



HAL
open science

Étude expérimentale du sillage lointain des éoliennes à axe horizontal au moyen d'une modélisation simplifiée en couche limite atmosphérique

Guillaume Espana

► **To cite this version:**

Guillaume Espana. Étude expérimentale du sillage lointain des éoliennes à axe horizontal au moyen d'une modélisation simplifiée en couche limite atmosphérique. Energie électrique. Université d'Orléans, 2009. Français. NNT: . tel-00496915

HAL Id: tel-00496915

<https://theses.hal.science/tel-00496915>

Submitted on 1 Jul 2010

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.



UNIVERSITÉ D'ORLÉANS



ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Institut PRISME

THÈSE présentée par :

Guillaume ESPANA

soutenue le : 18 Décembre 2009

pour obtenir le grade de : Docteur de l'université d'Orléans

Discipline/ Spécialité : *Aérodynamique* - Mécanique des fluides - Combustion - Thermique

**ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU SILLAGE LOINTAIN DES
ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL AU MOYEN D'UNE
MODÉLISATION SIMPLIFIÉE EN COUCHE LIMITE
ATMOSPHERIQUE**

THÈSE DIRIGÉE PAR :

Philippe DEVINANT (Directeur de thèse)

Professeur, Université d'Orléans

Sandrine AUBRUN (Co-encadrante)

Maître de Conférences, Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

Christian MASSON

Professeur, ETS Montréal

Jeroen VAN BEECK

Professeur, VKI Bruxelles

JURY :

Sandrine AUBRUN

Maître de Conférences, Université d'Orléans

Jacques BORÉE (Président du jury)

Professeur, ENSMA Poitiers

Philippe DEVINANT

Professeur, Université d'Orléans

Éric DUPONT

Ingénieur-chercheur, EDF R&D

Christian MASSON

Professeur, ETS Montréal

Jeroen VAN BEECK

Professeur, VKI Bruxelles

Remerciements

En jetant un oeil à la dernière page de ce manuscrit, d'aucuns penseront que trois cents et quelques pages, c'est un peu long...

Alors, ne faudrait-il pas se restreindre au niveau des "remerciements" ? De par la liste des remerciements qu'il me tient à coeur de faire figurer ici, cet encart pourrait pourtant être un supplément non négligeable à la pagination totale de ce mémoire.

Tentons toutefois de ne pas s'étendre dans un verbiage inutile et ennuyeux, tout en se pliant à cet exercice difficile de la page des remerciements. Difficile, non pas dans l'expression de ma gratitude envers les personnes que j'ai pu rencontrer, mais surtout dans le fait de n'oublier personne. C'est pourquoi je remercie d'ores et déjà quiconque dont le nom n'apparaîtra pas dans les lignes qui suivent mais ayant eu un rôle, même éloigné, dans l'accomplissement de cette thèse. Ceux là se reconnaîtront.

Comme le veut la tradition, j'entamerai cette page en remerciant l'institut PRISME au sein duquel j'ai pu réaliser ces travaux de thèse dans les meilleures conditions. Je voudrais également remercier Philippe Devinant de m'avoir accepté dans son équipe et de m'avoir suivi au cours de ces trois années. De la même façon, ces premiers remerciements vont vers Christine Mounaïm-Rousselle, directrice de l'institut PRISME.

Je tiens également à citer les deux rapporteurs de cette thèse, Christian Masson et Jeroen Van Beeck, ainsi que les autres membres de jury, Jacques Borée et Eric Dupont, pour avoir accepté sans hésitation d'endosser le rôle qui leur était proposé, avec les contraintes que cela peut impliquer. Eric Dupont, accompagné de Laurent Laporte, est également directement impliqué dans la collaboration avec *EDF R&D*. A ce titre, et pour nos échanges fructueux, qu'ils trouvent en ces quelques lignes mes sincères remerciements.

Ma plus grande gratitude envers Sandrine Aubrun, "chef", pour son encadrement tout au long de cette thèse. Elle a su me laisser la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux (à moins que ce ne soit pour mieux gérer mon caractère !). On a souvent tendance à définir la qualité d'un encadrement par sa justesse technique (et ici scientifique). Si son oeil professionnel et critique a assurément réussi à jouer son rôle de fil directeur, ses qualités humaines ont également leur part de responsabilité dans l'accomplissement de ce travail. J'espère que cette thèse sera un remerciement suffisant au soutien et à la confiance dont elle a fait preuve à mon égard.

Un grand merci à Stéphane. Son expérience, ses fameux petits montages expérimentaux et sa légère maniaquerie en font un personnage aussi remarquable qu'il est indispensable au laboratoire. Chaque thèse sortant d'ici lui est en grande partie due... En plus, c'est un motard ! Bon vent à toi mon gars et vive la plomberie !

REMERCIEMENTS

Bien des personnages composent cette palette de couleurs que forme l'institut PRISME. Que ce soit dans l'équipe ESA ou dans l'équipe EPM, je tiens à remercier profondément tous les protagonistes qui insufflent l'état d'esprit, ô combien envié, de ce labo...

Un grand merci aux autres thésards (ou ex-thésards) du labo : Carole et sa joie de vivre, Ludo et son sens de la camaraderie, Toni et son large sourire, Romain, Majo, Mathieu, André...

Un merci particulier envers Adrien, coloc de bureau pendant 2 ans et demi, qui a dû supporter les pitreries quotidiennes. Bon courage pour la suite... T'inquiète, la balle repart avec moi.

Arrivé en même temps et pour les mêmes raisons que moi à Orléans, Vincent pourrait à lui seul prendre beaucoup de place sur cette page! Sa vision des choses et son humour m'ont pas mal aidé au cours de cette aventure doctorale : bien plus qu'un compagnon de galère, je pense avoir trouvé en lui un ami. Bienheureuse la destinée qui nous a mis sur la même route loiretaine! Gageons que la divergence programmée de nos chemins respectifs (du moins géographiquement) ne fasse pas s'effacer leurs origines communes.

Je remercie, *en vrac*, tous mes amis, du Havre, de Poitiers, d'Orléans et d'ailleurs, qui, tous, jouent (ou ont joué) un rôle très important dans ma vie :

Mickey, Caro, Bénoa, Lucie, Feudjé, Andréa, Pk, Samy, Pascalou, Marco, Perrin, Laure, Pierrot, Tchié, Caro, Doudou, Robert Nesta Marley, Tober, Fanny, Gish, Béné, Naurel, Cyrielle, Alika, Flouch, Tony, Tiken Jah Fakoly, Mélinda, Gégé, John, Blaise, Bobby, Lucie, JB, Muzo, Nico la gnôle, Julie Mitch, Thibault Donzette, le voisin et son chien, Tibo, Tit'Fleur, Harvey, Anne-So, Matt, France, Vincent, Claudie, Kawasaki, Mathilde, Stéphanou, Guitou, Mathieu CK, Florence, Popo, Maher, Hélène, Thibault, Perrine, Yann, Marianne, Zoz, Stéphane, Marie, Jah, Greg, Bout, Lolo, Sophie, Manu, Dizzy, Rrrraph, Sara, Aurélie, Ptits Yeux, Doro, Franquin, Thierry, Bast, Laetitia, Kelly, Dam, Zag, Julie, Clém, Chris tabernacle, Aurélie, Guillaume, Anaïs, Ahmed, Camille, Mél, Chaurino, Anaïs, Bodymountain, Carole, Mathieu, Mathilde, Albin, Marie, Tony, Estelle, Horsemouth (Rockers), Aurél, Nina, Thomas, Toutoune, Babouick, Diogo, Hugo, Mimi, Peguy, Hassan Cehef, Nathalie, Flo, François, Fifine, Nico Mini Zoz, Dox.

Changez rien...

On ne sait jamais où placer les remerciements pour la famille... Au début? A la fin? Peu importe en fait, à partir du moment où ils savent à quel point tout leur est dû. Quelques mots simples pour une reconnaissance immense : merci pour votre support et tout votre amour. Papa, Maman, mon ti' frère, cette thèse est un peu la vôtre (au moins pour orner la bibliothèque!). Ne vous inquiétez plus, j'arrête là les études!

Toujours cool, réconfortante et patiente... Merci ma chérie! Fini de jouer au *Lego*®!

REMERCIEMENTS

Pour finir, j'aimerais égoïstement me remercier pour la confiance et la grande liberté que je me suis accordées. Il va sans dire que rien n'aurait été possible sans les fructueuses discussions que j'ai eues avec moi-même...



À mes parents,
À mon ptit frère,
À Ariane,
À mes grands parents disparus,
À mon grand père toujours là.

REMERCIEMENTS

Table des matières

Introduction	29
I Revue bibliographique	33
1 Caractérisation des ressources éoliennes	35
1.1 Ressource de vent	35
1.1.1 Nature du vent	35
1.1.2 Nature de la turbulence	37
1.2 Couche limite atmosphérique	38
1.2.1 Structure, épaisseur, et états de la couche limite atmosphérique . . .	39
1.2.2 Profils des vitesses	40
1.2.3 Turbulence dans la couche de surface	43
1.2.4 Point de vue spectral	44
2 Éoliennes à axe horizontal	49
2.1 Concept du disque de Froude. Théorie de Betz	50
2.2 Disque de Froude en rotation	52
2.2.1 Théorème de quantité de mouvement angulaire	53
2.2.2 Modèle du tube cylindrique tourbillonnaire	54
2.3 Théorie de Glauert	56
2.4 Éolienne en situation de dérapage	59
2.4.1 Théorème de quantité de mouvement pour un disque en dérapage . .	60
2.4.2 Théorie de Glauert pour un disque en dérapage	62
2.4.3 Modèle du tube cylindrique tourbillonnaire pour un disque en dérapage	63
3 Sillage des éoliennes	65
3.1 Sillage d'une éolienne en écoulement uniforme	65
3.2 Vision stationnaire du sillage d'une éolienne en couche limite atmosphérique	69
3.2.1 Éolienne isolée	69

TABLE DES MATIÈRES

3.2.2	Éoliennes organisées en parc	74
3.3	Propriétés instationnaires du sillage d'une éolienne en couche limite atmosphérique : le " <i>meandering</i> "	78
3.3.1	Détachement tourbillonnaire : hypothèse envisagée mais réfutée	79
3.3.2	Échelles atmosphériques : dispersion d'un panache de fumée et application à l'éolien	84
4	Modélisation	89
4.1	Modélisation physique d'écoulements atmosphériques en soufflerie	89
4.1.1	Gradient de pression statique	89
4.1.2	Similitudes	90
4.1.3	Caractéristiques spectrales	94
4.2	Modélisation physique des éoliennes en soufflerie	95
4.3	Modélisation numérique basée sur le même concept	98
4.3.1	Modélisation numérique de la turbulence : grandes lignes	99
4.3.2	Méthode RANS : mise en équations	100
4.3.3	Problème de fermeture : modèle $k-\epsilon$	101
4.3.4	Code de calcul utilisé par le CEREAs : <i>Mercur</i> e- <i>Saturne</i>	102
II	Génération d'écoulements homogènes	
	Modélisation de couche limite atmosphérique et d'éoliennes en soufflerie	105
5	Modélisation physique d'écoulements atmosphériques : soufflerie "Lucien Malavard"	109
5.1	Description générale	109
5.2	Modifications de la veine de retour	111
5.3	Dispositifs permettant la modélisation d'écoulements atmosphériques	113
5.4	Propriétés des couches limites atmosphériques modélisées	115
5.4.1	Épaisseur de couche limite	116
5.4.2	Profils de vitesse	117
5.4.3	Intensité de turbulence	122
5.4.4	Contenu spectral	123
5.4.5	Échelles intégrales	126
5.4.6	Résumé des résultats	129
6	Génération d'écoulements homogènes et isotropes : soufflerie de type "Eiffel"	131

TABLE DES MATIÈRES

6.1	Description générale	132
6.2	Dispositifs pour la génération d'écoulements homogènes et isotropes	132
6.3	Caractérisation des écoulements homogènes et isotropes	135
7	Modèles d'éolienne utilisés	141
7.1	Étude préliminaire et validité du concept	141
7.1.1	Sillage du disque placé en écoulement homogène	143
7.1.2	Sillages en écoulement de CLA à l'échelle 1/400	146
7.2	Description des modèles utilisés	149
III	Vision stationnaire d'un sillage d'éolienne	
	Études paramétriques	153
8	Comparaisons des modélisations physique et numérique	157
8.1	Méthodologie de la comparaison	157
8.2	Comparaisons en écoulement homogène	159
8.3	Comparaisons en écoulement de CLA	161
9	Études paramétriques en CLA	169
9.1	Objectifs	169
9.2	Analyse des résultats	171
9.2.1	Influence de la couche limite atmosphérique	171
9.2.2	Influence du point de fonctionnement	173
9.2.3	Influence de la hauteur de mât	176
9.3	Interprétations des résultats	178
9.3.1	Vitesses moyennes	178
9.3.2	Turbulence	188
10	Éoliennes en situation de dérapage	195
10.1	Objectifs	195
10.2	Résultats et analyse	198
10.2.1	Étude du coefficient de puissance d'une éolienne en dérapage : comparaison avec la littérature	199
10.2.2	Études paramétriques sur l'angle de déviation	203
IV	Étude instationnaire d'un sillage d'éolienne	213
11	De l'expérimentation aux résultats	219

TABLE DES MATIÈRES

11.1 Mesures temporelles par anémométrie fil chaud	220
11.2 Mesures spatiales par PIV	222
12 Étude temporelle	227
12.1 Étude dans le plan horizontal	227
12.1.1 Spectres spatio-fréquentiels	227
12.1.2 Corrélations spatio-temporelles	231
12.2 Étude dans le plan vertical	236
12.3 Plus loin dans le sillage : étude à $x = 4$ et $6D$	
Plus proche du sol : étude à $H_{hub} = 0.1m$	240
13 Étude spatiale	245
13.1 Visualisation des axes médians	246
13.2 Étude quantitative des écarts des axes médians	252
13.3 Étude de la largeur du sillage	262
13.4 Conclusion	271
Conclusions et perspectives	275
Annexes	295
A Anémométrie Laser Doppler (LDA)	295
A.1 Principe de fonctionnement	295
A.2 Dispositif expérimental	297
B Vélocimétrie par Imageries de Particules (PIV)	299
B.1 Principe de fonctionnement	299
B.2 Dispositif expérimental	301
B.3 Traitement des images	302
C Protocoles expérimentaux	305
C.1 Dispositifs utilisant la LDA	305
C.1.1 LDA dans la soufflerie "Malavard"	305
C.1.2 LDA dans la soufflerie de type "Eiffel"	312
C.2 Dispositifs utilisant l'anémométrie fil chaud	315
C.3 Dispositifs utilisant la PIV	319
C.3.1 PIV dans la soufflerie "Malavard"	319
C.3.2 PIV dans la soufflerie de type "Eiffel"	323

TABLE DES MATIÈRES

D Traitement des images PIV : étude de sensibilité sur le seuil de binarisation	327
--	------------

TABLE DES MATIÈRES

Liste des tableaux

1.1	Classes et longueurs de rugosité de la CLA.	41
4.1	Constantes standard du modèle k- ϵ . D'après [62].	102
5.1	Dimensions des générateurs de turbulence utilisés pour générer les deux CLA.	114
5.2	Valeurs prises par le coefficient de la loi en puissance, α , en fonction de l'étendue verticale de mesure considérée.	117
5.3	Spectres de puissance adimensionnés, mesurés dans <i>CLA1</i> et <i>CLA2</i> , à $z = 40m$ et $z = 100m$	124
5.4	Spectres de puissance adimensionnés, mesurés dans <i>CLA1</i> et <i>CLA2</i> , à $z = 40m$ et $z = 100m$	125
5.5	Principaux paramètres des CLA modélisées.	130
6.1	Caractéristiques géométriques des deux grilles de turbulence utilisées.	134
6.2	Dispersion des mesures de vitesse moyenne longitudinale selon un profil vertical et horizontal à $500mm$ de la grille.	136
6.3	Dispersion des mesures de vitesse moyenne longitudinale selon un profil vertical à $700, 900$ et $1100mm$ de la grille.	136
6.4	Intensité de turbulence et échelle intégrale dans les écoulements homogènes modélisés.	139
7.1	Propriétés des grillages utilisés dans [7].	142
7.2	Coefficients de poussée C_T globaux derrière 1, 2 et 3 rangées de disques.	148
7.3	Propriétés des grillages utilisés.	151
9.1	Rappel des principales caractéristiques des deux disques utilisés.	174
9.2	Comparaisons des déficits de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés, mesurés à différentes positions en aval des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$, dans les différentes configurations étudiées.	179
9.3	Détermination empirique des constantes des expressions (9.5) et (9.7).	183
9.4	Evolution longitudinales du déficit de vitesse moyenne. Comparaisons avec la littérature [68], [69].	184

9.5	Détermination empirique des constantes de l'expression (9.9).	186
9.6	Comparaisons des profils d'intensité de turbulence adimensionnée, mesurés à différentes positions en aval des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$, dans les différentes configurations étudiées.	189
10.1	Synthèse des configurations pour les études paramétriques menées sur un disque en dérapage.	198
10.2	Champs de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence adimensionnées mesurés à $2D$ en aval du disque $a = 0.12$. Influence de l'angle de dérapage. .	200
11.1	Intensité de turbulence et échelle intégrale dans les différents écoulements considérés.	220
12.1	Nombres de Strouhal mesurés dans le sillage du disque plein en CLA et dans les écoulements homogènes.	229
12.2	Nombres de Strouhal mesurés, à partir des tracés de corrélations, dans le sillage du disque plein en CLA et dans les écoulements homogènes.	234
13.1	Répartition des centres du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ en écoulement homogène.	257
13.2	Comparaison entr les probabilités de présence obtenues par Trujillo et Kühn [106], et celles issues des mesures en soufflerie.	261
A.1	Caractéristiques du volume de mesure LDA.	298
B.1	Caractéristiques des deux caméras CCD utilisées.	301
B.2	Temps de pulsation du laser en fonction de la caméra et de la configuration étudiée.	302
C.1	Coefficients de correction de la vitesse.	311
C.2	Erreurs quadratiques moyennes dans les différentes configurations étudiées en écoulement homogène.	315
C.3	Erreurs quadratiques moyennes dans les différentes configurations étudiées en CLA.	319
C.4	Caractéristiques des images PIV enregistrées dans les différentes configurations étudiées en CLA.	322
C.5	Caractéristiques des images PIV enregistrées dans le cas des mesures dans la soufflerie de type 'Eiffel'.	325

Table des figures

1.1	Spectre schématisé des fluctuations de vitesse horizontale du vent, mesuré à Brokhaven, New York, à 100m au dessus du sol. D’après [108].	36
1.2	Spectres unidimensionnels d’énergie cinétique turbulente mesurés dans différents écoulements turbulents (couche limite turbulente, turbulence de grille, sillage de cylindre...). Universalité de la partie dissipative et de la pente en $-5/3$ dans la partie inertielle des spectres unidimensionnels d’écoulements turbulents. D’après [8].	37
1.3	Profils verticaux d’intensité turbulente longitudinale, transversale et verticale, pour différentes longueurs de rugosité. D’après ESDU [36].	44
1.4	Schéma des spectres monodimensionnels des fluctuations de vitesse dans une couche limite turbulente. D’après [53].	45
1.5	Schéma des différences de représentation des spectres monodimensionnels des fluctuations de vitesse dans une couche limite turbulente. D’après [53].	46
2.1	Schéma descriptif d’une éolienne à axe horizontal	49
2.2	Schéma simplifié du sillage d’une éolienne à axe horizontal	50
2.3	Trajectoire d’une particule d’air au passage du disque.	53
2.4	Vitesses tangentielles dans l’épaisseur du disque.	53
2.5	Schéma du sillage tourbillonnaire hélicoïdal généré par un rotor à trois pales possédant chacune une circulation uniforme $\Delta\Gamma$	55
2.6	Schéma du système tourbillonnaire simplifié dans le sillage d’une pale symétrique, sans rotation, où la distribution de circulation est uniforme selon l’allongement.	55
2.7	Schéma du sillage tourbillonnaire hélicoïdal généré par un rotor à trois pales possédant chacune une circulation uniforme $\Delta\Gamma$. Vision simplifiée du tube tourbillonnaire cylindrique.	56
2.8	Efforts et vitesses sur un profil de pale d’éolienne.	57
2.9	Éolienne en situation de dérapage selon un angle γ	59
2.10	Schéma de la déviation du sillage d’un disque en dérapage.	61
2.11	Schéma de l’autogire étudié par Glauert (1926).	62

TABLE DES FIGURES

2.12	a) Schéma du sillage tourbillonnaire généré par un rotor en dérapage, à trois pales possédant chacune une circulation uniforme $\Delta\Gamma$. b) Schéma du sillage simplifié en négligeant l'expansion radiale (vue de dessus en coupe selon l'axe de symétrie horizontal du disque).	64
3.1	Visualisation du développement du sillage par tracés de contours d'isovites. a) $\lambda = 11.78$. b) $\lambda = 7.07$. c) $\lambda = 5.05$. d) $\lambda = 3.21$. D'après [105].	66
3.2	Modélisation numérique des contours d'isovorticité dans le sillage d'une éolienne. a) $\lambda = 11.78$, b) $\lambda = 7.07$, c) $\lambda = 5.05$. D'après [78].	67
3.3	Modélisation numérique des contours d'isovorticité dans le sillage d'une éolienne. $\lambda = 5.05$. De haut en bas : $Tu = 0, 1$ et 9% . D'après [104].	68
3.4	Visualisation de lâchés de fumée dans le sillage d'une éolienne bipale. Image de gauche : régime stable, faible turbulence (non précisée) ; Image de droite : régime instable. (données RISØ, Danemark).	69
3.5	Profil vertical du déficit de vitesse adimensionné à plusieurs distances en aval du rotor. Comparaison de mesures en soufflerie (Luken et Vermeulen [66]) et de modèles de sillage (Crespo <i>et al.</i> [25], Vermeulen [113]).	70
3.6	Profils verticaux de vitesse turbulente à différentes distances en aval. D'après [89].	71
3.7	Représentation schématique de la différence de cisaillement, due à la CLA, entre le haut et le bas de la couche cisailée dans le sillage.	72
3.8	Représentation de l'intensité de turbulence à hauteur de moyeu dans une rangée d'éoliennes modélisées en soufflerie. D'après [114].	75
3.9	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale (figure de gauche) et d'intensité de turbulence longitudinale (figure de droite), à plusieurs positions dans une rangée de 8 modèles d'éoliennes. D'après [30].	76
3.10	Schéma de l'écoulement entre deux éoliennes adjacentes.	76
3.11	Coefficients de puissance dans une rangée d'éoliennes alignées. Comparaisons des résultats de [7], [30], [34] et [10].	77
3.12	Schéma simplifié de la différence entre les visions stationnaire et instationnaire d'un sillage d'éolienne vu à deux instants différents.	78
3.13	Signal temporel de la vitesse longitudinale dans la couche cisailée du sillage créé par le modèle d'éolienne de [71].	79
3.14	Schéma montage : positions anémètres fil chaud pour mesures des corrélations spatio-temporelles ([71]).	80
3.15	Corrélations spatio-temporelles entre les deux sondes fil chaud. Gauche : $1D$ en aval du modèle. Droite : $2D$ en aval du modèle. D'après [71].	81
3.16	Schéma du lâché tourbillonnaire derrière un disque plein.	81
3.17	Sillages proches et lointains derrière différents disques poreux et un disque plein. a) $\sigma = 50\%$, b) $\sigma = 60\%$, c) $\sigma = 85\%$, d) $\sigma = 100\%$. D'après [17].	82
3.18	Profils de vitesse mesurés dans le sillage du modèle de [71].	83

TABLE DES FIGURES

3.19	Représentations schématiques du meandering vertical observé pour un panache de fumée (figure du haut) et pour une éolienne (figure du bas).	85
3.20	Concept du modèle de dispersion ' <i>Puff Particle Model</i> '. D'après [33].	86
3.21	Trajectoires de différents sillages. Vue de dessus. D'après [106].	88
4.1	Schéma de l'évolution d'un spectre de turbulence avec le nombre de Reynolds.	94
4.2	Photographie du modèle d'éolienne utilisé par Corten <i>et al.</i> [30].	96
4.3	Modèle d'éolienne statique utilisé dans [114].	98
5.1	Schéma de la soufflerie 'Lucien Malavard' de l'institut PRISME.	110
5.2	Vue de dessus de la veine de retour de la soufflerie 'Lucien Malavard'.	110
5.3	Soufflerie atmosphérique de l'université de Hambourg. Figure du haut : schéma des dimensions de la soufflerie. Figure du bas : photographie de l'intérieur de la veine d'essais.	111
5.4	a). Schéma de la veine de retour de la soufflerie 'Lucien Malavard'. b). Photographie de la veine de retour.	112
5.5	Disposition des générateurs de turbulence et des éléments rugueux. Figure de gauche : CLA rugueuse (<i>CLA1</i>). Figure de droite : CLA modérément rugueuse (<i>CLA2</i>).	113
5.6	Schéma d'un 'virage' de la soufflerie et conséquences sur le champ de vitesse. D'après [75].	115
5.7	Tensions de Reynolds mesurées dans <i>CLA1</i> et <i>CLA2</i>	116
5.8	Profil vertical de vitesse moyenne mesuré dans la soufflerie. Comparaison avec la loi en puissance en fonction de l'altitude considérée.	118
5.9	Représentations en échelle linéaire et semi-logarithmique de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/u_* dans : a). <i>CLA1</i> . b). <i>CLA2</i>	119
5.10	Comparaison des mesures avec la loi logarithmique et la loi en puissance, dans : a). <i>CLA1</i> . b). <i>CLA2</i>	119
5.11	Gradient de pression longitudinal dans <i>CLA1</i> et <i>CLA2</i>	121
5.12	Intensités de turbulence longitudinale Iu et verticale Iw mesurées dans <i>CLA1</i> et <i>CLA2</i> (Zones hachurées : gamme du domaine de terrains modérément rugueux ; Zones blanches : gamme du domaine de terrains rugueux).	123
5.13	Fonction d'autocorrélation temporelle (courbe verte) et fonction d'autocorrélation ajustée (courbe rouge).	127
5.14	Echelles intégrales mesurées à différentes altitudes dans la soufflerie. Comparaison avec les expressions empiriques de Counihan [31].	128
5.15	Lois empiriques de Counihan [31] (traits pleins) obtenues à partir de mesures de terrain (points).	129
6.1	Schéma de la soufflerie de type Eiffel (vue de dessus) utilisée pour générer des écoulements de THI.	132

TABLE DES FIGURES

6.2	Schéma d'une grille de turbulence. Dimensions caractéristiques.	133
6.3	Photographies des deux grilles de turbulence utilisées.	134
6.4	Profils verticaux et transversaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, mesurée à 500mm de la grille de turbulence.	137
6.5	Evolution de la décroissance de l'intensité de turbulence. Comparaison avec [8] et [9].	138
7.1	Principe d'extraction d'énergie cinétique par un disque poreux.	142
7.2	Influence de la porosité sur la vitesse longitudinale mesurée à $x/D=4$. D'après [7].	143
7.3	Profils transversaux de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité de turbulence à différentes positions x/D en aval d'un disque $a = 0.195$	144
7.4	Caractéristiques aérodynamiques en fonction du facteur d'induction axial pour différents disques poreux. a) Coefficient de poussée. b) Coefficient de puissance. D'après [7].	146
7.5	Photographie d'une ferme éolienne reproduite à l'échelle 1/400 dans la soufflerie 'Malavard'. D'après [7].	147
7.6	a). Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, 3D derrière 1, 2 et 3 rangées de disques. b). Intensité de turbulence longitudinale, 3D derrière 1, 2 et 3 rangées de disques. D'après [7].	148
7.7	Coefficients de puissance dans une rangée d'éoliennes alignées. Comparaisons des résultats de [7], [30], [34] et [10].	149
7.8	Puissance et coefficients de puissance en fonction de la vitesse incidente du vent. Figure de gauche : éolienne <i>Nordex N80</i> . Figure de droite : éolienne <i>Enercon E70</i> . D'après données constructeur.	150
7.9	Photographie de quelques disques poreux utilisés.	151
8.1	Evolution du facteur d'induction axial des éoliennes <i>Nordex N80</i> et <i>Enercon E70</i> en fonction de la vitesse amont du vent (données constructeurs).	158
8.2	Comparaison en écoulement homogène de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée obtenue par simulations numériques (tracés noirs) et par mesures en soufflerie (points bleus).	159
8.3	Comparaison en écoulement homogène de l'énergie cinétique turbulente adimensionnée obtenue par simulations numériques (tracés noirs) et par mesures en soufflerie (points bleus).	160
8.4	Paramètres d'entrée pour le code numérique. Profils verticaux de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente dans l'écoulement incident. Points noirs : mesures soufflerie. Lignes bleues : Profils pour le code numérique.	162
8.5	Profils verticaux de vitesse moyenne adimensionnée. Comparaison des modèles physique et numérique en couche limite atmosphérique. Points noirs : mesures soufflerie. Lignes rouges : simulations numériques. Ligne pointillée bleue : profil de l'écoulement incident non perturbé.	163

