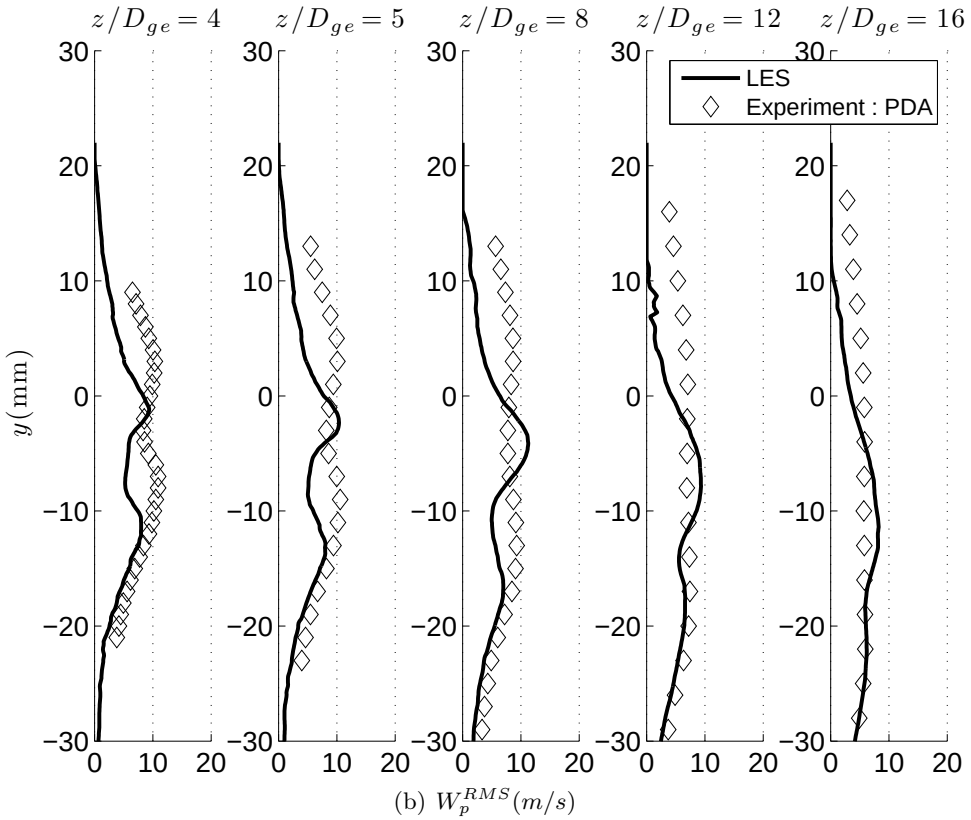


(b) $W_p^{RMS}(m/s)$

FIGURE 6.31 – (Sw2) $d_p < 20\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.

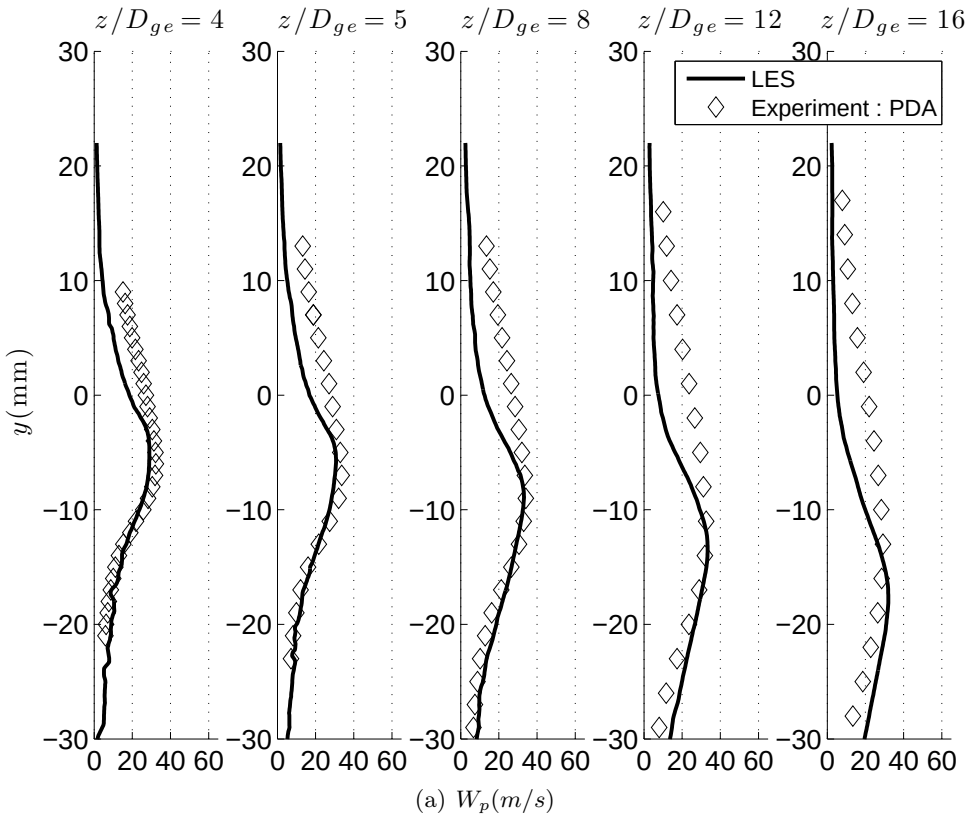


(a) $W_p(m/s)$

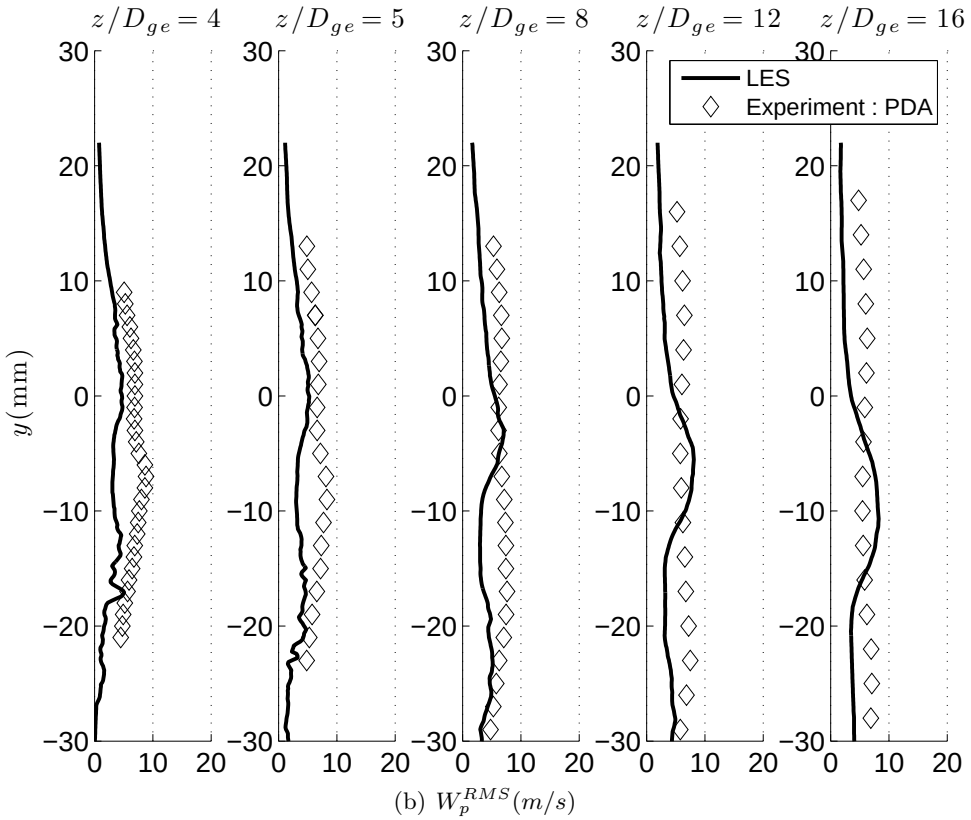


(b) $W_p^{RMS}(m/s)$

FIGURE 6.32 – (Dev55) $20\mu m < d_p < 50\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.

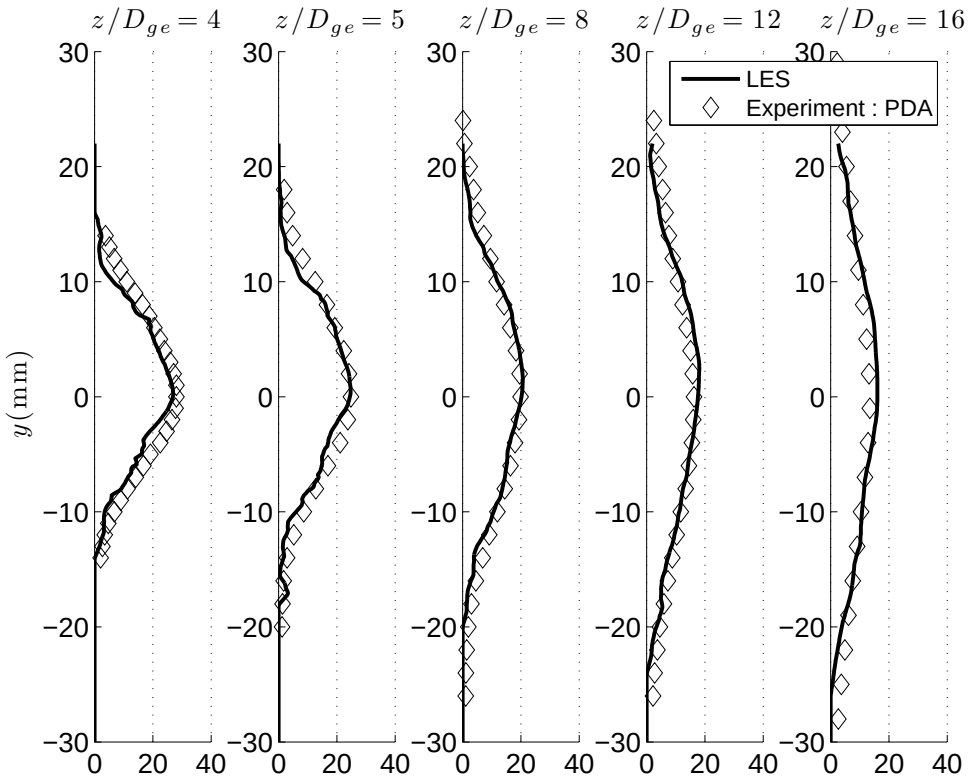


(a) $W_p(m/s)$

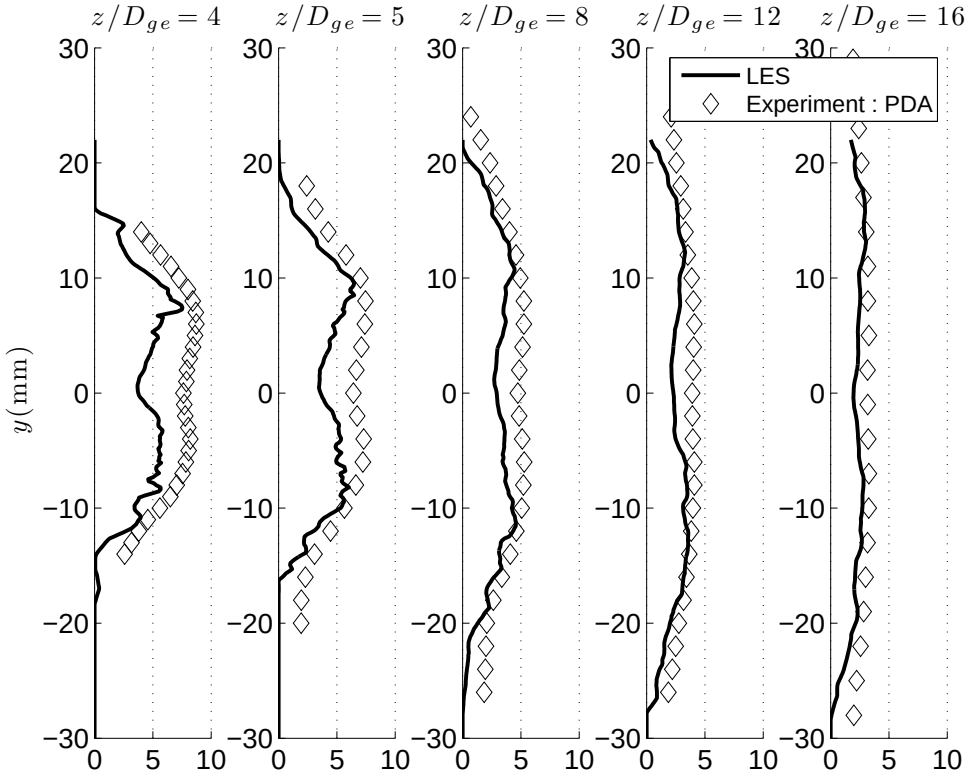


(b) $W_p^{RMS}(m/s)$

FIGURE 6.33 – (Dev55) $50\mu m < d_p < 100\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.

