HAL
open science

Application de l'approche de simulation des grandes échelles à l'évaluation des charges de vent sur les structures

Risheng Sheng

▶ **To cite this version:**

Risheng Sheng. Application de l'approche de simulation des grandes échelles à l'évaluation des charges de vent sur les structures. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. École centrale de Nantes, 2017. Français. NNT : 2017ECDN0030 . tel-02124197

HAL Id: tel-02124197

https://theses.hal.science/tel-02124197

Submitted on 9 May 2019

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

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

Thèse de Doctorat

Risheng SHENG

Mémoire présenté en vue de l'obtention
du grade de Docteur de l'École Centrale de Nantes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

École doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur

Discipline : Mécanique des milieux fluides
Unité de recherche : Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA)

Soutenue le 26/10/2017

Application de l'approche de simulation des grandes échelles à l'évaluation des charges de vent sur les structures

JURY

Président du jury :	**Christian INARD**, Professeur des Universités, Université de La Rochelle
Rapporteurs :	**Richard PERKINS**, Professeur des Universités, Ecole Centrale de Lyon **Sylvain DUPONT**, Directeur de Recherche, INRA Bordeaux
Examinateurs :	**Christian INARD**, Professeur des Universités, Université de la Rochelle
Directeur de thèse :	**Isabelle CALMET**, Maitre de conférences, Ecole Centrale Nantes
Co-directeur de thèse :	**Laurent PERRET**, Maitre de conférences, Ecole Centrale Nantes
Co-encadrant de thèse :	**François DEMOUGE**, Ingénieur de recherche, CSTB Nantes

UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

Centrale Nantes

Thèse de Doctorat

Risheng Sheng

Titre de la thèse : Application de l'approche de simulation des grandes échelles à l'évaluation des charges de vent sur les structures

Title of thesis: Large eddy simulation for the estimation of wind loads on structures

Résumé

Des bâtiments de grande hauteur sont construits avec un poids et un amortissement structurel de plus en plus faibles en lien avec l'évolution des techniques de construction et des matériaux. La connaissance des charges de vent dynamiques est un enjeu important pour la conception des grands bâtiments afin de garantir leur sécurité structurelle.
L'objectif de cette thèse est d'évaluer la capacité de la simulation numérique des grandes échelles (LES) à prédire les charges de vent sur les structures et d'étudier l'influence des conditions d'entrée d'une simulation LES sur ces charges.
Des expériences ont été menées à échelle réduite dans la soufflerie atmosphérique NSA du CSTB afin de documenter l'écoulement atmosphérique modélisé, de caractériser son interaction avec un bâtiment et les charges de vent statiques et dynamiques résultantes. Le sillage du bâtiment a été caractérisé grâce à des mesures PIV. Les efforts globaux et les pressions locales ont été mesurés par une balance et des prises de pression à haute fréquence. Ces expériences en soufflerie ont permis de développer un générateur de conditions amont (GCA) pour la simulation LES, visant à reproduire les principales caractéristiques de la turbulence dans la couche limite. La base de donnée constituée a également permis de qualifier les résultats des simulations LES réalisées avec le code OpenFOAM dans la configuration de l'expérience.
L'utilisation du nouveau GCA et d'un générateur dégradé qui ne respecte pas toutes les caractéristiques de l'écoulement a permis de montrer la nécessité de bien reproduire les caractéristiques du vent incident pour accéder aux charges dynamiques sur le bâtiment.

Mots-clés

Couche limite atmosphérique, charge de vent, grande bâtiment, modélisation en soufflerie, turbulence, simulation des grandes échelles, générateur de conditions amont

Abstract

High-rise buildings are built with increasingly low weight and structural damping in relation to the evolution of construction techniques and materials. The understanding of dynamic wind loads is an important issue for the design of high-rise buildings in order to guarantee their structural safety.
The objective of the present work is to assess the ability of large eddy simulation (LES) to predict wind loads on structures and to investigate the influence of the inflow boundary conditions of a LES simulation on these loads.
Experiments were carried out at a small scale in the NSA atmospheric wind tunnel of CSTB to document the modeled atmospheric boundary layer, to characterize its interaction with a building and the resulting static and dynamic wind loads. The wake flow around the building has been characterized by PIV measurements. Global and local wind loads were measured by a high frequency force balance and high frequency pressure taps. These wind tunnel experiments allowed for the development of an inflow turbulence generator for the LES simulation, which was aimed at reproducing the main characteristics of turbulence in the boundary layer. The database also made it possible to assess the quality of the results of the LES simulations carried out with the OpenFOAM code in the same configuration as the experiment.
The use of both the new turbulence generator and a degraded one that does not account for all the characteristics of the flow has made it possible to show the necessity to reproduce the characteristics of the upstream wind flow in order to access the dynamic wind loads on the building.

Key Words

Atmospheric boundary layer, wind load, high-rise building, wind tunnel modelling, turbulence, large eddy simulation, inflow generator

UNIVERSITÉ BRETAGNE LOIRE

Remerciements

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Isabelle Calmet qui fut pour moi une directrice de thèse attentive et disponible malgré ses nombreuses charges. Sa compétence, sa rigueur scientifique et sa clairvoyance m'ont beaucoup appris. Ils ont été et resteront des moteurs de mon travail de chercheur.

J'exprime mes grands remerciements à mes encadrants de thèse : Messieurs Laurent Perret, François Demouge et Julien Guilhot. Merci pour votre accompagnement et encadrement pendant la thèse, particulièrement pour les suggestions que vous m'avez donné pour la production du manuscrit.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres de mon jury : Madame Isabelle Calmet et Messieurs Laurent Perret, François Demouge, Christian Inard, Richard Perkins et Sylvain Dupont.

J'adresse toute ma gratitude à toutes les personnes qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail. Je remercie Madame Sandrine Aubrun et Monsieur Bertrand Carissimo pour m'avoir suivi comme membres de CST. Je remercie aussi Madame Julia Revuz pour m'avoir encadré pour la première année de la thèse.

Je remercie toutes les personnes formidables que j'ai rencontrées au CSTB. Merci pour votre support et vos encouragements. Je pense particulièrement à toutes les assistantes de l'équipe numérique, Messieurs Sylvain Aguinaga, Fabrice De Oliveira et Sébastian Courtine. Je ne saurais terminer sans remercier toutes ces personnes dans l'ombre dont la contribution à mon travail est non négligeable, les techniciens en soufflerie.

Enfin, les mots les plus simples étant les plus forts, j'adresse toute mon affection à ma famille, et en particulier à ma femme qui m'a fait comprendre que la vie n'est pas faite que de

problèmes qu'on pourrait résoudre grâce à des formules mathématiques et des algorithmes. Merci de donner l'arrivée de notre petite fille qui a peint notre vie avec différentes couleurs.

Notations Principales

$< \cdots >$	moyenne en espace
α	exposant dépendant de la rugosité du sol
$\breve{k}_i^{m,n}$	fonction de nombre d'onde k_m adimensionnée
$\breve{x}$	coordonnées adimensionnées
κ	constante de Von Kármán
$\mathcal{L}_{ij}^{sm}$	tenseur de Germano
μ	viscosité dynamique $(kg/(m \cdot s))$
μ^{eff}	viscosité dynamique effective $(kg/(m \cdot s))$
μ^{sm}	viscosité dynamique sous-maille $(kg/(m \cdot s))$
$\omega_{m,n}$	fréquence d'un spectre de turbulence pour la GCA (Hz)
$\overline{\cdots}$	moyenne en temps
$\overline{U}_{ref}$	vitesse moyenne de référence (m/s)
ϕ	angle de rotation selon z (^{o})
ρ	masse volumique du fluide (kg/m^{-3})
σF_x, σF_y, σF_z	écart-types de coefficients des efforts globaux
σ_i, σ_u, σ_v, σ_w	écart-types des fluctuations de vitesse (m/s)
τ_{ij}^{sm}	tenseur des contraintes de sous-maille
θ	incidence du vent (^{o})

θ_i^y, θ_i^z	paramètres des ajustement des échelles latérales et verticales du GCA
$\triangle f_m$	pas fréquentiel entre deux fréquences f_m et f_{m+1} (Hz)
$\triangle T$	période de calcul de la vitesse de pointe (s)
$\triangle$	l'échelle de longueur caractéristique du filtre de coupure
$\triangle r$	distance entre les deux points d'observation
$\triangle t$	écart temporel entre deux observations
υ	viscosité cinématique (m^2/s)
υ^{sm}	viscosité cinématique sous-maille (m^2/s)
υ_T	viscosité cinématique turbulente (m^2/s)
φ	angle entre le vecteur vitesse U_i et le plan $X-Y$ (^{o})
$\widetilde{\cdots}$	filtrage spatial
$\widetilde{U}_p$	vitesse filtrée dans la première maille près de la paroi (m/s)
B	largeur de la cavité (m)
C_{ij}	terme des contraintes croisées (m^2/s^2)
C_i^r	coefficient de cohérence
$C_{p_{max}}$	coefficient de pression maximum
$C_{p_{min}}$	coefficient de pression minimum
$C_{p_{rms}}$	coefficient de l'écart-type de pression moyenne
C_p	coefficient de pression moyenne
C_s	constante du modèle de Smagorinsky
Coh_i	fonction de cohérence pour les 3 composantes de vitesse
D	largeur de la tour (m)
d	hauteur de déplacement (m)

E	épaisseur de la cavité (m)
$E_i(k_m)$	énergies spectrales en fonction de k_m (m^2/s^2)
f	fréquence (Hz)
f_{Cobra}	fréquence d'acquisition pour la sonde Cobra (Hz)
f_m	fréquence pour échantillonner le spectre (Hz)
f_{pese}	fréquence d'acquisition pour la balance (Hz)
f_{Pitot}	fréquence d'acquisition pour la sonde Pitot (Hz)
f_{PIV}	fréquence d'acquisition pour les plans PIV (Hz)
$f_{pression}$	fréquence d'acquisition pour les prises de pression (Hz)
F_x, F_y, F_z	les efforts globaux adimensionés par $\frac{1}{2}\rho\overline{U}_{ref}^2$
G	fonction de filtrage
g	facteur de pointe
H	hauteur de la couche limite atmosphérique (m)
h	hauteur du domaine de canopée (m)
H_{cube}	hauteur des cubes (m)
H_{ref}	hauteur de référence (m)
H_{tour}	hauteur de la tour (m)
H_v	demi-hauteur de la veine vide (m)
I_i, I_u, I_v, I_w	intensités turbulentes pour les 3 composantes de vitesse
$k_i^{m,n}$	fonction de nombre d'onde k_m (m^{-1})
k_m	nombre d'onde correspond à f_m (m^{-1})
k_r	coefficient de la rugosité
L^*	échelle géométrique

L_{ij}	échelles de longueur intégrale longitudinales, latérales et verticales pour les 3 composantes de vitesse (m)
L_{ix}, L_{ux}, L_{vx}, L_{wx}	échelles de longueur intégrale longitudinales pour les 3 composantes de vitesse (m)
l_{ix}, l_{ux}, l_{vx}, l_{wx}	échelles de Von Kármán pour les 3 composantes de vitesse (m)
L_{iy}, L_{uy}, L_{vy}, L_{wy}	échelles de longueur intégrale latérales pour les 3 composantes de vitesse (m)
L_{iz}, L_{uz}, L_{vz}, L_{wz}	échelles de longueur intégrale verticales pour les 3 composantes de vitesse (m)
L_s	facteur d'échelle relatif aux échelles longitudinales de l'écoulement
L_{uxM}, L_{vxM}, L_{uyM}, L_{vyM}	moyennes des échelles de longueur intégrale (m)
L^*_{ux}, L^*_{vx}, L^*_{uy}, L^*_{vy}	écart relatif d'échelles de longueur intégrale
Le_{ij}	terme de Léonard (m^2/s^2)
M_i	fonction de corrélation pour les 3 composantes de vitesse (m^2/s^2)
P	pression (Pa)
P^p	pression dynamique de pointe (Pa)
$p_i^{m,n}$, $q_i^{m,n}$	fonction de l'énergie spectrale $E_i(k_m)$ (m/s)
r_0	position du point initial
R_i, R_u, R_v, R_w	coefficients de corrélation pour les 3 composantes de vitesse
$r_i^{m,n}$	distribution normale de dimension $m \times n$
r_i^t	distribution normale en terme du temps
Re	nombre de Reynolds
Re_{ij}	terme des contraintes de Reynolds de sous-maille (m^2/s^2)
S_{ij}	tenseur des taux de déformation (s^{-1})

s_i	inter-spectres pour les 3 composantes de vitesse (m^2/s)
S_i, S_u, S_v, S_w	spectres longitudinaux pour les 3 composantes de vitesse (m^2/s)
St	nombre de Strouhal avec la définition $St = \frac{fD}{\overline{U}_{ref}}$
T	période de temps (s)
t	temps (s)
T^*	échelle de temps
t_τ	temps caractéristique
T_{acqui}	temps d'enregistrement pour les mesures (s)
T_c	temps caractéristique de la simulation dans une cavité
T_{ij}^{sm}	tenseur des contraintes de sous-maille à l'échelle test
T_i, T_u, T_v, T_w	échelles du temps pour les 3 composantes de vitesse
U^*	échelle de vitesse
U^p	vitesse de pointe (m/s)
u_τ	vitesse de frottement (m/s)
U_{inst}	vitesse instantanée (m/s)
U_i, U, V, W	3 composantes de vitesse instantanée, $U_1 = U$, $U_2 = V$, $U_3 = W$ (m/s)
u_i, u, v, w	3 composantes de fluctuation de la vitesse, $u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$ (m/s)
U_i'	3 composantes de vitesse sous-maille (m/s)
u_{max}	valeur maximale de la fluctuation de vitesse u (m/s)
U_p	vitesse de la paroi mobile (m/s)
U_{ref}	vitesse de référence (m/s)
U_{rms}, V_{rms}, W_{rms}	écart-type pour les 3 composants de vitesse
x^+, y^+, z^+	distance adimensionnée dans les 3 directions

x_i, x, y, z	3 directions longitudinale, transversale et verticale
$z_{0_{ref}}$	longueur de la rugosité de type rase campagne, aéroport. (Type 2-Table 2.2) (m)
z_0	longueur de la rugosité (m)
z_{min}	hauteur minimale (m)
z_p	distance entre la paroi et le centre de la première maille (m)

Table des matières

Notations Principales **3**

Table des figures **12**

Liste des tableaux **19**

1 Introduction générale **20**

2 Le vent **26**

2.1 Caractéristique du vent 26

2.1.1 Paramétrisation de la vitesse moyenne dans la couche de surface . . . 27

2.1.2 Caractéristiques turbulentes 30

2.2 Charges de vent 35

3 Essai en soufflerie **38**

3.1 Dispositif expérimental 40

3.1.1 Conception de la maquette 41

3.1.2 Soufflerie atmosphérique NSA 41

3.1.3 Métrologie pour la caractérisation de l'écoulement 42

3.2 Documentation de l'écoulement sans la tour 48

3.2.1 Vitesse moyenne et intensité turbulente 48

3.2.2 Plans PIV sans la tour 49

3.2.3 Mesure avec des sondes Cobra sans la tour 53

3.2.4 Vérification de l'homogénéité de l'écoulement 54

3.3 Validation des résultats expérimentaux 58
3.3.1 Comparaison des profils moyens 58
3.3.2 Comparaison des échelles de longueur intégrale 60
3.4 Données pour construire le GCA 62
3.5 Mesures réalisées avec la tour 66
3.5.1 PIV 66
3.5.2 Balance et prises de pression 69
3.6 Conclusions 74

4 Simulation numérique 76

4.1 Simulation numérique directe (DNS) 78
4.2 Simulation en moyenne de Reynolds (RANS) 78
4.3 Simulation des grandes échelles (LES) 80
4.3.1 Principe de la LES 80
4.3.2 Modèles de sous-maille 81
4.4 Test des modèles de sous-maille 85
4.4.1 Configuration 85
4.4.2 Résultats 86
4.5 Simulation d'un écoulement en canopée des cubes 87
4.5.1 Configuration 89
4.5.2 Résultats et comparaisons 91
4.6 Conclusion 97

5 Développement de la génération des conditions amont (GCA) 98

5.1 Méthode de calcul précurseur 99
5.2 Méthodes synthétiques 100
5.3 Nouveau modèle pour la GCA 103
5.3.1 Modèle proposé par Huang et al. (2010b) 103
5.3.2 Le nouveau modèle DSRFG-MS 105
5.3.3 Le générateur dégradé 108

5.3.4 Procédure proposée par Kim et al. (2013) 108
5.4 Test pour le générateur DSRFG-MS 112
5.4.1 Configuration 112
5.4.2 Résultats et comparaisons 114
5.5 Conclusions 120

6 LES et expériences 121
6.1 Configurations numériques 122
6.2 Résultats et comparaisons 124
6.2.1 Etude du sillage 124
6.2.2 Charges de vent 134
6.2.3 Analyse spectrale 139
6.3 Conclusions 143

7 Conclusions générales et perspectives 145
7.1 Conclusions générales 145
7.1.1 Phase de mesure en soufflerie 145
7.1.2 Phase de simulation numérique 146
7.2 Perspectives 146

Bibliographie 149

Table des figures

2.1 Couche limite atmosphérique 27

2.2 Profils de vitesse moyenne logarithmique (Cremona and Foucriat, 2002) . . . 30

2.3 Décomposition du vecteur vitesse 30

2.4 Echantillonnage du signal de pression pour le calcul de la pression de pointe 37

3.1 a) Positionnement de la tour sur la balance et discrétisation des prises de pression, b) Tour sans prise de pression, c) Tour avec prises de pression . . . 42

3.2 Sonde Pitot et son support vertical 43

3.3 a) Assemblage des équipements pour les plans PIV verticaux, b) Assemblage des équipements pour les plans PIV horizontaux, c) Schéma du positionnement des équipements pour les plans PIV verticaux, d) Schéma du positionnement des équipements pour les plans PIV horizontaux 45

3.4 a) Support horizontal pour les sondes Cobra, b) Support vertical pour les sondes Cobra, c) Système du déplacement pour deux sondes Cobra sur le support horizontal, d) Système du déplacement pour deux sondes Cobra sur le support vertical, e) Capteurs pour une sonde 46

3.5 Définition de ϕ et φ 46

3.6 a) Tour placée au centre de la balance, b) Etalonnage de la balance 47

3.7 a) Tour avec toutes les prises de pression, b) Capteur de mesure pour les prises de pression 47

3.8 a) Assemblage des équipements pour les mesures avec Pitot, b) Entrée du domaine soufflerie avec les générateurs de turbulence triangulaires 48

3.9 a) Profil de la vitesse moyenne et profils de l'EUROCODE en différentes catégories, b) Profil de l'intensité turbulente et profils de l'EUROCODE en différentes catégories 49

3.10 Plans de mesure PIV sans la tour : a) plans verticaux, b) plans horizontaux 50

3.11 a) Profil de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente de $120\mu s$, b) Profil de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente de $250\mu s$, c) Echelle de longueur intégrale L_{ux} et L_{wx} en fonction de z de $120\mu s$, d) Echelle de longueur intégrale L_{ux} et L_{wx} en fonction de z de $250\mu s$, e) Echelle de longueur intégrale L_{uz} et L_{wz} en fonction de z de $120\mu s$, f) Echelle de longueur intégrale L_{uz} et L_{wz} en fonction de z de $250\mu s$ 52

3.12 Comparaison de la vitesse moyenne, l'intensité turbulente et l'échelle de longueur intégrale entre plans verticaux et plans horizontaux 52

3.13 Coefficient de corrélation en fonction de la distance 53

3.14 Les échelles de longueur intégrale L_{uz}, L_{vz} et L_{wz} dans les deux directions z^+ et z^- aux différentes hauteurs 55

3.15 a, b) Variation des écarts relatifs d'échelles de longueur intégrale L^*_{ux} et L^*_{vx} en fonction de y aux quatre hauteurs différentes, c, d) Variations des écarts relatifs d'échelles de longueur intégrale L^*_{uy} et L^*_{vy} en fonction de x aux quatre hauteurs différentes 56

3.16 Profils de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente mesurés dans les deux directions y^+ et y^- par deux sondes différentes 57

3.17 Tensions de Reynolds $\overline{uv}$, $\overline{vw}$ et $\overline{uw}$ mesurées par les deux sondes Cobra aux différentes hauteurs : les trois colonnes de données à $y < 0$ sont mesurées avec la sonde 187 et celles à $y \geq 0$ sont mesurées avec la sonde 244 57

3.18 Les échelles de longueur intégrale L_{uy}, L_{vy} et L_{wy} dans les deux directions y^+ et y^- aux différentes hauteurs 58

3.19 Profils de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente mesurés par différentes méthodes 59

3.20 Profils du cisaillement turbulent de l'écoulement $\overline{uw}$ mesurés par différentes méthodes 59
3.21 Comparaison des échelles longitudinales 60
3.22 Comparaison des échelles latérales 61
3.23 Comparaison des échelles verticales 61
3.24 Comparaison des coefficients de corrélation longitudinale 62
3.25 Comparaison des coefficients de corrélation latérale 63
3.26 Comparaison des coefficients de corrélation verticale 63
3.27 Ajustement du spectre du signal à la courbe de Von Kármán à la hauteur de référence 65
3.28 Ajustement du profil de puissance avec les échelles de Von Kármán calculées à partir des données de la sonde Cobra 244 65
3.29 Plans de mesure PIV : a) plans verticaux, b) plans horizontaux 66
3.30 a) Vitesse moyenne $\overline{U}$ pour le plan vertical, b) Vitesse moyenne $\overline{W}$ pour le plan vertical 67
3.31 a) Vitesse moyenne $\overline{U}$ pour le plan horizontal à $z = 0.19H_{ref}$ b) Vitesse moyenne $\overline{V}$ pour le plan horizontal à $z = 0.19H_{ref}$ 68
3.32 a) Vitesse moyenne $\overline{U}$ pour le plan horizontal à $z = H_{ref}$ b) Vitesse moyenne $\overline{V}$ pour le plan horizontal à $z = H_{ref}$ 68
3.33 Contrainte de Reynolds $\overline{uv}$ dans le sillage pour le plan horizontal 69
3.34 Coefficient des efforts globaux en trois directions en fonction d'incidence de l'écoulement 70
3.35 Spectres des efforts globaux en trois directions : a) direction latérale, b) direction longitudinale, c) direction verticale 71
3.36 Coefficients de pression moyenne sur le périmètre de la tour à la hauteur référentielle H_{ref} 72
3.37 Coefficients de pression moyenne sur le périmètre de la tour à la hauteur référentielle H_{ref} 72

3.38 Coefficients de pression moyenne sur un contour centré allant du sol au sommet de la tour 73
3.39 Coefficients de pression moyenne sur un contour centré allant du sol au sommet de la tour 73

4.1 Cavité tridimensionnelle adapté de Calmet (1995) 86
4.2 Maillage de la cavité créé sous OpenFOAM 86
4.3 Profils des vitesses moyennes. Ligne continue, simulation LES en utilisant le modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique ; ligne pointillée, simulation LES en utilisant le modèle de sous-maille Smagorinsky statique ; symbole, résultats expérimentaux de Prasad and Koseff (1988) 88
4.4 Ecart-type des fluctuations de la vitesse 88
4.5 Cisaillement turbulent 89
4.6 Géométrie de la surface avec des cubes de hauteur uniforme $H_{cube} = 20mm$. 90
4.7 Plan transversal du domaine de calcul avec affichage du maillage 90
4.8 Profil vertical de la contrainte de Reynolds $- < \overline{uw} >$ 91
4.9 Plan d'une série de cubes de hauteur uniforme et points de calcul d'après Castro et al. (2006) 92
4.10 Profils de la vitesse moyenne en P_0, P_1, P_2 et P_3 93
4.11 Profils de la vitesse moyenne en fonction de z/H_{cube} et profil log en fonction de $(z-d)/H_{cube}$ avec constante Von Kármán $k = 0.41$ et $d = 0.9H_{cube}$ . . . 93
4.12 Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_1 95
4.13 Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_1, qui sont tracé en fonction de $(z - H_{cube})/h$ 95
4.14 Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_2 96
4.15 Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_3 96

5.1 Croquis de la simulation LES utilisée par un domaine de précurseur pour la génération des conditions d'entrée 100

5.2 Visualisation du champ de vitesses longitudinales juste en amont d'une marche : (a) Bruit Blanc (BB) ; (b) Calcul Précurseur (Aider and Danet, 2006) 101
5.3 Les échelles de longueur intégrale latérales et θ_i^y, les échelles de longueur intégrale verticales et θ_i^z adimensionnées par leur valeurs de référence 106
5.4 Les échelles de longueur intégrale expérimentales, les profils d'ajustement et les échelles simulées avec les paramètres θ_i^y et θ_i^z 107
5.5 Schéma du domaine de calcul : a) veine vide ; b) veine avec la tour 112
5.6 Vitesse longitudinale instantanée obtenue avec a) le générateur dégradé ; b) le générateur DSRFG-MS 114
5.7 Profils longitudinaux de U_{rms}, V_{rms} et W_{rms} à la hauteur de référence avec deux générateurs 115
5.8 Profils longitudinaux de $\overline{uv}$, $\overline{uw}$ et $\overline{vw}$ à la hauteur de référence avec deux générateurs 115
5.9 Profils de vitesse moyenne $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs 117
5.10 Profils des intensités turbulentes en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs 117
5.11 Spectres longitudinaux en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs : a) générateur dégradé et b) générateur DSRFG-MS 118
5.12 Profils de $\overline{uv}$, $\overline{uw}$ et $\overline{vw}$ en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs 119
5.13 Profils de la corrélation latérale en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec le générateur dégradé 119
5.14 Profils de la corrélation latérale en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec le générateur DSRFG-MS 120

6.1 Configuration du domaine de simulation 123
6.2 Plans de coupe au milieu de la tour 123
6.3 a) Maillage surfacique sur la tour, b) Raffinement du maillage autour de la tour124
6.4 Vitesse moyenne $\overline{U}$ dans le plan central $y = 0$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS 125
6.5 Vitesse moyenne $\overline{W}$ dans le plan central $y = 0$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS 125

6.6 Vitesse moyenne $\overline{U}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$ 127
6.7 Vitesse moyenne $\overline{W}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$ 127
6.8 Ecart-type de vitesse U_{rms} aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$ 128
6.9 Ecart-type de vitesse W_{rms} aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$ 128
6.10 Contrainte de Reynolds $\overline{uw}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$ 129
6.11 Vitesse moyenne $\overline{U}$ à la hauteur $z = H_{ref}$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS 130
6.12 Vitesse moyenne $\overline{V}$ à la hauteur $z = H_{ref}$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS 130
6.13 Vitesse moyenne $\overline{U}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$ 131
6.14 Vitesse moyenne $\overline{V}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$ 132
6.15 Ecart-type de vitesse U_{rms} aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$ 132
6.16 Ecart-type de vitesse V_{rms} aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$ 133
6.17 Contrainte de Reynolds $\overline{uv}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$ 133
6.18 Coefficient de pression moyenne sur la face amont de la tour : a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS 135
6.19 Schéma du positionnement des points dans les deux cas d'étude : a) sur le périmètre de la tour à la hauteur $z = H_{ref}$, b) sur la section centrale $y = 0$. 135
6.20 Coefficient de pression moyenne : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la *Fig.* 6.19*a*, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la *Fig.* 6.19*b* 135

6.21 Coefficient de l'écart-type de pression sur le plan en face : a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS 136
6.22 Coefficient de l'écart-type de pression : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19a, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19b 136
6.23 Coefficient de pression minimum : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19a, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19b 138
6.24 Coefficient de pression maximum : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19a, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19b 138
6.25 Spectres des efforts globaux en trois directions : a) direction longitudinale, b) direction latérale, c) direction verticale 140
6.26 Spectres des pressions locales pour 5 points sur la face avant à la hauteur $z = H_{ref}$ 141
6.27 Spectres des pressions locales pour 5 points sur la face latérale à la hauteur $z = H_{ref}$ 141
6.28 Cohérence entre deux prises de pression : a) points 5 et 4, b) points 5 et 1 . 143
6.29 Cohérence entre deux prises de pression : a) points 5 et 6, b) points 5 et 10 . 143

Liste des tableaux

2.1 Valeurs de l'exposant α en fonction du site (Cremona and Foucriat, 2002) . . 28

2.2 Catégories et paramètres de terrain de l'Eurocode (2015) 29

2.3 Ordres de grandeur pour C_i^r 35

3.1 Temps d'enregistrement T_{acqui} et fréquence dacquisition f pour différents moyens de mesure 47

3.2 Discrétisation de la distance sur le support horizontal entre deux sondes pour les différentes hauteurs 54

3.3 Discrétisation de la distance sur le support vertical entre deux sondes pour les différentes hauteurs 54

3.4 Echelles de longueur intégrale moyennes obtenues par les plans PIV horizontaux aux différentes hauteurs 55

4.1 Paramètres de simulation 86

6.1 Coefficients des efforts globaux et écart-types de coefficients des efforts globaux 139

Chapitre 1

Introduction générale

Les charges de vent sur les structures constituent un problème crucial dans l'ingénierie du vent. Beaucoup de recherches ont déjà été réalisées concernant des bâtiments de faible hauteur car ils représentent les principales constructions du monde (Uematsu and Isyumov, 1999 ; Senthooran et al., 2004 ; Caracoglia and Jones, 2009 ; Nozawa and Tamura, 2002 ; Lu et al., 2012). Avec l'évolution rapide des matériaux et des techniques de construction, beaucoup de bâtiments de grande hauteur sont construits avec un poids et un amortissement structurel plus faible (Zhang et al., 2014a). Les bâtiments élevés sont ainsi plus facilement influencés par les charges de vent. Les charges de vent sont alors un enjeu important pour la conception des grands bâtiments et doivent être étudiées en détails afin de garantir leur sécurité structurelle.

Le vent est une masse d'air qui se déplace dans une direction essentiellement horizontale à partir d'une zone de haute pression vers une zone de basse pression. Les vents forts peuvent être très destructeurs, car ils génèrent une surpression sur la surface d'une structure. Les charges de vent résultent de processus complexes, en raison non seulement du caractère turbulent du vent incident mais aussi de l'existence du sillage qui se développe derrière le bâtiment. Il est cependant nécessaire de les évaluer lors de la conception et la construction de bâtiments.

L'étude des charges de vent est généralement orientée dans les directions suivantes :

— L'étude des charges locales de vent sur la façade du bâtiment. Ce type d'étude est

nécessaire car les charges de vent ne sont pas uniformément réparties sur la façade du bâtiment, mais varient en fonction de la position. Il est proposé avec un but de sécurité, comme pour la conception de la toiture d'un stade, mais dans aussi un objectif économique afin de réduire le coût pendant la construction de la façade du bâtiment.

— L'étude des charges globales de vent sur les bâtiments. Ce type d'étude vise à analyser la réponse structurelle du bâtiment soumis au vent, particulièrement pour les bâtiments de grande hauteur qui sont plus sensibles à cette réponse structurelle.

Chercheurs et ingénieurs ont d'abord commencé à étudier les charges statiques de vent sur les bâtiments. Ils ne se sont intéressés qu'aux coefficients de pression moyenne. Les pressions sur la surface d'un bâtiment étant générées par le vent, elles suivent fidèlement les variations de vitesse du vent en amont. Les pressions moyennes peuvent donc être calculées à partir de la vitesse moyenne du vent en amont (Mendis et al., 2007).

L'étude des charges statiques de vent est simple à réaliser pour différentes catégories de vent, mais impossible sur les bâtiments qui ont une géométrie complexe. En outre, la seule connaissance de la charge statique ne permet pas d'étudier les réponses dynamiques du bâtiment. L'étude des charges statiques de vent ne sont donc pas suffisantes pour la conception et la construction du bâtiment.

Davenport s'est efforcé de formaliser le phénomène complexe des charges de vent (qui varient aléatoirement) et de l'appliquer aux grands bâtiments (Davenport, 1961a ; Davenport, 1961b). Il a utilisé le concept de série chronologique stationnaire pour déterminer la réponse des structures au vent turbulent, et donc aux charges dynamiques. Il a pu élaborer les expressions des pics de contraintes, les accélérations et les déviations en terme de vitesse moyenne du vent, les spectres de turbulence et les propriétés mécaniques et aérodynamiques des structures. De nombreux travaux ont été menés dans ce domaine dès les années 1960 et jusqu'à aujourd'hui (Zhou et al., 1997a ; Zhou et al., 1997b ; Zhou et al., 2000 ; Kareem and Zhou, 2003).

Les charges de vent sur les structures ont été étudiées par le biais d'approches expérimentales. Les mesures réalisées en vraie grandeur sont plus réalistes. Cependant, elles sont coûteuses car l'objet d'étude (ou bâtiment) doit être pré-construit et elles ne peuvent pas

servir sur d'autres projets. En outre, les conditions de mesures ne peuvent pas être facilement contrôlées : toute modification météorologique peut conduire à une mesure différente. Par conséquent, des essais rigoureusement contrôlés en soufflerie ont été effectués pour l'ingénierie du vent. De nombreux mesures en soufflerie ont été réalisées dans ce domaine (Huang and Chen, 2007a ; Irwin, 2008 ; Gu, 2009 ; Zhang et al., 2014b) et ont montré l'importance de ces études concernant les problèmes de sécurité pour la conception et la construction des grands bâtiments.

En général, les résultats d'un essai en soufflerie peuvent nous donner une bonne vision d'un cas particulier, mais ne sont pas toujours extrapolable à d'autres configurations car ces résultats dépendent du champ de vent, de l'environnement autour du bâtiment ou de sa conception. De plus, il est coûteux de réaliser une étude en soufflerie. Ainsi, les normes du bâtiment à travers le monde (ASCE, 1995, AIJ, 2004, Eurocode, 2005, etc.) ont développé des relations empiriques permettant d'évaluer les charges de vent (statiques ou dynamiques) sur les bâtiments ordinaires (de forme cubique ou cylindrique) pour une étude préliminaire, étant entendu que d'autres essais en soufflerie peuvent être nécessaires lors de l'étude finale. Néanmoins, l'étude en soufflerie peut souffrir d'un décalage d'échelle en terme de nombre de Reynolds, de cisaillement du vent et d'intensités et échelles de turbulence ; il peut exister aussi des effets de blocage aérodynamique en soufflerie (Li et al., 2004b et Li et al., 2004a).

Grâce à l'évolution rapide des moyens informatiques, la modélisation des écoulements autour d'obstacles (tels que les bâtiments) par simulation numérique (ou Computational Fluid Dynamics, CFD) connaît des avancées remarquables depuis plusieurs décennies. Elle fait désormais partie des techniques de base en recherche pour l'ingénierie du vent (Huang et al., 2007b ; Dagnew and Bitsuamlak, 2010 ; Huang and Li, 2010a ; Zhang et al., 2014a). Les techniques de simulation du vent moyen (Reynolds Averaged Navier-Stokes ou RANS) sont maintenant régulièrement appliquées aux problématiques de confort mais sont incapables de modéliser les phénomènes instationnaires qui génèrent les charges maximales sur les bâtiments. Les techniques de simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation ou LES) sont très prometteuses pour ces applications car elles permettent de résoudre une partie du champ turbulent instationnaire. La LES n'est pas aussi largement utilisée que l'approche

RANS en raison d'un coût de calcul élevé, mais elle est appliquée pour des problèmes de complexité croissante avec les ressources informatiques actuellement disponible. Des questions restent cependant ouvertes sur l'influence du modèle de sous-maille et de la génération des conditions amont (GCA), qu'il est crucial d'examiner pour la simulation de vent sur les structures.

L'objectif de cette thèse est de progresser pour l'application des techniques LES dans le domaine du dimensionnement au vent de structures, qui pourraient constituer dans certains cas une alternative ou un complément aux approches expérimentales en soufflerie. Il s'agit d'évaluer la pertinence de la méthode vis-à-vis de l'écoulement simulé (champ de pression, vitesse et turbulence) selon les modèles de sous-maille utilisés et la possibilité de représenter dans le modèle CFD un champ de vent caractéristique du vent naturel.

Le travail de thèse est réalisé selon les trois étapes suivantes :

Première étape : Essai en soufflerie dans un écoulement faiblement rugueux Beaucoup d'essais en soufflerie ont déjà été réalisés par les ingénieurs et chercheurs pour étudier les charges de vent sur les structures, dont la plupart sont dans un écoulement rugueux (Huang et al., 2007b ; Dagnew and Bitsuamlak, 2009 ; Dagnew and Bitsuamlak, 2014 ; Zhang et al., 2014a). Les informations obtenues ne sont pas suffisantes pour caractériser le vent en amont du bâtiment et appliquer un modèle CFD LES dans les conditions de la mesure. Ces informations sont pourtant cruciales dans l'objectif de la thèse. Une campagne expérimentale en soufflerie a donc été réalisée dans laquelle, en plus de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente, nous avons mesuré les échelles de longueur caractéristiques de l'écoulement et les spectres turbulents afin de compléter la caractérisation de l'écoulement. Cet essai en soufflerie, où l'on s'intéresse à une tour de grande hauteur placée dans un écoulement se développant au-dessus d'une surface faiblement rugueuse, a été réalisé pour fournir des données expérimentales de comparaison avec les résultats de simulation numérique de l'écoulement autour du bâtiment et pour conditionner le champ de vent et de turbulence en amont. Il a aussi permis d'enrichir la base des données expérimentales pour les bâtiments dans ce type de terrain.

Deuxième étape : Choix des modèles de sous-maille et développement du modèle de GCA Parmi tous les logiciels CFD qui existent, nous avons choisi un logiciel open source OpenFOAM (OpenCFD, 2013) pour les approches numériques dans cette thèse. Les avantages les plus importants d'OpenFOAM sont : (1) la flexibilité de la syntaxe de code de haut niveau qui donne la possibilité de mettre en œuvre de nouveaux solveurs de l'écoulement en utilisant les bibliothèques d'OpenFOAM déjà existantes ; (2) la capacité de calcul parallèle.

Le modèle de sous-maille et la génération des conditions amont (GCA) sont deux problématiques cruciales pour la LES. Afin de choisir un modèle de sous-maille qui fonctionne bien, une comparaison entre différents modèles de sous-maille est réalisée dans le cas d'une cavité entrainée documentés dans la littérature. Ceci nous a donné un premier résultat pour choisir un modèle de sous-maille. Pour valider le modèle de sous-maille choisi et pour tester différentes configurations numériques (les conditions aux limites de paroi, les schémas numériques et la création du maillage), nous nous sommes intéressés à une canopée de cubes de densité 25% pour laquelle des résultats sont disponibles dans la littérature. Différentes méthodes pour la génération des conditions amont ont été proposées dans la littérature, mais il n'existe pas encore de méthode qui permette de reproduire parfaitement le vent turbulent. Après avoir sélectionné un modèle de GCA disponible (Huang et al., 2010b), nous y avons apporté les améliorations nécessaires à la prise en compte des caractéristiques du vent. Un générateur dégradé (avec moins de caractéristiques respectées) est aussi développé et utilisé afin de fournir une base pour l'évaluation de notre modèle de GCA.

Troisième étape : Comparaison et validation des modèles numériques Deux simulations numériques sont réalisées en utilisant le générateur complet et le générateur dégradé dans les mêmes configurations numériques et pour une veine vide. Une comparaison est réalisée pour évaluer l'apport du nouveau générateur de conditions amont sur l'évolution du vent dans le domaine de calcul. Deux simulations numériques supplémentaires sont ensuite réalisées en utilisant un générateur complet et un générateur dégradé avec les mêmes configurations que l'essai en soufflerie, c'est-à-dire avec une tour placée dans la veine d'essais. Les résultats numériques sont comparés avec les données expérimentales et des analyses com-

plètes sont réalisées. Elles portent sur le sillage en aval de la tour, les efforts globaux, et les pressions locales (coefficient de pression moyenne, coefficient de l'écart-type de pression, coefficient de pression maximum, coefficient de pression minimum, les spectres et la cohérence entre différentes locations).

Ce mémoire s'articule de la façon suivante :

Après avoir introduit ici le contexte et les objectifs du travail, le deuxième chapitre explique différentes caractéristiques du vent, pour la vitesse moyenne et pour la turbulence. Ce sont les caractéristiques que nous étudierons pour un vent turbulent durant toute la thèse.

Le troisième chapitre présente les essais en soufflerie et les comparaisons entre les différentes méthodes de mesures.

Le quatrième chapitre s'intéresse aux approches de modélisation de la turbulence et les tests numériques réalisés pour le choix des configurations et du modèle de sous-maille.

Le cinquième chapitre porte sur les méthodes de génération des conditions amont, présente le nouveau générateur et son évaluation par comparaison à un générateur simplifié.

Le sixième chapitre se focalise sur l'application de la méthode dans la configuration des essais en soufflerie.

Le mémoire se termine par des conclusions et perspectives à ce travail.

Chapitre 2

Le vent

2.1 Caractéristique du vent

Le vent est généré par le mouvement des masses d'air dans l'atmosphère. Ces déplacements d'air entre l'équateur et les pôles sont nécessaires à l'équilibre énergétique de la planète. Loin du sol, la vitesse du vent résulte de l'équilibre des forces engendrées par le champ de pression atmosphérique et les forces de Coriolis dues à la rotation de la Terre. Lorsque l'on se rapproche du sol, les forces de frottement et les phénomènes thermiques augmentent pour devenir prépondérants face aux forces de Coriolis.

La Couche Limite Atmosphérique (CLA) est la partie de l'atmosphère en contact avec la surface terrestre, à l'intérieur de laquelle la turbulence de petite échelle se manifeste de façon permanente ; c'est la couche de l'atmosphère où les processus turbulents jouent un rôle important pour le mélange, le transport de quantité de mouvement ou de chaleur. Au-dessus de la CLA se trouve l'atmosphère libre où la turbulence de petite échelle ne se manifeste que de façon intermittente. La limite supérieure de la CLA est surmontée d'une couche d'inversion à $H \sim 1$km d'altitude, où le gradient de température potentielle positif et la stratification stable correspondante suppriment les échanges verticaux. La CLA neutre (sans effet thermique) est typiquement divisée en deux parties ($Fig.$ 2.1) : la couche mixte ou la couche d'Ekman (au-dessus de $\sim$ 100m) et la couche de surface (au-dessous de $\sim$ 100m). La partie supérieure de couche de surface fortement influencée par la surface de la terre (souvent

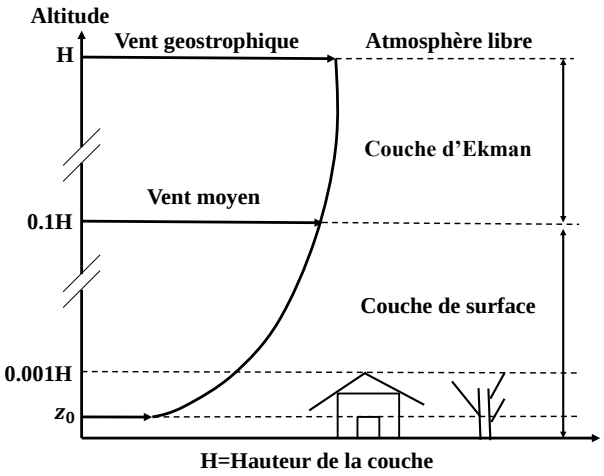

FIGURE 2.1 – Couche limite atmosphérique

hétérogène) est appelée la sous-couche inertielle ou couche logarithmique, en référence au profil de vitesse moyenne qui existe en condition d'homogénéité horizontale. Les obstacles ou bâtiments, parfois très élevés, se trouvent dans la partie inférieure de la couche de surface, appelée sous-couche rugueuse. Les obstacles présents à la surface génèrent des écoulements particuliers tels que des sillages ou des couches cisaillées mais sont aussi influencés par les caractéristiques de la turbulence de plus grande échelle présente dans la couche limite atmosphérique.

L'enregistrement des variations temporelles de la vitesse du vent montre que le vent est un phénomène très variable et irrégulier. Dans les basses couches de l'atmosphère, le vent turbulent peut être générée par les obstacles de toutes natures (rugosités) et les instabilités d'origine thermique. Le champ de vitesses peut se décomposer en deux parties : la vitesse moyenne $\overline{U_i}(z)$ qui a une variation lente (à l'échelle de l'heure) et la fluctuation $u_i(x_i, t)$ (où l'indice i désigne la direction longitudinale ($i = 1$), latérale ($i = 2$) et verticale ($i = 3$)) qui a une variation rapide (à une échelle inférieure à seconde).

2.1.1 Paramétrisation de la vitesse moyenne dans la couche de surface

La vitesse moyenne $\overline{U}(z)$ permet de décrire la variation lente du vent localement. Elle varie avec la hauteur z au-dessus du sol et avec la rugosité du terrain. A proximité du sol, le

profil du vent est nécessairement tangent au terrain. Deux modèles existent pour représenter la vitesse moyenne dans une couche de surface homogène horizontalement : le modèle en puissance et le modèle logarithmique qui sont détaillés dans ce qui suit.

Modèle en puissance Le modèle en puissance décrit l'influence de la hauteur et de la rugosité de façon suivante :

$$\overline{U}(z)/\overline{U}_{ref} = (z/H_{ref})^{\alpha} \tag{2.1}$$

Où

$\overline{U}(z)$ Vitesse moyenne du vent à la hauteur z (m/s)

$\overline{U}_{ref}$ Vitesse moyenne de référence à la hauteur de référence H_{ref} (m/s)

α Exposant dépendant de la rugosité du sol (Table 2.1)

Mer	Rase campagne	Banlieues, forêts	Grandes villes
$\alpha \simeq 0.10$	$\alpha \simeq 0.15$	$\alpha \simeq 0.25$	$\alpha \simeq 0.35$ à 0.40

TABLE 2.1 – Valeurs de l'exposant α en fonction du site (Cremona and Foucriat, 2002)

Modèle logarithmique Le modèle logarithmique (Monin and Obukhov, 1954) permet lui aussi de décrire le profil de vitesse sur un site caractérisé par une longueur de rugosité aérodynamique z_0 (qui dépend des éléments rugueux) à partir de la vitesse de frottement u_τ :

$$\overline{U}(z) = \frac{u_\tau}{\kappa} ln(\frac{z-d}{z_0}) \tag{2.2}$$

Où

κ Constante de Von Kármán

d Hauteur de déplacement (m)

Modèle logarithmique selon l'Eurocode (2005) Ce modèle logarithmique est utilisé plus fréquemment en ingénierie du vent pour déduire le profil de vitesse sur un site caractérisé

par une longueur de rugosité z_0, à partir d'une mesure effectuée à $10m$ sur un site de longueur de rugosité $z_{0_{ref}}$ correspondant au type 2 (Table 2.2).

$$\begin{cases} \overline{U}(z) = \overline{U}_{ref} k_r(z_0) ln(\frac{z}{z_0}) & z \geq z_{min} \\ \overline{U}(z) = \overline{U}(z_{min}) & z < z_{min} \end{cases} \tag{2.3}$$

Où

$\overline{U}_{ref}$ Vitesse moyenne de référence à une hauteur de référence (m/s)

z_0 Longueur de la rugosité (m)

$k_r(z_0)$ Coefficient de la rugosité, $k_r(z_0) = 0.19 \cdot \left(\frac{z_0}{z_{0_{ref}}}\right)^{0.07}$

Les valeurs de z_0 peuvent être déduites de la connaissance des types de terrain, les valeurs de z_{min} décrivent la hauteur minimale (à partir de laquelle la loi logarithmique s'applique) et dépendent de la catégorie de terrain (Table 2.2). En dessous de z_{min}, la vitesse moyenne reste constante.

La *longueur de rugosité* z_0 varie largement selon le site, de l'ordre de quelques millimètres pour un vent venant de la mer à 1 mètre en zone urbaine. Elle décrit la géométrie de la rugosité (hauteur des obstacles au sol et leur densité). La *Fig.* 2.2 illustre les différences qui peuvent être trouvées sur le champ de vitesses en fonction du type de terrain.

Type	Catégorie de terrain	$z_0(m)$	$z_{min}(m)$
0	Mer ou zone côtière exposée aux vents de mer	0.003	1
1	Lacs ou zone plate et horizontale à végétation négligeable et libre de tous obstacles	0.01	1
2	Zone à végétation basse telle que de l'herbe, avec ou non quelques obstacles isolés (arbres, bâtiments) séparés les uns des autres d'au moins 20 fois leur hauteur	0.05	2
3	Zone avec une couverture végétale régulière ou des bâtiments, ou avec des obstacles isolés séparés d'au plus 20 fois leur hauteur (par exemple des villages, des zones suburbaines, des forêts permanentes)	0.3	5
4	Zone dont au moins 15% de la surface sont recouverts de bâtiments dont la hauteur moyenne est supérieure à 15 m	1.0	10

TABLE 2.2 – Catégories et paramètres de terrain de l'Eurocode (2015)

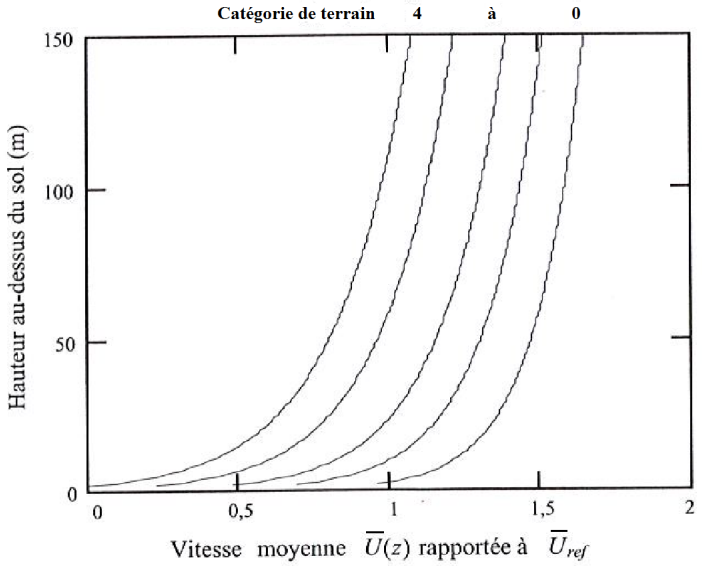

FIGURE 2.2 – Profils de vitesse moyenne logarithmique (Cremona and Foucriat, 2002)

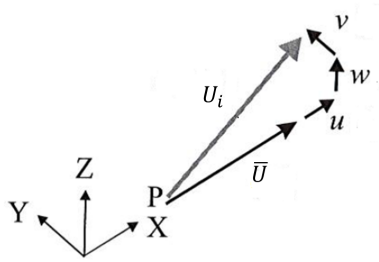

FIGURE 2.3 – Décomposition du vecteur vitesse

2.1.2 Caractéristiques turbulentes

La fluctuation de vitesse autour de sa valeur moyenne peut être décrite par ses trois composantes u, v et w (ou respectivement u_1, u_2, u_3). La *Fig.* 2.3 représente les fluctuations dans la direction du vent (longitudinale), dans la direction horizontale perpendiculaire (composante latérale) et dans la direction verticale.