TABLE DES FIGURES

8.6	Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente adimensionnée. Comparaison des modèles physique et numérique en couche limite atmosphérique. Points noirs : mesures soufflerie. Lignes rouges : simulations numériques.	164
8.7	Comparaison des profils transversaux de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité de turbulence obtenus par différents codes numériques. Tracés à $2.5D$, $5.5D$ et $8.5D$ en aval de l'éolienne. D'après [16].	166
9.1	Positions des profils verticaux réalisés dans le sillage des disques en CLA.	170
9.2	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée et d'intensité de turbulence dans les deux CLA modélisées. Position du disque étudié dans ces CLA.	171
9.3	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, à différentes positions dans le sillage du disque $a = 0.19$. a) mesures dans <i>CLA1</i> . b) mesures dans <i>CLA2</i>	172
9.4	Profils verticaux de l'écart-type des vitesses fluctuantes adimensionné, à différentes positions dans le sillage du disque $a = 0.19$. a) mesures dans <i>CLA1</i> . b) mesures dans <i>CLA2</i>	173
9.5	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée dans <i>CLA2</i> . a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.12$	174
9.6	Profils verticaux de l'écart-type des vitesses fluctuantes adimensionné dans <i>CLA2</i> . a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.12$	175
9.7	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée et d'intensité de turbulence dans <i>CLA1</i> . Représentation de la position des disques étudiés.	176
9.8	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée dans <i>CLA1</i> . a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 80m$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 58m$	177
9.9	Profils verticaux de l'écart-type des vitesses fluctuantes adimensionné, dans <i>CLA1</i> . a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 80m$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 58m$	178
9.10	Comparaison schématisée entre un déficit de vitesse réel et le déficit de vitesse de la théorie de Froude.	181
9.11	Limitation du modèle empirique d'évolution du déficit de vitesse de Magnusson et Smedman [68].	182
9.12	Schématization de l'influence de la diffusion sur le profil de déficit de vitesse moyenne.	187
9.13	Comparaisons des profils d'intensité de turbulence adimensionnée, mesurés à différentes positions en aval des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$, dans les différentes configurations étudiées.	190

TABLE DES FIGURES

9.14	Représentation schématique de l'influence de la CLA sur la visualisation de la turbulence générée par les disques. Comparaison avec les mesures de Smith et Taylor [89].	191
9.15	Comparaison de la turbulence générée par les modèles d'éoliennes utilisés en soufflerie avec les expressions empiriques de Crespo et Hernandez [24], de Frandsen et Thøgersen [38], et de Quarton [82].	193
10.1	Schéma de la déviation du sillage d'une éolienne en dérapage et application aux interactions de sillage.	196
10.2	Schématisation des travaux de Parkin <i>et al.</i> : <i>Active Wake Control</i> . Amélioration du rendement global d'un parc par mise en dérapage volontaire des éoliennes. D'après [81].	197
10.3	Schématisation de la surface de projection du disque en dérapage et définition des parties 'supérieure' et 'inférieure' du disque.	198
10.4	Champs PIV d'écart-type des vitesses fluctuantes mesurés dans le sillage du disque $a = 0.29$ pour différents angles de dérapage.	201
10.5	Comparaisons des coefficients de puissance issus des mesures en soufflerie, du théorème de quantité de mouvement, du modèle de Glauert et du modèle de tube cylindrique tourbillonnaire.	202
10.6	Champs PIV de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, mesurés dans le sillage du disque $a = 0.29$ pour différents angle de dérapage.	204
10.7	Mise en évidence de la dissymétrie des profils de vitesse moyenne mesurée en $x = 2D$ dans le sillage du disque $a = 0.19$ pour différents angles γ	205
10.8	Explication de la méthode de détermination de l'angle θ à partir des profils de vitesse moyenne obtenus par LDA.	205
10.9	Représentation des angles de dérapage et de déviation sur un disque et son sillage.	206
10.10	Schématisation simplifiée du calcul d'erreur sur la détermination de la position y/D . Représentation du cas limite.	207
10.11	208
10.12	Angle de déviation en fonction de l'angle de dérapage. Comparaisons de nos mesures soufflerie avec les résultats de Parkin <i>et al</i> [81] dans des conditions similaires.	209
10.13	Angles de déviation mesurés dans le sillage du disque $a = 0.19$ dans les deux écoulements $Iu_\infty = 3\%$ et $Iu_\infty = 12\%$	210
10.14	Représentation schématique d'un sillage moyen et de deux sillages instantanés pris à deux dates différentes.	215
10.15	Schéma du sillage d'un disque plein et du sillage d'un disque poreux.	216
11.1	Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en CLA. Déplacements dans le plan horizontal et dans le plan vertical.	221

TABLE DES FIGURES

11.2	Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en écoulement homogène.	221
11.3	Champ de vitesse moyenne dans le sillage d'un disque poreux : courbes de niveau.	223
11.4	Principe et étapes du traitement d'images appliqué aux mesures PIV.	224
12.1	Spectres spatio-fréquentiels de puissance adimensionnée mesurés dans le plan horizontal, dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Résultats pour les écoulements libres, le sillage du disque plein et des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$	228
12.2	Spectres de puissance adimensionnée mesurés dans la couche cisailée du sillage du disque plein placé dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes.	230
12.3	Corrélations spatio-temporelles mesurées dans le plan horizontal, dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Résultats pour les écoulements libres, le sillage du disque plein et des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$	232
12.4	Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisailée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes.	234
12.5	Schéma simplifié des corrélations temporelles obtenues dans le cas de deux signaux périodiques de même période et de deux signaux non périodiques.	235
12.6	Représentation simplifiée du sillage à deux instants différents et de la position des deux sondes fil chaud.	236
12.7	Estimation de l'amplitude du battement du sillage du disque $a = 0.19$ à partir des mesures de corrélations spatio-temporelles.	236
12.8	Corrélations spatio-temporelles mesurées dans le plan horizontal et dans le plan vertical, dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Résultats pour l'écoulement libre, le sillage du disque plein et des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$	238
12.9	Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisailée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Comparaison des mesures dans le plan horizontal et vertical.	239
12.10	Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisailée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Comparaison des mesures à $x = 3, 4$ et $6D$	241
12.11	Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisailée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Comparaison des mesures à $H_{hub} = 35cm$ et $H_{hub} = 10cm$	242
13.1	Axes médians dans le plan horizontal du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ et du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$. Comparaison en CLA et en écoulement homogène.	248

TABLE DES FIGURES

13.2	Axes médians dans le plan horizontal et dans le plan vertical du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ et du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$ (dans la CLA).	249
13.3	Axes médians dans le plan horizontal du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ et du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$ (dans la CLA).	250
13.4	Champ instantané de vitesse dans la plan vertical du sillage d'un disque poreux avec $H_{hub} = 0.1m$: problème de la proximité du sol sur le repérage des frontières du sillage.	251
13.5	Axes médians du sillage dans le plan horizontal et vertical issus de la modélisation de numérique de Trujillo et Kühn [106].	251
13.6	Explication schématisée de la détermination de probabilité de présence des centres de sillage.	253
13.7	Positions selon l'axe transversal y des centres du sillage du disque $a = 0.12$ et du disque plein en $x = 2, 3, 4$ et $6D$, en CLA et en écoulement homogène.	254
13.8	Positions selon l'axe vertical z des centres du sillage du disque $a = 0.12$ et du disque plein en $x = 2, 3, 4$ et $6D$, en CLA et en écoulement homogène.	254
13.9	Histogrammes de la position des axes médians du sillage dans le plan horizontal pour le disque plein et les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.	255
13.10	Histogrammes de la position des axes médians du sillage dans le plan horizontal et le plan vertical pour le disque plein et les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ à $H_{hub} = 0.35m$.	256
13.11	Ecart-type des écarts des axes médians dans le plan horizontal pour les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.	258
13.12	Ecart-type des écarts des axes médians dans le plan horizontal pour le disque plein à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.	258
13.13	Ecart-type des écarts des axes médians dans le plan horizontal et dans le plan vertical à $H_{hub} = 0.35m$, pour le disque plein, le disque $a = 0.12$ et le disque $a = 0.19$.	259
13.14	Distribution des positions du centre des sillages dans le plan normal à l'écoulement, en $x = 4D$. D'après [106].	260
13.15	Largeur moyenne et écart-type de la largeur du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ placés en écoulement homogène.	263
13.16	Champ de vitesse instantanée adimensionnée dans l'écoulement 'Homogène - 3%' et dans l'écoulement 'Homogène - 12%' (disque $a = 0.12$).	264
13.17	Comparaison de la largeur du sillage mesurée sur un champ moyen et de la largeur mesurée sur les champs instantanés. Cas des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ placés en écoulement homogène.	266
13.18	Largeur moyenne et écart-type de la largeur du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$, en conditions de CLA.	267

TABLE DES FIGURES

13.19	Comparaison des largeurs de sillage moyen et des largeurs des sillages instantanés mesurées pour les disques $a = 0.12$, $a = 0.19$ et le disque plein, dans le plan horizontal à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$	269
13.20	Estimation de la surestimation de la largeur du sillage moyen par rapport au sillage instantané. Plans horizontaux $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$	270
13.21	Champ moyen et champ instantané dans le sillage d'un disque plein : problème du repérage des frontières.	270
13.22	Largeur moyenne et écart-type de la largeur du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 0.35m$ en conditions de CLA. Comparaison des résultats dans le plan horizontal et dans le plan vertical.	272
13.23	Comparaison des largeurs de sillage moyen et des largeurs des sillages instantanés mesurées pour les disques $a = 0.12$, $a = 0.19$ et le disque plein, dans le plan horizontal et dans le plan vertical à $H_{hub} = 0.35m$	273
13.24	Estimation de la surestimation de la largeur du sillage moyen par rapport au sillage instantané. Plan horizontal et vertical à $H_{hub} = 0.35m$	274
A.1	Schéma d'interférence entre deux faisceaux laser cohérents et monochromatiques.	295
A.2	Réseau de franges d'interférences.	296
A.3	Diffusion d'une particule au sein du réseau de franges et signal électrique mesuré.	297
A.4	Schéma des deux systèmes d'interférences créés par les deux faisceaux laser.	297
B.1	Schéma du principe de fonctionnement d'un dispositif PIV.	300
B.2	Décomposition du calcul d'intercorrélation.	300
B.3	Doublet d'images PIV.	302
B.4	Doublet d'images PIV auxquelles a été soustrait une image de fond.	303
B.5	Champ de vecteurs obtenu après un premier traitement sur des fenêtres $64 \times 64 pixels^2$	303
B.6	Champ de vecteurs obtenu après le second traitement sur des fenêtres $32 \times 32 pixels^2$	304
B.7	Champ de vitesse moyenne final.	304
C.1	Schéma du dispositif expérimental des mesures par LDA dans la soufflerie 'Malavard'.	306
C.2	Rotation de la sonde LDA pour mesure de la troisième composante.	307
C.3	Positions des profils de vitesse réalisés dans le sillage d'un disque en CLA.	307
C.4	Profils de vitesse 'bruts' dans le sillage des deux disques poreux. a) disque $a = 0.12$. b) disque $a = 0.19$	310
C.5	Profils de vitesse 'corrigées' dans le sillage des deux disques poreux. a) disque $a = 0.12$. b) disque $a = 0.19$	312

TABLE DES FIGURES

C.6	Veine d'essais de la soufflerie de type 'Eiffel'. a) photographie de la veine, de la sonde LDA et d'un disque. b) schéma de la sonde LDA sur son système de déplacement.	313
C.7	Schéma explicatif des mesures réalisées pour caractériser les écoulements homogènes générés.	314
C.8	Photographie du système de mise en dérapage du disque.	314
C.9	Schéma du dispositif expérimental de mesures par anémométrie fil chaud dans la soufflerie 'Malavard'.	316
C.10	Schéma du dispositif expérimental de mesures par anémométrie fil chaud dans la soufflerie de type 'Eiffel'.	316
C.11	Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en CLA. Image de gauche : déplacements pour les mesures dans le plan horizontal. Figure de droite : déplacements pour les mesures dans le plan vertical.	317
C.12	Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en écoulement homogène.	317
C.13	Schéma du dispositif expérimental de mesures par PIV dans la soufflerie 'Malavard'. a) mesures dans le plan horizontal. b) mesures dans le plan vertical.	320
C.14	Zones de mesures par PIV dans la soufflerie 'Malavard'. a) mesures dans le plan horizontal. b) mesures dans le plan vertical.	321
C.15	Zones de mesures par PIV dans la soufflerie 'Malavard' pour le cas vertical proche du sol ($H_{hub} = 0.1m$).	322
C.16	Schéma du protocole de mesures par PIV dans la soufflerie de type 'Eiffel'. a) montage. b) zone de mesures.	325
D.1	Images PIV de vitesse instantanée. Repérage des frontières du sillage. Image de gauche : cas d'un disque poreux. Image de droite : cas du disque plein.	328
D.2	Etude de sensibilité dans le plan horizontal en aval du disque poreux $a = 0.19$. Représentation de différents seuils de binarisation.	330
D.3	Etude de sensibilité dans le plan horizontal en aval du disque plein. Représentation de différents seuils de binarisation.	331
D.4	Etude de sensibilité dans le plan vertical en aval du disque plein. Représentation de différents seuils de binarisation.	332

Notations et symboles

Notations :

<i>CLA</i>	Couche limite atmosphérique
<i>CS</i>	Couche de surface
<i>CLC</i>	Couche limite convective
<i>CLS</i>	Couche limite stable
<i>CLA1</i>	Couche limite atmosphérique sur terrain de type "rugueux"
<i>CLA2</i>	Couche limite atmosphérique sur terrain de type "modérément rugueux"

Symboles :

<i>a</i>	Facteur d'induction axial	[—]
<i>a'</i>	Facteur d'induction tangentiel	[—]
<i>C(x)</i>	Coefficient de correction appliqué dans la soufflerie	[—]
<i>C_T</i>	Coefficient de poussée	[—]
<i>C_P</i>	Coefficient de puissance	[—]
<i>C_x</i>	Coefficient de traînée	[—]
<i>C_z</i>	Coefficient de portance	[—]
<i>D</i>	Diamètre du rotor (ou du disque)	[<i>m</i>]
<i>d₀</i>	Hauteur de déplacement de l'origine de l'axe <i>z</i>	[<i>m</i>]
<i>f</i>	Fréquence	[<i>Hz</i>]
<i>f_{acq}</i>	Fréquence d'acquisition	[<i>Hz</i>]
<i>f_c</i>	Paramètre de Coriolis	[<i>s</i> ⁻¹]
<i>H_{hub}</i>	Hauteur de moyeu	[<i>m</i>]
<i>h</i>	Épaisseur totale d'une couche limite atmosphérique neutre	[<i>m</i>]

TABLE DES FIGURES

I_i	Intensité de turbulence de la composante i ($i = u, v, w$)	$[-]$
Iu_{hub}	Intensité de turbulence longitudinale à hauteur de moyeu dans l'écoulement amont de CLA	$[-]$
Iu_+	Intensité de turbulence générée par une éolienne	$[-]$
K	Constante de Von Karman	$[-]$
k	Énergie cinétique turbulente	$[m^2.s^{-2}]$
k_*	Énergie cinétique turbulente adimensionnée	$[-]$
$L_i^{(j)}$	Échelle intégrale de la composante i ($i = u, v, w$) dans la direction j ($j = x, y, z$)	$[m]$
M	Taille d'une maille d'une grille de turbulence	$[m]$
$n = fz / \langle u \rangle$	Fréquence réduite	$[-]$
P	Puissance du rotor sur l'air	$[W]$
p_d^+	Pression juste en amont du disque	$[Pa]$
p_d^-	Pression juste en aval du disque	$[Pa]$
Q	Couple appliqué au fluide au niveau du rotor	$[N.m]$
R	Coefficient de corrélation	$[-]$
r	Distance radiale par rapport à l'axe du rotor	$[m]$
S	Spectre de puissance des fluctuations de vitesse	$[m^2.s^{-1}]$
St_D	Nombre de Strouhal	$[-]$
T	Poussée du rotor sur l'air	$[N]$
u, v, w	Vitesse instantanée longitudinale, transversale et verticale	$[m.s^{-1}]$
u', v', w'	Vitesse fluctuante longitudinale, transversale et verticale	$[m.s^{-1}]$
u_*	Vitesse de frottement pariétal	$[m.s^{-1}]$
U, V, W	Vitesse moyenne longitudinale, transversale et verticale	$[m.s^{-1}]$
U_∞	Vitesse moyenne amont en écoulement homogène	$[m.s^{-1}]$
U_h	Vitesse moyenne au sommet de la CLA	$[m.s^{-1}]$
U_{hub}	Vitesse moyenne amont à hauteur de moyeu en écoulement de CLA	$[m.s^{-1}]$
U_{disque}	Vitesse au disque en écoulement homogène de fluide parfait	$[m.s^{-1}]$
U_{disque}^+	Vitesse juste en amont du disque en écoulement homogène de fluide parfait	$[m.s^{-1}]$
U_{disque}^-	Vitesse juste en aval du disque en écoulement homogène de fluide parfait	$[m.s^{-1}]$

TABLE DES FIGURES

$U_{sillage}$	Vitesse dans le sillage en écoulement homogène de fluide parfait	$[m.s^{-1}]$
U_d	Déficit de vitesse moyenne	$[m.s^{-1}]$
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	$[m]$
$x_{w.t}, y_{w.t}, z_{w.t}$	Coordonnées cartésiennes en échelle soufflerie	$[m]$
z_0	Longueur de rugosité	$[m]$
Symboles grecs :		
α	Coefficient de la loi en puissance	$[-]$
γ	Angle de dérapage du rotor	$[^\circ]$
$\Delta\Gamma$	Circulation le long d'une pale du rotor	$[m^2.s^{-1}]$
ϵ	Taux de dissipation	$[-]$
θ	Angle de déviation du sillage par rapport à la direction du vent incident	$[^\circ]$
κ	Nombre d'onde	$[m^{-1}]$
λ	Paramètre d'avancement (<i>tip-speed ratio</i>)	$[-]$
μ	Viscosité dynamique	$[Pl]$
ν	Viscosité cinématique	$[m^2.s^{-1}]$
ν_t	Viscosité turbulente	$[m^2.s^{-1}]$
χ	Angle de déviation du sillage par rapport à la normale du rotor	$[^\circ]$
ρ	Masse volumique de l'air	$[kg.m^{-3}]$
σ	Solidité	$[-]$
$\sigma_i = \sqrt{\langle i'^2 \rangle}$ ($i = u, v, w$)	Écart-type des fluctuations de vitesse longitudinale, transversale et verticale	$[m.s^{-1}]$
τ_0	Contrainte de cisaillement du vent au sol	$[N]$
τ	Décalage temporel	$[s]$
Ω	Vitesse de rotation du rotor	$[rad.s^{-1}]$
Ω_t	Vitesse de rotation de la Terre	$[rad.s^{-1}]$
ω	Vitesse de rotation du sillage en aval du disque	$[rad.s^{-1}]$

TABLE DES FIGURES

Introduction

Toutes proportions gardées, deux principaux facteurs conduisent aujourd'hui à une meilleure gestion de la consommation énergétique et à une diminution des émissions de gaz à effet de serre. Le premier facteur est économique et lié à l'épuisement à plus ou moins long terme des ressources fossiles. Le second est écologique et traduit la prise de conscience collective quant à la part de responsabilité de l'industrialisation dans le dérèglement climatique. En ne considérant, parmi les gaz à effet de serre, que le dioxyde de carbone, le secteur de l'électricité est l'un des principaux acteurs de ces émissions. Les récentes décisions mondiales relatives aux réductions contraignantes des émissions de gaz à effet de serre, font du secteur des énergies renouvelables (EnR) un marché en plein essor.

Le projet de directive européenne sur les EnR, discuté dans le paquet Energie-Climat, propose d'amener en 2020, à 20% la part des EnR dans la consommation européenne. La répartition est variable d'un pays à l'autre. Pour la France, le niveau proposé de 23% a été confirmé lors de l'adoption en première lecture de la loi Grenelle 1. Le Grenelle de l'Environnement prévoit, pour le secteur des EnR, une augmentation de 20 Mtep (Millions de tonnes équivalent pétrole) de leur contribution dans le bilan national. Le comité opérationnel n°10 (COMOP 10) du Grenelle de l'Environnement, a proposé de privilégier les filières le plus proches de la compétitivité, ce qui fait de l'énergie éolienne l'une des principales sources d'énergie concernées. L'objectif est de 5 Mtep, représentant une puissance installée de 25000 MW en 2020 (19000 MW d'éolien terrestre et 6000 MW d'éolien maritime). Cette ambition suppose d'augmenter considérablement les capacités de puissances installées afin de passer des 3.4 GW fournis par les 2500 éoliennes dénombrées au 31 Août 2008, aux 25 GW délivrés par quelque 8 à 10000 machines en 2020. Avec une telle nécessité d'installation de puissance, il y a fort à parier que le sol français n'est qu'à l'aube du développement de son parc éolien.

Dans ce contexte et avec ces perspectives de développement, les zones bien ventées vont nécessairement se raréfier, les exploitants ayant alors l'obligation d'optimiser ces sites au fort potentiel éolien. Comme cela peut déjà s'observer aujourd'hui, cette optimisation passe par une multiplication du nombre des éoliennes implantées sur un site : ce rassemblement forme alors de petites centrales électriques de plusieurs dizaines de mégaWatts appelées "fermes éoliennes" ou "parcs éoliens". Or le sillage généré par une seule éolienne, caractérisé principalement par un déficit de vitesse et une augmentation de la turbulence, s'étend sur plusieurs centaines de mètres en aval. En fonction de la direction des vents dominants, la proximité des éoliennes organisées en parc induit donc très fréquemment des interactions

entre deux ou plusieurs machines alignées. L'interaction du sillage d'une première éolienne sur une seconde se traduit par une diminution du rendement ainsi qu'une augmentation des charges aérodynamiques fatiguant prématurément les matériaux (pales, mât, système d'orientation de la nacelle...).

L'étude de ces interactions constitue un des points développés dans l'Agenda de Recherche Stratégique publié dans la plate-forme de l'énergie éolienne, *TPWIND*. Il y est stipulé une condition appelée "vision à 3%" qui traduit une volonté, certes ambitieuse, d'amélioration des techniques actuelles de R&D afin que des prévisions puissent être avancées avec une incertitude inférieure à 3%. Cette vision concerne, entre autres, "*les conditions de vent qui vont affecter la conception de la turbine*".

L'étude précise des sillages d'éoliennes apparaît donc primordiale afin de mieux prévoir la répartition dans les parcs, les pertes de puissance, ainsi que les contraintes mécaniques et aérodynamiques subies. Trois principaux outils de recherche sont actuellement utilisés, comportant chacun leurs avantages et inconvénients. Les mesures de terrain, à l'aide d'anémomètres à coupelles, de *sodar* ou de *lidar*, sont le reflet exact de la réalité mais sont longues, coûteuses et leur interprétation se révèle difficile : le nombre des paramètres ne pouvant être contrôlés (direction et force du vent, météorologie...) les rendent statistiquement peu représentatives. Une grande partie des efforts de R&D concerne la modélisation numérique, mais les puissances informatiques sont encore loin de pouvoir reproduire la stricte réalité des phénomènes étudiés. Enfin, la modélisation physique est un troisième moyen d'études non négligeable malgré l'utilisation indispensable d'hypothèses simplificatrices. Les principaux avantages de la modélisation physique en soufflerie reposent sur la reproductibilité des essais (écoulements contrôlés) et un degré de modélisation moindre.

Le travail de cette thèse vise à étudier le sillage de modèles d'éoliennes en soufflerie. Ce mémoire de thèse est composé de quatre parties.

Le premier objectif de l'étude proposée ici est de modéliser un sillage d'éolienne dans un écoulement atmosphérique. La première partie de ce mémoire est une partie bibliographique qui s'attachera à définir quelques notions de météorologie, notamment en ce qui concerne la couche limite atmosphérique. La reproduction d'une couche limite atmosphérique en soufflerie requiert la maîtrise d'un certain nombre de paramètres, largement documentés dans la littérature, qui seront présentés. Comme explicité précédemment, la modélisation en soufflerie recourt à l'acceptation de certaines hypothèses : la première d'entre elles, relative au type de modèle d'éolienne utilisé, est basée sur un concept appelé "concept du disque de Froude" (*actuator disk concept*). Ce concept, assez largement éprouvé depuis plusieurs années, tant dans le domaine du numérique que dans celui de la modélisation physique, sera aussi exposé. Enfin, une vision globale des travaux et résultats existants sur les sillages viendra conclure cette partie bibliographique.

Etudier en soufflerie le sillage d'éoliennes en couche limite atmosphérique passe en premier lieu par une reproduction adéquate des conditions d'écoulement atmosphérique : la seconde partie présentera les dispositifs expérimentaux, notamment la soufflerie en elle-même, et un effort tout particulier est apporté sur les moyens mis en oeuvre pour correctement reproduire la couche limite atmosphérique.

Les modèles d'éolienne utilisés sont également présentés dans cette deuxième partie.

La troisième partie se concentre sur l'étude stationnaire des sillages, c'est-à-dire sur les grandeurs moyennes des vitesses et de l'intensité de turbulence. Nous verrons alors les résultats d'études paramétriques sur l'influence de la couche limite atmosphérique modélisée (plus ou moins rugueuse), sur l'influence du point de fonctionnement de l'éolienne modélisée (coefficient de poussée) et sur la hauteur du mât. Sur les deux aspects, un partenariat avec *EDF R&D* permettra la comparaison des mesures en soufflerie avec des simulations numériques. Nous verrons quelles sont les possibilités et les limites de ces comparaisons en terrain plat.

Enfin, mettant de côté pour un temps l'influence de la couche limite atmosphérique, une étude a été menée en turbulence homogène et isotrope, sur le développement du sillage en situation de dérapage. La mise en dérapage d'un rotor d'éolienne provoque une déviation du sillage par rapport à une situation de vent perpendiculaire au plan du rotor. Les modèles usuels fournissent une expression approchée, reliant linéairement cet angle de déviation avec l'angle de dérapage et le point de fonctionnement de l'éolienne. Les études paramétriques menées à ce propos permettront d'appréhender l'influence du point de fonctionnement, de la turbulence amont et de la vitesse moyenne du vent incident sur l'angle de déviation, et de soulever les limites des modèles actuels.

Finalement, la quatrième et dernière partie de ce mémoire se penche sur l'étude instationnaire des sillages. En effet, la plupart des modèles actuels, autant numériques que physiques, reproduisent le sillage d'une éolienne d'un point de vue stationnaire. Cette vision moyenne des phénomènes se révèle utile pour étudier les pertes de rendement ou encore les efforts globaux subis par une machine. Néanmoins, à partir du moment où les interactions de sillages sont concernées, une vision instationnaire se doit d'être considérée afin de correctement évaluer la fatigue aérodynamique ou les niveaux de turbulence générés. De récentes mesures de terrain ont révélé un comportement oscillant aléatoire du sillage. Ces battements aperiodiques sont appelés "*phénomène de meandering*" et seraient dus aux grandes échelles de la turbulence contenues dans la couche limite atmosphérique. Le type de modèle d'éolienne et l'échelle de réduction utilisés pour la modélisation en soufflerie permettent de reproduire les échelles intégrales de la couche limite dans des proportions réalistes (plusieurs fois la taille du rotor) et de voir leur influence sur l'évolution du sillage.

Des conclusions et perspectives viendront clore ce mémoire de thèse.

Un résumé des principaux résultats obtenus permettra de dresser un bilan des recherches effectuées, d'en tirer les avancées et les éventuelles limitations. Une invitation vers de nouvelles perspectives autorisera une ouverture vers des améliorations futures et/ou des idées de continuité.

Première partie

Revue bibliographique

Chapitre 1

Caractérisation des ressources éoliennes

1.1 Ressource de vent

1.1.1 Nature du vent

D'un point de vue énergétique, la caractéristique la plus contraignante du vent est sa variabilité, aussi bien géographique que temporelle. Cette variabilité en intensité et en direction existe à travers une large gamme d'échelles spatiales et temporelles.

A grande échelle, les variations spatiales décrivent le fait qu'il existe une grande variété de régions climatiques à travers le monde, certaines plus ventées que d'autres. Ces différentes régions climatiques et leurs caractéristiques éoliennes sont principalement régies par des ensoleillements différents, fonction de la latitude. A l'intérieur d'une même région géographique il existe, à moindre échelle, toute une gamme de variations spatiales dictées par la topographie, le type de végétation ou encore l'urbanisation.

A une position géographique donnée, les variations temporelles à grande échelle se traduisent par le fait que la quantité de vent peut varier d'une année à l'autre. Aux échelles inférieures à une année, les variations saisonnières sont assez bien prévisibles mais il existe des variations à plus petite échelle, encore aujourd'hui difficilement prévisibles plus de quelques jours à l'avance. Ces dernières, appelées 'variations synoptiques', sont associées au passage de systèmes climatiques. En fonction de la localisation, il peut également y avoir d'importantes variations du vent à l'échelle d'une journée (variations diurnes).

La figure 1.1 représente le spectre monodimensionnel des fluctuations de vitesse longitudinales construit empiriquement par Van der Hoven [108], sur lequel on peut distinguer les pics correspondant aux variations synoptiques et turbulentes. Les variations synoptiques (échelles de temps \geq quelques heures) sont séparées des variations turbulentes (échelles de temps de quelques secondes à une dizaine de minutes) par une zone très faiblement énergétique appelée "*spectral gap*", ayant des échelles de temps comprises entre 10 minutes et 2 heures.

La dernière partie du spectre (variations turbulentes) est la partie particulièrement étudiée par la suite, ayant une influence sur les performances et la puissance délivrée par une éolienne ainsi que sur le sillage qu'elle génère. Cette partie du spectre présente toutes les caractéristiques d'un spectre de couche limite turbulente, composée d'une cascade de tourbillons de tailles très différentes.

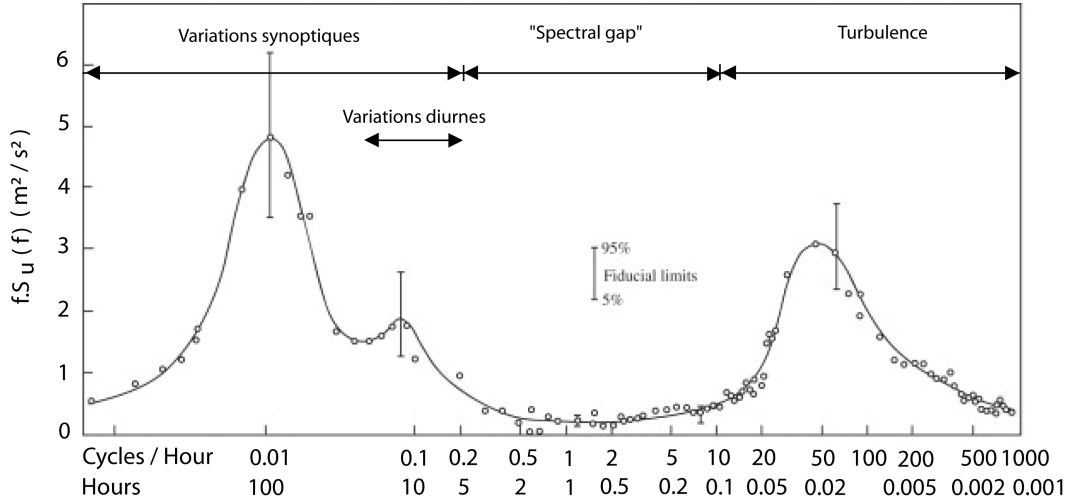


FIG. 1.1 – Spectre schématisé des fluctuations de vitesse horizontale du vent, mesuré à Brokhaven, New York, à 100m au dessus du sol. D’après [108].