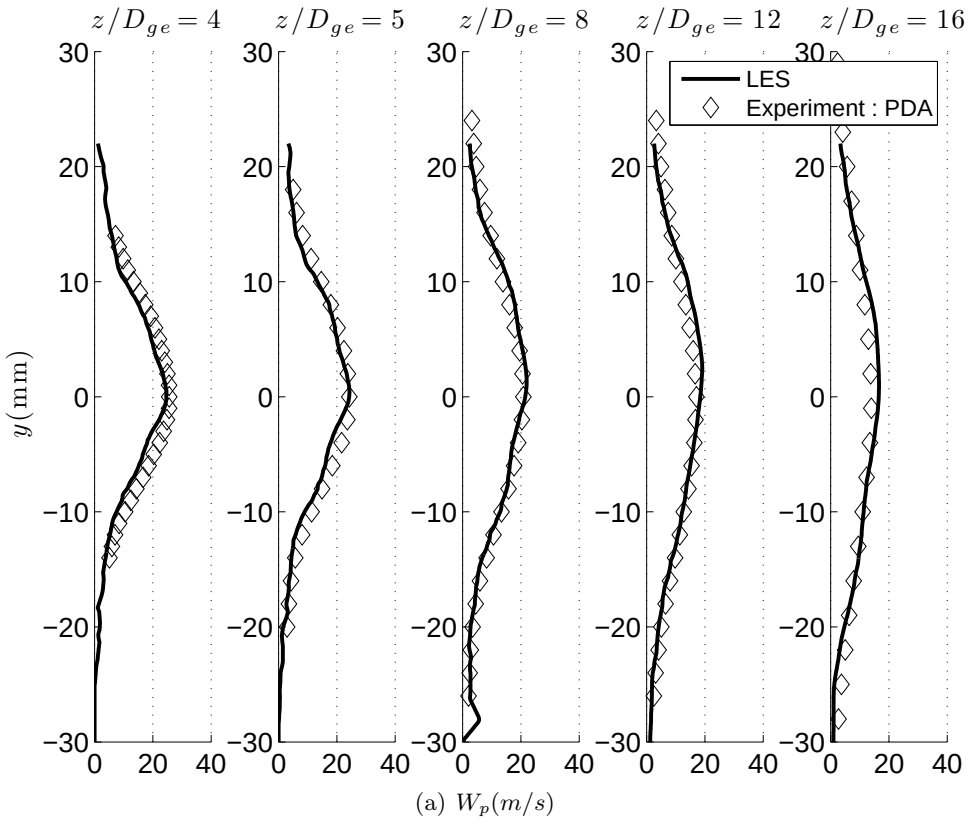


(a) $W_p(m/s)$

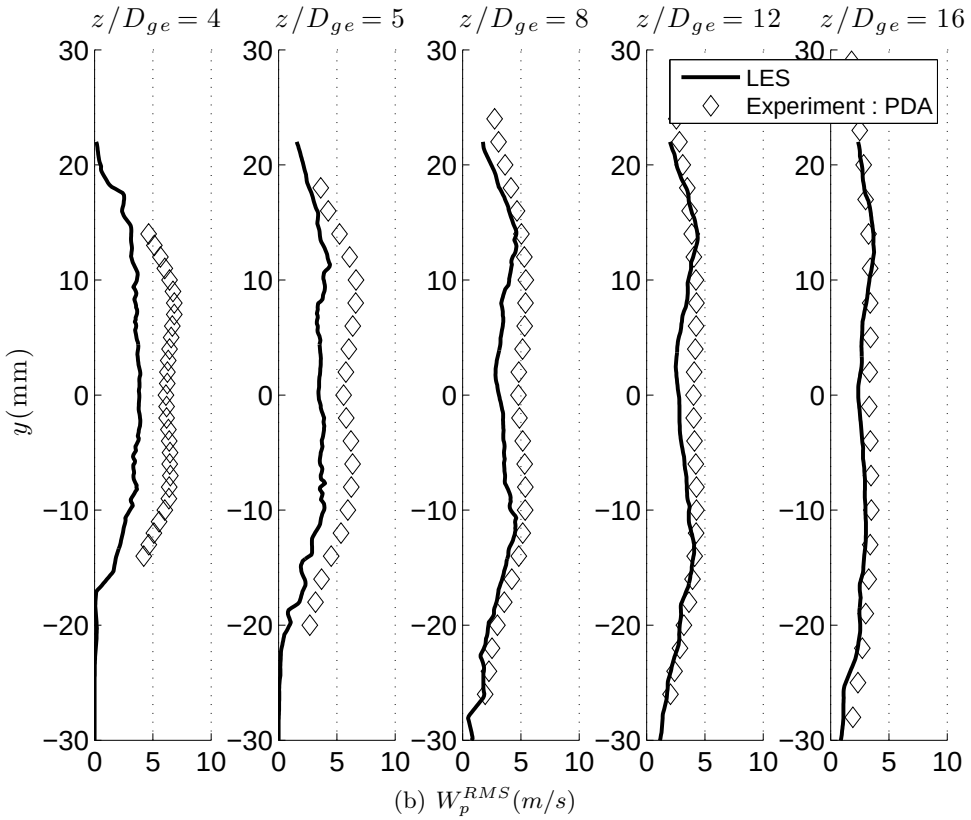


(b) $W_p^{RMS}(m/s)$

FIGURE 6.34 – (Sw2) $d_p < 20\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.



(a) $W_p(m/s)$



(b) $W_p^{RMS}(m/s)$

FIGURE 6.35 – (Sw2) $20\mu m < d_p < 50\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.

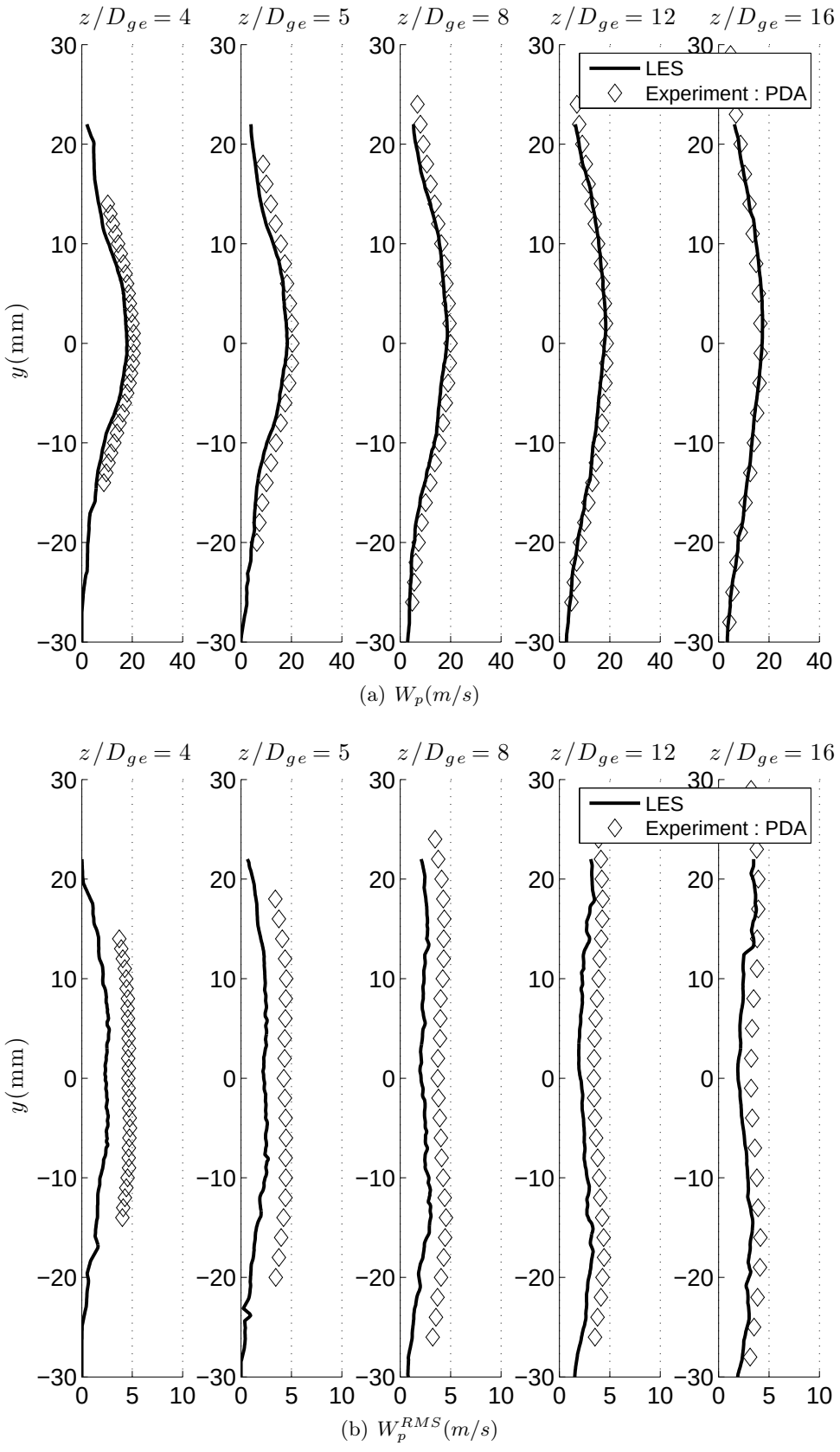
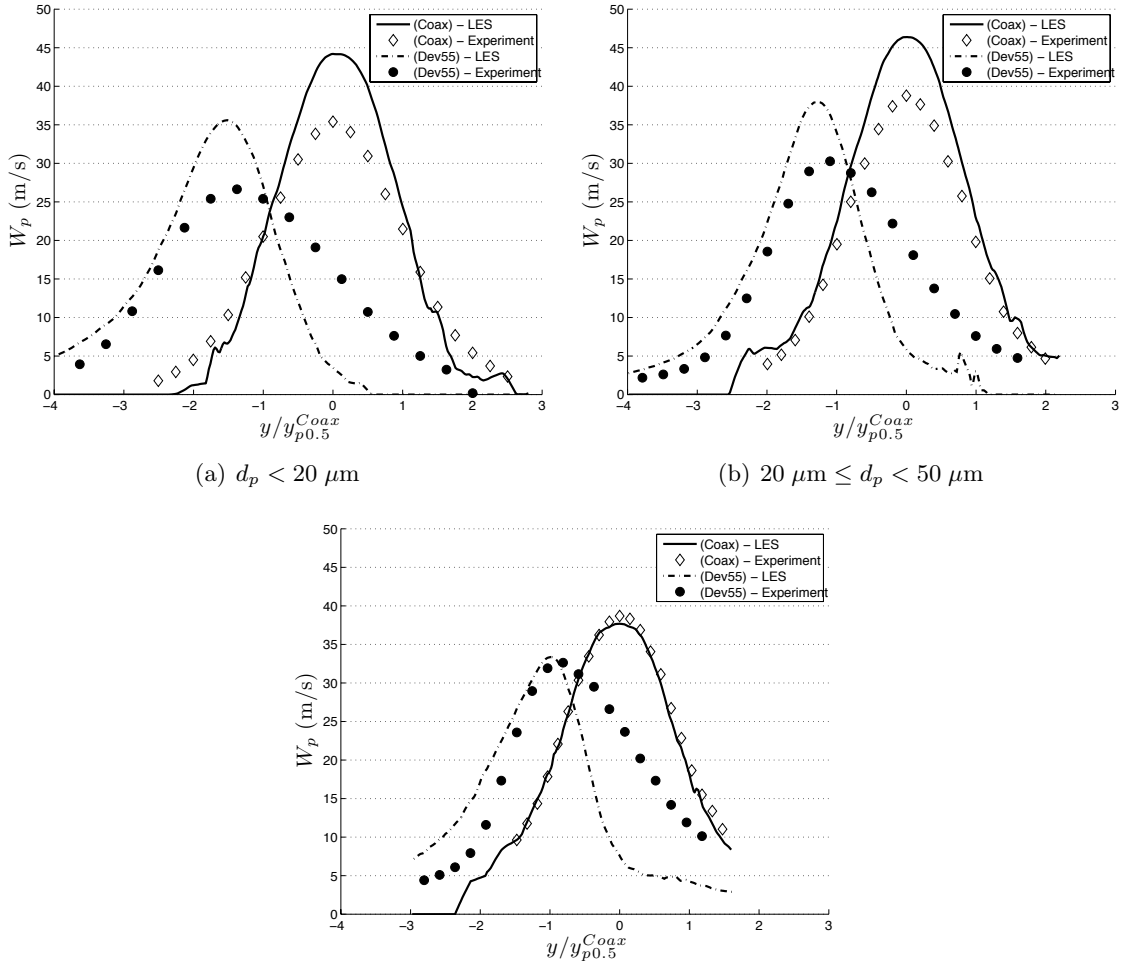


FIGURE 6.36 – (Sw2) $50\mu m < d_p < 100\mu m$: Radial profiles of mean (Top) and RMS (bottom) axial particle velocity at $x = 0$. Comparison between LES and Experiment.



(a) $d_p < 20$ μm

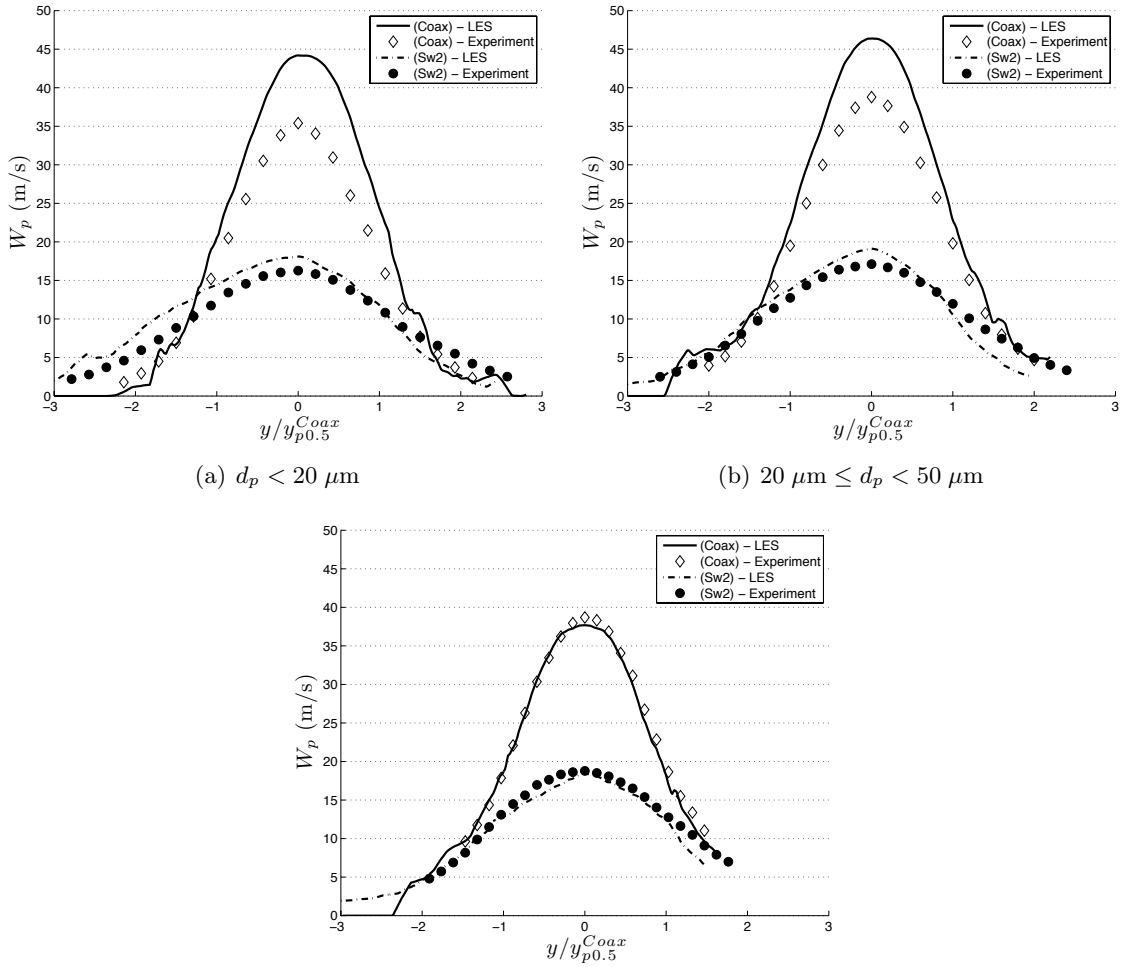
(b) 20 μm $\leq d_p < 50$ μm

(c) 50 μm $\leq d_p < 100$ μm

FIGURE 6.37 – Comparison of droplets velocity profiles for (Coax) and (Dev55) at $z/D_{ge} = 12$.

TABLE 6.6 – Effect of control on the spray

(Dev55)	$\alpha_p^{Dev}(^\circ)$	
Size class	Experiment	LES
0-20 μm	11	13
20-50 μm	11	12
50-100 μm	11	12
(Sw2)	Λ_p^{Sw}	
Size class	Experiment	LES
0-20 μm	0.50	0.54
20-50 μm	0.4	0.33
50-100 μm	0.32	0.3



(a) $d_p < 20$ μm

(b) 20 μm $\leq d_p < 50$ μm

(c) 50 μm $\leq d_p < 100$ μm

FIGURE 6.38 – Comparison of droplets velocity profiles for (Coax) and (Sw2) at $z/D_{ge} = 12$.

each box are respectively $\Delta z = 4$ mm and $\Delta r = 2$mm. These dimensions enable to sample between 1000 and 3000 droplets per box. To improve convergence, the operation is repeated on 12 droplet instantaneous realizations separated with a time delay $\Delta t = 2.5$ ms. For a droplet with a velocity equal to 10 m/s, this duration corresponds to a displacement of 25 mm, which ensures the independence of the samples in a given box. Concerning experiment, all PDA measurements of the instantaneous droplet diameter d_p included in a box were gathered to account for the local variation in this box.