Pour décrire la turbulence, nous allons utiliser l'intensité de la turbulence, les corrélations spatiales en 2 points, la densité spectrale et la cohérence.

Intensité de turbulence L'intensité de turbulence I_i est définie par :

$$I_i(z) = \frac{\sigma_i(z)}{\overline{U}(z)} \tag{2.4}$$

avec $\overline{U}(z)$ la vitesse moyenne du vent (supposé alignée avec x) et σ_i l'écart-type de la fluctuation de vitesse à la hauteur considérée : $\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T u_i^2(t)dt}$, où T est le temps de moyenne statistique. I_i est une quantité qui dépend de la hauteur z, elle décroît quand z croît (car la vitesse du vent est une fonction de z). Elle dépend également de la rugosité.

Pour la composante I_u, nous avons aussi une définition empirique selon Eurocode (2005) :

$$I_u(z) = \frac{1}{ln(z/z_0)} \tag{2.5}$$

Nous pouvons donc comparer l'écoulement obtenu en soufflerie ou dans les calculs numériques à l'aide de (2.5).

Vitesse de pointe La vitesse de pointe U^p est le maximum de vitesse rencontrée sur une période du temps T :

$$U^p = \overline{U} + u_{max} \tag{2.6}$$

Du fait de la nature turbulente du vent, la vitesse de pointe est aléatoire. La formule suivante permet d'en estimer une valeur moyenne en fonction de l'intensité turbulente à la hauteur z selon le CSTB (1995) :

$$U^p = \overline{U} + g\sigma_u = \overline{U}(1 + gI_u) \tag{2.7}$$

où g est le facteur de pointe. Le facteur g est une variable aléatoire qui répond à une distribution Gaussienne. A partir de nombreuses observations, le facteur de pointe est donné par la relation empirique suivante (Kristensen et al., 1981) :

$$g = \sqrt{2ln(\frac{T}{5\triangle T})} \tag{2.8}$$

où $\triangle T$ est une courte période pendant laquelle la vitesse pointe est calculée.

Par exemple, pour $T = 600s$ et $\triangle T = 2s$, le facteur de pointe $g = 2.86$.

Densité spectrale Définissons tout d'abord de façon générale le moment statistique $M_i(\triangle r, \triangle t)$ qui est associé à une fonction d'intercorrélation :

$$M_i(\triangle r, \triangle t) = \overline{u_i(r_0, t) u_i(r_0 + \triangle r, t + \triangle t)} \tag{2.9}$$

où r_0 est la position du point de référence, $\triangle r$ est la distance entre les deux points d'observation et $\triangle t$ l'écart temporel entre deux observations.

Si $\triangle r = 0$, on obtient l'autocorrélation $M_i(\triangle t)$. Après une transformée de Fourier et en définissant f la fréquence, nous obtenons les spectres en fréquence :

$$S_i(f) = 4 \int_0^\infty M_i(\triangle t) cos(2\pi f \triangle t) d(\triangle t) \tag{2.10}$$

Ainsi, avec les équations ci-dessus, nous pouvons obtenir les spectres du signal turbulent à partir de la mesure des fluctuations de vitesse. Des relations empiriques ont aussi été proposées pour représenter les spectres comme les spectres de Kaimal ou de Von Kármán. Les spectres de Von Kármán pour les fluctuations de vitesse longitudinale (2.11), latérale (2.12) et verticale (2.13) s'écrivent (Cremona and Foucriat, 2002) :

$$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{4 \frac{f l_{ux}}{\overline{U}(z)}}{(1 + 70.7 (\frac{f l_{ux}}{\overline{U}(z)})^2)^{5/6}} \tag{2.11}$$

$$\frac{f S_v(f)}{\sigma_v^2} = 4 \frac{f l_{vx}}{\overline{U}(z)} \frac{1 + 188.4 (2 \frac{f l_{vx}}{\overline{U}(z)})^2}{(1 + 70.7 (2 \frac{f l_{vx}}{\overline{U}(z)})^2)^{11/6}} \tag{2.12}$$

$$\frac{f S_w(f)}{\sigma_w^2} = 4 \frac{f l_{wx}}{\overline{U}(z)} \frac{1 + 188.4 (2 \frac{f l_{wx}}{\overline{U}(z)})^2}{(1 + 70.7 (2 \frac{f l_{wx}}{\overline{U}(z)})^2)^{11/6}} \tag{2.13}$$

où l_{ux}, l_{vx} et l_{wx} représentent les échelles de longueur de Von Kármán. Les formulations (2.11) à (2.13) proposées par Von Kármán sont réalistes pour les fluctuations de la vitesse du vent dans la couche limite atmosphérique (Li et al., 2004b ; Li et al., 2005). Ce sont les définitions que nous pourrons comparer aux spectres obtenus en soufflerie ou dans les calculs

numériques pour vérifier si l'écoulement turbulent que nous avons créé est de bonne qualité. Les spectres de Von Kármán sont aussi les paramètres qui vont assister notre générateur de conditions en amont (plus de détails dans le chapitre 5).

Corrélations spatiales Pour étudier la corrélation spatiale, nous nous basons sur le coefficient d'intercorrélation à retard $\triangle t$ nul, défini à partir de (2.9) et noté $M_i(\triangle r)$. Après la normalisation, nous obtenons :

$$R_i(\triangle r) = \frac{M_i(\triangle r)}{\sqrt{\overline{[u_i(r_0)]^2}}\sqrt{\overline{[u_i(r_0+\triangle r)]^2}}} \tag{2.14}$$

Notons que ce coefficient d'intercorrélation issu de mesures ou de simulations peut être approché par une fonction exponentielle (équation empirique) : ,

$$R_i(\triangle r) = exp(-\frac{\triangle r}{L_{ij}}) \tag{2.15}$$

où L_{ij} est une échelle de longueur intégrale définie ci-dessous.

Echelles de longueur intégrale Les échelles de longueur intégrale ont 9 composantes qui caractérisent les échelles de la turbulence pour différentes composantes de vitesse dans les différentes directions : L_{ux}, L_{vx} et L_{wx} dans la direction de l'écoulement, L_{uy}, L_{vy} et L_{wy} dans la direction latérale et L_{uz}, L_{vz} et L_{wz} dans la direction verticale. Nous pouvons les relier de façon empirique aux échelles de Von Kármán : $l_{ux} \approx 0.5L_{ux}$, $l_{vx} \approx 0.3L_{vx}$, $l_{wx} \approx 0.4L_{wx}$ (Cremona and Foucriat, 2002).

$R_i(\triangle r)$ sont les coefficients d'intercorrélation à partir desquels sont définies les échelles de longueur intégrale :

$$L_{ij} = \int_0^\infty R_i(\triangle r_j)d(\triangle r_j) \tag{2.16}$$

De même on définit les coefficients d'autocorrélation $R_i(\triangle t)$:

$$R_i(\triangle t) = \frac{M_i(\triangle t)}{\sqrt{\overline{[u_i(t_0)]^2}}\sqrt{\overline{[u_i(t_0+\triangle t)]^2}}} \tag{2.17}$$

qui permettent d'accéder aux échelles de temps :

$$T_i = \int_0^{\infty} R_i(\triangle t) d(\triangle t) \tag{2.18}$$

Les échelles longitudinales L_{ix} dans le sens de l'écoulement, peuvent être calculées à partir de l'échelle de temps T_i sous l'hypothèse de Taylor :

$$L_{ix} = \overline{U} \cdot T_i \tag{2.19}$$

En appliquant l'hypothèse de Taylor, nous pouvons obtenir les trois composantes L_{ux}, L_{vx} et L_{wx} par les échelles de temps.

Cohérence La cohérence est la répartition spatiale des fluctuations en fonction de la fréquence. La fonction de cohérence $Coh_i(\triangle r, f)$ est la corrélation spatiale de la turbulence dans le domaine fréquentiel. Elle est obtenue par la densité inter-spectrale de puissance $s_i(\triangle r, f)$:

$$Coh_i^2(\triangle r, f) = \frac{\|s_i(\triangle r, f)\|^2}{s_i(r_0, f) s_i(r_0 + \triangle r, f)} \tag{2.20}$$

avec

$$s_i(\triangle r, f) = 2\int_{-\infty}^{+\infty} M_i(\triangle r, \triangle t) e^{-i2\pi f \triangle t} d(\triangle t) \tag{2.21}$$

où $\|s_i(\triangle r, f)\|^2$ est le module de la fonction complexe $s_i(\triangle r, f)$.

La fonction de cohérence peut aussi être ajustée expérimentalement par une fonction exponentielle proposée par Davenport (1961b) :

$$Coh_i(\triangle r, f) = exp\left(-C_i^r \frac{f \triangle r}{\overline{U}(z)}\right) \tag{2.22}$$

où C_i^r est le coefficient de la cohérence. Les ordres de grandeur de C_i^r donnés par Cremona and Foucriat (2002) sont présentés dans la Table 2.3 :

hauteur	Cohérence latérale			Cohérence verticale	
i	u	v	w	u	v
C_i^r	$2\frac{\triangle y}{z}+7$	3	5	8	7

TABLE 2.3 – Ordres de grandeur pour C_i^r

2.2 Charges de vent

Comme nous l'avons déjà introduit, les charges de vent peuvent être classées en charges statiques et charges dynamiques. Habituellement, les charges statiques sont basées sur la partie moyenne du vent et les charges dynamiques sont basées sur la partie turbulente du vent agissant sur les bâtiments. En outre, les charges dynamiques de vent ne dépendent pas seulement de la partie turbulente du vent, mais aussi de la taille, de l'environnement et des caractéristiques des vibrations du bâtiment. Par conséquent, les facteurs suivants sont souvent considérés afin de déterminer les charges dynamiques de vent :

1. Effet de l'environnement

Un bâtiment est toujours construit avec d'autres bâtiments ou obstacles autour. Le vent passant entre les bâtiments alentours peut être considérablement déformé et provoquer un effet beaucoup plus complexe que celui obtenu par un bâtiment isolé.

2. Interaction entre les vibrations du bâtiment et l'écoulement environnant

Des vibrations induites par la turbulence et l'instabilité aéroélastique peuvent se produire avec des bâtiments flexibles ou des éléments structurels avec de très grands rapports d'aspect. Des critères de vibrations transversales et de vibrations de torsion sont prévus pour les bâtiments à profil rectangulaire. Si ces critères indiquent que des vibrations provoquées par un tourbillon ou une instabilité aéroélastique se produiront, la sécurité structurelle doit être confirmée par des essais en soufflerie.

3. Vent turbulent (fluctuation temporelle et spatiale du vent)

Pour la plupart des bâtiments, l'effet dynamique généré par la turbulence du vent est prédominant. Les charges dynamiques de vent sur un bâtiment varient temporellement, et les caractéristiques dynamiques ne sont pas uniformes sur les différentes localisations de la surface du bâtiment. Il est donc préférable à la fois d'étudier l'effort global sur la structure du bâtiment et les pressions locales sur la surface du bâtiment.

La pression dynamique de pointe, dont la définition est donnée ci-après, est une caractéristique importante dans l'étude des charges dynamiques.

Pression dynamique de pointe La pression dynamique de pointe P^p est définie en fonction de la vitesse de pointe U^p. En pratique, elle est souvent exprimée en fonction du facteur de pointe g. D'après (2.7) et (2.8), le calcul de la pression dynamique de pointe peut donc se faire simplement :

$$P^p = \frac{1}{2}\rho {U^p}^2 = \frac{1}{2}\rho \overline{U}^2 (1 + gI_u)^2 \tag{2.23}$$

Dans notre travail, comme nous le verrons au chapitre 3, le signal de pression est directement mesuré à haute fréquence en différents points de la surface du bâtiment. Aussi, nous n'utiliserons pas la relation (2.23) pour calculer la pression de pointe. Notre approche consiste à diviser le signal de pression en N échantillons. Pour chacun des échantillons, on relève la valeur maximale de pression ($Fig.$ 2.4). La pression de pointe est alors définie comme la moyenne des valeurs extrêmes des différents échantillons :

$$P^p = \frac{1}{N}\sum^{N} P_n^p \tag{2.24}$$

où P_n^p est la pression maximale pour l'échantillon n.

Les charges de vent sur une tour (sans environnement proche) avec une rigidité infinie sont étudiées dans la thèse. Les charges dynamiques de vent sont donc générées uniquement par la turbulence du vent. Le vent en amont du bâtiment est important dans cette étude et il sera donc caractérisé finement dans les chapitres 3 et 5. L'effort global sur la structure du bâtiment et les pressions locales sur la surface du bâtiment sont mesurés expérimentalement et calculés numériquement,

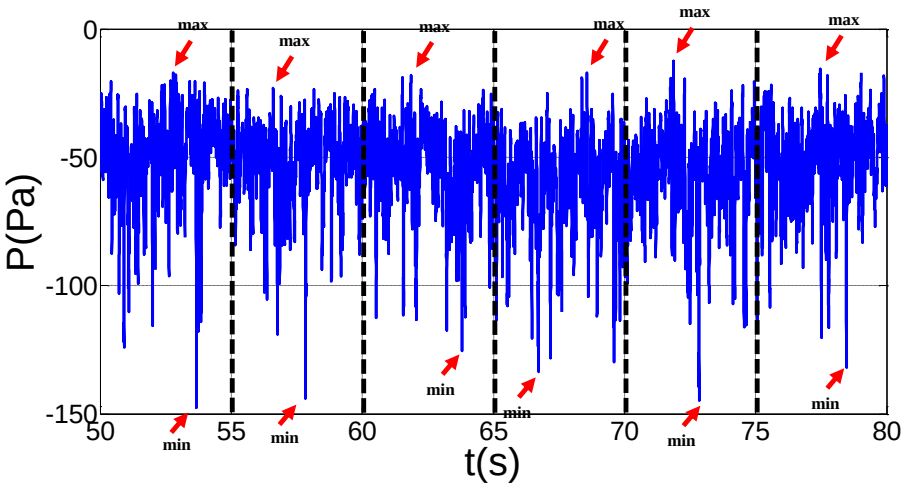

FIGURE 2.4 – Echantillonnage du signal de pression pour le calcul de la pression de pointe

Chapitre 3

Essai en soufflerie

Ce chapitre contient la partie expérimentale de la thèse, soit un essais en soufflerie pour les charges de vent sur un grand bâtiment dans un écoulement faiblement rugueux. Une base de données spécifique à cette configuration a été constituée à partir de mesures en soufflerie. Les résultats expérimentaux peuvent aider aux simulations numériques. En effet, les caractéristiques du vent mesurées pendant l'essai telles que la vitesse moyenne, l'intensité turbulente, la corrélation spatiale et les spectres de la turbulence sont utiles pour la génération des conditions amont. Cette base des données expérimentales nous donne aussi la possibilité de valider notre modèle numérique. Les résultats expérimentaux obtenus dans cette thèse sur la caractérisation de l'écoulement sont présentés dans ce chapitre. Les analyses sont présentées partiellement dans ce chapitre et seront introduites en détail dans le chapitre 6.

Chercheurs et ingénieurs ont d'abord constaté la nécessite de modéliser la turbulence atmosphérique dans les années 1950 (Jensen, 1958), ce qui a conduit à la conception des souffleries atmosphériques. Cela a ouvert un domaine de recherche important qui continue à ce jour. Watakabe et al. (2002), Li et al. (2006) et Li et al. (2007) ont comparé les résultats des tests en soufflerie avec ceux des mesures en vraie grandeur. Un accord convenable a été trouvé, qui justifie l'utilisation des mesures en soufflerie. Melbourne (1980) et Holscher and Niemann (1998) ont comparé les résultats des essais réalisés dans différentes souffleries avec un modèle identique. Toutes les mesures s'accordent entre elles, ce qui confirme que les conditions peuvent être facilement contrôlées lors des tests en soufflerie. Dans un même

temps, beaucoup d'études ont été réalisées en soufflerie atmosphérique pour différents types de terrain, différentes formes de structure (de grande ou faible hauteur, de formes diverses et avec ou sans bâtiments voisins) afin d'étudier les charges de vent (statiques ou dynamiques) en reproduisant des caractéristiques représentatives d'un vent naturel (Bosch et al., 1996 ; Kawai, 1998 ; Tamura and Miyagi, 1999 ; Thepmongkorn and Kwok, 2002a ; Thepmongkorn et al., 2002b ; Gu and Quan, 2004 ; Lam et al., 2008 ; Lam et al., 2011 ; Zhang et al., 2014b).

Différents équipements ont été utilisés pour étudier les charges de vent sur les structures. La balance à haute fréquence a d'abord été utilisée pour mesurer les charges de vent globales. Les coefficients de force et de moment et le spectre de la force pour différents directions de vent ont été mesurés et étudiés par Obasaju (1992) ; les résultats ont également été comparés en utilisant deux types d'écoulement amont (écoulement uniforme ou couche limite atmosphérique). Puis Xie and Irwin (1998) ont utilisé la balance à haute fréquence pour les mesures sur des structures ayant des formes complexes et pour de grands bâtiments reliés structurellement. Les interactions entre ces bâtiments reliés entre eux ou différentes parties d'un bâtiment de forme complexe ont été considérées dans cet article.

La balance à haute fréquence ne fonctionne bien que pour le mode de vibration fondamental, qui s'est avéré être une limitation parce que l'excitation des modes de vibration d'ordre supérieur peut devenir significative pour les grandes tours (Irwin, 2009). Les mesures de pression sont donc utilisées afin de surmonter les limites de la balance à haute fréquence et d'observer plus de détails pour les charges de vent sur le bâtiment. Huang and Chen (2007a) utilisent ainsi les mesures de pression afin de mieux comprendre la réponse des grands bâtiments. Mousaad (2013) utilise aussi les mesures de pression pour obtenir les informations de pression locale sur la surface de la structure. Les résultats ont été comparés à ceux mesurés par la balance à haute fréquence et un accord convenable a été trouvé. Notez que les mesures de pression sont très utiles pour les structures qui ont des formes complexes, même avec une distribution de masse non uniforme. Cependant, le nombre de prises de pression peut être limité par la surface du modèle utilisé. La technique de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est souvent utilisée pour analyser le sillage autour et en aval du bâtiment, comme Hassan et al. (2015) l'ont fait. Les expériences ont été menées avec deux types d'écoulement

amont (avec différentes épaisseurs de la couche limite). Ce changement de condition amont a entraîné des modifications importantes dans le sillage du bâtiment.

Paramètre permettant de caractériser le phénomène de détachement de tourbillons autour d'un bâtiment, le nombre de Strouhal, dépendant de la section transversale du bâtiment, de la vitesse de référence et de la caractéristique fréquentielle du détachement de tourbillons, a été fréquemment étudié par les auteurs. Bearman and Trueman (1967) ont étudié l'effet du rapport des côtés du modèle sur le nombre de Strouhal. Leurs expériences ont été menées sur une gamme de nombres de Reynolds $Re = 2 \times 10^4$ à $Re = 7 \times 10^4$ avec des rapports des côtés variant entre 0.2 à 1.2. Les effets du nombre de Reynolds pour l'écoulement autour des cylindres rectangulaires ont également été étudiés dans plusieurs études. Une recherche expérimentale a été effectuée par Okajima (1982) démontrent la dépendance au nombre de Reynolds du nombre de Strouhal. Wolochuk et al. (1996) ont constaté que le nombre de Strouhal est peu dépendant de l'intensité de la turbulence mais il est plus dépendant de l'échelle de longueur intégrale de l'écoulement en amont. D'autres recherches ont également été effectuées, fournissent une gamme de Strouhal de 0.12 à 0.14 pour des types de bâtiment similaires à celui de la présente étude. Des différences existent selon les configurations expérimentales (Knisely, 1990 ; Okajima, 1990 ; Choi and Kwon, 2000).

Dans notre étude, l'objectif est de simuler une couche limite atmosphérique se développant au-dessus d'une surface faiblement rugueuse, de caractériser l'écoulement obtenu sans la tour pour assister les calculs numériques, d'étudier la structure du sillage et d'effectuer les mesures de pression sur la surface de la tour. Nous utiliserons donc, entre autres, tous les moyens de mesure que nous avons cités ici afin de constituer une base de données complète. De plus, nous comparerons les résultats obtenus par les différentes méthodes pour s'assurer de la qualité de mesure.

3.1 Dispositif expérimental

La tour de section carrée et de dimension 10cm×10cm×49cm ($H_{tour} = 49$cm est la hauteur de la tour et $D = 10$cm est la largueur de la tour) correspond à une tour de hauteur 147m

représentée à l'échelle de 1/300. La hauteur de référence H_{ref} choisie pour adimensionner les résultats correspond à 2/3 de la hauteur de la tour ($H_{ref} = 33.3$cm pour la maquette, soit environ 100m en vraie grandeur). La vitesse de l'écoulement dans la soufflerie est, à la hauteur de référence, $\overline{U}_{ref} = 10$m/s. Elle correspond en vraie grandeur à une vitesse de 24m/s, valeur de référence pour la plupart des zones en France (région 2 dans l'EUROCODE). La valeur du nombre de Reynolds $Re = \frac{\overline{U}_{ref} H_{tour}}{\nu}$ est égale à 3×10^5 pour notre essai.

Ainsi, en considérant l'échelle géométrique $L^* = 1/300$, et l'échelle des vitesses $U^* = 10/24 = 0.42$, nous en déduisons l'échelle de temps $T^* = L^*/U^* = 8 \times 10^{-3}$, ce qui implique que 2 minutes d'acquisition représentent 4 heures en réalité, et qu'une fréquence d'acquisition de 400Hz équivaut à une fréquence vraie grandeur de 3.20Hz.

3.1.1 Conception de la maquette

Pour réaliser les différentes mesures, deux maquettes de tour ont été construites : l'une avec des prises de pression et l'autre, transparente et sans prise de pression, pour les mesures PIV (cette maquette est faite de plexiglas qui permet un accès optique). La tour sur son support est placée sur une balance à haute fréquence destinée à mesurer les efforts globaux. La discrétisation choisie pour l'emplacement des prises de pression conduit à 265 points de mesures (*Fig.* 3.1a). Les prises de pression les plus proches des arêtes sont situées à $\frac{D}{20}$ ($1.5m$ en vraie grandeur). Les prises sont resserrées autour des arêtes car ce sont les zones les plus complexes où peuvent être présentés la séparation de l'écoulement et les effets des petits tourbillons.

3.1.2 Soufflerie atmosphérique NSA

L'étude est menée dans la soufflerie atmosphérique NSA du CSTB. Cette soufflerie est spécialement dédiée à la simulation du vent sur des grands ouvrages (stades, ponts, musées) et des tours. Il s'agit d'une soufflerie à circuit fermé alimentée par un ventilateur tournant à vitesse constante et dont le calage des pales permet de modifier la vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai. Elle présente la particularité d'avoir une veine d'essai très longue (20m). Ceci permet de placer, en amont de la maquette, différents jeux de rugosités afin de recréer

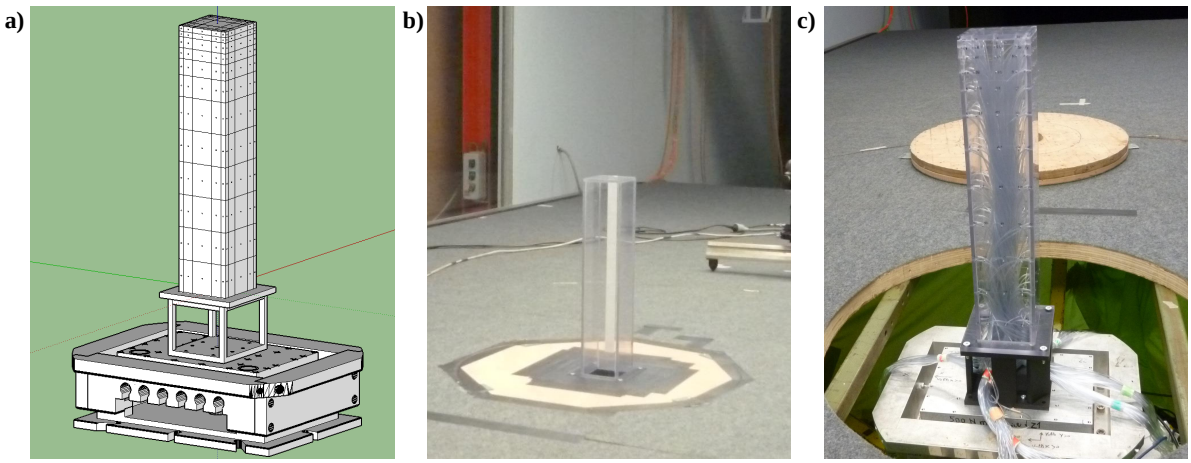

FIGURE 3.1 – a) Positionnement de la tour sur la balance et discrétisation des prises de pression, b) Tour sans prise de pression, c) Tour avec prises de pression

un profil de vent conforme à celui perçu par le bâtiment sur le site réel.

Ses grandes dimensions (longueur 20m, largeur 4m et hauteur réglable de 2 à 3m) permettent de reproduire le vent naturel à des échelles comprises entre le 1/100 et le 1/400 pour les mesures habituelles d'actions locales et globales, voire jusqu'au 1/1000 pour des études sur maquette topographique. La vitesse de l'écoulement dans la veine est réglable de 0 à 30m/s. Le plancher de la veine est muni d'une table tournante commandée permettant d'orienter les modèles de 0 à 360° à $\pm 1^o$ près. Un échangeur associé à une source chaude ou froide suivant les cas de fonctionnement permet une régulation de température à $\pm 0.5^oC$ dans la gamme $+5$ à $+45^oC$.

3.1.3 Métrologie pour la caractérisation de l'écoulement

Notre travail en soufflerie a été divisé en deux parties. Dans un premier temps, il s'agissait de caractériser l'écoulement dans la soufflerie atmosphérique (c'est-à-dire en veine vide) afin d'assister la Génération des Conditions Amont (GCA) et de valider le modèle de GCA. Ensuite lobjectif était d'analyser le sillage autour de la tour et le champ de pression à la surface du bâtiment, ceux-ci devant servir à la comparaison avec des simulations LES (dans une veine avec la tour). Pour la première partie du travail, plusieurs instruments tels que sondes Pitot, sondes Cobra et PIV ont été mis en œuvre pour caractériser l'écoulement, et par comparaison, s'assurer de la validité des mesures. Les mesures dans sillage du bâtiment

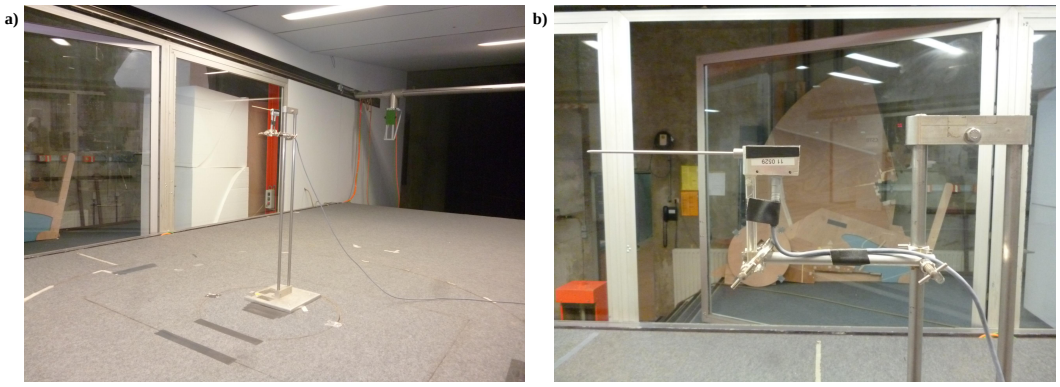

FIGURE 3.2 – Sonde Pitot et son support vertical

obtenues par s PIV et les pressions locales mesurées par les prises de pression seront comparées aux celles obtenues par les calculs numériques (chapitre 6). Enfin les efforts globaux mesurés par la balance servent à valider les résultats des pressions locales.

PITOT La sonde Pitot simple (avec un seul orifice à son extrémité) combinée à un manomètre rapide est utilisée pour mesurer la vitesse moyenne $\overline{U}(z)$, l'intensité turbulente I_u et l'échelle du temps T_u. La sonde est fixée sur son support qui est placé à la place de la tour (la sonde statique est fixée près du plafond). Le support donne la possibilité de déplacer la sonde verticalement ($Fig.$ 3.2). Les mesures sont réalisées pendant 3min avec une fréquence d'acquisition $f_{Pitot} = 200$Hz.

PIV La PIV est une méthode optique pour mesurer le champ de vitesse dans un plan. Elle est utilisée pour obtenir des mesures de vitesse instantanées et les propriétés associées de l'écoulement. L'écoulement est ensemencé avec des particules qui, pour des particules suffisamment petites, sont supposées suivre fidèlement la dynamique de l'écoulement. L'écoulement portant des particules est éclairé de sorte que les particules soient visibles à l'aide d'une caméra. Le mouvement des particules d'ensemencement est utilisé pour calculer la vitesse et la direction (le champ des vitesses) de l'écoulement étudié dans le plan éclairé.

Pendant les essais, un laser de longueur d'onde 532nm fabriqué par la société Litron a été utilisé pour éclairer les gouttelettes d'huile d'olive qui ensemencent la veine d'essais. Les images de taille 2048×2048 pixels sont prises par une caméra Imager pro HS 4M avec une

fréquence de $f_{PIV} = 7$Hz pour les champ de vitesses et 2500 paires d'images sont acquises pendant un temps d'acquisition de 6min. Entre deux images d'une même paire, un temps de séparation de $60\mu s$ est utilisé pour le cas avec la tour et plusieurs temps de séparation ($120\mu s$ et $250\mu s$) sont testés pour le cas sans la tour. L'écoulement dans le sillage autour de la tour étant turbulent, les déplacements verticaux et latéraux du vent (ou des particules) sont suffisamment grands pour un temps de séparation de $60\mu s$. Pour un cas sans la tour, il est nécessaire d'augmenter le temps de séparation pour avoir plus de déplacements verticaux et latéraux afin d'assurer la qualité de mesure. La comparaison des résultats avec les deux temps de séparation est présenté au paragraphe §3.2.1. Westerweel (2000) a montré que l'erreur de mesure dépend de la concentration de particules dans la veine de mesure. Ainsi nous avons attendu un certain temps après le démarrage du générateur de particules avant les mesures afin d'avoir une concentration suffisante.

Des mesures dans les plans verticaux et horizontaux ont été effectués dans les deux configurations (avec et sans la tour) pendant les essais. Les plans verticaux sont réalisés avec la caméra sur son support 2D placée sur le côté et le laser dans la partie aval de la veine (*Fig.* 3.3*a* et *Fig.* 3.3*c*). Les plans horizontaux sont faits avec la caméra sur son support 1D fixé au plafond et le laser toujours placé en aval de zone d'intérêt (*Fig.* 3.3*b* et *Fig.* 3.3*d*). Le générateur de particules est positionné à l'aval de la veine. La calibration de la caméra a été effectuée au préalable à l'aide d'une mire de calibration (*Fig.* 3.3*a*).

Cobra Les deux sondes de pressions Cobra à quatre trous utilisées ici permettent de mesurer les trois composantes de la vitesse. Ces composantes de vitesse sont échantillonnées à la fréquence $f_{Cobra} = 512$Hz sur 8min d'enregistrement. Avec le support vertical et le support horizontal, nous pouvons réaliser des mesures avec les deux sondes de façon synchrone pour ainsi obtenir les échelles intégrales latérales et verticales de l'écoulement (*Fig.* 3.4).

Les sondes Cobra peuvent être déplacées verticalement et horizontalement sur les supports. En plus, les sondes peuvent être orientées différemment sur leur support afin d'assurer l'alignement avec l'écoulement. Ainsi, il reste l'angle ϕ à régler après les mesures pour finaliser l'alignement. Les mesures avec les sondes Cobra nous donnent les vitesse instantanée

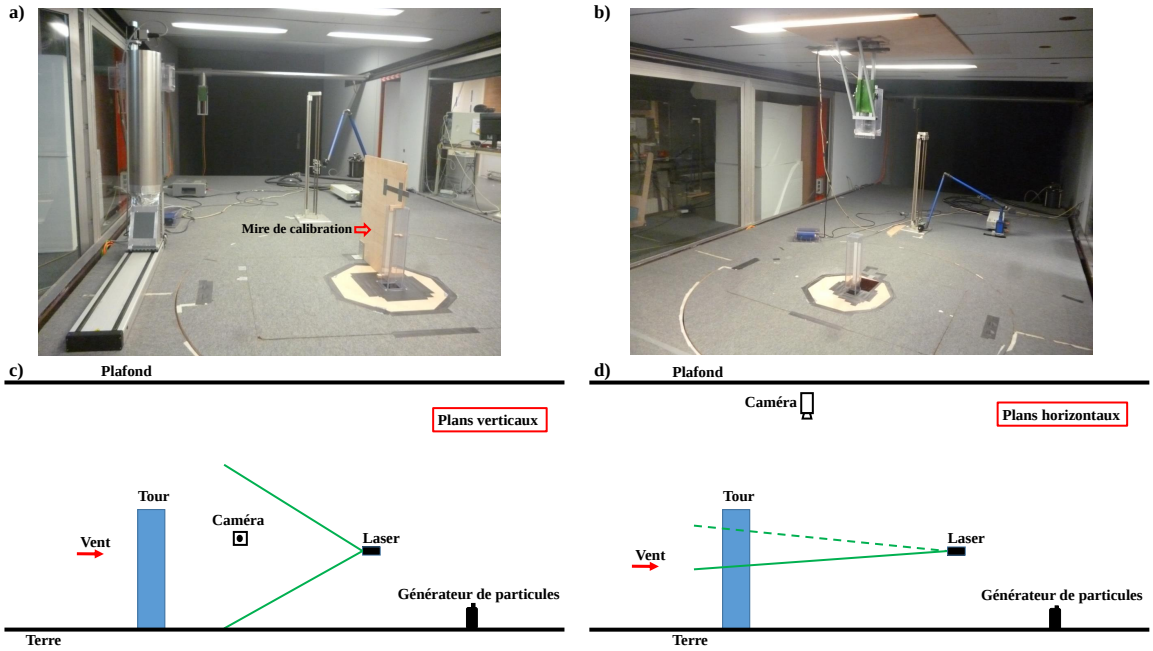

FIGURE 3.3 – a) Assemblage des équipements pour les plans PIV verticaux, b) Assemblage des équipements pour les plans PIV horizontaux, c) Schéma du positionnement des équipements pour les plans PIV verticaux, d) Schéma du positionnement des équipements pour les plans PIV horizontaux

U_{inst} et les angles de l'écoulement φ et ϕ ($Fig.$ 3.5). Pour une vitesse instantanée U_{inst}, nous avons $U = U_{inst} \cdot cos(\phi) \cdot cos(\varphi)$, $V = U_{inst} \cdot cos(\phi) \cdot sin(\varphi)$ et $W = U_{inst} \cdot sin(\phi)$. Si la valeur moyenne de ϕ n'est pas nulle (c'est-à-dire les sondes ne sont pas parfaitement horizontales), nous pouvons corriger toutes les valeurs instantanées de cette valeur moyenne, donc $\phi = \phi - \phi_M$.

Balance pour les efforts globaux La balance utilisée peut mesurer les efforts et les moments globaux supportés par la tour dans les trois directions ($Fig.$ 3.6a). Ceci est réalisé avec un capteur dans la direction x, deux capteurs dans la direction y et trois capteurs dans la direction z. L'étalonnage de la balance est réalisé avec des masses ($Fig.$ 3.6b). En utilisant les coefficients obtenus lors de l'étalonnage pour chaque capteur, nous obtenons directement les efforts et les moments globaux. Lors des essais, les mesures sont faites de façon synchrone avec celles des prises de pressions, à une fréquence d'acquisition de $f_{pesée} = 2000Hz$ et pour un temps d'acquisition de 4min.

FIGURE 3.4 – a) Support horizontal pour les sondes Cobra, b) Support vertical pour les sondes Cobra, c) Système du déplacement pour deux sondes Cobra sur le support horizontal, d) Système du déplacement pour deux sondes Cobra sur le support vertical, e) Capteurs pour une sonde

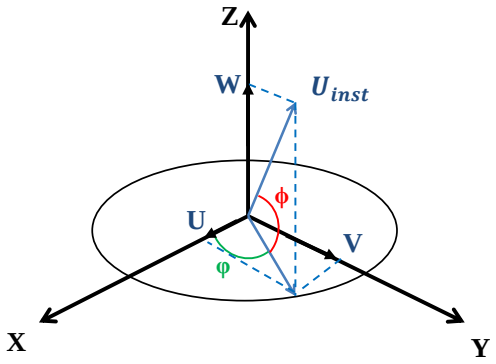

FIGURE 3.5 – Définition de ϕ et φ

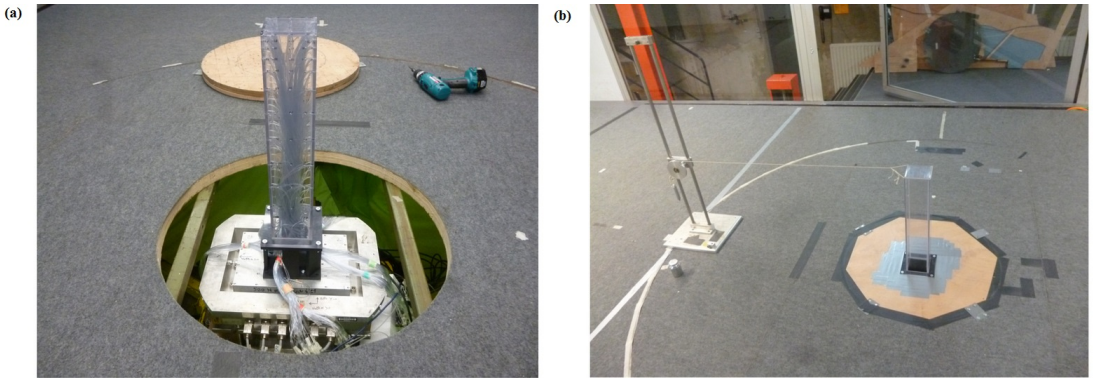

FIGURE 3.6 – a) Tour placée au centre de la balance, b) Etalonnage de la balance

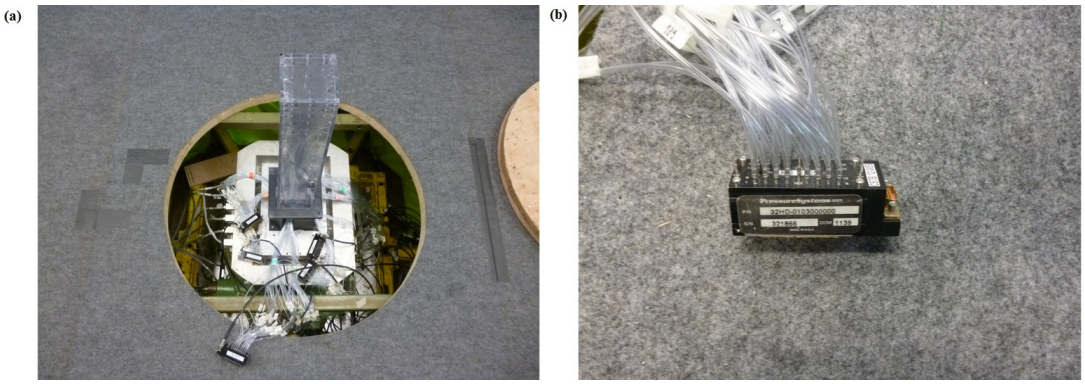

FIGURE 3.7 – a) Tour avec toutes les prises de pression, b) Capteur de mesure pour les prises de pression

Prises de pression Pour les mesures des pressions locales, la surface de la tour a été équipée de 265 points de mesure ($Fig.$ 3.1a). Neuf capteurs sont utilisés pour les signaux de pression avec pour chaque capteur 32 points de mesures maximums ($Fig.$ 3.7b). Les mesures sont réalisées par treize incidences de l'écoulement de 0° à 180° en tournant le plateau par pas de 15°. La fréquence d'acquisition est $f_{pression} = 512$Hz et le temps d'acquisition est de 4min comme pour la pesée.

Les temps d'enregistrement et les fréquences dacquisition pour les différents moyens de mesure pendant l'essai en soufflerie sont listés dans la Table 3.1.

	Pitot	PIV	Cobra	Balance	Prises de pression
T_{acqui}(min)	3	6	8	4	4
f(Hz)	200	7	512	200	512

TABLE 3.1 – Temps d'enregistrement T_{acqui} et fréquence dacquisition f pour différents moyens de mesure

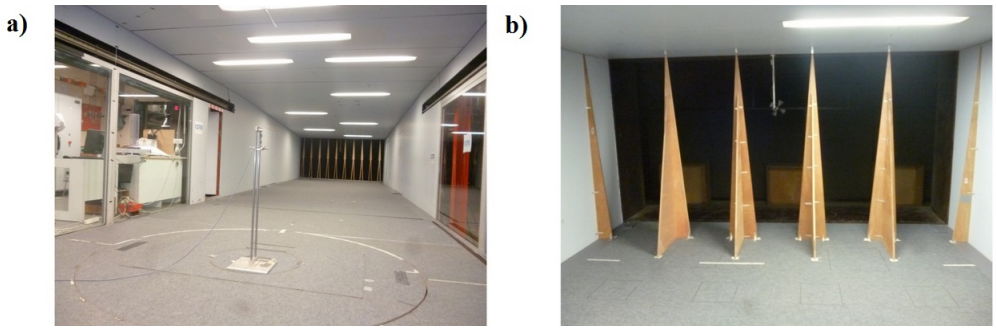

FIGURE 3.8 – a) Assemblage des équipements pour les mesures avec Pitot, b) Entrée du domaine soufflerie avec les générateurs de turbulence triangulaires

3.2 Documentation de l'écoulement sans la tour

Dans cette partie, nous nous intéresserons au profil de vitesse moyenne, à l'intensité turbulente et aux échelles de longueur intégrale de l'écoulement. Toutes les mesures ont été réalisées avec plusieurs méthodes (§3.1). Une comparaison entre les différentes méthodes est faite ici afin d'observer l'avantage de chaque méthode mais aussi pour valider les résultats obtenus.

3.2.1 Vitesse moyenne et intensité turbulente

L'objectif de nos essais est de simuler un écoulement faiblement rugueux. Afin de caractériser la couche limite qui se développe dans la soufflerie, la sonde Pitot avec son support vertical est placé sur le plateau qui supportera la tour ($Fig.$ 3.8a). Pour simuler un cas qui satisfait correctement notre besoin, nous avons décidé de régler la hauteur du plafond à 2m et d'installer des générateurs de turbulence triangulaires ($Fig.$ 3.8b). Nous avons obtenu un profil de vitesse moyenne et une intensité turbulente qui correspond à une longueur de rugosité $z_0 = 0.02$m qui est entre les catégories 1 et 2 de l'EUROCODE ($Fig.$ 3.9). Dans ce cas précis, l'écoulement présente des profils de vitesse moyenne et d'intensité turbulente qui sont en accord avec les lois proposées par l'EUROCODE.

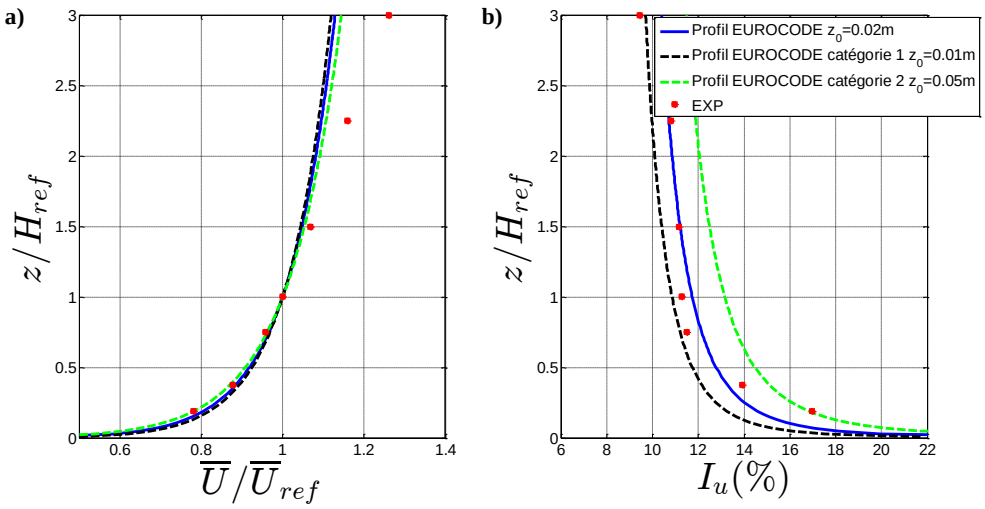

FIGURE 3.9 – a) Profil de la vitesse moyenne et profils de l'EUROCODE en différentes catégories, b) Profil de l'intensité turbulente et profils de l'EUROCODE en différentes catégories

3.2.2 Plans PIV sans la tour

Deux séries de plans PIV ont été acquises dans cet essai : les plans horizontaux et les plans verticaux. Puisque nous n'avons qu'une caméra pour l'essai, nous pouvons seulement obtenir des champs de vitesses à deux composantes. Nous avons les 4 composantes des échelles intégrales L_{ux}, L_{uz}, L_{wx} et L_{wz} pour les plan verticaux et les 4 composantes L_{ux}, L_{uy}, L_{vx} et L_{vy} pour les plans horizontaux. En tenant compte des limites des équipements, nous avons effectué des mesures pour 3 plans verticaux de taille 25cm×25cm (ou $2.5D \times 2.5D$) avec un chevauchement de 5cm (ou $0.5D$) entre deux plans ($Fig.$ 3.10a). Ensuite nous avons sélectionné 4 plans horizontaux dans la direction de l'écoulement de taille 21cm×21cm (ou $2.1D \times 2.1D$) aux hauteurs de 6.25cm, 12.5cm, 25cm et 33.5cm soit $0.19H_{ref}$, $0.38H_{ref}$, $0.75H_{ref}$ et H_{ref} ($Fig.$ 3.10b).

Post-traitement pour les plans verticaux Dans les plans verticaux obtenus dans nos essais, nous disposons des composantes de la vitesse U et W en fonction de x et z. Dans cette partie, nous allons analyser les résultats obtenus dans les trois plans tels que la vitesse moyenne, l'intensité turbulente et les échelles de longueur intégrale. Puisque ce sont des mesures effectuées sans tour, la vitesse verticale W est faible. Pour prolonger le déplacement

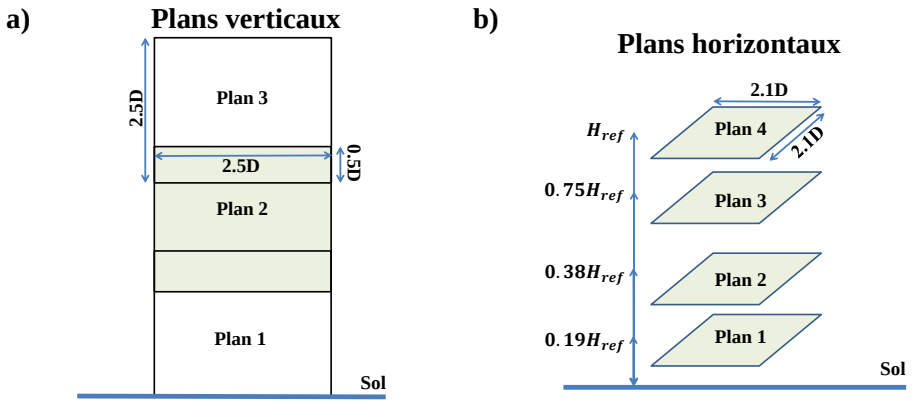

FIGURE 3.10 – Plans de mesure PIV sans la tour : a) plans verticaux, b) plans horizontaux

des particules en z sur l'image PIV, nous avons besoin d'un temps de séparation assez long. Mais pour assurer la qualité de post-traitement (afin de éviter que les particules sortent du plan entre deux images), nous avons besoin d'un temps de séparation suffisamment court. Nous avons donc acquis deux séries de plans avec un temps de séparation de $120\mu s$ ou de $250\mu s$ pour choisir le meilleur.

Afin de calculer le champ des vitesses sur un plan, nous avons utilisé l'algorithme multi-passes : des fenêtres d'interrogation 64×64 pixels avec un recouvrement de 50% sont utilisées sur les images obtenues pour la série de $120\mu s$, puis des fenêtres d'interrogation 32×32 pixels avec un recouvrement de 50% sont appliquées afin de compléter le champ de vitesse. Pour la série de $250\mu s$, à cause de grand déplacement dans la direction de l'écoulement, des fenêtres d'interrogation 128×128 pixels sont d'abord utilisées, puis des fenêtres d'interrogation 64×64 pixels sont appliquées et enfin des fenêtres d'interrogation 32×32 pixels sont employées, tous avec un recouvrement de 50%. Une soustraction de l'image de fond est appliquée pendant le traitement. Celle-ci est créée à partir de 40 images de moyenne glissante. Pour éviter les vecteurs erronés, nous avons réalisé une comparaison d'un vecteur avec la moyenne des 3×3 vecteurs qui se situent autour. Les vecteurs erronés et les zones sans vecteur sont corrigés et remplacés en utilisant une fonction d'interpolation.

Nous avons comparé les profils moyens et les échelles de longueur intégrale obtenus pour les 2 temps de séparation de $120\mu s$ et $250\mu s$ afin d'observer la différence entre les résultats des deux séries ($Fig.$ 3.11). Pour obtenir les échelles de longueur intégrale de l'écoulement

(équation (2.16)), nous avons choisi une série de données comme points référentiels : sur le côté du plan pour calculer les échelles intégrales L_{ux} et L_{wx}, au centre du plan pour calculer les échelles intégrales L_{uz} et L_{wz}. Pour les échelles intégrales L_{uz} et L_{wz}, nous avons calculé dans les deux directions z^+et z^- pour obtenir le profil complet de l'échelle. Un décalage est observé entre les profils de l'échelle dans les deux directions z^+et z^-, mais nous pouvons dire que ceci est normal et dû au profil de vitesse moyenne non uniforme. Des résultats similaires sont observés pour les deux séries, nous pouvons donc considérer que nous n'avons pas de résultat faux. Pour la série de $250\mu s$, les échelles de longueur intégrale L_{ux}, L_{wx} et L_{uz} du plan 2 n'ont pas la même tendance de croissance que les autres plans, l'échelle de longueur intégrale L_{wx} du plan 2 ne connecte pas bien avec la courbe du plan 3 ($Fig.$ 3.11d et $Fig.$ 3.11f). Nous pouvons donc en conclure que la série de $120\mu s$ est meilleure par rapport à la tendance de croissance correcte pour chaque partie des profils et les bonnes connexions dans les zones de coïncidence. Les données obtenues avec le temps de séparation de $120\mu s$ sont utilisées pour la suite de l'étude.