La figure 1.2 représente les spectres unidimensionnels d’énergie cinétique turbulente adimensionnée $E(\kappa) \cdot \kappa_\eta / u_\eta^2$ en fonction du nombre d’onde sans dimension κ / κ_η , mesurés dans différents écoulements (couche limite turbulente, turbulence de grille, sillage de cylindre...). Cet adimensionnement, basé sur la théorie de la turbulence aux petites échelles (Kolmogorov [55]) où κ_η et u_η sont respectivement le nombre d’onde et la vitesse caractéristiques des tourbillons dissipatifs ($\kappa_\eta = 1/l_\eta$, avec l_η l’échelle de longueur de Kolmogorov), permet de montrer l’équilibre universel des spectres pour les structures fines : dans la partie dissipative des spectres, on obtient une courbe unique indépendante du nombre de Reynolds, pourvu que ce dernier soit suffisamment grand. La partie inertielle, d’autant plus marquée que le nombre de Reynolds turbulent est grand, sépare la zone dissipative de la zone énergétique suivant une pente en $\kappa^{-5/3}$.

Selon Kaimal et Finnigan [53], le spectre de la turbulence dans un écoulement atmosphérique couvre environ 5 décades, ce qui signifie que les échelles spatiales rencontrées vont de quelques millimètres à plusieurs centaines de mètres. On peut alors étudier l’influence des différentes échelles en fonction de leurs dimensions. Cette propriété est très intéressante pour les études aérodynamiques d’éoliennes. Nous verrons en effet que pour des échelles ayant une taille notablement supérieure au diamètre du rotor, les fluctuations de vitesse associées peuvent être vues comme des fluctuations des conditions de vent amont (variations de l’intensité de turbulence et de la direction de la vitesse). A contrario, si les échelles de la turbulence sont notablement inférieures au diamètre du rotor, on peut considérer les conditions de vent d’un point de vue quasi-stationnaire.

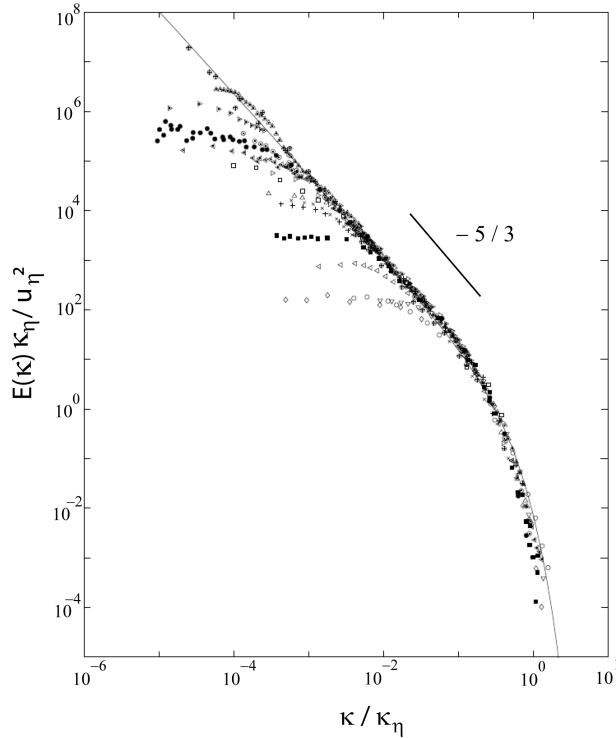


FIG. 1.2 – Spectres unidimensionnels d'énergie cinétique turbulente mesurés dans différents écoulements turbulents (couche limite turbulente, turbulence de grille, sillage de cylindre...). Universalité de la partie dissipative et de la pente en $-5/3$ dans la partie inertielle des spectres unidimensionnels d'écoulements turbulents. D'après [8].

Ces deux cas différents (grandes et petites échelles de la turbulence) sont l'objet de deux parties distinctes de cette thèse, l'une concernant le point de vue stationnaire, et l'autre le point de vue instationnaire. Leurs effets sur un sillage d'éolienne sont étudiés dans les parties 3 et 4.

1.1.2 Nature de la turbulence

Cette partie se focalise sur la partie "turbulence" du spectre de Van der Hoven. Comme expliqué précédemment, la turbulence fait référence aux fluctuations de la vitesse du vent sur une échelle temporelle inférieure à environ 10 minutes. Cette turbulence est généralement générée par deux principaux facteurs : les frottements sur le sol terrestre et les effets thermiques.

La turbulence atmosphérique est un phénomène complexe qui ne peut être représenté de façon simple en termes d'équations déterministes. Elle respecte toutefois les lois classiques

de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) mais pour décrire la turbulence atmosphérique en utilisant ces lois, il faut tenir compte des modifications de la température, de la pression, de la densité et de l'humidité, aussi bien que du mouvement de l'air lui-même. La nature chaotique de la turbulence se retrouve dans le fait qu'une petite modification des conditions initiales et des conditions aux limites peut engendrer de grandes modifications dans les prédictions en très peu de temps.

Pour cette raison, il est courant d'avoir recours à des propriétés statistiques afin de décrire de quelle manière varient les trois composantes de la turbulence dans l'espace et dans le temps.

La décomposition de Reynolds définit la composante longitudinale de la vitesse instantanée, u , comme la somme d'une contribution moyenne $\langle u \rangle$ et d'une contribution fluctuante u' , telle que $u = \langle u \rangle + u'$, où $\langle . \rangle$ est l'opérateur de moyenne.

Suivant cette notation, on définit l'écart-type, $\sigma_i = \sqrt{\langle i'^2 \rangle}$ ($i = u, v, w$), caractérisant les variations de la vitesse du vent par rapport à la vitesse moyenne $\langle i \rangle$.

Pour caractériser la turbulence atmosphérique, on utilise l'intensité de turbulence, I_i ($i = u, v, w$), ou l'énergie cinétique turbulente, k , définies respectivement par les expressions (5.5) et (1.2).

$$I_u = \frac{\sigma_u}{\langle u \rangle} \quad I_v = \frac{\sigma_v}{\langle u \rangle} \quad I_w = \frac{\sigma_w}{\langle u \rangle} \quad (1.1)$$

$$k = \frac{1}{2} (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) \quad (1.2)$$

L'intensité de la turbulence est dépendante de la rugosité du sol, de l'altitude considérée, ainsi que des données topographiques et de caractéristiques plus ponctuelles comme les arbres et les bâtiments. Le comportement thermique de l'atmosphère est aussi un paramètre important. Les effets de ces paramètres diminuent avec l'altitude puisque entièrement dépendants des interactions avec le sol terrestre : au dessus d'une certaine altitude, l'écoulement atmosphérique peut être considéré comme libre et indépendant des influences du sol. C'est ce que l'on appelle les vents géostrophiques en opposition à la couche limite atmosphérique pour les altitudes plus faibles.

1.2 Couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique (désormais notée CLA) est la partie basse de l'atmosphère comprise entre le sol et 1 à 2 km d'altitude. Elle représente une sorte de zone tampon, d'épaisseur z_h , entre le sol et les vents géostrophiques.

Les principaux effets gouvernant les propriétés de la CLA sont la force des vents géostrophiques, la rugosité du sol, les effets de Coriolis et les effets thermiques.

La CLA peut être découpée, selon Kelley *et al.* [54], en trois zones principales : la couche de surface (désormais notée CS), la couche mixte et la couche supérieure. Dans la CS, se trouvant dans les 100 – 150 premiers mètres au dessus du sol (soit environ 10 – 15% de l'épaisseur totale de la CLA), les forts gradients de vitesse du vent, de température et d'humidité contrôlent les transferts de chaleur et de masse à la surface et par conséquent, l'état d'une bonne partie de la CLA.

La CLA est très influencée par le sol et le vent ne peut s'y écouler librement. De par la complexité et la variété des reliefs rencontrés, il est très difficile de la paramétrer dans sa totalité comme cela peut être fait empiriquement pour une couche limite 'ordinaire' sur plaque plane. Voilà pourquoi la majeure partie des formulations caractérisant une CLA est basée sur l'hypothèse d'un écoulement au dessus d'un terrain plat et homogène : la CLA y est alors considérée comme 'établie'. De ce fait, les propriétés statistiques de l'écoulement sont supposées indépendantes des coordonnées horizontales et ne varient plus qu'avec l'altitude et le temps. Cette hypothèse d'homogénéité horizontale est indispensable pour comprendre un processus largement compliqué par la rotation de la Terre, les variations de température (temporelles et spatiales), les conditions climatiques changeantes et la co-existence de la turbulence convective avec la turbulence générée par cisaillement.

1.2.1 Structure, épaisseur, et états de la couche limite atmosphérique

Bien que certaines expressions aient été avancées afin de déterminer l'épaisseur de la CLA (Sutton [94], Tennekes [100]), les variations plus ou moins rapides de la température quotidienne compliquent grandement la tâche.

Les effets thermiques peuvent être classés en trois catégories : instable, stable et neutre.

- Une stratification instable apparaît quand il existe une grande surface chauffante provoquant le réchauffement de l'air en surface. En montant, l'air chaud se dilate et refroidit de façon adiabatique. Si le refroidissement n'est pas suffisant pour amener cette masse d'air jusqu'à l'équilibre avec l'air environnant, elle continue de s'élever et forme de grandes zones de convection. Il en résulte une CLA très épaisse avec de grandes échelles de turbulence. Cet état de la CLA est appelé "*couche limite convective*" (CLC) et se produit principalement le jour.
- Si, au contraire, le refroidissement est tel qu'il amène l'air montant à une température inférieure à celle de l'air environnant, son ascension verticale est freinée et la stratification est appelée "*couche limite stable*" (CLS) : cet état arrive principalement la nuit.
- Enfin, un troisième état de stratification est dit neutre si le refroidissement amène la masse d'air montante et l'air environnant en état d'équilibre thermique. Ceci se produit principalement quand la turbulence causée par la rugosité du sol ou des vents assez forts créent suffisamment de mélange dans la CLA. Les propriétés de la CLA dépendent alors essentiellement de la rugosité du sol et des effets de Coriolis.

Pour des raisons évidentes de simplification, mais aussi parce que les éoliennes fonctionnent par des vents assez forts, cette situation de CLA neutre est celle qui est principalement étudiée en négligeant les échanges thermiques dans l'atmosphère. La 'règle' ne sera pas dérogée pour ces travaux de thèse.

Les relations qui suivent sont basées à la fois sur des considérations théoriques et sur des observations empiriques, avec pour principal objectif la description de la CLA et de la CS en conditions de stratification neutre.

1.2.2 Profils des vitesses

Quelle que soit la stabilité de la CLA, le rapport entre la vitesse de frottement et la vitesse moyenne $\langle u(z) \rangle$ est donné par :

$$\frac{u_*}{\langle u(z) \rangle} = \frac{K}{\psi + \ln(z/z_0)} \quad (1.3)$$

avec u_* , la vitesse de frottement pariétal caractérisant la contrainte du vent sur le sol, K , la constante de Von Karman (≈ 0.4 [6]) et ψ une fonction relative à la stabilité de l'atmosphère.

En conditions de stratification neutre de l'atmosphère, ψ est négligé et le profil des vitesses prend la forme :

$$\langle u(z) \rangle = \frac{u_*}{K} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (1.4)$$

On trouve parfois l'équation (1.4) sous la forme suivante :

$$\langle u(z) \rangle = \frac{u_*}{K} \cdot \ln \left(\frac{z - d_0}{z_0} \right) \quad (1.5)$$

Le coefficient d_0 correspond à une hauteur de déplacement de l'origine de l'axe des z . Ce paramètre est nul, sauf dans le cas de terrains très rugueux où on lui donne la valeur $0.75H$, avec H la hauteur caractéristique de la végétation ou des bâtiments (VDI [109]).

Le paramètre z_0 est la *longueur de rugosité* qui pilote la rugosité du sol. Il permet de classer les différents types de surface en fonction des valeurs prises par z_0 (tableau 1.1).

L'équation (1.4) (ou (1.5)) est surtout valable pour des altitudes faibles à modérées, c'est-à-dire dans la CS. Pour des altitudes plus élevées, la loi en puissance (expression (1.6)) est plus appropriée.

$$\langle u(z) \rangle = U_{ref} \cdot \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^\alpha \quad (1.6)$$

où z_{ref} est une hauteur de référence (souvent $z_{ref} = z_h$, épaisseur de la CLA), U_{ref} est la vitesse moyenne du vent à z_{ref} et α un coefficient lié au profil vertical des vitesses moyennes

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

du vent. Le coefficient α dépend du type de terrain considéré (tableau 1.1).

	Type de terrain	$z_0(m)$	α
Peu rugueux	Désert plat. Mer	$10^{-5} \rightarrow 10^{-3}$	0.08 \rightarrow 0.12
	Steppe. Mer démontée	$10^{-3} \rightarrow 3.10^{-3}$	
Modérément rugueux	Région paysane. Peu d'arbres	$3.10^{-3} \rightarrow 3.10^{-2}$	0.12 \rightarrow 0.18
	Village. Zone vallonnée	$3.10^{-2} \rightarrow 10^{-1}$	
Rugueux	Périphérie métropole	$10^{-1} \rightarrow 5.10^{-1}$	0.18 \rightarrow 0.24
Très rugueux	Centre ville. Forêt	$5.10^{-1} \rightarrow 2$	0.24 \rightarrow 0.4

TAB. 1.1 – Classes et longueurs de rugosité de la CLA.

L'épaisseur de la CLA **neutre** est souvent donnée en première approximation par :

$$h = \frac{u_*}{6f_c} \quad (1.7)$$

avec f_c le paramètre de Coriolis tel que $f_c = 2\Omega_t \sin(|\lambda|)$, (Ω_t la vitesse de rotation de la Terre et λ la latitude). Le paramètre de Coriolis étant nul à l'équateur, l'expression (1.7) n'est valable que pour des latitudes tempérées. Sous nos latitudes, $f_c \approx 1,16.10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Remarque 1 : en combinant les équations (1.3) et (1.7), on trouve la vitesse du vent au sommet de la CLA :

$$U_h = \langle u(z = h) \rangle = \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{u_*}{f_c \cdot z_0} \right) - \ln 6 + 5.75 \right] \quad (1.8)$$

L'équation (1.8) est similaire à la vitesse des vents géostrophiques G définie par :

$$G = \frac{u_*}{K} \sqrt{\left[\ln \left(\frac{u_*}{f_c \cdot z_0} \right) - A \right]^2 + B^2} \quad (1.9)$$

où $A = \ln 6$ et $B = 4.5$ pour des conditions de stratification neutre.

Remarque 2 : les éoliennes actuelles se trouvent principalement dans la couche de surface. Nous avons vu précédemment, d'après le spectre de Van der Hoven [108], que la partie "turbulence" du spectre dans la CS possède toutes les caractéristiques d'un spectre de couche limite turbulente, avec une zone où le profil des vitesses moyennes est logarithmique (équation (1.4)) et des contraintes de cisaillement constantes.

Prenons l'équation de conservation de quantité de mouvement, qui s'écrit sous la forme (voir paragraphe 4.3.2) :

$$\rho \left[\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial (\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\langle u'_i u'_j \rangle)}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} + \rho \langle f_i \rangle \quad (1.10)$$

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

avec i, j, k les indices respectifs des composantes longitudinale, transversale et verticale.

Pour $i=1$, on obtient :

$$\rho \left[\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \frac{\partial (\langle u \rangle^2)}{\partial x} + \frac{\partial (\langle u \rangle \langle v \rangle)}{\partial y} + \frac{\partial (\langle u \rangle \langle w \rangle)}{\partial z} \right] = -\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial z^2} \right] - \rho \left(\frac{\partial (\langle u'w' \rangle)}{\partial x} + \frac{\partial (\langle u'v' \rangle)}{\partial y} + \frac{\partial (\langle u'w' \rangle)}{\partial z} \right) + \rho \langle f_x \rangle$$

ρ la masse volumique de l'air, $\langle p \rangle$ la moyenne de la pression et $\langle f_x \rangle$ la moyenne de la résultante des forces massiques longitudinales subies par l'air.

Dans la CS, au dessus d'un terrain plat et homogène, les hypothèses de stationnarité ($\partial/\partial t = 0$) et d'homogénéité horizontale ($\partial/\partial x = 0$) sont applicables, $\langle f_x \rangle$ est négligé et $\langle v \rangle = \langle w \rangle = 0$. On obtient donc :

$$-\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial z^2} - \rho \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial z} = 0 \quad (1.11)$$

L'équilibre géostrophique¹ impose un gradient de pression nul dans le sens de l'écoulement. L'équation (1.11) devient alors :

$$\mu \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial z^2} = \rho \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial z} \quad (1.12)$$

En intégrant l'équation (1.12), et en la prenant en $z = 0$, on trouve l'expression de la contrainte de cisaillement du vent sur le sol :

$$\tau_0 = \mu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} \Big|_0 = \rho \langle u'w' \rangle_0 \quad (1.13)$$

La vitesse de frottement u_* , est une vitesse de référence qui caractérise cette contrainte du vent sur le sol telle que :

$$\tau_0 = \rho u_*^2 \quad \Rightarrow \quad u_* = \sqrt{\langle u'w' \rangle_0} \quad (1.14)$$

¹Le gradient de pression pousse l'air à se mouvoir des régions de haute pression vers les régions de basse pression. Toutefois, la force de Coriolis le fait dévier, vers la droite dans l'hémisphère nord, et vers la gauche dans l'hémisphère sud. Celle-ci atteint une valeur égale et opposée à celle de la force du gradient de pression, produisant ainsi un écoulement sans accélération, parallèle aux isobares.

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Dans la CS, on considère que les contraintes de cisaillement n'ont pas d'évolution verticale et valent τ_0 . En réalité, elles varient tout de même mais leur décroissance avec l'altitude est suffisamment faible pour être négligée :

$$\begin{aligned}\tau(z) &= \mu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} \\ \Rightarrow \frac{\partial \tau(z)}{\partial z} &= \mu \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial z^2} \\ \langle u \rangle &= \frac{u_*}{K} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \\ \Rightarrow \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} &= \frac{u_*}{K} \times \frac{1}{z}\end{aligned}$$

Ainsi, $\partial^2 \langle u \rangle / \partial z^2 \propto u_* / K z^2$, et donc $\partial \tau / \partial z \propto \mu u_* / K z^2 \ll 1$.

La constance de ces contraintes implique la constance de la direction du vent avec l'altitude.

1.2.3 Turbulence dans la couche de surface

Les composantes longitudinales, transversales et verticales de l'intensité de turbulence peuvent s'écrire en fonction de l'altitude, de la longueur de rugosité et du paramètre de Coriolis. Les équations empiriques (1.15), (1.16) (1.17) et (1.18) sont proposées dans ESDU [36].

L'intensité de turbulence longitudinale peut s'écrire sous la forme :

$$Iu = \frac{\sigma_u}{u_*} \frac{u_*}{\langle u \rangle}$$

où :

$$\frac{\sigma_u}{u_*} = \frac{7.5\eta [0.538 + 0.09 \ln(z/z_0)]^p}{1 + 0.156 \ln(u_*/f_c z_0)} \quad (1.15)$$

$$\frac{\langle u \rangle}{u_*} = 2.5 \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + 34.5 \frac{f_c z}{u_*} \right] \quad (1.16)$$

avec $\eta = 1 - 6f_c z / u_*$ et $p = \eta^{16}$.

Les composantes transversale et verticale peuvent s'écrire respectivement selon les équations suivantes :

$$\begin{aligned}Iv &= \frac{\sigma_v}{\langle u \rangle} \\ Iw &= \frac{\sigma_w}{\langle u \rangle}\end{aligned}$$

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

avec :

$$\sigma_v = \sigma_u \left[1 - 0.22 \cos^4 \left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{u_* / 6 f_c} \right) \right] \quad (1.17)$$

$$\sigma_w = \sigma_u \left[1 - 0.45 \cos^4 \left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{u_* / 6 f_c} \right) \right] \quad (1.18)$$

Ces équations amènent à des courbes d'intensité de turbulence en fonction de la longueur de rugosité qui prennent la forme présentée sur la figure 1.3.

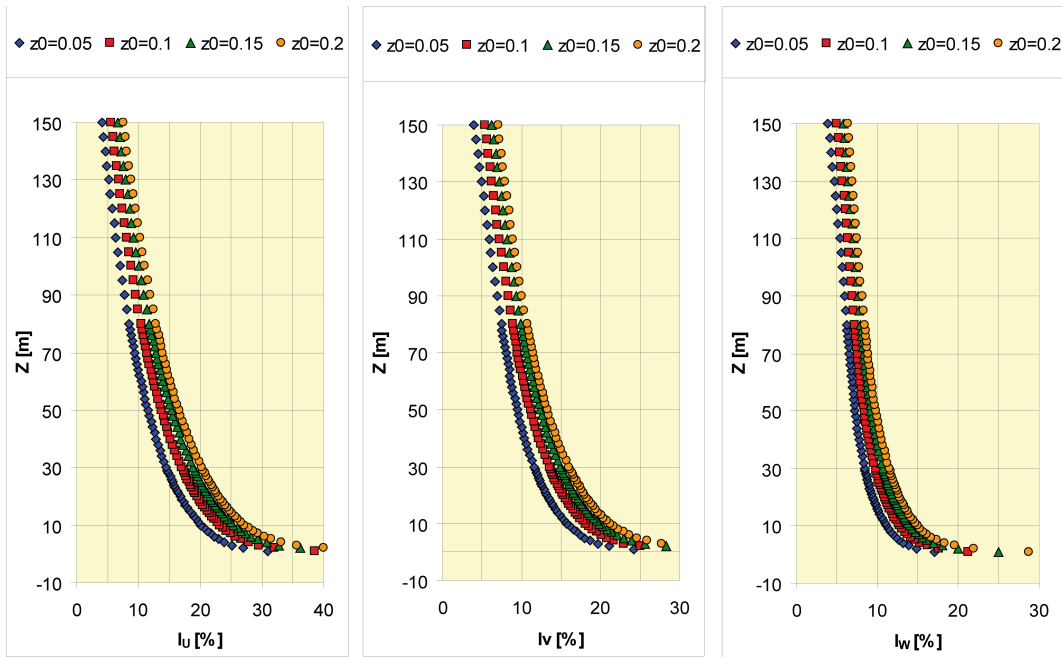


FIG. 1.3 – Profils verticaux d'intensité turbulente longitudinale, transversale et verticale, pour différentes longueurs de rugosité. D'après ESDU [36].

1.2.4 Point de vue spectral

Le fait que l'écoulement à l'intérieur de la couche de surface soit fortement similaire à celui que l'on trouve dans une couche limite turbulente 'classique' est a fortiori vrai en ce qui concerne les caractéristiques spectrales de la turbulence. La turbulence dans une couche limite turbulente n'est pas homogène et isotrope mais on retrouve dans son contenu spectral le processus de la cascade énergétique de Kolmogorov.

La figure 1.4 présente un aperçu schématisé du spectre monodimensionnel des fluctuations de vitesse dans une couche limite turbulente, où κ est le nombre d'onde qui est lié à la fréquence, en appliquant l'hypothèse de "turbulence gelée" de Taylor, par $\kappa = 2\pi f / \langle u \rangle$. $S(\kappa)$ est la densité spectrale de puissance.

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Ce spectre peut être décomposé en trois parties : une *zone énergétique* (basses fréquences) contenant la majorité de l'énergie turbulente et où la turbulence est créée par convection et cisaillement. Une *zone inertielle* (moyennes fréquences) où l'énergie n'est ni produite ni dissipée mais ne fait que passer d'échelle en échelle. Une *zone de dissipation* (hautes fréquences) où l'énergie cinétique est convertie en énergie thermique au taux de dissipation ϵ .

L'échelle intégrale de la composante i ($i=u, v, w$) dans la direction j ($j=x, y, z$), $L_i^{(j)}$ représente la taille des structures tourbillonnaires prépondérantes, c'est-à-dire les plus énergétiques, d'un écoulement turbulent. Cette échelle caractérise la zone énergétique du spectre.

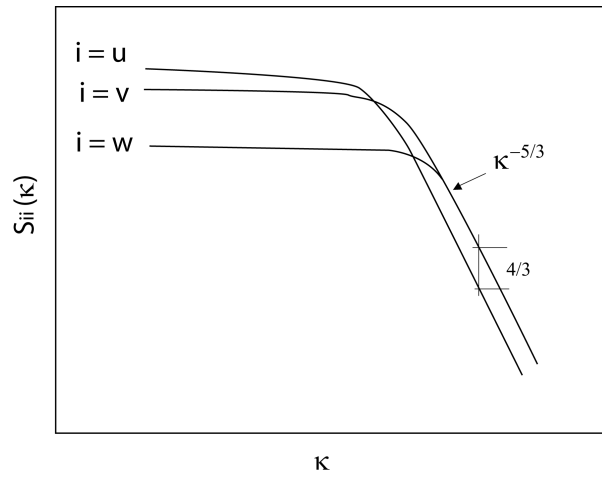


FIG. 1.4 – Schéma des spectres monodimensionnels des fluctuations de vitesse dans une couche limite turbulente. D'après [53].

Soit $R_i^{(j)}$, le coefficient de corrélation spatiale des vitesses fluctuantes en deux points x_j et x'_j .

$$R_i^{(j)}(x'_j - x_j) = \frac{\langle u'_i(x_j)u'_i(x'_j) \rangle}{\sqrt{\langle u_i'^2(x_j) \rangle} \sqrt{\langle u_i'^2(x'_j) \rangle}} \quad (1.19)$$

L'échelle intégrale spatiale est alors définie par l'intégrale du coefficient de corrélation :

$$L_i^{(j)} = \int_0^\infty R_i^{(j)} d(x'_j - x_j) \quad (1.20)$$

Counihan [31] propose une loi empirique pour l'échelle intégrale longitudinale de la composante longitudinale :

$$L_u^x(z) = C(z_0)z^{1/n(z_0)} \quad (1.21)$$

où C et n sont des constantes dépendant de la longueur de rugosité z_0 .

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Cette formule empirique servira de comparaison quand seront déterminées les caractéristiques des CLA modélisées au cours de cette thèse.

Dans cette zone énergétique la forme des spectres est différente pour chaque composante de la vitesse fluctuante. L'identification des pics énergétiques avec le type de représentation de la figure 1.4 est très compliquée et pour une meilleure représentation, il est usuel de pondérer la densité spectrale d'énergie en la multipliant par le nombre d'onde. La figure 1.5 montre la différence de forme des spectres tracés schématiquement pour la composante longitudinale de la vitesse.

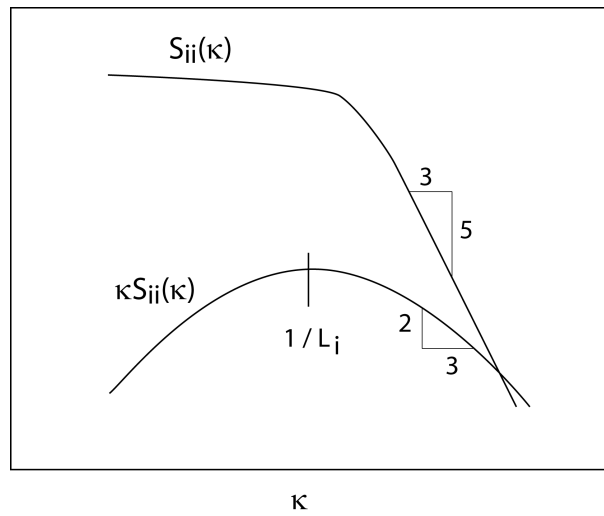


FIG. 1.5 – Schéma des différences de représentation des spectres monodimensionnels des fluctuations de vitesse dans une couche limite turbulente. D'après [53].

Il est aussi usuel d'adimensionner le tout par la variance totale, ce qui amène à tracer les spectres sous la forme $\kappa \cdot S_{ii}(\kappa) / \sigma_i$ ($i = u, v, w$). Les spectres aux basses fréquences peuvent alors être approximés par deux formes analytiques (Kaimal and Finnigan [53]) :

$$\frac{\kappa S_{ii}(\kappa)}{\sigma_i^2} = \frac{A (\kappa/\kappa_m)}{1 + B (\kappa/\kappa_m)^{5/3}} \quad (1.22)$$

$$\frac{\kappa S_{ii}(\kappa)}{\sigma_i^2} = \frac{C (\kappa/\kappa_m)}{(1 + D\kappa/\kappa_m)^{5/3}} \quad (1.23)$$

$i = u, v, w$

A, B, C et D sont des constantes

κ_m est la longueur d'onde du pic spectral $\sigma_i^2 = \overline{i'^2}$

La première forme (1.22) est plutôt correcte pour la composante verticale alors que la seconde forme (1.23) correspond mieux aux composantes longitudinale et transversale. Ainsi, Kaimal et Finnigan [53] proposent une forme analogue pour représenter les composantes longitudinales, transversales et verticales des spectres de vitesses fluctuantes.

$$\frac{f S_{uu}(f)}{u_*^2} = \frac{102n}{(1 + 33n)^{5/3}} \quad (1.24)$$

$$\frac{f S_{vv}(f)}{u_*^2} = \frac{17n}{(1 + 9.5n)^{5/3}} \quad (1.25)$$

$$\frac{f S_{ww}(f)}{u_*^2} = \frac{2.1n}{(1 + 5.3n)^{5/3}} \quad (1.26)$$

où n est la fréquence réduite définie par $n = fz / \langle u \rangle$.