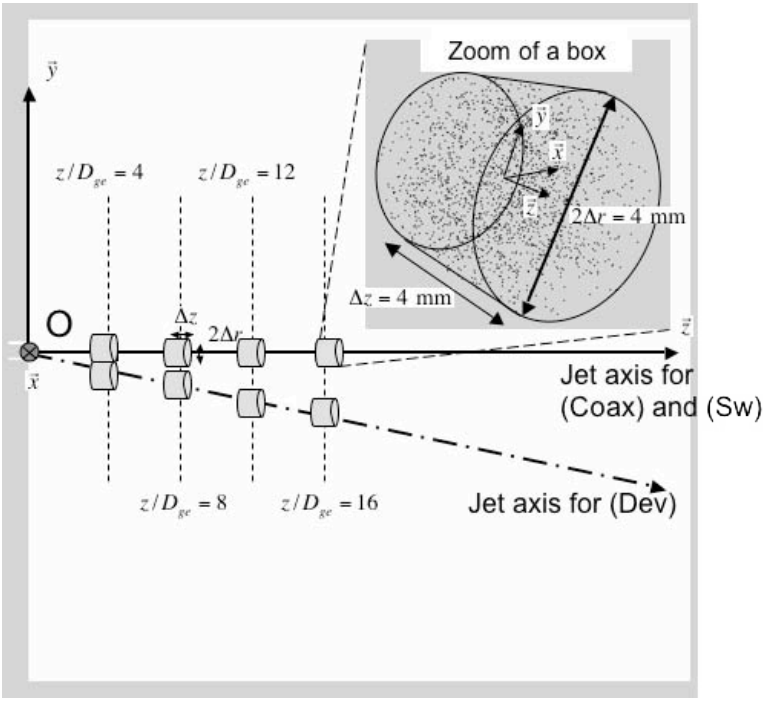
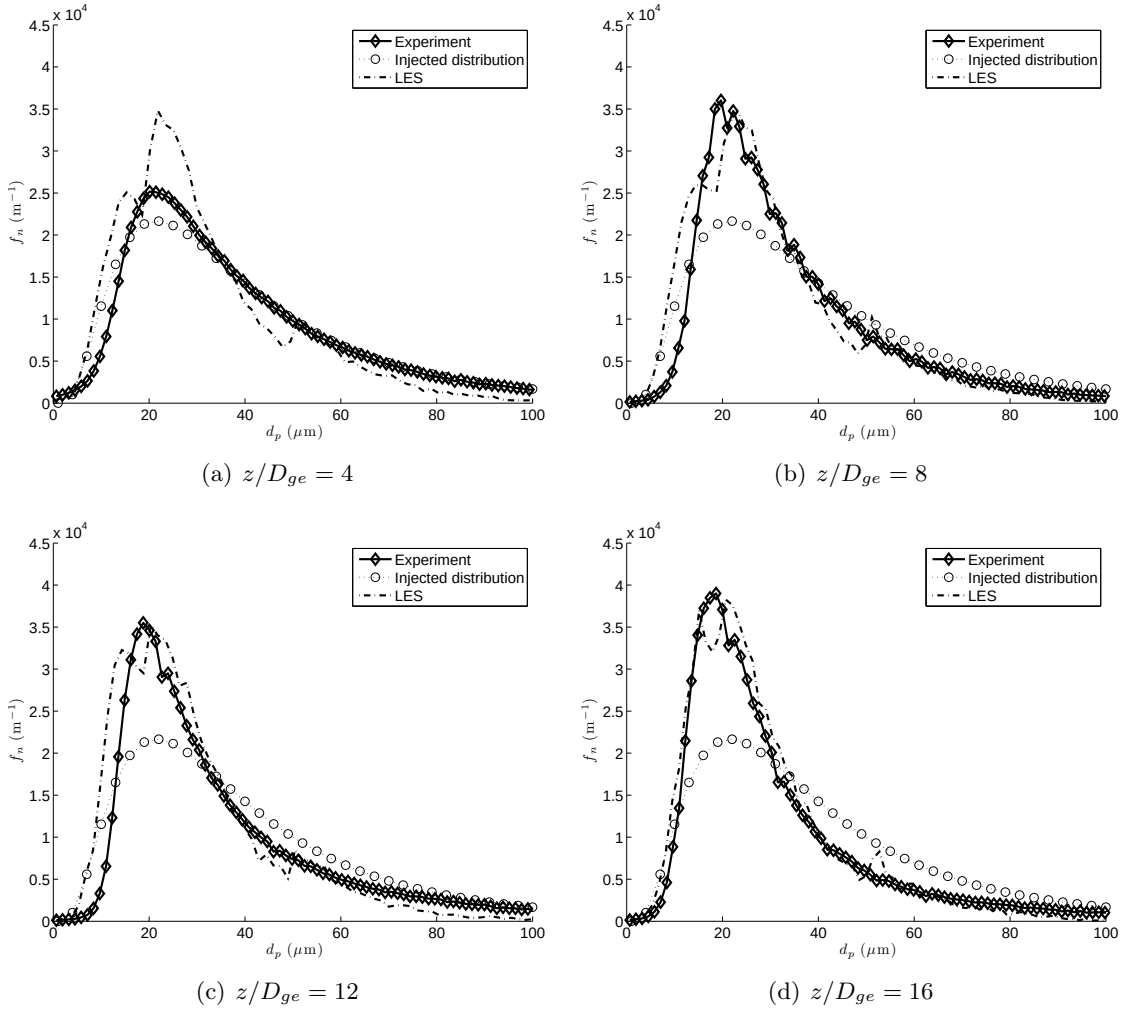


FIGURE 6.39 – Methology to compute the number based size distribution fonction for the droplet diameters $f_n(d_p)$: view of computation domain with the positions and the dimensions of the sampling boxes.

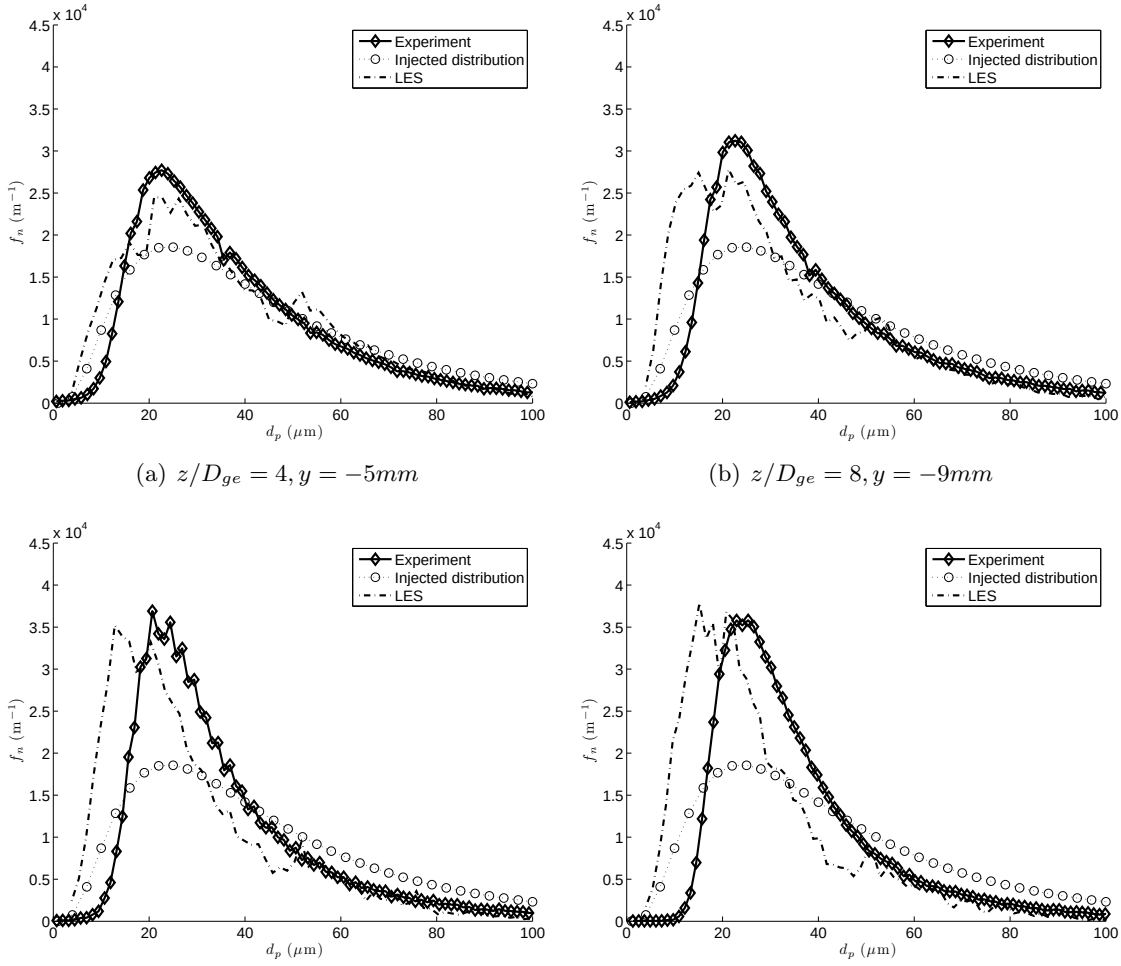
Figure 6.40 presents the evolution of f_n along the jet axis for (Coax). LES and experiment are compared to the log-normal distribution f_n^{inj} used in the injection volume (Section 6.1.2). Agreement between LES and experiment is good : the reduction of proportion of large droplets ($d_p > 40\mu$m) when z increases, is predicted by both the simulation and the experiment. This phenomenon could be analyzed as a secondary break-up effect. However, LES does not include any secondary atomization model so that this phenomenon is certainly due to the difference of response of droplets to the carrier gas flow : large droplets with high Stokes numbers are ejected more rapidly than small droplets towards the jet surrounding air [123]. Figures 6.41 and 6.42 present the evolution of f_n for the controlled cases (Dev55) and (Sw2). Conclusions are similar concerning the evolution the big droplets. Their proportion decreases when z increases for the two configurations. However, an overestimation on the smallest droplets must also be noticed for LES. This discrepancy may be explained by the lack of collision and coalescence model in the LES. Note also that this probleme does not occur in the simulations of (Coax) (Figure 6.40). This may suggest that actuators increase coalescence in the spray.



(a) $z/D_{ge} = 4$ (b) $z/D_{ge} = 8$

(c) $z/D_{ge} = 12$ (d) $z/D_{ge} = 16$

FIGURE 6.40 – Evolution of $f_n(d_p)$ along the jet axis for (Coax)



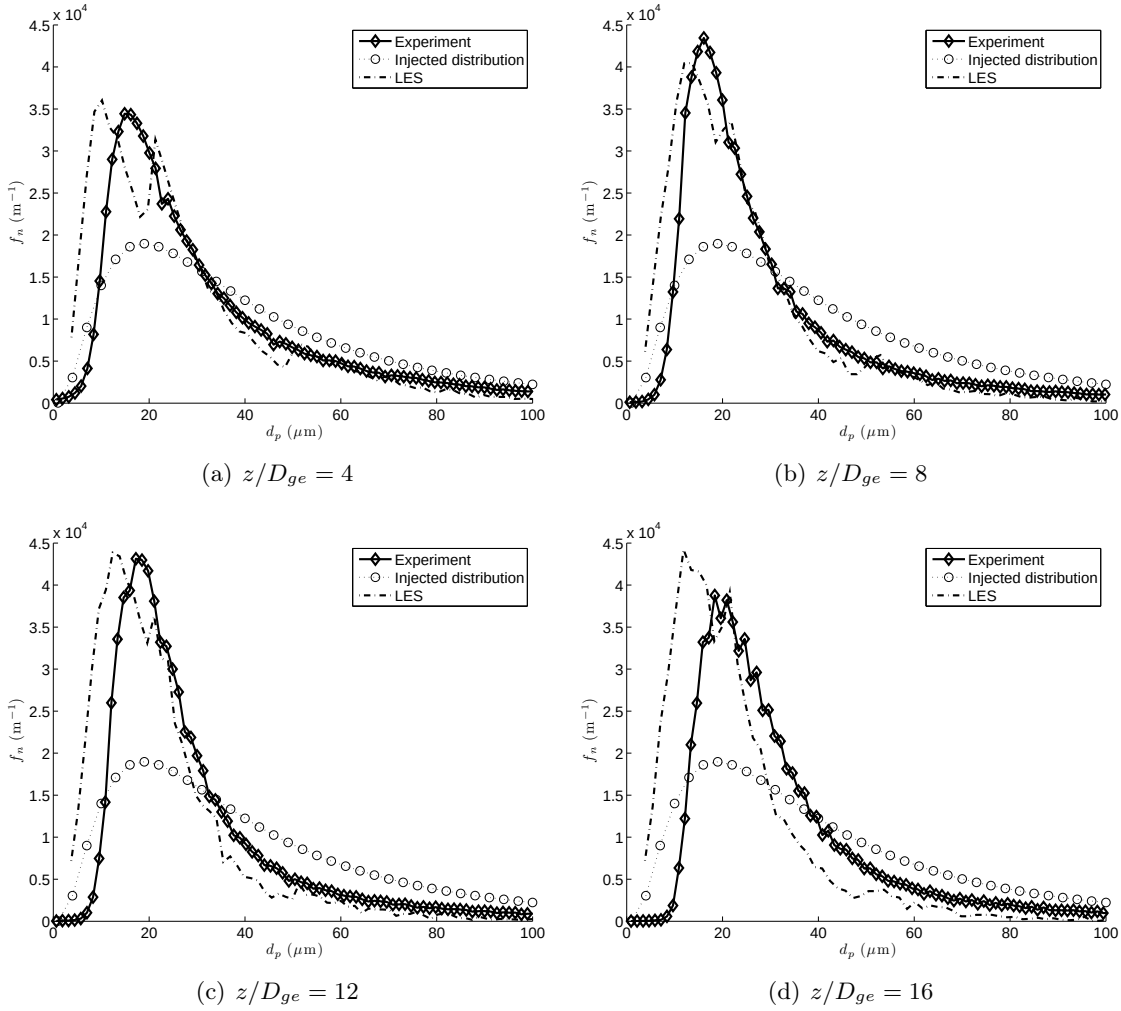
(a) $z/D_{ge} = 4, y = -5mm$

(b) $z/D_{ge} = 8, y = -9mm$

(c) $z/D_{ge} = 12, y = -13mm$

(d) $z/D_{ge} = 16, y = -18mm$

FIGURE 6.41 – Evolution of $f_n(d_p)$ along the jet axis for (Dev55)



(a) $z/D_{ge} = 4$ (b) $z/D_{ge} = 8$

(c) $z/D_{ge} = 12$ (d) $z/D_{ge} = 16$

FIGURE 6.42 – Evolution of $f_n(d_p)$ along the jet axis for (Sw2)

6.4 Conclusion

Active control of an air-assisted coaxial spray was studied using LES and experimental methods for two types of actuators : the first one is used to deviate the spray while the second one introduces swirl into the spray jet to increase its spreading rate. Both actuators use small rectangular jets placed in the outlet plane of the spray coaxial injector. Results show that LES is able to predict the flow field for the gas and the droplets with and without control. LES also helps to understand the mechanisms affecting the controlled spray : coherent structures are induced by the actuation jets and modify the gaseous flow, generating droplet movements and segregation which depend on the droplet size. For the actuator changing the spray direction (Dev55), at a control parameter (actuation flow rate divided by total air flow rate) of 20 percent, the gas flow can be deviated by 15 degrees and droplets by 12 degrees. For the swirling actuator (Sw2), at a control parameter of 40 percent, the spreading rate of the gaseous jet increases by 40 percent and the spray by 30 to 50 percent compared to the uncontrolled case while the droplets diameter increases by only 16 percent. This suggests that these actuation devices can be efficient control devices in real combustors. The comparison of size distributions obtained with LES and experiment also suggest that the controlled flows are submitted to more collisions and coalescence mechanisms.