Post-traitement pour les plans horizontaux Sur les plans horizontaux, nous avons accès aux composantes de la vitesse U et V en fonction de x et y. Dans cette partie, nous allons vérifier si la vitesse moyenne, l'intensité turbulente et l'échelle de longueur intégrale L_{ux} obtenues dans les plans aux quatre hauteurs ($z = 0.19H_{ref}$, $z = 0.38H_{ref}$, $z = 0.75H_{ref}$ et $z = H_{ref}$) sont comparables avec celles des plans verticaux. Deux temps d'acquisitions ont été utilisés pendant l'essai, mais nous prenons celui avec le temps de séparation de $120\mu s$ puisque nous avons montré que les résultats étaient meilleurs. La même procédure de post-traitement des images est appliquée pour les plans horizontaux que précédemment.

La $Fig.$ 3.12 présente les résultats obtenus pour les deux séries des plans (verticaux et horizontaux). Les résultats obtenus par les plans horizontaux aux quatre hauteurs correspondent bien à ceux des profils des plans verticaux, particulièrement pour la vitesse moyenne et l'échelle de longueur intégrale L_{ux}, alors qu'un faible décalage est observé ($\sim 1\%$) pour l'intensité turbulente.

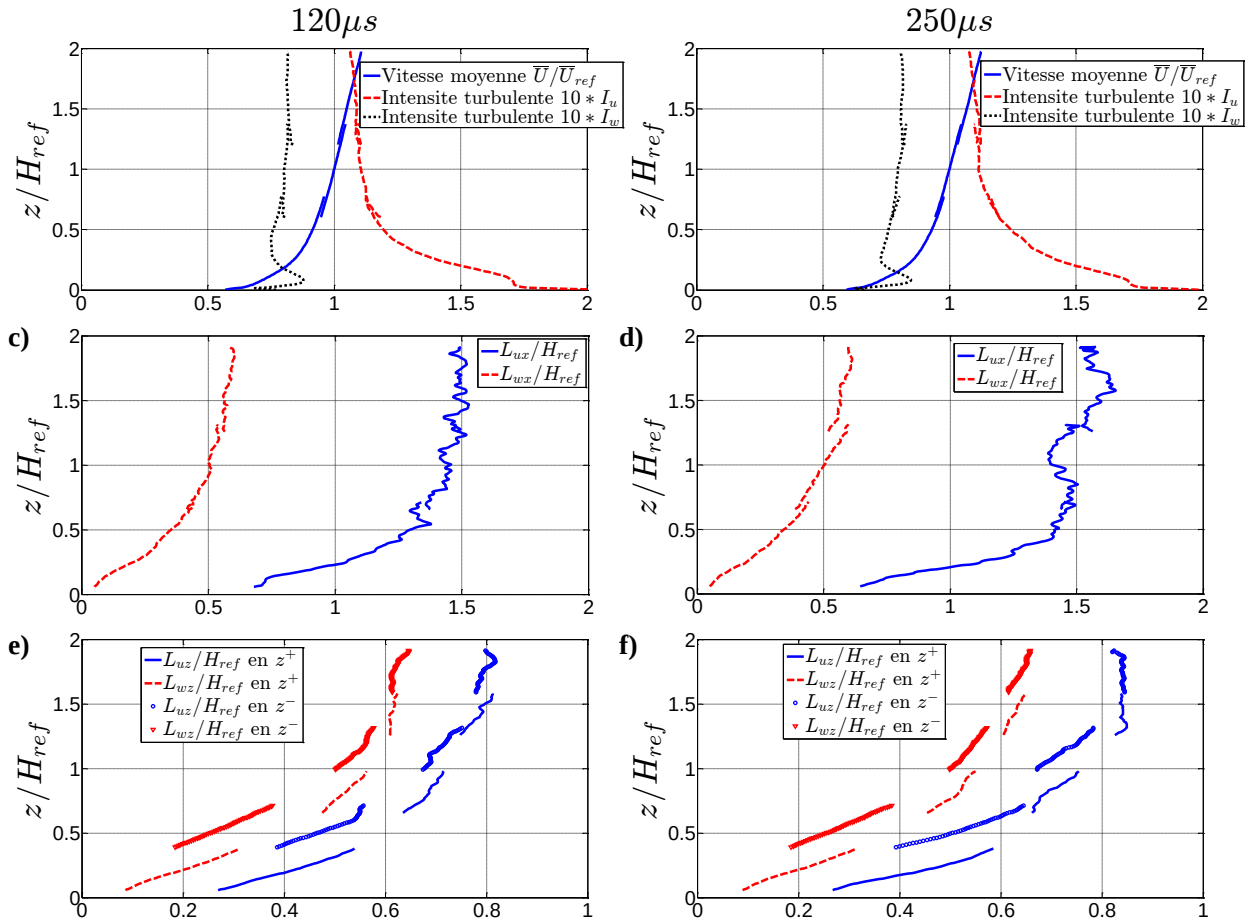

FIGURE 3.11 – a) Profil de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente de 120μs, b) Profil de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente de 250μs, c) Echelle de longueur intégrale L_{ux} et L_{wx} en fonction de z de 120μs, d) Echelle de longueur intégrale L_{ux} et L_{wx} en fonction de z de 250μs, e) Echelle de longueur intégrale L_{uz} et L_{wz} en fonction de z de 120μs, f) Echelle de longueur intégrale L_{uz} et L_{wz} en fonction de z de 250μs

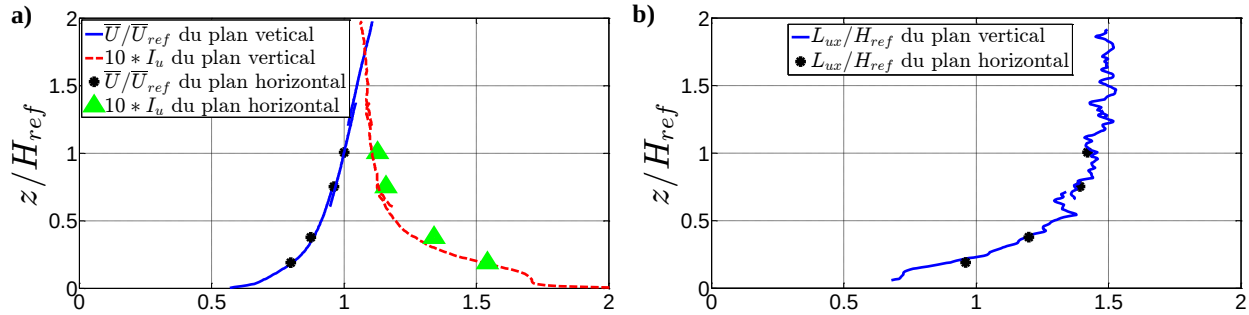

FIGURE 3.12 – Comparaison de la vitesse moyenne, l'intensité turbulente et l'échelle de longueur intégrale entre plans verticaux et plans horizontaux

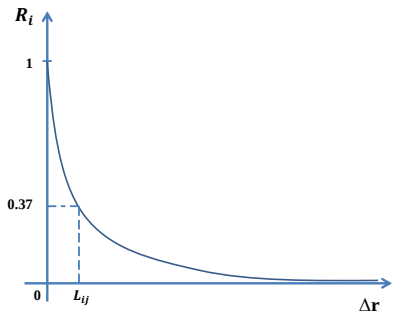

FIGURE 3.13 – Coefficient de corrélation en fonction de la distance

3.2.3 Mesure avec des sondes Cobra sans la tour

Avant de commencer les mesures avec les sondes Cobra (la sonde 244 et la sonde 187), nous avons besoin de prédéfinir la discrétisation sur les deux supports permettant d'obtenir une forme correcte du profil du coefficient de corrélation. Le profil du coefficient de corrélation R_i (équation (2.14)) est une fonction exponentielle de l'espace qui suit l'équation (2.15). Ainsi $R_i = 0.37$ à la distance $\triangle r = L_{ij}$, où L_{ij} est l'échelle de longueur intégrale ($Fig.$ 3.13). Afin de bien reproduire le profil de corrélation (la courbe exponentielle), il faut choisir au moins un point entre 0 et L_{ij}, un point autour de L_{ij} et un point à $2L_{ij}$. En considérant les échelles déjà obtenues des plans PIV et les échelles empiriques d'ESDU ESDU[74030] (2005), on peut définir la discrétisation dans les deux directions de mesure (Table 3.2 et Table 3.3). Il y a toujours une sonde qui est fixée à une position choisie et nous déplaçons l'autre sonde à la distance prédéfinie pour calculer la corrélation entre les deux positions. Dans les mesures de la corrélation verticale, à partir de la hauteur 50cm, nous mesurons aussi la corrélation dans la direction du z^- pour vérifier les résultats déjà observés par les plans PIV, i.e. le décalage entre les échelles mesurées dans les deux directions.

Corrélation latérale et verticale avec des mesures de sondes Cobra Avec la discrétisation spatiale prédéfinie, nous pouvons obtenir les points critiques pour le coefficient de corrélation. Nous pouvons calculer les échelles de longueur intégrale en ajustant les points avec une courbe exponentielle (équation (2.15)). L'hypothèse d'une forme exponentielle est

hauteur	Distance entre deux sondes (cm)					
$0.19H_{ref}$	2.5	4.75	7.5	11.8	16.7	23.6
$0.38H_{ref}$	4.2	8.4	12.6	16.7	25	33.4
$0.75H_{ref}$	5.5	11	16.5	23	32	46
H_{ref}	6	13.7	20	25.6	38.4	50
$1.5H_{ref}$	6	13.7	20	25.6	38.4	50
$2.25H_{ref}$	6	13.7	20	25.6	38.4	50
$3H_{ref}$	6	13.7	20	25.6	38.4	50

TABLE 3.2 – Discrétisation de la distance sur le support horizontal entre deux sondes pour les différentes hauteurs

hauteur	Distance entre deux sondes (cm)					
$0.19H_{ref}$	3	6	9	12	16	24
$0.38H_{ref}$	5	8	10	16	24	32
$0.75H_{ref}$	8	12	17	24	36	48
H_{ref}	8	12	17	24	36	48
$1.5H_{ref}$	8	13	16	25	37	44
$2.25H_{ref}$	8	13	16	25	37	50
$3H_{ref}$	8	13	16	25	37	50

TABLE 3.3 – Discrétisation de la distance sur le support vertical entre deux sondes pour les différentes hauteurs

confirmée, ainsi que la discrétisation choisie a priori.

La *Fig.* 3.14 présente la corrélation dans les deux directions z^+ et z^- en utilisant respectivement les deux sondes comme sonde référentielle. Nous voyons assez clairement qu'il existe un décalage pour les échelles dans deux directions z^+ et z^- (qui est dû au profil de vitesse moyenne non uniforme) comme nous l'avons déjà observé dans les résultats obtenus par les plans PIV (*Fig.* 3.11*e* et *Fig.* 3.11*f*).

3.2.4 Vérification de l'homogénéité de l'écoulement

L'homogénéité latérale de l'écoulement peut être testée à partir des résultats des sondes Cobra et des plans PIV. Considérons d'abord les résultats des plans PIV. Avec les plans horizontaux aux différentes hauteurs, nous pouvons obtenir les échelles de longueur intégrale L_{ux}, L_{vx}, L_{uy} et L_{vy}. Nous pouvons tester l'homogénéité de l'écoulement en déterminant la variation de L_{ux} et L_{vx} en y, puis de L_{uy} et L_{vy} en x. L'écart relatif (noté L^*_{ux}) de l'échelle de longueur intégrale L_{ij} par rapport à l'échelle de longueur intégrale moyenne L_{ijM} est donné par la relation $L^*_{ux} = \frac{L_{ux}-L_{uxM}}{L_{uxM}}$ et présenté sur la *Fig.* 3.15. Les échelles moyennes utilisées

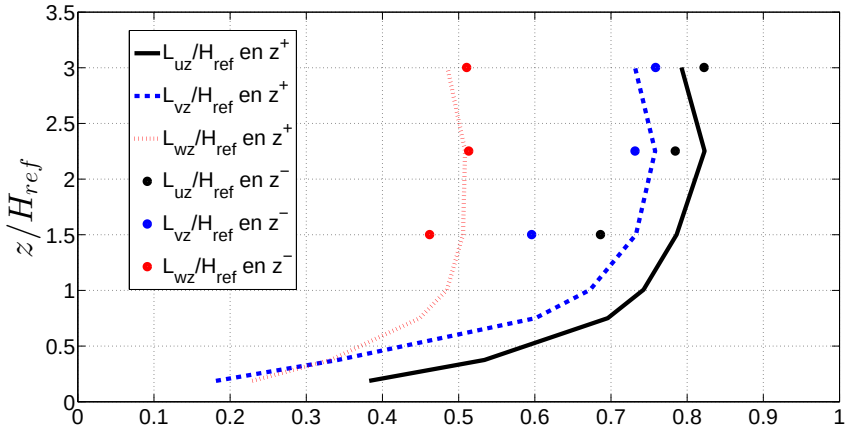

FIGURE 3.14 – Les échelles de longueur intégrale L_{uz}, L_{vz} et L_{wz} dans les deux directions z^+ et z^- aux différentes hauteurs

	L_{uxM}/H_{ref}	L_{vxM}/H_{ref}	L_{uyM}/H_{ref}	L_{vyM}/H_{ref}
$z = 0.19H_{ref}$	0.96	0.47	0.35	0.42
$z = 0.38H_{ref}$	1.20	0.57	0.52	0.59
$z = 0.75H_{ref}$	1.39	0.68	0.73	0.80
$z = H_{ref}$	1.42	0.72	0.84	0.87

TABLE 3.4 – Echelles de longueur intégrale moyennes obtenues par les plans PIV horizontaux aux différentes hauteurs

(L_{uxM}, L_{vxM}, L_{uyM} et L_{vyM}) sont données dans la Table 3.4. Les quatre échelles à chaque hauteur présentent une dispersion modérée (5% au maximum), ce qui valide l'homogénéité de l'écoulement.

L'homogénéité de l'écoulement peut aussi être testée en utilisant deux sondes Cobra. Nous mettons les deux sondes en position symétrique par rapport au centre du plateau tournant ($y = 0$), nous mesurons les trois composantes de la vitesse et nous comparons les résultats obtenus par les deux sondes. En considérant la taille de notre tour, nous avons décidé de prendre six positions de mesure : une au centre et cinq sur les côtés. Les résultats de vitesse moyenne et d'intensité turbulente mesurés par la sonde 244 nous montrent que l'écoulement est homogène dans le côté y^+ jusqu'au centre et ceux par la sonde 187 nous montrent que l'écoulement est homogène dans le côté y^- ($Fig.$ 3.16). Cependant, il existe un décalage concernant l'intensité turbulente mesurée par les deux sondes. Puisque l'écoulement en soufflerie ne peut pas présenter de discontinuité au centre, nous pouvons en conclure que l'écoulement est bien homogène dans la direction latérale. La $Fig.$ 3.17 montre les tensions de

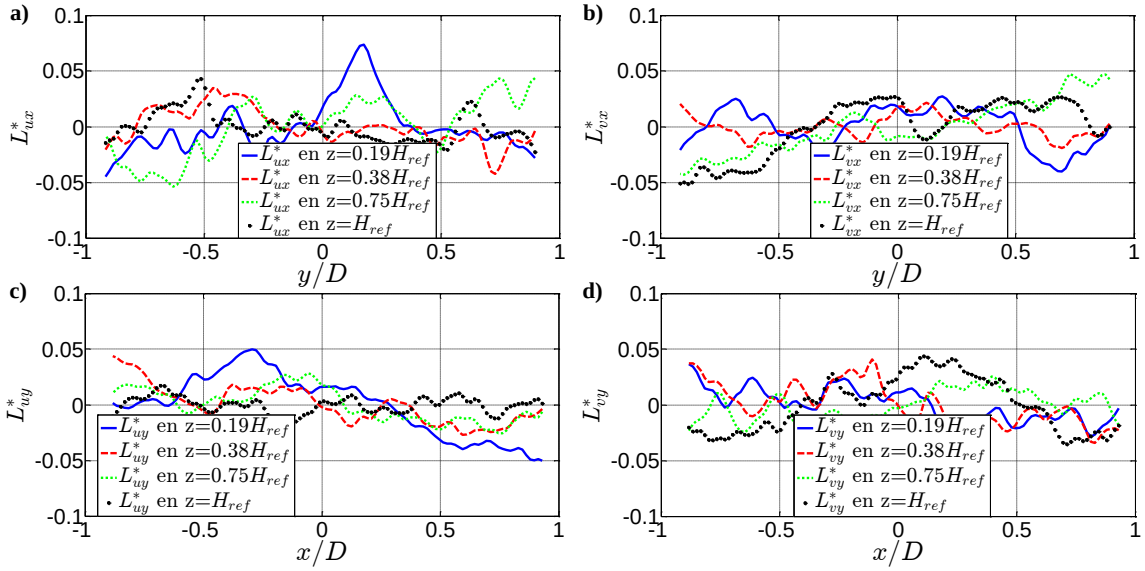

FIGURE 3.15 – a, b) Variation des écarts relatifs d'échelles de longueur intégrale L^*_{ux} et L^*_{vx} en fonction de y aux quatre hauteurs différentes, c, d) Variations des écarts relatifs d'échelles de longueur intégrale L^*_{uy} et L^*_{vy} en fonction de x aux quatre hauteurs différentes

Reynolds croisées $\overline{uv}$, $\overline{vw}$ et $\overline{uw}$ mesurées avec les deux sondes à différentes positions ($y = 0$, $4D$ et $8D$ avec la sonde 244, $y = -2.5D$, $-4D$ et $-8D$ avec la sonde 187) aux différentes hauteurs ($z = 0.19H_{ref}$, $0.38H_{ref}$, $0.75H_{ref}$, H_{ref}, $1.5H_{ref}$, $2.25H_{ref}$ et $3H_{ref}$). Des résultats similaires sont observés pour différentes mesures réalisées à la même hauteur par la même sonde, mais un décalage est aussi observé pour les résultats par deux sondes différentes. On observe que $\overline{uv}$ et $\overline{vw}$ sont presque nuls avec les résultats mesurés par la sonde 244, ceux mesurés par la sonde 187 ne sont pas nuls. Nous pouvons donc conclure que l'écoulement est bien homogène et qu'il existe du bruit pour les résultats mesurés par la sonde 187. La sonde 244 sera donc utilisée dans la suite d'étude pour documenter l'écoulement. Cependant, une question importante reste sur la possibilité d'utiliser la sonde 187 pour déterminer la corrélation latérale.

Pour la mesure de la corrélation latérale, nous avons fait des mesures aux 7 hauteurs. A la hauteur H_{ref}, nous avons réalisé la mesure de la corrélation en deux directions (y^+ et y^-), en fixant la sonde 224 au centre et en déplaçant la sonde 187 dans la direction y^+, puis dans la direction y^-. Les échelles de longueur intégrale sont presque les mêmes dans les deux directions ($Fig.$ 3.18), ce qui nous assure encore une fois que l'écoulement est homogène

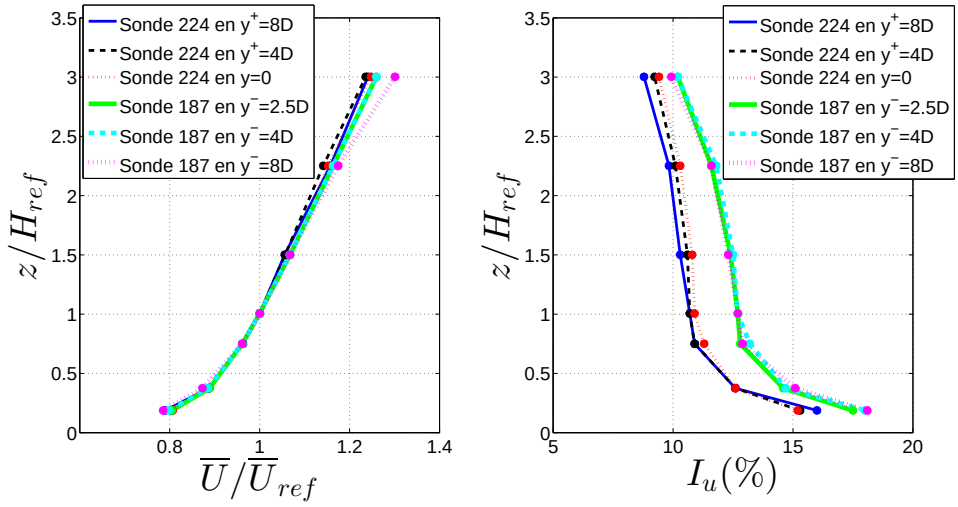

FIGURE 3.16 – Profils de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente mesurés dans les deux directions y^+ et y^- par deux sondes différentes

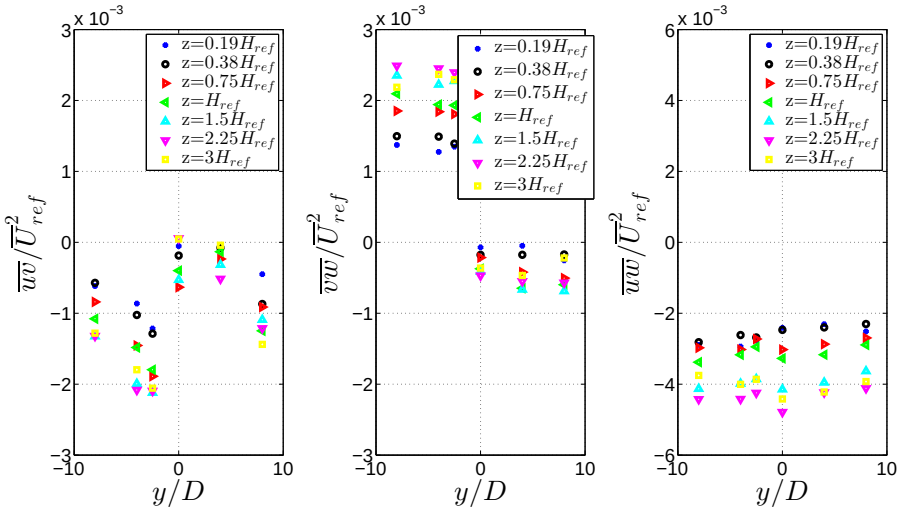

FIGURE 3.17 – Tensions de Reynolds $\overline{uv}$, $\overline{vw}$ et $\overline{uw}$ mesurées par les deux sondes Cobra aux différentes hauteurs : les trois colonnes de données à $y < 0$ sont mesurées avec la sonde 187 et celles à $y \geq 0$ sont mesurées avec la sonde 244

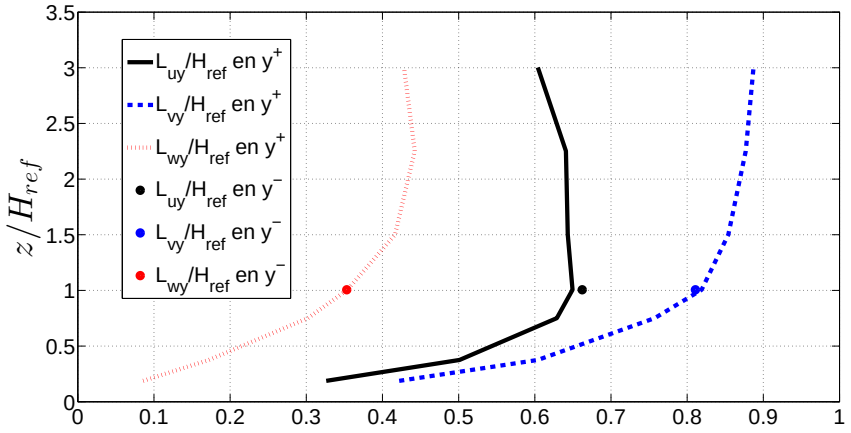

FIGURE 3.18 – Les échelles de longueur intégrale L_{uy}, L_{vy} et L_{wy} dans les deux directions y^+ et y^- aux différentes hauteurs

latéralement. Nous pouvons également en conclure que le problème de la sensibilité d'une des deux sondes (la sonde 187) ne va pas influencer les échelles de longueur intégrale mesurées.

3.3 Validation des résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous allons comparer entre eux les résultats des mesures réalisées avec les différentes techniques. Nous nous intéressons aux profils moyens de la vitesse et de l'intensité turbulente, aux échelles de longueur intégrale et aux coefficients de corrélation.

3.3.1 Comparaison des profils moyens

La vitesse moyenne et l'intensité turbulente sont les caractéristiques qui peuvent être mesurées par toutes les techniques. Les profils de vitesse sont adimensionnés par la vitesse référentielle $\overline{U}_{ref}$. Nous observons sur la $Fig.$ 3.19a que les profils de vitesse des différentes mesures sont presque les mêmes et qu'ils sont très proches de la courbe théorique (équation (2.3)) jusqu'à la hauteur de la tour. En dépassant cette hauteur, tous les profils montrent une même tendance de croissance qui assure la qualité de mesure. Si nous analysons les profils de l'intensité turbulente ($Fig.$ 3.19b, 3.19c, 3.19d), nous remarquons que les différentes méthodes donnent des résultats très proches qui en outre respectent bien la courbe théorique de I_u (équation (2.5)) donnée par l'EUROCODE ($Fig.$ 3.19b).

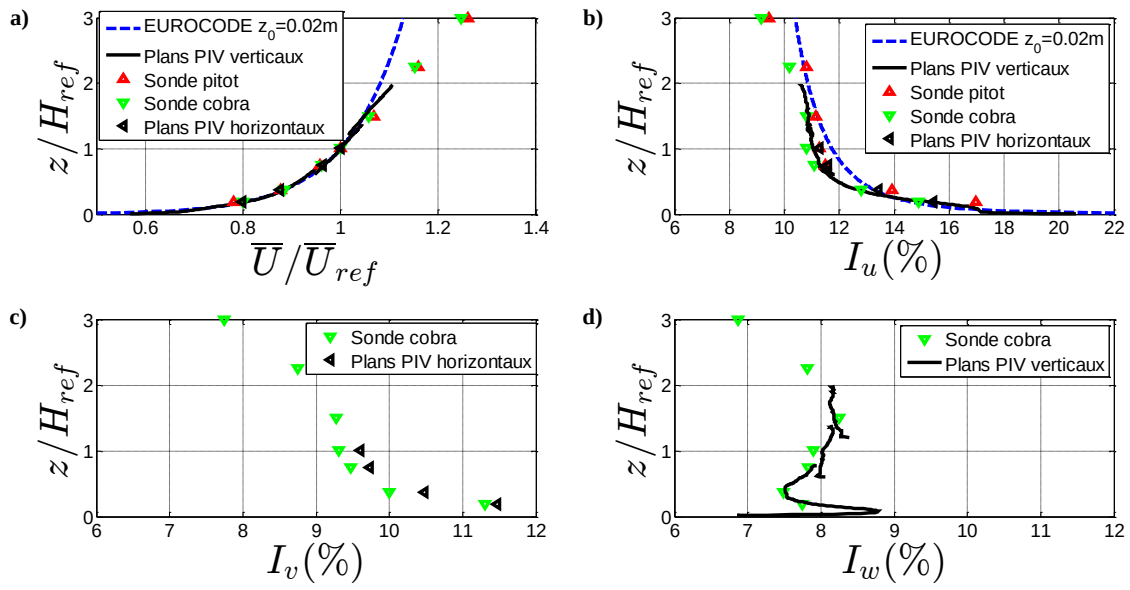

FIGURE 3.19 – Profils de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente mesurés par différentes méthodes

Les profils du cisaillement turbulent de l'écoulement $\overline{uw}$ calculés par la sonde Cobra et par les mesures PIV sont présentés sur la *Fig.* 3.20. Des résultats très proches sont observés entre différentes mesures au-dessus de $z = 0.38H_{ref}$. Nous observons aussi que le profil de $\overline{uw}$ calculé par les mesures PIV est surestimé au-dessous de $z = 0.38H_{ref}$ par rapport au profil calculé par la sonde Cobra.

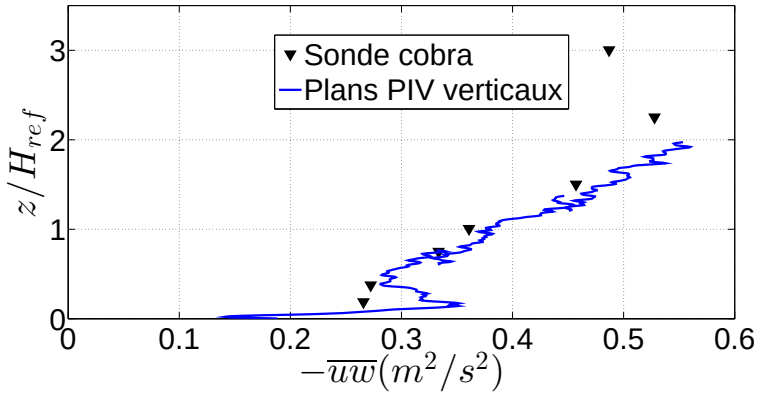

FIGURE 3.20 – Profils du cisaillement turbulent de l'écoulement $\overline{uw}$ mesurés par différentes méthodes

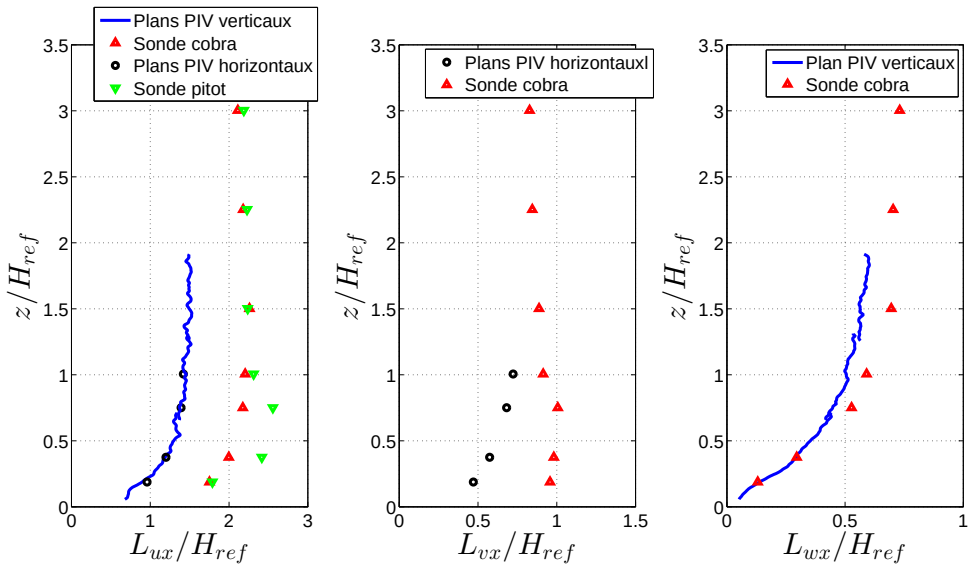

FIGURE 3.21 – Comparaison des échelles longitudinales

3.3.2 Comparaison des échelles de longueur intégrale

En utilisant la sonde Pitot et les plans PIV, nous ne pouvons pas obtenir la totalité des échelles. Ainsi, nous utilisons les échelles calculées avec les sondes Cobra comme la référence de comparaison. Cependant, les échelles longitudinales ne peuvent pas être mesurées directement par les sondes Cobra (ou Pitot). Pour avoir accès aux échelles longitudinales, il est donc nécessaire d'appliquer l'hypothèse de Taylor (équation (2.19)). La *Fig.* 3.21 montre les échelles obtenues par les plans PIV verticaux et horizontaux sont cohérentes entre elles mais semblent sous-estimées par rapport aux échelles obtenues avec les sondes Cobra. Nous reviendrons sur ce point dans la suite lors de l'analyse des profils du coefficient de corrélation. Pour les échelles latérales, nous pouvons observer sur la *Fig.* 3.22 que jusqu'à la hauteur $z = 0.5H_{ref}$, les résultats des différentes techniques sont identiques et qu'ils divergent au delà de cette hauteur. Le même phénomène est observé pour le profil d'échelle verticale L_{wz} (*Fig.* 3.23).

Les plans PIV sont de taille très petite par rapport aux échelles de longueur intégrale. Le calcul des échelles de longueur intégrale est réalisé par ajustement avec le profil exponentiel. Les échelles de longueur intégrale étant sensibles à la fonction d'ajustement, cela peut expliquer les décalages que nous avons observés pour les échelles de longueur intégrale des différentes méthodes (*Fig.* 3.21, *Fig.* 3.22 et *Fig.* 3.23). Nous allons donc comparer les profils

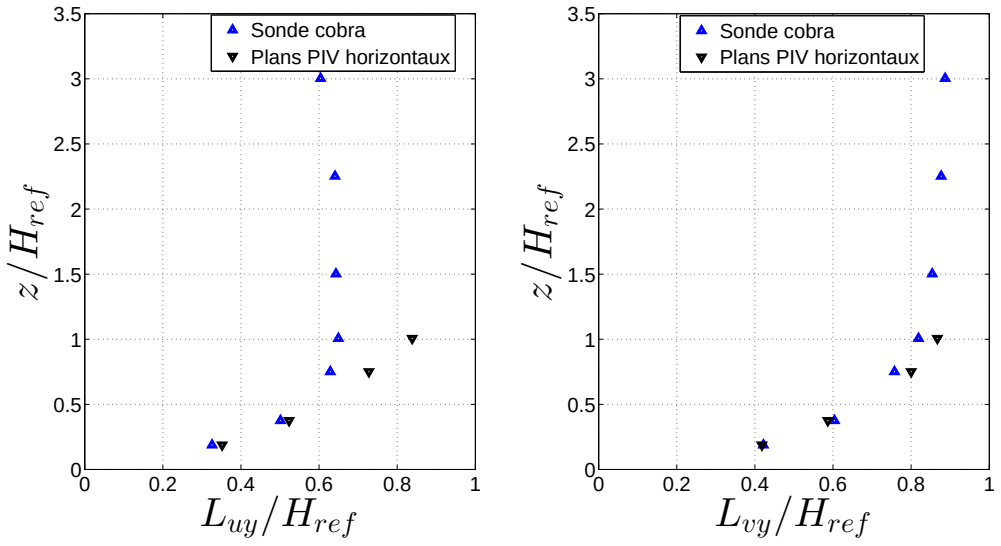

FIGURE 3.22 – Comparaison des échelles latérales

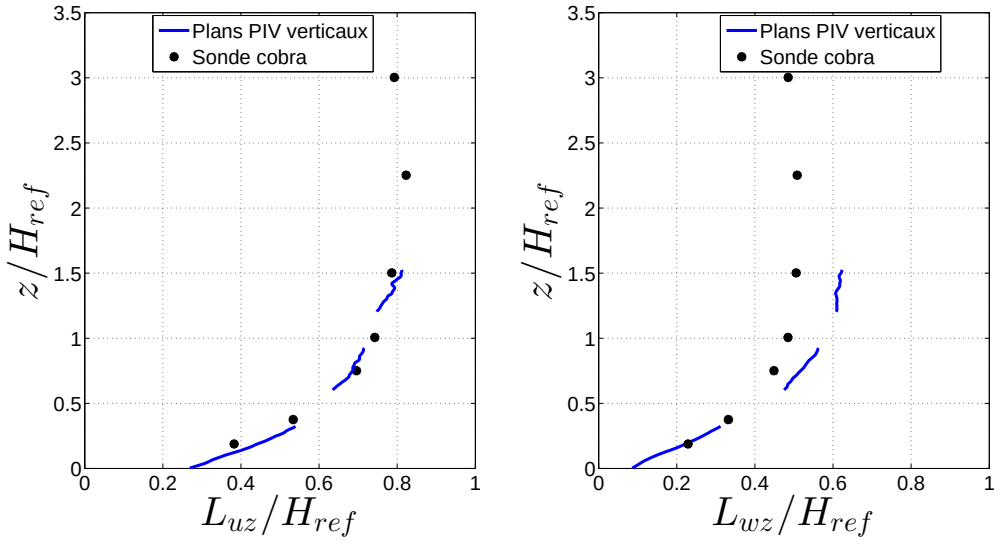

FIGURE 3.23 – Comparaison des échelles verticales

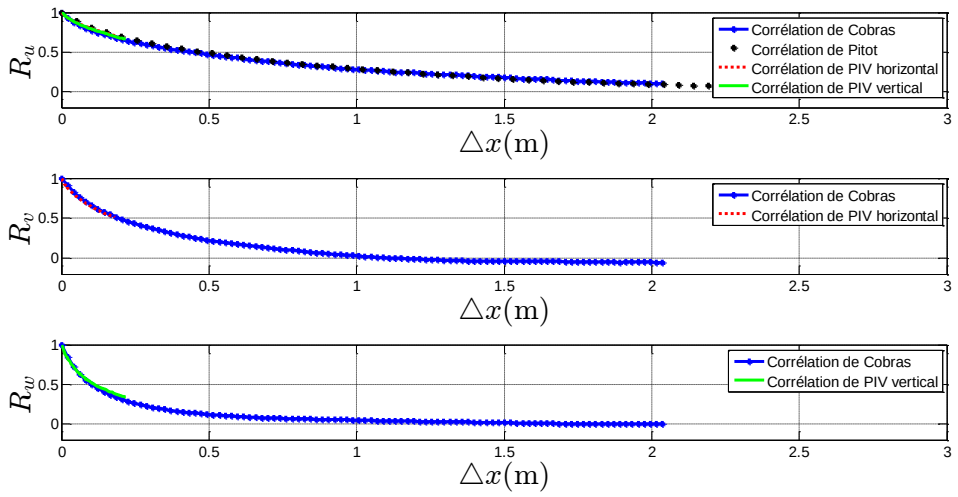

FIGURE 3.24 – Comparaison des coefficients de corrélation longitudinale

des coefficients de corrélation entre les deux méthodes à la hauteur de référence pour vérifier la qualité des mesures en elles-mêmes. L'hypothèse de Taylor est appliquée aux données mesurées par les sondes Cobra afin de calculer le profil du coefficient de corrélation longitudinal. Les *Fig.* 3.24 à 3.26 présentent les corrélations spatiales obtenues par les deux approches (PIV et sondes Cobra). Nous voyons clairement que les profils calculés à partir des données PIV ne sont pas assez longs pour avoir un bon ajustement avec une courbe exponentielle. Mais nous observons aussi que les profils des deux méthodes sont très proches, bien qu'il n'y ait qu'une très petite partie pour les profils calculés à partir des données PIV. Nous pouvons donc conclure ici que les mesures sont correctes par les deux méthodes, mais les données obtenues par les sondes Cobra seront utilisées dans notre générateur de conditions d'entrée pour les calculs numériques.

3.4 Données pour construire le GCA

La génération des conditions amont (Chapitre 5) s'appuie sur la connaissance de la vitesse moyenne, de l'intensité turbulente, des échelles de longueur du spectre de Von Kármán (équations (2.11) - (2.13)). Comme nous avons l'avons montré précédemment, la vitesse moyenne $\overline{U}$ et l'intensité turbulente I_u sont en bon accord avec les formulations données par

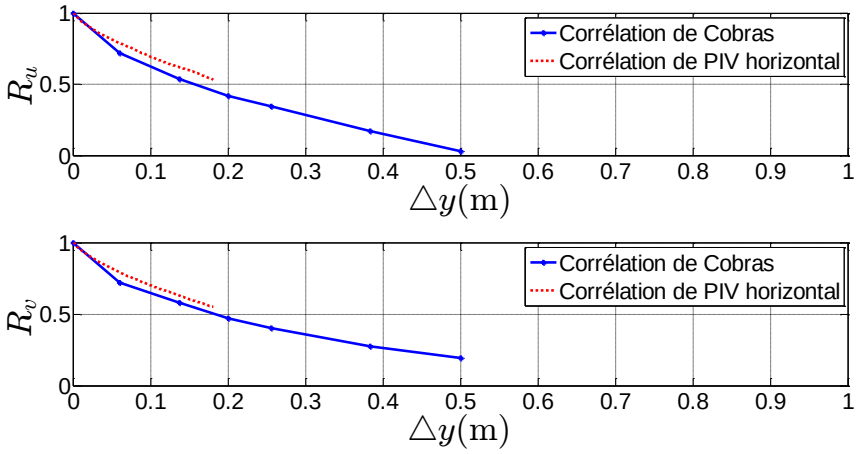

FIGURE 3.25 – Comparaison des coefficients de corrélation latérale

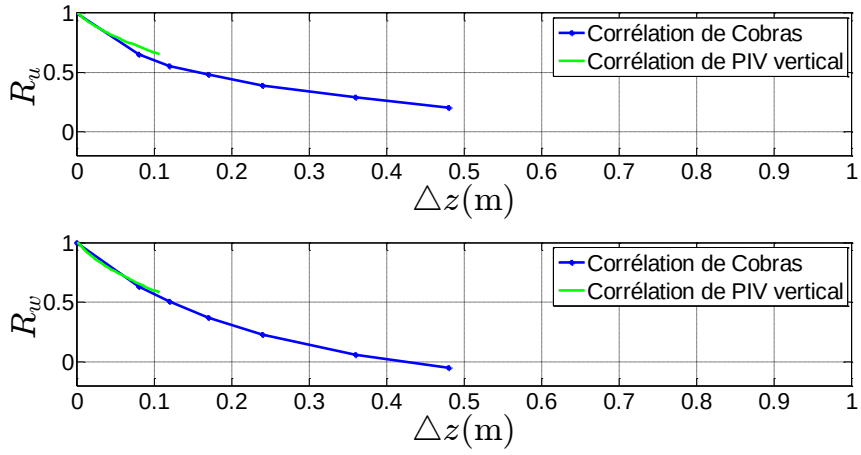

FIGURE 3.26 – Comparaison des coefficients de corrélation verticale

l'EUROCODE ($Fig.$ 3.19a et $Fig.$ 3.19b). Nous utiliserons donc directement les profils de l'EUROCODE comme données d'entrée. I_w varie peu en fonction de la hauteur ($Fig.$ 3.19d), nous prendrons donc une valeur constante $I_w = 0.08$. Nous avons aussi observé que le profil de l'intensité turbulente I_v a une forme similaire à celui de I_u ($Fig.$ 3.19c) et coïncide avec le profil logarithmique suivant : $I_v(z) = \frac{0.88}{ln(z/2.5\times10^{-5})}$.

Les spectres du signal mesuré par les sondes Cobra à la hauteur de référence sont présentés sur la $Fig.$ 3.27. Nous observons que ces spectres coïncident avec les spectres de Von Kármán pour des valeurs particulières des échelles de longueur. Ces dernières pourraient être utilisées dans le générateur. Cependant, pour faciliter son implémentation, il est préférable de déduire des valeurs ponctuelles des formulations analytiques qui donnent une évolution continue en fonction de la hauteur. Les trois fonctions qui seront utilisées dans le générateur sont données par les relations (3.1) à (3.3) et leur comparaison avec les données est présentée sur la $Fig.$ 3.28. Nous pouvons aussi voir qu'il y a du bruit à haute fréquence dans le spectre de la sonde Cobra, cela peut expliquer en partie pourquoi nous avons un décalage entre les résultats des deux sondes.

$$\begin{cases} l_{ux} = 0.7955 \times z^{0.3365}, & 0 < z < H_{tour} \\ l_{ux} = 0.7955 \times {H_{ref}}^{0.3365}, & H_{tour} \leq z \end{cases} \tag{3.1}$$

$$\begin{cases} l_{vx} = 0.3204 \times z^{0.3694}, & 0 < z < H_{tour} \\ l_{vx} = 0.3204 \times {H_{ref}}^{0.3694}, & H_{tour} \leq z \end{cases} \tag{3.2}$$

$$\begin{cases} l_{wx} = 0.2339 \times z^{0.8289}, & 0 < z < H_{tour} \\ l_{wx} = 0.2339 \times {H_{ref}}^{0.8289}, & H_{tour} \leq z \end{cases} \tag{3.3}$$

Les échelles latérales et verticales sont nécessaires pour définir le coefficient de corrélation dans le modèle, nous y reviendrons au chapitre 5 (§5.3).

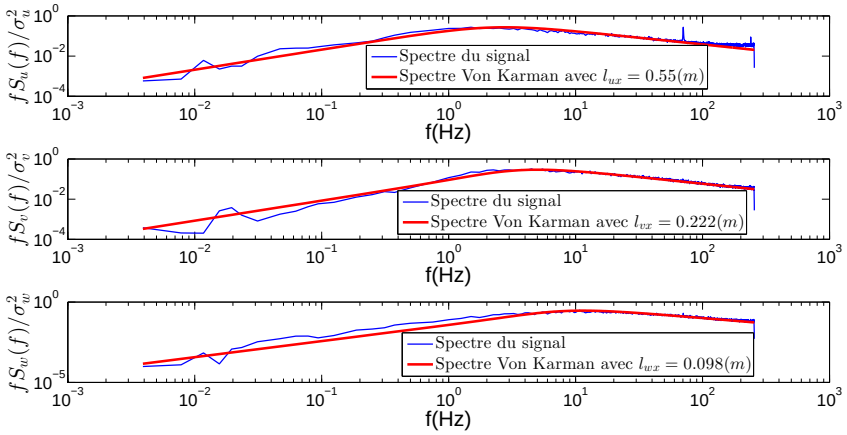

FIGURE 3.27 – Ajustement du spectre du signal à la courbe de Von Kármán à la hauteur de référence

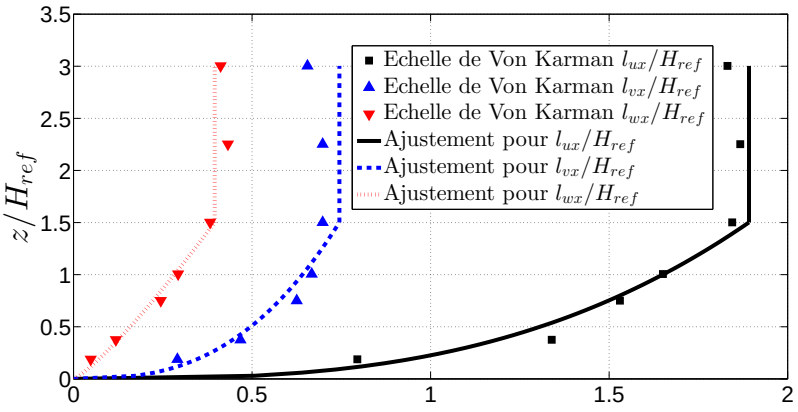

FIGURE 3.28 – Ajustement du profil de puissance avec les échelles de Von Kármán calculées à partir des données de la sonde Cobra 244

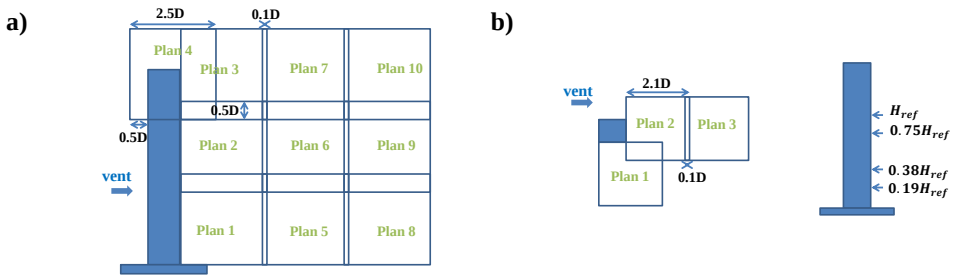

FIGURE 3.29 – Plans de mesure PIV : a) plans verticaux, b) plans horizontaux

3.5 Mesures réalisées avec la tour

Dans cette partie, nous allons analyser le sillage à l'aide des données de PIV. Nous allons aussi analyser les mesures des prises de pression, l'intégration des pressions moyennes pouvant être comparée avec les efforts globaux mesurés par la balance.

3.5.1 PIV

En raison de la taille limitée du champ de vision réalisable avec l'équipement PIV employé, un plan PIV est incapable de bien décrire le sillage autour de la tour. Par conséquent, plusieurs plans PIV ont été composés pour obtenir un grand plan qui entoure le sillage se formant derrière la tour. Les mesures ont été effectuées en 10 plans verticaux de taille $2.5D \times 2.5D$ avec un chevauchement entre deux plans de $0.5D$ dans la direction verticale et de $0.1D$ dans le direction longitudinale ($Fig.$ 3.29a). Un total de 12 plans horizontaux sont acquis, 3 plans à chaque hauteur ($0.19H_{ref}$, $0.38H_{ref}$, $0.75H_{ref}$ et H_{ref}) de taille de $2.1D \times 2.1D$ avec un chevauchement de $0.1D$ entre deux plans ($Fig.$ 3.29b).

Nous avons utilisé un temps de séparation de $60\mu s$ pour les plans PIV avec la tour. Puisqu'ils sont dans le sillage, les déplacements pour v et w sont assez grands pour le post-traitement. Un algorithme multi-passes a été appliqué pour le post-traitement des mesures PIV : des fenêtres d'interrogation 64×64 pixels avec un recouvrement de 50% sont utilisées pour créer le champ de vitesse, puis des fenêtres d'interrogation 32×32 pixels avec un recouvrement de 50% sont appliquées afin de compléter le champ de vitesse. Pour éviter les vecteurs erronés, nous avons réalisé une comparaison d'un vecteur avec la moyenne des 3×3

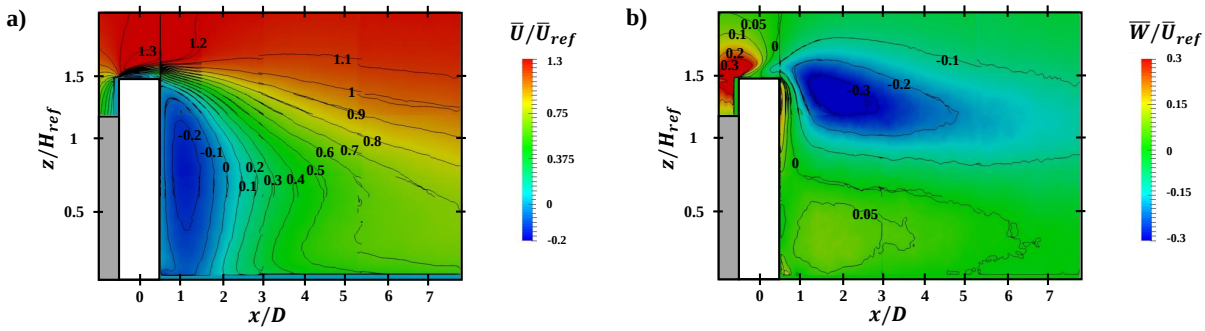

FIGURE 3.30 – a) Vitesse moyenne $\overline{U}$ pour le plan vertical, b) Vitesse moyenne $\overline{W}$ pour le plan vertical

vecteurs se situant autour. Les vecteurs erronés sont corrigés et remplacés en utilisant une fonction d'interpolation.

Les contours de vitesse moyens ($\overline{U}$ et $\overline{W}$) sont présentés dans la $Fig.$ 3.30, les plans ont été pris indépendamment pendant l'essai, mais ils se connectent correctement entre différents plans : aucune discontinuité significative ni grande divergence n'est observée, ce qui témoigne de la qualité de nos mesures PIV. L'accélération du vent créée par le fort gradient de pression est observée au sommet de la tour. Les valeurs négatives de la composante de vitesse $\overline{U}$ se trouvent en haut et derrière la tour, ce qui indique les zones de recirculation de l'écoulement. L'extension longitudinale de la zone de recirculation derrière la tour augmente avec la hauteur jusqu'à $z = 0.75H_{ref}$, puis diminue vers le sommet de la tour ($Fig.$ 3.30a). Les valeurs négatives de la composante de vitesse $\overline{W}$ se trouvent derrière la tour pour $z \sim H_{ref} - 1.8H_{ref}$ alors que les valeurs positives de $\overline{W}$ se trouvent à proximité du sommet avant ou derrière la tour. Les tourbillons en moyenne peuvent donc être produits en haut et à proximité du sommet et derrière la tour ($Fig.$ 3.30b).