Ces équations empiriques serviront de comparaison quand seront déterminées les caractéristiques des CLA modélisées en soufflerie.

Pour ce qui est de la zone inertielle, Kolmogorov [55] le premier, la décrit comme proportionnelle à $\epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}$. Ainsi, le spectre monodimensionnel de la composante longitudinale de la vitesse fluctuante est tel que $S_{uu}(\kappa) = \alpha \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}$.

L'isotropie ne s'applique pas aux tourbillons énergétiques mais pour les structures à petite échelle (inférieure à l'échelle intégrale), considérer l'isotropie amène à :

$$S_{vv}(\kappa) = S_{ww}(\kappa) = \frac{4}{3} S_{uu}(\kappa) \quad (1.27)$$

1.2. COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Chapitre 2

Éoliennes à axe horizontal

Depuis l'Antiquité, les moulins à vent convertissent l'énergie éolienne en énergie mécanique. Les éoliennes modernes, bien qu'ayant beaucoup évolué, repose sur le même principe d'extraction de l'énergie cinétique du vent pour, non plus moulin du grain, mais la transformer en énergie électrique. Les éoliennes principalement utilisées aujourd'hui sont des éoliennes à axe horizontal, composées d'un rotor, d'un mât et d'une nacelle (figure 2.1). Le rotor est en général composé de 3 pales, un nez et un moyeu qui le relie à un générateur électrique. Le mât permet de placer le rotor à une hauteur suffisante afin qu'il soit entraîné par un vent plus fort et constant que celui rencontré au niveau du sol. Enfin, la nacelle, montée en haut du mât, abrite tous les composants de transmission de puissance.

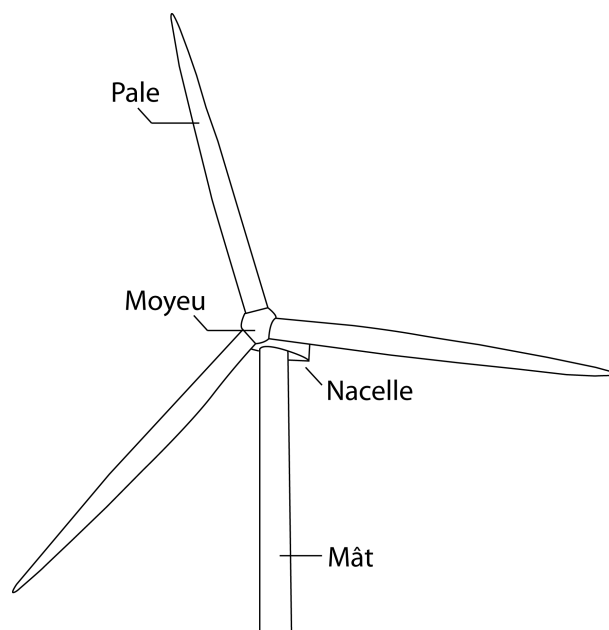


FIG. 2.1 – Schéma descriptif d'une éolienne à axe horizontal

2.1 Concept du disque de Froude. Théorie de Betz

Pour étudier le comportement aérodynamique et l'extraction d'énergie d'un éolienne, l'un des premiers outils utilisés est basé sur le concept du disque de Froude (*actuator disk* - Froude [40]). Cette théorie simplifiée permet de considérer le processus d'extraction d'énergie sans avoir recours à une géométrie particulière du rotor et revient alors à considérer une quantité d'air traversant un disque. La figure 2.2 représente ce modèle simplifié.

Afin d'alléger la notation dans ce chapitre, les vitesses moyennes ne sont plus notées avec le symbole $\langle \cdot \rangle$ mais directement U, V, W .

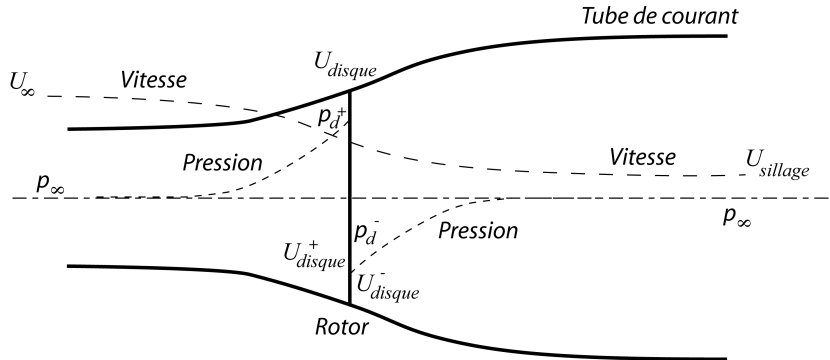


FIG. 2.2 – Schéma simplifié du sillage d'une éolienne à axe horizontal

L'énergie cinétique extraite par une éolienne affecte la vitesse du vent : la masse d'air qui traverse le rotor voit alors sa vitesse diminuer. En considérant cette masse d'air comme un système isolé du reste de l'écoulement incident, un tube de courant de section circulaire délimitant la masse d'air qui traverse le rotor peut être dessiné. Les lois de conservation du débit, combinées à ce ralentissement de l'écoulement, provoquent un élargissement du tube de courant en aval de l'éolienne.

Le principe du disque de Froude est d'imposer une discontinuité de pression statique au niveau du disque, créant de ce fait une diminution d'énergie cinétique et par conséquent une diminution de la vitesse entre l'amont et l'aval du disque. Le principe d'extraction de l'énergie par un rotor d'éolienne est donc similaire à celui d'un disque de Froude.

Le disque induit une variation de vitesse qui doit être superposée à la vitesse de l'écoulement incident, U_∞ . La composante axiale de l'écoulement induit est donnée par " aU_∞ " où a est appelé "facteur d'induction axial". La vitesse moyenne au disque est alors donnée par :

$$U_{disque} = (1 - a)U_\infty \quad (2.1)$$

En notant A_d la surface balayée par le disque, l'air qui traverse le disque induit un changement de quantité de mouvement en aval égal à $(U_\infty - U_{sillage})\rho A_d U_{disque}$.

La force créant cette variation de quantité de mouvement provient principalement de la différence de pression entre l'amont et l'aval du disque.

$$(p_d^+ - p_d^-)A_d = (U_\infty - U_{sillage})\rho A_d U_{disque} = (U_\infty - U_{sillage})\rho A_d U_\infty(1 - a) \quad (2.2)$$

En appliquant le théorème de Bernoulli entre l'infini amont et le disque, on obtient :

$$\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 + p_\infty = \frac{1}{2}\rho U_{disque}^2 + p_d^+ \quad (2.3)$$

De la même façon, entre le disque et l'infini aval :

$$\frac{1}{2}\rho U_{sillage}^2 + p_\infty = \frac{1}{2}\rho U_{disque}^2 + p_d^- \quad (2.4)$$

En combinant les équations (2.2), (2.3) et (2.4), on en déduit :

$$\frac{1}{2}\rho A_d(U_\infty^2 - U_{sillage}^2) = (U_\infty - U_{sillage})\rho A_d U_\infty(1 - a) \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) amène à l'expression de la vitesse dans le sillage :

$$U_{sillage} = (1 - 2a)U_\infty \quad (2.6)$$

L'expression (2.6) traduit le fait que la moitié du déficit de vitesse axiale a lieu en amont du disque, et l'autre moitié en aval.

Partant de la force de poussée $T = (p_d^+ - p_d^-) A_d$ exercée par les pales sur l'air, et selon l'expression (2.6), on obtient :

$$T = 2\rho A_d U_\infty^2 a(1 - a) \quad (2.7)$$

Avec l'expression (2.1), on en déduit alors la puissance extraite :

$$P = T.U_{disque} = 2\rho A_d U_\infty^3 a(1 - a)^2 \quad (2.8)$$

Le coefficient de puissance C_P , et de poussée C_T , sont alors donnés par les formules (2.9) et (2.10), où les dénominateurs représentent respectivement la puissance totale et la force totale disponibles dans l'air en l'absence du disque.

$$\boxed{C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^3} = 4a(1 - a)^2} \quad (2.9)$$

$$\boxed{C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^2} = 4a(1 - a)} \quad (2.10)$$

Betz (1919) démontre que la puissance théorique maximale récupérable par une éolienne est égale à 16/27 de la puissance incidente du vent qui la traverse. Il démontre de plus que cette limite sera atteinte lorsque l'éolienne "*freinera le vent à 1/3 de sa vitesse amont*". Le maximum du coefficient de puissance est donné en dérivant l'expression (2.9).

$$\frac{dC_P}{da} = 4(1-a)(1-3a) \quad (2.11)$$

L'annulation de (2.11) implique un facteur d'induction minimal $a = 1/3$, conduisant immédiatement à :

$$C_{P_{max}} = \frac{16}{27} \quad (2.12)$$

Les éoliennes à axe horizontal actuelles subissent cette limite théorique. Ainsi, seule un peu plus de 59% de l'énergie cinétique amont est théoriquement extractible. Sachant que les meilleures éoliennes modernes parviennent difficilement à atteindre 65% de la limite de Betz [63], seulement 40% de la puissance du vent peut aujourd'hui être récupérée.

Ce concept du disque de Froude a l'avantage de simplifier le principe d'extraction de l'énergie mais le fonctionnement d'une éolienne doit aussi être considéré.

2.2 Disque de Froude en rotation

La façon dont est extraite l'énergie et convertie en énergie électrique dépend de la conception de l'éolienne.

La plupart des éoliennes, et en particulier celles étudiées ici, utilisent un rotor tournant à la vitesse angulaire Ω autour d'un axe perpendiculaire au plan du rotor et parallèle à la direction du vent. Les pales balayent une surface circulaire et en vertu de leur conception aérodynamique, il apparaît une différence de pression entre l'amont et l'aval, responsable par la suite du déficit de quantité de mouvement dans le sillage. L'air traversant le rotor exerce non seulement un effort de poussée mais aussi un moment, à la base de la récupération d'énergie souhaitée. En fonctionnement stabilisé (i.e à une vitesse de rotation constante), ce couple éolien agissant sur le rotor est responsable, par réaction, de l'apparition d'un moment opposé et de même valeur. La conséquence de cette réaction est d'amener l'air à tourner en sens inverse à celui du rotor. L'air gagne alors une quantité de mouvement angulaire et, dans le sillage, les particules d'air ont une composante de leur vitesse qui est tangente à la rotation (figure 2.3).

Théoriquement, l'écoulement entrant dans le disque n'a aucun mouvement de rotation. L'écoulement sortant du disque possède une rotation qui reste constante tout au long du déplacement du fluide dans le sillage. Le mouvement de rotation donné à l'air prend donc entièrement naissance dans l'épaisseur du disque. La variation de vitesse tangentielle s'exprime en termes de facteur d'induction tangentiel a' .

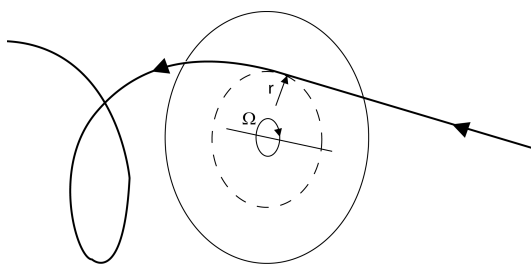


FIG. 2.3 – Trajectoire d'une particule d'air au passage du disque.

La vitesse tangentielle induite est nulle à l'infini amont du disque, et vaut $2r\Omega a'$ à l'infini aval (r la distance à l'axe de rotation et Ω la vitesse de rotation). Dans l'épaisseur du disque, à cette même distance r , elle vaut $r\Omega a'$ (figure 2.4).

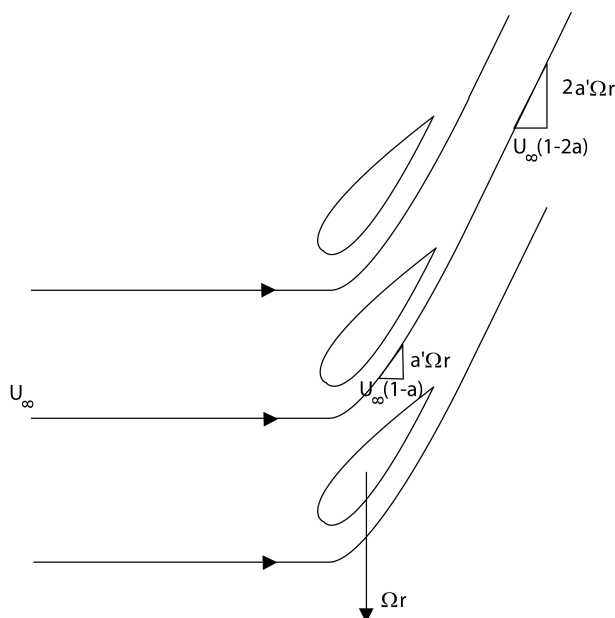


FIG. 2.4 – Vitesses tangentielles dans l'épaisseur du disque.

2.2.1 Théorème de quantité de mouvement angulaire

Les vitesses axiale et tangentielle induites ne sont pas nécessairement identiques pour toutes les positions radiales.

Considérons un anneau du disque, à la coordonnée radiale r et de largeur δr . D'un côté, la composante axiale de la vitesse et l'effort de poussée sur cet anneau sont liés par le théorème de quantité de mouvement axial, et de l'autre la composante tangentielle de la vitesse et le moment s'exerçant sur cet anneau sont liés par le théorème de quantité de mouvement angulaire. Le disque total est composé d'une multitude d'anneaux élémentaires, tous supposés indépendants les uns des autres, ne communiquant alors un moment qu'à la seule fraction d'air les traversant.

2.2. DISQUE DE FROUDE EN ROTATION

Soient U_{disque}^+ et U_{disque}^- , les vitesses juste en amont et en aval du disque (voir figure 2.2). Un bilan d'énergie totale sur un tube de courant annulaire élémentaire donne l'équation (2.13) :

$$\begin{aligned} E_{tot}^{amont} &= E_{tot}^{aval} + E_{tot}^{transmise} \\ p_d^+ + \frac{1}{2}\rho U_{disque}^+{}^2 &= p_d^- + \frac{1}{2}\rho U_{disque}^-{}^2 + \frac{1}{2}\rho(\omega r)^2 + \frac{\delta Q \cdot \Omega}{U_{disque}^-} \delta A_d \end{aligned} \quad (2.13)$$

où ω est la vitesse de rotation du sillage et r le rayon du sillage juste en aval du disque, δQ le couple élémentaire appliqué sur l'élément de fluide au niveau du rotor ($\delta Q \cdot \Omega$ étant alors la puissance reçue par le rotor) et δA_d la surface élémentaire du disque considéré. La conservation du moment angulaire par rapport à l'axe de symétrie du rotor et la conservation du moment angulaire dans tout le tube de courant annulaire élémentaire donnent accès à la torsion élémentaire δQ :

$$\delta Q = \rho \omega r^2 U_{disque}^- \delta A_d \quad (2.14)$$

En combinant les équations (2.13) et (2.14) on obtient :

$$p_d^+ - p_d^- = \rho r^2 \omega \left(\Omega + \frac{1}{2}\omega \right) \quad (2.15)$$

Avec $a' = \omega/2\Omega$, sachant que $\delta A_d = 2\pi r \delta r$ et selon l'équation (2.1), on obtient :

$$\boxed{\delta Q = 4a'(1-a) \frac{1}{2}\rho U_\infty \Omega r^2 2\pi r \delta r} \quad (2.16)$$

D'après l'équation (2.2), la force de poussée du rotor sur l'air est $T = (p_d^+ - p_d^-)A_d$, ce qui amène à l'expression de la poussée élémentaire :

$$\boxed{\delta T = 4a'(1+a') \frac{1}{2}\rho \Omega^2 r^2 2\pi r \delta r} \quad (2.17)$$

En connaissant comment a et a' varient avec r , la torsion et la poussée totales peuvent être obtenues en intégrant les équations (2.16) et (2.17).

2.2.2 Modèle du tube cylindrique tourbillonnaire

Dans la partie précédente, le disque de Froude est représenté comme balayé par une multitude de pales, chacune ayant une circulation $\Delta\Gamma$, uniforme dans la direction radiale. Au bout de chaque pale, un tourbillon hélicoïdal, d'intensité $\Delta\Gamma$ est convecté en aval à la vitesse locale de l'écoulement. Si le paramètre d'avancement $\lambda = \Omega R/U_\infty$ (R , rayon du disque) et le nombre de pales sont supposés grand (avec une porosité totale finie et suffisamment petite), alors l'accumulation de ces tourbillons hélicoïdaux forme une nappe tourbillonnaire axisymétrique, en forme de tube, délimitant le sillage. En considérant l'absence de moyeu,

2.2. DISQUE DE FROUDE EN ROTATION

les tourbillons de bout de pale sont équilibrés par des tourbillons générés à la base de chaque pale, d'intensité $\Delta\Gamma$, qui s'étendent le long de l'axe de rotation, contribuant à la vorticité totale Γ due à la base des pales (figure 2.5).

La vorticité totale est confinée aux tourbillons de bout de pale, aux tourbillons à la base des pales et aux petits tourbillons générés le long des pales.

Cette vision simplifiée est représentée sur la figure 2.6, sur laquelle sont schématisés une pale symétrique et le système tourbillonnaire tridimensionnel qu'elle génère. A cela, il faut ajouter la rotation de la pale.

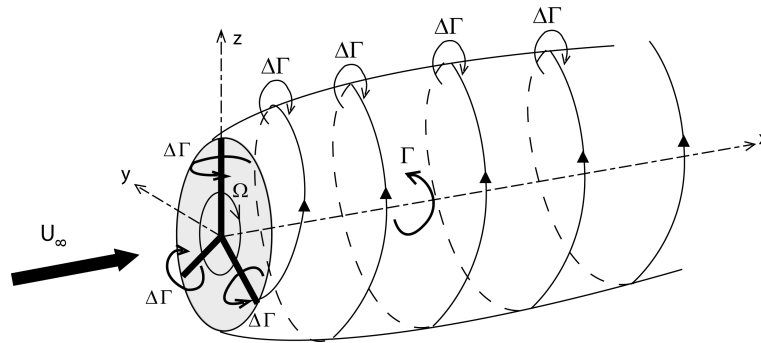


FIG. 2.5 – Schéma du sillage tourbillonnaire hélicoïdal généré par un rotor à trois pales possédant chacune une circulation uniforme $\Delta\Gamma$.

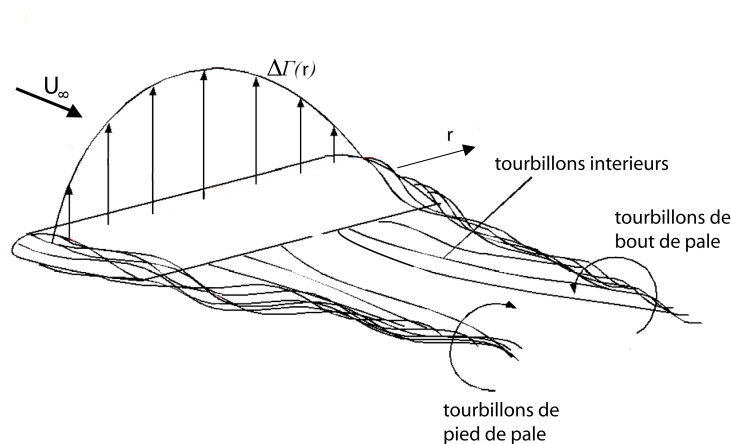


FIG. 2.6 – Schéma du système tourbillonnaire simplifié dans le sillage d'une pale symétrique, sans rotation, où la distribution de circulation est uniforme selon l'allongement.

Remarque 1 : les tourbillons de bout de pale sont les tourbillons prépondérants dans le sillage généré par une pale d'éolienne en rotation. En effet, pour une pale réelle, non symétrique et avec un certain vrillage, la répartition de la circulation n'est pas uniforme mais

tend à augmenter avec la distance radiale r . La circulation des tourbillons de bout de pale est donc plus importante que celle des tourbillons de pied de pale. De plus, la présence du moyeu, négligé dans l'étude précédente, modifie le comportement tourbillonnaire à la base de la pale.

Remarque2 : Le tube tourbillonnaire s'étend radialement du fait du ralentissement de l'écoulement à l'intérieur de ce tube.

La nature de l'expansion du tube ne peut pas être déterminée par le théorème de quantité de mouvement, et par conséquent, une approximation courante est de supposer le tube comme parfaitement cylindrique (figure 2.7).

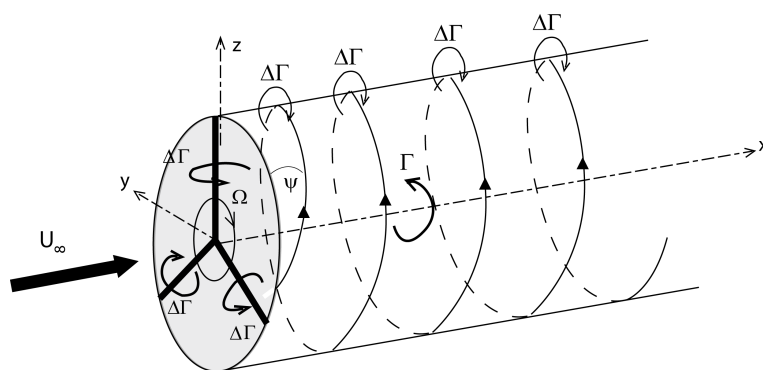


FIG. 2.7 – Schéma du sillage tourbillonnaire hélicoïdal généré par un rotor à trois pales possédant chacune une circulation uniforme $\Delta\Gamma$. Vision simplifiée du tube tourbillonnaire cylindrique.

2.3 Théorie de Glauert

La modélisation précédente permet de comprendre le développement tourbillonnaire tridimensionnel qui apparaît dans le sillage d'une éolienne. Néanmoins, la conception aérodynamique des pales n'y figure pas alors que la détermination de l'évolution radiale des facteurs d'induction a et a' , intervenant dans le calcul des efforts subis par les pales, en dépend (couple, équation (2.16) et poussée, équation (2.17)).

Pour cela, on utilise un modèle développé par Glauert [43] permettant de calculer les efforts des pales sur l'écoulement en fonction de leurs caractéristiques géométriques : angle d'inclinaison β , angle d'attaque α ...

Ce modèle est présenté ici car il est utilisé dans le modèle numérique auquel certaines des mesures réalisées en soufflerie seront comparées (voir paragraphe 4.3).

2.3. THÉORIE DE GLAUERT

Le modèle développé par Glauert [43] est aussi appelé '*Blade Element Momentum*' (*BEM*) et repose sur deux théories :

- la conservation de quantité de mouvement présentée précédemment au paragraphe 2.2.1 (*Momentum Theory*)
- la théorie de l'élément de pale (*Blade Element Theory*).

Cette théorie suppose que les efforts sur un élément de pale peuvent être calculés à l'aide des caractéristiques 2D du profil. On néglige la composante radiale de la vitesse et les effets tridimensionnels sont ramenés à des effets 2D par tranches. Les composantes de la vitesse, à une position radiale donnée, exprimées en fonction de la vitesse du vent, des paramètres de l'écoulement et de la vitesse de rotation, déterminent l'angle d'attaque. Les efforts sur la pale, pour certaines valeurs de a et a' , peuvent être déterminés en connaissant les évolutions des coefficients de portance et de traînée le long du profil.

Soit un rotor de N pales, de rayon R , de corde c et d'angle d'inclinaison β (angle entre la ligne de portance nulle du profil et le plan du rotor). Comme explicité précédemment, la vitesse tangentielle d'un élément de pale à une distance r de l'axe de rotation est Ωr et la vitesse tangentielle du sillage dans le rotor est $\Omega r a'$, ce qui signifie que la vitesse tangentielle totale de l'écoulement est $(1 + a')\Omega r$. La figure 2.8 représente les vitesses et les forces appliquées sur un élément de pale à la position radiale r .

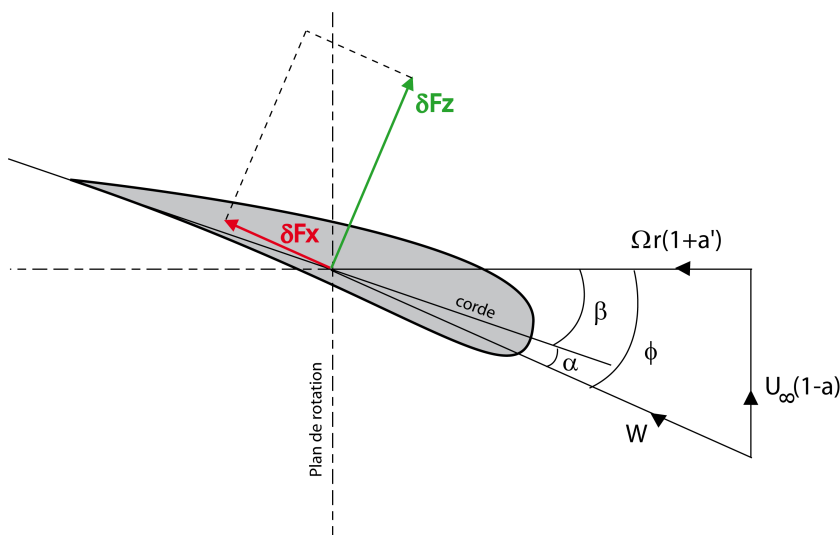


FIG. 2.8 – Efforts et vitesses sur un profil de pale d'éolienne.

La vitesse relative W , du vent par rapport à la pale, l'angle ϕ , et l'angle d'attaque α sont définis selon les expressions (2.18), (2.19) et (2.20).

2.3. THÉORIE DE GLAUERT

$$W = \sqrt{U_\infty^2(1-a)^2 + \Omega^2 r^2(1+a')^2} \quad (2.18)$$

$$\sin\phi = \frac{U_\infty(1-a)}{W} \quad \cos\phi = \frac{\Omega r(1+a')}{W} \quad (2.19)$$

$$\alpha = \phi - \beta \quad (2.20)$$

La portance et la traînée élémentaires exercées sur un élément de pale de largeur δr s'écrivent :

$$\delta F_z = \frac{1}{2} \rho W^2 c C_z \delta r \quad (2.21)$$

$$\delta F_x = \frac{1}{2} \rho W^2 c C_x r \delta r \quad (2.22)$$

On obtient alors, pour les N pales, les efforts et le couple élémentaires exercés sur un anneau élémentaire de rayon r et de largeur δr :

$$\boxed{\delta T = N \cdot \frac{1}{2} \rho W^2 c (C_z \cos\phi + C_x \sin\phi) \delta r} \quad (2.23)$$

$$\boxed{\delta Q = N \cdot \frac{1}{2} \rho W^2 c (C_z \sin\phi - C_x \cos\phi) r \delta r} \quad (2.24)$$

Les couples d'équations ((2.17), (2.23)) et ((2.16), (2.24)) donnent le système d'équations suivant :

$$\frac{a}{1-a} = \frac{\sigma}{4 \sin^2 \phi} \left[C_z \cos\phi + C_x \sin\phi - \frac{\sigma}{4 \sin^2 \phi} (C_z \sin\phi - C_x \cos\phi)^2 \right] \quad (2.25)$$

$$\frac{a'}{1+a'} = \frac{\sigma (C_z \sin\phi - C_x \cos\phi)}{4 \sin\phi \cdot \cos\phi} \quad (2.26)$$

avec $\sigma = N \cdot c / 2\pi r$, la solidité locale définie comme le rapport entre l'espace occupé par les pales et l'espace vide, sur un périmètre de rayon r .

Ce système d'équations obtenu par combinaison du théorème de quantité de mouvement angulaire et de la théorie de la pale élémentaire permet de déterminer l'évolution radiale des facteurs d'induction.

Remarque : résoudre ces équations pour obtenir les expressions des facteurs d'induction axial et angulaire nécessite un processus itératif, non exposé ici.

2.4 Éolienne en situation de dérapage

Les conditions atmosphériques et les vents tournants imposent de toujours ajuster l'orientation d'une éolienne pour la diriger face aux vents dominants afin d'extraire le maximum d'énergie possible.

Le rotor d'une grande éolienne n'est pas capable de suivre la variabilité des vents de façon instantanée (ajustement toutes les 10 minutes environ) et par conséquent, une éolienne passe une grande partie de son temps en dérapage (Garrad [42]). Dans cette situation, même dans des conditions stationnaires de vent, l'angle d'attaque de chaque pale change continuellement et les charges aérodynamiques fluctuent, causant une fatigue structurelle supplémentaire des matériaux.

La lenteur du système de régulation de l'orientation de la nacelle rend possible l'étude de l'écoulement autour d'une éolienne en dérapage selon un point de vue quasi-stationnaire.

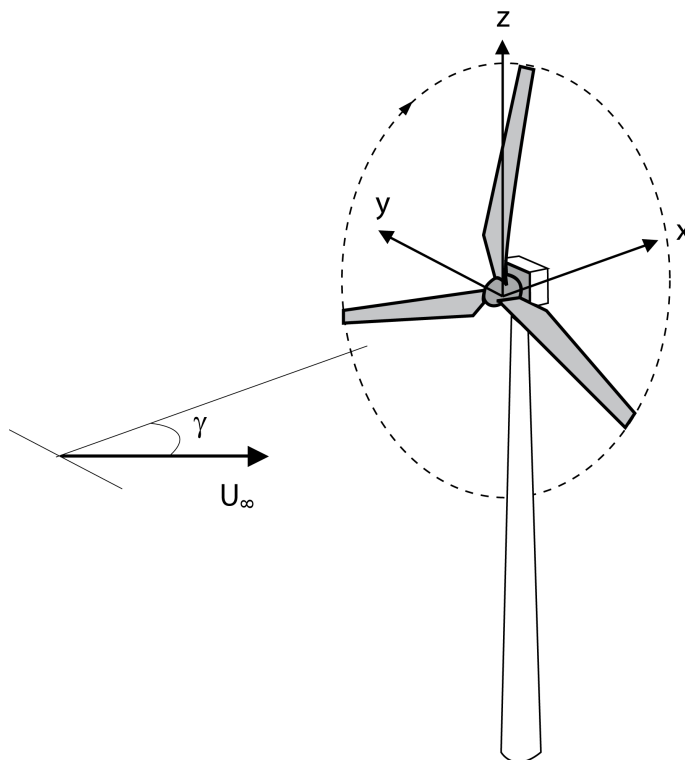


FIG. 2.9 – Éolienne en situation de dérapage selon un angle γ .