Chapitre 7

Application industrielle et valorisation

En parallèle de l'étude effectuée à l'IMFT, une démarche de valorisation industrielle a été menée. Elle vise à transférer les résultats obtenus au cours de la thèse vers des applications de combustion industrielle. Cette méthodologie avait déjà été employée avec succès dans le cadre de la thèse des travaux de T. Lederlin et V. Faivre et avait abouti au développement de la technologie Dynamical pour la gamme de brûleurs monophasiques d'Air Liquide. Tout d'abord un brevet conjoint basé sur les résultats expérimentaux obtenu à l'IMFT a été déposé en janvier 2007 et publié en juillet 2009 (Appendix C). De plus au cours de l'été 2009, un premier brûleur Fuel Liquide/Oxygène intégrant la technologie des jets actionneurs a été développé au CRCD. Ce chapitre présente le fonctionnement de ce brûleur ainsi que quelques premiers résultats obtenus à partir d'essais effectués en octobre 2009 dans le four ALICE du CRCD.

7.1 Le brûleur ALbatch Dynamical FL

Le brûleur ALbatch Dynamical FL a été développé au CRCD au cours de l'été 2009. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Brûleur Fuel Liquide/oxygène
- Géométrie coaxiale "pipe in pipe"
- Gamme de puissance : 150 à 500 kW
- Contrôle dynamique de l'incidence de la flamme : 0 à 25°

Ce système appartient à la gamme de brûleur ALbatch destinée aux procédés de chauffage en "batch" : la charge brute est introduite en continu à l'entrée du four et extraite affinée à la sortie. Durant cette opération les brûleurs placés en paroi du four chauffent la charge. La Figure 7.1 présente une vue 3D du brûleur ALbatch Dynamical FL. La géométrie de ce brûleur est de type coaxial : le carburant (ici du fuel liquide) est injecté au centre d'un écoulement coaxial d'oxygène. Cette configuration a pour avantage d'être compact et donc facile à intégrer sur différentes formes de fours "batch". L'objectif de la technologie "Dynamical" est de modifier à volonté le transfert thermique en contrôlant l'incidence de la flamme sur la charge. Des actionneurs jets s'inspirant des actionneurs (Dev) testés à l'IMFT ont été utilisés à cet effet.

Le spray de fuel est généré avec un atomiseur coaxial assisté par air de type AL ROBUST (cf. Figure 7.2). Son principe de fonctionnement et ses dimensions sont analogues à l'injecteur utilisé pour cette étude (cf. Chapitre 3). Un jet central de fuel est atomisé par un écoulement de gaz à très grande vitesse. Ce gaz d'atomisation n'est pas nécessairement de l'oxygène. Il peut

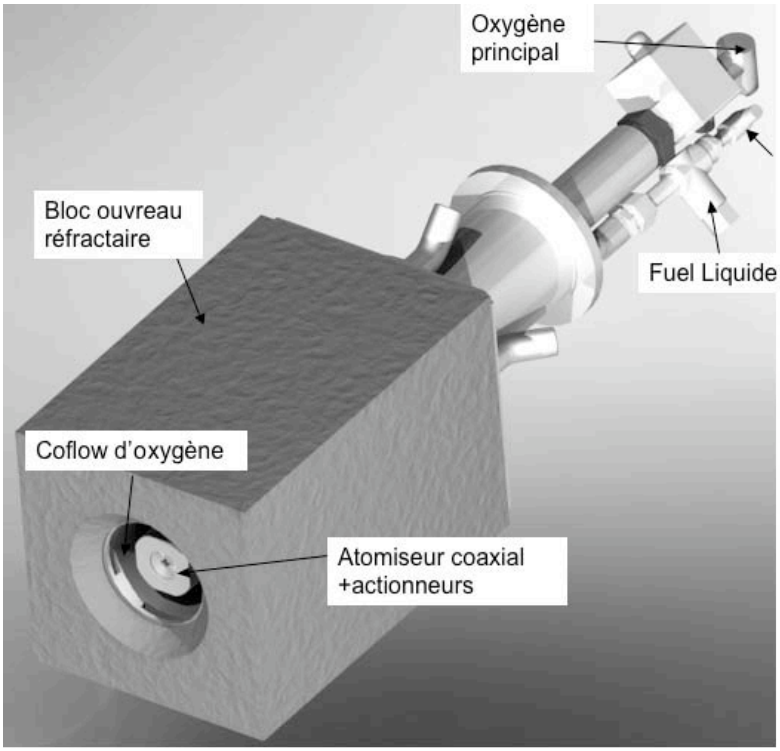


FIGURE 7.1 – Vue 3D du brûleur ALbatch Dynamical FL dans son bloc ouvreau

aussi s'agir d'air ou de vapeur d'eau. Il ne faut pas non plus confondre l'écoulement du gaz d'atomisation avec l'écoulement coaxial d'oxygène destiné à la combustion du carburant qui est très lent et dont les dimensions sont bien plus grandes. La stratégie de contrôle est identique à celle utilisée au cours de la thèse : la déviation de la flamme est obtenue en déviant uniquement le spray de fuel. En revanche l'écoulement d'oxygène n'est pas controllé. Un actionneur déviant est installé sur l'injecteur de fuel. Le dispositif choisi est de type "fente " tel que celui présenté sur la Figure 3.4(b) du paragraphe 3.1.2. Ceci permet de conserver une bonne compacité de la canne d'atomisation. Le débit total de gaz d'atomisation est maintenu constant. Il est ensuite réparti entre l'actionneur et l'injecteur. Le régime de contrôle est donc défini par le même paramètre R_{ac} que dans le chapitre 5 (Eq. 5.3). Les lois de contrôle utilisées s'inspirent directement des résultats obtenus à l'IMFT.

7.2 Performances du brûleur Dynamical

Des test de fonctionnement du brûleur ALbatch Dynamical FL ont été effectués dans le four expérimental ALICE du CRCD pour trois puissances de flamme différentes : 145, 250 et 450 kW. La valeur maximale du paramètre de contrôle est 0.35. Cela signifie que 65% du débit total de gaz d'atomisation circule dans l'atomiseur coaxial (atomisation du jet liquide) et 35% de ce gaz alimente l'actionneur (Déviation du spray). La première caractéristique du brûleur, l'angle d'incidence de la flamme, est déterminée directement sur des images de la flamme telles que celle présentée sur la Figure 7.3.

La Figure 7.4 présente l'évolution de l'angle d'incidence de la flamme en fonction du rapport de contrôle R_{ac} pour les trois puissances testées. Cette angle varie quasi-linéairement jusqu'à 23° ce qui démontre l'efficacité des jets actionneurs pour le contrôle de flamme diphasique et en

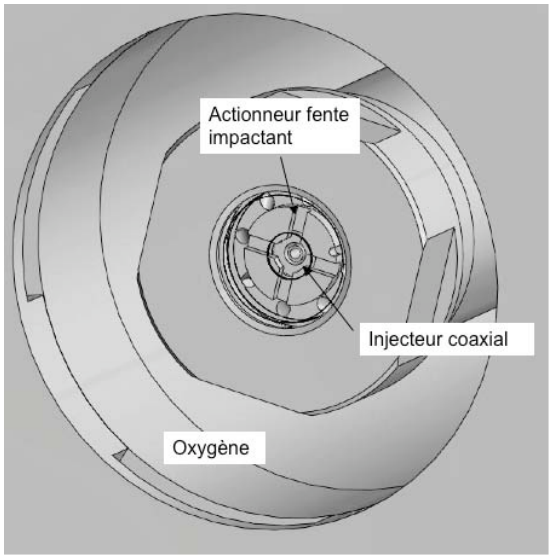
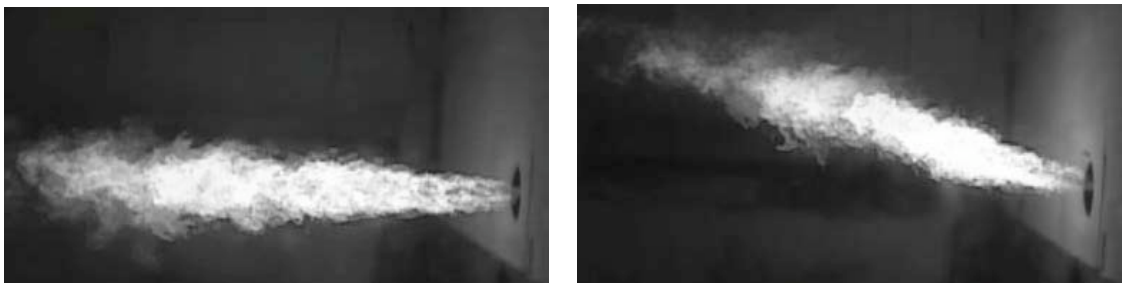


FIGURE 7.2 – Vue 3D du brûleur ALbatch Dynamical FL dans son bloc ouvreau



(a) Flamme 450W sans contrôle $R_{ac} = 0$ (b) Flamme 450W avec contrôle $R_{ac} = 0.26$

FIGURE 7.3 – Visualisation de la flamme déviée issue du brûleur ALbatch Dynamical FL pour une puissance de flamme de 450 kW : $R_{ac} = 0$ et $R_{ac} = 0.26$.

particulier la stratégie choisie pour cette thèse : pour dévier la flamme diphasique, il suffit de dévier le spray de fuel.

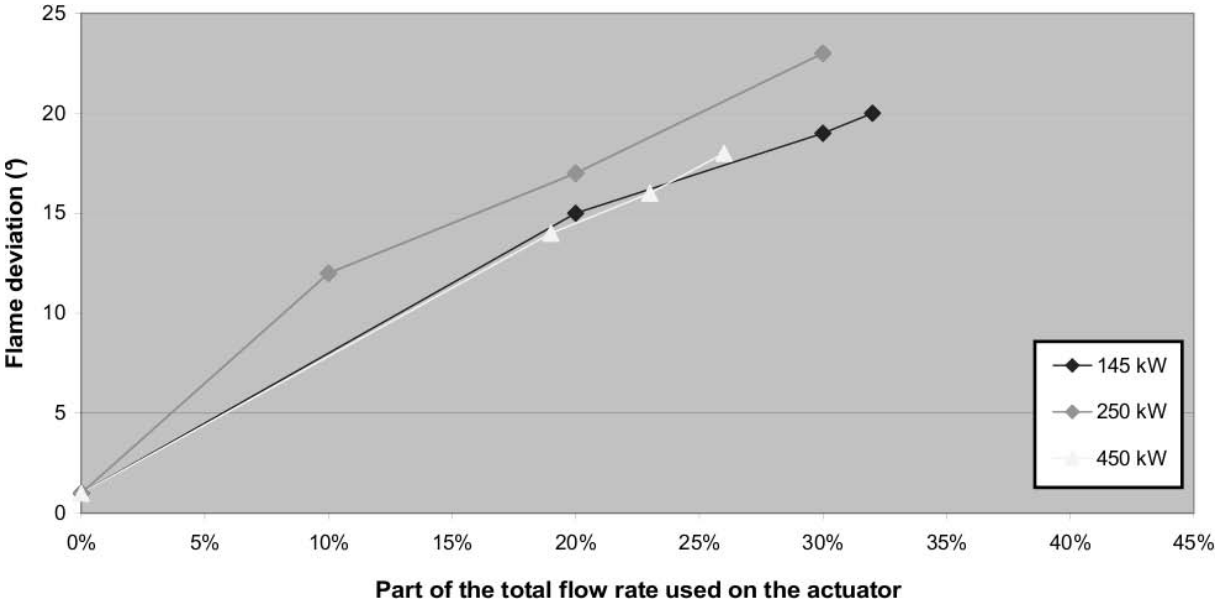


FIGURE 7.4 – Evolution de l'angle d'incidence de la flamme DYNAMICAL en fonction du régime de contrôle R_{ac}

Chapitre 8

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons conçu et testé avec succès des actionneurs permettant de contrôler la trajectoire et le taux d'ouverture de sprays assistés par air. Ce travail a été mené en s'appuyant sur des outils expérimentaux et numériques. Ainsi, un banc expérimental permettant de tester un atomiseur équipé d'actionneurs a été installé à l'IMFT et a été doté d'une métrologie permettant de caractériser l'écoulement de gaz d'atomisation et la phase dispersée. Pour des raisons de sécurité, le carburant liquide et l'oxygène habituellement utilisés pour les applications de combustion industrielle ont été remplacés par de l'eau et de l'air comprimé. Les expériences ont donc été menées hors des conditions d'évaporation et de combustion et seuls les phénomènes d'atomisation et de dispersion de gouttes ont été étudiés pour définir et tester les actionneurs.

L'injecteur utilisé pour cette cette expérience modèle est très proche des cannes d'injection de carburant des brûleurs développés par Air Liquide. Il s'agit d'un atomiseur coaxial assisté par air : un jet liquide central est atomisé par un écoulement de gaz à très grande vitesse. Du fait de sa simplicité géométrique, ce type d'injecteur est aussi très utilisé en recherche pour étudier les phénomènes d'atomisation. Il constitue donc un excellent outil pour tester et comprendre les phénomènes mis en jeu par les dispositifs de contrôle. En pratique, seuls des fonctionnements à grand nombre de Weber (régimes fibres et superpulsants) ont été testés pour cette étude car ils permettent une atomisation plus efficace et sont donc susceptibles de fournir de meilleurs rendements de combustion.

Les actionneurs sont des petits jets transverses à section rectangulaire placés à la sortie de l'injecteur. Deux familles d'actionneurs jet ont été testées expérimentalement : un dispositif équipé d'un actionneur impactant le jet principal (Dev) et dont l'objectif est de dévier le spray, et un dispositif équipé de 4 actionneurs tangents au spray (Sw) dont l'objectif est d'augmenter le taux d'expansion du spray.

Deux configurations du banc expérimental ont été utilisées au cour de la thèse. La première, équipée d'un système d'anémométrie fil chaud placé sur un déplacement 3D motorisé sur deux axes, a été dédié à la mesure du champ de vitesse de l'écoulement turbulent de gaz d'atomisation, sans injection de liquide dans la buse centrale de l'injecteur. La seconde configuration de l'expérience a permis d'effectuer des visualisations du gaz et du spray par strioscopie ou ombroscopie. Elle était de plus équipée d'un granulomètre PDA 1D afin de mesurer le champ eulérien de vitesse axiale de la phase dispersée et les distributions numériques de diamètres de gouttes.

Pour compléter ce travail expérimental, cette thèse a de plus fait appel à des outils numériques pour effectuer des simulations 3D instationnaires du spray généré par l'injecteur coaxial : la simulation aux grandes échelles (LES) pour la phase porteuse et le suivi Lagrangien des particules pour la phase dispersée. Nous avons en particulier utilisé le code de LES, AVBP et son module

Lagrangien. Si aucun développement n'a été effectué au cours de la thèse sur le noyau du code, nous avons en revanche revisité la méthode d'injection de turbulence dans AVBP. 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.

Pour simuler une entrée turbulente dans un code LES ou DNS compressible tel AVBP, deux ingrédients sont nécessaires : une méthode de génération de turbulence et une condition limite qui impose le le profile de vitesse moyen, injecte le champ turbulent tout en étant non réfléchissante pour les ondes acoustiques. L'algorithme de génération de turbulence initialement codé dans AVBP est la méthode de Kraichnan qui permet de construire un champ de vitesse turbulente 3D selon un spectre donnée (ici Passot-Pouquet) mais non périodique. La méthode MVT (Multi-Vortex-Turbulence) a de plus été développée au cours de cette thèse. Elle permet de générer un écoulement turbulent 2D périodique et a été utilisée pour des cas tests 2D et périodiques d'injection de turbulence comparant différentes conditions limites caractéristiques. Ces cas tests ont montré que les méthodes NSCBC classiques pour l'injection d'onde acoustique ne sont pas adaptées à l'injection de turbulence dans un calcul de LES. La formulation NSCBC non réfléchissante ne permet pas d'obtenir des statistiques correctes. La formulation purement réfléchissante de NSCBC bien qu'elle injecte correctement le champ de vitesse turbulente ne peut être utilisée que des des codes DNS dont le schéma numérique d'ordre élevé est très peu dispersif. Nous avons donc proposé une condition limite caractéristique non-réfléchissante VFCBC (Vortical Flow Characteristic Boundary Condition) [56] qui permet d'injecter un champ turbulent avec des niveaux de RMS corrects tout en minimisant le niveau de bruit.