Les contours de vitesse moyennes ($\overline{U}$ et $\overline{V}$) à deux hauteurs $z = 0.19H_{ref}$ et $z = H_{ref}$ sont présentés sur les $Fig.$ 3.31 et $Fig.$ 3.32 afin d'identifier l'évolution du sillage. Un "effet de coin" avec des survitesses aux coins des constructions est observé dans les deux figures. Ce phénomène est dû au fort gradient de pression entre la face au vent et les faces latérales. Ces survitesses augmentent avec la hauteur. Les valeurs négatives de la composante de vitesse $\overline{U}$ se trouve sur le côté et derrière la tour, ce qui indique les zones de recirculation de l'écoulement ($Fig.$ 3.31a). Les valeurs négatives et positives de la composante de vitesse $\overline{V}$ se trouve sur le

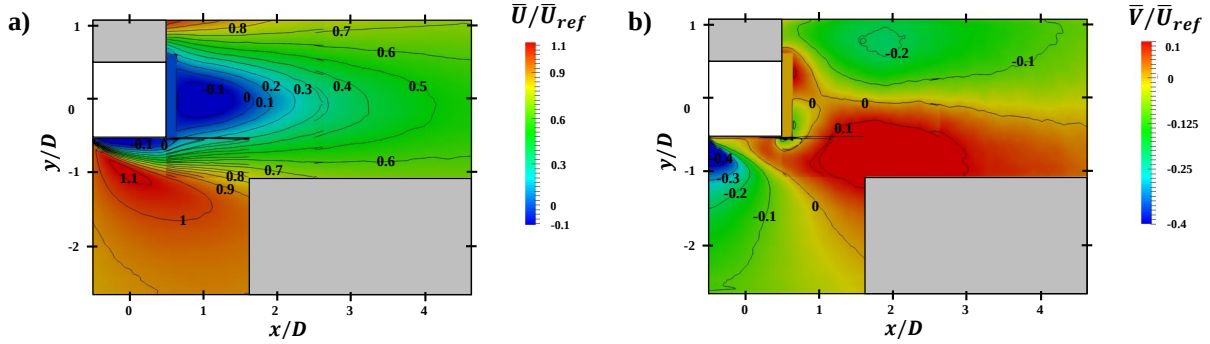

FIGURE 3.31 – a) Vitesse moyenne $\overline{U}$ pour le plan horizontal à $z = 0.19H_{ref}$ b) Vitesse moyenne $\overline{V}$ pour le plan horizontal à $z = 0.19H_{ref}$

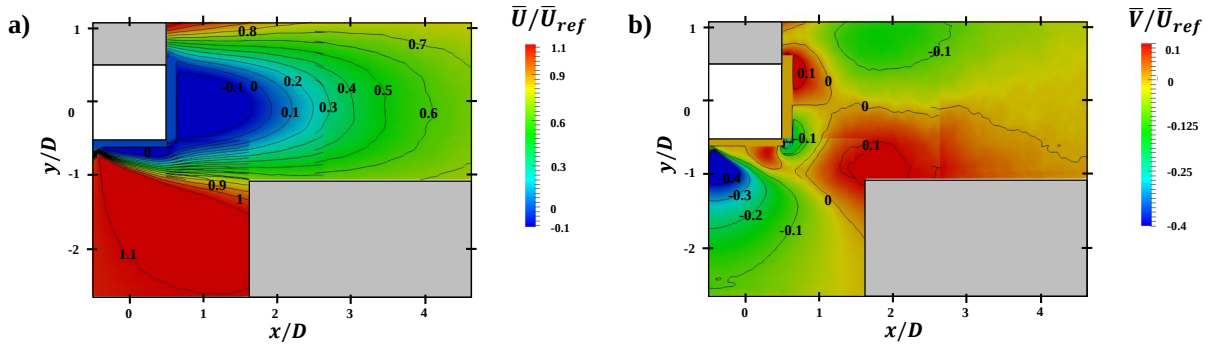

FIGURE 3.32 – a) Vitesse moyenne $\overline{U}$ pour le plan horizontal à $z = H_{ref}$ b) Vitesse moyenne $\overline{V}$ pour le plan horizontal à $z = H_{ref}$

côté de la tour et derrière la tour, ce qui indique en moyenne l'existence de deux tourbillons contra-rotatifs dans ces zones ($Fig.$ 3.31b).

Le tenseur de Reynolds $\overline{uv}$ est présenté dans la $Fig.$ 3.33. Les pics observés pour $\overline{uv}$ indiquent la couche de cisaillement du sillage où existe une plus grande possibilité de créer des tourbillons. Des pics négatifs et positifs sont observés pour les profils obtenus derrière la tour qui prouvent encore l'existence de deux tourbillons contra-rotatifs dans ces zones. Un décalage existe pour les positions latérales des pics aux différentes hauteurs : les pics pour les profils à $z = H_{ref}$ se situent plus loin de la tour qui indiquent que la taille de la zone de recirculation est influencée par l'écoulement en amont.

Les résultats que nous avons obtenues par les mesures PIV sont de bonne qualité et nous permettront ensuite la comparaison avec les résultats numériques. Plus de détails sur ces résultats expérimentaux PIV seront donnés dans le chapitre 6.

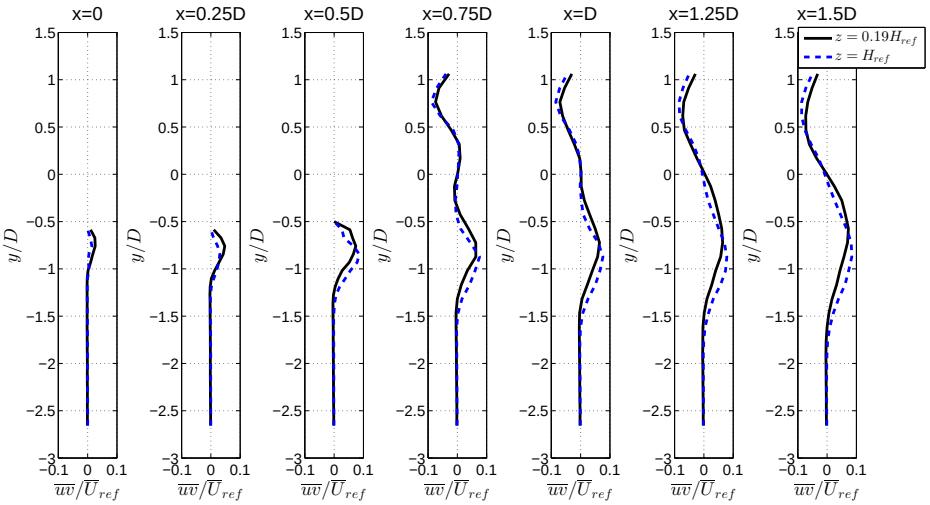

FIGURE 3.33 – Contrainte de Reynolds $\overline{uv}$ dans le sillage pour le plan horizontal

3.5.2 Balance et prises de pression

Nous avons tourné le plateau de mesure pour étudier les charges du vent sur la tour avec différentes incidences de l'écoulement amont. Notre tour étant de section carrée, une rotation de 90° suffit pour avoir les informations complètes, mais les mesures sont réalisées avec une rotation de 180° afin de vérifier la qualité de la maquette. En intégrant les pressions moyennes sur la surface de la tour, nous pouvons effectuer une comparaison avec les résultats mesurés par la balance. Les efforts globaux dans les trois directions sont adimensionnés par $\frac{1}{2}\rho\overline{U}^2_{ref}$. Nous voyons que pour F_x ($Fig.$ 3.34a) et F_y ($Fig.$ 3.34b), les résultats sont identiques, ce qui confirme la qualité des deux techniques de mesure. Pour F_z, nous observons que les deux profils ont la même forme, mais la force mesurée par la balance est plus importante que celle calculée à partir des prises de pression ($Fig.$ 3.34c). La tour a un support au pied pour la fixer sur la balance, mais il est impossible de mettre les prises de pression sur le support de la tour. Cette partie de l'effort qui agit sur le support de la tour peut donc être mesuré par la balance mais pas à l'aide des prises de pression. De plus, la pression à l'intérieur de la tour n'est pas prise en compte pendant les mesures avec des prises de pression. Ceci peut expliquer l'écart pour le coefficient de l'effort dans la direction z.

Avec les mesures de prises de pression, la valeur instantanée de la pression locale peut être obtenue simultanément avec les 265 prises de pression, ce qui permet de calculer les spectres de pression. Après intégration sur la surface du bâtiment, le spectre de force globale peut

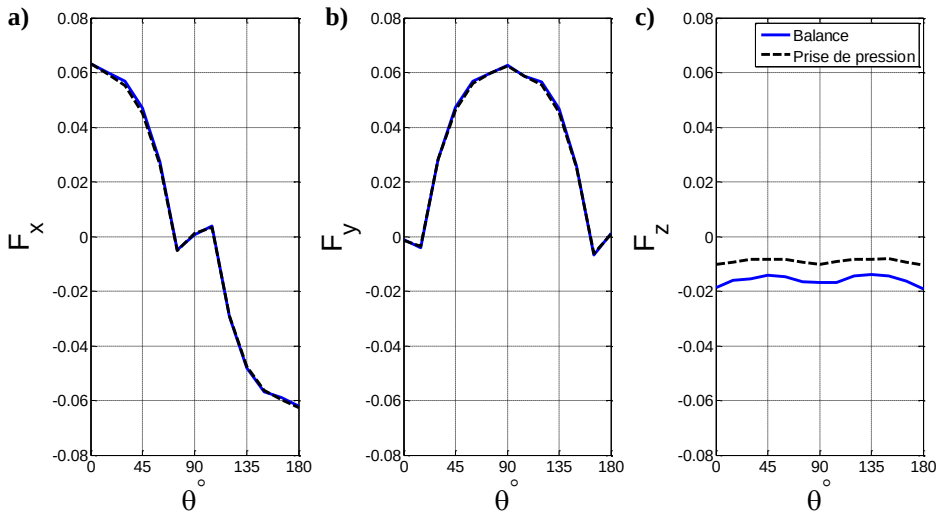

FIGURE 3.34 – Coefficient des efforts globaux en trois directions en fonction d'incidence de l'écoulement

être comparé avec celui obtenu par la balance. Ce spectre de la force contient initialement la résonance mécanique de l'équipement. Ce phénomène se traduit par un pic que l'on voit sur les spectres directement issus des mesures par la balance d'efforts ($Fig.$ 3.35). Selon Cui and Caracoglia (2016), un filtre doit être appliqué pour éliminer la résonance de la balance afin de faciliter l'analyse et la comparaison. La $Fig.$ 3.35 montre alors un accord convenable entre les deux types de mesures. Un fort pic apparaît dans le spectre de force latérale F_y qui correspond à un nombre de Strouhal d'environ 0.11 défini par $St = \frac{fD}{\overline{U}_{ref}}$ (avec D la largeur de la tour et $\overline{U}_{ref}$ la vitesse de référence) et qui traduit le processus de détachement des tourbillons. Cette valeur est très proche de celles de $0.12 \sim 0.14$ trouvées dans la littérature pour ce type de structure. Une différence existe en raison des configurations différentes : le nombre de Reynolds expérimental selon Okajima (1982) et les échelles de longueur intégrale de l'écoulement en amont examinées par Wolochuk et al. (1996) ont un effet sur l'écoulement et donc sur le nombre de Strouhal caractéristique.

Les spectres de l'écoulement en amont sont également présentés dans la $Fig.$ 3.35. Le spectre de force longitudinale semble d'avoir une forme et un niveau d'énergie similaires à celui de l'écoulement en amont, ce qui indique que la face avant de la tour est sous l'influence de l'écoulement en amont. Le même phénomène a été observé par Obasaju (1992). Cependant,

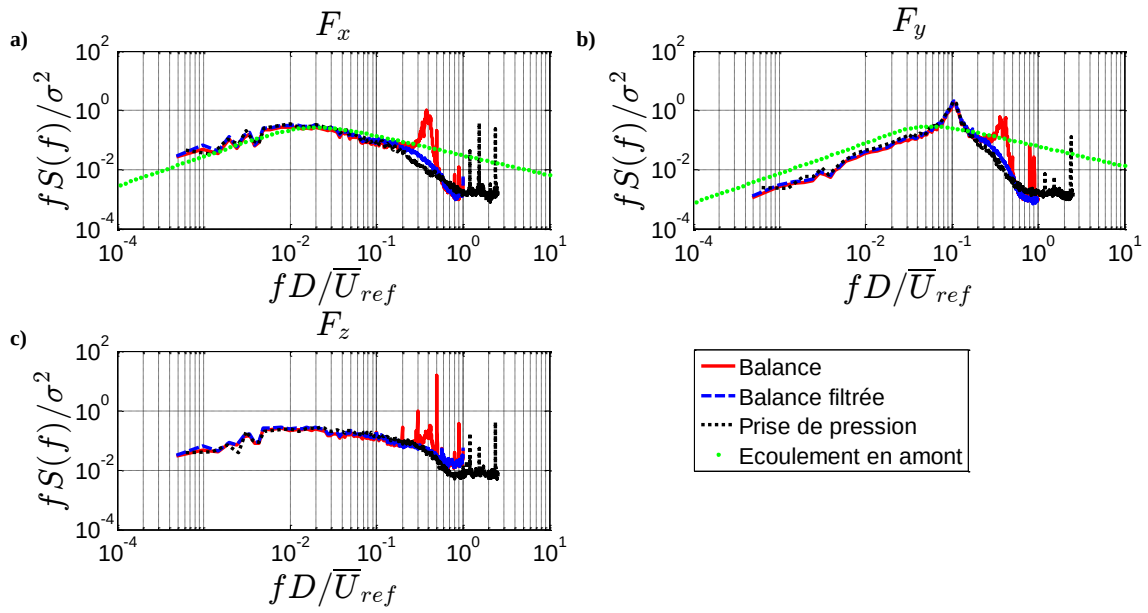

FIGURE 3.35 – Spectres des efforts globaux en trois directions : a) direction latérale, b) direction longitudinale, c) direction verticale

le spectre de force latérale est différent de celui de l'écoulement en amont, qui montre que le processus de détachement tourbillonnaire a un effet plus important sur les faces latérales de la tour que l'écoulement en amont.

Les coefficients de pression moyenne (pression moyenne adimensionnée par $\frac{1}{2}\rho\overline{U}_{ref}^2$) pour différentes incidences de l'écoulement sont présentés sur le périmètre de la tour à la hauteur de référence (*Fig.* 3.36 et *Fig.* 3.37) et sur un contour centré allant du sol au sommet de la tour (*Fig.* 3.38 et *Fig.* 3.39). En raison de la symétrie de la tour, nous pouvons comparer les résultats entre différentes incidences. Le seul décalage que l'on observe est situé à proximité de l'arête indiquée par le point B sur la *Fig.* 3.38. Comme nous l'avons évoqué précédemment, les zones autour des arêtes sont les plus complexes en terme d'écoulement et une petite différence du positionnement de la prise de pression peut conduire à un grande différence du résultat. Le décalage que nous avons observé est dû à la différence de positionnement des deux prises de pression à côté des arêtes de part et d'autre de la tour (la différence peut être $\sim \frac{D}{100}$ sur la surface de la tour). Plus de détails expérimentaux seront donnés au chapitre 6 lors de la comparaison entre simulations et expérience.

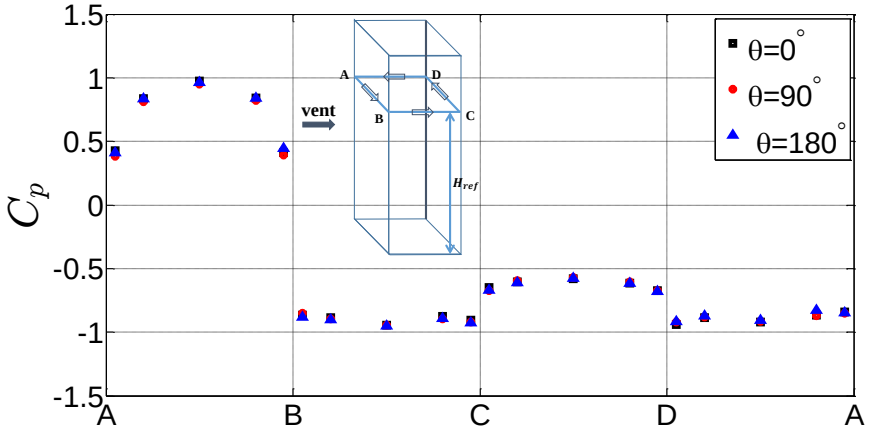

FIGURE 3.36 – Coefficients de pression moyenne sur le périmètre de la tour à la hauteur référentielle H_{ref}

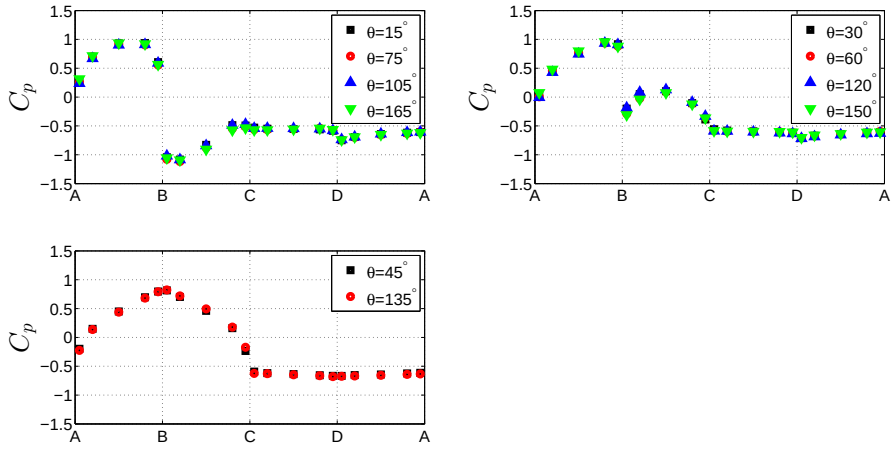

FIGURE 3.37 – Coefficients de pression moyenne sur le périmètre de la tour à la hauteur référentielle H_{ref}

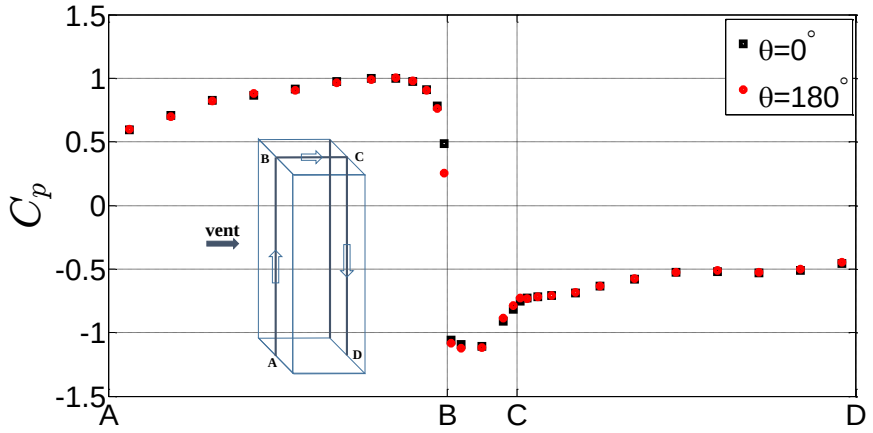

FIGURE 3.38 – Coefficients de pression moyenne sur un contour centré allant du sol au sommet de la tour

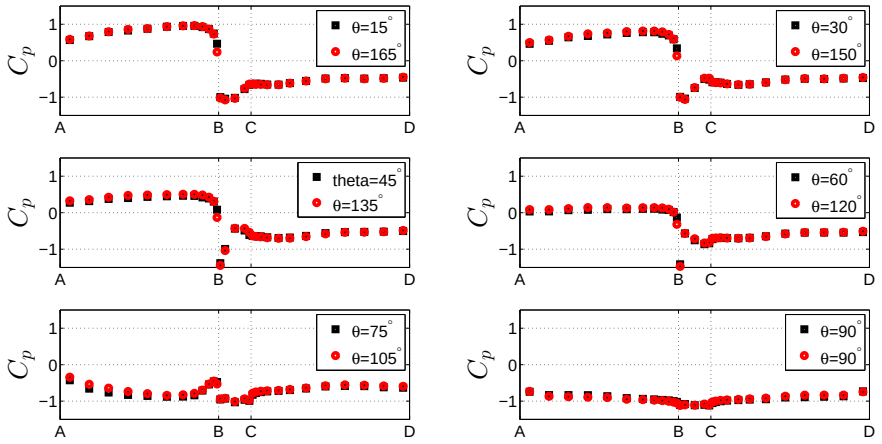

FIGURE 3.39 – Coefficients de pression moyenne sur un contour centré allant du sol au sommet de la tour

3.6 Conclusions

Ce chapitre présente différentes mesures en soufflerie pour étudier les charges de vent sur un bâtiment de grande hauteur dans un écoulement sur un terrain faiblement rugueux avec la longueur de rugosité $z_0 = 0.02$m. Les caractéristiques statistiques de vent telles que le profil de vitesse moyenne, le profil d'intensité de turbulence, les contraintes de Reynolds et les échelles de longueur intégrale de turbulence ont été présentés. L'homogénéité transversale de l'écoulement est vérifiée par différentes mesures. Le phénomène dans le sillage (comme l'accélération de l'écoulement ou les zones de recirculation) a été exploré par les mesures PIV. Cet ensemble complet de données représente une base de données précieuse qui pourrait servir comme référence pour évaluer la performance des simulations numériques avec des configurations du bâtiment et de l'écoulement similaires. Les résultats principaux de cette partie peuvent être résumés par les conclusions suivantes.

1. Les caractéristiques de l'écoulement en amont telles que le profil de vitesse moyenne, le profil d'intensité turbulente et les échelles de longueur intégrale d'écoulement à la hauteur de référence sont en accord avec la littérature.

2. La structure de l'écoulement dans le sillage a été analysée via des mesures PIV qui ont montré l'existence d'un tourbillon près du sommet de la tour et de deux tourbillons contra-rotatifs derrière la tour, en accord avec la vision bien acceptée de l'organisation de l'écoulement proche du sillage. La taille du sillage derrière la tour se trouve influencée par l'écoulement en amont, qui augmente avec la hauteur jusqu'à $z = 0.75H_{ref}$, puis diminue vers la hauteur de la tour.

3. Les charges de vent globales et locales ont été mesurées et les résultats des prises de pression et de la balance ont été comparés et validés. Une analyse des caractéristiques spectrales des deux mesures a montré la présence d'un pic marqué à un nombre Strouhal de 0.11 seulement pour la force latérale globale.

4. La face avant de la tour est sous l'influence de l'écoulement en amont comme observé par Obasaju (1992). Cependant, le détachement tourbillonnaire apprécié au nombre de Strouhal de 0.11 a un effet plus important sur les faces latérales de la tour que

l'écoulement en amont.

Chapitre 4

Simulation numérique

Les essais expérimentaux jouent encore un rôle majeur dans l'étude des écoulements turbulents. Néanmoins, les limites sont évidentes comme évoquées dans le chapitre 1. Grâce aux progrès de l'informatique, il est intéressant d'explorer le potentiel de la simulation numérique pour étudier la turbulence afin de surmonter les limites expérimentales. Cependant, les résultats en soufflerie sont souvent utilisés comme une base de données pour la validation des calculs numériques (Tamura et al., 1998 ; Ehrhard and Moussiopoulos, 2000 ; Bitsuamlak et al., 2004 ; Gomes et al., 2005 ; Tamura et al., 2008 ; Zhang and Gu, 2008 ; Lim et al., 2009 ; Chen et al., 2011). De bons accords sur les statistiques de base (pressions du vent, forces et moments) ont été trouvés entre les différentes simulations numériques et les tests en soufflerie, indiquant un avenir prometteur pour l'approche numérique. Nous noterons en particulier qu'une tour du type CAARC (Commonwealth Advisory Aeronautical Research Council) est largement utilisée pour les modélisations expérimentales (Melbourne, 1980 ; Tanaka and Lawen, 1986 ; Goliger and Milford, 1988 ; Obasaju, 1992) et aussi pour les simulations numériques (Braun and Awruch, 2009 ; Dagnew and Bitsuamlak, 2014 ; Zhang et al., 2014a).

La CFD consiste à étudier les mouvements d'un fluide, ou leurs effets, par la résolution numérique des équations régissant la dynamique des fluides. En fonction des approximations choisies, qui sont en général le résultat d'un compromis en termes de besoins de représentation physique et de ressources de calcul ou de modélisation disponibles, les équations résolues sont

les équations de Navier-Stokes (N-S) ou des équations dérivés de N-S.

L'approche DNS a d'abord été proposée à cause de sa précision. Les équations de Navier-Stokes sont résolues numériquement sans approximations sur un maillage fin permettant de résoudre tout le spectre de turbulence, jusqu'aux plus petites échelles de Kolmogorov (§4.1). Mais la technique DNS est trop coûteux pour la plupart des cas d'intérêt industriel. L'approche RANS est le plus souvent appliquée dans le domaine de l'ingénierie du vent. Mais seul le mouvement moyen est résolu alors que l'effet moyen des fluctuations de vitesse turbulente est modélisé selon une variété d'approximations physiques. L'approche RANS est donc très dépendante des caractéristiques des écoulements particuliers pour être utilisées comme une méthode d'application générale. Les techniques de LES ont été développées comme une approche intermédiaire entre ces deux approches, l'idée générale étant que les grandes (et non universelles) échelles de l'écoulement doivent être calculées explicitement comme dans la DNS, tandis que les petites échelles sont modélisées. Ainsi, la LES sera préférée pour les écoulements dans lesquels le nombre de Reynolds est élevé ou dans lesquels la géométrie est trop complexe pour un calcul DNS ; elle est largement utilisée dans le domaine des écoulements urbains, de l'incendie, de la dispersion, etc.

Les auteurs ont commencé à étudier numériquement l'aérodynamique de l'écoulement du vent sur les bâtiments depuis les années 80 (Hanson et al., 1982 ; Summers et al., 1986). La simulation numérique de l'écoulement sur les bâtiments a été appliquée dans de nombreuses études utilisant les méthodes RANS (Murakami and Mochida, 1989 ; Stathopoulos and Zhou, 1993 ; Suh et al., 1997 ; Wright and Easom, 2003) ou LES (Murakami et al., 1987 ; Nakayama and Noda, 2000). Des comparaisons ont aussi été réalisées entre les simulations en RANS et en LES (Rodi, 1997 ; Lubcke et al., 2001 ; Ramesh et al., 2006 ; Tominaga et al., 2008). Les quantités moyennes peuvent être correctement calculées par les modèles RANS, cependant, ils ne reproduisent pas de façon précise la séparation de l'écoulement et les zones de recirculation. Les modèles LES apportent des améliorations évidentes pour la reproduction des zones de sillage et donnent la possibilité d'étudier les effets instationnaires. Néanmoins, les simulations en LES requièrent un temps de calcul et une mémoire de stockage plus importants.

Dans ce chapitre, nous introduisons les principes des différentes méthodes numériques

dont la description détaillée peut être trouvée dans Ferziger and Peric (2002), soit la DNS, la RANS et la LES. La méthode LES est introduite en détail dans ce chapitre en se concentrant sur le modèle de sous-maille pour la LES. Une comparaison est réalisée entre un modèle de sous-maille statique et dynamique (§4.4). Les configurations numériques (les conditions aux limites de paroi, les schémas numériques, la définition du maillage, le modèle de sous-maille etc.) sont qualifiées à l'aide d'une simulation plus complexe, qui est celle d'un écoulement au-dessus de cubes (§4.5).

4.1 Simulation numérique directe (DNS)

La DNS est l'approche la plus précise, car elle consiste à résoudre les équations de N-S directement par les schémas numériques dont les erreurs peuvent être contrôlées. En résolvant les équations de N-S, nous pouvons obtenir toutes les informations souhaitées sur l'écoulement. Cette méthode est aussi la plus simple du point de vue conceptuel mais la plus coûteuse en terme de temps de calcul.

En réalité, dans un calcul numérique, il est toujours impossible de calculer la plupart des écoulements turbulents dans tous leurs détails car les tailles des structures turbulentes sont très diverses : le rapport entre l'échelle des plus gros tourbillons et l'échelle de Kolmogorov (l'échelle spatiale des plus petites tourbillons dissipatifs) varie comme $Re^{3/4}$ en $1D$. Si nous voulons tenir compte de toutes les structures turbulentes dans une simulation directe (DNS), nous avons besoin d'un maillage d'environ $Re^{9/4}$ points, ce qui dépasse la capacité des calculateurs actuels pour des Re élevés. C'est pourquoi, les approches traditionnelles pour le calcul d'écoulements turbulents sont basées sur l'idée de moyenner les équations de N-S sur un ensemble de réalisations ou sur un intervalle de temps ou d'espace approprié, comme présentée dans la section suivante.

4.2 Simulation en moyenne de Reynolds (RANS)

Les ingénieurs se sont intéressés à connaître quelques caractéristiques d'un écoulement turbulent, telles que les forces moyennes sur une structure, le degré de mélange entre deux

écoulements, la dispersion des polluants atmosphériques. Dans l'approche RANS, toutes les caractéristiques instationnaires qui constituent la turbulence sont moyennées. Lors de la moyenne, la non-linéarité des équations de N-S donne lieu à des termes qui doivent être modélisés, comme nous le verrons plus tard. La complexité de la turbulence ne permet pas de représenter finement un écoulement turbulent par un modèle RANS mais seulement de modéliser l'influence de la turbulence en moyenne sur l'écoulement. En revanche, ces techniques sont relativement peu coûteuses en temps de calcul. Grâce à ces temps de calcul plus intéressants, les approches de RANS sont utilisées fréquemment dans le domaine de la météorologie et pour des problèmes de pollution à grande échelle.

Dans une approche RANS, la vitesse est décomposée en une vitesse moyenne $\overline{U}_i$ et sa fluctuation u_i selon la relation :

$$U_i(x_i, t) = \overline{U}_i(x_i) + u_i(x_i, t) \tag{4.1}$$

où i indique les 3 composantes de vitesse.

Avec cette expression de la vitesse et en appliquant une moyenne aux équations de N-S, nous pouvons obtenir l'équation de bilan de quantité de mouvement et l'équation de continuité (fluide isovolume) en moyenne de Reynolds :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{4.2}$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{U}_i \overline{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\upsilon \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j}) \tag{4.3}$$

Dans (4.3), les termes $\overline{u_i u_j}$, qui représentent les contraintes de Reynolds, sont des inconnues. Elles doivent être représentées en fonction des quantités moyennes résolues (comme $\overline{U}_i$, ou l'énergie cinétique de la turbulence). Il existe plusieurs modèles de fermeture pour les équations RANS mais nous ne les détaillerons pas ici.

4.3 Simulation des grandes échelles (LES)

4.3.1 Principe de la LES

Comme évoqué en §4.1, les tailles des structures turbulentes sont très diverses pour un écoulement turbulent. Les mouvements de grande échelle sont généralement beaucoup plus énergétiques que ceux à petite échelle. Les grandes échelles transportent plus efficacement les caractéristiques statistiques conservées dans l'écoulement que les petites tourbillons. Avec l'approche LES, nous résolvons les équations tridimensionnelles et instationnaires de tous les mouvements de taille supérieure à une échelle fixée par le maillage choisi. Les deux points clés pour la LES sont : le modèle de sous-maille que nous allons présenter dans ce chapitre et la génération des conditions d'entrées nécessaire pour réaliser la simulation numérique elle-même (chapitre 5).

Le principe de l'approche LES est basé sur la séparation des échelles de l'écoulement turbulent, par un filtrage des champs instantanés. Soit $\widetilde{G}(x_i, x_i^{'})$ une fonction de filtrage, le champ de vitesses filtré s'écrit :

$$\widetilde{U}_i(x_i) = \int_0^{\triangle} \widetilde{G}(x_i, x_i^{'}) U_i(x_i^{'}) dx_i^{'} \tag{4.4}$$

où $\triangle$ est l'échelle de la grille associée au filtre.

Le champ de vitesses total s'écrit :

$$U_i(x_i, t) = \widetilde{U}_i(x_i, t) + U_i^{'}(x_i, t) \tag{4.5}$$

avec $U_i^{'}(x_i)$ le champ sous-maille.

Sur ce principe, nous pouvons aussi filtrer les équations de N-S pour obtenir (pour un fluide incompressible) les équations filtrées résolues en LES :

$$\frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{4.6}$$

$$\frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\widetilde{U}_i\widetilde{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \widetilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\upsilon\frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij}^{sm}) \tag{4.7}$$

Dans (4.7), τ_{ij}^{sm} est le tenseur des contraintes sous-maille que nous pouvons considérer comme l'influence des petites échelles sur les grande échelles. Il s'exprime par :

$$\tau_{ij}^{sm} = \widetilde{U_iU_j} - \widetilde{U}_i\widetilde{U}_j \tag{4.8}$$

C'est ce que nous allons modéliser avec les modèles de sous-maille décrits dans la suite.

4.3.2 Modèles de sous-maille

Avant d'aborder la modélisation, nous allons introduire les deux types de décompositions du tenseur des contraintes de sous-maille d'après de Leonard (1974), Speziale (1985) et Germano (1986).

La première décomposition s'obtient en remplaçant le premier terme de τ_{ij}^{sm}, soit $\widetilde{U_iU_j}$(4.8) par la décomposition de U_i (4.5). Nous obtenons :

$$\begin{aligned}
&\tau_{ij}^{sm} = Le_{ij} + C_{ij} + Re_{ij} \text{ avec :}\\
&Le_{ij} = \widetilde{\widetilde{U}_i\widetilde{U}_j} - \widetilde{U}_i\widetilde{U}_j \text{ le terme de Léonard}\\
&C_{ij} = \widetilde{\widetilde{U}_iU'_j} + \widetilde{\widetilde{U}_jU'_i} \text{ le terme des contraintes croisées}\\
&Re_{ij} = \widetilde{U'_iU'_j} \text{ le terme des contraintes de Reynolds}
\end{aligned}$$

Avec cette transformation, $Le_{ij} + C_{ij}$ et Re_{ij} sont invariants par changement de repère galiléen mais Le_{ij} et C_{ij} n'ont pas cette propriété individuellement.

La deuxième décomposition consiste à effectuer le remplacement pour les deux termes de τ_{ij}^{sm} et nous pouvons obtenir :

$$\begin{aligned}
&\tau_{ij}^{sm} = Le_{ij}^m + C_{ij}^m + Re_{ij}^m \text{ avec :}\\
&Le_{ij}^m = \widetilde{\widetilde{U}_i\widetilde{U}_j} - \widetilde{\widetilde{U}}_i\widetilde{\widetilde{U}}_j\\
&C_{ij}^m = \widetilde{\widetilde{U}_iU'_j} + \widetilde{\widetilde{U}_jU'_i} - (\widetilde{\widetilde{U}}_i\widetilde{U'_j} + \widetilde{\widetilde{U}}_i\widetilde{U'_i})\\
&Re_{ij}^m = \widetilde{U'_iU'_j} - \widetilde{U'_i}\widetilde{U'_j}
\end{aligned}$$

L'avantage de cette transformation est que chacun des termes Le_{ij}^m, C_{ij}^m et Re_{ij}^m est invariant par changement de repère galiléen.

Ainsi, quelque soit le modèle de sous-maille choisi, Le_{ij} est une composante qui peut être calculée explicitement et seuls C_{ij} et Re_{ij}, qui contiennent des composantes non résolues, doivent être modélisés pour fermer le système d'équations.

Modèle de Smagorinsky Le modèle de Smagorinsky (1963) est le modèle le plus simple et le plus largement utilisé. Que nous nous basions sur l'une ou l'autre des décompositions, il consiste à modéliser la totalité du tenseur sous la forme :

$$\tau_{ij}^{sm} - \frac{1}{3}\tau_{kk}^{sm}\delta_{ij} = -2\nu_T \widetilde{S}_{ij} \tag{4.9}$$

La viscosité turbulente de sous-maille ν_T s'écrit :

$$\nu_T = (C_S \triangle)^2 (2\widetilde{S}_{ij}\widetilde{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \tag{4.10}$$

où $\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial \widetilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{U}_j}{\partial x_i})$ est le tenseur des taux de déformation résolu, C_S la constante du modèle de Smagorinsky (variant selon les études entre 0.1 et 0.2) et $\triangle$ est l'échelle de longueur caractéristique de la coupure.

C'est un modèle purement dissipatif car seul le transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles est pris en compte. Il ne prend donc en compte que l'influence de Re_{ij} (ou Re_{ij}^m) même lorsqu'il est appliqué à tout le tenseur de sous-maille.

Une amélioration peut être apportée en utilisant (4.9) - (4.10) pour modéliser $Re_{ij}^m + C_{ij}^m$ et en calculant Le_{ij}^m : nous parlons alors de "modèle mixte" qui est détaillé dans Calmet (1995).

Modèle de sous-maille dynamique Une approche qui tient compte de la variabilité spatiale et temporelle du coefficient du modèle de sous-maille, est l'utilisation des procédures dynamiques : elles permettent d'optimiser la valeur du coefficient de modèle (C_S par exemple) à toutes les positions et à chaque instant en utilisant les informations contenues dans les échelles résolues et en supposant l'invariance du coefficient entre l'échelle de la grille $\triangle$ associée au filtre $\widetilde{G}$ et une échelle un peu plus grande $\widehat{\triangle}$ associée au filtre test $\widetilde{G}\widehat{G}$ (ou $\widehat{\widetilde{G}}$) (Wan et al., 2007). Ainsi, le paramètre est calculé en chaque point du maillage de résolution

et remis à jour tout au long du calcul, au lieu d'être constant dans tout l'écoulement et fixé une fois pour toutes en début de calcul de manière empirique.

Nous pouvons appliquer le filtre test $\widehat{\widetilde{G}}$ sur les équations de N-S et nous obtenons maintenant le tenseur des contraintes de sous-maille :

$$T_{ij}^{sm} = \widehat{\widetilde{U_i U_j}} - \widehat{\widetilde{U}}_i \widehat{\widetilde{U}}_j \tag{4.11}$$

Nous ne pouvons pas calculer τ_{ij}^{sm} et T_{ij}^{sm} séparément. Cependant, leur combinaison peut être calculée en se basant sur l'identité de Germano (Germano et al., 1991) :

$$\mathcal{L}_{ij}^{sm} = T_{ij}^{sm} - \widehat{\tau_{ij}^{sm}} = \widehat{\widetilde{U}_i \widetilde{U}_j} - \widehat{\widetilde{U}}_i \widehat{\widetilde{U}}_j \tag{4.12}$$

$\mathcal{L}_{ij}^{sm}$ représente l'influence des plus petites échelles résolues sur les contraintes de sous-maille. En supposant que sur les deux échelles, les contraintes de sous-maille suivent une loi d'auto-similarité, c'est-à-dire que τ_{ij}^{sm} et T_{ij}^{sm} admettent le même modèle exprimé avec la même valeur de paramètre, la seule inconnue est le paramètre (ou coefficient) du modèle.

Modèle de Smagorinsky dynamique Proposé par Germano et al. (1991) et modifié par Lilly (1991), ce modèle a été repris par de nombreux auteurs (Calmet, 1995, Meneveau and Katz, 2000 et Chumakov, 2005). Il consiste à appliquer le modèle de Smagorinsky (4.9) - (4.10) aux deux termes τ_{ij}^{sm} et T_{ij}^{sm}. Nous obtenons donc :

$$\tau_{ij}^{sm} - \frac{1}{3}\tau_{kk}^{sm}\delta_{ij} = -2C\widetilde{\triangle}^2 \mid \widetilde{S} \mid \widetilde{S}_{ij} \tag{4.13}$$

et

$$T_{ij}^{sm} - \frac{1}{3}T_{kk}^{sm}\delta_{ij} = -2C\widehat{\widetilde{\triangle}}^2 \mid \widehat{\widetilde{S}} \mid \widehat{\widetilde{S}}_{ij} \tag{4.14}$$

D'après (4.12), nous pouvons donc obtenir la relation suivante :

$$\mathcal{L}_{ij}^{sm} - \frac{1}{3}\mathcal{L}_{kk}^{sm}\delta_{ij} = -2C(\widehat{\widetilde{\triangle}}^2 \mid \widehat{\widetilde{S}} \mid \widehat{\widetilde{S}}_{ij} - \widetilde{\triangle}^2 \widehat{\mid \widetilde{S} \mid \widetilde{S}_{ij}}) \tag{4.15}$$

En notant Q la différence entre les deux membres de l'équation (4.15) :

$$Q = \mathcal{L}_{ij}^{sm} - \frac{1}{3}\mathcal{L}_{kk}^{sm}\delta_{ij} + 2C(\widehat{\widetilde{\triangle}}^2 \mid \widehat{\widetilde{S}} \mid \widehat{\widetilde{S}}_{ij} - \widetilde{\triangle}^2 \widehat{\mid \widetilde{S} \mid \widetilde{S}_{ij}}) \tag{4.16}$$

En prenant $\frac{\partial Q^2}{\partial C} = 0$ pour minimiser Q, nous obtenons :

$$C = -\frac{\mathcal{L}_{ij}^{sm} M_{ij}}{2M_{ij}M_{ij}} \tag{4.17}$$

où $M_{ij} = \widehat{\widetilde{\triangle}}^2 \mid \widehat{\widetilde{S}} \mid \widehat{\widetilde{S}}_{ij} - \widetilde{\triangle}^2 \widehat{\mid \widetilde{S} \mid \widetilde{S}_{ij}}$

Nous pouvons donc obtenir C qui n'est plus une constante. Les précédentes études ont permis de mettre en évidence les caractéristiques de ce modèle : (a) Le modèle a un comportement asymptotique approprié proche de la paroi. (b) La viscosité de sous-maille est égale à zéro dans des écoulements laminaires. (c) La viscosité de sous-maille peut prendre des valeurs négatives, simulant le transfert d'énergie des petites vers les grandes échelles.

Cependant, de fortes valeurs négatives peuvent se produire localement et conduisent à des instabilités numériques. Une moyenne (ou filtre) locale est souvent appliquée pour résoudre ce type de problème (Zang et al., 1993 ; Ghosal et al., 1995 ; Calmet and Magnaudet, 1997) et le paramètre réellement utilisé est $C = -\frac{<\mathcal{L}_{ij}^{sm} M_{ij}>}{<2M_{ij}M_{ij}>}$ où $<>$ signifie la moyenne en espace.

Nous avons choisi le modèle de Smagorinsky dynamique en appliquant le processus de moyenne locale pour les simulations LES. Des modifications ont été faites dans OpenFOAM pour adapter le modèle disponible à nos configurations. En effet, le modèle de Smagorinsky dynamique existe dans OpenFOAM a un paramètre C qui est lissé par la moyenne sur chaque plan horizontal, ce qui ne convient pas à notre cas de simulation. Nous avons substitué à cette moyenne (adaptée à un écoulement homogène horizontalement) une moyenne locale (la valeur d'une maille est remplacée par la valeur moyenne des mailles autour) ce qui permet en particulier de différencier les régions d'écoulement autour des obstacles. Ce modèle sera appliqué dans les sections suivantes.

4.4 Test des modèles de sous-maille

Le choix d'un modèle de sous-maille performant est la clé de la réussite de la LES. Ainsi différents travaux ont porté sur l'évaluation de la performance de ces modèles et leur inter-comparaison. Par exemple, Cheng and Porté-Agel (2013) ont utilisé différents modèles de sous-maille pour simuler un écoulement autour d'un cube. Ils ont testé le modèle de Smagorinsky statique avec deux coefficients différents $C_s = 1.0$ et $C_s = 2.0$. La limitation du modèle de Smagorinsky statique est démontrée : le modèle ne tient pas en compte de la variation d'échelle locale de turbulence. Ainsi, le résultat dépend sensiblement du choix du coefficient du modèle. Wan et al. (2007) se sont intéressés à écoulement au-dessus d'une colline sinusoïdale. Leur résultat valide toujours la conclusion précédente. Enfin, Popiolek et al. (2006) ont simulé l'écoulement dans une cavité ($2D$) et sur le "marche descendante" ($3D$) avec le modèle de Smagorinsky statique et dynamique. Ils ont montré que le modèle statique est plus dissipatif que le modèle dynamique. Il est aussi mentionné ici que les instabilités numériques peuvent se produire à cause des valeurs négatives de la viscosité totale. A l'instar de nombreux travaux, nous allons ici tester les modèles précédemment décrits dans le cas simple et bien documenté : une cavité entraînée tridimensionnelle (Zang et al. 1993 ; Prasad and Koseff 1988 ; Calmet, 1995). L'objectif est aussi de s'assurer du bon fonctionnement du modèle dynamique modifié dans OpenFOAM. Deux modèles de sous-maille sont testés ici : modèle de Smagorinsky (Smagorinsky statique avec une constante $C_s = 0.2$ car c'est une valeur proposée et testée par de nombreux chercheurs) et modèle de Smagorinsky dynamique (Smagorinsky dynamique en moyennant le paramètre C localement).

4.4.1 Configuration

L'écoulement est généré dans une cavité de dimensions $B \times B \times E$ par une paroi mobile se déplaçant à une vitesse U_p, les 5 autres parois étant fixes ($Fig.$ 4.1). Le maillage est régulier dans la direction transverse z et resserré près des parois dans la direction d'entraînement x et dans la direction verticale y ($Fig.$ 4.2). Les paramètres de simulation sont listés dans la Table 4.1 : T_c est le temps caractéristique, x^+ et y^+représentent les distances adimensionnelles entre

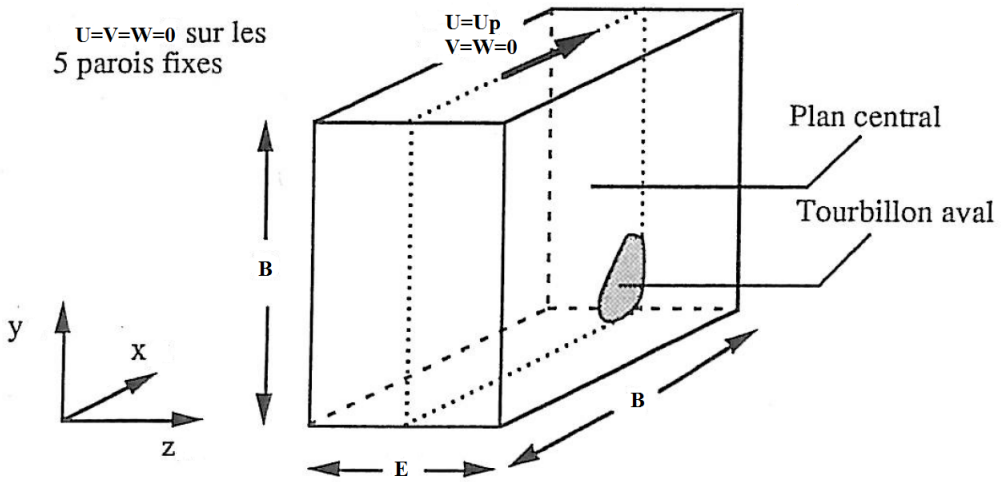

FIGURE 4.1 – Cavité tridimensionnelle adapté de Calmet (1995)

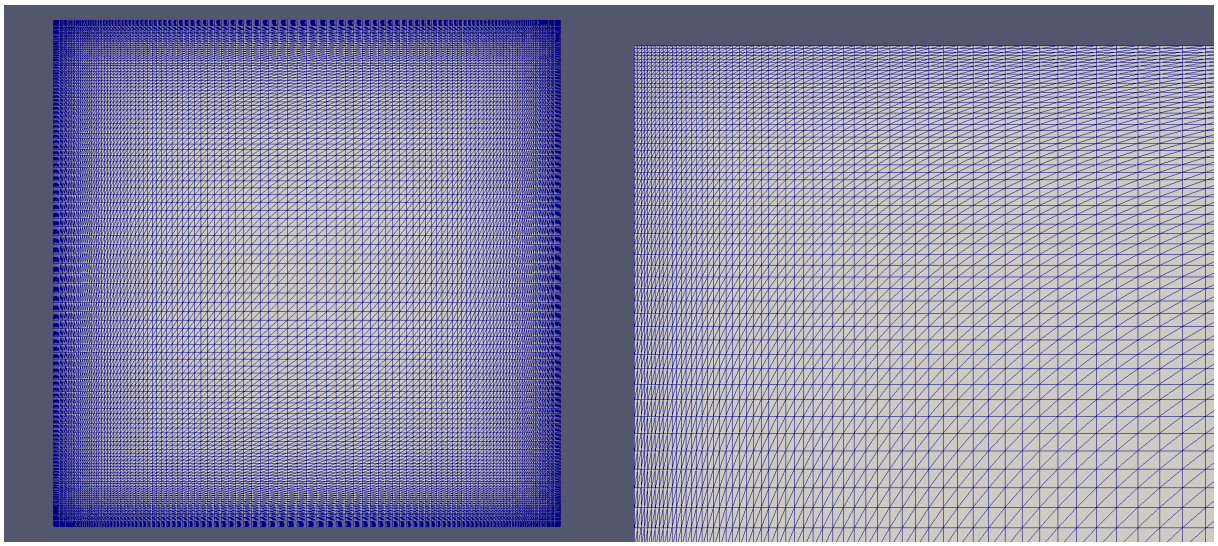

FIGURE 4.2 – Maillage de la cavité créé sous OpenFOAM

le centre de la première maille et la paroi définies par $x^+ = (\frac{u_\tau}{\upsilon})x$ (ou $y^+ = (\frac{u_\tau}{\upsilon})y$), avec ν la viscosité cinématique du fluide, u_τ la vitesse de frottement.

4.4.2 Résultats

Certaines quantités statistiques sont calculées dans le plan central de la cavité pour les deux simulations et comparées aux résultats expérimentaux de Prasad and Koseff (1988).