Afin de mieux connaître les caractéristiques de l'écoulement autour d'un rotor en dérapage, de nombreuses études ont été menées pour formuler une théorie, ou tout du moins des modèles empiriques (Mikkelsen et Sørensen [73], Grant *et al.* [44], Grant et Parkin [45], Parkin *et al.* [81], Dahlberg et Medici [32]). Toutefois, si la description aérodynamique du sillage d'une éolienne est déjà complexe quand le vent est considéré normal au plan du rotor, elle l'est encore plus en situation de dérapage. Zhong et Infield [117] resument les difficultés rencontrées pour modéliser une éolienne en dérapage.

La méthode de Glauert (*BEM*) est souvent utilisée pour calculer les coefficients de puissance et de poussée. Cependant, quand le rotor est en dérapage, les variations continues de l'angle d'attaque des pales impliquent l'apparition de couples supplémentaires, en particulier selon les axes verticaux et transversaux. Cette approche par la méthode BEM ne donne donc pas entière satisfaction pour la description des moments, et ne permet pas de prédire correctement les charges aérodynamiques dans une configuration en dérapage (Smulders [90]).

De vastes projets européens (Schepers et Snel [87], Schepers [88], Snel et Schepers [91]) ont permis de réaliser des mesures en soufflerie et en pleine échelle et de formuler des lois empiriques pour prédire la charge aérodynamique sur les pales.

Au delà des charges subies par le rotor, qu'en est-il de l'évolution du sillage d'une éolienne en dérapage ?

Même en considérant un écoulement amont homogène (i.e sans considérer la CLA), dès que le rotor n'est plus aligné avec la direction principale de l'écoulement, la vitesse induite au rotor varie dans les directions radiale et azimutale, ce qui rend le problème instationnaire sur les pales.

Nous nous contentons de décrire dans les parties suivantes, les connaissances sur le sillage en situation de dérapage. Ces connaissances reprennent les théorèmes de quantité de mouvement axial et angulaire, et le modèle du tube cylindrique tourbillonnaire présentés précédemment en les adaptant à la situation considérée.

Le développement du sillage en situation de dérapage fera l'objet d'études paramétriques dans le chapitre 10. Certains travaux, comme les mesures à l'anémométrie fil chaud de Dahlberg et Medici [32], les visualisations par nappe laser de Grant *et al.* [44] ou encore les mesures par PIV¹ (*Particle Image Velocimetry*) de Parkin *et al.* [81] ont permis d'étudier l'angle de déviation et l'expansion qui apparaissent dans le sillage d'un rotor en dérapage. Ces études menées dans le sillage de modèles d'éolienne en soufflerie fournissent une base de comparaison pour les mesures dans le sillage de nos modèles. Les expressions empiriques seront aussi sujettes à comparaison afin d'en trouver les éventuelles limites.

2.4.1 Théorème de quantité de mouvement pour un disque en dérapage

La force appliquée au disque par l'écoulement est une force de pression, normale au plan du disque. En supposant que cette force est responsable de la variation de quantité de mouvement, alors la vitesse induite moyenne doit aussi être perpendiculaire au plan du disque (Wind Energy Handbook [115]). Ainsi, l'écoulement est dévié d'un côté puisque une composante de la vitesse induite est perpendiculaire à la direction du vent (voir figure 2.10).

De la même manière que pour un disque sans dérapage, la vitesse induite moyenne au disque est la moitié de celle dans le sillage.

¹voir Annexe B

2.4. ÉOLIENNE EN SITUATION DE DÉRAPAGE

Par comparaison avec l'équation (2.7), en supposant que la variation de quantité de mouvement dans la direction axiale est égale au produit de la masse d'air traversant le disque et de la variation de vitesse normale au plan du disque, on obtient l'expression de la poussée T :

$$T = \rho A_d U_\infty (\cos\gamma - a) 2a U_\infty = \rho A_d U_\infty^2 a (\cos\gamma - a) \quad (2.27)$$

où A_d est la surface frontale du disque (quand celui-ci est placé normal à l'écoulement incident) et γ est l'angle de dérapage.

Il vient alors l'expression de la puissance P :

$$P = T \cdot U_{disque} = T U_\infty (\cos\gamma - a) = 2\rho A_d U_\infty^3 a (\cos\gamma - a)^2 \quad (2.28)$$

On en déduit donc les coefficients de poussée et de puissance, définis par les expressions (2.29) et (2.30).

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^2} = 4a(\cos\gamma - a) \quad (2.29)$$

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^3} = 4a(\cos\gamma - a)^2 \quad (2.30)$$

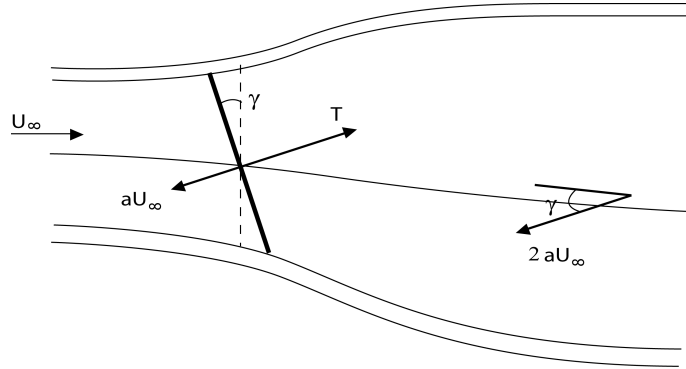


FIG. 2.10 – Schéma de la déviation du sillage d'un disque en dérapage.

De façon analogue à ce qui a été fait au paragraphe 2.1, l'annulation de la dérivée par rapport à a de l'expression (2.30) donne :

$$a = \frac{\cos\gamma}{3} \quad C_{P_{max}} = \frac{16}{27} \cos^3\gamma \quad (2.31)$$

Il n'est toutefois pas nécessairement légitime d'appliquer le théorème de quantité de mouvement de cette façon au disque en dérapage. Les gradients de pression transversaux qui causent la déviation du sillage pourraient aussi contribuer à la force nette exercée sur l'écoulement dans la direction axiale, influençant de ce fait la vitesse induite axiale. Ceci conduisit Glauert à développer le modèle décrit brièvement dans le chapitre suivant.

2.4.2 Théorie de Glauert pour un disque en dérapage

Glauert (1926) s'intéresse à l'*autogire*, sorte de petit hélicoptère, composé d'un moteur fournissant une poussée vers l'arrière et d'un rotor (sans moteur) fournissant une portance. Le rotor est inclinable vers l'arrière, ce qui permet, grâce à la vitesse de l'autogire et donc à l'air qui traverse le rotor, de générer une poussée supplémentaire vers l'arrière et vers le haut. Le rotor de l'autogire peut être vu comme une éolienne en dérapage. Pour de grande vitesses de l'autogire, l'angle γ est grand, et ce dernier est nul quand le rotor est en position verticale (figure 2.11).

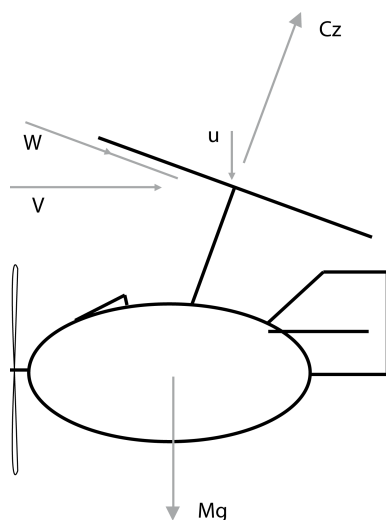


FIG. 2.11 – Schéma de l'autogire étudié par Glauert (1926).

Nous ne rentrerons pas dans le détail de son étude (disponible dans le Wind Energy Handbook [115]), et nous contentons d'accepter les coefficients de poussée et de puissance qui en découlent. Ceux-ci sont déterminés par les expressions (2.32) et (2.33) et sont une généralisation de 2.9 et 2.10 pour des angles γ non nuls. Ces expressions permettront une confrontation avec les mesures réalisées en soufflerie dans le chapitre 10.2.1.

$$C_T = 4a\sqrt{1-a(2\cos\gamma-a)} \quad (2.32)$$

$$C_P = 4a(\cos\gamma-a)\sqrt{1-a(2\cos\gamma-a)} \quad (2.33)$$

2.4.3 Modèle du tube cylindrique tourbillonnaire pour un disque en dérapage

Nous avons vu que le modèle de tube cylindrique tourbillonnaire dans le cas d'un disque sans dérapage (paragraphe 2.2.2) fournit des résultats principaux équivalents à ceux du théorème de quantité de mouvement. La différence notable est que ce modèle permet de mieux appréhender, avec plus de détails, le champ de vitesse dans le sillage. Appliquons donc ce modèle au cas en dérapage.

Nous avons vu que le sillage d'un disque en dérapage est dévié par l'action de la composante normale à l'écoulement de la poussée sur le disque (figure 2.10). Par réaction, la force exercée sur l'écoulement est alors opposée à cette poussée, créant une accélération de l'écoulement, à contre-courant et latéralement. La figure 2.12 montre que la ligne centrale du sillage est représentée selon un angle χ avec l'axe de rotation du disque. Cet angle est appelé par la suite 'angle de déviation' (*skew angle*).

Appliquer le même modèle que celui exposé dans le paragraphe 2.2.2 est possible dans le cas d'un disque en dérapage, mais cela suppose que la circulation est uniforme radialement et azimutalement sur tout le disque. Nous avons vu que pour le cas d'un rotor en dérapage, cette condition ne peut être respectée dans la mesure où l'angle d'attaque des pales varie continuellement. On considère alors que pour de petites perturbations et pour de faibles valeurs de λ , la variation de circulation autour d'une valeur moyenne n'a qu'un faible impact sur la vitesse induite, et que le sillage est par conséquent principalement dirigé par les tourbillons de bout de pale liés à la circulation moyenne (Wind Energy Handbook [115]). De plus, l'expansion radiale du sillage, imposant une difficulté supplémentaire, est négligée comme elle l'était dans le cas sans dérapage.

On admet que la vitesse moyenne induite au disque vaut $aU_\infty \arccos(\chi/2)$, dans une direction qui coupe l'angle de déviation χ en deux ([115] - figure 2.12). Dans le sillage pleinement développé, la vitesse induite est deux fois celle au disque.

Etant donné que la vitesse moyenne induite n'est pas perpendiculaire au disque, la force T sur le disque (perpendiculaire au plan du disque) ne peut être la seule responsable de la variation totale de quantité de mouvement. Il existe une variation de quantité de mouvement dans une direction perpendiculaire à l'axe du disque.

Il peut être montré une relation approchée entre l'angle de déviation χ , l'angle de dérapage γ et le facteur d'induction a ([115]) :

$$\chi = (0.6a + 1) \gamma \quad (2.34)$$

De même, on admet que les coefficients de poussée et de puissance s'expriment selon les expressions (2.35) et (2.36).

$$C_T = 4a \left(\cos\gamma + \tan\frac{\chi}{2} \sin\gamma - a \cdot \arccos^2\frac{\chi}{2} \right) \quad (2.35)$$

$$C_P = C_T(\cos\gamma - a) \quad (2.36)$$

2.4. ÉOLIENNE EN SITUATION DE DÉRAPAGE

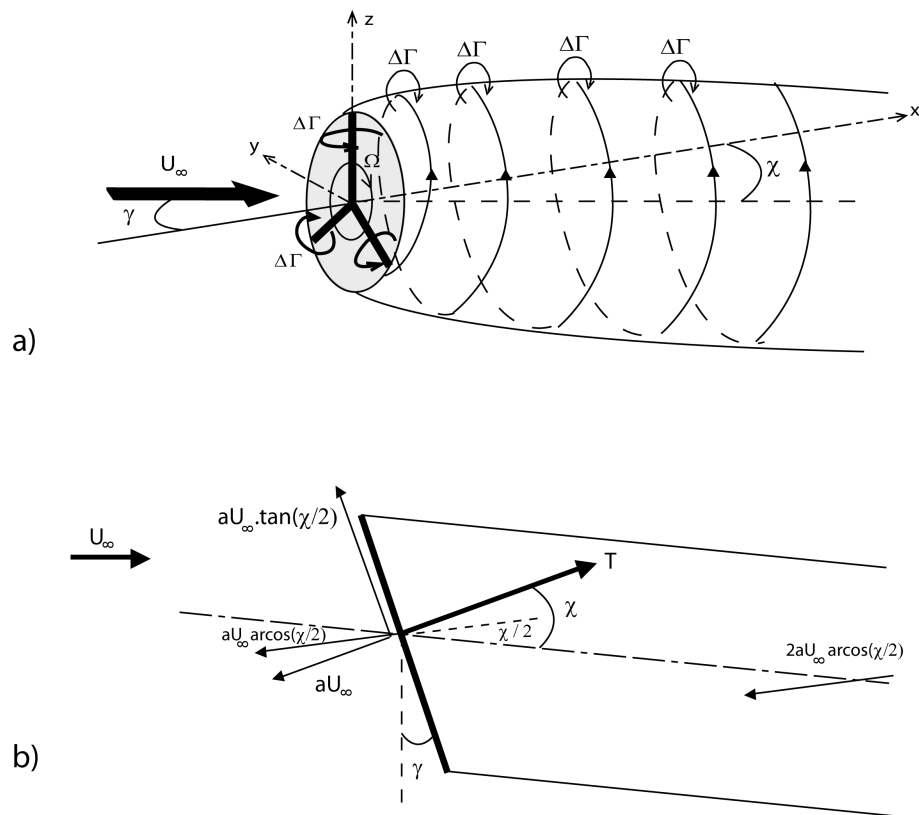


FIG. 2.12 – a) Schéma du sillage tourbillonnaire généré par un rotor en dérapage, à trois pales possédant chacune une circulation uniforme $\Delta\Gamma$. b) Schéma du sillage simplifié en négligeant l'expansion radiale (vue de dessus en coupe selon l'axe de symétrie horizontal du disque).

Ces formulations des coefficients de poussée et de puissance, ainsi que l'équation de l'angle de déviation (2.34), serviront de comparaison aux mesures réalisées dans le chapitre 10.

Chapitre 3

Sillage des éoliennes

La recherche sur l'aérodynamique des éoliennes a grandement contribué au succès de l'énergie éolienne. Pour la plupart des problèmes non résolus, des lois empiriques simples ont été développées. Ces lois constituent plus ou moins des normes standards assez limitées et un grand besoin existe pour les remplacer par une compréhension physique, via un 'retour aux sources', appelé "*back to basics*" par Vermeer *et al.* [110].

Bien qu'une éolienne soit l'un des plus anciens moyens de récupérer l'énergie cinétique du vent, nous avons vu que la description aérodynamique est très compliquée et, aujourd'hui encore, certains des mécanismes de base ne sont toujours pas totalement compris.

Le sillage d'une éolienne est la masse d'air traversant le rotor et s'écoulant en aval avec une vitesse et une pression réduites (paragraphe 2.1). Il peut être décrit comme composé de deux régions plus ou moins distinctes bien qu'intimement liées :

- *Le sillage proche*, juste derrière le rotor, où les propriétés de ce dernier peuvent encore être distinguées. La présence du rotor est apparente de par l'aérodynamique et le nombre des pales, les effets tridimensionnels et les tourbillons de bout de pale. La distance sur laquelle s'étend cette région est plus ou moins variable en fonction des auteurs : elle dépend du taux de turbulence ambiante, mais peut être estimée entre un et cinq diamètres de rotor.
- *Le sillage lointain*, situé après la région de proche sillage, où l'influence du rotor n'est plus distinguable et où les tourbillons de bout de pales ont perdu leurs caractéristiques individuelles.

3.1 Sillage d'une éolienne en écoulement uniforme

La structure tourbillonnaire dans le sillage d'une éolienne est le résultat d'une combinaison complexe entre la turbulence provenant du cisaillement dans le sillage, la contribution de la turbulence atmosphérique, la vorticité générée par les pales, et éventuellement le phénomène de '*meandering*' (voir paragraphe 3.3.2). La présence du mât peut aussi jouer un rôle non négligeable. Les travaux sur les sillages d'éolienne présentés dans cette partie, ne sont qu'une rapide revue des connaissances actuelles. L'influence de la turbulence atmosphérique, du *meandering* et du mât y sont pour le moment exclues.

Beaucoup d'études sur le sillage des éoliennes se sont réalisées en écoulement homogène.

3.1. SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN ÉCOULEMENT UNIFORME

L'intérêt est de se placer dans des conditions suffisamment simples pour pouvoir dissocier les phénomènes étudiés. C'est notamment le cas pour la nappe tourbillonnaire tubulaire entourant le sillage, dont la description est facilitée dans ces conditions.

Nous avons vu au chapitre précédent que les tourbillons de bout de pale pouvaient former rapidement une nappe tourbillonnaire tubulaire entourant le sillage. Théoriquement, selon le concept du disque de Froude (paragraphe 2.2), les tourbillons de bout de pale forment cette nappe tourbillonnaire d'autant plus rapidement que le nombre de pale est grand et que le paramètre d'avancement $\lambda = \Omega R/U_\infty$ est grand.

La figure 3.1 présente une simulation numérique *LES* (*Large Eddy Simulation*) menée par Troldborg *et al.* [105] en utilisant le concept d' 'actuator line' dans lequel les forces exercées sur le rotor ne sont pas distribuées sur un disque de Froude mais sur des lignes représentant les pales (ces efforts sont calculés selon la méthode BEM présentée précédemment). Le développement tridimensionnel de l'écoulement en aval du rotor est étudié en traçant les contours d'iso-vitesses pour différents paramètres d'avancement.

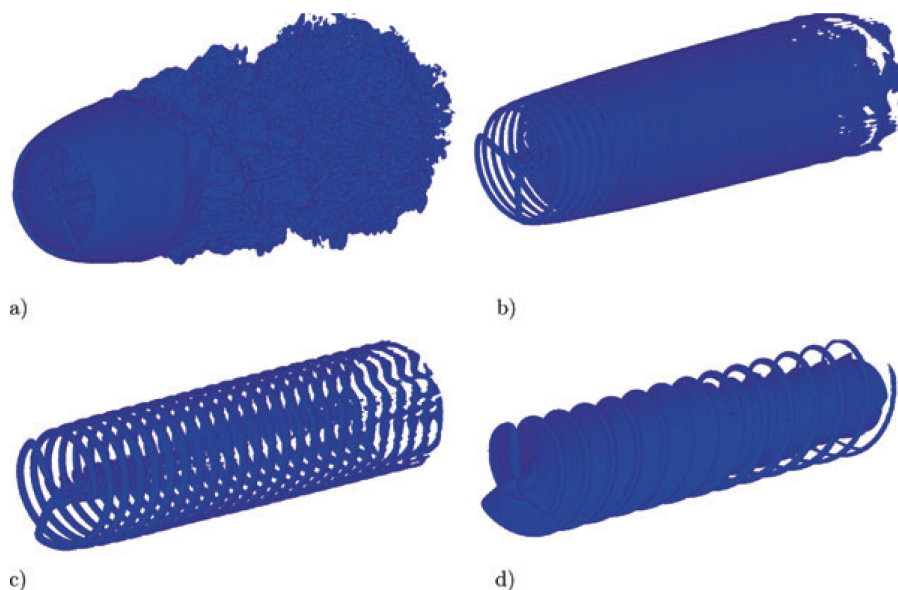


FIG. 3.1 – Visualisation du développement du sillage par tracés de contours d'iso-vitesses. a) $\lambda = 11.78$. b) $\lambda = 7.07$. c) $\lambda = 5.05$. d) $\lambda = 3.21$. D'après [105].

De la même manière, la figure 3.2 issue des travaux de Okulov et Sørensen [78] représente les contours d'isovorticité instantanés dans le plan vertical coupant l'axe du rotor, pour les trois premières valeurs du paramètre d'avancement (le modèle numérique utilisé par Troldborg *et al.* est un prolongement de celui utilisé par Okulov et Sørensen). Les régions de forte vorticité apparaissent en couleur claire et le rotor est localisé sur la gauche des images. Dans tous les cas, le motif caractéristique des tourbillons de bout de pale est visible sur une certaine distance, avant de former une nappe tourbillonnaire continue qui se destabilise pour former ensuite un sillage pleinement turbulent.

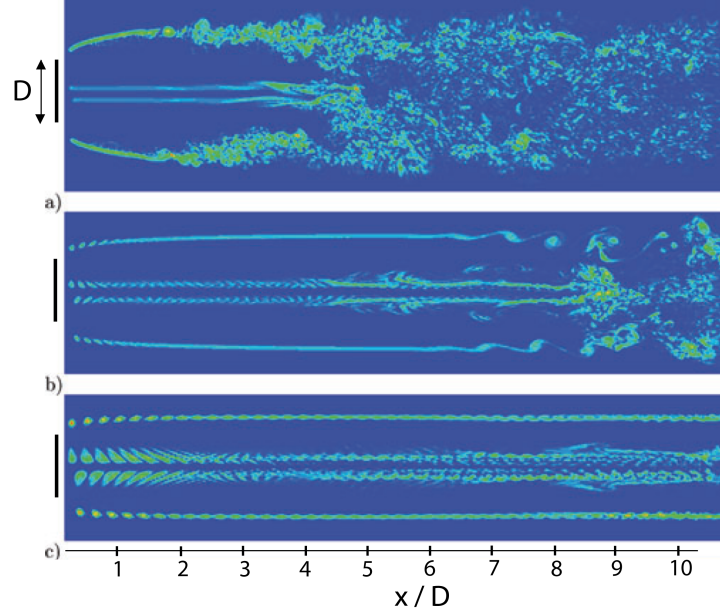


FIG. 3.2 – Modélisation numérique des contours d'isovorticité dans le sillage d'une éolienne. a) $\lambda = 11.78$, b) $\lambda = 7.07$, c) $\lambda = 5.05$. D'après [78].

Pour le cas $\lambda = 5.05$, les instabilités de la nappe tourbillonnaire sont observées aux environs de 10 diamètres (D) en aval du rotor. Pour le cas $\lambda = 7.07$, on note que la nappe tourbillonnaire présente des instabilités de type *Kelvin-Helmholtz* à une distance en aval d'environ $7D$. Le motif caractéristique des tourbillons de bout de pale est alors visible seulement sur une distance de $1.5D$ environ. Enfin pour le cas $\lambda = 11.78$, les instabilités sont observées dès $2D$ en aval et le motif caractéristique est à peine visible sur plus de $0.5D$ avant de se retrouver, à l'instar du cas $\lambda = 7.07$, complètement noyé.

Ces figures soulignent le fait que la signature des tourbillons de bout de pale est visible sur une distance plus ou moins longue en fonction de λ .

Les tourbillons de bout de pales sont donc décrits comme des structures organisées jusqu'à une certaine distance en aval du rotor, mais il faut aussi tenir compte de la turbulence amont qui va les amener à se détériorer plus ou moins rapidement. La signature fréquentielle des tourbillons de bout de pale n'est alors plus visible et la turbulence dans le sillage retrouve des caractéristiques de turbulence conventionnelle (spectre large bande).

Ces phénomènes d'instabilité ont été étudiés en détails, notamment par Okulov et Sørensen [78], [79] et plus récemment, Troldborg [104] a étudié l'influence de la turbulence amont, selon la modélisation numérique LES présentée précédemment. La figure 3.3 représente les mêmes types de contours d'isovorticité instantanés présentés sur la figure 3.2, pour $\lambda = 5.05$ et pour des intensités de turbulence amont variant de 0 à 9%. Il apparaît dans tous les cas, que la signature individuelle des tourbillons de bout de pales disparaît plus rapidement

quand la turbulence amont augmente.

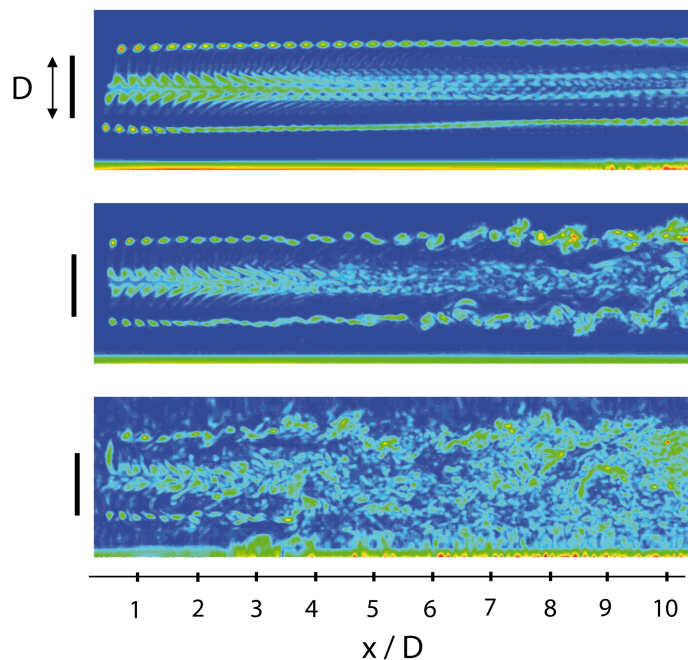


FIG. 3.3 – Modélisation numérique des contours d'isovorticité dans le sillage d'une éolienne. $\lambda = 5.05$. De haut en bas : $Iu = 0, 1$ et 9% . D'après [104].

Alfredsson et Dahlberg [3] ont réalisé beaucoup de visualisations d'écoulements dans le sillage d'éoliennes en soufflerie. Ils montrent, à l'aide de mesures par anémométrie fil chaud, que le système de tourbillons de bout de pales dans un écoulement faiblement turbulent, reste intact plusieurs diamètres de rotor en aval avant de diffuser. Vermeulen [111], [112], utilisant lui aussi l'anémométrie fil chaud sur des modèles d'éolienne en soufflerie, a exploité les caractéristiques spectrales des vortex de bout de pales. Il montre que dans la région où ils se forment, le spectre de puissance contient un pic caractérisant la fréquence de passage des pales, alors qu'en dehors de cette région (périphérie du proche sillage), de la turbulence 'large bande' est mesurée. Il constate que pour une turbulence ambiante faible, un pic spectral, même amoindri, est toujours détectable dans la région des tourbillons de bout de pale jusqu'à une distance d'environ $4D$ en aval. Il est alors précisé que le désagrégement de ces tourbillons se produit plus tôt à mesure que la turbulence amont augmente. Ainsi, pour une turbulence de 10% dans l'écoulement amont, aucun tourbillon de bout de pale ne peut être détecté au delà de $1.5D$.

La figure 3.4, extraite de [77], représente deux régimes de fonctionnement d'une éolienne bipale. On peut y observer dans un premier cas où la turbulence est faible, que les lâchés de fumée s'étendent sur une longue distance en aval du rotor sans être perturbés, et, dans un second cas où la turbulence est forte, qu'ils sont diffusés dès les toutes premières révolutions du rotor.

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE



FIG. 3.4 – Visualisation de lâchés de fumée dans le sillage d'une éolienne bipale. Image de gauche : régime stable, faible turbulence (non précisée) ; Image de droite : régime instable. (données RISØ, Danemark).

Les taux de turbulence fréquemment rencontrés sur les sites éoliens *onshore* sont en général compris entre 10% et 25% (Antoniou *et al.* [5], Højstrup [48], Noda et Flay [76], Teunissen [101]). On peut alors en conclure que dans la plupart des cas pratiques, la turbulence dans le sillage des éoliennes est une turbulence 'large bande', où la signature des vortex de bout de pales est rapidement noyée.

La turbulence amont des essais réalisés au cours de cette thèse tourne autour 10 – 20%.

3.2 Vision stationnaire du sillage d'une éolienne en couche limite atmosphérique

Le chapitre suivant a pour objectif de synthétiser les travaux existants sur les sillages d'éoliennes en CLA.

Un point de vue stationnaire est exposé, partant du sillage d'une éolienne isolée jusqu'aux éoliennes organisées en parc. Sur cette vision stationnaire, la littérature est très riche et vaste. Nous tâcherons d'extraire les informations les plus utilisées et les plus récentes sur ce sujet, en nous limitant au seul cas d'un terrain plat sans topographie particulière.

Un point de vue instationnaire fait l'objet d'une seconde partie, afin de parler du phénomène de "*meandering*", largement traité dans cette thèse. La littérature est, cette fois-ci, beaucoup moins dense et nous aurons alors recours à des travaux traitant de ce phénomène sous l'aspect 'météorologie' et 'dispersion atmosphérique' (panache de fumée).

3.2.1 Éolienne isolée

Beaucoup de modèles cinématiques décrivent le sillage d'une éolienne en CLA comme une succession de distributions semblables dans toute section du sillage, c'est-à-dire en négligeant l'évolution longitudinale : les profils de déficit de vitesse et d'intensité de turbulence sont de plus décrits comme axisymétriques. Cependant, la présence du sol et le cisaillement de l'écoulement de CLA invalident cette hypothèse de symétrie axiale. La figure 3.5, ex-

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

traite de [110], représente des profils verticaux de déficit de vitesse moyenne en CLA issus de mesures en soufflerie et de modélisations numériques. On peut noter que le maximum de déficit de vitesse est situé sous l'axe de symétrie du rotor, confirmant la dissymétrie du sillage en CLA. Talmon [95], le premier a montré ce résultat, mettant en avant le rôle du cisaillement dans l'écoulement amont et l'influence de la présence du sol sur ce décalage de l'axe du sillage.