Ces diagnostics expérimentaux et numériques ont été utilisés pour caractériser le fonctionnement de l'injecteur équipé de différents actionneurs. Pour chaque famille d'actionneurs, deux dimensionnements ont été proposés. Leur efficacité et l'étendue de leur domaine de fonctionnement ont été analysées grâce à des visualisations strioscopiques et des mesures PDA pour différents rapports de contrôle R_{ac}. Chaque actionneur (Dev) permet de modifier l'angle d'incidence du spray. Toutefois augmenter le diamètre de sortie de la pastille de contrôle D augmente fortement l'amplitude de déviation du spray (jusqu'à 30°) mais réduit la dynamique des gouttes et dégrade l'atomisation. Pour la gamme (Sw), optimiser la section débitante des actionneurs et réduire le diamètre de sortie D permet de réduire l'effet du contrôle sur l'atomisation tout en augmentant efficacement le taux d'expansion du spray.

Afin de mieux comprendre l'effet du contrôle sur le jet diphasique, mais aussi d'évaluer les performances d'une LES diphasique sur ces configurations, une comparaison LES/expérience a été effectuée pour trois fonctionnements du dispositif expérimental de l'IMFT : la configuration (Coax) qui correspond à l'injecteur coaxial sans système de contrôle, la configuration de déviation (Dev55) pour un rapport de contrôle $R_{ac} = 0.2$ et la configuration avec swirl (Sw2) pour un rapport de contrôle $R_{ac} = 0.4$. Le fonctionnement de l'injecteur sans injection de liquide est tout d'abord analysé en effectuant des simulations LES monophasiques de chaque configuration et en les comparant à des mesures de champ de vitesse fil chaud. Deux calculs LES du jet annulaire (Coax) avec et sans injection de turbulence démontrent la nécessité d'obtenir une turbulence établie à l'entrée du domaine de calcul pour mieux décrire le champ proche du jet où se déroulent les principaux phénomènes de transition et de mélange turbulent. Les simulations LES monophasiques des trois configurations montrent ensuite un très bon accord avec les mesures expérimentales fil chaud. On observe en particulier un effet important du contrôle sur la structure

de l'écoulement. Le jet perd ses propriétés axisymétriques et prend des formes 3D plus complexes forme de coeur puis elliptique dans le cas (Dev55), forme hélicoïdale dans le cas (Sw2). Le contrôle se traduit de plus par l'apparition de structures tourbillonnaires générées par l'interaction entre les jets actionneurs et le jet principal.

Dans un second temps, des calculs LES avec injection de gouttes et suivi Lagrangien de leur trajectoire ont été effectués pour étudier l'effet du contrôle sur le spray. Les fonctionnement des trois configurations (Coax), (Sw2), (Dev55) ont été simulés et comparés aux mesures PDA. Les comparaisons entre LES et expériences présentent un bon accord. La LES retrouve en particulier l'a déviation obtenue expérimentalement dans le cas (Dev55) ainsi que le taux d'expansion du spray du cas avec swirl (Sw2).

L'ensemble de ces résultats démontre l'intérêt de la technologie des jets actionneurs pour contrôler l'angle d'incidence et le taux d'expansion du spray. La LES couplée à un module Lagrangien apparaît de plus comme un outil prometteur pour dimensionner et optimiser ces systèmes. Il faut ensuite noter la simplicité de fonctionnement et la robustesse des jets actionneurs qui n'utilisent ni composants électroniques ni pièces mobiles. Ce sont donc d'excellents candidats pour des applications en combustion industrielle. Prenant exemple sur les travaux précédents effectués par T. Lederlin et V. Faivre, une démarche de valorisation industrielle du procédé de contrôle par jet actionneur a débuté en Janvier 2007 avec le dépôt d'un brevet conjoint Air Liquide/CNRS-INPT. De plus un brûleur diphasique expérimental intégrant des actionneurs (Dev) a été développé par Air Liquide. Les premiers essais effectués en Octobre 2009 ont permis d'obtenir une déviation de flamme jusqu'à 25°.

Bibliographie

[1] K. K. Kuo. *Principles of combustion.* John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2nd edition, 2005.

[2] T. Poinsot and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion.* R.T. Edwards, 2nd edition, 2005.

[3] T. Lieuwen and V. Yang. Combustion instabilities in gas turbine engines. operational experience, fundamental mechanisms and modeling. In *Prog. in Astronautics and Aeronautics AIAA*, volume 210, 2005.

[4] K. McManus and C. Bowman. Effects of controlling vortex dynamics on the performance of a dump combustor. In *Twenty-third Symp. (Int.) on Combustion*, pages 1093–1099, Orleans, 1990. The Combustion Institute, Pittsburgh.

[5] M. A. Heckl. Active control of the noise from a rijke tube. In *IUTAM Symposium on Aero and Hydro-Acoustics*, pages 211–216, Ecole Centrale de Lyon, 1985. Springer Verlag.

[6] T. Poinsot and S. Candel. Nonlinear studies of low-frequency combustion instabilities. In Nijhoff, editor, *Mathematic modeling in combustion and related topics*, volume 140, pages 185–215. NATO ASI Series, Dordrecht, 1987.

[7] W. Lang, T. Poinsot, F. Bourienne, S. Candel, and E. Esposito. Suppression of combustion instabilities by active control. In AIAA Paper 87-1876, editor, *23rd Joint Propulsion Conference*, 1987.

[8] G. Billoud, M. Galland, C. Huynh, and S. Candel. Adaptive active control of combustion instabilities. *Combust. Sci. Tech.* , 81 :257–283, 1992.

[9] O. Delabroy, E. Haile, F. Lacas, S. Candel, A. Pollard, A. Sobiesak, and H. A. Becker. Passive and active control of nox in industrial burners. *Experimental Thermal Fluid Sciences*, 1997.

[10] T. Poinsot, W. Lang, F. Bourienne, S. Candel, and E. Esposito. Suppression of combustion instabilities by active control. *J. Prop. Power* , 5 :14–20, 1989.

[11] K. McManus, T. Poinsot, and S. Candel. A review of active control of combustion instabilities. *Prog. Energy Comb. Sci.* , 19 :1–29, 1993.

[12] Nicolas Robart. *Contrôle actif des instabilités de combustion dans les turbines à gaz.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2000.

[13] Vincent Faivre. *Etude expérimentale et numérique du contrôle actif de jets dans des chambres de combustion.* PhD thesis, Institut Nationale Polytechnique de Toulouse, 2003.

[14] V. Faivre and T. Poinsot. Experimental and numerical investigations of jet active control for combustion applications. *J. Turb.* , 5 :article–025, 2004.

[15] Thomas Lederlin. *Conception et étude expérimentale et numérique d'un système de contrôle de trajectoire et mélange des jets de gaz dans les brûleurs à oxygène.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007.

[16] Toufik Boushaki. *Du contrôle passif au contrôle actif : application à l'oxy-combustion dans des brûleurs à jets séparés.* PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2007.

[17] A. H. Lefebvre. *Atomization and Sprays.* Taylor & Francis, 1989.

[18] L. Bayvel and Z. Orzechowski. *Liquid Atomization.* 1993.

[19] L. Rayleigh. The explanation of certain acoustic phenomena. *Nature*, July 18 :319–321, 1878.

[20] L. Rayleigh. *The Theory of Sound.* Mac Millan (reprinted by Dover, New York, 1945), 1894.

[21] P. G. Drazin and W. H. Reid. *Hydrodynamic stability.* Cambridge University Press, London, 1981.

[22] C. Weber and Z. Angrew. The decomposition of a liquid jet. *Math. Mech.*, 11 :136–154, 1931.

[23] W.A. Sirignano and C. Mehring. Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams. *Prog. Energy Comb. Sci.* , 26 :609–655, 2000.

[24] J.C. Lasheras, E. Villermaux, and E. J. Hopfinger. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet. *J. Fluid Mech.* , 357 :351–379, 1998.

[25] G. M. Faeth, L.P. Hsiang, and P.K. Wu. Structure and breakup proper of sprays. *Int. J. Multiphase Flow* , 21 :99–127, 1995.

[26] Z. Farago and N. Chigier. Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream. *Atomization and Sprays* , 2 :137–153, 1992.

[27] J. O. Hinze. Fundamental of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *AIChE J.*, 1 :289–295, 1955.

[28] Christophe Dumouchel. Atomisation and sprays. October 5-10th 2006.

[29] A.H. Lefebvre. *Gas Turbine Combustion.* Taylor & Francis, second edition, 1998.

[30] J.C. Lasheras and E.J. Hopfinger. Liquid jet instability and atomisation in a coaxial gas stream. *Ann. Rev. Fluid Mech.* , 32 :275–308, 2000. ERbib.

[31] S.P ; Lin and R.D. Reitz. Drop and spray form from a liquid jet. *Ann. Rev. Fluid Mech.* , 30 :85–105, 1998.

[32] Bertrand Leroux. *Etude expérimentale des flammes oxygéne - combustible liquide.* PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2002.

[33] W. R. Lane. shatter of drops in stream of air. *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, 43(6) :1312–1317, 1951.

[34] E. Villermaux. Mixing abnd spray form in coaxial jets. *J. Prop. Power* , 14(5) :807–817, 1998.

[35] E.J. Gutmark. Flow control with non circular jets. *Ann. Rev. Fluid Mech.* , 31 :239–272, 1999.

[36] L.J.S. Bradbury and A.H. Khadem. The distorsion of a jet by tabs. *J. Fluid Mech.* , 70(4) :801–813, 1975.

[37] C.M. Ho and E. Gutmark. Vortex induction and mass entrainment in a small-aspect-ratio elliptic jet. *J. Fluid Mech.* , 179 :383–405, 1987.

[38] H. Suzuki, N. Kasagi, and Y. Suzuki. Active control of an axisymmetric jet with an intelligent nozzle. In *First International Symposium on Turbulent Shear Flow*, 1999.

[39] B.L. Smith and A. Glezer. Jet vectoring using synthetic jets. *J. Fluid Mech.* , 458 :1–34, 2002.

[40] L.G. Pack and A. Seifert. Periodic excitation for jet vectoring and enhanced spreading. In *37th AIAA Aerospace Science meeting and Exhibit*, 1999.

[41] Anna A. Pavlova, Kiyoshi Otani, and Michael Amitay. Active control of sprays using a single synthetic jet actuator. *Int. J. Heat Fluid Flow* , 2007.

[42] M.R. Davis. Variable control of jet decay. *AIAA Journal* , 20, 1982.

[43] S. Denis, J. Delville, J.H. Garem, and J.P. Bonnet. Contrôle de l'expansion d'un jet rond par des jets impactants. In *14ème Congrès Français de mécanique*, 1999.

[44] U. Shavit and N. Chigier. Development and evaluation of a new turbulence generator for atomization research. *Exp. Fluids* , 20 :291–301, 1996.

[45] U. Shavit. Gas-liquid interaction in the liquid breakup region of twin-fluid atomization. *Exp. Fluids* , 31 :550–557, 2001.

[46] Dominique Marro. *Contrôle actif de la pulvérisation et de la vaporisation d'un spray.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1998.

[47] N. Otsu. A threshold selection method for gray-level histograms. *IEE trans. on Systems, Man and Cybernetics*, 9 :62–66, 1979.

[48] H. H. Bruun. *Hot-wire anemometry. Principles and Signal Analysis.* Oxford Science Publications, 1995.

[49] F Jorgensen. Directional sensitivity of wire and fiber film probe. *DISA Info.*, 11 :31–37, 1971.

[50] W.K. George, P.D. Beuther, and J. L. Lumley. Processing of random signals. In *Proc. Dynamic Flow Conf., Marseille*, pages 757–799, 1978.

[51] W. Farmer. Sample space for part size and velocity measuring interferometers. *Applied Optics*, 15, 1976.

[52] W. D. Bachalo and M. J. Houser. Phase/doppler spray analyser for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions. *Opt. Eng.*, 23 :583–590, 1984.

[53] M. Saffman, P. Buchhave, and H. Tanger. Simultaneous measurements of size concentration and velocity of spherical pearticles by a laser doppler method. In *2nd Int. Symp. on App. of Laser Anemometry To Fluid Mechanics*, 1984.

[54] W. Bachalo. Spray diagnostics for the twenty-first century. *Atomization and Sprays* , 10 :439–474, 2000.

[55] C. Tropea. Developments of specialized phase doppler techniques and refractive index measurements. In *Lecture Series 1999*, volume 1, pages N1–N30. VKI for Fluid Dynamics, 1999.

[56] N. Guezennec and T. Poinsot. Acoustically non-reflecting and reflecting boundary conditions for injection of vorticity in compressible solvers. *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. J.* , 47(7) :1709–1722, 2009.

[57] O. Colin. *Simulations aux grandes échelles de la combustion turbulente prémélangée dans les statoréacteurs.* Phd thesis, INP Toulouse, 2000.

[58] O. Colin. A finite element operator for diffusion terms in avbp. Technical report, IFP, Janvier 2003.

[59] V. Moureau. *Simulation aux grandes échelles de l'aérodynamique interne des moteurs à piston.* Phd thesis, Ecole Centrale Paris, 2004.

[60] T. Poinsot, T. Echekki, and M. G. Mungal. A study of the laminar flame tip and implications for premixed turbulent combustion. *Combust. Sci. Tech.* , 81(1-3) :45–73, 1992.

[61] K. W. Thompson. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comput. Phys.* , 68 :1–24, 1987.

[62] D. H. Rudy and J. C. Strikwerda. A non-reflecting outflow boundary condition for subsonic navier stokes calculations. *J. Comput. Phys.* , 36 :55–70, 1980.

[63] L. Selle, F. Nicoud, and T. Poinsot. The actual impedance of non-reflecting boundary conditions : implications for the computation of resonators. *AIAA Journal* , 42(5) :958–964, 2004.

[64] M. Baum. *Etude de l'allumage et de la structure des flammes turbulentes.* Phd thesis, Ecole Centrale Paris, 1994.

[65] Marta Garcia. *Développement et validation du formalisme Euler-Lagrange dans un solveur parallèle et non structuré pour la simulation aux grandes échelles.* PhD thesis, CERFACS, 2009.

[66] E. Riber, V. Moureau, M. García., T. Poinsot, and O. Simonin. Evaluation of numerical strategies for LES of two-phase reacting flows. *J. Comput. Phys.* , 228 :539–564, 2009.

[67] M. R. Maxey. The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow fields. *J. Fluid Mech.* , 174 :441–465, 1987.

[68] R. Gatignol. The faxén formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform stokes flow. *J. Méc. Théor. Appl.* , 1(2) :143–160, 1983.

[69] S. Sundaram and L. R. Collins. Numerical considerations in simulating a turbulent suspension of finite-volume particles. *J. Comput. Phys.* , 124 :337–350, 1996.

[70] M. Hopkins and M. Louge. Inelastic microstructure in rapid granular flows of smooth disks. *Phys. Fluids* , 3 :47–57, 1991.