$Re = U_pB/\nu$	$B : E$	Maillage	x^+, y^+	$T_c = B/U_p$	Temps total	Temps statistique
10000	2 : 1	$(128, 128, 64)$	~ 1	0.15	$\sim 200T_c$	$\sim 100T_c$

TABLE 4.1 – Paramètres de simulation

Le profil vertical de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U}$ et le profil horizontal de la vitesse verticale moyenne $\overline{V}$ sont présentés sur la $Fig.$ 4.3, l'écart-type des fluctuations longitudinales U_{rms} et verticales V_{rms} sur la $Fig.$ 4.4, le cisaillement turbulent $\overline{uv}$ en $x = 0.5B$ et en $y = 0.5B$ sur la $Fig.$ 4.5. Les résultats des écart-types sont multipliés par 10 et ceux des cisaillements turbulents sont multipliés par 500 afin d'observer clairement les courbes. Nous notons que les résultats numériques ne sont pas parfaits, un décalage pour les profils de la vitesse moyenne, des écart-types et des cisaillements turbulents existe toujours dans les zones proche de la paroi comme dans les autres travaux que nous avons mentionnés. Entre les deux modèles de sous-maille, nous observons qu'il n'y a pas une grande différence pour les profils des vitesses moyennes. Cependant, la simulation avec le modèle de sous-maille dynamique reproduit mieux les quantités turbulentes, plus particulièrement dans la partie centrale de la cavité (voir U_{rms} et $\overline{uv}$ en $y = -0.5B$). Près de la paroi du bas, l'amélioration des résultats de $\overline{uv}$ par le modèle dynamique n'est pas évidente. Dans cette région, on peut supposer que la contribution des petites échelles est importante et que la représentation de la quantité résolue seule ne permet pas d'obtenir des résultats comparables à l'expérience. Malgré cela, le comportement du modèle dynamique est globalement satisfaisant et nous conserverons ce choix pour la suite.

4.5 Simulation d'un écoulement en canopée des cubes

L'objectif est maintenant de tester le modèle de sous-maille dynamique, les conditions aux limites de paroi, les schémas numériques et la définition du maillage sous OpenFOAM pour un cas plus complexe. La canopée de cubes a été choisie pour les raisons suivantes : (1) l'écoulement en canopée des cubes est assez turbulent, (2) la géométrie numérique peut être facilement construite, (3) il existe dans la littérature des simulations LES qui ont été comparés à des données expérimentales (Stoesser et al., 2003 ; Xie and Castro, 2006 ; Xie and Castro, 2008 ; Xie et al., 2009). L'idée est de simuler la même configuration et de procéder à la comparaison. Nos résultats numériques seront donc comparés aux résultats expérimentaux disponibles dans Cheng and Castro (2002) et Castro et al. (2006). Les résultats numériques

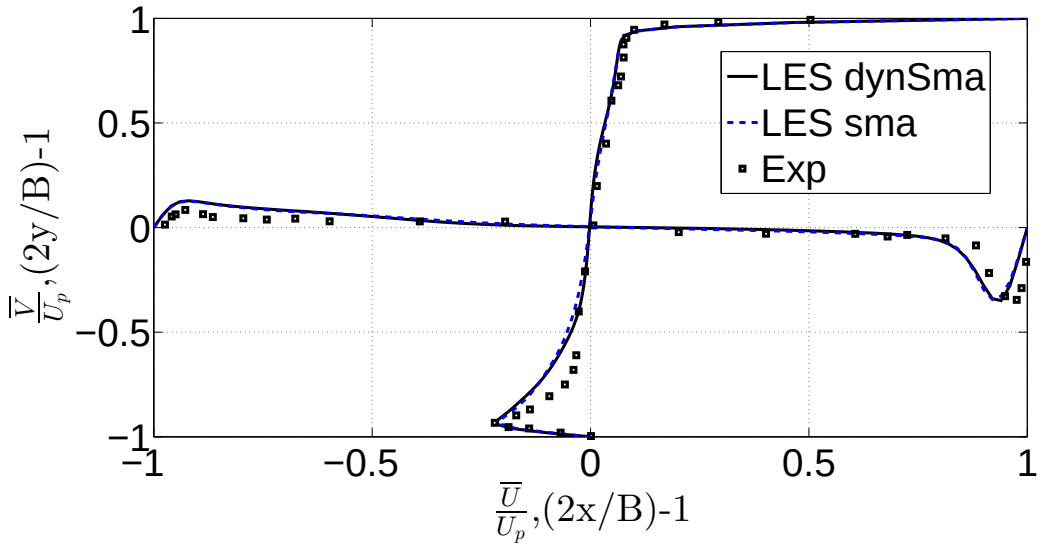

FIGURE 4.3 – Profils des vitesses moyennes. Ligne continue, simulation LES en utilisant le modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique ; ligne pointillée, simulation LES en utilisant le modèle de sous-maille Smagorinsky statique ; symbole, résultats expérimentaux de Prasad and Koseff (1988)

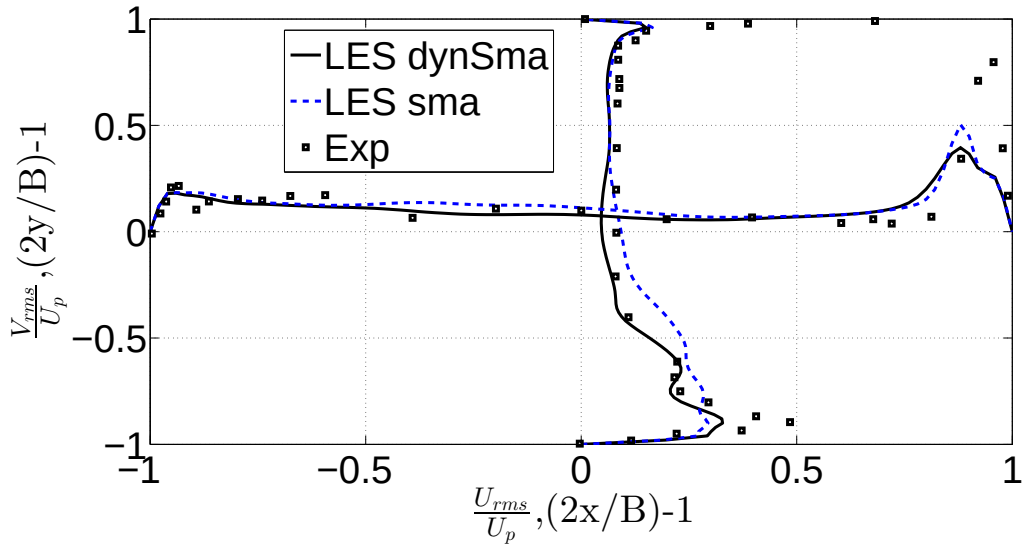

FIGURE 4.4 – Ecart-type des fluctuations de la vitesse

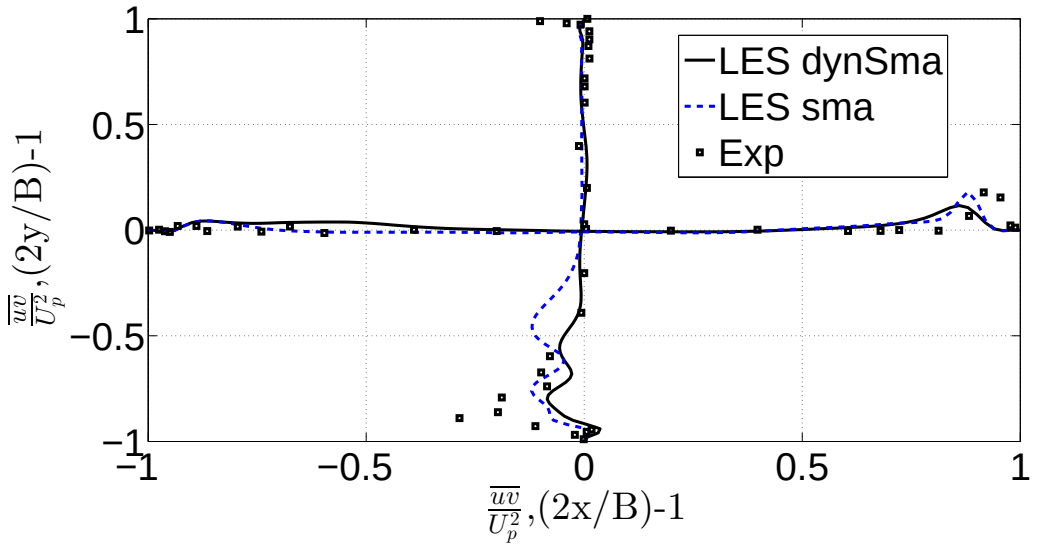

FIGURE 4.5 – Cisaillement turbulent

en LES de Xie and Castro (2006) vont aussi être utilisés comme une référence.

4.5.1 Configuration

La configuration choisie est celle d'un écoulement au-dessus de cubes de hauteur uniforme disposés en quinconce car cet arrangement génère plus de frottement qu'avec les cubes alignés (Cheng and Castro, 2002) et qu'il favorise le développement d'une couche cisaillée forte et continue (Coceal et al., 2006).

Les cubes sont de hauteur $H_{cube} = 20mm$, la densité surfacique est égale à 25% et le domaine de calcul a pour dimensions $16H_{cube} \times 12H_{cube} \times 8H_{cube}$ ($Fig.$ 4.6) comme proposé par Coceal et al. (2007).

Après la création du domaine de calcul, il est nécessaire de définir le maillage dans le domaine. Comme l'ont montré Xie and Castro (2006), un maillage dont la taille de maille se situe entre $\frac{H_{cube}}{20}$ et $\frac{H_{cube}}{15}$ (autour des cubes) est suffisant pour obtenir des résultats proches de ceux d'une DNS. Nous définissons donc la taille de maille égale à $\frac{H_{cube}}{16}$ autour des cubes ($Fig.$ 4.7). Le maillage a été réalisé avec snappyHexMesh sous OpenFOAM2.3.1. Il y a deux niveaux de raffinement après le maillage de base et 10 couches fines sont créées proche de la paroi pour bien simuler l'écoulement dans ces zones. Pour une simulation en LES, nous souhaitons que la première maille se trouve dans la sous-couche visqueuse pour ne pas dépendre d'une

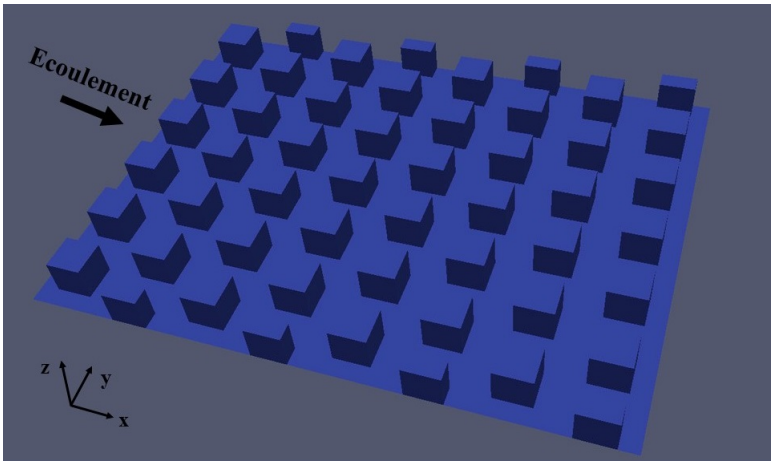

FIGURE 4.6 – Géométrie de la surface avec des cubes de hauteur uniforme $H_{cube} = 20mm$

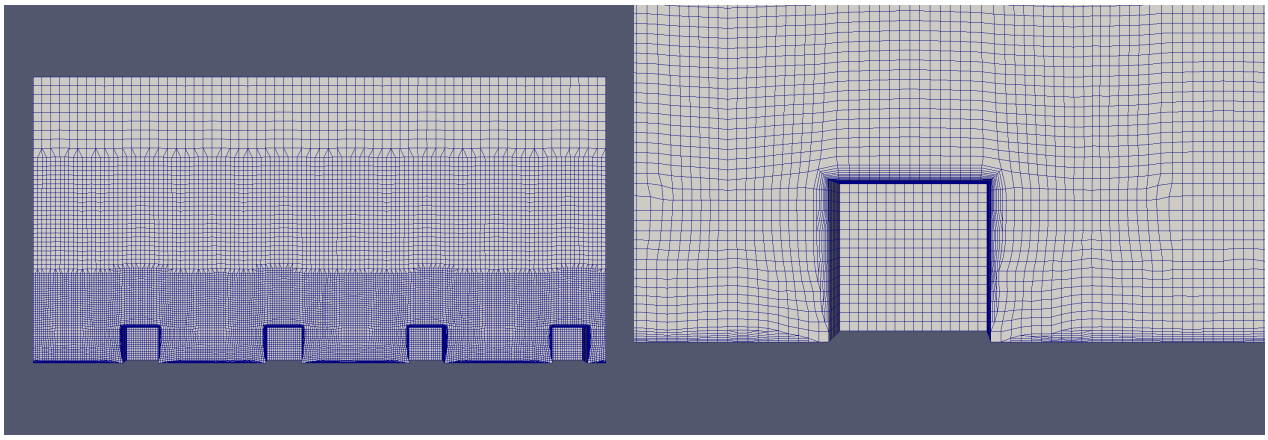

FIGURE 4.7 – Plan transversal du domaine de calcul avec affichage du maillage

loi de paroi. Dans notre simulation, nous avons $z^+ \sim 1.5$ pour la premier maille et il y a au moins 2 mailles dans la sous-couche visqueuse. La condition périodique est utilisée pour les frontières latérales et longitudinales du domaine de calcul. Un schéma implicite d'ordre 2 a été utilisé pour la discrétisation temporelle, avec un schéma upwind d'ordre 2 pour la discrétisation spatiale.

La vitesse libre en haut du domaine de calcul (à $z \sim 8H_{cube}$) est choisie à $U = 10m/s$, ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re = \frac{UH_{cube}}{\nu} \sim 12000$. Comme l'ont montré Cheng and Castro (2002), l'écoulement est indépendant du Re si celui-ci est compris entre 5000 et12000. Donc les résultats de notre simulation appelé 'LES16' sont comparables aux données expérimentales et résultats numériques issues de la littérature.

Le temps caractéristique de la simulation est défini par $t_\tau = H_{cube}/u_\tau$, où u_τ est la vitesse de frottement. Le calcul est effectué pendant un temps total de $800t_\tau$, les statistiques sont

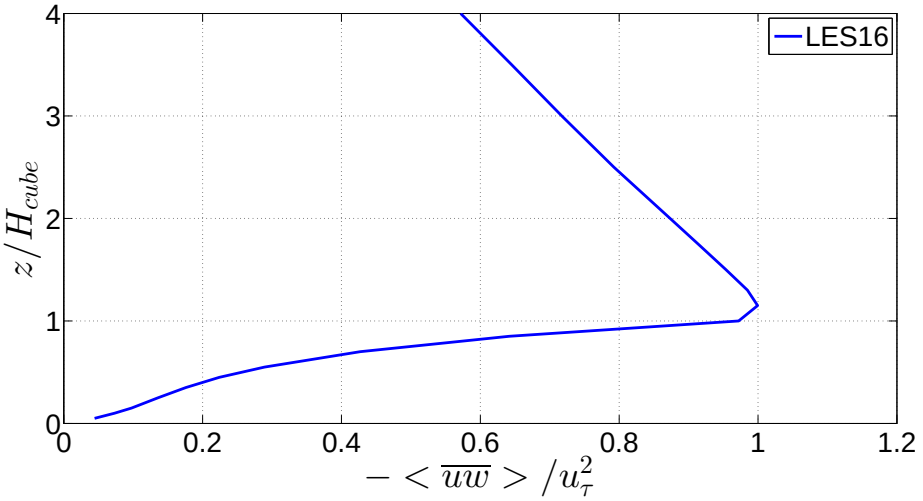

FIGURE 4.8 – Profil vertical de la contrainte de Reynolds $-<\overline{uw}>$

calculées sur un temps de $400t_\tau$ (qui est compris dans le temps total).

4.5.2 Résultats et comparaisons

Les résultats numériques sont adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ afin de comparer aux travaux de littérature. Cheng and Castro (2002) calculent cette quantité par la mesure de la force de traînée en négligeant les effets visqueux. Dans le cas de simulation dans un canal forcée par un gradient de pression, Coceal et al. (2006) proposent de multiplier la vitesse de frottement par un coefficient qui est une fonction de la hauteur du domaine et de la hauteur de déplacement. Cette méthode est utilisée par Xie and Castro (2006) dans ses simulations. La vitesse de frottement peut aussi être définie par la valeur maximale du cisaillement obtenu au-dessus des obstacles (Coceal et al., 2007). C'est cette dernière définition que nous avons appliquée. Nous obtenons donc $u_\tau = 0.803m/s$ pour notre simulation (*Fig.* 4.8). Cette valeur sera utilisée dans la suite pour adimensioner nos résultats.

La canopée de cubes étant une répétition d'éléments unitaires constitués d'un cube et de surface non bâtie, les mesures sont réalisées en quatre points caractéristiques P_0, P_1, P_2 et P_3 (*Fig.* 4.9). Le point P_0 est au-dessus d'un cube, P_1 est en aval d'un cube, P_2 est en amont d'un cube et P_3 est en amont de P_2 et à égale distance des deux cubes.

Les profils de la vitesse moyenne en ces 4 points de mesure sont montrés dans la *Fig.* 4.10 et comparés aux données expérimentales et données numériques de Xie and Castro (2006) où

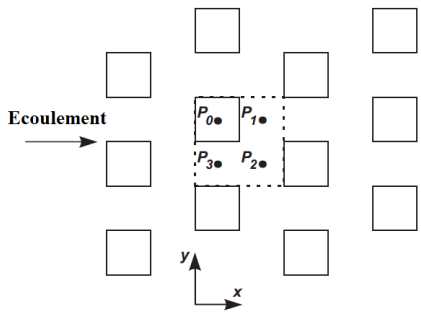

FIGURE 4.9 – Plan d'une série de cubes de hauteur uniforme et points de calcul d'après Castro et al. (2006)

LES16-Xie et LES32-Xie correspondent respectivement à la simulation LES avec un maillage de résolution $\frac{H_{cube}}{16}$ et $\frac{H_{cube}}{32}$. Un bon accord est observé dans les quatre points de mesure : les profils simulés sont proche des profils expérimentaux et d'une qualité similaire à ceux des simulations de Xie and Castro (2006). Une sous-couche inertielle existe au-dessus des cubes où le profil de vitesse moyenne est logarithmique. L'ajustement d'un profil donné par l'équation (2.2) avec nos données numériques permet de déduire la hauteur de déplacement d ($Fig.$ 4.11). La zone logarithmique prise pour l'ajustement est comprise entre $1.3H_{cube}$ et $3H_{cube}$, ce qui nous donne la hauteur de déplacement $d = 0.9H_{cube}$. Les résultats sont similaires que ceux de Coceal et al. (2007) qui considèrent une zone logarithmique entre $1.1H_{cube}$ et $2.7H_{cube}$, et une hauteur de déplacement est $d = 0.84H_{cube}$.

La $Fig.$ 4.12 présente la comparaison des écart-types de fluctuation de vitesses (U_{rms}, V_{rms}, W_{rms}) et de la contrainte de cisaillement ($\overline{uw}$) entre la simulation numérique, les simulations faites par Xie and Castro (2006) et les résultats expérimentaux de Cheng and Castro (2002) pour le point P_1 qui est en aval d'un cube. La fluctuation transversale, V_{rms}, est sous-estimée par toutes les simulations numériques dans la canopée par rapport aux résultats expérimentaux de Cheng and Castro (2002). Tous les maxima sont correctement reproduits par la simulation LES sauf pour W_{rms} ($Fig.$ 4.12c). Un pic de W_{rms} est mesuré à la hauteur H_{cube} mais n'est reproduit ni dans notre simulation LES ni dans celle de Xie and Castro (2006) avec un maillage équivalent au notre. Il apparaît, avec une valeur plus faible, dans la simulation de Xie and Castro (2006) avec un maillage plus fin ($\frac{H_{cube}}{32}$). Nous pouvons donc penser qu'il faut un maillage plus fin pour avoir une meilleure résolution et reproduire plus

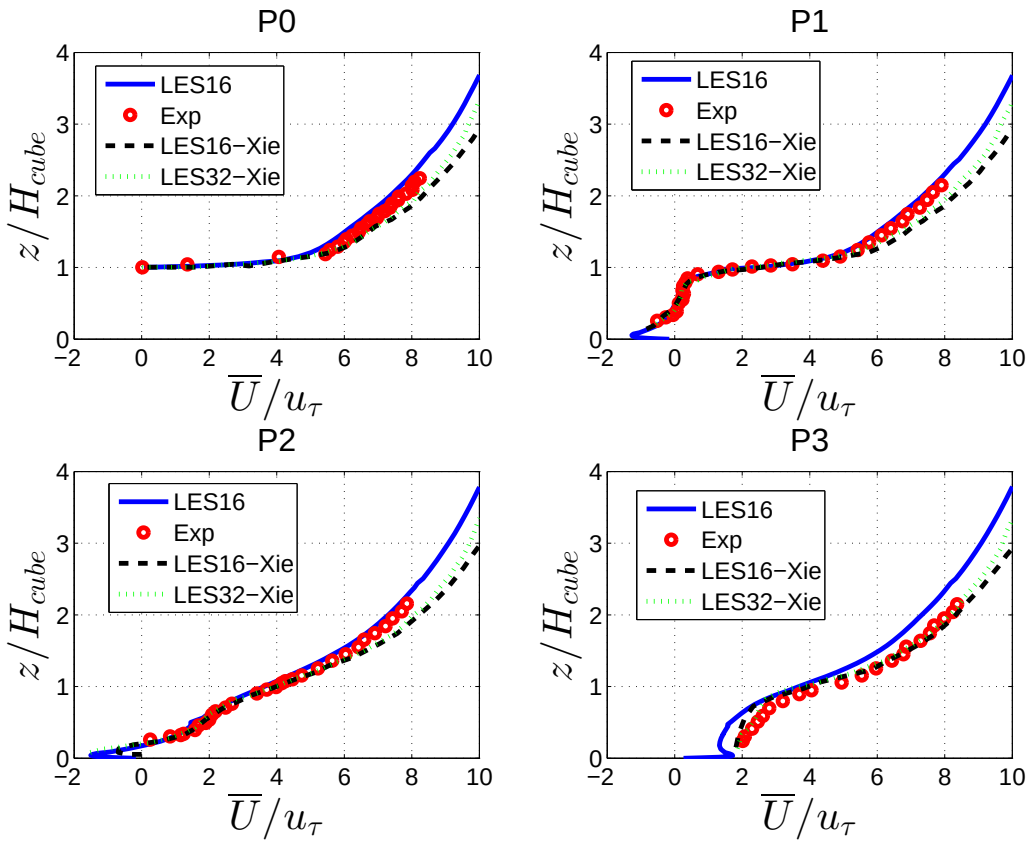

FIGURE 4.10 – Profils de la vitesse moyenne en P_0, P_1, P_2 et P_3

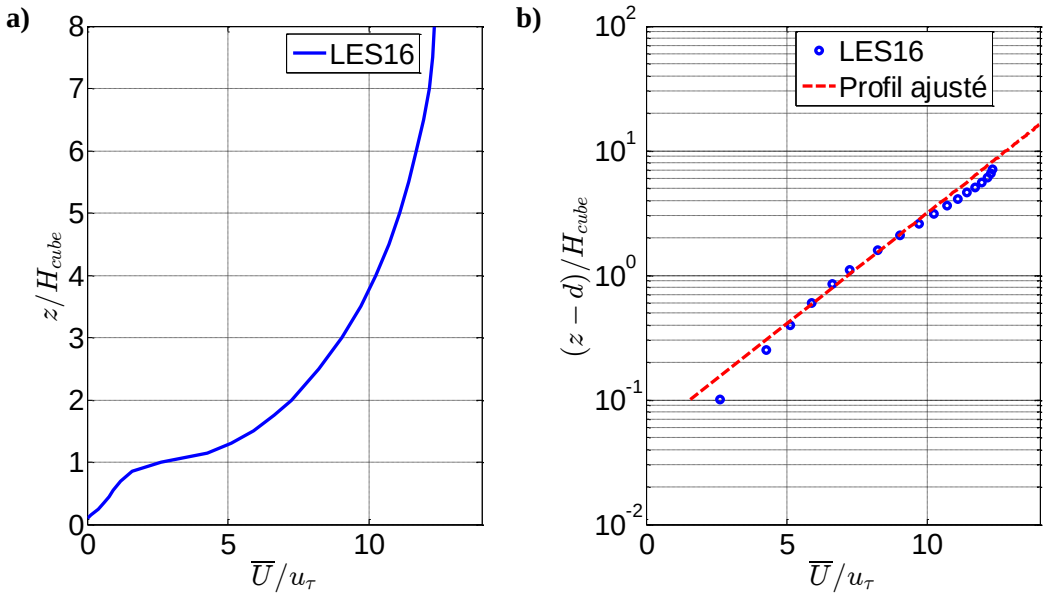

FIGURE 4.11 – Profils de la vitesse moyenne en fonction de z/H_{cube} et profil log en fonction de $(z-d)/H_{cube}$ avec constante Von Kármán $k = 0.41$ et $d = 0.9H_{cube}$

en détail la couche de cisaillement. Cependant, le fort pic pour la contrainte U_{rms} est bien reproduit par notre simulation, qui correspond bien au profil que nous avons observé à la hauteur du cube en P_1 ($Fig.$ 4.10). Un décalage est observé pour les valeurs des maxima de $\overline{uw}$ entre les résultats numériques de Xie and Castro (2006) et notre simulation. Cela peut venir des différentes définitions de U_τ.

Puisque notre domaine de simulation est beaucoup plus grand que celui de Xie and Castro (2006), les grandes échelles peuvent se développer plus librement dans le domaine mais ça n'explique pas le grand décalage que nous avons observé pour les profils des écart-types de fluctuation et de la contrainte de cisaillement en haut du domaine. Ces mêmes quantités sont représentées sur la $Fig.$ 4.13 en fonction de la hauteur adimensionnelle $(z - H_{cube})/h$ (où h est la hauteur du domaine de calcul) afin de comparer les profils au-dessus de la canopée. Les résultats de Xie and Castro (2006) et ceux de notre simulation sont proches, mais nous observons quand même que nous gardons plus d'énergie (en comparant les valeurs maximum des profiles) que les simulations de Xie and Castro (2006) qui ont un domaine de calcul plus petit.

Les $Fig.$ 4.14 et $Fig.$ 4.15 montrent les comparaisons des écart-types de fluctuation et de la contrainte de cisaillement entre la simulation numérique, les simulations faites par Xie and Castro (2006) et les résultats expérimentaux pour les points de mesure P_2 (qui est en amont d'un cube) et P_3 (qui est en amont de P_2 et à égale distance des deux cubes). Notre simulation présente un accord convenable avec les données expérimentales : tous les pics à la hauteur du cube sont bien reproduits par notre simulation ce qui nous a encourage à appliquer les conditions numériques (le modèle de sous-maille dynamique, les conditions aux limites de paroi, les schémas numériques et la définition du maillage par snappyHexMesh dans OpenFOAM) que nous avons utilisées ici aux simulations avec la tour dans la suite d'étude. Nous observons aussi que les écart-types de fluctuation et la contrainte de cisaillement s'affaiblissent rapidement au-dessus des cubes, car les cubes de hauteur uniforme créent une sous-couche rugueuse relativement peu épaisse.

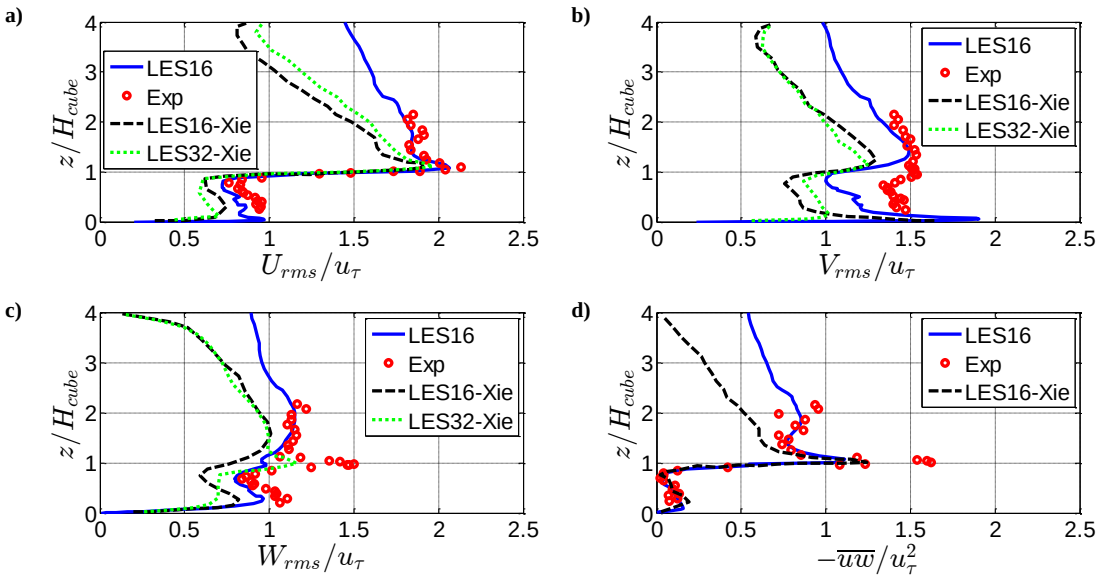

FIGURE 4.12 – Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_1

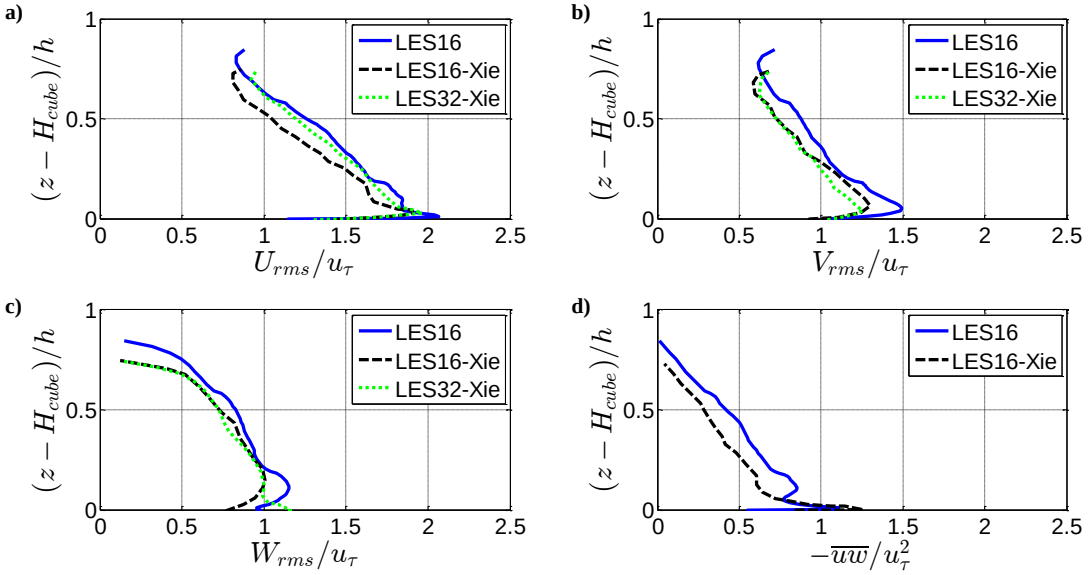

FIGURE 4.13 – Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_1, qui sont tracé en fonction de $(z - H_{cube})/h$

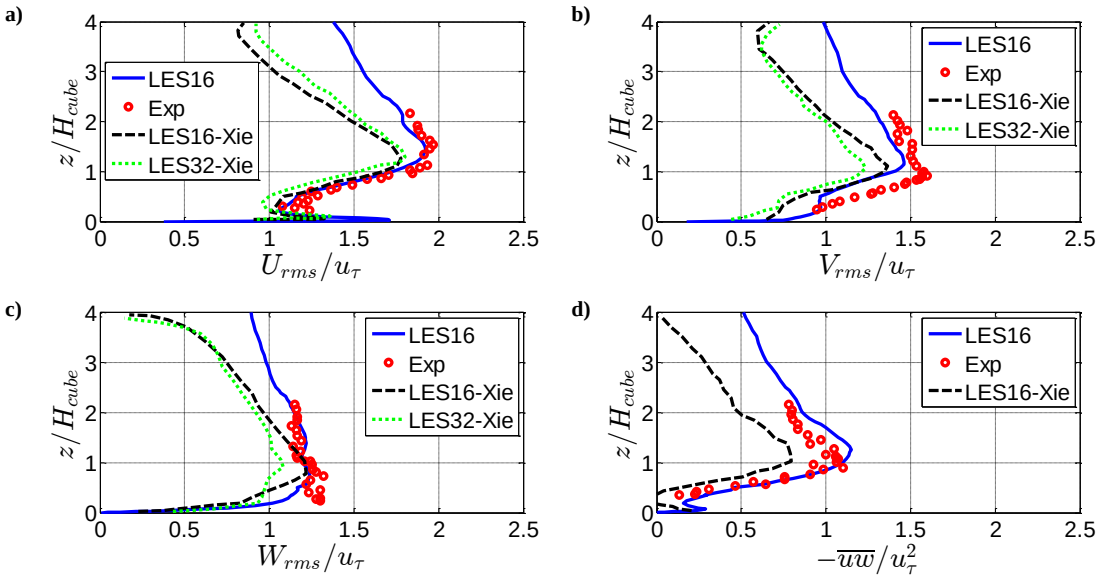

FIGURE 4.14 – Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_2

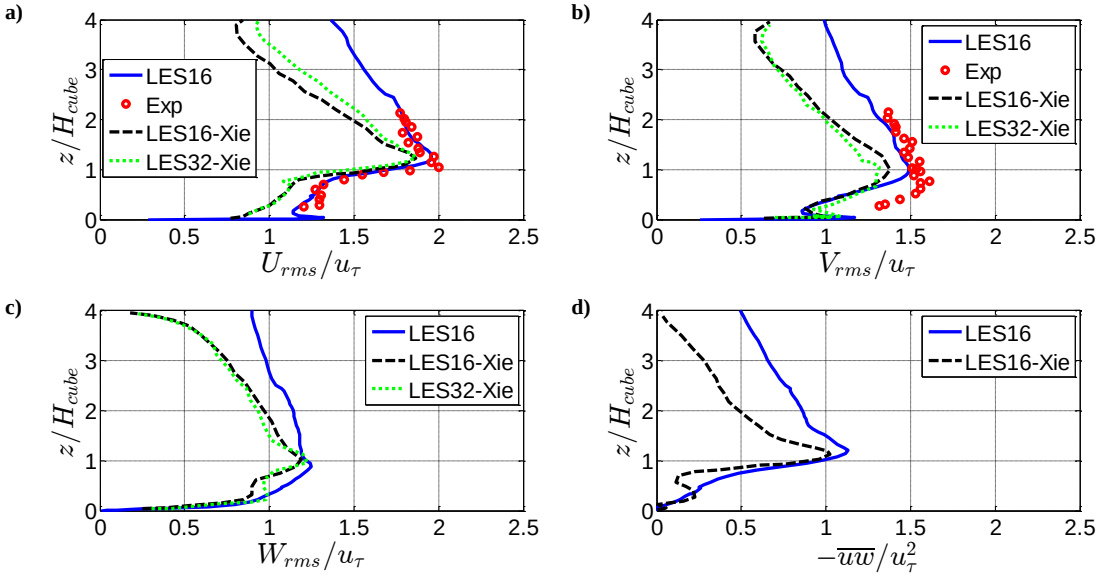

FIGURE 4.15 – Profils de U_{rms}/u_τ, V_{rms}/u_τ , W_{rms}/u_τ et $-\overline{uw}/u_\tau^2$ en P_3

4.6 Conclusion

Plusieurs approches numériques ont été introduites dans ce chapitre : DNS, RANS et LES, dont des explications plus détaillées pour la LES. Deux simulations sont réalisées pour un écoulement dans une cavité avec deux modèles de sous-maille : Smagorinsky et Smagorinsky dynamique (une moyenne locale est appliquée pour le modèle dynamique afin de contrôler les instabilités numériques). Les résultats nous montrent l'avantage du modèle de sous-maille dynamique qui a une meilleure performance dans les zones centrales. Nous avons donc simulé un cas plus complexe (écoulement sur une canopée de cubes) avec le modèle de sous-maille dynamique. Le bon accord observé entre nos simulations et les résultats numériques et expérimentaux issues de la littérature conforte les choix effectués lors de la conception de ces simulations (les conditions aux limites de paroi, les schémas numériques, la définition du maillage, le modèle de sous-maille etc.). Ces derniers seront donc utilisés dans la suite de l'étude.

Chapitre 5

Développement de la génération des conditions amont (GCA)

La génération des conditions amont (GCA) joue un rôle important lors de l'exécution des calculs numériques. Pour l'approche RANS, seul le profil de vitesse moyenne et certaines variables de la turbulence sont nécessaires. Dans ce type de simulation seuls le champ de vitesse moyenne et le niveau de turbulence global (intensité turbulente) sont conservés (George and Davidson, 2004). Pour les approches LES et DNS qui simulent l'instationnarité de l'écoulement turbulent, la prescription des conditions d'entrée est beaucoup plus difficile et cependant cruciale. En effet, il a été montré que les résultats des simulations de type DNS ou LES sont très sensibles aux conditions d'entrée (Lund et al., 1998 ; Klein et al., 2003 ; Aider et al., 2005 ; Aider and Danet, 2006). Pour un écoulement laminaire, les profils de vitesse 'lisses' fournissent naturellement des conditions d'entrée suffisantes, alors que pour un écoulement turbulent, des détails appropriés des caractéristiques des fluctuations sont nécessaires.

Théoriquement, nous souhaitons que certaines ou toutes les conditions suivantes soient respectées par un générateur turbulent : (1) permettre d'imposer des conditions aux limites instationnaire ; (2) fournir des champs turbulents compatibles avec les équations de N-S ; (3) permettre de spécifier facilement des propriétés turbulentes (intensités de turbulence, échelles de longueur caractéristiques, etc.) ; (4) reproduire la structure de la turbulence, des tourbillons cohérents à travers une gamme d'échelles spatiales jusqu'à l'échelle de Kolmogorov

ou même l'orientation des tourbillons ; (5) être facile à transposer aux différents cas d'études.

Aujourd'hui, il existe plusieurs techniques qui permettent d'introduire un champ turbulent en entrée d'un calcul LES. Elles ont fait l'objet d'un travail d'évaluation par Tabor and Baba-Ahmadi (2010), et sont introduites dans ce chapitre.

5.1 Méthode de calcul précurseur

La méthode de calcul précurseur périodique est une méthode largement utilisée pour générer les conditions d'entrée pour les simulations LES : cette méthode consiste à réaliser un calcul précurseur dans une boite vide avec des conditions périodiques et à récupérer les conditions d'entrée lorsque la turbulence est correctement développée. Cette simulation n'a qu'un seul rôle : fournir au domaine de calcul des conditions d'entrée précises. Comme indiqué sur la *Fig.* 5.1, une condition périodique est imposée entre l'entrée et la sortie du domaine précurseur.

De nombreuses recherches ont été réalisées pour étudier les propriétés de la méthode précurseur par comparaison à d'autres méthodes telles que les méthodes synthétiques par exemple (Keating et al., 2004 ; Tabor et al., 2004), ce qui a permis de montrer les avantages et les inconvénient de la méthode précurseur. Cette méthode présente l'avantage que les conditions d'entrée pour le calcul principal sont tirées d'une simulation réelle de turbulence et devraient donc posséder plusieurs des caractéristiques requises, y compris les fluctuations temporelles et spatiales vérifiant les corrélations avec une distribution spectrale d'énergie correctes. Cette méthode est conceptuellement simple, mais elle présente plusieurs inconvénients pratiques. Tout d'abord, la simulation de calcul précurseur doit être achevée avant que la simulation réelle puisse démarrer. Un autre inconvénient de calcul est qu'une base de données avec des conditions d'entrée précurseur nécessite de stocker un grand nombre de données, en particulier pour les grands maillages. De plus, cette méthode est limitée aux configurations simples. A la fois la création de la base de données par la simulation précurseur et la lecture des données lors de la simulation réelle créent plusieurs opérations I/O, qui limitent l'efficacité du calcul (Stevens et al., 2014).

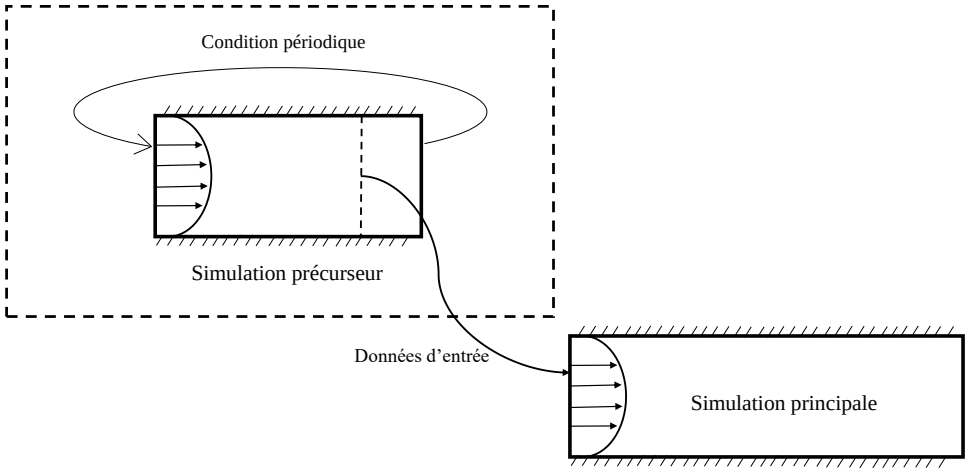

FIGURE 5.1 – Croquis de la simulation LES utilisée par un domaine de précurseur pour la génération des conditions d'entrée

5.2 Méthodes synthétiques

Les auteurs synthétisent la condition d'entrée turbulente en appliquant des contraintes particulières à l'écoulement. La méthode la plus simple est d'ajouter un bruit blanc (BB) au champ de vitesse moyenne dont l'amplitude est basée sur le tenseur de Reynolds. Une comparaison réalisée entre la méthode BB et la méthode précurseur (Aider and Danet, 2006) montre que la méthode BB n'est pas la plus adaptée puisqu'elle ne génère pas de structures turbulentes comme illustré sur la *Fig.* 5.2. Le principal défaut de la méthode BB est que l'écoulement ne présente pas l'organisation typique des écoulements turbulents dans lesquels les structures cohérentes jouent un rôle important. Cependant, elle reste l'une des plus simple à paramétrer et la moins coûteuse. Des techniques de synthèse plus avancées doivent se concentrer sur la génération des fluctuations plus réalistes, en prenant en compte les corrélations spatiales et temporelles caractéristiques de l'écoulement. Il y a plusieurs types de méthodes synthétiques qui existent, que nous présentons ci-après.

La turbulence est souvent analysée par décomposition sur un ensemble de fonctions harmoniques, c'est-à-dire par transformées de Fourier. Ainsi, les fluctuations turbulentes sont représentées par une somme de fonctions sinus et cosinus, affectées de coefficients représentant

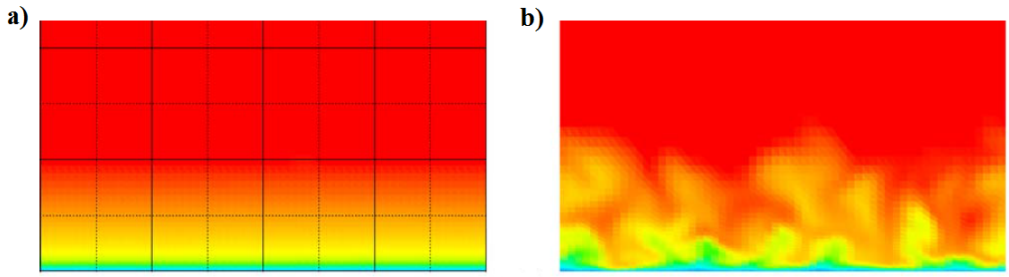

FIGURE 5.2 – Visualisation du champ de vitesses longitudinales juste en amont d'une marche : (a) Bruit Blanc (BB) ; (b) Calcul Précurseur (Aider and Danet, 2006)

l'énergie contenue dans chaque mode. Lee et al. (1992) ont appliqué la transformée de Fourrier inverse pour un spectre prédéfini. Cette méthode permet de produire un champ turbulent qui respecte la corrélation temporelle correspondant au spectre imposé. Klein et al. (2003) ont amélioré cette méthode avec l'ajout d'informations sur la corrélation en deux points. Pour réduire la ressource informatique nécessaire, Xie and Castro (2008) ont modifié la méthode de Klein et al. (2003) pour faire en sorte que le champ aléatoire requis ne soit qu'un champ 2D plutôt que 3D. Ils ont ajouté une étape de combinaison des champs pour assurer la corrélation temporelle. Ce modèle respecte les corrélations spatiales et temporelles définies par les spectres choisis en entrée par l'auteur. Il est important de noter que les coefficients du modèle dépendent du spectre d'entrée, et que toute modification du spectre entraîne la redérivation complexe des coefficients du modèle. La condition de divergence-nulle est réalisée par l'amélioration proposée par Kim et al. (2013) : cette amélioration consiste à introduire le champ de vitesse turbulente instantanée via le schéma de résolution PISO (Issa, 1984). Le champ est introduit dans un plan proche de l'entrée, directement dans le schéma PISO utilisé pour la résolution des équations de continuité et de quantité de mouvement (les détails sont explicités dans la suite).

Pour se concentrer directement sur la prescription de structures cohérentes de la turbulence plutôt que de représenter les énergies spectrales, Jarrin et al. (2006) ont proposé une méthode qui produit un champ corrélé spatialement et temporellement. La méthode a été également introduite de manière plus détaillée dans la thèse de Jarrin (2008). Il définit une fonction de vortex pour certains points aléatoires dans une boîte. Le champ turbulent produit

par ce modèle respecte les contraintes de Reynolds, la corrélation spatiale et la corrélation temporelle mais il dépend entièrement des paramètres choisis. La méthode de base ne respecte pas la condition de divergence-nulle. Il est cependant possible de respecter cette condition en appliquant la correction de Poletto et al. (2011). Ces derniers résolvent l'équation de continuité dans un champ de tourbillons pour obtenir une fonction de forme qui respecte la condition de divergence-nulle. Sescu and Hixon (2013) proposent aussi une méthode différente afin que le modèle respecte la condition de divergence-nulle. Ils définissent le champ de vitesses comme le gradient d'un potentiel et le résolvent dans les équations de N-S pour obtenir la fonction de forme. Comme la divergence d'un gradient est identiquement nulle, le champ de vitesses respecte la condition de divergence-nulle.

Afin d'obtenir plus d'informations sur la physique de l'écoulement, l'utilisation de Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD) a été proposée. Elle permet de décomposer des données expérimentales et de les adapter au code CFD. Perret et al. (2006) ont utilisé des données mesurées par Particle Image Velocimetry (PIV) pour tester la méthode de la décomposition et montrer que la corrélation spatiale est assurée. Cette méthode peut être considérée comme une méthode plus physique et réaliste car elle utilise de vraies informations sur l'écoulement (expérimental).

La génération des conditions d'entrée qui respectent bien la divergence-nulle par une méthode spectrale a d'abord été proposée par Kraichnan (1970). Plus tard, Smirnov et al. (2001) ont ajouté de nouvelles caractéristiques de l'écoulement comme les échelles de longueur intégrale et l'échelle de temps sur le modèle de base proposé par Kraichnan (1970). Enfin Huang et al. (2010b) ont normalisé les paramètres du modèle pour reproduire correctement les corrélations spatiales. Castro et al. (2011) ont aussi testé la modification de quelques paramètres de la méthode proposée par Huang et al. (2010b) et l'ont aussi ajusté à leurs propres cas d'études. Aboshosha et al. (2015) ont changé les définitions pour certains paramètres afin d'améliorer la forme des spectres à basse fréquence et pour essayer de respecter la cohérence avec ce modèle spectral. Ce modèle respecte les corrélations spatiales et temporelle définies par les spectres qui peuvent être choisis par les utilisateurs. Il respecte aussi la condition de divergence-nulle pour des spectres qui sont indépendants de la hauteur z. Pour les spectres

variant avec la hauteur z, la divergence-nulle n'est plus assurée. Pour pouvoir choisir une méthode de génération des conditions d'entrée, il faut toujours considérer les critères à respecter, la performance informatique nécessaire et le sujet traité. Ici, nous voulons valider la modélisation de charges du vent sur un bâtiment avec des données de soufflerie. Pour pouvoir choisir les critères tels que le spectre et les échelles de longueur intégrale à respecter et également avoir une méthode qui respecte bien la condition de divergence-nulle, nous allons choisir la méthode de Huang et al. (2010b) qui est raisonnable en termes de coût et l'implémenter via la schéma PISO comme proposé par Kim et al. (2013). Nous avons fait des améliorations sur ce modèle pour mieux respecter les échelles de longueur intégrale latérales et verticales. Cette méthode est détaillée dans la suite du chapitre.

5.3 Nouveau modèle pour la GCA

Huang et al. (2010b) ont proposé une méthode synthétique (discretizing and synthesizing random flow generation ou DSRFG) pour la génération des conditions en amont. La méthode est une modification et une amélioration du modèle RFG (random flow generation) proposée par Smirnov et al. (2001). Les spectres de Von Kármán, qui sont réalistes pour les fluctuations de la vitesse du vent dans la couche limite atmosphérique (voir par exemple Li et al., 2004b, Li et al., 2005 et chapitre 3) et qui sont très importants pour l'évaluation des charges de vent sur les structures, sont respectés par le modèle DSRFG. Nous avons choisi ce modèle comme une base et procédé à son amélioration. Les détails du nouveau modèle que nous appellerons DSRFG-MS (discretizing and synthesizing random flow generation modified by Sheng) seront présentés dans ce chapitre.

5.3.1 Modèle proposé par Huang et al. (2010b)

Avant d'introduire notre modification, nous donnons d'abord une présentation du modèle DSRFG. Un champ d'écoulement turbulent $u_i(x_j, t)$ inhomogène et anisotrope est décrit comme suit :

$$u_i(x_j,t) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}[p_i^{m,n} cos(\breve{k}_j^{m,n}\breve{x}_j + \omega_{m,n}t) + q_i^{m,n} sin(\breve{k}_j^{m,n}\breve{x}_j + \omega_{m,n}t)] \tag{5.1}$$

où

$$p_i^{m,n} = sign(r_i^{m,n})\sqrt{\frac{4}{N}E_i(k_m)\frac{(r_i^{m,n})^2}{1+(r_i^{m,n})^2}} \tag{5.2}$$

$$q_i^{m,n} = sign(r_i^{m,n})\sqrt{\frac{4}{N}E_i(k_m)\frac{1}{1+(r_i^{m,n})^2}} \tag{5.3}$$

$$\breve{x}_j = \frac{x_j}{L_s} \tag{5.4}$$

$$\breve{k}_j^{\,m,n} = \frac{k_j^{m,n}}{k_0} \tag{5.5}$$

$$\forall n,\ \sqrt{(k_1^{m,n})^2 + (k_2^{m,n})^2 + (k_3^{m,n})^2} = k_m \tag{5.6}$$

avec $\omega_{m,n} \in N(0, 2\pi f_m)$, $r_i^{m,n} \in N(0,1)$ et $f_m = k_m\overline{U}$, où $N(\zeta_1, \zeta_2)$ est une distribution normale qui donne une série des nombres aléatoires avec la moyenne ζ_1 et l'écart-type ζ_2.