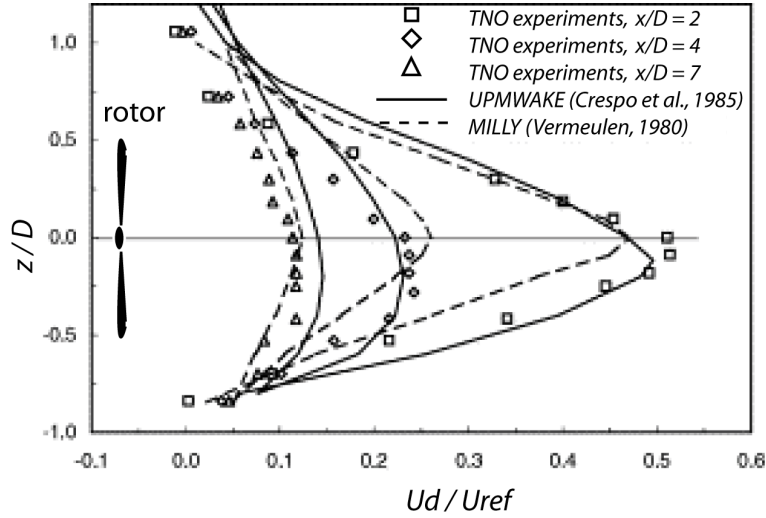


FIG. 3.5 – Profil vertical du déficit de vitesse adimensionné à plusieurs distances en aval du rotor. Comparaison de mesures en soufflerie (Luken et Vermeulen [66]) et de modèles de sillage (Crespo *et al.* [25], Vermeulen [113]).

L'évolution du déficit de vitesse dans le sillage d'une éolienne isolée est étudiée depuis de nombreuses années. Une première forme empirique approchée de l'évolution du déficit de vitesse, $U_d = U_{hub} - U_{sillage}$, en fonction de la distance en aval a été apportée par de nombreux auteurs (Magnusson et Smedman [68], [69], Crespo et Hernandez [24]) sous la forme :

$$\frac{U_d}{U_{hub}} = A \left(\frac{x}{D} \right)^{-n} \quad (3.1)$$

U_{hub} : vitesse moyenne de l'écoulement amont à hauteur de moyeu.

x : distance en aval de l'éolienne.

D : diamètre de l'éolienne.

A : constante dépendant du facteur d'induction axial ($1 < A < 3$).

$0.75 < n < 1.25$.

Une autre formulation empirique n'utilisant pas la distance aval x , mais le temps de transport $t = x/U_{hub}$ est avancée par Magnusson et Smedman [68], [69], selon l'expression (3.2).

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

$$\frac{U_d}{U_{hub}} = C_2 \ln \left(\frac{t_0}{t} \right) + C_T \quad (3.2)$$

avec $t_0 = C_1 \frac{1}{f_R} \ln \left(\frac{H_{hub}}{z_0} \right) \frac{D}{2H_{hub}}$.

f_R : fréquence de rotation du rotor.

z_0 : longueur de rugosité.

H_{hub} : hauteur de moyeu de l'éolienne.

C_T : coefficient de poussée de l'éolienne.

C_1 et C_2 : constantes prises respectivement égales à 1 et 0.4 dans [69].

Remarque : on notera l'absence totale de la turbulence amont dans ces équations. Aucune indication n'est fournie à ce sujet, mais on peut penser que ces formulations empiriques ne sont pas applicables pour tout type de turbulence amont. Pour plus d'universalité, il semble nécessaire d'inclure cette turbulence (ou une plage de turbulence), puisque le déficit de vitesse est très influencé, non seulement par le point de fonctionnement de l'éolienne (coefficient de poussée ou facteur d'induction axial) mais aussi par la turbulence amont (comme nous le verrons dans le chapitre 8).

Intéressons nous maintenant à la turbulence générée dans le sillage.

La figure 3.6 représente les profils verticaux de vitesse turbulente à plusieurs positions en aval d'une éolienne. Ces tracés, issus de [89], montrent la comparaison entre des mesures expérimentales en soufflerie et des simulations numériques.

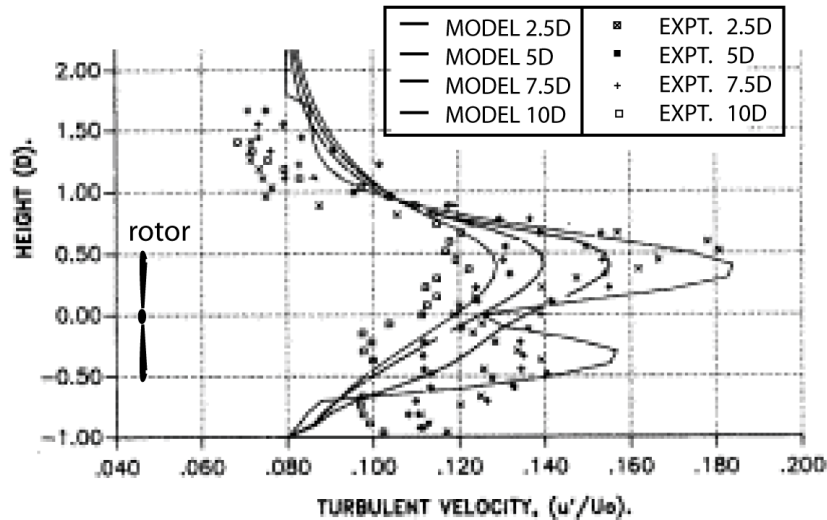


FIG. 3.6 – Profils verticaux de vitesse turbulente à différentes distances en aval. D'après [89].

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

On peut remarquer que dans la zone de proche sillage, la couche de cisaillement présente un pic de turbulence plus important dans la partie supérieure. Plus loin en aval, la couche de cisaillement a diffusé pour ne plus former qu'un seul maximum situé lui-aussi au dessus de l'axe de symétrie du rotor. La dissymétrie observée est l'opposé de ce qui se passe pour le déficit de vitesse dans le sillage. Le caractère non symétrique de la distribution de turbulence dans la couche cisailée est associé au caractère non symétrique de l'écoulement incident : dans le sillage proche, la production de turbulence est plus importante dans la partie supérieure de la couche cisailée où les gradients de vitesse sont les plus importants (figure 3.7). Dans le sillage lointain, la dissymétrie au-dessus de l'axe du rotor persiste. Conséquence de la 'mémoire de la turbulence', la turbulence dans le sillage lointain se 'rappelle' de la forme du sillage proche.

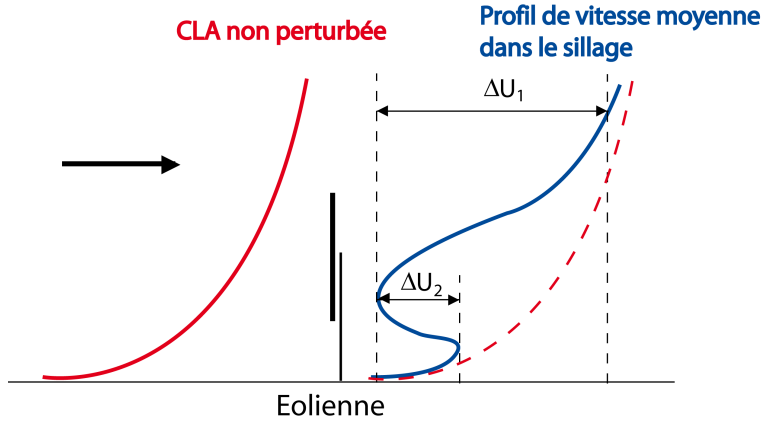


FIG. 3.7 – Représentation schématique de la différence de cisaillement, due à la CLA, entre le haut et le bas de la couche cisailée dans le sillage.

A l'instar du déficit de vitesse dans le sillage, plusieurs formulations analytiques ont été développées pour estimer l'évolution de la turbulence générée en fonction de la distance aval.

Dans ce qui suit, il n'est question que de la composante longitudinale de l'intensité de turbulence, à hauteur de moyeu. Soit Iu_{hub} l'intensité de turbulence amont à hauteur de moyeu, et $Iu_{sillage}$ l'intensité de turbulence dans le sillage, à hauteur de moyeu.

Etant une grandeur d'ordre 2 ($Iu = \sigma_u/U = \sqrt{\langle u'^2 \rangle}/U$), l'intensité de turbulence générée par une éolienne est définie par :

$$Iu_+^2 = Iu_{sillage}^2 - Iu_{hub}^2 \quad (3.3)$$

Quarton [82] propose tout d'abord une formulation selon l'équation (3.4) :

$$Iu_+ = 4.8C_T^{0.7} Iu_{hub}^{0.68} \left(\frac{x}{x_n} \right)^{-0.57} \quad (3.4)$$

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

où x_n est la longueur de la région de proche sillage, estimée selon Vermeulen [113] par :

$$x_n = \frac{\sqrt{0.214 + 0.144m} (1 - \sqrt{0.134 + 0.124m})}{(1 - \sqrt{0.214 + 0.144m}) \sqrt{0.134 + 0.124m}} \cdot \frac{r_0}{(dr/dx)}$$

avec $m = 1/\sqrt{1 - C_T}$, $r_0 = R\sqrt{\frac{m+1}{2}}$ (R , le rayon du rotor).

Le taux d'expansion du sillage dr/dx , est la combinaison des contributions de la turbulence amont $(dr/dx)_a$, de la turbulence générée par cisaillement $(dr/dx)_m$, et de la turbulence générée par l'éolienne elle-même $(dr/dx)_\lambda$, tel que :

$$\frac{dr}{dx} = \sqrt{\left(\frac{dr}{dx}\right)_a^2 + \left(\frac{dr}{dx}\right)_m^2 + \left(\frac{dr}{dx}\right)_\lambda^2}$$

où chaque contribution est estimée selon :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dr}{dx}\right)_a^2 &= 2.5Iu_{hub} + 0.005 \\ \left(\frac{dr}{dx}\right)_m^2 &= \frac{(1-m)\sqrt{1.49+m}}{9.76(1+m)} \\ \left(\frac{dr}{dx}\right)_\lambda^2 &= 0.012B\lambda \end{aligned}$$

B le nombre de pales, et λ le paramètre d'avancement.

Crespo et Hernandez [26], à partir de mesures expérimentales et d'approches numériques, proposent une formulation plus simple, valable pour $5 < x/D < 15$, $7\% < Iu_{hub} < 14\%$ et $0.1 < a < 0.4$:

$$Iu_+ = 0.73a^{0.8325}Iu_{hub}^{0.0325} \left(\frac{x}{D}\right)^{-0.32} \quad (3.5)$$

Enfin, Frandsen et Thøgersen [38] proposent une dernière version, encore plus simplifiée :

$$Iu_+ = \frac{1}{1.5 + 0.3(x/D)\sqrt{U_{hub}}} \quad (3.6)$$

Ces estimations de la turbulence dans le sillage, à hauteur de moyeu, permettent une première comparaison avec le modèle d'éolienne utilisé dans cette thèse, afin de savoir si la turbulence générée est correcte.

Remarque 1 : des mesures faites en soufflerie et sur le terrain montrent que la turbulence décroît avec l'éloignement en aval de l'éolienne, et croît avec le déficit de vitesse. De plus, il

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

est observé que l'atténuation de la turbulence est plus lente que celle du déficit de vitesse. Højstrup [48] montre que dans certains cas, la turbulence est encore importante à $10 - 12D$ alors que le déficit de vitesse devient négligeable.

Remarque 2 : les nécessités industrielles ont amené à se limiter à l'estimation de la turbulence dans des cas relativement simplistes. Toutes les expressions présentées ici sont donc formulées à hauteur de moyeu. Néanmoins, les écarts souvent observés entre les estimations de production d'une éolienne et la réalité amènent à de nombreuses études, encore aujourd'hui d'actualité, afin de palier à la simplicité de ces lois empiriques. Par exemple, pour estimer la production d'une éolienne ou étudier la fatigue d'une seconde éolienne dans le sillage d'une première, il semble plus intéressant de pouvoir estimer l'amplitude des pics de turbulence situés dans la couche cisailée annulaire, à la périphérie du sillage.

3.2.2 Éoliennes organisées en parc

Cette partie est consacrée à l'étude d'éoliennes organisées en parc. Tout comme précédemment pour l'étude d'une éolienne isolée, seul est considéré le cas d'un terrain plat, sans topographie particulière.

Vermeulen et Builtjes [114] sont les premiers à étudier le déficit de vitesse et la turbulence dans une ferme éolienne en CLA modélisée en soufflerie. Leur parc éolien est simulé par 7 modèles (disques poreux statiques, voir paragraphe 4.2), espacés de $5.05D$. La CLA modélisée possède une longueur de rugosité $z_0 = 0.2mm$, et une intensité de turbulence longitudinale à hauteur de moyeu valant $Iu_{hub} = 12\%$. Leur objectif est d'étudier l'effet de l'augmentation du taux de turbulence sur le rétablissement de la puissance du vent disponible quand les éoliennes sont alignées et colinéaires au vent. En effet, les éoliennes disposées en parc peuvent être exposées à des structures turbulentes différentes de celles présentes dans l'atmosphère non perturbée.

En traçant les spectres adimensionnés de vitesses fluctuantes ($fS_{uu}(f)/\sigma_u^2$) à 3 et 5D et à hauteur de moyeu derrière chacune des éoliennes, ils montrent un décalage de l'énergie vers les hautes fréquences. Entre les cas avec et sans éolienne, on peut noter des spectres de puissance jusqu'à 50% plus élevés à certaines fréquences. En revanche, au sein même du parc, on ne note que très peu de différences entre les spectres mesurés derrière une éolienne et derrière plusieurs.

Les auteurs expliquent aussi qu'il existe une augmentation significative du niveau de turbulence global au sein d'une ferme éolienne, d'autant plus importante que la distance inter-éolienne est réduite. Ils notent une augmentation brutale de l'intensité de turbulence entre la première et la seconde éolienne, avant d'atteindre un certain équilibre. Cette augmentation de la turbulence est liée à la baisse rapide de la vitesse moyenne entre les deux premières machines. Le tracé de l'intensité de turbulence mesurée à 3 et 5D et à hauteur de moyeu derrière chacune des éoliennes, prend la forme de la figure 3.8.

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

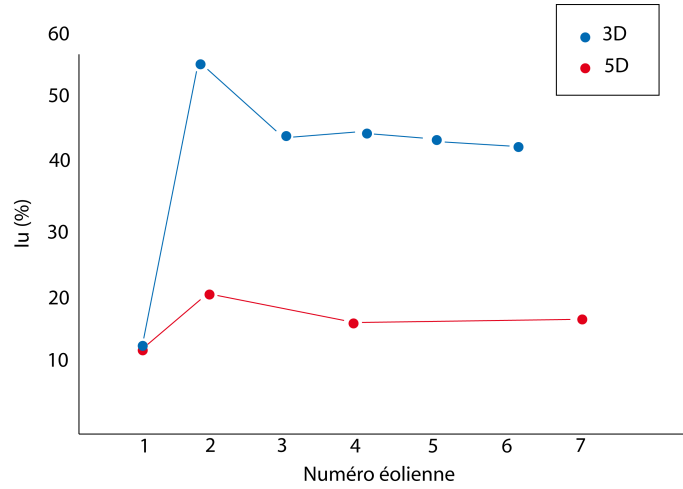


FIG. 3.8 – Représentation de l'intensité de turbulence à hauteur de moyeu dans une rangée d'éoliennes modélisées en soufflerie. D'après [114].

Frandsen et Thøgersen [38] proposent une formulation de la turbulence additionnelle générée dans un parc éolien, Iu_+ (notation analogue à celle utilisée dans le paragraphe 3.2.1), prenant en compte une 'rugosité additionnelle' créée par les éoliennes :

$$Iu_+ = \frac{1}{2} \left(Iu_{hub} + \sqrt{Iu_{hub}^2 + Iu_{++}^2} \right) \quad (3.7)$$

$$Iu_{++} = \frac{0.36}{1 + 0.2\sqrt{s_1 s / C_T}}$$

où s_1 et s représentent les distances inter-éoliennes adimensionnées par le diamètre du rotor, respectivement dans une rangée et entre deux rangées.

A l'aide de modèles bipales à rotor tournant, Corten *et al.* [30] ont aussi modélisé un parc éolien. Leurs modèles ont un rotor de diamètre $D = 25cm$ placé à $26.5cm$ au dessus du sol, dans une CLA modélisée (caractéristiques non précisées). Le parc est disposé en 8 rangées (espacées de $5D$) constituées chacune de 3 éoliennes espacées de $3D$ (une rangée étant définie comme une ligne perpendiculaire au vent).

La figure 3.9 représente les profils verticaux de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence longitudinales, derrière une rangée d'éoliennes, pour différentes positions x/D en aval de la première éolienne (placée en $x/D = 0$).

On peut noter qu'à l'instar des observations de Vermeulen et Bultjes [114] décrites précédemment, il n'y a que très peu de changements dans les profils de vitesse et de turbulence mesurés après 3 rangées.

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

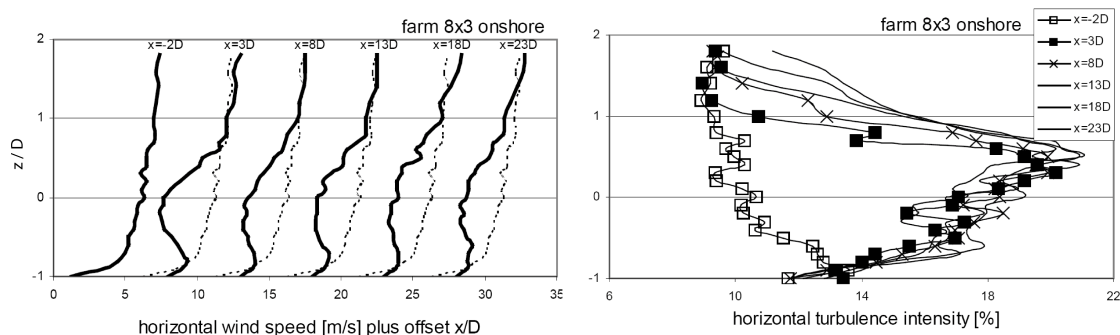


FIG. 3.9 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale (figure de gauche) et d'intensité de turbulence longitudinale (figure de droite), à plusieurs positions dans une rangée de 8 modèles d'éoliennes. D'après [30].

Frandsen *et al.* [39] ont étudié les champs de vitesse dans les grandes fermes éoliennes *offshore* (terrain plat, très peu rugueux).

La figure 3.10 est un schéma de deux éoliennes en interaction, vues de dessus, sur lequel figurent toutes les grandeurs utilisées dans l'expression semi-empirique (3.8).

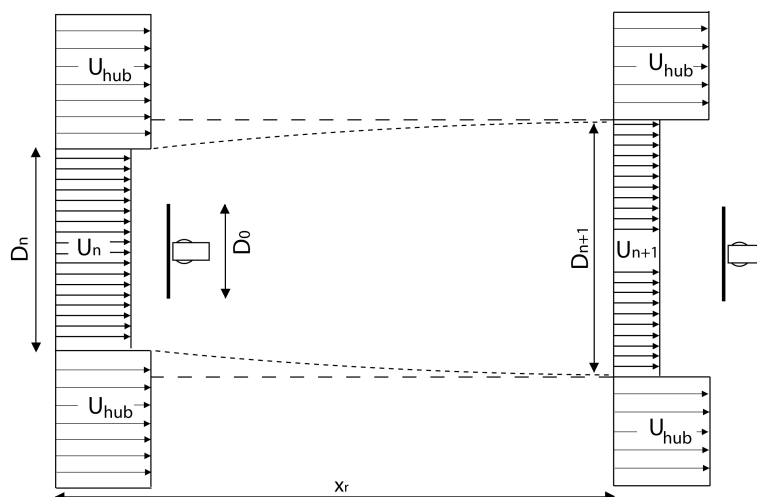


FIG. 3.10 – Schéma de l'écoulement entre deux éoliennes adjacentes.

Le rapport entre la vitesse moyenne (à hauteur de moyeu) arrivant sur une éolienne $n+1$, U_{n+1} , et la vitesse dans l'écoulement extérieur non perturbé, U_{hub} est donné par :

$$\frac{U_{n+1}}{U_{hub}} = 1 - \left(\frac{A_n}{A_{n+1}} \left(1 - \frac{U_n}{U_{hub}} \right) + \frac{1}{2} \frac{A_R}{A_{n+1}} C_T \frac{U_n}{U_{hub}} \right) \quad (3.8)$$

avec $A_n = \pi D_n^2/4$ et $A_R = A_{n+1} - A_n$.

3.2. VISION STATIONNAIRE DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Un modèle d'expansion du sillage est utilisé pour déterminer l'évolution du diamètre du sillage avec la distance x . Il est de la forme :

$$D(x) = \left(\beta^{n/2} + \alpha s \right)^{1/n} D_0$$

avec $s = x/D_0$, n et α des constantes déterminées expérimentalement et $\beta = \frac{1}{2} \frac{1 + \sqrt{1 - C_T}}{\sqrt{1 - C_T}}$.

Enfin, la figure 3.11 montre les puissances (normalisées) calculées dans différentes fermes éoliennes.

Corten *et al.* [30] utilisent des modèles rotatifs espacés de 4D, Aubrun *et al.* [7] des modèles poreux statiques espacés de 3D, tandis que Eecen *et al.* [34] et Barthelmie *et al.* [10] mesurent sur de vraies éoliennes espacées respectivement de 3.8D et 7D. Leurs résultats sont comparés et malgré les différences de conditions expérimentales, ils respectent la même tendance. On peut en effet noter que la seconde éolienne ne fournit plus que 50 – 60% de la puissance délivrée par la première (cette puissance tendant à augmenter quand la distance inter-éoliennes est plus grande) et qu'au bout de la troisième rangée d'éoliennes, la puissance atteint une certaine constance.

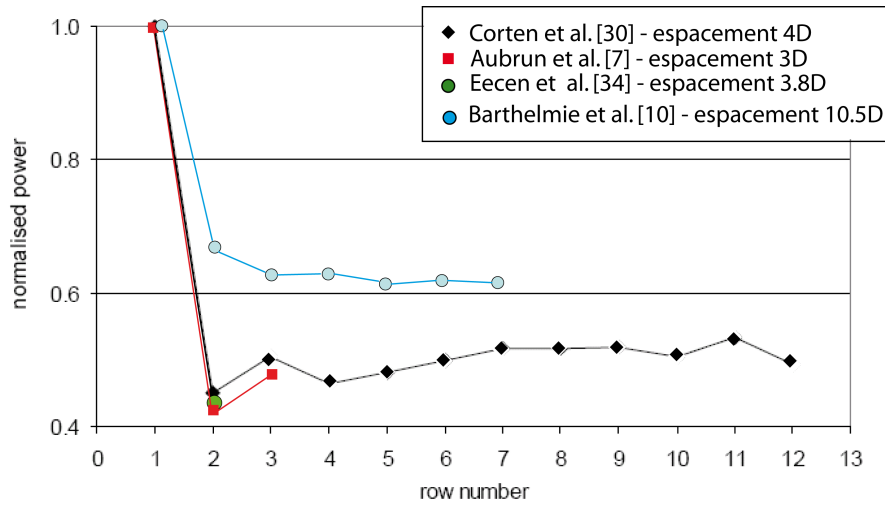


FIG. 3.11 – Coefficients de puissance dans une rangée d'éoliennes alignées. Comparaisons des résultats de [7], [30], [34] et [10].

3.3 Propriétés instationnaires du sillage d'une éolienne en couche limite atmosphérique : le "meandering"

Nous venons de voir que, classiquement, pour prédire les pertes de puissance et les charges aérodynamiques subies par des éoliennes organisées en parc, des modèles basés sur une description stationnaire du sillage sont utilisés. Pour des raisons de simplifications et de temps de calcul, seules les grandeurs moyennes sont alors exploitées.

Cependant, la vision stationnaire ne permet pas une précision fiable, en particulier dans le cas des parcs éoliens et des études de fatigue. Une vision instationnaire des phénomènes est alors requise.

Des incertitudes dans la comparaison de sillages obtenus par simulations numériques avec des mesures de terrain ont été relevées par Taylor *et al.* [97]. Ils décrivent des décalages de la trajectoire du sillage par rapport à l'axe de symétrie du rotor.

Ce phénomène est appelé '*meandering*'.

La figure 10.14 schématise de façon simplifiée la différence entre un sillage étudié dans le temps (vision instationnaire) et un sillage moyen (vision stationnaire).

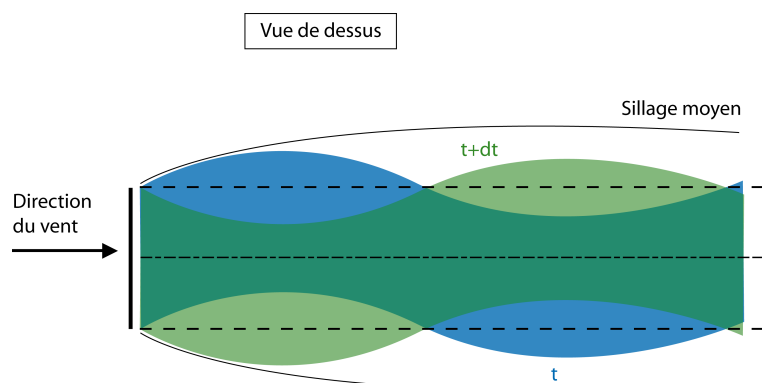


FIG. 3.12 – Schéma simplifié de la différence entre les visions stationnaire et instationnaire d'un sillage d'éolienne vu à deux instants différents.

Ainslie [2], en 1986, est le premier à considérer l'influence du *meandering* dans une modélisation de sillage (modélisation numérique) : entre cette date et les travaux de Vermeer *et al.* [110] en 2003, le mécanisme et la modélisation du *meandering* ne semblent pas avoir suscité de travaux.

Depuis quelques temps, l'intérêt pour ce phénomène grandit et les communications à ce sujet se multiplient (2005 : Medici et Alfredsson [71] ; 2007 : Larsen *et al.* [59], [60] ; 2009 : Trujillo et Kühn [106] ; 2009 : Hahm et Wussow [46] ; 2009 : Larsen *et al.* [61]).

L'intérêt d'une modélisation correcte du *meandering* est de plus précisément décrire et prédire la charge aérodynamique intermittente subie par une éolienne dans le sillage d'une

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

autre. En effet, le battement du sillage modifie le spectre de la turbulence dans le sillage et par conséquent la fatigue structurelle subie par une éolienne en aval d'une première. Cependant, avant de modéliser ce phénomène, encore faut-il savoir comment il est créé et passer par la compréhension de ses mécanismes.

Aujourd'hui encore, le mécanisme du *meandering* reste mal compris et deux hypothèses s'opposent pour expliquer sa formation :

- comme pour un obstacle plein, ce battement est-il dû aux instabilités intrinsèques du sillage, caractérisées par un détachement tourbillonnaire périodique (*vortex shedding*) ?
- est-il dû aux effets des grandes échelles de la turbulence contenues dans la CLA (comme observé pour la dispersion de panaches de fumée dans l'atmosphère) ?

Une partie des travaux de cette thèse tente de répondre à ces interrogations, et les deux parties qui suivent exposent les travaux existants à ce jour.

3.3.1 Détachement tourbillonnaire : hypothèse envisagée mais réfutée

Medici et Alfredsson [71] modélisent en soufflerie une éolienne bipale de diamètre $D = 18\text{cm}$. Des mesures à l'anémométrie fil chaud des composantes de la vitesse du vent révèlent des fluctuations à basse fréquence dans le sillage et dans l'écoulement extérieur.

La figure 3.13 représente des mesures temporelles de la composante longitudinale de la vitesse, $1D$ derrière le modèle, dans la couche cisailée (périphérie du sillage).

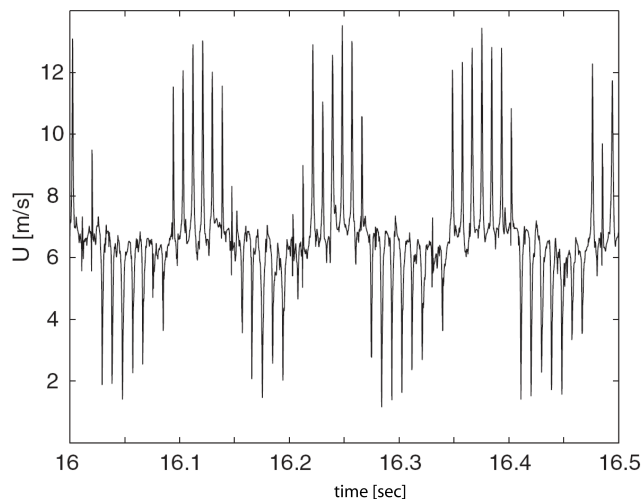


FIG. 3.13 – Signal temporel de la vitesse longitudinale dans la couche cisailée du sillage créé par le modèle d'éolienne de [71].

Le signal montre des pics de vitesse à une fréquence d'environ 100Hz , correspondant au passage des tourbillons de bout de pales ainsi qu'une modulation du signal à plus basse fréquence (7.9Hz).

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

Ils mesurent alors les corrélations temporelles entre deux sondes fil chaud (l'une fixe, placée dans la couche cisailée, l'autre, diamétralement opposée, mobile dans la couche cisailée - figure 3.14). Les corrélations temporelles mesurées aux différentes positions de la sonde mobile sont alors juxtaposées pour former les corrélations spatio-temporelles de la figure 3.15 et mettre en évidence la signature à basse fréquence recherchée : les flèches noires correspondent aux passages des vortex de bout de pales et les flèches blanches correspondent à la modulation basse fréquence.

L'hypothèse émise est alors que cette modulation montre le battement du sillage, c'est-à-dire le *meandering*, et que ce dernier est lié aux lâchés tourbillonnaires basse fréquence tels que ceux observés dans le sillage d'un disque plein.

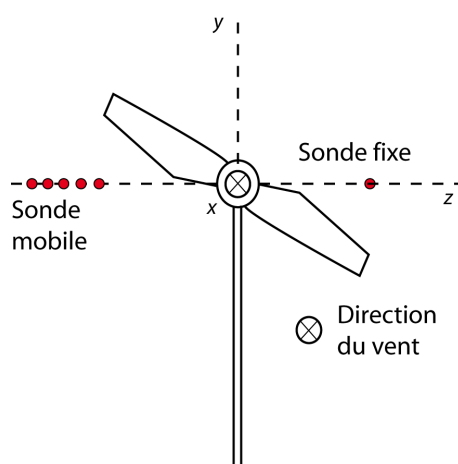


FIG. 3.14 – Schéma montage : positions anémètres fil chaud pour mesures des corrélations spatio-temporelles ([71]).