[71] P. Fede and O. Simonin. Numerical study of the subgrid fluid turbulence effects on the statistics of heavy colliding particles. *Phys. Fluids* , 18(045103), 2006.

[72] Dirk Wunsch, Pascal Fede, and Olivier Simonin. Development and validation of a binary collision detection algorithm for polydispersed particle mixture. In *2008 ASME Fluids Engineering Conference*, 2008.

[73] M. Boivin, O. Simonin, and K. D. Squires. Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.* , 375 :235–263, 1998.

[74] O. Vermorel. *Étude numérique et modélisation de la turbulence dans un écoulement de nappe chargée en particules.* Phd thesis, INP Toulouse, 2003.

[75] S. Elghobashi and G. Truesdell. On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. *Phys. Fluids* , 5(7) :1790–1801, 1993.

[76] K. D. Squires and J. K. Eaton. Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence. *Phys. Fluids A*, 2(7) :1191–1203, 1990.

[77] R. Miller and J. Bellan. Direct numerical simulation and subgrid analysis of a transitional droplet laden mixing layer. *Phys. Fluids* , 12(3), 1999.

[78] M. Boivin, O. Simonin, and K. D. Squires. On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation. *Phys. Fluids* , 12(8) :2080–2090, 2000.

[79] L. Schiller and A. Nauman. A drag coefficient correlation. *VDI Zeitung*, 77 :318–320, 1935.

[80] M. Maxey and J. Riley. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids* , 26(4), 1983.

[81] Q. Wang and K. D. Squires. Large eddy simulation of particle-laden turbulent channel flow. *Phys. Fluids* , 8(5) :1207–1223, 1996.

[82] Y. Yamamoto, M. Potthoff, T. Tanaka, T. Kajishima, and Y. Tsuji. Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel : effect of considering inter-particle collisions. *J. Fluid Mech.* , 442 :303–334, 2001.

[83] S.V. Apte, K.P. Mahesh, P. Moin, and J.C. Oefelein. Large-eddy simulation of swirling particle-laden flows in a coaxial-jet combustor. *Int. J. Multiphase Flow* , 29 :1311–1331, 2003.

[84] T. Poinsot and S. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.* , 101(1) :104–129, 1992.

[85] L. Guichard, J. Réveillon, and R. Hauguel. Direct numerical simulation of statistically stationary one and two-phase turbulent combustion : a turbulent injection procedure. *Flow, Turb. and Combustion* , 73 :133–167, 2004.

[86] P. Domingo, L. Vervisch, S. Payet, and R. Hauguel. DNS of a premixed turbulent V-Flame and LES of a ducted flame using a FSD-PDF subgride scale closure with FPI-tabulated chemistry. *Combust. Flame* , 143(4) :566–586, 2005.

[87] M. Klein, A. Sadiki, and J. Janicka. Investigation of the influence of the reynolds number on a plane jet using direct numerical simulation. *Int. J. Heat Fluid Flow* , 24 :785–794, 2003.

[88] M. Klein, A. Sadiki, and J. Janicka. A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. *J. Comput. Phys.* , 186 :652–665, 2003.

[89] A. Smirnov, S. Shi, and I. Celik. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling. *Trans. ASME. J. Fluids Eng.* , 123 :359–371, 2001.

[90] S. Lee, S. Lele, and P. Moin. Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of taylor's hypothesis in compressible flows. *Phys. Fluids A*, 4(7) :1521–1530, 1992.

[91] R.H. Kraichnan. Diffusion by a random velocity field. *Phys. Fluids* , 13 :22–31, 1970.

[92] R. Prosser. Improved boundary conditions for the direct numerical simulation of turbulent subsonic flows i : Inviscid flows. *J. Comput. Phys.* , 207 :736–768, 2005.

[93] R. Prosser. Towards improved boundary conditions for the dns and les of turbulent subsonic flows. *J. Comput. Phys.* , 222 :469–474, 2007.

[94] C. Bailly, X. Gloerfelt, and C. Bogey. Report on stochastic noise source modelling. Technical report, LMFA, Ecole Centrale de Lyon, 2002.

[95] W. Bechara, C. Bailly, P. Lafon, and S. Candel. Stochastic approach to noise modeling for free turbulent flows. *AIAA Journal* , 32(3) :455–463, 1990.

[96] R. Prosser. Improved boundary conditions for the direct numerical simulation of turbulent subsonic flows i : Inviscid flows. *J. Comput. Phys.* , submitted, 2004.

[97] T. Colonius, S. Lele, and P. Moin. The free compressible vortex. *J. Fluid Mech.* , 230 :45–73, 1991.

[98] I. Celik, I. Yavuz, and A. Smirnov. Large eddy simulations of in-cylinder turbulence for internal combustion engines : a review. *Int. J. Engine Research*, 2(2) :119–148, 2001.

[99] A. Kaufmann, F. Nicoud, and T. Poinsot. Flow forcing techniques for numerical simulation of combustion instabilities. *Combust. Flame* , 131 :371–385, 2002.

[100] C.S. Yoo, Y. Wang, A. Trouvé, and H.G. Im. Characteristic boundary conditions for direct simulations of turbulent counterflow flames. *Combust. Theory and Modelling* , 9 :617–646, 2005.

[101] C.S. Yoo and H.G. Im. Characteristic boundary conditions for simulations of compressible reacting flows with multi-dimensional, viscous, and reaction effects. *Combust. Theory and Modelling* , 11 :259–286, 2007.

[102] J.M. Tournier. Turbulence et lois de paroi. Master's thesis, Institut National Polytechnique, CERFACS, 1993.

[103] J. O. Hinze. *Turbulence*. McGraw-Hill, mcgraw-hill classic textbook reissue edition, 1987.

[104] H Eroglu, N. Chigier, and Z. Farago. Coaxial atomizer liquid intact length. *Phys. Fluids A*, 3(2) :303–308, February 1991.

[105] C Engelbert, Y Hardalupas, and JH. Whitelaw. Breakup phenomena in coaxial airblast atomizers. *Proc. Math. Phys. Sci.*, (1941) :189–229, 1995.

[106] E. Porcheron, Jean-Louis Carreau, D. Le Visage, and Francis Roger. Effect of injection gas density on coaxial liquid atomization. *Atomization and Sprays* , 12(1-3) :20, 2002.

[107] I Caré and M. Ledoux. Study of an airblast coaxial atomizer. experiment and modelisation. In *Proceedings of ICLASS-91*, pages 7363–768, 1991.

[108] N. Chigier and J. M. Beer. The flow region near the nozzle in double concentric jets. *Trans. A.S.M.E., Journal of Basic Engineering*, 86 :797–804, 1964.

[109] N.W.M. Ko and W.T. Chan. Similarity in the initial region of annular jets : three configurations. *J. Fluid Mech.* , 84(4) :641–656, 1978.

[110] T.W. Davies and J.M. Beer. Flow in the wake of bluff-body flame stabilizers. In *Thirteenth symposium on combustion, © the Combustion Institute* , pages 631–638, 1971.

[111] D.F.G. Durao and J. H. Whitelaw. Velocity char of the flow in the near wake of a disk. *J. Fluid Mech.* , 85(2) :369–385, 1978.

[112] J. M. Beer and N. A. Chigier. *Combustion aerodynamics*. Krieger, Malabar, Florida, 1983.

[113] H.A. Warda, S.Z. Kassab, K.A. Elshorbagy, and E.A. Elsaadawy. An experimental investigation of the near-field region of free turbulent round central and annular jets. *Flow Measurement and Instrumentation*, 10 :1–14, 1999.

[114] I. B. Celik, Z. N. Cehreli, and I. Yavuz. Index of resolution quality for large eddy simulations. *J. Fluids Eng.* , 127(949-958), 2005.

[115] S.C. Crow and F.H. Champagne. Orderly structures in jet turbulence. *J. Fluid Mech.* , 48 :547–591, 1971.

[116] I. Wygnanski and H. Fiedler. Some measurements in the self-preserving jet. *J. Fluid Mech.* , 38(03) :577–612, 1969.

[117] H.J. Hussein, S.P. CAPP, and W. K. George. Velocity measurement in a high-reynolds-number, momentum-conservative, axisymmetric turbulent jet. *J. Fluid Mech.* , 258(31-75), 1994.

[118] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000.

[119] Patrick Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides, Analyse du phénomène dans une perspective de modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2000.

[120] A. K. Gupta, D. G. Lilley, and N. Syred. *Swirl flows*. Abacus Press, 1984.

[121] G.N. Abramovich. *The theory of turbulent jets*. The MIT Press Classics, 1963.

[122] N. Rajaratnam. *Turbulent jets*. Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 1976.

[123] P. Fede, P. Février, and O. Simonin. Numerical study of the effect of the fluid turbulence microscales on particle segregation and collision in gas-solid turbulent flows. In *5th Int. Conf. Multiphase Flow* , Yokohama, Japan, 2004. ICMF.

[124] M. Lesieur. *Turbulence in fluids*. Fluid Mechanics and its applications. Kluwer Academic Publishers, 1990.

[125] T. Von Karman and Howarth L. On the statistical theory of isotropic turbulence. In *Proceedings of the Royal Society of London*, 1938.

[126] M. Baum and T. Poinsot. A direct numerical simulation code for studies of combustion phenomena. Technical Report 920201, Laboratoire EM2C du CNRS et de l'Ecole Centrale de Paris, 1992.

[127] Christophe Bailly and Geneviève Comte-Bellot. *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.

[128] T. Passot and A. Pouquet. Numerical simulation of compressible homogeneous flows in the turbulent regime. *J. Fluid Mech.* , 181 :441–466, 1987.

Annexe A

Méthodologie expérimentale

A.1 Algorithme de maximisation de la variance interclasse

A.1.1 Formulation

Soit une image composée de N pixels dont le niveau de gris est compris entre 0 et $L-1$. Dans notre cas l'image est codée sur 12 bits ce qui correspond à $L = 2^12 = 4096$. Le nombre de pixels au niveau de gris i est noté n_i. Un estimateur de la distribution de probabilité pour les niveaux de gris est donc :

$$p_i = \frac{n_i}{N} \tag{A.1}$$

On suppose que l'image est divisée en deux classes C_1 (Fond d'écran noir) et C_2 (Spray blanc) séparées par un niveau de gris seuil s. C_1 correspond aux pixels tels que $0 \leq I \leq s$ et C_2 correspond à $s+1 \leq I < L$. Les probabilités qu'un pixel appartienne aux classes C_1 ou C_2 sont respectivement :

$$\omega_1 = \sum_{i=0}^{s} p_i = \omega(s) \;\text{ et }\; \omega_2 = \sum_{i=s+1}^{L-1} p_i = 1 - \omega(s) \tag{A.2}$$

Les niveaux de gris moyens de C_1 et C_2 sont respectivement μ_1 et μ_2 :

$$\mu_1(s) = E(I\,|C_1\,) = \frac{\sum_{i=0}^{s} ip(i)}{\omega_1} = \frac{\sum_{i=0}^{s} ip(i)}{\omega(s)} \tag{A.3}$$

$$\mu_2(s) = E(I\,|C_2\,) = \frac{\sum_{i=s+1}^{L-1} ip(i)}{\omega_2} = \frac{\sum_{i=s+1}^{L-1} ip(i)}{1-\omega(s)} \tag{A.4}$$

Le niveau de gris moyen de l'image est :

$$\mu = E(I) = \sum_{i=0}^{L-1} ip(i) \tag{A.5}$$

On vérifie aisément que pour tout choix de s :

$$\omega_1\mu_1 + \omega_2\mu_2 = \mu \tag{A.6}$$

L'objectif du seuillage est de déterminer une valeur optimale de s tel que les deux classes C_1 et C_2 soit les plus éloignées l'une de l'autre. Pour cela, Otsu propose de maximiser la variance interclasse V_i :

$$V_i = \omega_1(\mu_1 - \mu)^2 + \omega_2(\mu_2 - \mu)^2 \tag{A.7}$$

Le seuil optimal est alors s^* tel que :

$$V_i(s^*) = \max_{0 \leq < s < L} V_i(s) \tag{A.8}$$

A.1.2 Résumé de l'algorithme

L'algorithme d'Otsu se résume de la manière suivante :

1. Calcul de l'histogramme de l'image : $p(i)$ (Eq. A.1)
2. Calcul du niveau de gris moyen de l'image : μ (Eq. A.5)
3. Pour chaque seuil potentiel s on calcule :
   a) La probabilité de chaque classe C_1 et C_2 : $\omega_1(s)$ et $\omega_2(s)$ (Eq. A.2)
   b) Le niveau de gris de chaque classe C_1 et C_2 : $\mu_1(s)$ et $\mu_2(s)$ (Eqs. A.3 et A.4)
   c) La variance interclasse : $V_i(s)$ (Eq. A.7)
4. Recherche du maximum de la variance interclasse : $V_i(s^*)$ (Eq. A.8)

Cette méthode de seuillage a pour avantage d'être très simple : on ne calcule que les moments d'ordre 0 et 1 de l'histogramme de l'image. Elle ne nécessite donc pas d'analyse local de l'image tel la mesure de gradient.

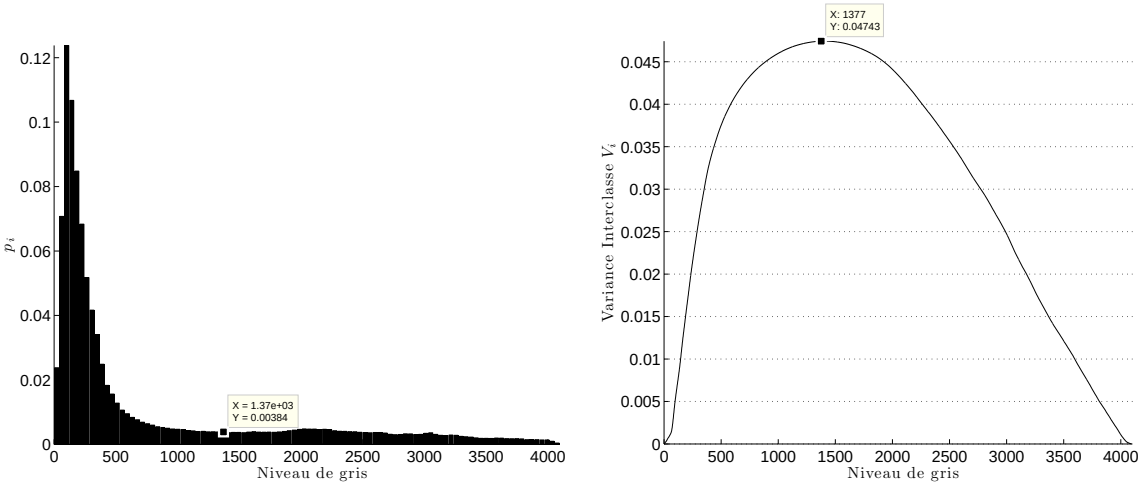
A.1.3 Application

La méthode de seuillage par maximisation de la variance interclasse est testée à partir d'une image moyenne de spray présentée sur la Figure A.1. Cette photo correspond à un régime sans contrôle avec un débit liquide $\dot{m}_l = 6.8$g/s et un débit de gaz $\dot{m}_g = 2.14$g/s.