D'après (5.2) et (5.3), en prenant la définition du spectre de Von Kármán S_i (équations (2.11) - (2.13)) et en le divisant en m échantillons pour les nombres d'ondes k_m (f_m étant la fréquence correspondante et k_0 étant la valeur minimale), nous obtenons les paramètres $p_i^{m,n}$ et $q_i^{m,n}$ qui contiennent l'énergie spectrale $E_i(k_m)$ définie par $E_i(k_m) = E_i(f_m/\overline{U}) = E_i(f_m) = \frac{1}{2}S_i(f_m)\triangle f_m$, où $\triangle f_m$ est le pas fréquentiel entre deux fréquences f_m et f_{m+1}.

La divergence de l'équation (5.1) peut être calculé directement. En appliquant la condition de divergence-nulle, nous trouvons :

$$\sum_i p_i^{m,n} k_i^{m,n} = 0 \tag{5.7}$$

et

$$\sum_i q_i^{m,n} k_i^{m,n} = 0 \tag{5.8}$$

La synthèse des trois équations (5.6), (5.7) et (5.8) permet de calculer les coefficients $k_i^{m,n}$.

Enfin, un facteur d'échelle relatif aux échelles longitudinales de l'écoulement : $L_s = \sqrt{l_{ux}^2 + l_{vx}^2 + l_{wx}^2}$ est utilisé ici pour contrôler la corrélation spatiale du signal créé par le générateur.

5.3.2 Le nouveau modèle DSRFG-MS

Huang et al. (2010b) ont utilisé k_0 et L_s pour contrôler la corrélation spatiale du signal. Cependant, k_0 est lié à l'intervalle de coupure pour les spectres et peut être différent pour une même simulation car il est défini par l'utilisateur. Ainsi, le modèle DSRFG ne possède pas une relation universelle qui assure la corrélation spatiale du signal. Au lieu d'utiliser k_0 et L_s, nous allons utiliser les paramètres de corrélation θ_i^y et θ_i^z pour contrôler respectivement la corrélation latérale et verticale comme dans l'équation (5.9). Nous n'avons pas de paramètre pour la corrélation longitudinale car les spectres de Von Kármán sont bien respectés par le modèle DSRFG.

$$u_i(x,y,z,t) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}[p_i^{m,n} cos(k_1^{m,n}x + \theta_i^y k_2^{m,n} y + \theta_i^z k_3^{m,n} z + \omega_{m,n} t)$$

$$+ q_i^{m,n} sin(k_1^{m,n}x + \theta_i^y k_2^{m,n} y + \theta_i^z k_3^{m,n} z + \omega_{m,n} t)] \tag{5.9}$$

Nous avons une simulation $3D$ avec le profil de la vitesse moyenne qui n'est pas uniforme, ce qui implique que θ_i^y et θ_i^z sont fonction de z. L'idée est de trouver une règle pour θ_i^y et θ_i^z qui puisse s'adapter à notre cas de simulation et si possible à d'autres cas de simulations.

Plusieurs tests 2D (où des signaux sont créés sur une ligne transversale ou verticale) ont été réalisés sous Matlab afin de trouver la relation entre θ_i^y, θ_i^z et les échelles de longueur intégrale. La $Fig.$ 5.3 présente les quantités $\frac{1}{\theta_i^y}, \frac{1}{\theta_i^z}$, L_{iy} et L_{iz} adimensionnées par leur valeurs en H_{ref}. Une bonne correspondance est trouvée entre les paramètres de corrélation et les

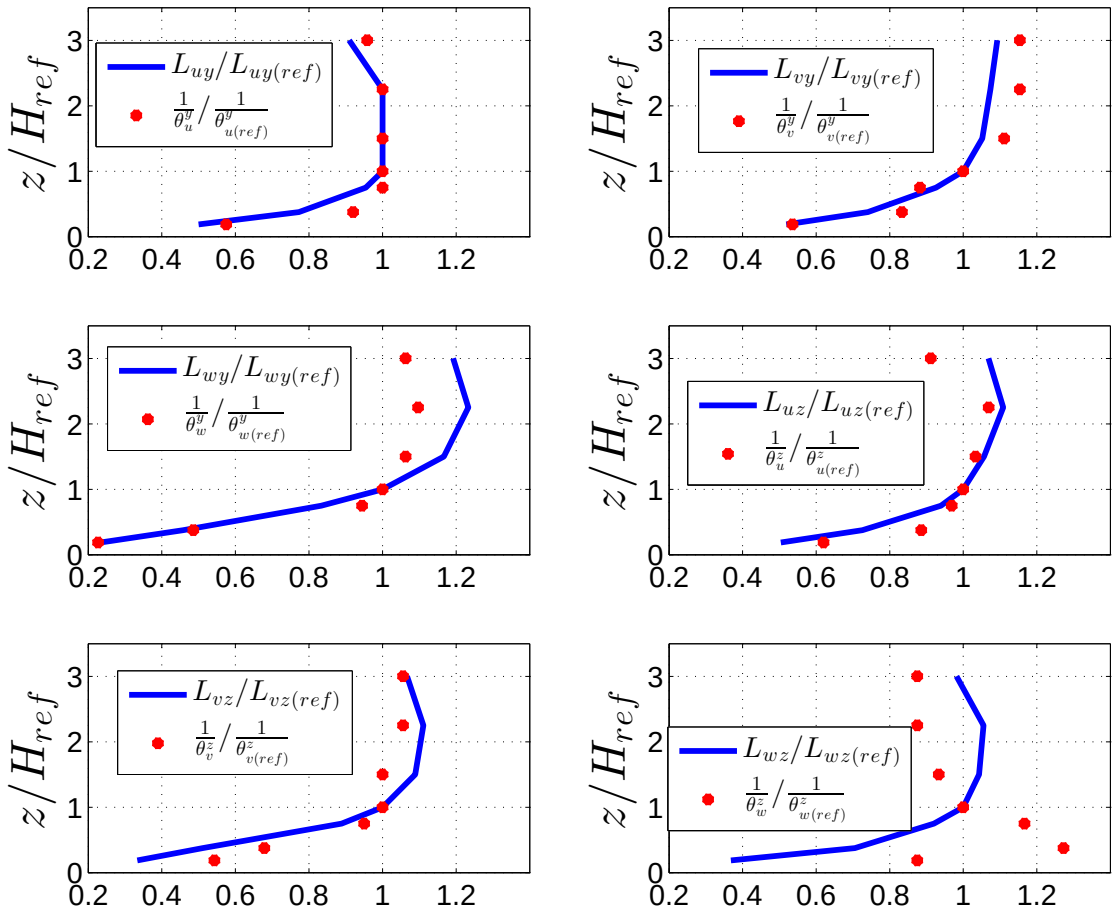

FIGURE 5.3 – Les échelles de longueur intégrale latérales et θ_i^y, les échelles de longueur intégrale verticales et θ_i^z adimensionnées par leur valeurs de référence

échelles de longueur intégrale, particulièrement pour les échelles L_{uy}, L_{vy}, L_{uz} et L_{vz}. Pour l'échelle latérale L_{wy}, à partir de la hauteur de référence, cette relation fonctionne moins bien que les autres. Pour l'échelle verticale L_{wz}, il semble que cette relation ne soit plus valable.

Malgré ce défaut, le choix est fait de tester la relation suivante, liant les paramètres θ_i^y et θ_i^z aux échelles de longueur intégrale :

$$\begin{cases} \frac{1}{\theta_i^y}/\frac{1}{\theta^y_{i(ref)}} = L_{iy}/L_{iy(ref)}, & \theta_i^y = \frac{L_{iy(ref)}\theta^y_{i(ref)}}{L_{iy}} \\ \frac{1}{\theta_i^z}/\frac{1}{\theta^z_{i(ref)}} = L_{iz}/L_{iz(ref)}, & \theta_i^z = \frac{L_{iz(ref)}\theta^z_{i(ref)}}{L_{iz}} \end{cases} \tag{5.10}$$

Les paramètres ainsi définis (équations (5.10)) sont introduits dans (5.9) afin de valider le

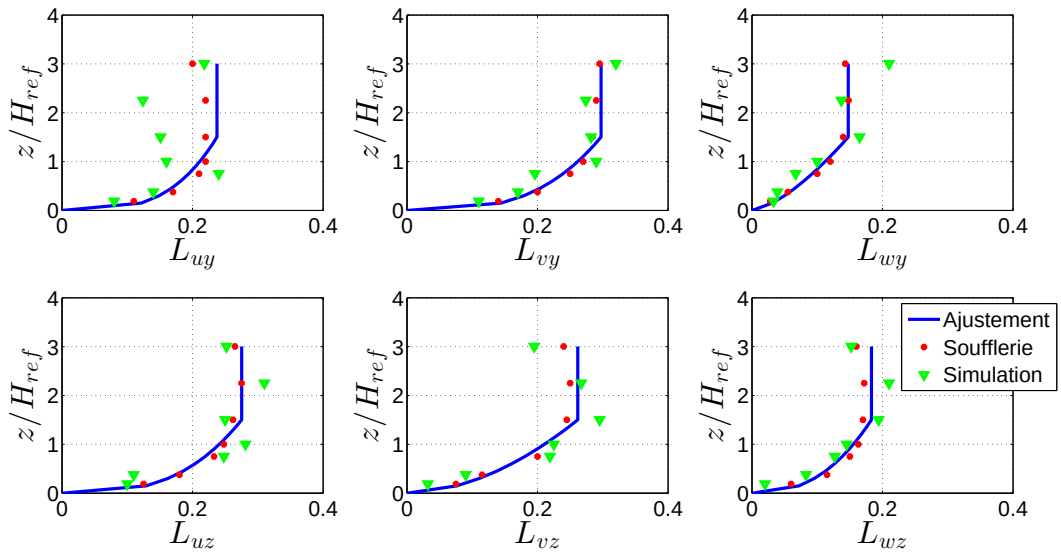

FIGURE 5.4 – Les échelles de longueur intégrale expérimentales, les profils d'ajustement et les échelles simulées avec les paramètres θ_i^y et θ_i^z

fonctionnement des équations pour les échelles L_{uy}, L_{vy}, L_{uz} et L_{vz} et de vérifier l'applicabilité des équations pour les échelles L_{wy} et L_{wz}. Nous n'avons besoin que de connaître les paramètres $\theta_{i(ref)}^y$ et $\theta_{i(ref)}^z$ à la hauteur de référence pour calculer les paramètres de corrélation θ_i^y et θ_i^z à l'aide des équations (5.10). Les paramètres sont ensuite appliqués dans le générateur afin d'effectuer une simulation numérique sous Matlab. Les échelles de longueur intégrale de l'écoulement synthétiquement généré sont ensuite calculées et comparées aux résultats expérimentaux. La *Fig.* 5.4 présente les profils des échelles simulées et expérimentales. Les résultats sont bons, particulièrement pour la partie basse des profils du sol jusqu'au sommet de la tour ($z = 0 \sim 1.5H_{ref}$). Des valeurs correctes sont trouvées pour L_{wy} et L_{wz}, ce qui nous ont assuré que la relation que nous avons définie est applicable ici. Le décalage que nous observons pour la composante L_{uy} montre que les résultats sont sensibles aux paramètres de corrélation. Cependant, les données expérimentales des échelles sont utilisées afin d'obtenir un profil continu en fonction de la hauteur, ce qui peut faciliter son implémentation pour la simulation LES.

5.3.3 Le générateur dégradé

Le nouveau générateur DSRFG-MS sera appliqué pour la simulation LES avec la tour, dont les résultats seront comparés aux résultats expérimentaux. Afin de compléter la comparaison, une base des données numérique est nécessaire. Elle a été réalisée en effectuant une simulation avec un générateur dégradé dans lequel les fluctuations turbulentes sont purement aléatoires et ne respectent que les niveaux d'intensité turbulente cibles. Ainsi, ce générateur respecte le profil de la vitesse moyenne et les intensités turbulentes où les fluctuations s'écrivent :

$$u_i(z,t) = \overline{U}_i(z) \times I_i \times r_i^t \tag{5.11}$$

où $r_i^t \in N(0,1)$ est une distribution normale temporelle.

5.3.4 Procédure proposée par Kim et al. (2013)

Comme évoqué dans les paragraphes précédents, les équations (5.7) et (5.8) sont utilisées pour assurer la condition de divergence-nulle. Cela n'est théoriquement correct que si l'écoulement créé est homogène et isotrope. Pour notre cas d'étude, avec un écoulement inhomogène et anisotrope, la condition de divergence-nulle n'est plus assurée. Une procédure proposée par Kim et al. (2013) a donc été appliquée pour notre générateur dans les simulations (§5.4) pour respecter la condition de divergence-nulle.

Afin de présenter le principe de cette procédure, nous rappelons les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible en coordonnées cartésiennes :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{5.12}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \upsilon \frac{\partial}{\partial x_j}(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j}) \tag{5.13}$$

où i, j sont les indices de vecteur.

Les équations (5.12) et (5.13) peuvent être écrites sous une forme semi-discrétisée (Ferziger

and Peric, 2002) :

$$A_b U_{i,b}^{n+1} + \sum_l A_l U_{i,l}^{n+1} = -(\frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i})_b + Q_i^n \tag{5.14}$$

où n est l'indice de temps et l indique les points voisins autour du nœud b. Q_i^n est la somme de conditions aux limites et de quantités (qui peuvent être explicitement calculées en fonction de U_i^n) à l'instant précédent. L'équation (5.14) peut se réécrire comme :

$$U_{i,b}^{n+1} = \frac{Q_i^n - \sum_l A_l U_{i,l}^{n+1}}{A_b} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i})_b \tag{5.15}$$

Le premier terme à droite peut être simplifié comme :

$$\widehat{U}_{i,b}^{n+1} = \frac{Q_i^n - \sum_l A_l U_{i,l}^{n+1}}{A_b} \tag{5.16}$$

donc nous avons :

$$U_{i,b}^{n+1} = \widehat{U}_{i,b}^{n+1} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i})_b \tag{5.17}$$

$U_{i,b}^{n+1}$ doit être à divergence-nulle, donc en appliquant la divergence pour l'équation (5.17) nous avons :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}[\frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i})]_b = [\frac{\partial \widehat{U}_{i,b}^{n+1}}{\partial x_i}]_b \tag{5.18}$$

Les équations (5.17) et (5.18) sont les équations de quantité de mouvement et de continuité sous forme discrétisée. P^{n+1} et $U_{i,b}^{n+1}$ sont les inconnues qu'il est nécessaire de résoudre simultanément. Parmi les différentes méthodes pour ce type de calcul, la méthode PISO (Issa, 1984) est celle qui est la plus largement utilisée.

Algorithme PISO Il comprend une étape de prédicteur et deux ou plusieurs étapes de correction. A l'étape de prédicteur, une vitesse intermédiaire U_i^* est calculée, basée sur P, A_l et A_b au temps précédent.

$$U^*_{i,b} = \widehat{U}^*_{i,b} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^n}{\partial x_i})_b \tag{5.19}$$

U^*_i ne respecte pas la condition de divergence-nulle. Des termes de correction sont rajoutés sur la vitesse et la pression afin de réaliser l'exigence : $U^{**}_i = U^*_i + U^{\hat{}}_i$, $P^* = P^n + P^{\hat{}}$. $U^{\hat{}}_i$ et $P^{\hat{}}$ sont les termes de correction.

La première étape de correction consiste à écrire :

$$U^{**}_{i,b} = \widehat{U}^*_{i,b} + \widehat{U}^{\hat{}}_{i,b} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^*}{\partial x_i})_b \tag{5.20}$$

ou $\widehat{U}^{\hat{}}_{i,b}$ est défini comme d'après l'équation (5.16) par :

$$\widehat{U}^{\hat{}}_{i,b} = -\frac{\sum_l A_l U^{\hat{}}_{i,l}}{A_b} \tag{5.21}$$

Cependant, la correction de vitesse $\widehat{U}^{\hat{}}_i$ est inconnue ici, et ce terme est négligé en pratique. Ceci est difficile à justifier et c'est la raison principale pour laquelle que la méthode ne converge pas très rapidement (Ferziger and Peric, 2002).

Comme la vitesse corrigée U^{**}_i doit respecter la condition de divergence-nulle, en appliquant l'opérateur de divergence à l'équation (5.20) nous avons :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}[\frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^*}{\partial x_i})]_b = [\frac{\partial \widehat{U}^*_i}{\partial x_i}]_b \tag{5.22}$$

A cette nouvelle étape de correction, nous négligeons encore le terme $\widehat{U}^{\hat{}}_{i,b}$: $U^{***}_i = U^{**}_i + U^{\hat{}\hat{}}_i$, $P^{**} = P^* + P^{\hat{}\hat{}}$. Cela nous donne donc :

$$U^{***}_{i,b} = \widehat{U}^*_{i,b} + \widehat{U}^{\hat{}}_{i,b} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{**}}{\partial x_i})_b \tag{5.23}$$

$$= \widehat{U}^{**}_{i,b} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{**}}{\partial x_i})_b$$

La pression corrigée P^{**} peut être calculée en imposant que la vitesse corrigée u^{***}_i respecte bien la condition de divergence-nulle.

$$\frac{\partial}{\partial x_i}[\frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{**}}{\partial x_i})]_b = [\frac{\partial \widehat{U}_i^{**}}{\partial x_i}]_b \tag{5.24}$$

Nous pouvons choisir plusieurs étapes de correction, mais deux étapes de correction sont suffisantes pour les calculs (Ferziger and Peric, 2002). U_i^{***} et P^{**}qui respectent la condition de divergence-nulle peuvent être utilisées à l'instant suivant.

Modification de l'algorithme PISO par Kim et al. (2013) Dans l'équation (5.19), le terme $\widehat{U}_{i,b}^{*}$ peut être considéré comme la vitesse hors contribution du gradient de pression (Ferziger and Peric, 2002). L'idée de Kim et al. (2013) est d'obtenir une vitesse $\widehat{U}_{i,b}^{g*}$ à l'aide d'un GCA qui peut contenir les informations turbulentes dans un plan transversal à l'écoulement situé après l'entrée du domaine et la corriger pour respecter la divergence-nulle. Les fluctuations générées par le générateur $\widehat{U}_{i,b}^{g*}$ sont imposées sur un plan $x = x_0$ et l'algorithme PISO n'est modifié que dans ce plan. Dans le plan $x = x_0$, les équations (5.20) et (5.22) deviennent :

$$U_{i,b}^{**} = \widehat{U}_{i,b}^{g*} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{*}}{\partial x_i})_b \tag{5.25}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}[\frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{*}}{\partial x_i})]_b = [\frac{\partial \widehat{U}_i^{g*}}{\partial x_i}]_b \tag{5.26}$$

Après cette étape, la première vitesse corrigée respecte la divergence-nulle et contient aussi les informations turbulentes. Une modification similaire est imposée pour la deuxième étape de correction. Les équations (5.23) et (5.24) s'écrivent :

$$U_{i,b}^{***} = \widehat{U}_{i,b}^{g**} - \frac{1}{A_b}(\frac{\partial P^{**}}{\partial x_i})_b \tag{5.27}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}[\frac{1}{A_b}(\frac{\partial P}{\partial x_i})]_b = [\frac{\partial \widehat{U}_{i,b}^{g**}}{\partial x_i}]_b \tag{5.28}$$

Les champs de vitesses corrigées sont les mêmes dans les deux étapes de correction à $x = x_0$, c'est-à-dire $\widehat{U}_i^{g**} = \widehat{U}_i^{g*}$. D'autres étapes de correction sont possibles, mais simulations

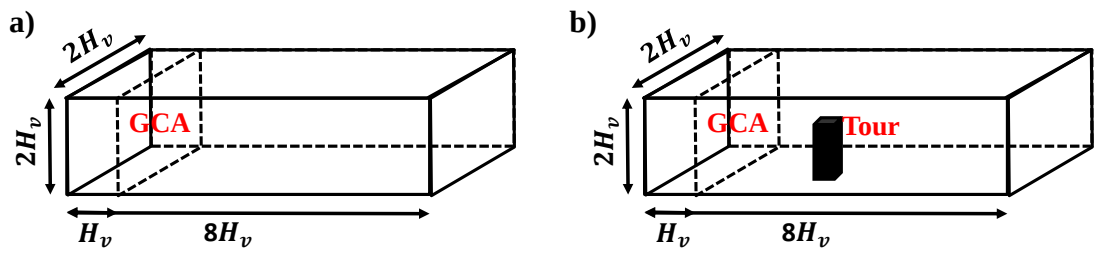

FIGURE 5.5 – Schéma du domaine de calcul : a) veine vide ; b) veine avec la tour

n'ont montré aucune amélioration supplémentaire en termes de distance de développement du frottement de paroi et de fluctuations de pression (Kim et al., 2013). Ainsi U_i^{***} et P^{**} sont considérés comme la solution pour l'instant suivant. Cette méthode est appliquée au générateur DSRFG-MS et au générateur dégradé pour nos calculs numériques dans la suite de l'étude.

5.4 Test pour le générateur DSRFG-MS

Avant de réaliser les simulations numériques avec la tour ($Fig.$ 5.5b), nous avons testé et comparé les deux générateurs (le générateur DSRFG-MS et le générateur dégradé) pour une simulation dans une veine vide ($Fig.$ 5.5a). Ce test nous permet de nous assurer du bon fonctionnement des deux générateurs et de définir le positionnement de la tour, c'est-à-dire sa distance au plan d'entrée, pour les simulations à venir.

5.4.1 Configuration

Pour ce test veine vide, nous avons d'abord choisi un domaine de $4m \times 1m \times 1m$ (soit $8H_v \times 2H_v \times 2H_v$ avec H_v demi-hauteur du domaine) en considérant la taille de la tour que nous avons utilisée pendant l'essai en soufflerie et les ressources informatiques dont nous disposions au CSTB ($Fig.$ 5.5a). L'objectif étant de simuler un écoulement atmosphérique à grand nombre de Reynolds qui correspond à l'essai en soufflerie (chapitre 3) avec la longueur de rugosité de $z_0 = 0.02/300$m. Le maillage de $50 \times 25 \times 25$ est choisi dans le domaine, ceci nous donne donc $\frac{z_p}{z_0} \sim 300$ (z_p est la distance entre la paroi et le centre de la première maille),

c'est-à-dire la première maille se situe au-dessus de la sous-couche rugueuse. Une loi de paroi qui traduit l'effet des éléments de rugosité sur l'écoulement peut dont être utilisée dans le cas présent.

Pour une paroi rugueuse, nous avons :

$$\widetilde{U} = \frac{u_\tau}{k} ln(\frac{z}{z_0}) \tag{5.29}$$

En LES, la viscosité effective est définie par : $\mu^{eff} = \mu + \mu^{sm}$. La contrainte de cisaillement est donc définie comme :

$$\tau_\omega = \mu^{eff} \frac{d\widetilde{U}}{dz} \sim (\mu + \mu^{sm}) \frac{\widetilde{U}_p}{z_p} \tag{5.30}$$

Avec $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}}$ et $\upsilon = \mu/\rho$, l'équation (5.30) est donc devenue $u_\tau^2 = (\upsilon + \upsilon^{sm})\frac{\widetilde{U}_p}{z_p}$, ce qui nous donne finalement :

$$\upsilon^{sm} = \frac{u_\tau^2}{(\widetilde{U}_p/z_p)} - \upsilon \tag{5.31}$$

avec $u_\tau = \frac{\widetilde{U}_p k}{ln(z_p/z_0)}$.

Cette loi de paroi rugueuse disponible dans OpenFOAM, est donc appliquée pour les simulations dans une veine vide et aussi pour les simulations avec la tour présentées au chapitre 6.

Le temps caractéristique est défini par $t_\tau = \frac{H_v}{u_\tau}$ ici. Tous les calculs sont effectués sur une période de $180t_\tau$ et les moyennes sont prises pendant $120t_\tau$ (qui est compris dans le temps total de $180t_\tau$). Le profil de vitesse moyenne est imposé à l'entrée du domaine et les fluctuations issues des générateurs sont implémentées en $x = H_v$ ($Fig.$ 5.5a). La condition de Neumann est appliquée à la sortie, la condition périodique est utilisée pour les plans latéraux, la loi de paroi rugueuse est appliquée en bas et une condition de symétrie est imposée sur la face supérieure.

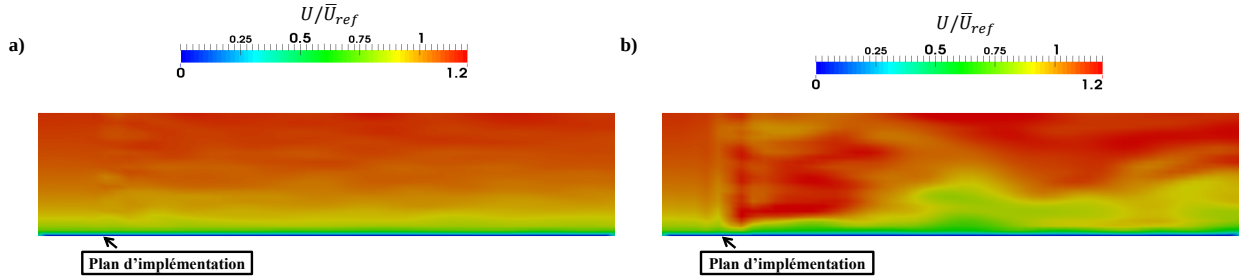

FIGURE 5.6 – Vitesse longitudinale instantanée obtenue avec a) le générateur dégradé ; b) le générateur DSRFG-MS

5.4.2 Résultats et comparaisons

Nous allons d'abord comparer les écoulements créés dans le domaine par les deux générateurs en observant l'écoulement instantané (*Fig.* 5.6). L'écoulement créé par le générateur DSRFG-MS semble plus turbulent que celui obtenu par le générateur dégradé.

L'évolution des caractéristiques statistiques selon x à la hauteur de référence est aussi présentée (*Fig.* 5.7 et *Fig.* 5.8). Cela fournira des indications quant au placement longitudinal de la tour pour les calculs suivants. La *Fig.* 5.7 présente une comparaison des évolutions selon x des écart-types des fluctuations de vitesse des deux simulations. Des résultats identiques sont observés pour U_{rms} et W_{rms} au plan d'implémentation ($x = H_v$), mais le générateur dégradé ne crée pas autant de fluctuations que le générateur DSRFG-MS dans la direction y (V_{rms}). Une décroissance est observée pour les écart-types des fluctuations entre $x = H_v$ et $x = 2H_v$ qui est dûe à l'adaptation de notre solution aux équations résolues du code. Comme attendu, l'écoulement créé par le générateur DSRFG-MS garde plus d'énergie turbulente au long du domaine que celui créé par le générateur dégradé, ce qui explique le phénomène que nous avons observé sur la *Fig.* 5.6. Ceci souligne l'importance de la prise en compte des caractéristiques de la turbulence telles que les corrélations spatiales ou temporelles.

La *Fig.* 5.8 présente les évolutions des contraintes de cisaillement des fluctuations selon x des deux simulations. Les contraintes de cisaillement pour la simulation avec le générateur dégradé sont nulles au plan d'implémentation et au long du domaine de calcul. Celles pour la simulation avec le générateur DSRFG-MS sont quasi-nulles au plan d'implémentation mais évoluent au long du domaine.

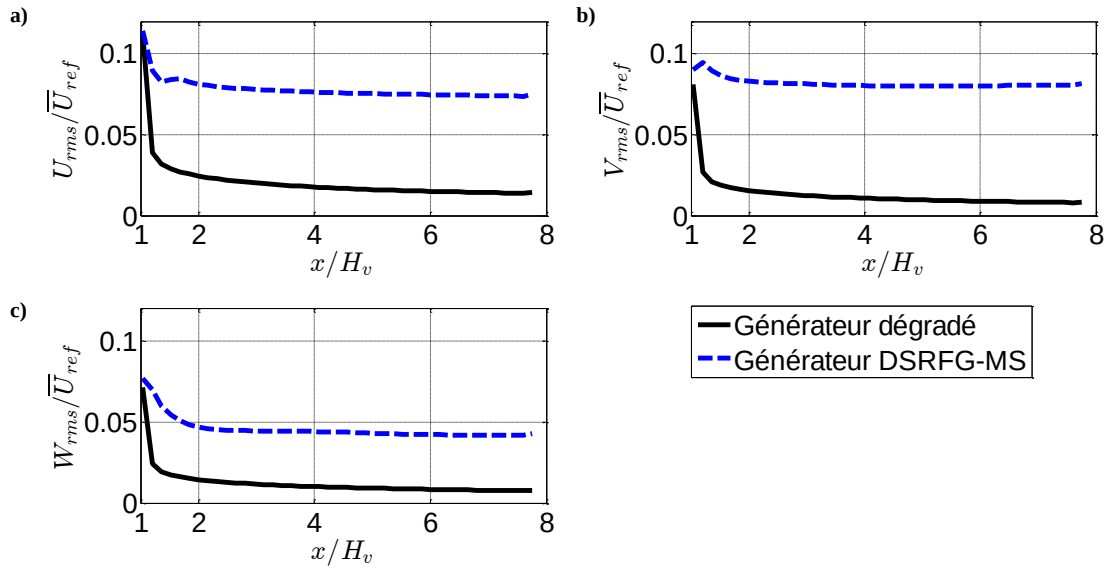

FIGURE 5.7 – Profils longitudinaux de U_{rms}, V_{rms} et W_{rms} à la hauteur de référence avec deux générateurs

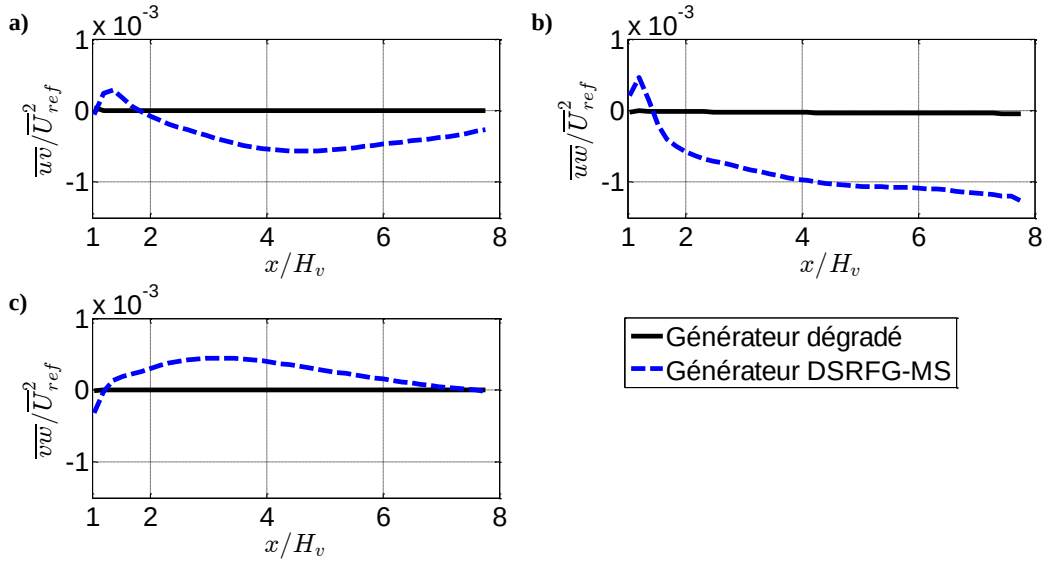

FIGURE 5.8 – Profils longitudinaux de $\overline{uv}$, $\overline{uw}$ et $\overline{vw}$ à la hauteur de référence avec deux générateurs

D'après les analyses des profils des caractéristiques statistiques selon x ($Fig.$ 5.7), nous avons décidé de placer notre tour à $x = 4H_v$ car l'écoulement se stabilise à partir de $x = 4H_v$ et la distance entre le plan d'implémentation et la tour est suffisante pour la création des structures turbulentes. Nous allons donc analyser en détail les caractéristiques à $x = 4H_v$ et les comparer à celles que nous avons imposées au plan d'implémentation ($x = H_v$).

Le profil de vitesse moyenne se maintient bien dans le domaine grâce à la loi de paroi rugueuse ($Fig.$ 5.9a). Une petite différence de $\sim 8\%$ est observée pour les profiles de vitesse moyenne dans la zone de proche paroi, mais cela est peu important dans notre étude des charges de vent sur une grande tour ($Fig.$ 5.9b). Les intensités turbulentes de l'écoulement dans les deux cas de simulation aux différentes positions (à $x = H_v$ et $x = 4H_v$) sont présentées sur la $Fig.$ 5.10. Les intensités turbulentes (I_u, I_v et I_w) sont bien reproduites par les deux générateurs au plan d'implémentation. Après une certaine distance (soit $3H_v$), une perte d'intensité turbulente est observée dans les deux cas de simulations. La perte d'intensité turbulente dans le cas avec le générateur dégradé est beaucoup plus importante, ce qui correspond bien aux résultats observés par la $Fig.$ 5.7.

La $Fig.$ 5.11 présente les spectres de la composante de vitesse longitudinale u dans les deux cas de simulation aux positions $x = H_v$ et $x = 4H_v$. Dans le cas avec le générateur dégradé, il est normal que le spectre soit constant car nous n'avons pas de spectre imposé. L'énergie spectrale est uniformément dissipée d'un point de vue fréquentiel ($Fig.$ 5.11a). Dans le cas avec le générateur DSRFG-MS, le spectre de Von Kármán est bien respecté au plan d'implémentation. La perte de l'énergie spectrale des grandes échelles (c'est-à-dire pour les basses fréquences) peut s'expliquer par l'adaptation des fluctuations générées aux équations résolues du code et la dissipation numérique. La perte de l'énergie à la fréquence $f = 10Hz$ est dû à la coupure du maillage. On notera que cette coupure est bien dans la zone inertielle du spectre, conformément à la théorie de l'approche LES ($Fig.$ 5.11b).

Les profils des contraintes de cisaillement dans les deux cas de simulation aux différentes positions sont présentés sur la $Fig.$ 5.12. Les écoulements créés par le générateur dégradé et par le générateur DSRFG-MS sont de bonne qualité car leurs composantes $\overline{uv}$ ($Fig.$ 5.12a) et $\overline{vw}$ ($Fig.$ 5.12c) sont quasi-nulles. Avec le générateur DSRFG-MS, nous n'avons pas d'in-

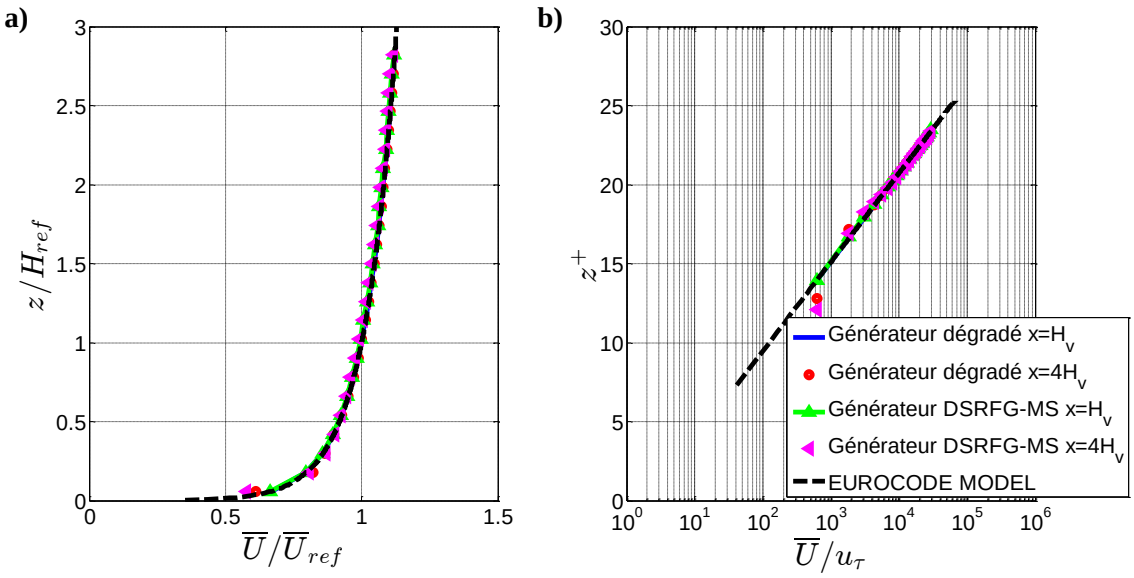

FIGURE 5.9 – Profils de vitesse moyenne $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs

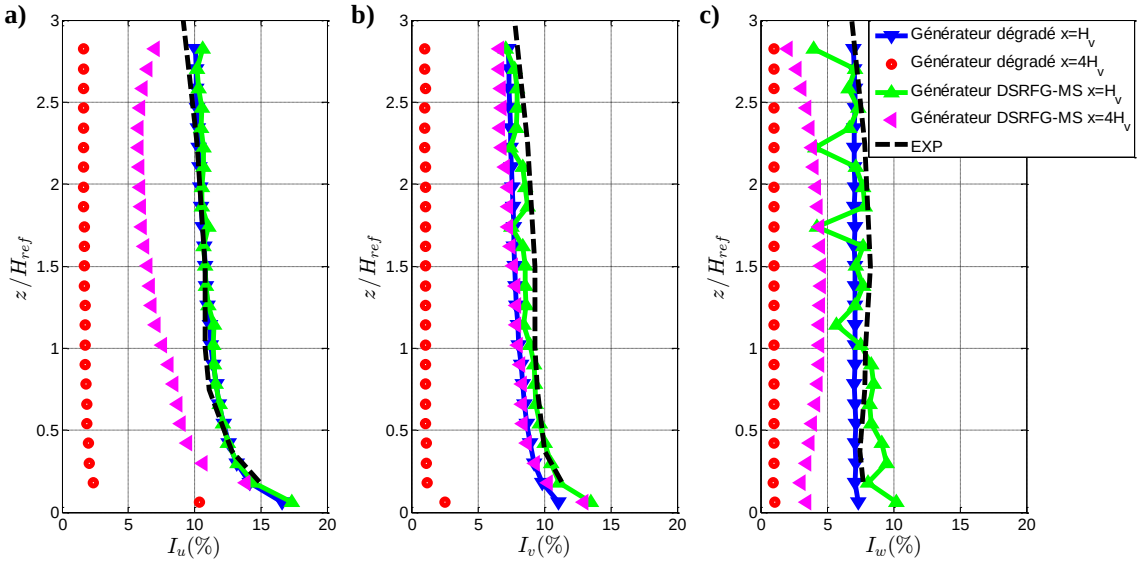

FIGURE 5.10 – Profils des intensités turbulentes en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs

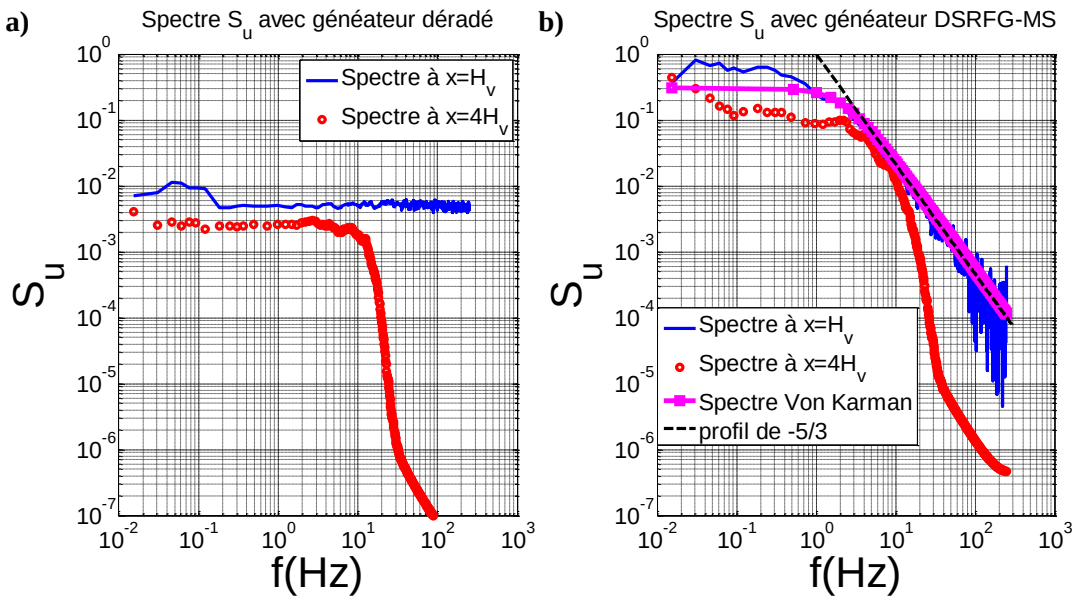

FIGURE 5.11 – Spectres longitudinaux en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs : a) générateur dégradé et b) générateur DSRFG-MS

formation imposée pour le cisaillement turbulent de l'écoulement $\overline{uw}$: il est donc raisonnable qu'il ne respecte pas cette quantité ($Fig.$ 5.12b). Nous remarquons cependant qu'avec le générateur DSRFG-MS, $\overline{uw}$ se développe un peu dans le domaine, ce qui constitue un avantage par rapport au générateur dégradé.

Les profils de la corrélation latérale pour les deux cas de simulation aux différentes positions sont présentés sur les $Fig.$ 5.13 et $Fig.$ 5.14. Les fluctuations créées par le générateur dégradé ne sont pas corrélées spatialement au plan d'implémentation et la corrélation ne se produit pas dans le domaine de calcul même après une certaine longueur ($Fig.$ 5.13). Les fluctuations crées par le générateur DSRFG-MS sont corrélées spatialement et les échelles de longueur intégrale L_{uy}, L_{vy} et L_{wy} sont correctement respectées au plan d'implémentation. Après une certaine distance (à $x = 4H_v$), les profils de la corrélation latérale (ou les échelles de longueur intégrale L_{uy}, L_{vy} et L_{wy}) sont modifiés ($Fig.$ 5.14). L'écoulement est trop fortement corrélé latéralement après une certaine distance (soit $3H_v$). Le générateur DSRFG-MS permet de palier au défaut de corrélation observé avec le générateur dégradé. Néanmoins, un défaut s'abrite dans la direction latérale.

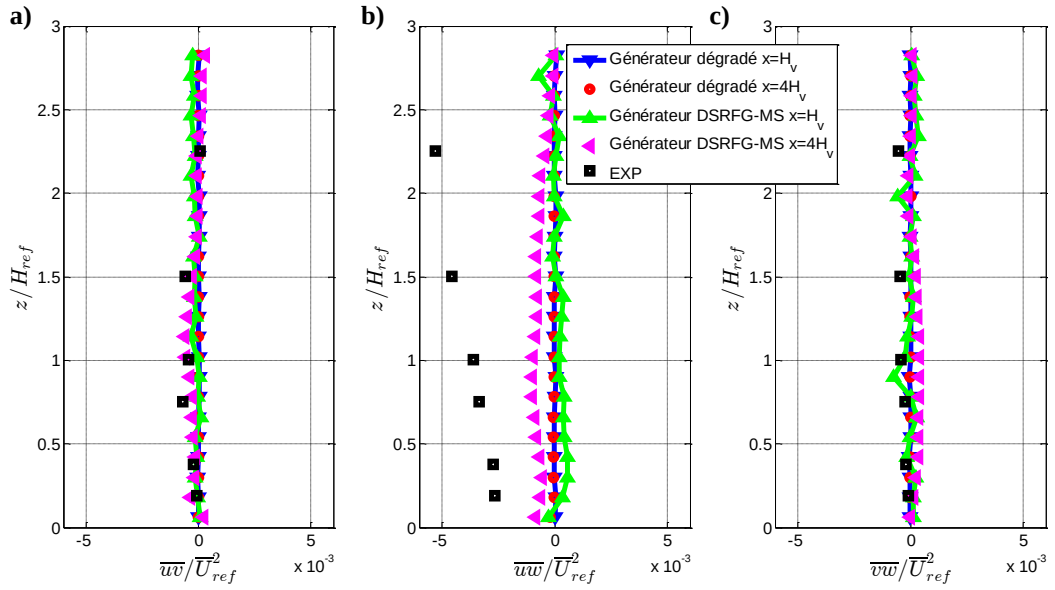

FIGURE 5.12 – Profils de $\overline{uv}$, $\overline{uw}$ et $\overline{vw}$ en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec deux générateurs

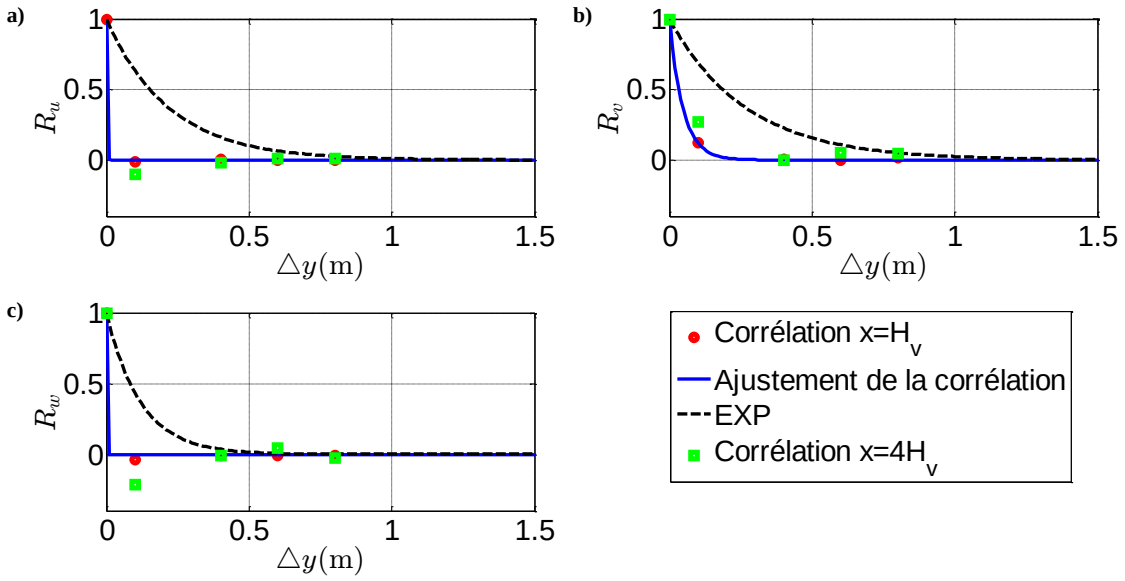

FIGURE 5.13 – Profils de la corrélation latérale en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec le générateur dégradé

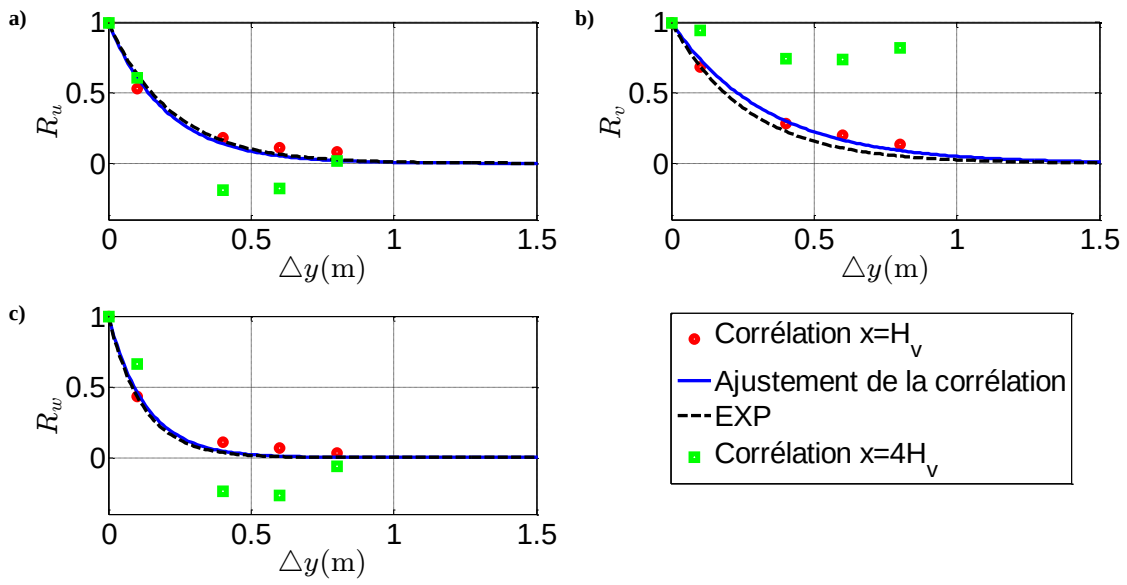

FIGURE 5.14 – Profils de la corrélation latérale en $x = H_v$ et $x = 4H_v$ avec le générateur DSRFG-MS

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons introduit différents modèles pour la génération des conditions amont. Nous avons choisi un modèle pour notre cas d'étude et nous avons essayé d'améliorer ce modèle. Les données obtenues en soufflerie sont utilisées pour définir les paramètres θ_i^y et θ_i^z qui contrôlent la corrélation spatiale du signal créé par le générateur. La procédure proposée par Kim et al. (2013) est également implémentée pour que le champ de vitesse généré par le générateur DRSFG-MS respecte bien la condition de divergence-nulle. Un générateur dégradé qui ne respecte que le profil de vitesse moyenne et l'intensité turbulente est aussi développé pour acquérir une série de données comparatives. Différents tests sont réalisés avec ces deux générateurs et la comparaison des deux séries de résultats est également effectuée. Grâce aux résultats que nous avons obtenus, nous pouvons conclure que : (1) le générateur DSRFG-MS peut correctement reproduire les caractéristiques de l'écoulement que nous souhaitons imposer à l'entrée, (2) une adaptation s'applique sur les fluctuations générées afin d'assurer leur compatibilité avec les équations résolues du code, (3) plus le GCA respecte les caractéristiques statistiques de l'écoulement, mieux les énergies turbulentes sont préservées.

Chapitre 6

LES et expériences

Ce chapitre est consacré aux approches numériques des charges de vent sur une grande tour. Les méthodes proposées ou validées dans les chapitres précédents sont appliquées sur les simulations numériques présentées dans ce chapitre : le modèle de sous-maille, la définition du maillage et les conditions aux limites ont été validés dans le chapitre 4 ; deux générateurs d'écoulements amont ont été proposés dans le chapitre 5.

Les mêmes configurations sont appliquées dans les simulations numériques qu'en soufflerie ; les résultats expérimentaux du chapitre 3 peuvent donc être utilisés comme référence afin de valider nos modèles numériques de LES et de comparer les différentes performances des deux générateurs turbulents.

Le sillage est étudié expérimentalement (par les plans PIV verticaux ou horizontaux) et numériquement dans ce chapitre. Une comparaison est effectuée entre eux afin d'étudier les comportements de l'écoulement dans le sillage et de tester l'impact du générateur sur le sillage.

Les charges statiques et dynamiques de vent sont aussi étudiées ici. Nous nous sommes concentrés particulièrement sur les charges dynamiques. En plus des études de la pression locale et de l'effort global, des analyses spectrales de charges de vent et l'investigation de la cohérence entre différentes positions sur la surface de la tour sont présentées.