Est-il possible que ce phénomène de détachement tourbillonnaire soit générateur de *meandering* dans le sillage d'une éolienne ?

Le détachement tourbillonnaire apparaît dans le sillage d'obstacles pleins. Berger *et al.* [13] ont montré que le sillage d'un disque plein était dominé par 3 mécanismes d'instabilités :

- à très basse fréquence : fluctuations axisymétriques du bulbe de recirculation ($St_1 = f_1 D / U_\infty = 0.05$ - $U_\infty =$ vitesse amont de l'écoulement).
- fluctuations antisymétriques induites par une structure tourbillonnaire hélicoïdale à $St_2 = 0.135$).
- instabilités à haute fréquence de la couche de cisaillement ($St_3 = 1.62$).

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE : LE "MEANDERING"

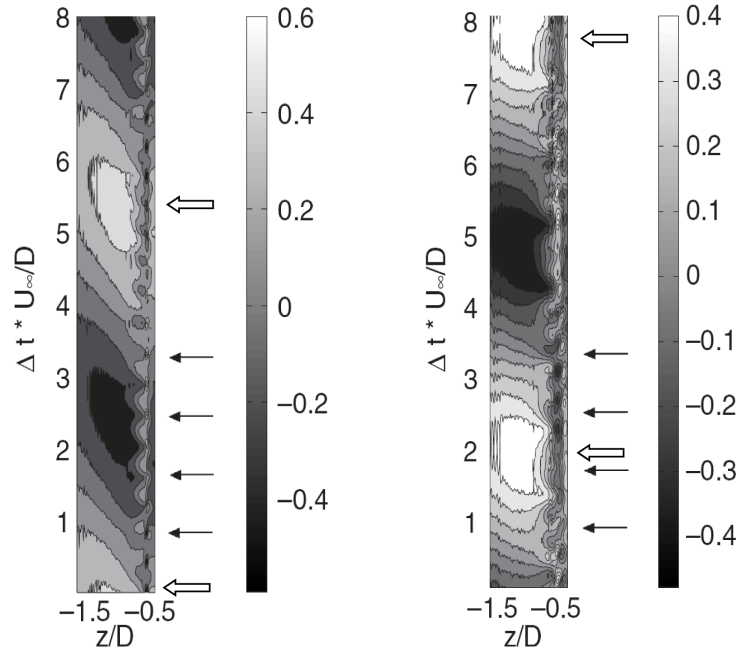


FIG. 3.15 – Corrélations spatio-temporelles entre les deux sondes fil chaud. Gauche : $1D$ en aval du modèle. Droite : $2D$ en aval du modèle. D'après [71].

Ce sont les instabilités induisant les fluctuations antisymétriques qui nous intéressent ici. La formation et le développement du détachement tourbillonnaire derrière un disque plein a fait l'objet de nombreux travaux (Berger *et al.* [13], Fuchs *et al.* [41], Lee et Bearman [64]). Il en ressort que le système tourbillonnaire derrière un disque plein n'est pas une simple extension des allées de Von Karman observées sur un cylindre bidimensionnel. Celui-ci est un phénomène tridimensionnel dont les structures tourbillonnaires sont hélicoïdales et prennent naissance aléatoirement sur la circonférence du disque. Un cycle de détachement est caractérisé par deux tourbillons successifs présentant un déphasage angulaire de 180° (diamétralement opposés) et lâchés en continu, à plus ou moins la même fréquence caractéristique ($St = 0.135$), avec des orientations aléatoires. Le schéma de la figure 3.16 résume de façon simplifiée ces observations.

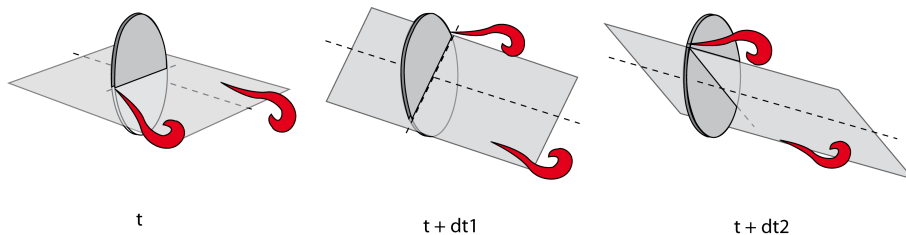


FIG. 3.16 – Schéma du lâché tourbillonnaire derrière un disque plein.

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE : LE "MEANDERING"

La région de recirculation et la formation de tourbillons sont affectées par la solidité σ de l'obstacle [18], [49] ($\sigma = \text{projection de la surface solide} / \text{projection de la surface frontale totale} - \text{projection sur la surface perpendiculaire au vent incident}$). Ainsi, Cannon *et al.* [17] ont étudié la stabilité de la région de proche sillage pour des disques de différentes solidités ($50\% < \sigma < 100\%$).

La figure 3.17 représente certaines de leurs visualisations dans le sillage de disques de solidités 50%, 60%, 85% et 100%.

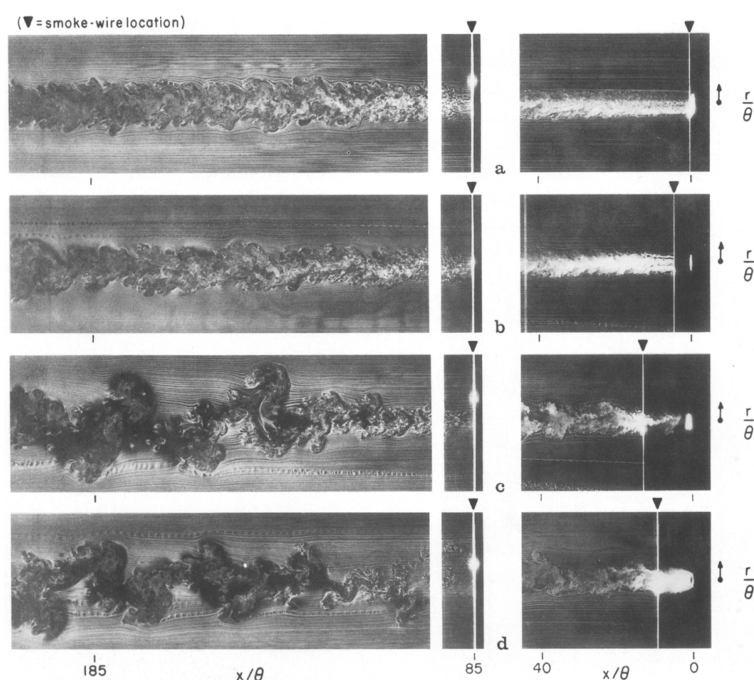


FIG. 3.17 – Sillages proches et lointains derrière différents disques poreux et un disque plein. a) $\sigma = 50\%$, b) $\sigma = 60\%$, c) $\sigma = 85\%$, d) $\sigma = 100\%$. D'après [17].

Le comportement du sillage pour les cas $\sigma = 50\%$ et $\sigma = 60\%$ diffère de celui des cas $\sigma = 85\%$ et $\sigma = 100\%$. Pour les cas de plus petite solidité, le détachement tourbillonnaire ne semble pas apparaître. La limite de solidité, σ_0 , en dessous de laquelle le détachement tourbillonnaire est inexistant n'a pas été étudiée, mais on peut déjà affirmer que cette valeur est telle que :

$$60\% < \sigma_0 < 85\%$$

La présence ou l'absence de détachement tourbillonnaire dépend donc de la solidité de l'obstacle, c'est-à-dire, entre autres, de la force de traînée qu'il génère.

Qu'en est-il pour une éolienne ? Pour le modèle de Medici et Alfredsson [71] ?

Ces derniers indiquent que la solidité de leur modèle est de 5 – 15% à l'arrêt, mais que le coefficient de traînée, augmentant avec le paramètre d'avancement λ , implique un blocage

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

de l'écoulement supérieur à celui d'un disque poreux. Le coefficient de traînée est directement lié à la perte de quantité de mouvement dans le sillage, et leur modèle agit comme un obstacle, tel un disque plein. Par conséquent, Larsen *et al.* [60] expliquent que la charge aérodynamique d'une vraie éolienne est, en conditions normales de fonctionnement, très différente de la forte charge subie par le modèle de Medici et Alfredsson.

Au regard de la figure 3.18, les déficits de vitesse mesurés dans le sillage du modèle de Medici et Alfredsson sont très importants et traduisent une charge aérodynamique trop forte subie par leur modèle. On note des déficits de vitesse allant jusqu'à 80%, ce qui se traduit, en appliquant la théorie du disque de Froude, par un facteur d'induction axial valant $a \approx 0.4$ (soit un coefficient de poussée de l'ordre de $C_T \approx 0.96$ et un coefficient de puissance de $C_P \approx 0.41$). Le modèle de Medici et Alfredsson dépasse la limite de Betz (maximum 60% de déficit de vitesse, tracée en rouge sur la figure 3.18) et ne peut donc pas être représentatif d'une vraie éolienne.

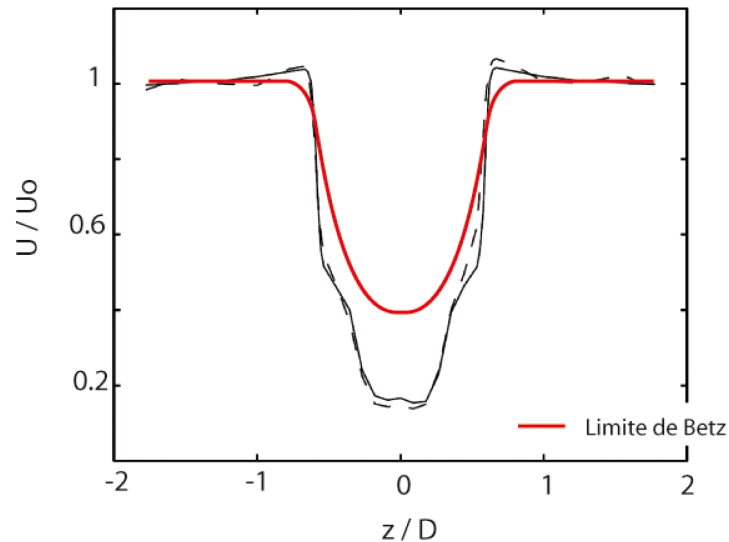


FIG. 3.18 – Profils de vitesse mesurés dans le sillage du modèle de [71].

Dans cette étude, Medici et Alfredsson se sont donc concentrés sur la première hypothèse de formation du *meandering*, à savoir les instabilités intrinsèques susceptibles d'être générées dans le sillage. Nous avons vu qu'il était peu probable qu'une éolienne réelle se comporte comme un obstacle possédant une solidité suffisamment élevée pour générer des détachements tourbillonnaires.

Quid de la seconde hypothèse émise pour la formation du *meandering* : le rôle des grandes échelles de la turbulence atmosphérique ?

Les conditions de génération de la turbulence dans le protocole expérimental de Medici et Alfredsson ne sont pas adéquates pour reproduire les grandes échelles de la turbulence atmosphérique : le rapport d'échelles de la turbulence n'est pas respecté, c'est-à-dire que la contribution basse fréquence (seconde hypothèse développée dans le paragraphe suivant)

n'est assurément pas reproduite. En effet, la turbulence est générée à l'aide d'une grille de turbulence dont les mailles ne mesurent que $50mm$. En l'absence d'un dispositif adapté dans la soufflerie, la turbulence générée est une turbulence de grille qui ne peut être constituée que de tourbillons d'une taille de l'ordre de grandeur de la taille de maille de la grille. Dans le protocole expérimental de Medici et Alfredsson, les plus grandes échelles modélisées sont donc plus de 3 fois plus petites que le diamètre du rotor ($D = 180mm$).

3.3.2 Échelles atmosphériques : dispersion d'un panache de fumée et application à l'éolien

L'influence des grandes échelles de la turbulence est bien connu des météorologues¹. Il l'est aussi dans le milieu de la dispersion de polluants, et en particulier dans celui de la dispersion de panaches de fumée issus de cheminées d'usine. Le rôle des grandes échelles atmosphériques sur le mouvement d'un panache de fumée y est bien admis et fait l'oeuvre de nombreuses améliorations des modèles numériques de dispersion.

Le rôle de ces échelles est tout à fait applicable au cas de l'éolien, et l'idée de base est la suivante :

- les échelles ayant une taille inférieure au diamètre du rotor considéré n'agissent que sur la diffusion du sillage.
- les échelles ayant une taille supérieure au diamètre du rotor peuvent jouer un rôle sur le mouvement du sillage, dans son ensemble.

L'étude du *meandering* au cas de l'éolien est très récent et les dernières avancées, analytiques et numériques, dans ce domaine permettent d'en comprendre un peu plus le mécanisme. Les derniers travaux à ce sujet peuvent être trouvés dans [59] et [106].

Larsen *et al.* [59] considèrent le *meandering* comme le résultat du mouvement des grandes échelles de la turbulence atmosphérique dans lequel la diffusion turbulente n'est que secondaire. Ils supposent alors que le transport en CLA peut être modélisé en considérant que le sillage agit comme un traceur passif dirigé par les structures turbulentes à grande échelle. Le sillage est constitué d'une succession de sillages élémentaires émis à différents instants successifs. En utilisant l'hypothèse de Taylor, l'advection de ces grandes échelles est supposée contrôlée par la vitesse moyenne du vent ambiant. Selon cette formulation, la quantité de mouvement dans la direction longitudinale du sillage est invariante, ce qui permet de découpler les profils de déficit de vitesse des processus de transport dans le sillage. Chaque génération du sillage élémentaire est déplacée selon les échelles intégrales transversales et verticales des vitesses fluctuantes à la position du sillage généré considéré.

¹le *meandering* existe à de très grandes échelles temporelles, de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes voire de plusieurs heures, et se forme naturellement dans un écoulement atmosphérique à très basse vitesse. Un battement est alors observé ([4]).

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

En négligeant les interactions mutuelles entre la quantité de mouvement dans le sillage et le déplacement de celui-ci dans les directions transversale et verticale (quantités de mouvement largement plus faibles que dans la direction longitudinale), on obtient le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{dy(t, t_0)}{dt} = v_c(y, z, t, t_0) \quad (3.9)$$

$$\frac{dz(t, t_0)}{dt} = w_c(y, z, t, t_0) \quad (3.10)$$

où v_c et w_c sont les vitesses fluctuantes transversale et verticale, respectivement. t_0 est la date de génération du premier sillage élémentaire.

Trujillo et Kühn [106] partent de cette approche pour modifier et adapter un modèle de dispersion atmosphérique à la problématique de l'éolien. La figure 3.19 montre l'analogie faite entre le *meandering* sur un panache de fumée et le *meandering* sur le sillage d'une éolienne. Dans les modèles de dispersion atmosphérique, un panache de fumée est représenté comme une succession de bouffées indépendantes. Par analogie, le sillage d'une éolienne est représenté comme une succession de disques générés par le rotor et évoluant en aval de la même façon qu'un traceur passif.

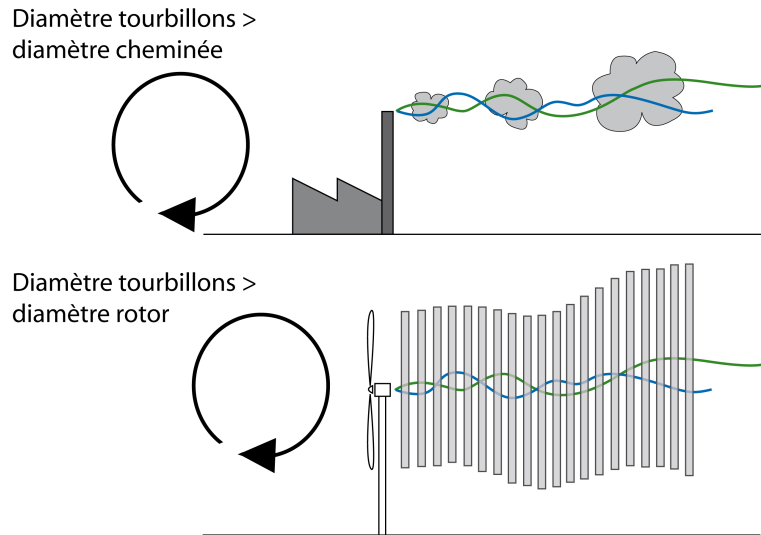


FIG. 3.19 – Représentations schématiques du meandering vertical observé pour un panache de fumée (figure du haut) et pour une éolienne (figure du bas).

Dans cette approche, les disques sont transportés transversalement et verticalement, de façon passive. Cela suppose que le sillage n'affecte pas l'écoulement extérieur, ce qui n'est pas tout à fait le cas, en particulier pour les petites échelles. En se concentrant sur les grandes échelles et en négligeant l'impact sur l'écoulement extérieur, la trajectoire suivie par chaque disque peut être estimée à l'aide de modèles utilisés pour étudier le *meandering*

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

des panaches de fumée.

Le modèle le plus connu et utilisé dans ce domaine est un modèle développé par De Haan et Rotach [33], appelé "*Puff-Particle Model*" (PPM). Le principe de base est d'assimiler les mouvements des bouffées à ceux de particules passives isolées et de filtrer les petites échelles. La trajectoire d'une particule est estimée en utilisant un modèle Lagrangien de dispersion stochastique et en appliquant un filtre passe-bas sur le champ de vitesses turbulentes. La taille du filtre est choisie en fonction de la taille d'une bouffée. Les effets de la diffusion turbulente sont aussi considérés afin de simuler l'augmentation de la taille de chaque bouffée avec le temps. L'idée est la même pour l'adaptation à l'éolien, sachant que la taille du filtre est fonction de la taille de l'éolienne considérée.

Le schéma de la figure 3.20 présente de façon simple le concept développé dans la méthode PPM.

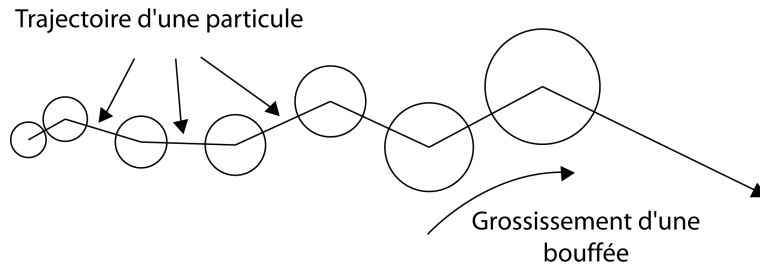


FIG. 3.20 – Concept du modèle de dispersion '*Puff Particle Model*'. D'après [33].

Dans le modèle PPM, une particule est suivie d'un point initial de l'espace en estimant sa vitesse et sa position selon un processus temporel 'pas à pas'. Le mouvement est principalement décrit par la superposition d'une partie déterministe suivant l'écoulement moyen, et d'une partie stochastique liée à la turbulence. L'évolution de la vitesse \vec{u} et de la position \vec{x} d'une particule, d'un point de vue Lagrangien, répond au système d'équations non linéaires suivant :

$$du_i = a_i(\vec{x}, \vec{u}, t)dt + b_{ij} d\xi_j \quad (3.11)$$

$$d\vec{x} = \vec{u}dt \quad (3.12)$$

$i = x, y, z$.

$d\xi_i$ = incrément aléatoire de vitesse pour toute direction, de moyenne nulle et d'écart-type dt (processus de Wiener) = bruit blanc Gaussien isotrope.

$b_{ij}d\xi_j$ représente la contribution Gaussienne aléatoire simulant l'effet de la turbulence (partie stochastique du modèle - turbulence aux petites échelles).

a_i = termes de corrélation avec le vent moyen (partie déterministe du modèle).

Il faut alors modéliser 3 points : les statistiques de la turbulence, l'effet des grandes échelles et les fonctions a_i .

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

- Les propriétés statistiques de la turbulence dans la CLA peuvent être déterminées d'après des mesures météorologiques, des simulations numériques...
- Pour estimer le *meandering*, les trajectoires calculées seront filtrées selon un filtre de Kalman tel que dans [33]. Ce filtre passe-bas permet de filtrer les échelles de la turbulence inférieures à une taille caractéristique, ici une taille caractéristique liée à l'éolienne considérée : une taille constante de $2D$ est choisie dans le modèle de Trujillo et Kühn [106].
- Les fonctions a_i représentent la partie déterministe du modèle. Elles sont dépendantes des caractéristiques de la turbulence et de la position considérée de la particule. Pour déterminer ces fonctions, la condition de turbulence 'pleinement développée' de Thomson [102] doit être assurée. Cette condition nécessite que la densité de probabilité de présence (d.d.p) d'une particule, notée P_{2d} , respecte l'équation de Fokker-Planck (équation aux dérivées partielles linéaire qui doit satisfaire la densité de probabilité de transition d'un processus de Markov². Etant donnés 3 états successifs, la transition de l'état 1 à l'état 3 est obtenue en effectuant la transition de 1 à 2, puis de 2 à 3).

En turbulence stationnaire et en considérant un processus bidimensionnel, cette équation prend la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} P_{2d} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (u_i P_{2d}) - \frac{\partial}{\partial u_i} (a_i P_{2d}) + \frac{\partial^2}{\partial u_i \partial u_j} (B_{ij} P_{2d}) \quad (3.13)$$

où $B_{ij} = b_{ik} b_{jk}$.

L'équation (3.13) est utilisée pour arriver aux équations (3.14) et (3.15) (voir [85] pour les détails), permettant de déterminer les fonctions a_i et b_{ij} .

$$a_i P_{2d} = \frac{\partial}{\partial u_j} (B_{ij} P_{2d}) + \Phi_i \quad (3.14)$$

avec,

$$\frac{\partial}{\partial u_i} \Phi_i = -\frac{\partial}{\partial x_i} (u_i P_{2d}) \quad \text{et} \quad \Phi_i \rightarrow 0 \quad \text{pour} \quad |\vec{u}| \quad (3.15)$$

Malgré le caractère tridimensionnel du phénomène, l'équation (3.13) peut être utilisée car la différence de corrélation des composantes de la vitesse du vent dans les plans verticaux et horizontaux permet de diviser le problème en deux parties indépendantes : le mouvement dans le plan vertical (x,y) et le mouvement dans le plan horizontal (x,z).

²quand à chaque instant, l'état ultérieur du processus ne dépend que de son état présent. Ce processus est dit 'sans mémoire'.

3.3. PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES DU SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE : LE "MEANDERING"

Dans le plan horizontal, la turbulence homogène simplifie les choses (système (3.16)).

$$\begin{cases} dv_L = -v_L \left(\frac{C_0 \epsilon}{2v^2} \right) dt + \sqrt{C_0 \epsilon} d\xi_1 \\ dy_L = v_L dt \end{cases} \quad (3.16)$$

v_L : vitesse transversale Lagrangienne d'une particule.

y_L : position Lagrangienne d'une particule selon y .

ϵ = taux de dissipation moyen de l'énergie cinétique turbulente.

C_0 = constante ≈ 3 .

Alors que dans le plan vertical, la turbulence inhomogène laisse le problème dans sa complexité (système (3.17)) :

$$\begin{cases} dw_L = a(z_L; w_L) dt + \sqrt{C_0 \epsilon} d\xi_2 \\ dz_L = w_L dt \end{cases} \quad (3.17)$$

$a(z_L; w_L)$ garde une forme très complexe, non explicitée.

La figure 3.21 donne un aperçu des résultats obtenus avec ce modèle, dans une CLA convective (CLC), dans le plan horizontal.

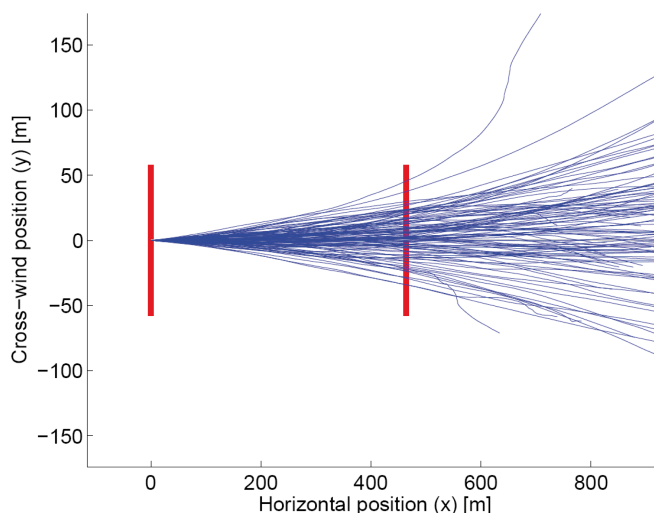


FIG. 3.21 – Trajectoires de différents sillages. Vue de dessus. D'après [106].

Une étude plus approfondie de leurs travaux fera l'objet de comparaisons avec nos modélisations en soufflerie dans la partie 4.

Chapitre 4

Modélisation

4.1 Modélisation physique d'écoulements atmosphériques en soufflerie

Jensen [50] est le premier à suggérer l'importance de la modélisation de la CLA en soufflerie. Il est aussi le premier à modéliser une CLA en reliant la longueur de rugosité à la hauteur des habitations. Castro et Robins [19] ou encore Tan-atichat et Nagib [96] ont montré que la nature, la force et la localisation des tourbillons dans un écoulement autour d'habitations différaient remarquablement en fonction de la prise en compte ou non de la CLA.

Les souffleries avec une veine d'essais suffisamment longue (souffleries atmosphériques) sont particulièrement adaptées à la reproduction d'une CLA. Grâce à une longue distance d'établissement, elles permettent de générer une CLA turbulente, parfois aidées par l'utilisation d'éléments rugueux et de générateurs de turbulence (voir partie 5). Néanmoins, afin de modéliser une CLA en soufflerie, il est nécessaire de déterminer quelles caractéristiques doivent être étudiées : quelle est l'épaisseur de la CLA ? Quels paramètres permettent de décrire la stabilité de la CLA ? Comment varie le spectre de la turbulence en fonction de la stabilité, de l'altitude... ?

Plusieurs publications ont permis d'écrire avec précision les paramètres à respecter pour correctement modéliser une CLA à l'échelle d'une soufflerie (Counihan [31], ESDU [36], VDI [109], Snyder [92]). Les hypothèses apportées, les conditions et paramètres à respecter sont ici exposés dans leurs grandes lignes.

4.1.1 Gradient de pression statique

Une des premières conditions à respecter repose sur l'évolution longitudinale de la pression statique dans la soufflerie. Comme expliqué dans le paragraphe 1.2.2, les vents géostrophiques (au sommet de la CLA) sont orientés selon des isobares. Ainsi, les vents atmosphériques s'écoulent le long de lignes où le gradient de pression est nul. Une condition de constance de la pression en soufflerie est quasiment impossible, mais le guide VDI [109] tolère un gradient de pression longitudinal adimensionné de 5% (consensus obtenu à partir

4.1. MODÉLISATION PHYSIQUE D'ÉCOULEMENTS ATMOSPHÉRIQUES EN SOUFFLERIE

d'expériences en soufflerie et admis par la communauté des expérimentateurs d'écoulements atmosphériques en soufflerie) :

$$\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial x} h\right)}{\left(\frac{1}{2}\rho U_h^2\right)} \leq 0.05$$

où h (m) est l'épaisseur de la CLA modélisée, et U_h ($m.s^{-1}$) la vitesse au sommet de la CLA modélisée.

4.1.2 Similitudes

Les critères de similitudes sont dérivés de l'analyse des équations du mouvement. L'analyse qui suit, menée par Snyder [92], montre que plusieurs paramètres adimensionnés peuvent être étudiés pour passer de l'écoulement réel au modèle.

Avec la Terre comme référentiel, en rotation à la vitesse angulaire Ω_t , Lumley et Panofsky [65] expriment les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie selon :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + 2\epsilon_{ijk} u_k \Omega_{tj} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \delta p}{\partial x_i} + \frac{q}{T_0} \delta T \delta_{3i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} + \frac{\partial \delta T}{\partial x_i} u_i = D_f \frac{\partial^2 \delta T}{\partial x_i \partial x_i} \quad (4.3)$$

avec :

i, j, k les indices respectifs des composantes longitudinale, transversale et verticale.

u_i la vitesse instantanée. x_3 vertical ascendant.

δp et δT les variations de pression et température par rapport à une atmosphère neutre.

ρ_0 et T_0 , la masse volumique et la température d'une atmosphère neutre (fonction de l'altitude).

D_f la diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$).

δ_{ij} = symbole de Kronecker.

ϵ_{ijk} le tenseur alternant tel que :

$$\begin{cases} \epsilon_{ijk} = 1 & \text{si } i \neq j \neq k \text{ et } i < j < k \\ \epsilon_{ijk} = 0 & \text{si } i = j = k \\ \epsilon_{ijk} = -1 & \text{si } i \neq j \neq k \text{ et } i \not< j \not< k \end{cases}$$

4.1. MODÉLISATION PHYSIQUE D'ÉCOULEMENTS ATMOSPHÉRIQUES EN SOUFFLERIE

Les hypothèses faites pour obtenir ces équations sont les suivantes :

- l'atmosphère est composée de gaz parfaits de composition constante.
- les variations de température, de pression et de densité sont faibles devant leurs valeurs en condition de stratification thermique neutre.
- les variations de la viscosité ν , et de la diffusivité thermique D_f sont négligeables.
- la production de chaleur par frottements visqueux est négligeable.
- il n'y a aucune source de chaleur.

On adimensionne maintenant ces équations par l'intermédiaire de grandeurs de référence appropriées. Ces grandeurs sont les grandeurs aux limites : L , u_r , ρ_r , δT_r et Ω_{t_r} .