FIGURE A.1 – Image moyenne du spray sans contrôle

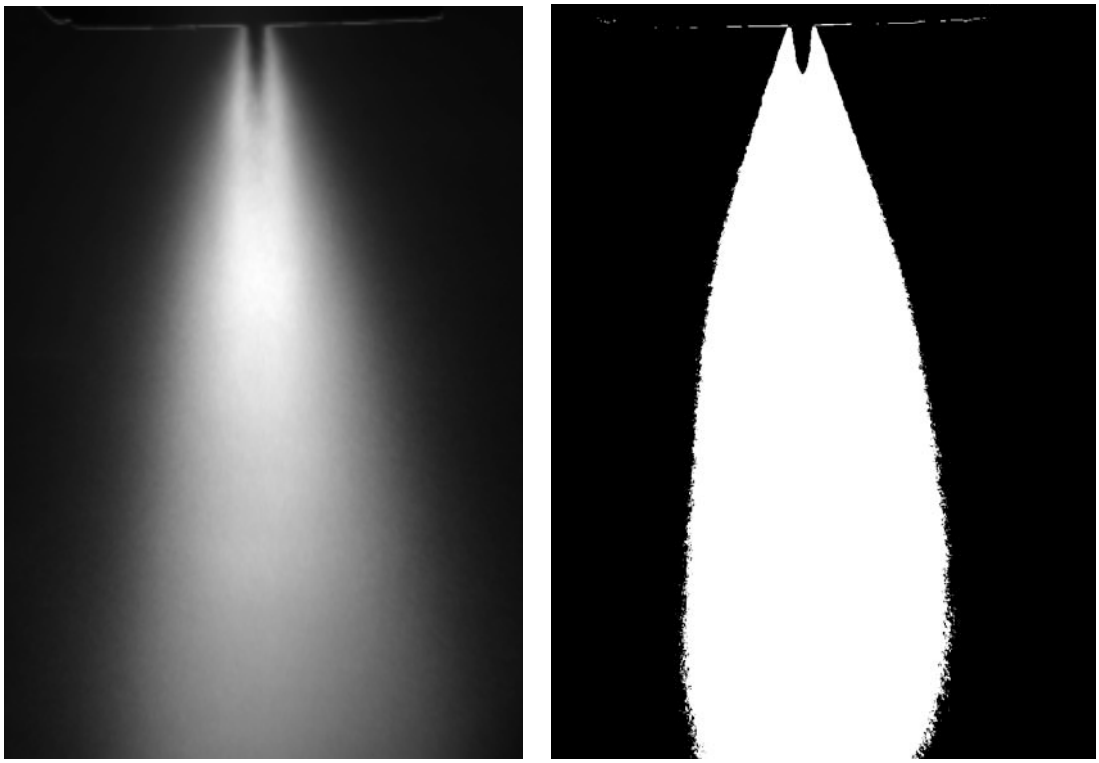
La Figure A.2 présente l'histogramme de la photo de la Figure A.1 et l'évolution de la variance interclasse. Sur l'histogramme (Figure A.2(a)), on observe un pic très marqué pour les pixels foncés du fond d'écran (Classe C_1, $i = 300$). En revanche, les pixels clairs de la zone du spray (Classe C_2) s'avèrent beaucoup plus étalés sans présence d'un pic marqué. La recherche d'une "vallée" permettant de discriminer les deux parties de l'image ne semble pas a-priori aisée. On observe toutefois que l'évolution de V_i en fonction de s reste unimodale et son maximum est atteint pour $s* = 1377$. La méthode d'Otsu s'avère suffisament robuste pour déterminer un seuil. Appliquons maintenant la valeur s^* pour binariser l'image. Le résultat est présenté sur la Figure A.3. L'image binarisée décrit une enveloppe continue qui conserve la forme du spray et le dare liquide en sortie de l'injecteur ce qui confirme l'efficacité de l'algorithme pour seuiller les images de strioscopie du spray



(a) Histogramme de l'image du spray

(b) Courbe de la variance interclasse V_i

FIGURE A.2 – Histogramme et courbe de la variance interclasse pour l'image de la Figure A.1 . Le seuil obtenu avec la méthode d'Otsu fournit un seuil $s^* = 1377$.



(a) Image moyenne du spray (b) Image binarisée du spray

FIGURE A.3 – Comparaison entre l'image moyenne du spray et l'image binarisée avec le seuil $s^* = 1377$ fourni par l'algorithme d'Otsu.

Annexe B

The basics of isotropic homogeneous turbulence

B.1 Definition of isotropic homogeneous turbulence

Turbulence corresponds to random motions of the fluid particles [124]. Therefore a turbulent flow can be modeled as a stochastic process and at each point of the space, velocity is decomposed into a mean and a fluctuating part :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \tag{B.1}$$

We focus on isotropic homogeneous turbulence. This adds two additional properties :
- homogeneity : properties of turbulence are invariant with translation of the coordinate system.
- isotropy : properties of turbulence are invariant with rotation of the coordinate system.

This simplification enables a precise analysis of the statiscal and spectral properties of turbulence.

B.2 Velocity correlations and associated length scales

The correlation tensor in two points of the velocity is defined as follow :

$$Q_{ij}(A, B, t) = \overline{u'_i(A, t)u'_j(B, t)} \tag{B.2}$$

where u'_i is the fluctuating velocity, and $\bar{}$ is the averaging operator. In the case of homogeneous and isotropic turbulence this quantity is only dependent of the distance r between the points A and B. With this hypothesis, we have :

$$Q_{ij}(A, B, t) = Q_{ij}(r, t) \; \forall \, A, B \tag{B.3}$$

This also entails :

$$\overline{u'^2_i} = U_p^2 \; \forall \, A, \, \forall i \tag{B.4}$$

The quantity U_p is the turbulent velocity and represents the intensity of turbulence in each direction. Therefore we obtain by definition the turbulent kinetic energy :

$$K = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} = \frac{3U_p^2}{2} \tag{B.5}$$

It is usual to introduce the longitudinal and transverse correlation functions, $f(r,t)$ and $g(r,t)$, and their integral length scales, $\Lambda_f(t)$ and $\Lambda_g(t)$:

$$f(r,t) = \frac{Q_{11}(r,0,0,t)}{U_p^2},\ \Lambda_f(t) = \int_0^\infty f(r,t)dr \tag{B.6}$$

$$g(r,t) = \frac{Q_{22}(r,0,0,t)}{U_p^2},\ \Lambda_g(t) = \int_0^\infty g(r,t)dr \tag{B.7}$$

Figure B.1 illustrates the signification and the typical shape of f and g. They respectively characterise coherence between two points A and B of the fluctuating velocity along and perpendiculary to the axis $\overrightarrow{AB}$.

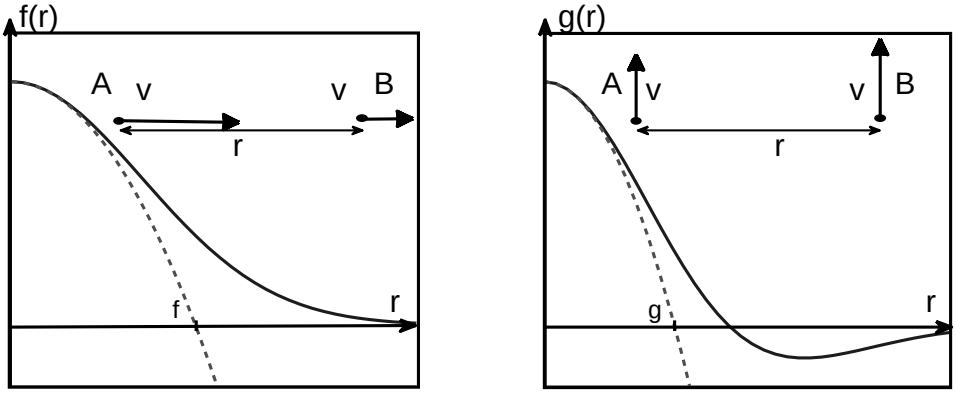


FIGURE B.1 – Typical shape of the longitudinal and transverse correlation functions f and g

For an incompressible turbulent flow, it is possible to demonstrate the relation of Kármán and Howarth [125] :

$$g(r,t) = f(r,t) + \frac{r}{2}\frac{\partial f(r,t)}{\partial r} \tag{B.8}$$

The integration of this expression between 0 and ∞ gives :

$$\Lambda_g(t) = \Lambda_f(t) + \int_0^\infty \frac{r}{2}\frac{\partial f(r,t)}{\partial r}dr \tag{B.9}$$

Since $f(r)$ becomes equal to 0 for $r = \infty$ (Figure B.1) :

$$\int_0^\infty \frac{r}{2}\frac{\partial f(r,t)}{\partial r}dr = -\frac{\Lambda_f(t)}{2} \tag{B.10}$$

Therefore, the integral scales Λ_f and Λ_g are linked by :

$$\Lambda_f(t) = 2\Lambda_g(t) \tag{B.11}$$

From f, one can also define the longitudinal micro-scale of Taylor $\lambda_f(t)$:

$$\frac{1}{\lambda_f^2} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 f(r,t)}{\partial r^2}\bigg|_{r=0} \tag{B.12}$$

In the neighbourhood of $r = 0$, the osculator parabol of $f(r,t)$ (Figure B.1) has the following equation :

$$f(r,t) \approx 1 - \frac{r^2}{\lambda_f^2(t)} \tag{B.13}$$

In the same way, one defines the transverse Taylor micro-scale from the transverse correlation $g(r,t)$:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 g(r,t)}{\partial r^2}\bigg|_{r=0} \tag{B.14}$$

Then, the relation of Kármán and Howarth enables to link the micro-scale λ_f and λ_g :

$$\lambda_f(t) = \sqrt{2}\lambda_g(t) \tag{B.15}$$

This relation is useful to evaluate the isotropy of a turbulent flow. However, it is important to highlight the fact that the microscales of Taylor do not correspond to any length scale of eddies in the flow. In particulary, they do not coincidate to the size of the smallest vortices (Kolmogorov scale η_k).

B.3 Characteristic quantities in turbulence

This section describes dimensionless quantities and the characteristic length and time scales of turbulence [126]. We recall the definition of turbulent kinetic energy K.

$$K = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} = \frac{3U_p^2}{2} \tag{B.16}$$

The dissipation rate ϵ describes the transfer of turbulent kinetic energy from the biggest eddies to the smallest eddies. It is defined as follow :

$$\epsilon = \nu\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \tag{B.17}$$

The turbulent velocity U_p and the dissipation rate ϵ are linked with the following model :

$$\epsilon = C\frac{U_p^3}{\Lambda_f} \tag{B.18}$$

where C is a constant depending on the constant shape. The scales l_d, u_d and τ_d associated with the dissipation of turbulent kinetic energy are defined as follow :

$$l_d = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \qquad u_d = (\nu\epsilon)^{1/4} \qquad \tau_d = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2} \tag{B.19}$$

The scale length l_d is also called the Kolmogorov length scale η_k and corresponds to the smallest vortices in the flow. An important quantity to describe a turbulent flow is the turbulent Reynolds number Re_T :

$$Re_T = \frac{U_p \Lambda_f}{\nu} \tag{B.20}$$

It compares the turbulent diffusivity ($\nu_t \approx U_p \Lambda_f$) to the molecular diffusivity (ν). The turbulent Reynolds number is linked to the dissipation and production scales :

$$\frac{\Lambda_f}{l_d} = Re_T^{3/4} \quad \frac{U_p}{u_d} = Re_T^{1/4} \quad \frac{T_p}{\tau_d} = Re_T^{1/2} \tag{B.21}$$

where T_p is the integral time defined by :

$$T_p = \frac{\Lambda_f}{U_p} \tag{B.22}$$

Therefore, increasing of the turbulent Reynolds number increases the gap between scales of production and scales of dissipation. The Reynolds number based on the Taylor micro-scale is :

$$Re_\lambda = \frac{U_p \lambda_f}{\nu} \tag{B.23}$$

For turbulent flows with a non-zero mean velocity $\overline{u}$, the turbulence intensity is evaluated from the parameter I_u :

$$I_u = \frac{U_p}{\bar{u}} \tag{B.24}$$

B.4 Spectral analysis of turbulence

Spectral analysis is the best tool to study isotropic homogenous turbulence and to obtain characteristic length scales.

B.4.1 Fourier Transform

If we consider a given quantity $A(\underline{r}, t)$ in the physical space, its Fourier transform (TF) is written $\hat{A}(\underline{k})$ where $\underline{k}$ and $\underline{r}$ are respectively the wave vector (spectral space) and the spatial coordinate (physical space). $A(\underline{r}, t)$ and $\hat{A}(\underline{k}, t)$ are bound by the two following reciprocal expressions :

$$\hat{A}(\underline{k}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{D(\underline{r})} A(\underline{r}) e^{-j\underline{k}\,\underline{r}}\, d^3\underline{r} = TF(A(\underline{r})) \tag{B.25}$$

$$A(\underline{r}, t) = \int_{D(\underline{k})} \hat{A}(\underline{r}) e^{j\underline{k}\,\underline{r}}\, d^3\underline{k} = TF^{-1}(\hat{A}(\underline{k})) \tag{B.26}$$

where $j^2 = -1$

B.4.2 Spectral Tensor

One can introduce the spectral tensor $E_{ij}(\underline{k})$, the Fourier transform of the correlation tensor in two points of the velocity $Q_{ij}(\underline{r}, t)$:

$$E_{ij}(\underline{k}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{D(\underline{r})} Q_{ij}(\underline{r}) e^{-i\underline{k}\,\underline{r}}\, d^3\underline{r} = TF(Q_{ij}(\underline{r})) \tag{B.27}$$

For an incompressible homogeneous and isotropic turbulent flow, it is possible to demonstrate that the tensor $E_{ij}(\underline{k})$ is real and symmetric [119] and its expression is :

$$E_{ij}(\underline{k},t) = \frac{E(k,t)}{\pi k}\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right) \tag{B.28}$$

where k is the norm of $\underline{k}$, k_i a component of $\underline{k}$ and $E(k,t)$ is the spectrum of turbulent kinetic energy.

$$K = \int_0^\infty E(k,t)dk = \frac{3U_p^2}{2} \tag{B.29}$$

Therefore, knowing the scalar function $E(k,t)$ is enough to define the tensor $E_{ij}(k,t)$. $E(k,t)$ gives also access to the dissipation rate of turbulent kinetic energy ϵ and to the longitudinal integral scale :

$$\epsilon = 2\nu\int_0^\infty k^2 E(k)dk \tag{B.30}$$

$$\Lambda_f = \frac{\pi}{2U_p^2}\int_0^\infty \frac{E(k)}{k}dk \tag{B.31}$$

B.4.3 One-dimensional spectrum

From a practical point of view, the tensor $E_{ij}(k,t)$ and the spectrum of turbulent kinetic energy $E(k,t)$ are difficult to compute from experimental or simulation data. Therefore, it is convenient to introduce the notion of one-dimensional spectrum :

$$E_i(k_1,t) = \int_{-\infty}^\infty\int_{-\infty}^\infty E_{ii}(\underline{k},t)dk_2dk_3 \tag{B.32}$$

For an incompressible homogeneous isotropic turbulence, this expression gives :

$$E_i(k_1,t) = \int_{-\infty}^\infty\int_{-\infty}^\infty \frac{E(k,t)}{4\pi k^2}(1-\frac{k_i^2}{k^2})dk_2dk_3 \tag{B.33}$$

Introducing the polar coordinates (σ,φ) in the plane $P(k_1)$ perpendicular to the axe Ok_1 at the position k_1 leads to $k^2 = k_1^2+\sigma^2$ and for a fixed value of k_1 :

$$\begin{aligned} E_1(k_1,t) &= \int_0^{2\pi}\int_0^\infty \frac{E(\sqrt{k_1^2+\sigma^2},t)}{4\pi(k_1^2+\sigma^2)}\left(1-\frac{k_1^2}{k_1^2+\sigma^2}\right)\sigma d\sigma d\varphi \\ &= \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{E(\sqrt{k_1^2+\sigma^2},t)}{(k_1^2+\sigma^2)^2}\sigma^3 d\sigma \end{aligned} \tag{B.34}$$