6.1 Configurations numériques

Comme présenté sur la $Fig.$ 6.1, la taille du domaine de simulation est $8H_v \times 2H_v \times 2H_v$ (où H_v est la demi-hauteur de la veine), la tour (de hauteur H_{tour} et de largeur D) est placée à la distance $4H_v$ de l'entrée et centrée dans la direction y. Le plan d'implémentation pour le générateur est à la distance H_v de l'entrée. Afin de faciliter les analyses du sillage, nous notons que le centre de la tour est référencé par la position $(x = 0,\ y = 0)$. Le nombre de mailles du maillage de base du domaine est $100 \times 25 \times 25$ ce qui nous donne $\frac{z_p}{z_0} = 300$ en amont du domaine. Nous allons donc, ici, appliquer la loi de paroi rugueuse (§5.4.1). Trois niveaux de raffinement (avec un coefficient de 0.5 entre deux niveaux de maillage) sont appliqués dans le domaine ($Fig.$ 6.2). La $Fig.$ 6.2 montre aussi la zone raffinée de dimension : $10D \times 8D \times 10D$ dans le sillage de la tour. Le maillage surfacique sur la tour, de taille $\frac{D}{20}$ comme montré sur $Fig.$ 6.3a, est défini à l'aide du test que nous avons fait sur une série de cubes (§4.5). La discrétisation expérimentale des prises de pression en soufflerie est ici aussi considérée. Dix couches très fines (le coefficient entre la couche plus fine et le maille plus petite est 0.1) sont créées autour de la tour ($Fig.$ 6.3b). Nous obtenons ainsi $x+,\ y+,\ z+ \sim 1$ autour de la tour et nous n'avons pas besoin d'appliquer une loi de paroi. Finalement nous avons 1.1 million mailles dans le domaine de calcul.

Comme proposé par Kim et al. (2013), les fluctuations sont imposées au plan d'implémentation et le profil de vitesse moyenne est défini à l'entrée du domaine. Les autres conditions aux limites sont définies à l'aide du calcul numérique que nous avons réalisé dans une veine vide (chapitre 5) : la condition périodique est appliquée aux frontières latérales, la condition de symétrie est imposée sur la frontière supérieure, la loi de paroi rugueuse est utilisée pour le terrain amont et aval, la condition de Neumann est appliquée à la sortie. Un schéma implicite d'ordre 2 a été utilisé pour la discrétisation de temps, avec un schéma upwind d'ordre 2 pour la discrétisation spatiale (comme dans la section §4.5). Avec un temps caractéristique $t_\tau = \frac{H_v}{u_\tau}$, tous les calculs sont réalisés pour une période de $180t_\tau$ et les moyennes statistiques sont effectuées sur une période de $120t_\tau$ (qui est compris dans le temps total de $180t_\tau$).

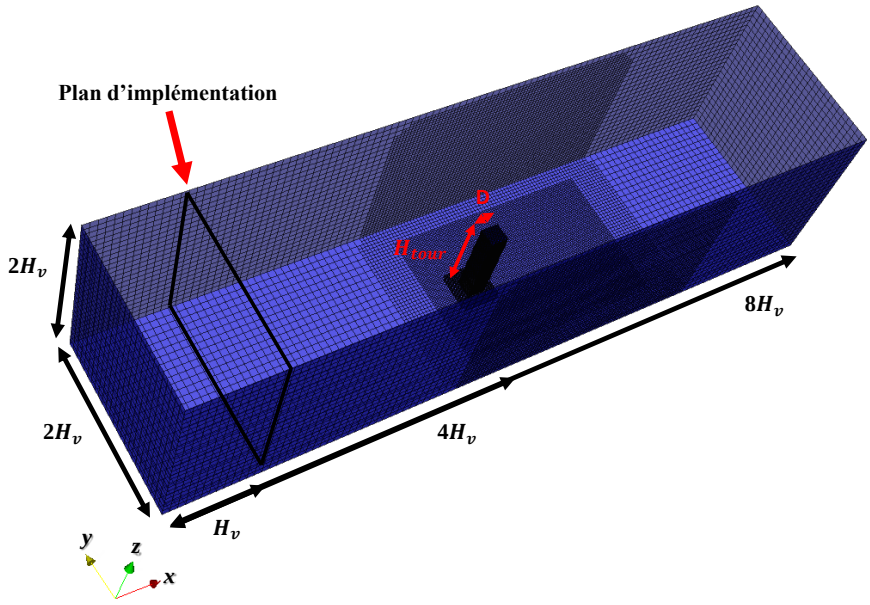

FIGURE 6.1 – Configuration du domaine de simulation

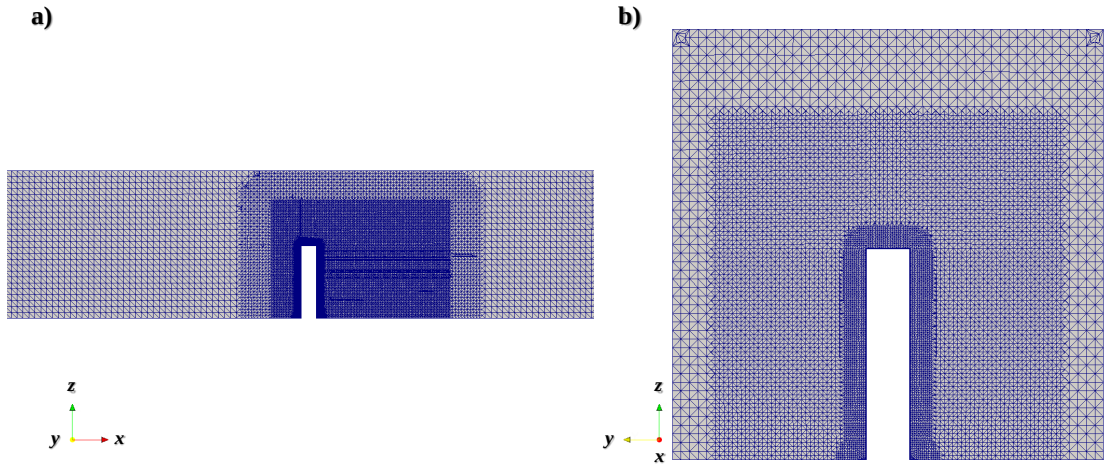

FIGURE 6.2 – Plans de coupe au milieu de la tour

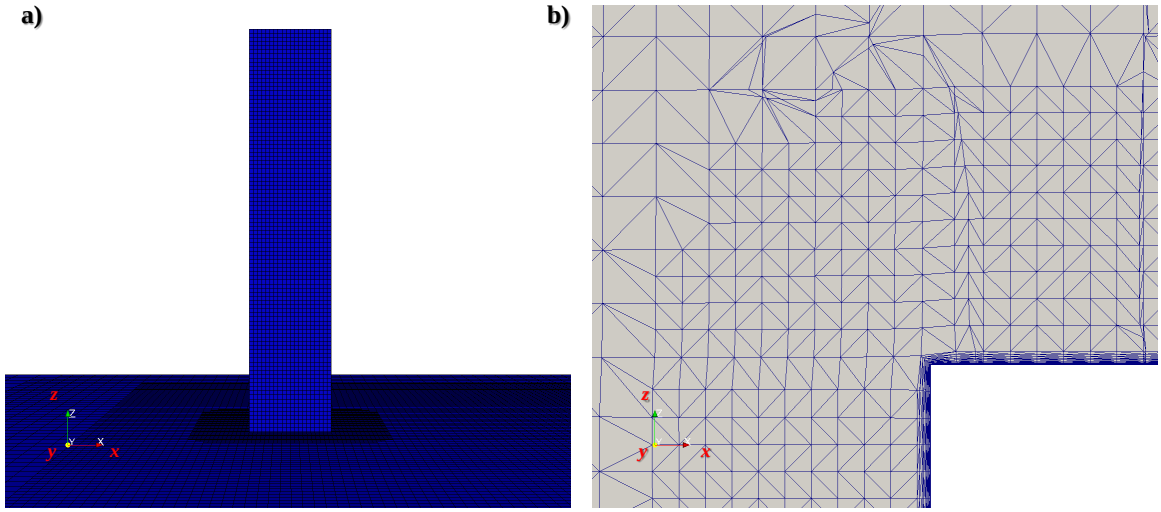

FIGURE 6.3 – a) Maillage surfacique sur la tour, b) Raffinement du maillage autour de la tour

6.2 Résultats et comparaisons

Deux calculs numériques indépendants sont réalisés : l'un avec un générateur dégradé (où seuls le profil de vitesse moyenne et les intensités turbulentes sont respectés) et l'autre avec le générateur DSRFG-MS (le profil de vitesse moyenne, les intensités turbulentes, les échelles spectrales et les spectres Von Kármán sont respectés). Tous les résultats sont présentés via une comparaison des données numériques obtenues par les deux simulations aux données expérimentales obtenues en soufflerie.

6.2.1 Etude du sillage

Plan vertical La *Fig.* 6.4 présente le champ de vitesse moyenne $\overline{U}$ dans le plan central $y = 0$. Nous pouvons globalement constater que les écoulements sont similaires dans les trois cas (l'essai en soufflerie et les deux simulations numériques) : l'accélération de l'écoulement au toit de la tour créée par le fort gradient de pression, les zones de recirculation de l'écoulement en haut et derrière la tour indiquées par la valeur négative et la descente de l'écoulement dans le sillage sont reproduites par les deux simulations.

La *Fig.* 6.5 présente le champ de vitesse moyenne $\overline{W}$ dans le plan central $y = 0$. Comme

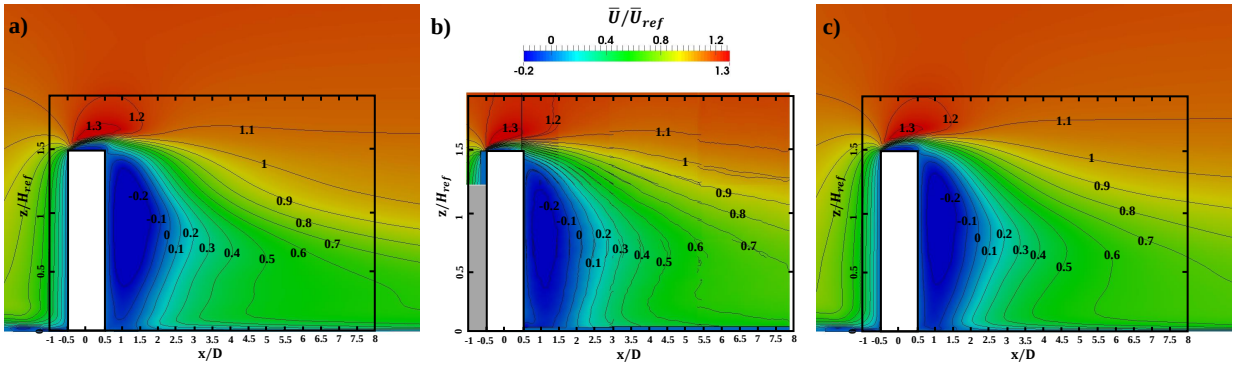

FIGURE 6.4 – Vitesse moyenne $\overline{U}$ dans le plan central $y = 0$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS

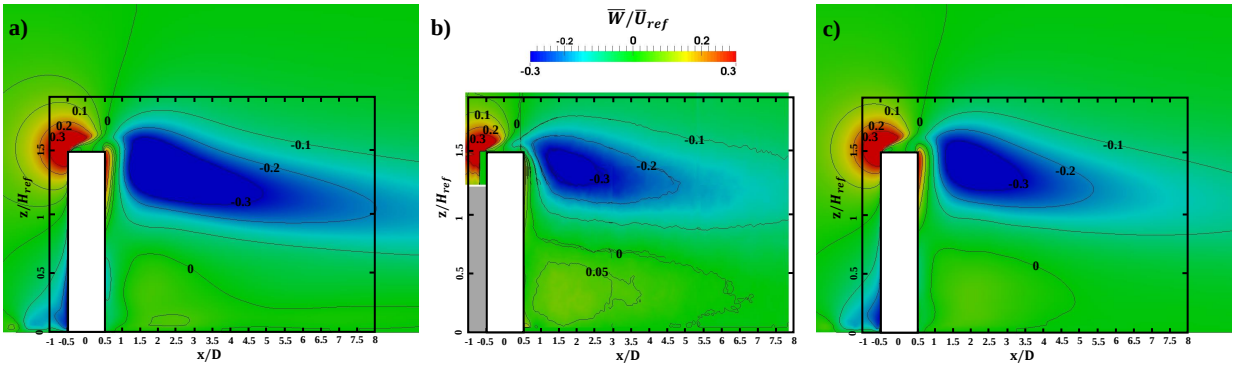

FIGURE 6.5 – Vitesse moyenne $\overline{W}$ dans le plan central $y = 0$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS

déjà introduit dans §3.5.1, les tourbillons en moyenne peuvent être produits à proximité du sommet et en aval de la tour car les valeurs négatives et positives de $\overline{W}$ sont observées dans ces zones. Le même phénomène est observé dans les deux simulations numériques. Cependant, l'extrême positif $\overline{W}$ derrière la tour est trouvée à une hauteur plus élevé dans les simulations ($\sim 1.4H_{ref}$) qu'en soufflerie ($\sim 1.25H_{ref}$). Néanmoins, les niveaux de vitesse mesurés sont bien reproduits par les deux simulations, mais l'utilisation du générateur DSRFG-MS permet au nette amélioration de l'extension du sillage (*Fig.* 6.4 et *Fig.* 6.5).

Les caractéristiques de l'écoulement sont tracées aux différentes positions longitudinales afin d'étudier précisément le sillage (soit $x = 0$, $x = D$, $x = 1.5D$, $x = 2D$, $x = 2.5D$, $x = 3D$ et $x = 3.5D$).

La *Fig.* 6.6 présente la vitesse moyenne $\overline{U}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$. Les résultats identiques sont observés pour le champ de vitesse moyenne $\overline{U}$

par les deux simulations. Au niveau du sommet de la tour ($z = 1.5H_{ref}$) et pour les distances $x = D$ et $x = 1.5D$, la vitesse longitudinale est sous-estimée de $\sim 50\%$ à la distance $x = D$ et de $\sim 25\%$ à la distance $x = 1.5D$ par les simulations numériques.

La *Fig.* 6.7 présente la vitesse moyenne $\overline{W}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$. La vitesse est surestimée par les simulations numériques au sommet de la tour ($x = 0$). Pour l'écoulement en aval (de $x = D$ à $x = 3.5D$), la vitesse négative est correctement estimée par la simulation avec le générateur DSRFG-MS, mais sa valeur absolue est sous-estimé par la simulation avec le générateur dégradé pour la zone entre $z = H_{ref}$ et $z = 1.5H_{ref}$.

Les *Fig.* 6.8 et *Fig.* 6.9 présentent les écart-types de vitesse U_{rms} et W_{rms} aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$. Une sous-estimation des écart-types (U_{rms} et W_{rms}) est observée pour l'écoulement au-dessus de la tour ($\sim 1.5H_{ref}$). Cependant, les écart-types sont mieux reproduits par la simulation avec le générateur DSRFG-MS. Les résultats que nous avons observés ici correspondent bien à ceux trouvés dans le chapitre 5. Sur les deux figures, nous observons que le générateur à l'entrée peut aussi influencer le sillage, en plus de son amélioration sur l'écoulement au-dessus de la tour.

La *Fig.* 6.10 présente la contrainte de Reynolds $\overline{uw}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$. Le pic de cisaillement au sommet de la tour ($x = 0$ à $z \sim 1.5H_{ref}$) n'est capturé par aucune des deux simulations. De plus, les deux pics de cisaillement à l'arrière de la tour ($x = D$ et $x = 1.5D$) ne sont pas correctement reproduits par les deux simulations : ils sont reproduits à une hauteur plus grande qu'en soufflerie, ce qui correspond bien aux résultats observés par la *Fig.* 6.5.

Plan horizontal Pour les études du plan vertical de sillage, nous avons observé la différence entre les deux simulations numériques dans la partie haute de l'écoulement (soit $z \geq H_{ref}$). En considérant les plans horizontaux que nous avons pris en soufflerie, le plan horizontal à la hauteur $z = H_{ref}$ est étudié dans cette partie.

La *Fig.* 6.11 présente le champ de vitesse moyenne $\overline{U}$ à la hauteur $z = H_{ref}$. L'effet de coin créé par le fort gradient de pression entre la face au vent et les faces latérales et les

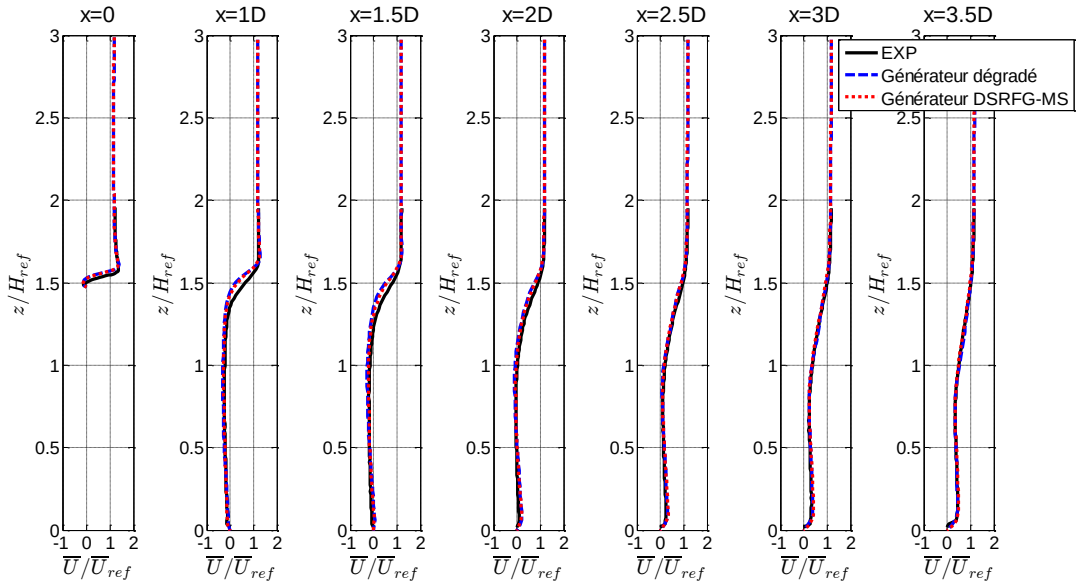

FIGURE 6.6 – Vitesse moyenne $\overline{U}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$

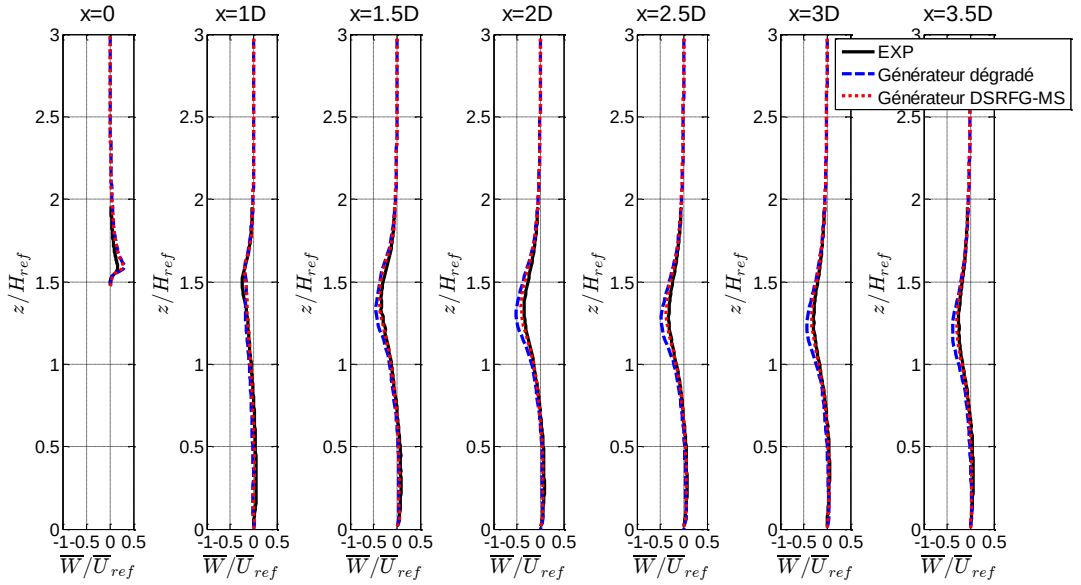

FIGURE 6.7 – Vitesse moyenne $\overline{W}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$

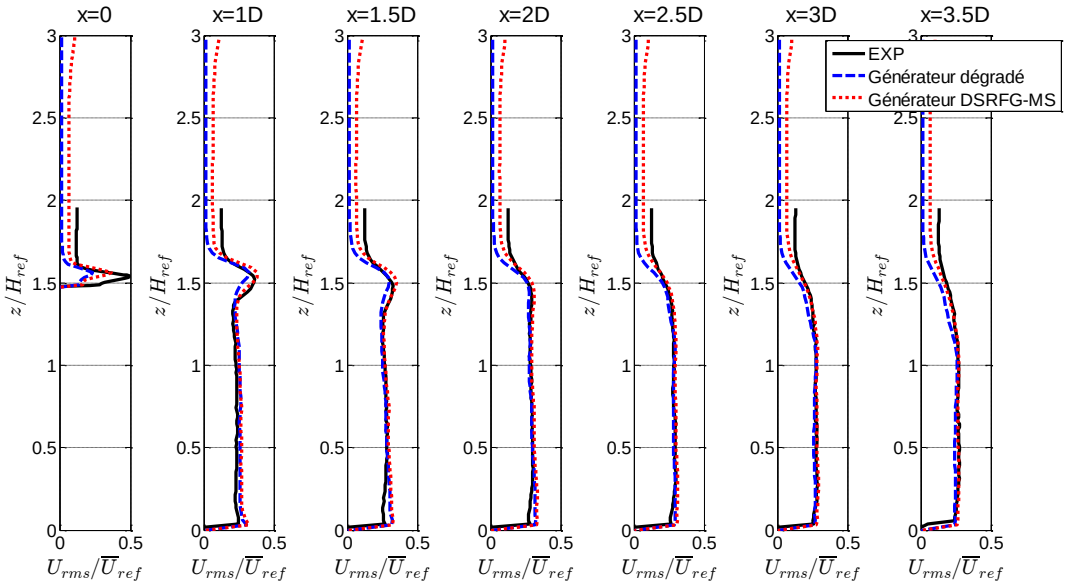

FIGURE 6.8 – Ecart-type de vitesse U_{rms} aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$

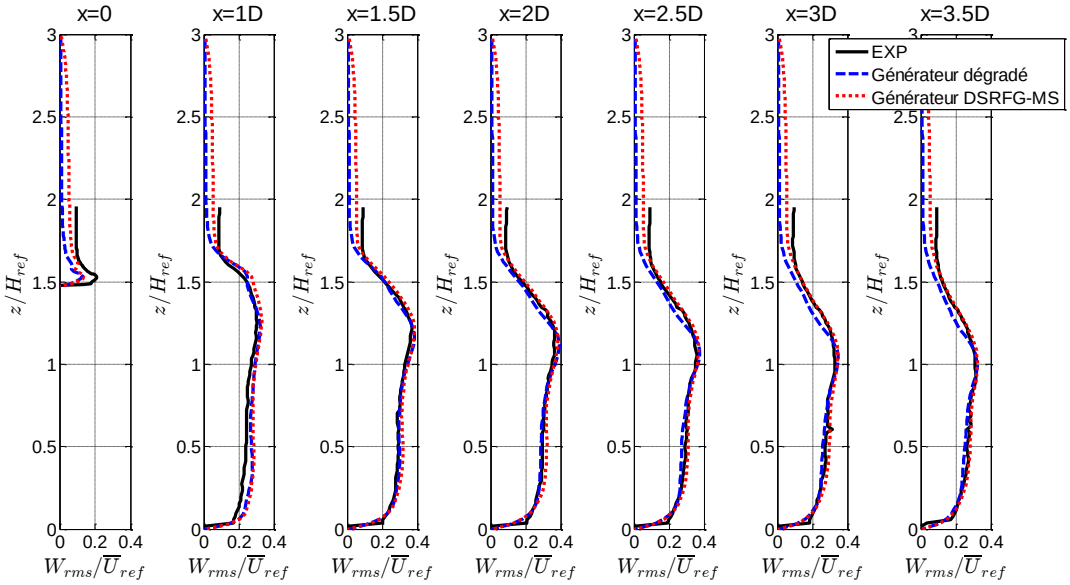

FIGURE 6.9 – Ecart-type de vitesse W_{rms} aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$

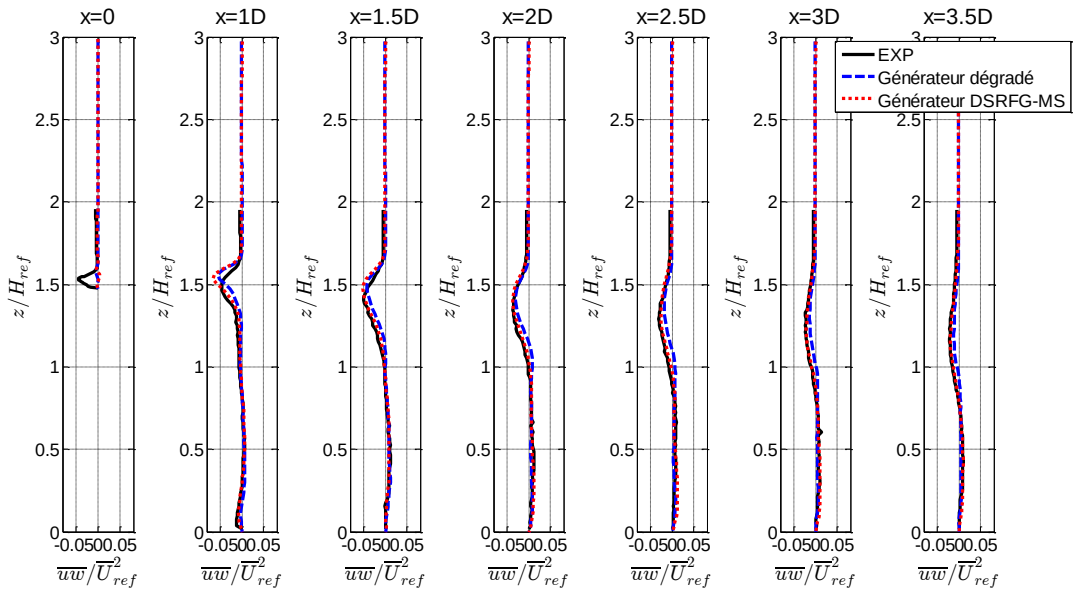

FIGURE 6.10 – Contrainte de Reynolds $\overline{uw}$ aux différentes positions longitudinales dans le plan central $y = 0$

zones de recirculation de l'écoulement sur le côté et derrière la tour indiquées par la valeur négative de $\overline{U}$ est correctement reproduit par les deux simulations.

La *Fig.* 6.12 présente le champ de vitesse moyenne $\overline{V}$ à la hauteur $z = H_{ref}$. Les valeurs négatives et positives de la composante de vitesse $\overline{V}$ qui se trouvent sur le côté de la tour et derrière la tour sont correctement reproduites par les deux simulations, ce qui nous indique la reproduction en moyenne des deux tourbillons contra-rotatifs dans ces zones.

Les caractéristiques de l'écoulement sont tracées au différentes positions longitudinales comme nous avons déjà fait pour les plans verticaux (soit $x = 0$, $x = D$, $x = 1.5D$, $x = 2D$, $x = 2.5D$, $x = 3D$ et $x = 3.5D$).

Les *Fig.* 6.13 et *Fig.* 6.14 présentent les vitesses moyennes $\overline{U}$ et $\overline{V}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$. Les résultats identiques sont observés pour le champ de vitesse moyenne à cette hauteur dans les trois cas qui correspondent bien aux ceux obtenus par le plan vertical (le seul décalage significative est observé à $z \sim 1.5H_{ref}$ et de $x = D$ à $x = 1.5D$). Les quatre pics de la vitesse moyenne $\overline{V}$ observés à $x = D$ nous indiquons encore lexistence de deux tourbillons contra-rotatifs dans ces zones.

La *Fig.* 6.15 présente l'écart-types de vitesse U_{rms} aux différentes positions longitudinales

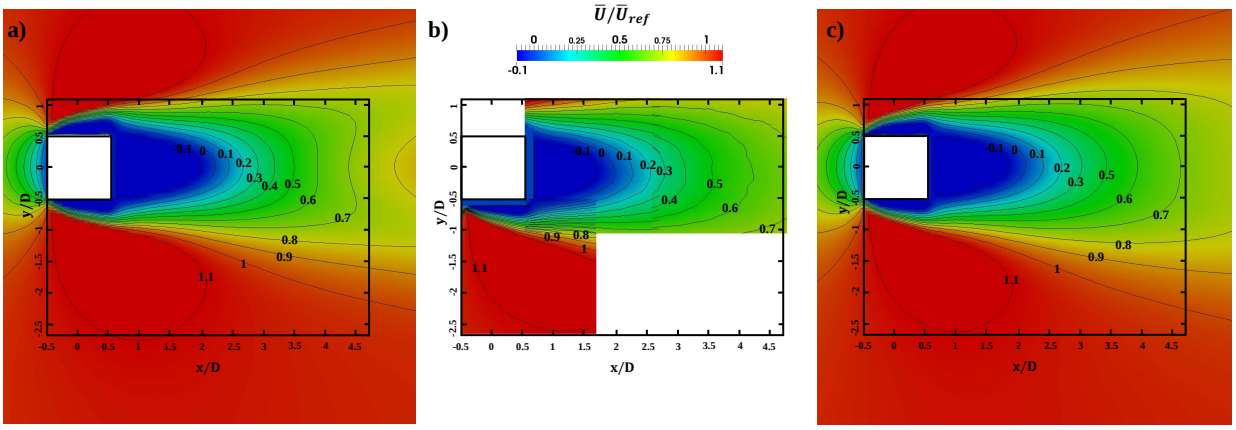

FIGURE 6.11 – Vitesse moyenne $\overline{U}$ à la hauteur $z = H_{ref}$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS

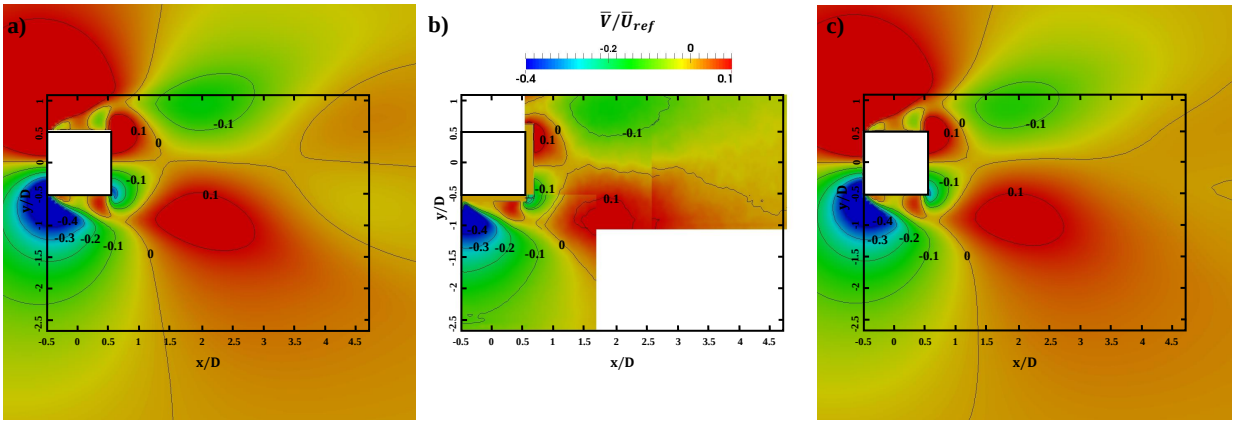

FIGURE 6.12 – Vitesse moyenne $\overline{V}$ à la hauteur $z = H_{ref}$: a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS

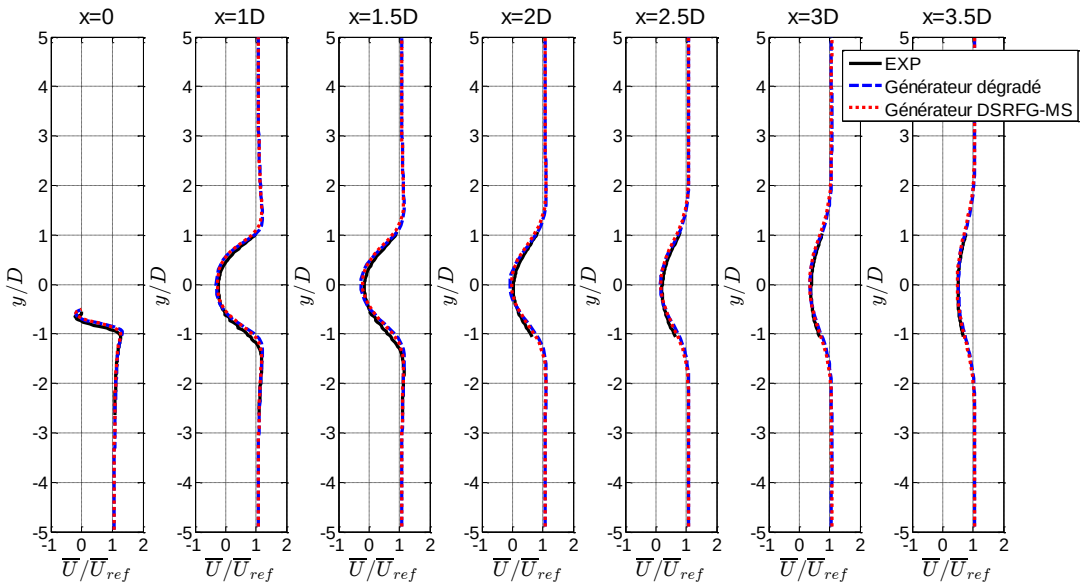

FIGURE 6.13 – Vitesse moyenne $\overline{U}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$

à la hauteur $z = H_{ref}$. Dans les zones hors du sillage ($y < -2D$ et de $x = 0$ à $x = 1.5D$ par exemple), la simulation avec le générateur DSRFG-MS a une meilleure performance car ces zones sont sous l'influence du générateur en amont. En plus, le générateur en amont a aussi influencé le sillage : la zone de recirculation à l'arrière de la tour dans la simulation avec le générateur dégradé a une taille plus petite d'après le profil de U_{rms} à $x = 2.5D$.

La *Fig.* 6.16 présente l'écart-type de vitesse V_{rms} aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$. L'effet du générateur est encore observé ici : la simulation avec le générateur DSRFG-MS reproduit mieux les zones hors du sillage ($y < -2D$ et de $x = 0$ à $x = 1.5D$ par exemple). La taille des deux grands tourbillons à l'arrière de la tour est plus grande dans les simulation qu'en soufflerie : nous n'observons plus l'effet des deux tourbillons à $x = 1.5D$ (deux pics symétriques à $y = 0.5D$ et $y = -0.5D$) pour le profil expérimental, mais celui-ci existe toujours dans les profils numériques.

La *Fig.* 6.17 présente la contrainte de Reynolds $\overline{uv}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$. La figure nous montre que la couche de cisaillement de l'écoulement est correctement reproduite par les deux simulations. Cependant, une surestimation est observée pour les profils à $y \sim -D$ et de $x = 2D$ à $x = 3D$.

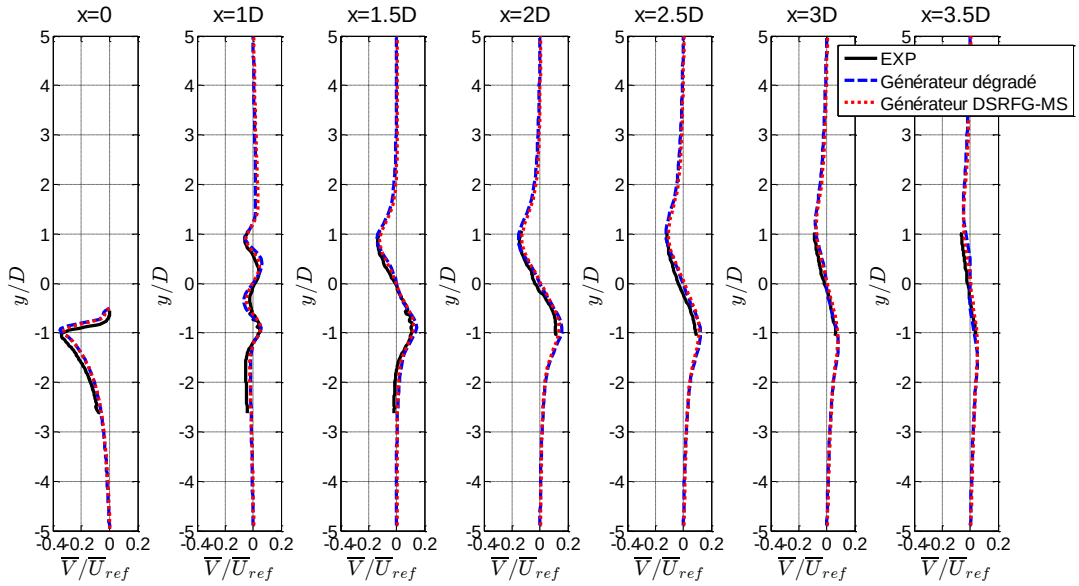

FIGURE 6.14 – Vitesse moyenne $\overline{V}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$

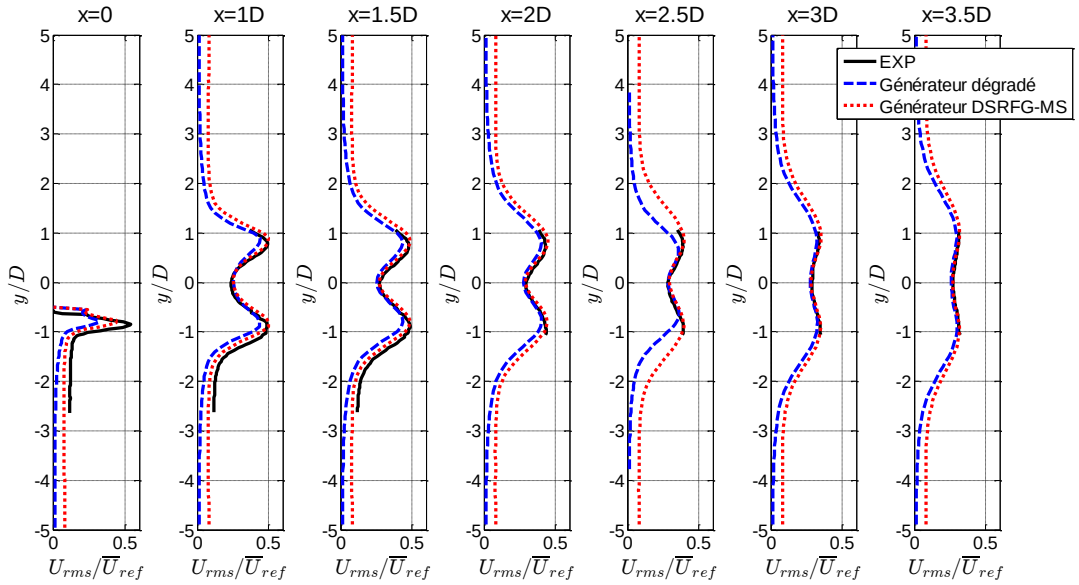

FIGURE 6.15 – Ecart-type de vitesse U_{rms} aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$

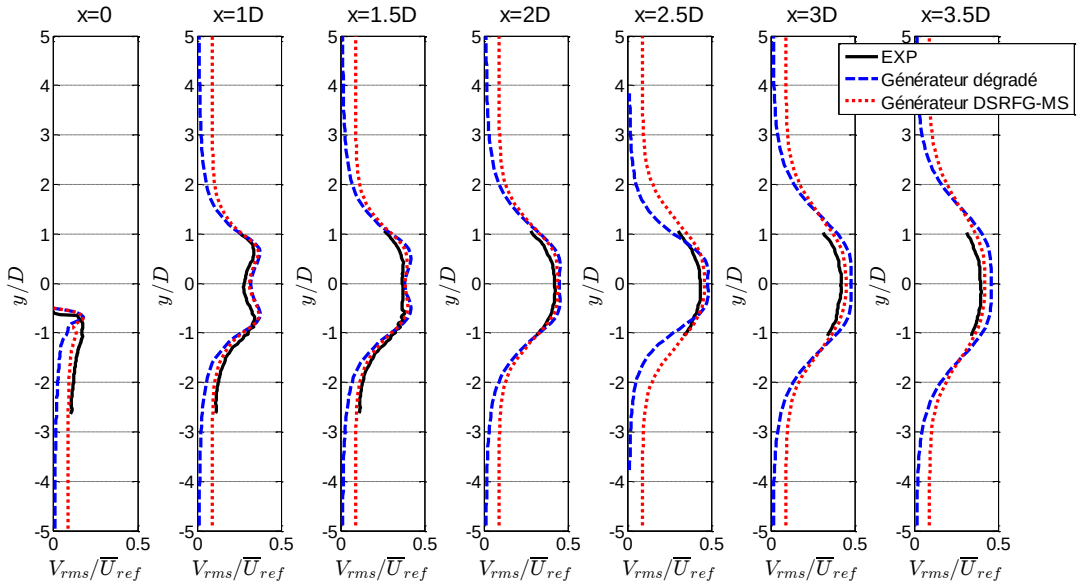

FIGURE 6.16 – Ecart-type de vitesse V_{rms} aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$

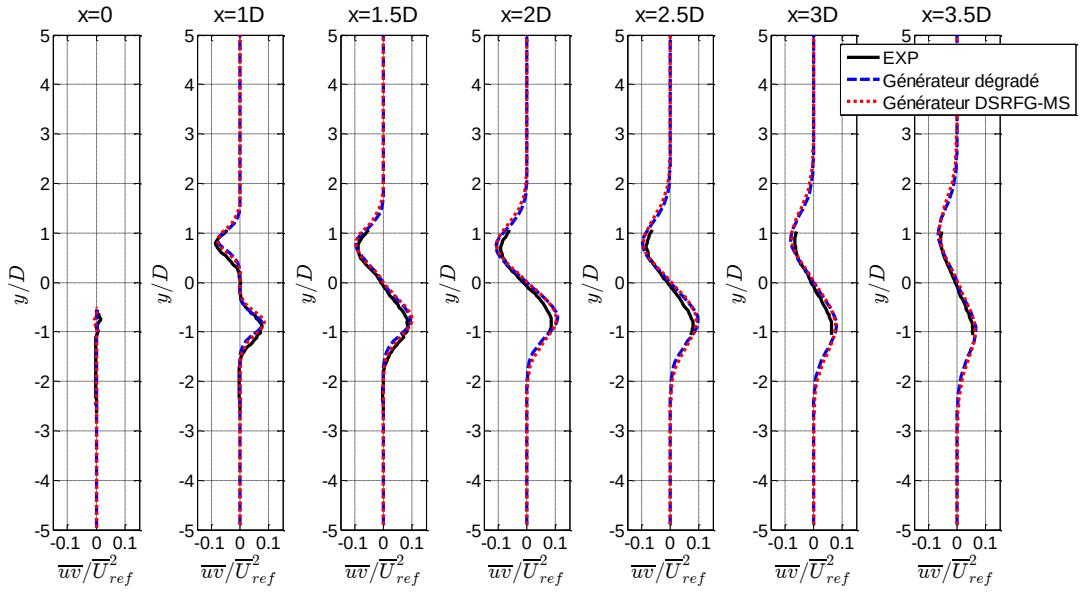

FIGURE 6.17 – Contrainte de Reynolds $\overline{uv}$ aux différentes positions longitudinales à la hauteur $z = H_{ref}$

6.2.2 Charges de vent

La *Fig.* 6.18 présente le coefficient de pression moyenne C_p (pression moyenne normalisée par $\frac{1}{2}\rho\overline{U}_{ref}^2$) sur la face amont de la tour. La pression moyenne est bien reproduite par les deux simulations numériques. Cependant, une surestimation est observée pour C_p sur la partie basse ($z < 0.3H_{ref}$) de la face amont de la tour dans les deux simulations. Les résultats expérimentaux, qui sont limités par la discrétisation des prises de pression, n'ont pas la même forme que les résultats numériques pour la partie basse de la tour (*Fig.* 6.18*b*). La *Fig.* 6.20 nous montre le coefficient de pression moyenne sur le périmètre de la tour à la hauteur $z = H_{ref}$ et sur la section centrale $y = 0$. Nous pouvons d'abord observer que le générateur dégradé a une prédiction similaire pour le coefficient de pression moyenne C_p sur la surface de la tour à celle du générateur DSRFG-MS. La pression moyenne est bien estimée par les deux générateurs sur la face amont et les faces latérales, mais la pression moyenne négative est surestimée sur la face arrière. Ces résultats sont similaires à ceux d'autres simulations LES de la littérature (Huang and Chen, 2007a et Zhang et al., 2014a). La même surestimation pour C_p sur la partie basse ($z < 0.3H_{ref}$) de la face amont de la tour est aussi observée sur la *Fig.* 6.20*b*.

Les deux générateurs ont une prédiction similaire pour les charges moyennes de vent sur la surface de la tour. Les charges dynamiques de vent seront alors étudiées afin de distinguer la performance des deux générateurs.

Le coefficient de l'écart-type de pression $C_{p_{rms}}$ sur la face avant de la tour est présenté sur la *Fig.* 6.21. La simulation avec le générateur dégradé reproduit très peu de fluctuations de pression sur la face avant à cause du faible taux de turbulence dans l'écoulement. En revanche, les fluctuations de pression sur la face avant pour la simulation avec le générateur DSRFG-MS sont importantes.

Afin d'obtenir plus de détails sur les autres faces, nous avons tracé le coefficient de l'écart-type de pression sur le périmètre de la tour à la hauteur $z = H_{ref}$ et sur la section centrale $y = 0$ (*Fig.* 6.22). Nous pouvons donc observer que : (1) la fluctuation de pression sur les faces latérales (principalement induite par les zones de décollement) est bien reproduite par les deux générateurs ; (2) une sous-estimation de la fluctuation de pression existe pour la face

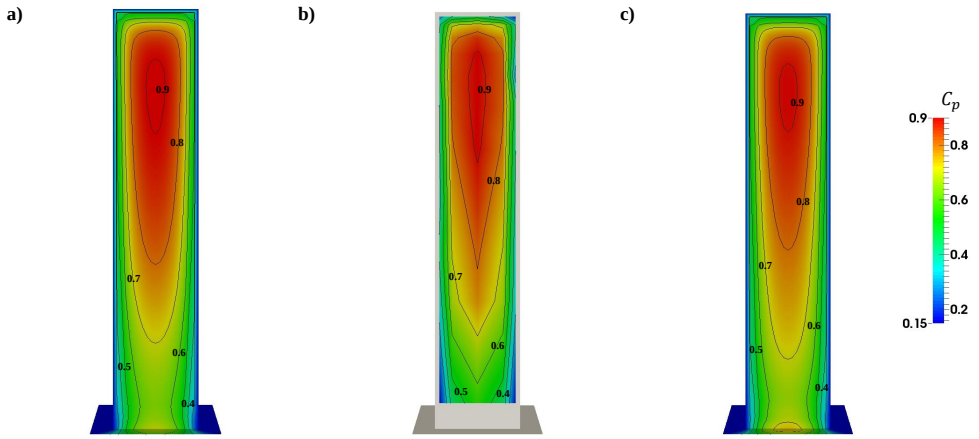

FIGURE 6.18 – Coefficient de pression moyenne sur la face amont de la tour : a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS

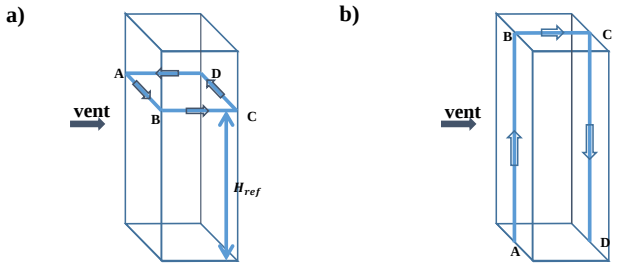

FIGURE 6.19 – Schéma du positionnement des points dans les deux cas d'étude : a) sur le périmètre de la tour à la hauteur $z = H_{ref}$, b) sur la section centrale $y = 0$

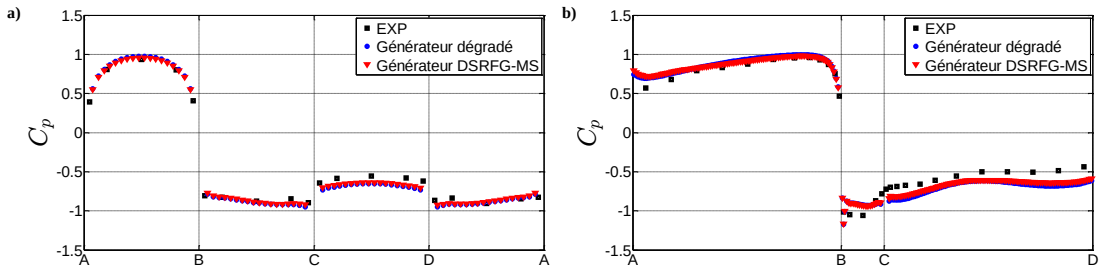

FIGURE 6.20 – Coefficient de pression moyenne : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19a, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19b

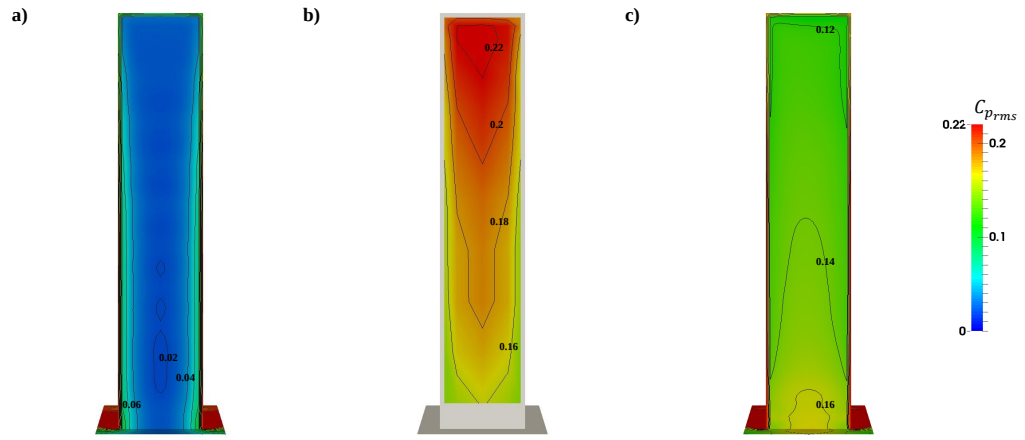

FIGURE 6.21 – Coefficient de l'écart-type de pression sur le plan en face : a) générateur dégradé, b) soufflerie, c) générateur DSRFG-MS

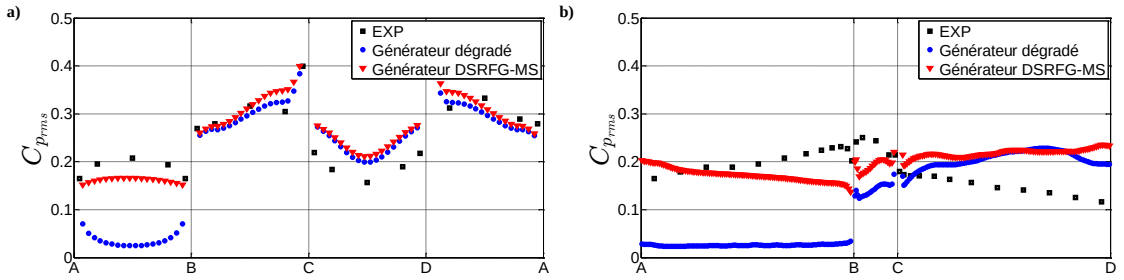

FIGURE 6.22 – Coefficient de l'écart-type de pression : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la *Fig.* 6.19*a*, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la *Fig.* 6.19*b*

avant et le toit de la tour par les deux générateurs. Cependant, la performance du générateur DSRFG-MS est meilleure que celle du générateur dégradé car le coefficient de l'écart-type de pression est sensible au taux de turbulence de l'écoulement en amont : le décalage en moyenne pour le générateur DSRFG-MS est $\sim 10\%$ alors qu'il est $\sim 85\%$ pour le générateur dégradé sur la face amont de la tour ; (3) la fluctuation de pression sur la face arrière est surestimée par les deux générateurs.