Then the change of variable $\sigma^2 = k^2-k_1^2$, $\sigma d\sigma = kdk$ provides :

$$E_1(k_1,t) = \frac{1}{2}\int_{k_1}^\infty \frac{E(k,t)}{k}\left(1-\frac{k_1^2}{k^2}\right)dk \tag{B.35}$$

It is also possible to obtain the expression of $E_2(k,t)$ and $E_3(k,t)$ as a function of $E(k,t)$. One must notice that :

$$E_2(k_1,t) = E_3(k_1,t) = \frac{1}{2}\left(E_2(k_1,t) + E_3(k_1,t)\right) \tag{B.36}$$

By using the same change of variable (σ, φ), one obtains :

$$E_2(k_1,t) = E_3(k_1,t) = \frac{1}{4}\int_{k_1}^{\infty} \frac{E(k,t)}{k}\left(1 + \frac{k_1^2}{k^2}\right) dk \tag{B.37}$$

B.4.4 Grid turbulence and Taylor hypothesis

Turbulence injected in this manuscrit corresponds to an isotropic homogeneous turbulence generated without mean velocity gradients. It consists in a stationary one-dimensional mean flow which is disturbed by an isotropic and homogenous turbulent flow :

$$\underline{\overline{u}} = \left(\overline{U}_1, 0, 0\right)^T \quad \text{with } \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_i} = 0 \text{ and } \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial t} = 0 \tag{B.38}$$

$$\underline{u'} = (u_1', u_2', u_3')^T \quad \text{with } \overline{u_i' u_i'} = U_p^2 \ \forall i \tag{B.39}$$

This type of turbulence is experimentally observed below a grid installed in a wind tunnel and thus it is called "grid turbulence". For such a flow, the hypothesis of Taylor is commonly used [127] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \approx -\overline{U}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \tag{B.40}$$

Therefore, the measurement of the temporal signal at a point of the flow gives access to the spatial properties of turbulence. The Taylor assumption is the key assumption to inject turbulence in DNS or LES. Turbulence is generated in an isotropic box outside the computational domain and convected within the domain. This property will also be used to compute one-dimensional spectra from time signals of velocity. Indeed, if one considers the power spectral density $\varphi_i(f)$ of the time velocity signal $u_i'(t)$:

$$\varphi_i(f) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty} u_i'(t)^2 e^{-2\pi i f t} dt \tag{B.41}$$

the Taylor hypothesis written for the spectral variables enables the change of variable :

$$k_1 = \frac{2\pi f}{\overline{U}_1} \text{ and } dk_1 = \frac{2\pi df}{\overline{U}_1} \text{ so that } \overline{u_i'^2} = \int_0^{\infty} \frac{\overline{U}_1}{2\pi}\varphi_i(f = \frac{\overline{U}_1 k_1}{2\pi}) dk_1 \tag{B.42}$$

The one-dimensional spectrum $E_i(k_1)$ is defined for waves number $-\infty < k_1 < \infty$ but its parity enables to write :

$$\overline{u_i'^2} = 2\int_0^{\infty} E_i(k_1) dk_1 \tag{B.43}$$

From this equation, one obtains :

$$E_i(k_1) = \frac{\overline{U}_1}{4\pi}\varphi_i(f = \frac{\overline{U}_1 k_1}{2\pi}) \ \forall k_1 > 0 \tag{B.44}$$

B.4.5 The Passot Pouquet Spectrum

An example of analytic expression for $E(k)$ is the Passot-Pouquet spectrum [128] :

$$E(k) = 16\frac{U_p^2}{k_e}\left(\frac{k}{k_e}\right)^4 exp\left(-2\left(\frac{k}{ke}\right)^2\right) \tag{B.45}$$

This formula is often used to create pseudo-turbulent initial conditions for direct Navier Stokes simulations which mimic a noisy large-scale instability with exponential fall-off. This spectrum has been chosen to inject turbulence with AVBP and many results presented in the manuscrit refer to this paragraph. As illustrated on Figure B.2, the maximum of $E(k)$ is reached for the wave number k_e.Therefore the parameter k_e corresponds to the most energetic eddies. These eddies have a characteristic length $\lambda_e = \frac{2\pi}{k_e}$ corresponding to the size of the largest eddies. Note that in certain papers [89], a length $L_e = \frac{1}{k_e}$is used, leading to some confusion on length definitions. Here in AVBP starting with 6.1, only λ_e will be used to define k_e (see Table B.4.5). $E(k)$ is also almost symetric to k_e. Most of the energy is concentrated around this wave number and no importance is given to small eddies.

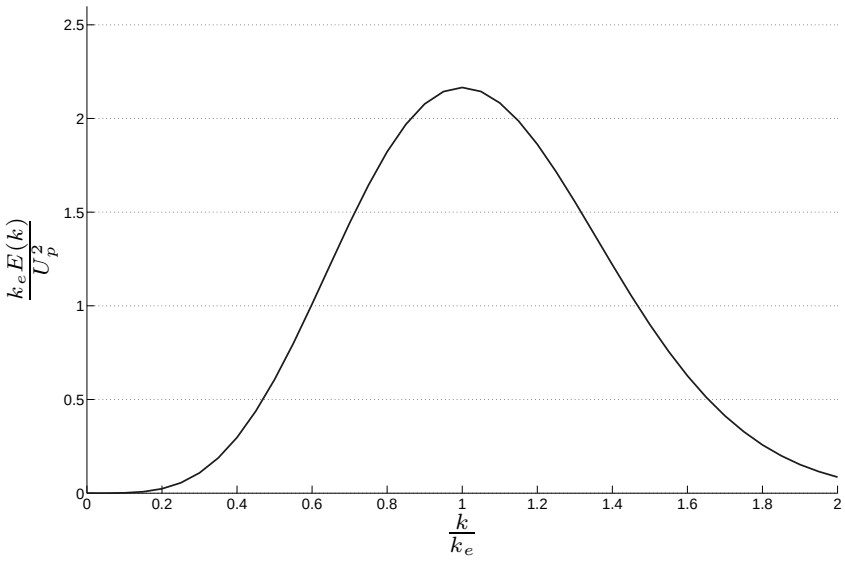


FIGURE B.2 – Spectrum $E(k)$ for the Passot-Pouquet formula B.45

The integration between 0 and ∞ of $E(k)$ leads to $K = \frac{3U_p^2}{2}$ as expected. The dissipation rate and the characteric scales and Reynolds numbers are also deduced :

$$\epsilon = \frac{15\nu U_p^2 k_e^2}{4} \tag{B.46}$$

$$\Lambda_f = \frac{\sqrt{2\pi}}{k_e} = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2\pi}} \approx 0.4\lambda_e \tag{B.47}$$

$$\lambda_f = \frac{\sqrt{2}}{k_e} = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}\pi} \tag{B.48}$$

$$\eta_k = \left(\frac{15}{4}\right)^{-1/4} \left(\frac{U_p k_e}{\nu}\right)^{-1/2} \tag{B.49}$$

$$Re_t = \sqrt{2\pi}\frac{U_p}{\nu k_e} \tag{B.50}$$

$$Re_\lambda = \frac{\sqrt{2}U_p}{k_e \nu} \tag{B.51}$$

Eq. (B.47) indicates that the true integral scale Λ_f for the Passot-Pouquet spectrum is 0.4 times the energetic scale λ_e. Eq. (B.35) and Eq. (B.37) provide the expression of the one-dimensional Passot-Pouquet spectra :

$$E_1(k_1) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{U_p^2}{k_e} e^{-2\left(\frac{k_1}{k_e}\right)^2} \tag{B.52}$$

$$E_2(k_1) = E_3(k_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{U_p^2}{k_e}\left(1 + \left(\frac{2k_1}{k_e}\right)^2\right) e^{-2\left(\frac{k_1}{k_e}\right)^2} \tag{B.53}$$

Applying the Taylor hypothesis, Eq. (B.44) gives the power spectral density for the three components of the turbulent velocity :

$$\varphi_1(f) = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{U_p^2}{f_e} e^{-2\left(\frac{f}{f_e}\right)^2} \tag{B.54}$$

$$\varphi_2(f) = \varphi_3(f) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{U_p^2}{f_e}\left(1 + \left(\frac{2f}{f_e}\right)^2\right) e^{-2\left(\frac{f}{f_e}\right)^2} \tag{B.55}$$

where $f = \frac{k_1 \overline{U}_1}{2\pi}$ and $f_e = \frac{k_e \overline{U}_1}{2\pi}$. Figure B.3 shows the graph of the longitudinal and transverse one-dimensional spectra $E_1(k_1)$ and $E_2(k_1)$. One notices that $E_1(k_1)$ is a gaussian function and reaches its maximum for $k_1 = 0$ whereas $E_2(k_1)$ is maximum for $|k_1| = \frac{k_e}{2}$.

The correlation function $f(r)$ can be expressed from the one-dimensional spectrum $E_1(k_1)$:

$$f(r) = \frac{1}{U_p}\int_{-\infty}^{+\infty} E_1(k_1) e^{ik_1 r} dk_1 \tag{B.56}$$

Therefore, for a Passot-Pouquet Spectrum, the analytical expression of $f(r)$ is :

$$f(r) = e^{-\frac{(k_e r)^2}{8}} \tag{B.57}$$

Then by solving the relation of Kármán and Howarth (B.8), the transversal correlation function is easily deduced :

$$g(r) = \left(1 - \frac{(k_e r)^2}{8}\right) e^{-\frac{(k_e r)^2}{8}} \tag{B.58}$$

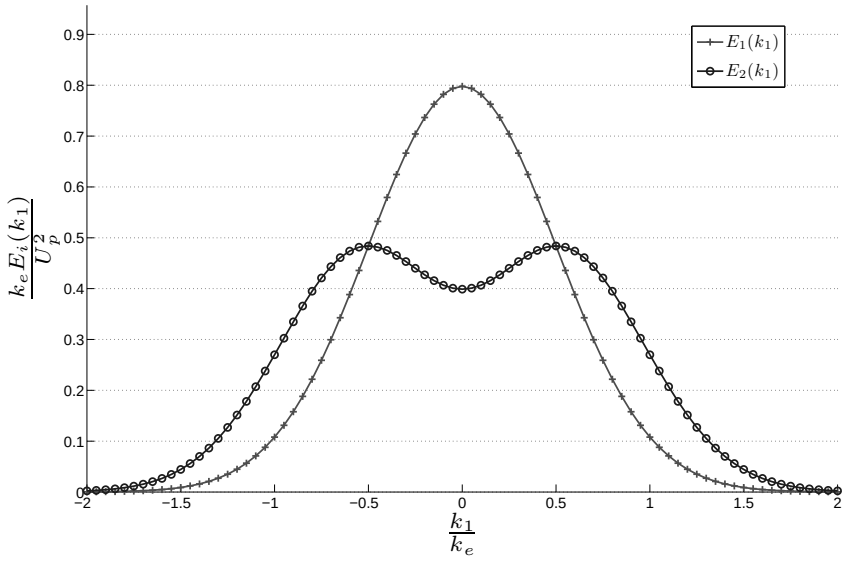


FIGURE B.3 – One-dimensional Spectra $E_1(k_1)$ and $E_2(k_1)$ for the Passot Pouquet Spectrum

Length of most energetic eddies	Taylor integral scale	Taylor micro-scale	Kolmogorov	Taylor hypothesis
λ_e	Λ_f	λ_f	η_k	f_e
$\frac{2\pi}{k_e}$	Eq. (B.47)	Eq. (B.48)	Eq. (B.49)	$\frac{k_e \overline{U}_1}{2\pi}$

TABLE B.1 – Names and definitions of turbulence scales for a Passot-Pouquet spectrum

Annexe C

Brevet Air Liquide/CNRS-INPT

(WO/2009/092949) APPARATUS AND METHOD FOR VARYING THE PROPERTIES OF A MULTIPLE-PHASE JET

Biblio. Data | Description | Claims | National Phase | Notices | Documents

Latest bibliographic data on file with the International Bureau

Pub. No.: WO/2009/092949 **International Application No.:** PCT/FR2009/050033
Publication Date: 30.07.2009 **International Filing Date:** 09.01.2009

IPC: ***B05B 1/04*** (2006.01), ***B05B 7/04*** (2006.01), ***B05B 7/08*** (2006.01)

Applicants: **L'AIR LIQUIDE SOCIETE ANONYME POUR L'ETUDE ET L'EXPLOITATION DES PROCEDES GEORGES CLAUDE** [FR/FR]; 75 quai d'Orsay F-75007 Paris (FR) *(All Except US)*.
INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE (INPT) [FR/FR]; 6, allée Emile Monso F-31400 Toulouse (FR) *(All Except US)*.
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE (CNRS) [FR/FR]; 3 rue Michel Ange F-75016 Paris (FR) *(All Except US)*.
LABEGORRE, Bernard [FR/FR]; (FR) *(US Only)*.
POINSOT, Thierry [FR/FR]; (FR) *(US Only)*.
GUEZENNEC, Nicolas [FR/FR]; (FR) *(US Only)*.

Inventors: **LABEGORRE, Bernard**; (FR).
POINSOT, Thierry; (FR).
GUEZENNEC, Nicolas; (FR).

Agent: **DE VLEESCHAUWER, Natalie**; (FR).

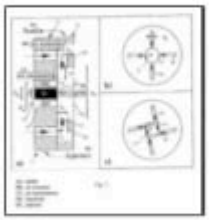
Priority Data: 0850145 10.01.2008 FR

Title: (EN) APPARATUS AND METHOD FOR VARYING THE PROPERTIES OF A MULTIPLE-PHASE JET

(FR) APPAREIL ET PROCEDE POUR FAIRE VARIER LES PROPRIETES D'UN JET MULTIPHASIQUE

Abstract: (EN) The invention relates to an apparatus and a method for injecting a multiple-phase jet with a variable direction and/or opening, by the fluidic interaction between the multiple-phase jet and one or more actuation jets.

(FR) Appareil et procédé pour l'injection d'un jet multiphasique à direction et/ou l'ouverture variables par interaction fluidique entre le jet multiphasique et un ou plusieurs jets actionneurs.



Designated States: AE, AG, AL, AM, AO, AT, AU, AZ, BA, BB, BG, BH, BR, BW, BY, BZ, CA, CH, CN, CO, CR, CU, CZ, DE, DK, DM, DO, DZ, EC, EE, EG, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM, GT, HN, HR, HU, ID, IL, IN, IS, JP, KE, KG, KM, KN, KP, KR, KZ, LA, LC, LK, LR, LS, LT, LU, LY, MA, MD, ME, MG, MK, MN, MW, MX, MY, MZ, NA, NG, NI, NO, NZ, OM, PG, PH, PL, PT, RO, RS, RU, SC, SD, SE, SG, SK, SL, SM, ST, SV, SY, TJ, TM, TN, TR, TT, TZ, UA, UG, US, UZ, VC, VN, ZA, ZM, ZW.
African Regional Intellectual Property Org. (ARIPO) (BW, GH, GM, KE, LS, MW, MZ, NA, SD, SL, SZ, TZ, UG, ZM, ZW)
Eurasian Patent Organization (EAPO) (AM, AZ, BY, KG, KZ, MD, RU, TJ, TM)
European Patent Office (EPO) (AT, BE, BG, CH, CY, CZ, DE, DK, EE, ES, FI, FR, GB, GR, HR, HU, IE, IS, IT, LT, LU, LV, MC, MK, MT, NL, NO, PL, PT, RO, SE, SI, SK, TR)
African Intellectual Property Organization (OAPI) (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA, GN, GQ, GW, ML, MR, NE, SN, TD, TG).

Publication Language: French (FR)

Filing Language: French (FR)