Ces derniers résultats sont très encourageants, particulièrement pour la simulation avec le générateur DSRFG-MS. Nous pouvons d'abord observer que les simulations avec les deux générateurs ont des performances équivalentes pour les faces latérales et la face arrière. L'amélioration de la performance grâce au générateur DSRFG-MS a lieu sur la face amont et le toit de la tour.

L'objectif principal de la thèse est d'estimer la capacité du calcul numérique à reproduire la pression de pointe sur la surface du bâtiment. Les résultats sont présentés sur les $Fig.6.23$ et $Fig.6.24$.

La $Fig.$ 6.23 présente le coefficient de pression minimum sur le périmètre de la tour à la hauteur $z = H_{ref}$ et sur la section centrale $y = 0$. Le coefficient de pression minimum sur la face avant est bien estimé par le générateur DSRFG-MS mais surestimé par le générateur dégradé. Pour les faces latérales et la face arrière (qui sont largement influencées par la recirculation dans le sillage), les deux générateurs ont les mêmes performances : une surestimation du coefficient de pression minimum (négatif) est observée pour les faces latérales et une bonne estimation est observée pour la face arrière ($Fig.$ 6.23). La surestimation existe aussi pour le toit de la tour, mais la performance du générateur DSRFG-MS est un peu meilleure que celle du générateur dégradé : le décalage en moyenne pour le générateur DSRFG-MS est $\sim 30\%$ alors qu'il est $\sim 40\%$ pour le générateur dégradé ($Fig.$ 6.23b).

La $Fig.6.24$ présente le coefficient de pression maximum sur le périmètre de la tour à la hauteur $z = H_{ref}$ et sur la section centrale $y = 0$. Le coefficient de pression maximum sur la face avant est sous-estimé par les deux générateurs mais la performance du générateur DSRFG-MS est bien meilleure que celle du générateur dégradé : le décalage en moyenne pour le générateur DSRFG-MS est $\sim 20\%$ alors qu'il est $\sim 45\%$ pour le générateur dégradé. Pour les faces latérales et la face arrière, le coefficient de pression maximum est bien estimé par les deux générateurs. Sur le toit de la tour, le coefficient de pression maximum est faiblement sous-estimé par les deux générateurs mais le décalage proche du point C (le coin de la maquette) est important.

La Table 6.1 présente les coefficients des efforts globaux (F_x, F_y, F_z) et les écart-types de coefficients des efforts globaux (σF_x, σF_y, σF_z) pour les 3 cas. Nous pouvons d'abord observer que les résultats LES avec le générateur DSRFG-MS sont globalement meilleurs que ceux avec le générateur dégradé, ceci est particulièrement évident pour les écart-types de coefficients des efforts globaux. Nous avons aussi trouvé que les résultats numériques de F_y sont quasi nuls, ce qui nous confirme que l'incidence de l'écoulement est mieux contrôlée dans les simulations numériques qu'en soufflerie. Le décalage que nous avons trouvé ici pour les

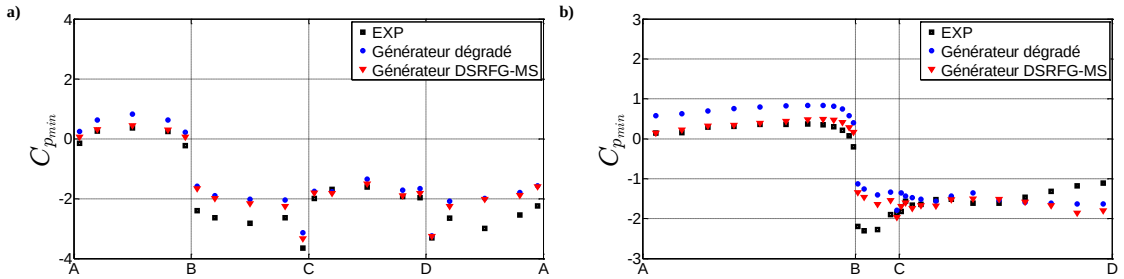

FIGURE 6.23 – Coefficient de pression minimum : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19a, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19b

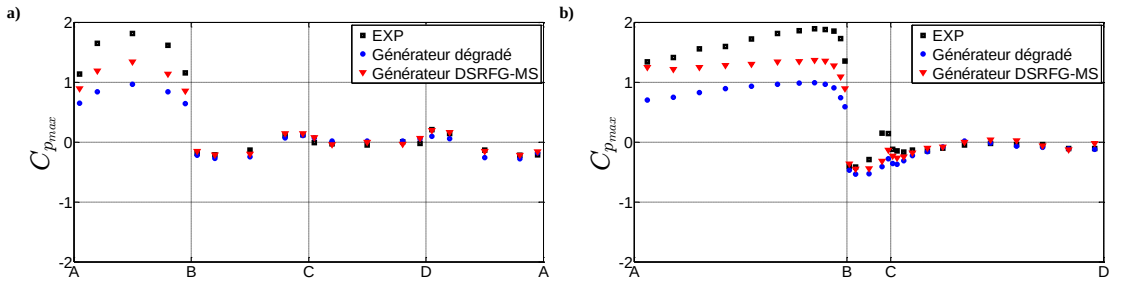

FIGURE 6.24 – Coefficient de pression maximum : a) à la hauteur $z = H_{ref}$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19a, b) la section centrale $y = 0$, les points A, B, C et D sont présentés sur la $Fig.$ 6.19b

	F_x	F_y	F_z	σF_x	σF_y	σF_z
EXP	0.0636	0.0013	-0.0187	0.0114	0.0177	0.0025
Générateur dégradé	0.0719	-1.2×10^{-4}	-0.0153	0.0048	0.0236	0.0016
Générateur DSRFG-MS	0.0702	-8.5×10^{-5}	-0.0149	0.0096	0.0206	0.0021

TABLE 6.1 – Coefficients des efforts globaux et écart-types de coefficients des efforts globaux

écart-types de coefficients des efforts globaux correspond bien à ce que nous avons observé ($Fig.$ 6.22) : l'amélioration dans les directions longitudinale et verticale est plus importante que dans la direction latérale.

6.2.3 Analyse spectrale

La simulation instationnaire LES nous donne aussi la possibilité de comparer les spectres des efforts globaux et de la pression locale. Une comparaison pour les spectres des efforts globaux est réalisée entre les simulations numériques et l'essai en soufflerie ($Fig.$6.25). Le fort pic spectral pour l'effort latéral au nombre de Strouhal $St = \frac{fD}{\overline{U}_{ref}} \sim 0.11$ est reproduit par les deux approches numériques ($Fig.$6.25b). Cependant, la valeur maximum est surestimée : le décalage pour le générateur DSRFG-MS est $\sim 60\%$ alors qu'il est $\sim 170\%$ pour le générateur dégradé. Le spectre de l'effort vertical est correctement reproduit par les simulations avec les deux générateurs ($Fig.$6.25c). Concernant le spectre de l'effort longitudinal : il est correctement reproduit par la simulation avec le générateur DSRFG-MS, mais un autre pic spectral de l'effort longitudinal à une fréquence plus grande (à $St = 0.2$) est observé pour la simulation avec le générateur dégradé, qui n'existe pas dans les données expérimentales ($Fig.$6.25a).

Les spectres de pression locale pour les prises disposées sur la face avant à la hauteur $z = H_{ref}$ sont présentés sur la $Fig.$6.26. Nous pouvons observer que les spectres de pression locale calculés à partir de la simulation avec le générateur dégradé ne respectent pas les spectres de l'essai en soufflerie. La surestimation de l'énergie spectrale au point $P3$ ($Fig.$6.26c) pour des fréquences adimensionnées de 0.1 à 0.3 peut expliquer le pic spectral de l'effort longitudinal ($Fig.$6.25a). En revanche, la simulation avec le générateur DSRFG-MS a correctement estimé les spectres de pression locale sur la face amont de la tour. Un pic spectral est observé pour

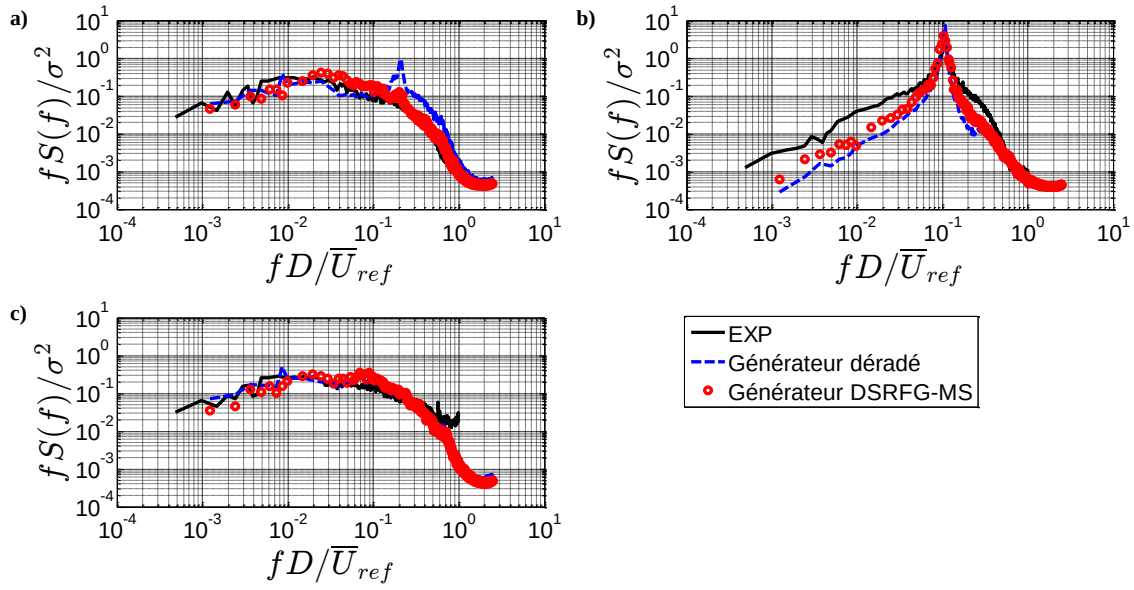

FIGURE 6.25 – Spectres des efforts globaux en trois directions : a) direction longitudinale, b) direction latérale, c) direction verticale

les pressions locales (les points $P1$ et $P5$) au nombre de Strouhal $St \sim 0.11$, mais il a disparu après le processus d'intégration dans le spectre de l'effort longitudinal (simulations numériques et essai en soufflerie), cela sera expliqué dans la suite.

Les spectres de pression locale pour les prises sur la face latérale à la hauteur $z = H_{ref}$ sont présentés sur la $Fig.6.27$. Comme nous l'avons évoqué précédemment, les faces latérales sont largement influencées par la recirculation dans le sillage qui peut être correctement reproduite par les simulations avec les deux générateurs. Les spectres de pression locale pour les prises de la face latérale sont donc correctement estimés par les approches numériques. Le fort pic au nombre de Strouhal $St \sim 0.11$ est proprement reproduit par les deux simulation. Cependant, la valeur maximum est surestimée : le décalage pour le générateur DSRFG-MS est ~ 1.3 alors qu'il est ~ 3.8 pour le générateur dégradé. Ces résultats ont une bonne correspondance aux ceux observés sur la $Fig.6.25b$. Nous observons aussi que la valeur maximum diminue à l'angle arrière de la face BC pour les points 9 et 10, plus nettement pour le point 10. Cette perte de l'énergie a été compensée par un pic plus petit à une plus haute fréquence $St = 0.3$ comme montré par $Fig.6.27d$ et $Fig.6.27e$.

La cohérence spectrale entre les différents points sur la face avant de la tour a été calculée

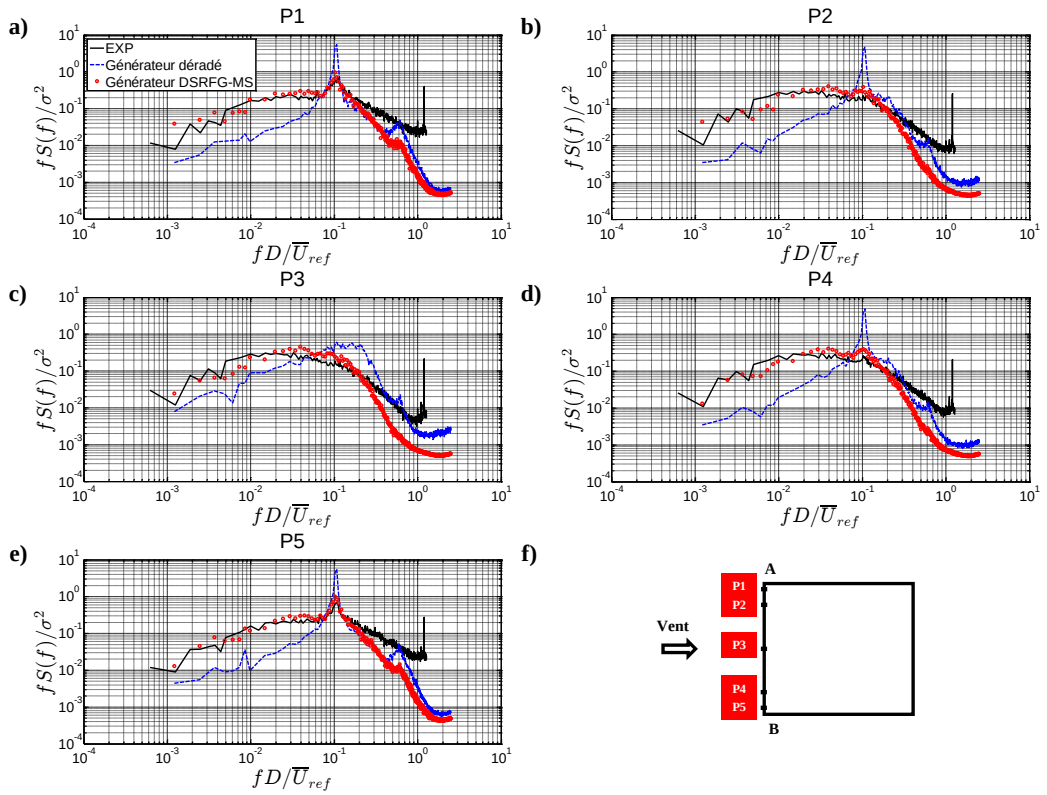

FIGURE 6.26 – Spectres des pressions locales pour 5 points sur la face avant à la hauteur $z = H_{ref}$

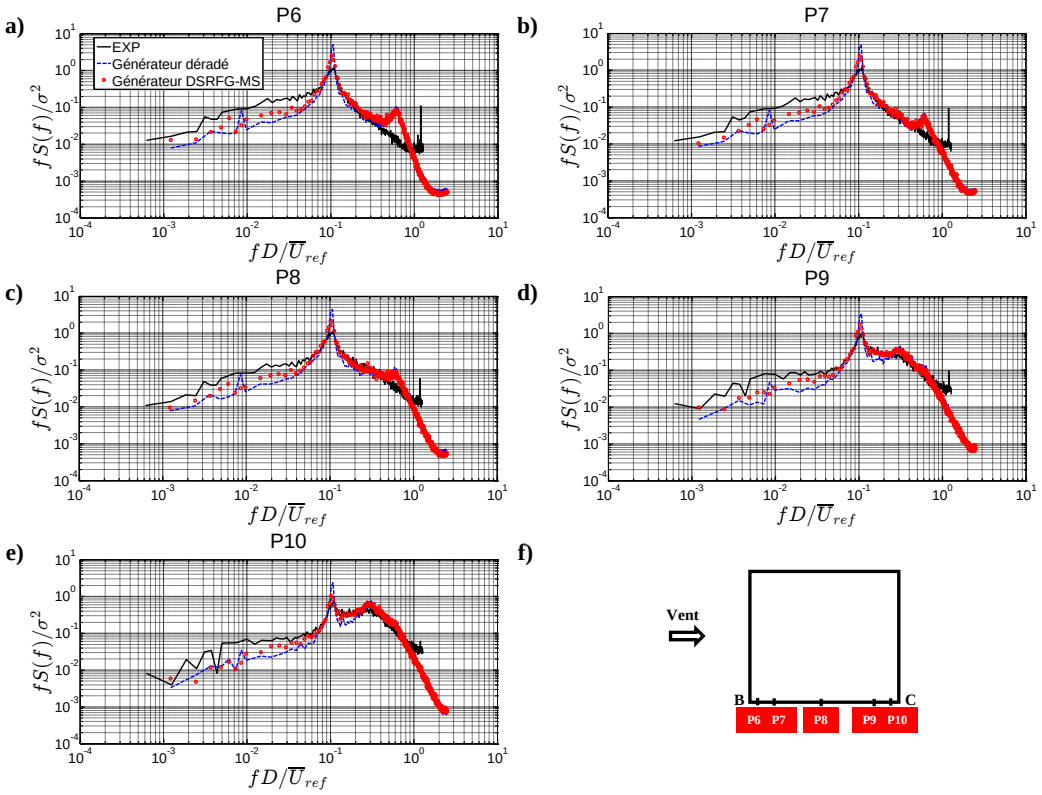

FIGURE 6.27 – Spectres des pressions locales pour 5 points sur la face latérale à la hauteur $z = H_{ref}$

pour les 3 cas ($Fig.6.28$). Une forte cohérence ($\sim 0,95$) entre deux points sur le même côté de la face avant (points $P4$ et $P5$) est mesurée par les données expérimentales. Ce phénomène est correctement reproduit par la simulation avec le générateur DSRFG-MS, mais une perte de la cohérence ($\sim 0,15$) est observé pour la simulation avec le générateur dégradé ($Fig.6.28a$). Le niveau de cohérence au nombre de Strouhal $St \sim 0.11$ tombe à $0,65$ pour les points ($P1$ et $P5$) aux coins opposés de la face avant ($Fig.$ 6.28b). Même si la recirculation de sillage dans les deux côtés d'une tour de section carrée est connue pour être bien synchronisée, la perte nette de la cohérence peut être le résultat de la structure de l'écoulement incident : la tour étant immergée dans une couche limite atmosphérique épaisse, les structures énergétiques de l'écoulement amont peuvent perturber la séparation de l'écoulement aux coins de la face avant de la tour. Cette perte de cohérence peut donc réduire ou faire disparaître, par un processus d'intégration, le pic spectral dans l'effort longitudinal (Sheng et al., 2015). Ce phénomène est reproduit par le générateur DSRFG-MS car l'écoulement en amont est assez turbulent et typique de la couche limite atmosphérique ($Fig.$ 5.9 $-$ $Fig.$ 5.14). En revanche, cette cohérence reste à un niveau élevé ~ 0.95 pour le générateur dégradé car l'écoulement créé en amont n'est pas assez perturbé ($Fig.$ 6.28b). Après l'analyse de la cohérence spectrale entre différents emplacements de prises de pression, la perte du pic spectral pour l'effort longitudinal ($Fig.6.25$ - $Fig.6.26$) peut être expliquée par la perte de cohérence de phase entre les signaux de pression sur ces côtés.

La cohérence spectrale entre les différents points sur le même côté de la tour est également présentée ($Fig.6.29$). Une forte cohérence au nombre de Strouhal $St \sim 0.11$ est observée entre le point $P5$ et les points $P6$ et $P10$, ce qui confirme que ces emplacements de mesure de pression sont sous l'influence de la même couche de cisaillement. Puisque l'écoulement en soufflerie est plus perturbé (car il existe une perte de l'énergie turbulente dans une simulation LES comme déjà discuté dans §5.4), il est donc raisonnable qu'il y ait une plus faible cohérence entre les prises 6 et 5 en soufflerie que dans les simulations numériques.

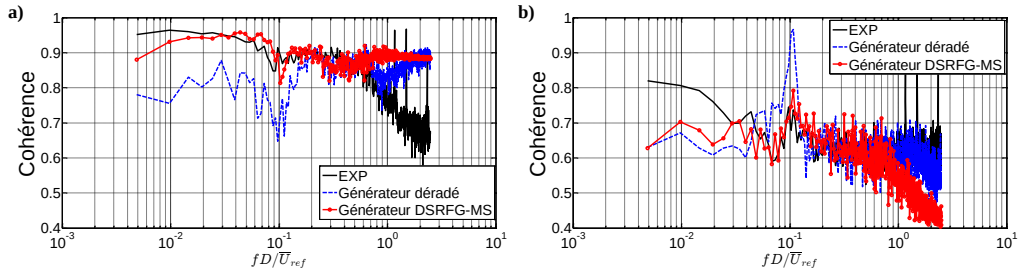

FIGURE 6.28 – Cohérence entre deux prises de pression : a) points 5 et 4, b) points 5 et 1

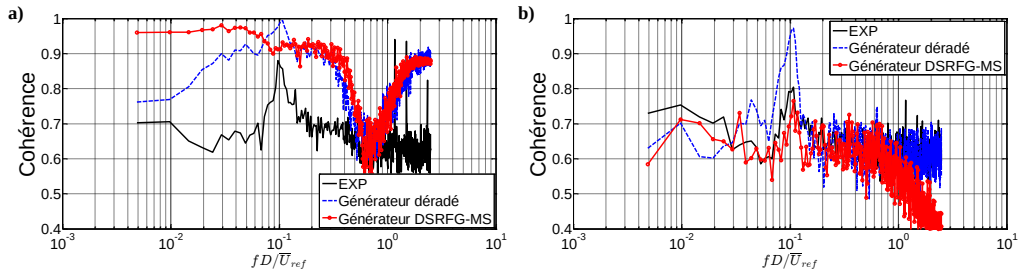

FIGURE 6.29 – Cohérence entre deux prises de pression : a) points 5 et 6, b) points 5 et 10

6.3 Conclusions

Les charges de vent sur une grande tour sont étudiées numériquement par la CFD (sous OpenFOAM). Deux simulations LES sont réalisées : l'une avec le générateur dégradé et l'autre avec le générateur DSRFG-MS. Grâce aux essais menés en soufflerie, qui ont déjà servi pour la construction du générateur DSRFG-MS, nous pouvons comparer les résultats numériques et expérimentaux pour différentes quantités.

Une vision $2D$ du sillage (par le profil de vitesse moyenne) indique que : l'écoulement moyen, les zones de recirculation et les deux tourbillons contra-rotatifs dans le sillage sont bien reproduits par les simulations numériques, ce qui est la condition nécessaire pour estimer le coefficient de pression moyenne sur la surface de la tour.

Les profils des caractéristiques statistiques du vent dans le sillage sont tracés et comparés, ce qui nous montre que l'écoulement en amont n'influence pas seulement les zones hors du sillage mais aussi le sillage derrière la tour.

Des comparaisons pour le coefficient de l'écart-type de pression, le coefficient de pression

minimum et le coefficient de pression maximum sont aussi réalisées : (1) les deux générateurs ont une performance similaire pour les faces latérales, le toit de la tour et la face arrière ; (2) le générateur DSRFG-MS fonctionne mieux que le générateur dégradé pour la face avant de la tour. Cela montre l'influence et l'importance du respect de la structuration de l'écoulement pour la prédiction des charges dynamiques.

Les spectres des efforts globaux, de la pression locale et la cohérence entre les différentes prises de pression sont aussi calculés et comparés aux données expérimentales. Une analyse des caractéristiques spectrales des différentes mesures a montré la présence d'un pic marqué à un nombre de Strouhal $St \sim 0.11$ seulement pour l'effort latéral alors qu'elle était présente dans les spectres de pression locale à la face avant de la tour. Sur la base de l'analyse de la cohérence spectrale entre différents emplacements de prises de pression, la perte de ce pic spectral pour l'effort longitudinal est attribuée à la perte de cohérence de phase entre les signaux de pression sur ces côtés.

Un générateur dégradé est donc suffisant pour une étude qui se concentre sur les charges statiques de vent sur les bâtiments. Pour accéder correctement aux charges dynamiques de vent (l'écart-type de pression, la pression pointe, les spectres de pression et la cohérence) sur les bâtiments, particulièrement pour la face avant du bâtiment, un générateur complet (comme le générateur DSRFG-MS) est nécessaire.

Chapitre 7

Conclusions générales et perspectives

L'objectif principal de la thèse est d'appliquer la méthode LES pour reproduire les charges de vent sur une grande tour, nous nous sommes donc attaché à exploiter la complémentarité des essais en soufflerie et des outils numériques. Le travail a consisté en : (1) la réalisation d'un essai en soufflerie qui assiste la simulation numérique et donne une base de données expérimentales ; (2) la proposition et l'implémentation des modèles LES, c'est-à-dire le modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique choisi pour traiter les effets des petites échelles en LES et (3) la génération des conditions amont basée sur le modèle de Huang et al. (2010b) et la procédure de Kim et al. (2013) pour les simulations numériques.

7.1 Conclusions générales

La réalisation de cette étude consiste en deux phases essentielles : une phase de mesure en soufflerie et une phase de simulation numérique.

7.1.1 Phase de mesure en soufflerie

— Un essai en soufflerie pour les charges de vent sur un grand bâtiment dans un écoulement faiblement rugueux ($z_0 = 0.02m$ en vraie grandeur) a été réalisé. La documentation complète de l'écoulement a été effectuée afin de servir les simulations numériques. Différentes mesures des charges de vent nous ont donné la possibilité de valider les

modèles numériques.

7.1.2 Phase de simulation numérique

— Les configurations numériques telles que le modèle de sous-maille dynamique (avec un processus de moyenne locale), les conditions aux limites de paroi, les schémas numériques et la définition du maillage sont proposées et validées sous OpenFOAM.

— Le générateur DSRFG-MS qui respecte de nombreuses caractéristiques statistiques (la vitesse moyenne, les intensités turbulentes, les spectres longitudinaux et les échelles de longueur intégrale) et la condition de divergence-nulle est proposé dans la thèse. Ce générateur est implémenté sous OpenFOAM.

— Le générateur dégradé qui respecte la vitesse moyenne, les intensités turbulentes et la condition de divergence-nulle est aussi proposé afin de créer une base de données numériques pour quantifier l'apport du générateur DSRFG-MS.

— La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux est réalisée. Elle montre que : (1) un générateur dégradé est suffisant pour une étude qui se limite aux charges statiques de vent sur les bâtiments ; (2) un générateur complet (comme le générateur DSRFG-MS) est nécessaire pour accéder correctement aux charges dynamiques de vent (l'écart-type de pression, la pression pointe, les spectres de pression et la cohérence) sur les bâtiments, particulièrement pour la face avant du bâtiment.

7.2 Perspectives

L'évaluation des charges de vent sur les structures par l'utilisation de la LES est toujours un défi à relever, notamment pour les bâtiments particulièrement élevés dans la couche limite atmosphérique. Néanmoins l'amélioration du modèle numérique et l'augmentation de la capacité de calcul feront de la LES un outil standard pour l'étude des fluides turbulents dans un futur proche.

La recherche suivante pourrait être considérée comme une extension directe du travail présent :

1. Amélioration du modèle de sous-maille : Le modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique (avec un processus de moyenne locale) a été utilisé dans la thèse présente. Ce modèle est globalement satisfaisant mais sa performance est limitée dans les zones où la contribution des petites échelles est importante comme évoqué dans §4.4. Dans les recherches suivantes, nous pouvons comparer les différents modèles de sous-maille dynamiques afin de tester leur capacité de reproduction de l'écoulement dans ces zones complexes.

2. Validation des paramètres de corrélation du générateur : Le générateur DRSFG-MS a été proposé pour la simulation LES à l'aide de la documentation complète de l'écoulement dans l'essai en soufflerie. Les paramètres θ_i^y et θ_i^z sont définis pour que le générateur respecte bien les échelles de longueur intégrale de l'écoulement. Mais nous n'avons pas encore confirmé si la définition pour les paramètres θ_i^y et θ_i^z est applicable pour les autres cas d'étude. Une future étape est donc d'appliquer ce générateur à un autre cas d'étude avec un terrain caractérisé par une longueur de rugosité différente et un écoulement possédant des caractéristiques statistiques différentes afin de vérifier l'applicabilité du générateur DRSFG-MS à d'autres configurations.

3. Tests de la sensibilité des paramètres du générateur : Les résultats de la simulation LES avec le générateur DSRFG-MS ont été comparés aux données expérimentales de soufflerie et aux résultats numériques avec le générateur dégradé dans le chapitre 6. Il ont montré qu'un générateur complet (comme le générateur DSRFG-MS) est nécessaire pour accéder correctement aux charges dynamiques de vent sur les bâtiments. Dans les recherches suivantes, nous pouvons créer différents générateurs dégradés en respectant différentes caractéristiques statistiques de l'écoulement. En comparant les résultats numériques créés par ces différents générateurs dégradés, nous pouvons tester la sensibilité des différentes caractéristiques statistiques de l'écoulement respectées dans le générateur sur la reproduction des charges de vent sur les bâtiments.

4. Comparaison entre différentes méthodes synthétiques : Une comparaison a été réalisée entre le générateur DSRFG-MS et le générateur dégradé dans cette thèse et a mon-

tré les avantages du générateur DSRFG-MS. Une comparaison entre différentes générateurs complets qui respectent certaines caractéristiques statistiques de l'écoulement (comme les méthodes proposées par Klein et al., 2003 ou Jarrin et al., 2006) pourrait aussi être intéressant dans les recherches futures.

5. Amélioration du générateur DSRFG-MS : Comme évoqué dans §5.4, le générateur DSRFG-MS ne respecte pas les contraintes de cisaillement turbulents. Ce sont des quantités qui décrivent la production de turbulence dans l'écoulement. Les recherches futures pourront se concentrer sur l'amélioration du générateur DSRFG-MS en respectant les cisaillements turbulents de l'écoulement.

6. Application de la méthode numérique : Une méthode LES en utilisant le modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique (avec un processus de moyenne locale) et le générateur DSRFG-MS a été appliquée et validée pour l'étude des charges de vent sur un bâtiment de grande hauteur. Nous pouvons aussi appliquer cette méthode LES pour les autres domaines d'étude, comme dans le domaine d'industrie automobile (les effets de vent sur les véhicules), le domaine aéronautique et le domaine de l'énergie éolienne (la simulation des parcs éoliens).

Bibliographie

Aboshosha, H., Elshaer, A., Bitsuamlak, G., Damatty, A., 2015. Consistent inflow turbulence generator for LES evaluation of wind-induced reponses for tall buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 142, 198–216.

Aider, J., Danet, A., 2006. Large-eddy simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow. Comptes Rendus Mecanique 334, 447453.

Aider, J., Danet, A., Lesieur, M., 2005. Large eddy simulation applied to study the influence of upstream conditions on the time-dependant and averaged characteristics of a backward-facing step flow. Journal of Turbulence 0, 1–35.

AIJ, 2004. Recommendations for loads on buildings. Architectural Institute of Japan.

ASCE, 1995. ASCE Standard, ASCE7-95 : Minimum Design Loads for Buildings and Other Structures. American Society of Civil Engineers.

Bearman, P., Trueman, D., 1967. An investigation of the flow around rectangular cylinders. Journal of Fluid Mechanics 28, 625–841.

Bitsuamlak, G., Stathopoulos, T., ASCE, F., Bédard, C., 2004. Numerical evaluation of wind flow over complex terrain : Review. Journal of Aerospace Engineering 17, 135–145.

Bosch, G., Kappler, M., Roll, W., 1996. Experiments on the flow past a square cylinder placed near a wall. Experimental Thermal and Fluid Science 13, 292–305.

Braun, A., Awruch, A., 2009. Aerodynamic and aeroelastic analyses on the CAARC standard tall building model using numerical simulation. Computers and Structures 87, 564–581.

Calmet, I., 1995. Analyse par simulation des grandes échelles des mouvements turbulents et du transfert de masse sous une interface plane. Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse.

Calmet, I., Magnaudet, J., 1997. Large-eddy simulation of high-schmidt number mass transfer in a turbulent channel flow. Physics of Fluids 9, 438–455.

Caracoglia, L., Jones, N., 2009. Analysis of full-scale wind and pressure measurements on a low-rise building. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97, 157–173.

Castro, H., Paz, R., Sonzogni, V., 2011. Generation of turbulent inlet velocity conditions for large eddy simulations. Mecánica Computacional, 2275–2288.

Castro, I., Cheng, H., Reynolds, R., 2006. Turbulence over urban-type roughess : deductions from wind-tunnel measurements. Boundary-Layer Meteorology 118, 109–131.

Chen, F., Li, Q., Wu, J., Fu, J., 2011. Wind effects on a long-span beam string roof structure : Wind tunnel test, field measurement and numerical analysis. Journal of Constructional 67, 1591–1604.

Cheng, H., Castro, I., 2002. Near wall flow over urban-like rough flow. Boundary-Layer Meteorology 104, 229–259.

Cheng, W., Porté-Agel, F., 2013. Evaluation of subgrid-scale models in large-eddy simulation of flow past a two-dimensional block. International Journal of Heat and Fluid Flow 44, 301–311.

Choi, C., Kwon, D., 2000. Determination of the Strouhal number based on the aerodynamic behavior of rectangular cylinders. Wind and Structures 3, 209–220.

Chumakov, S., 2005. Subgrid models for large eddy simulation : Scalar flux, scalar dissipation and energy dissipation. Ph.D. thesis, University of Wisconsin-Madison.

Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T., Belcher, S., 2007. Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness. Journal of Fluid Mechanics 589, 375–409.

Coceal, O., Thomas, T., Castro, I., Belcher, S., 2006. Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. Boundary-Layer Meteorol 121, 491–519.

Cremona, C., Foucriat, J., 2002. Comportement au vent des ponts. Presses de l'école national des ponts et chaussées, Paris.

CSTB, 1995. Traité de Physique du Batiment, tome 1 : Connaissances de base. CSTB.

Cui, W., Caracoglia, L., 2016. Physics-based method for the removal of spurious resonant frequencies in high-frequency force balance tests. Journal of Structural Engineering 142, 1–7.

Dagnew, A., Bitsuamlak, G., 2009. Computational evaluation of wind pressures on tall buildings. 11th Americas Conference on Wind Engineering.

Dagnew, A., Bitsuamlak, G., 2010. LES evaluation of wind pressures on a standard tall building with and without a neighboring building. The Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering.

Dagnew, A., Bitsuamlak, G., 2014. Computational evaluation of wind loads on a standard tall building using LES. Wind and Structures 18, 567–598.

Davenport, A., 1961a. The application of statistical concepts to the wind loading of structures. Proceedings of Civil Enginneering 19, 499–472.

Davenport, A., 1961b. The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds. J. Royal Meterol. Soc. 87, 194–211.

Ehrhard, J., Moussiopoulos, N., 2000. On a new nonlinear turbulence model for simulating flows around building-shaped structures. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 88, 91–99.

ESDU[74030], 2005. Characteristics of atmospheric turbulence near the ground, Part1 : definitions and general information. ESDU International.

Eurocode, 2005. Eurocode 1 : Actions sur les structures - Partie 1-4. European Committee for Standardization.

Ferziger, J., Peric, M., 2002. Computational methods for fluid dynamics. Springer, New York.

George, W., Davidson, L., 2004. Role of initial conditions in establishing asymptotic flow behavior. AIAA Journal 42, 438–446.

Germano, M., 1986. A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in the filtered navier-stokes equations. Physics of Fluids 29, 2323–2324.

Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W., 1991. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. Physics of Fluids 3, 1760–1765.

Ghosal, S., Lund, T., Moin, P., Akselvoll, K., 1995. A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. Journal Fluid Mechanics 286, 229–255.

Goliger, A., Milford, R., 1988. Sensitivity of the CAARC standard building model to geometric scale and turbulence. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 31, 105–123.

Gomes, M., Rodrigues, A., Mendes, P., 2005. Experimental and numerical study of wind pressures on irregular-plan shapes. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 93, 741–756.

Gu, M., November 2009. Study on wind loads and responses of tall buildings and structures. The Seventh Asia-Pacific Conference on Wind Engineering.

Gu, M., Quan, Y., 2004. Across-wind loads of typical tall buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92, 1147–1165.

Hanson, T., Smith, F., Summers, D., Wilson, C., 1982. Computer simulation of wind flow around buildings. Computer aided design 14, 27–31.

Hassan, M., Bourgeois, J., Martinuzzi, R., 2015. Boundary layer effect on the vortex shedding of wall-mounted rectangular cylinder. Experiments in Fluids 56, 1–19.

Holscher, N., Niemann, H., 1998. Towards quality assurance for wind tunnel tests : A comparative testing program of the Windtechnologische Gesellschaft. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74-76, 599–608.

Huang, G., Chen, X., 2007a. Wind load effects and equivalent static wind loads of tall buildings based on synchronous pressure measurements. Engineering Structures 29, 2641–2653.

Huang, S., Li, Q., 2010a. Large eddy simulation of wind effects on a super-tall building. Wind and Structures 13, 557–580.

Huang, S., Li, Q., Wu, J., 2010b. A general inflow turbulence generator for large eddy simulation. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 98, 600–617.

Huang, S., Li, Q., Xu, S., 2007b. Numerical evaluation of wind effects on a tall steel building by CFD. Journal of constructional steel research 63, 612–627.

Irwin, P., 2008. Bluff body aerodynamics in wind engineering. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96, 701–712.

Irwin, P., 2009. Wind engineering challenges of the new generation of super-tall buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97, 328–334.

Issa, R., 1984. Solution of the implicitly discritised fluid flow equations by operator-splitting. Journal of Compurational Physics 62, 40–65.

Jarrin, N., 2008. Synthetic inflow boundary conditions for the numerical simulation of turbulence. Ph.D. thesis, The University of Manchester, Manchester.

Jarrin, N., Benhamadouche, S., Laurence, D., Prosser, R., 2006. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. International Journal of Heat and Fluid Flow 27, 585593.

Jensen, M., 1958. The model-law for phenomena in the natural wind. Ingenioren 2, 121–128.

Kareem, A., Zhou, Y., 2003. Gust loading factor-past, present and future. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91, 1301–1328.

Kawai, H., 1998. Effect of corner modifications on aeroelastic instabilities of tall buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74-76, 719–729.

Keating, A., Piomelli, U., Balaras, E., Kaltenbach, H., 2004. A priori and a posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation. Physics of Fluids 16, 4696–4712.

Kim, Y., Castro, I., Xie, Z., 2013. Divergence-free turbulence inflow conditions for large-eddy simulations with incompressible flow solvers. Computers & Fluids 84, 56–68.

Klein, M., Sadiki, A., Janicka, J., 2003. A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. Journal of Computational Physics 186, 652–665.

Knisely, C., 1990. Strouhal numbers of rectangular cylinders at incidence : A review and new data. Journal of Fluids and Structures 4, 371–393.

Kraichnan, R., 1970. Diffusion by a random velocity field. Physics of Fluids 13, 22–31.

Kristensen, L., Panofsky, H., Smith, S., 1981. Lateral coherence of longitudinal wind components in strong winds. Boundary-Layer Meteorology 21, 199–205.

Lam, K., Leung, M., Zhao, J., 2008. Interference effects on wind loading of a row of closely spaced tall buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96, 562–583.

Lam, K., Zhao, J., Leung, M., 2011. Wind-induced loading and dynamic responses of a row of tall buildings under strong interference. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 99, 573–583.

Lee, S., Lele, S., Moin, P., 1992. Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow. Physics of Fluids 4, 1521–1530.

Leonard, A., 1974. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. Advances in Geophysics 18, 237–248.

Li, Q., Fu, J., Xiao, Y., Li, Z., Ni, Z., Xie, Z., Gu, M., 2006. Wind tunnel and full-scale study of wind effects on China's tallest building. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 28, 1745–1758.

Li, Q., Wu, J., Liang, S., Xiao, Y., Wong, C., 2004a. Full-scale measurements and numerical evaluation of wind-induced vibration of a 63-story reinforced concrete tall building. Engineering Structures 26, 1779–1794.

Li, Q., Xiao, Y., Wong, C., 2005. Full-scale monitoring of typhoon effects on super tall buildings. Journal of fluids and structures 20, 697–717.

Li, Q., Xiao, Y., Wong, C., Jeary, A., 2004b. Field measurements of typhoon effects on a super tall building. Engineering Structures 26, 233–244.

Li, Q., Y.Xiao, Fu, J., Li, Z., 2007. Full-scale measurements of wind effects on the Jin Mao building. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 95, 445–466.

Lilly, D., 1991. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. Physics of Fluids 4, 633–635.

Lim, H., Thomas, T., Castro, I., 2009. Flow around a cube in a turbulent boundary layer les and experiment. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 97, 96–109.

Lu, C., Li, Q., Huang, S., Chen, F., Fu, X., 2012. Large eddy simulation of wind effects on a long-span complex roof structure. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 100, 1–18.

Lubcke, H., Schmidt, S., Rung, T., Thiele, F., 2001. Comparison of LES and RANS in bluff-body flows. Journal of Wind engineering and industrial aerodynamics 89, 1471–1485.

Lund, T., Wu, X., Squires, K., 1998. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. Journal of Computational Physics 140, 233–258.

Melbourne, W., 1980. Comparison of measurements on the CAARC standard tall building model in simulated model with flows. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 6, 73–88.

Mendis, P., Ngo, T., Haritos, N., Hira, A., 2007. Wind loading on tall buildings. EJSE, 41–54.

Meneveau, C., Katz, J., 2000. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation.

Monin, A., Obukhov, A., 1954. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR 151, 163–187.

Mousaad, A., 2013. Pressure integration technique for predicting wind-induced response in high-rise buildings. Alexandria Engineering Journal 52, 717–731.

Murakami, S., Mochida, A., 1989. Three-dimensional numerical simulation of turbulent flow around buildings using the $k - \varepsilon$ turbulence model. Building and Environment 24, 51–64.

Murakami, S., Mochida, A., Hibi, K., 1987. Three-dimensional numerical simulation of air flow around a cubic model by means of large eddy simulation. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 25, 291–305.

Nakayama, A., Noda, H., 2000. LES simulation of flow around a bluff body fitted with a splitter plate. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 85, 85–96.

Nozawa, K., Tamura, T., 2002. Large eddy simulation of the flow around a low-rise building immersed in a rough-wall turbulent boundary layer. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 50, 1151–1162.

Obasaju, E., 1992. Measurement of forces and base overturning moments on the CAARC tall building model in a simulated atmospheric boundary layer. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 40, 103–126.

Okajima, A., 1982. Strouhal number of rectangular cylinders. Journal Fluid Mechanics 123, 379–398.

Okajima, A., 1990. Numerical simulation of flow around rectangular cylinders. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 33, 171–180.

OpenCFD, 2013. OpenFOAM User and Programmers Guide. OpenFOAM Foundation, OpenCFD Ltd.
URL `http://www.openfoam.com/`

Perret, L., Delville, J., Manceau, R., Bonnet, J., 2006. Generation of turbulent inflow conditions for large eddy simulation from stereoscopic PIV measurements. International Journal of Heat and Fluid Flow 27, 576–584.

Poletto, R., Revell, A., Craft, T., Jarrin, N., 2011. Divergence free synthetic eddy method for embedded les inflow boundary conditions. In : Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. Ottawa, Canada.

Popiolek, T., Awruch, A., Teixeira, P., 2006. Finite element analysis of laminar and turbulent flows using LES and subgrid-scale models. Applied Mathematical Modelling 30, 177–199.

Prasad, A., Koseff, J., 1988. Reynolds number and end-wall effects on a lid-driven cavity flow. Physics of Fluids 1, 208–218.

Ramesh, V., Vengadesan, S., Narasimhan, J., 2006. 3D unsteady RANS simulation of turbulent flow over bluff body by non-linear model. International Journal of Heat and Fluid Flow 16, 660–673.

Rodi, W., 1997. Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 69-71, 55–75.

Senthooran, S., Lee, D., Parameswaran, S., 2004. A computational model to calculate the flow-induced pressure fluctuations on buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 92, 1131–1145.

Sescu, A., Hixon, R., 2013. Toward low-noise synthetic turbulent inflow conditions for aeroacoustic calculations. International Journal for Numerical Methods in Fluids 73, 1001–1010.

Sheng, R., Perret, L., Demouge, F., Calmet, I., Courtine, S., Oliveira, F., 2015. Wind tunnel study of the flow around a wall-mounted square prism immersed in an atmospheric boun-

dary layer. PHYSMOD 2015 International Workshop on Physical Modeling of Flow and Dispersion Phenomena.

Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. Monthly Weather Review 91, 99–164.

Smirnov, A., Shi, S., Celik, I., 2001. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling. Journal of Fluids Engineering 123, 359–371.

Speziale, C., 1985. Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large-eddy simulation of turbulence. Journal of Fluid Mechanics 156, 55–62.

Stathopoulos, T., Zhou, Y., 1993. Numerical simulation of wind-induced pressures on buildings of various geometries. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 46&47, 419–430.

Stevens, R., graham, J., Meneveau, C., 2014. A concurrent precursor inflow method for large eddy simulations and applications to finite length wind farms. Renewable Energy 68, 46–50.

Stoesser, T., Mathey, F., Frohlich, J., Rodi, W., 2003. LES of flow over multiple cubes. ERCOFTAC Bulletin.

Suh, S., Roh, H., Kim, H., Lee, K., Kim, K., 1997. Application of computational techniques for studies of wind pressure coefficients around an odd-geometrical building. Journal of Wind Engineering 67&68, 659–670.

Summers, D., Hanson, T., Wilson, C., 1986. Validation of a computer simulation of wind flow over a building model. Building and Environment 21, 97–111.

Tabor, G., Baba-Ahmadi, M., 2010. Inlet conditions for large eddy simulation : A review. Computers & Fluids 39, 553–567.

Tabor, G., Baba-Ahmadi, M., Villiers, E., Weller, H., 2004. Construction of inlet conditions for LES of turbulent channel flow. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering.

Tamura, T., Miyagi, T., 1999. The effect of turbulence on aerodynamic forces on a square cylinder with various corner shapes. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 83, 135–145.

Tamura, T., Miyagi, T., Kitagishi, T., 1998. Numerical prediction of unsteady pressures on a square cylinder with various corner shapes. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74-76, 531–542.

Tamura, T., Nozawa, K., Kondo, K., 2008. AIJ guide for numerical prediction of wind loads on buildings. Journal of Wind Engineering 96, 1974–1984.

Tanaka, H., Lawen, N., 1986. Test of the CAARC standard tall building model with a length scale of 1 :1000. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 25, 15–29.

Thepmongkorn, S., Kwok, K., 2002a. Wind-induced responses of tall buildings experiencing complex motion. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90, 515–526.

Thepmongkorn, S., Wood, G., Kwok, K., 2002b. Interference effects on wind-induced coupled motion of a tall building. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90, 1807–1815.

Tominaga, Y., Mochida, A., Murakami, S., Sawaki, S., 2008. Comparison of various revised $k-\varepsilon$ models and LES applied to flow around a high-rise building model with 1 :1 :2 shape placed within the surface boundary layer. Journal of Wind Engineering 96, 389–411.

Uematsu, Y., Isyumov, N., 1999. Review : Wind pressures acting on low-rise buildings. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 82, 1–25.

Wan, F., Porté-Agel, F., Stoll, R., 2007. Evaluation of dynamic subgrid-scale models in large-eddy simulations of neutral turbulent flow over a two-dimensional sinusoidal hill. Atmospheric Environment 41, 2719–2728.

Watakabe, M., Ohashi, M., Okada, H., Okuda, Y., Kikitsu, H., Ito, S., Sasaki, Y., Yasui, K., Yoshikawa, K., Tonagi, M., 2002. Comparison of wind pressure measurements on tower-like

structure obtained from full-scale observation, wind tunnel test, and the CFD technology. Journal of Wind Engineering 90, 1817–1829.

Westerweel, J., 2000. Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry. Experiments in Fluids 19, 3–12.

Wolochuk, M., Plesniak, M., Braun, J., 1996. The effects of turbulence and unsteadiness on vortex shedding from sharp-edged bluff bodies. Journal of Fluids Engineering 188, 18–25.

Wright, N., Easom, G., 2003. Non-linear $k-\varepsilon$ turbulence model results for flow over a building at full-scale. Applied Mathematical Modelling 27, 1013–1033.

Xie, J., Irwin, P., 1998. Application of the force balance technique to a building complex. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 77&78, 579–590.

Xie, Z., Castro, I., 2006. LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall- mounted obstacles. Flow, Turbulence and Combustion 76, 291–312.

Xie, Z., Castro, I., 2008. Efficient generation of inflow conditions for large eddy simulation of street-scale flows. Flow, Turbulence and Combustion 81, 449–470.

Xie, Z., Coceal, O., Castro, I., 2009. Large-eddy simulation of flows over random urban-like obstacles. Boundary-Layer Meteorology 129, 1–23.

Zang, Y., Street, R., Koseff, J., 1993. A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics 5, 3186–3196.

Zhang, A., Gu, M., 2008. Wind tunnel tests and numerical simulations of wind pressures on buildings in staggered arrangement. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96, 2067–2079.

Zhang, Y., Habashi, W., Khurram, R., 2014a. Predicting wind-induced vibrations of high-rise buildings using unsteady cfd and modal analysis. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 136, 165–179.

Zhang, Y., Sarkar, P., Hu, H., 2014b. An experimental study on wind loads acting on a high-rise building model induced by microburst-like winds. Journal of Fluids and Structures 50, 547–564.

Zhou, Y., Gu, M., Xiang, H., 1997a. Alongwind static equivalent wind loads and responses of tall buildings. part i : Unfavorable distributions of static equivalent wind loads. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 79, 135–150.

Zhou, Y., Gu, M., Xiang, H., 1997b. Alongwind static equivalent wind loads and responses of tall buildings. part ii : Effects of mode shapes. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 79, 151–158.

Zhou, Y., Kareem, A., Gu, M., 2000. Equivalent static buffeting loads on structures. Journal of Structural Engineering 126, 989–992.