On définit alors :

$$\begin{cases} \tilde{x}_i = x_i/L & \tilde{t} = u_r.t/L \\ \tilde{u}_i = u_i/u_r & \tilde{\Omega}_{t_j} = \Omega_{t_j}/\Omega_{t_r} \\ \tilde{\delta p} = \delta p/\rho_r u_r^2 & \tilde{\rho} = \rho_0/\rho_r \\ \tilde{\delta T} = \delta T/\delta T_r \end{cases}$$

Les équations (4.1), (4.2) et (4.3) deviennent :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_i} = 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{2}{Ro} \epsilon_{ijk} \tilde{u}_k \tilde{\Omega}_{t_j} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{\delta p}}{\partial \tilde{x}_i} + \frac{1}{Fr^2} \tilde{\delta T} \delta_{3i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j \partial \tilde{x}_j} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \tilde{\delta T}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{\delta T}}{\partial \tilde{x}_i} \tilde{u}_i = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \tilde{\delta T}}{\partial \tilde{x}_i \partial \tilde{x}_i} \quad (4.6)$$

$$\begin{cases} Ro = u_r/L\Omega_{t_r} & \text{Nombre de Rossby.} \\ Fr = u_r/\sqrt{gL\delta T_r/T_0} & \text{Nombre de Froude.} \\ Re = u_r L/\nu & \text{Nombre de Reynolds.} \\ Pe = u_r L/D_f & \text{Nombre de Peclet.} \end{cases}$$

Ces équations, avec des conditions aux limites adéquates, doivent permettre de caractériser entièrement l'écoulement. Deux écoulements de même catégorie seront similaires s'ils sont décrits par des solutions identiques correspondant aux équations (4.4), (4.5) et (4.6). Les solutions seront identiques si et seulement si les coefficients Ro , Fr , Re et Pe , ainsi que les conditions aux limites adimensionnées sont identiques (Batchelor [11], Birkhoff [14]).

$$\Rightarrow \boxed{\text{Lois de similitudes sur } Ro, Fr, Re, Pe}$$

Selon Snyder [92], il est en général impossible de respecter tous les paramètres adimensionnés quand l'échelle de réduction appliquée en soufflerie est supérieur à 10. Par exemple, sachant que les valeurs de ν , g et la température restent inchangées, réduire la taille d'un facteur 10 nécessite d'augmenter la vitesse d'un même facteur 10 pour respecter la similitude sur le nombre de Re . Bien que cela soit déjà très compliqué, admettons que cela soit possible. Dans ce cas, la diminution par 10 du facteur d'échelle, combinée à la multiplication par 10 de la vitesse implique une agmentation d'un facteur 1000 sur δT_r pour respecter la similitude sur le nombre de Froude !

Tout expérimentateur reconnaît qu'il est impossible de réaliser une modélisation rigoureuse avec une réduction d'échelle importante. Cependant, sous certaines conditions, le non-respect des lois de similitudes peut être justifié avec des conséquences négligeables.

- **Le nombre de Rossby** représente le rapport de l'accélération locale (u_r^2/L) avec l'accélération de Coriolis ($\propto u_r \Omega_{tr}$). Ainsi, pour considérer l'accélération de Coriolis négligeable, il faut que Ro soit *grand*. On considère en général que Ro est grand (et par conséquent éliminé des conditions de similitudes) quand la surface horizontale modélisée est inférieure à une certaine taille. Il semble exister quasiment autant de valeurs que d'auteurs. Cermak *et al.* [20] ou encore Hidy [47] préconisent une surface inférieure à 150 km en pleine échelle, Ukeguchi *et al.* [107] annoncent une cinquantaine de km, Snyder [92], quant à lui, donne une valeur de 5 km.

Finalement, au vu de ces valeurs, la similitude sur le nombre de Rossby est en général toujours négligeable. Etant données les dimensions de la zone modélisée (voir chapitre 5), il en est de même pour ces travaux de thèse.

- Le carré du **nombre de Froude** représente le rapport entre les forces inertielles et les forces convectives. Il peut être intéressant d'écrire Fr sous la forme suivante :

$$Fr^2 = \frac{T_0 u_r^2 L}{g L^2 \delta T_r} = \frac{T_0 (\partial \langle u \rangle / \partial z)_r^2}{g (\partial \delta T / \partial z)_r}$$

qui n'est autre que l'inverse du nombre de Richardson Ri . Le nombre de Richardson traduit les effets thermiques dans la CLA. Pour des conditions de stratification neutre, $Ri = 0$. Etant donné que les effets de stabilité de l'atmosphère ne seront pas pris en compte au cours de cette thèse, la similitude sur le nombre de Froude est effacée.

- **Le nombre de Peclet**, quant à lui, n'est autre que le produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl :

$$Pe = \frac{u_r L}{\nu} \cdot \frac{\nu}{D_f} = Re \cdot Pr$$

Le nombre de Prandtl est une propriété intrinsèque du fluide et non de l'écoulement. De ce fait, les expériences étant menées dans l'air, la seule condition à respecter pour la similitude sur le nombre de Peclet est de vérifier la similitude de Reynolds.

4.1. MODÉLISATION PHYSIQUE D'ÉCOULEMENTS ATMOSPHÉRIQUES EN SOUFFLERIE

• Le **nombre de Reynolds** représente le rapport des forces inertielles (u_r^2/L) avec les forces visqueuses ($\nu u_r/L^2$). En utilisant un modèle de taille réduite en soufflerie, les forces visqueuses deviennent prépondérantes devant les forces d'inertie. Si on s'en tient au strict respect de la similitude de Reynolds, aucun écoulement atmosphérique ne pourrait être simulé. Il faut alors justifier l'utilisation d'un nombre de Reynolds plus petit pour le modèle. Trois types d'argument sont en général avancés : *l'analogie d'écoulement laminaire*, *l'échelle de dissipation* et *l'indépendance au nombre de Reynolds*. Seul l'indépendance au nombre de Reynolds est exposée ici.

Cette approche est basée sur l'hypothèse de Townsend [103] qui dit qu'en l'absence d'effets thermiques et de Coriolis, la structure d'un écoulement spécifique (dont les conditions aux limites sont adimensionnées en termes de longueur L , et de vitesse caractéristiques u_r) est constante à un nombre de Reynolds élevé (il n'y a plus aucune couche limite laminaire nulle part). La plupart des fonctions moyennées et adimensionnées ne dépendent que des variables adimensionnées d'espace et de temps et non du nombre de Reynolds, à condition que celui-ci soit assez grand. De nombreux cas expérimentaux supportent aujourd'hui le principe de Townsend. Ses limitations, principalement rencontrées dans le cas d'écoulements en très proche parois (où les contraintes visqueuses sont les plus fortes), peuvent être amoindries en rendant rugueuses les surfaces. Dans le cas d'une CLA, la rugosité du sol confère une bonne justification de l'hypothèse de Townsend.

Néanmoins, qu'est-ce que signifie un nombre de Reynolds suffisamment 'grand' ?

Il n'existe pas de réponse toute faite dans la mesure où la valeur devant être atteinte par le nombre de Reynolds pour être considéré comme suffisamment grand, dépend de la forme géométrique du modèle, de la précision souhaitée, du type d'information recherché... Néanmoins, dans le cas de modélisation d'écoulements atmosphériques en soufflerie, l'idée est que l'écoulement est piloté par la géométrie du modèle et non par la couche limite reproduite.

Il est alors d'usage d'imposer une modélisation telle que :

- l'écoulement incident soit très turbulent.

Snyder [92] définit un nombre de Reynolds critique basé sur la hauteur H d'un obstacle :

$$Re_H \geq 11000$$

- les surfaces soient rugueuses et avec des arêtes vives.

Le guide VDI [109] recommande par exemple la condition suivante, basée sur le nombre de Reynolds 'rugueux' :

$$Re_* = \frac{u_* z_0}{\nu} > 5$$

- l'échelle de réduction soit supérieure 1/1000.

4.1.3 Caractéristiques spectrales

Pour vérifier le contenu spectral de l'écoulement modélisé, les mesures sont comparées aux expressions empiriques énoncées dans le paragraphe 1.2.4. En particulier, les formes des spectres de fluctuations de vitesse sont comparées aux équations (1.24), (1.25) et (1.26). L'échelle intégrale longitudinale de la composante longitudinale, L_u^x , est comparée à la formule de Counihan (équation (1.21)).

Remarque : Nous avons vu qu'admettre l'indépendance au nombre de Reynolds était acceptable pour modéliser une CLA en soufflerie. Il n'en reste pas moins que le nombre de Reynolds est plus petit que celui en pleine échelle. La figure 4.1 représente, schématiquement, l'évolution d'un spectre de turbulence en fonction du nombre de Reynolds.

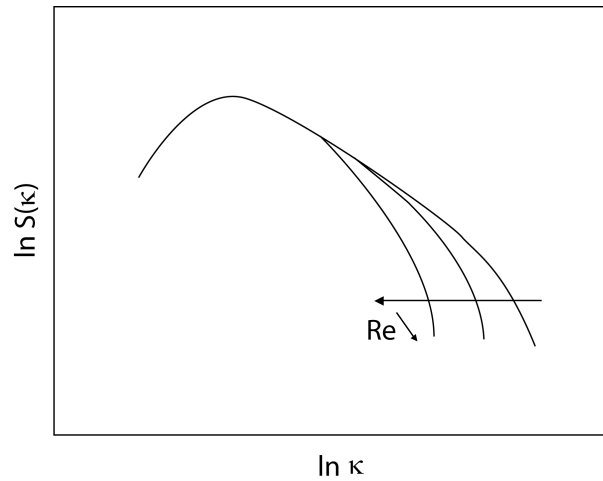


FIG. 4.1 – Schéma de l'évolution d'un spectre de turbulence avec le nombre de Reynolds.

Avec le nombre de Reynolds qui diminue, la largeur des zones inertielle et dissipative diminue, alors que la zone énergétique reste inchangée. Si on se réfère à Corrsin [29], l'échelle intégrale Λ et la micro-échelle η sont liées, dans une turbulence de grille, selon $\Lambda/\eta \propto Re^{3/4}$ (où Re est défini par rapport à une taille de maille). Ce rapport des échelles de la turbulence permet de donner une idée de la largeur du spectre de turbulence.

En supposant que le rapport vitesse sur viscosité est inchangé entre la pleine échelle et le modèle, on peut alors estimer les différences de largeurs entre le spectre réel (indice 'r') et le spectre modélisé (indice 'm') :

$$\frac{(\Lambda/\eta)_m}{(\Lambda/\eta)_r} = \left(\frac{Re_m}{Re_r} \right)^{3/4} \approx \left(\frac{L_m}{L_r} \right)^{3/4}$$

où L est une longueur caractéristique.

Ainsi, pour une échelle de réduction de 1/400 par exemple, le spectre modélisé peut être une estimation correcte du spectre en pleine échelle même si sa largeur ne représente que 11% de celle en pleine échelle. Nous avons vu dans le paragraphe 1.1 que le spectre de

turbulence d'un écoulement atmosphérique dans la couche de surface, c'est-à-dire celle qui nous intéresse pour les études éoliennes, s'étale sur environ 5 décades. Ainsi, la modélisation de ce spectre de 5 décades peut être réalisée avec un spectre d'une demi-décade de largeur. La méthode est certes simplifiée et basée sur des hypothèses et constatations réalisées en turbulence de grille, mais Corssin [29] l'a montré empiriquement, et on peut supposer que les effets sont similaires en CLA.

Par conséquent, le spectre modélisé sera certes un peu tronqué dans sa partie dissipative, mais les effets étudiés ici sont principalement ceux des tourbillons les plus énergétiques et ceux de la diffusion. Les premiers sont liés aux échelles intégrales, non modifiées par la réduction d'échelle, et les seconds sont liés au début de la zone inertielle. La zone dissipative représente des niveaux énergétiques très faibles et l'énergie totale, obtenue par intégration du spectre sur toute sa gamme de fréquence, ne sera que très peu modifiée par cet effet de troncage.

4.2 Modélisation physique des éoliennes en soufflerie

Une fois la CLA modélisée en soufflerie, l'objectif de la modélisation d'éoliennes est d'étudier les sillages et les interactions de sillages.

La modélisation en soufflerie doit souvent faire face aux problèmes de réduction d'échelle entraînant une contrainte sur la conception technologique des modèles, intimement liée au respect des lois de similitudes. Nous avons vu au paragraphe 4.1.2 que sous certaines conditions, l'adoption de l'"*indépendance au nombre de Reynolds*", permet de s'affranchir du problème de similitudes. Il n'en reste pas moins que considérer des modèles d'éoliennes à une très petite échelle de réduction, n'est pas chose facile et l'application de certaines hypothèses se révèle souvent indispensable. En particulier, l'indépendance au nombre de Reynolds ne s'applique pas aux pales d'éoliennes.

Modéliser une ou plusieurs éoliennes dans un écoulement atmosphérique nécessite de procéder à une réduction d'échelle assez drastique. En effet, nous avons vu que le contenu spectral d'un écoulement atmosphérique possède des échelles de turbulence de l'ordre de plusieurs fois la taille du rotor. Si l'on veut reproduire ce contenu spectral de l'écoulement incident, et compte tenu des dimensions à disposition dans une soufflerie (même atmosphérique), l'utilisation d'un rotor de plusieurs dizaines de centimètres de diamètre est bien souvent exclu.

Ainsi, l'une des principales difficultés est liée à la modélisation des pales. Selon Vermeulen [111], [112], il est en général convenu que l'échelle maximale de réduction pour un modèle rotatif est environ $1/300$, ce qui correspond à un rotor d'environ 30cm de diamètre en échelle soufflerie pour un rotor de 100m en pleine échelle.

Corten *et al.* [30] ont modélisé une CLA et une ferme éolienne en soufflerie atmosphérique. Les éoliennes modélisées sont des éoliennes bipales, rotatives, de diamètre 25cm , avec un moyeu situé à 26.5cm au dessus du sol (échelle soufflerie). La forme des pales est choisie telle que le profil soit du type *NACA 0009* sur la majeure partie de sa longueur, excepté à

sa base. A cause d'une force de traînée relativement importante générée par leur modèle, le paramètre d'avancement $\lambda = R\Omega/U_{hub}$, a dû être choisi assez bas : $\lambda = 5.5$ contre $\lambda \approx 6 - 7$ pour l'éolienne considérée en pleine échelle. Ce faible paramètre d'avancement impose alors un élargissement de la corde d'un facteur voisin de $(7/5.5)^2$ pour obtenir une poussée réaliste des pales sur l'air. Enfin, la finesse (rapport de la portance C_z et de la traînée C_x) doit aussi être vérifiée. Pour ce modèle, le coefficient de portance est $C_z = 0.6$, et la finesse est telle que $C_z/C_x = 17$. A $Re \approx 300000$, les profils de pales d'éoliennes en pleine échelle atteignent en général des valeurs $C_z/C_x \geq 100$ pour un coefficient de portance $C_z \approx 1.2$. Cela signifie que la corde doit encore être élargie d'un facteur $1.2/0.6 = 2$. Pour ces raisons, on peut remarquer sur la figure 4.2, que les modèles d'éolienne utilisés n'ont plus que vaguement l'allure d'une éolienne réelle.

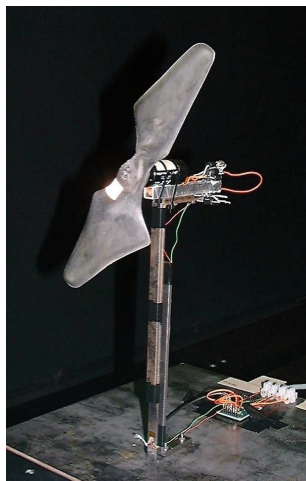


FIG. 4.2 – Photographie du modèle d'éolienne utilisé par Corten *et al.* [30].

Jusqu'à très récemment, les travaux de Corten *et al.* [30] étaient la seule référence de modélisation physique d'éoliennes rotatives en CLA. Mais, Chamarro et Porté-Agel [21] ont utilisé le même principe. Leur modèle ne possède plus deux, mais trois pales, et le diamètre de leur rotor mesure 15cm , avec une hauteur de moyeu de 11.475cm . Cependant, si on se réfère aux précautions prises par Corten *et al.* au niveau de la forme des pales et du paramètre d'avancement pour reproduire un comportement réaliste d'une éolienne, il semble que représenter un point de fonctionnement similaire à celui d'une vraie éolienne n'était pas la préoccupation principale de Chamarro et Porté-Agel. En effet, ils ont choisi des pales du type GWS/EP-6030x3, de forme standard et quelconque, principalement utilisées pour l'aéromodélisme, et le paramètre d'avancement imposé est situé entre 4.2 et 4.4.

La modélisation utilisant des éoliennes à rotor tournant, à de très petites échelles de réduction est technologiquement très compliquée, sans pour autant avoir prouvé l'apport d'un bénéfice indiscutable.

Une solution serait de se passer des pales et de la rotation, mais encore faut-il supposer que les caractéristiques du sillage généré ne sont pas trop éloignées de celles d'un sillage réel.

Nous avons vu dans le paragraphe 3.2 que les vortex de bout de pales perdent rapidement leur signature individuelle pour former une nappe tourbillonnaire entourant le sillage. De ce point de vue et pour l'étude de sillages lointains, la présence des pales n'est donc pas primordial.

Néanmoins, **qu'en est-il de l'apport de quantité de mouvement dû à la rotation des pales ?**

En plus de l'extraction de quantité de mouvement axiale, une vitesse de rotation doit être ajoutée dans la modélisation du sillage afin de compenser le couple créé au rotor (respect de la conservation de quantité de mouvement angulaire). Bien sûr, cette composante rotationnelle doit exister, mais une simple analyse dimensionnelle peut montrer qu'elle est très faible comparée à la vitesse moyenne, mais aussi comparée aux vitesses turbulentes caractéristiques de l'écoulement.

Prenons l'exemple d'une éolienne *Nordex N80* donnée à $P = 2.5MW$ pour une vitesse $U_{hub} = 15m.s^{-1}$, un diamètre $D = 80m$ et une vitesse de rotation $11 < \Omega < 19 \text{ tours.min}^{-1}$ (soit $1.15 < \Omega < 2 \text{ rad.s}^{-1}$). A l'aide de la conservation de la quantité de mouvement angulaire, un ordre de grandeur du couple, M , créé par la turbine peut être estimé :

$$M \approx \rho \frac{\pi D^2}{4} U_{hub} (1 - a) \frac{D}{2} v_\theta \quad (4.7)$$

avec a le facteur d'induction axial, et v_θ la vitesse azimutale.

Le couple de l'éolienne *Nordex N80* est tel que $1.25 < M = P/\Omega < 2.17MN.m^{-1}$. Sachant que le coefficient de puissance est donné par :

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho \frac{\pi D^2}{4} U_{hub}^3} \quad (4.8)$$

on trouve $C_P \approx 0.24$.

Avec $C_P = 4a(1 - a)^2$ selon la théorie de Betz (paragraphe 2.1), on obtient un facteur d'induction axial $a = 0.07$. La vitesse azimutale est donc telle que $0.35 < v_\theta < 0.6m.s^{-1}$, ce qui ne correspond, au maximum, qu'à 4% de la vitesse incidente, alors que les vitesses fluctuantes, longitudinales, transversales ou verticales, correspondent en général à 10–15% de la vitesse incidente.

Jimenez *et al.* [51] avec une éolienne *Nordtank NKT* donnée à $300kW$ pour une vitesse de $15.5m.s^{-1}$, un diamètre $D = 28m$ et une vitesse de rotation d'environ $7.5rad.s^{-1}$, arrivent à la même conclusion. Ils développent alors un code numérique *LES* dans lequel l'éolienne n'est modélisée que par un disque constitué d'une multitude de cellules de maillage sur lesquelles ne sont appliqués que des efforts de poussée (dans la direction longitudinale). Cette modélisation est tout à fait comparable à un disque poreux sans rotation.

Le groupe TNO Apeldoorn aux Pays-Bas, et en particulier Vermeulen et Builtjes (Vermeulen et Builtjes [114], Builtjes et Milborrow [15]), ont été les premiers à montrer de l'intérêt pour la modélisation statique d'éoliennes. Ils utilisent un concept de disques poreux, faits

de grillage métallique (conférant une solidité de 53% aux disques), pour étudier, en soufflerie, les déficits de vitesse en fonction de la turbulence amont, et la turbulence générée dans le sillage. Un schéma de leur modèle et de ses dimensions est représenté sur la figure 4.3. Le principe d'un disque poreux statique est d'extraire une partie de l'énergie cinétique du vent par l'effort de traînée qu'il développe. L'utilisation de disques poreux semble bien adaptée à la modélisation du sillage d'une éolienne étant donné que la philosophie employée est proche de celle du concept de disque de Froude (extraction d'énergie cinétique, distorsion des lignes de courant, génération de turbulence par cisaillement - paragraphe 2.1).

Bien qu'à considérer avec le recul nécessaire au vu des moyens expérimentaux de l'époque (1980), les résultats en termes de déficit de vitesse, de profils transversaux de turbulence et de décroissance de la turbulence sur l'axe de symétrie du modèle, sont remarquablement comparables aux profils mesurés dans le sillage de vraies éoliennes.

Comme nous le verrons dans le chapitre 7, les modèles d'éoliennes utilisés pour les travaux présentés dans ce mémoire sont basés sur le principe de disque poreux statique.

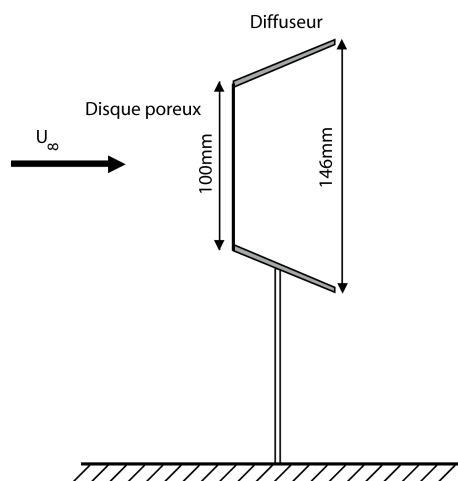


FIG. 4.3 – Modèle d'éolienne statique utilisé dans [114].

4.3 Modélisation numérique basée sur le même concept

Aujourd'hui encore, des modèles de sillage simplifiés sont utilisés dans la plupart des logiciels (tel que le modèle WasP, développé et distribué par la division 'Wind Energy' de Risø- DTU au Danemark) mais la CFD est de plus en plus utilisée pour appréhender la phénoménologie physique des écoulements.

Un partenariat avec *EDF R&D* a été élaboré au début de cette thèse, en 2006, dans l'idée de comparer les résultats de notre modélisation physique en soufflerie avec des simulations numériques. Ces simulations numériques ont été réalisées par Laurent Laporte au cours de sa thèse qui s'est déroulée au *CEREA (Centre d'Enseignement et de Recherche en Environnement Atmosphérique)*, laboratoire commun de l'École Nationale Supérieure des Ponts et

Chaussées et de *EDF R&D*. L'intérêt de ce partenariat tient dans le fait que les deux approches, physique et numérique, sont très comparables. En effet, nombre de modélisations numériques utilisent le principe du disque de Froude (paragraphe 2.3) pour modéliser de façon simplifiée le rotor d'une éolienne. Il serait bien inutile d'en faire une liste exhaustive, mais pour ne citer que quelques unes des plus récentes et ayant un quelconque rapport, même éloigné, avec cette thèse, on peut mentionner Cabezón *et al.* [16], Jimenez *et al.* [51], Tejero *et al.* [98] ou encore El Kasmi et Masson [35].

Le paramètre apporté par les travaux de Laporte est le développement d'un code CFD atmosphérique, capable de reproduire les caractéristiques de la couche limite atmosphérique, en terrain plat comme en terrain complexe. Les conditions de la couche limite atmosphérique et les caractéristiques des disques modélisés dans la soufflerie de l'Institut *PRISME* ont donc été reproduits dans ce code numérique afin de pouvoir comparer les sillages obtenus, l'un des intérêts étant de valider les deux modélisations concernées.

La partie développée ici a pour vocation d'expliquer les principes fondamentaux du code de calcul et les moyens utilisés pour modéliser une éolienne. Des informations plus complètes sont disponibles dans le mémoire de thèse de Laurent Laporte, soutenue le 12 Décembre 2008 au CEREAS.

4.3.1 Modélisation numérique de la turbulence : grandes lignes

Plus d'un siècle d'expérience a montré qu'il n'y avait pas de solution analytique complète possible pour modéliser la turbulence (problèmes non linéaires, non locaux...). On place souvent l'espoir dans les simulations numériques d'écoulements turbulents, qui, de part la puissance croissante des outils informatiques, représentent aujourd'hui une grande partie des efforts entrepris en R&D. Bien que toujours sujettes à de continues évolutions visant à leur amélioration, elles représentent un moyen efficace, rapide et peu onéreux, de plus en plus exploité par l'industrie éolienne. Néanmoins, la simulation de toutes les échelles de la turbulence d'un écoulement complexe (du type écoulement atmosphérique par exemple) n'est bien souvent pas réalisable sans un coût en temps de calculs disproportionné à l'échelle humaine. La simulation directe, *DNS (Direct Numerical Simulation)* n'est pas exploitable dans ce genre de situations, et une séparation des échelles de turbulence est indispensable.

On peut alors dissocier deux méthodes différentes :

- La **LES** (*Large Eddy Simulation*) qui consiste en la simulation d'une réalisation d'un champ filtré. Elle résout la dynamique des grandes et des moyennes échelles et modélise les petites échelles.
- La méthode **RANS** (*Reynolds Average Navier Stokes*), très utilisée dans l'industrie. Cette méthode est moins coûteuse en temps de calculs que ne peut l'être l'approche LES. Elle utilise un traitement statistique avec une séparation en valeur moyenne et fluctuante des variables.

C'est cette méthode RANS qui est utilisée dans les comparaisons exposées dans ce mémoire. La méthode est donc rapidement détaillée avant de se focaliser sur le code de calcul et la modélisation utilisés.

4.3.2 Méthode RANS : mise en équations

Tout phénomène de mécanique des fluides répond à trois grandes lois de conservation, fournies ci-après dans leur forme la plus générale :

- **Equation de conservation de la masse** (équation de continuité).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (4.9)$$

- **Equation de conservation de la quantité de mouvement** (équation de Navier Stokes).

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{f} \quad (4.10)$$

- **Equation de conservation de l'énergie.**

$$\frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(\rho e + p) \vec{v}] = \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{\tau} \cdot \vec{v} \right) + \rho \vec{f} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + r \quad (4.11)$$

avec t le temps (s), ρ la masse volumique du fluide ($kg.m^{-3}$), p la pression (Pa), e l'énergie totale massique ($J.kg^{-1}$), r la perte de chaleur volumique due au rayonnement ($J.m^{-3}.s^{-1}$).
 $\vec{v} = (v_1, v_2, v_3)$, la vitesse eulérienne d'une particule de fluide ($m.s^{-1}$).

$\vec{\tau} = \mu \left[(\vec{\nabla} \otimes \vec{v}) + (\vec{\nabla} \otimes \vec{v})^t \right] + \eta (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \vec{I}$, le tenseur des contraintes visqueuses (Pa).

μ la viscosité dynamique ($Pa.s$), η , la viscosité cinématique ($Pa.s$), \vec{I} le tenseur unité.

\vec{f} , la résultante des forces massiques s'exerçant sur le fluide ($N.kg^{-1}$).

\vec{q} , le flux de chaleur perdu par conduction ($J.m^{-2}.s^{-1}$).

$\vec{\nabla} = (\partial/\partial x_1, \partial/\partial x_2, \partial/\partial x_3)$, l'opérateur nabla.

Considérons uniquement l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans sa forme discrétisée en coordonnées cartésiennes :

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} + \rho f_i \quad (i = 1, 2, 3) \quad (4.12)$$

(utilisation des conventions d'Einstein pour la sommation des indices).

avec,

$$\sigma_{ij} = \left(-p + \lambda \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} + 2\mu s_{ij} \quad \text{et} \quad s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right).$$

Pour un écoulement instantané de fluide newtonien incompressible où la flottabilité est négligée ($\rho(T) \rightarrow \rho$), on a :

$$\rho \left[\underbrace{\frac{\partial v_i}{\partial t}}_{(a)} + \underbrace{\frac{\partial (v_i v_j)}{\partial x_j}}_{(b)} \right] = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{(c)} + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j}}_{(d)} + \underbrace{\rho f_i}_{(e)} \quad (4.13)$$

- (a) : variation instantanée de vitesse (inertie)
- (b) : terme de flux (advection)
- (c) : gradient de pression
- (d) : diffusion de quantité de mouvement
- (e) : forces de volume

Le principe de base de la méthode RANS consiste à moyenner les équations de conservation (4.9), (4.10) et (4.11) à l'aide d'un opérateur de moyenne d'ensemble $\langle \rangle$. L'équation (4.13) devient alors :

$$\rho \left[\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial (\langle v_i \rangle \langle v_j \rangle)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\langle v'_i v'_j \rangle)}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \langle v_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} + \rho \langle f_i \rangle \quad (4.14)$$

où $v'_k = v_k - \langle v_k \rangle$ représente la composante fluctuante de la vitesse.

Par rapport à l'équation (4.12), la décomposition de Reynolds fait apparaître un terme supplémentaire, appelé *tenseur de Reynolds*, provenant de la non linéarité des équations. D'un point de vue purement mécanique, le tenseur de Reynolds représente la moyenne du transport de la quantité de mouvement fluctuante $(\rho \vec{v}')$ par la vitesse fluctuante \vec{v}' .

Du fait de la non linéarité des équations de Navier Stokes, un ensemble d'équations de transport de moments statistiques dans le mouvement moyen contient systématiquement des moments statistiques d'ordre supérieur. Ainsi, pour une écoulement tridimensionnel, la connaissance avant résolution des équations de continuité, de quantité de mouvement, des conditions initiales et limites sur la vitesse moyenne $\langle v_i \rangle$ ne fournissent que 4 équations pour 10 inconnues ($\langle v_i \rangle$, $\langle p \rangle$ et $\langle v'_i v'_j \rangle$) : ceci forme le fameux **problème de fermeture** des équations de Navier Stokes moyennées, qui demeurent irrésolues tant que le tenseur de Reynolds n'est pas déterminé ou modélisé.

4.3.3 Problème de fermeture : modèle $k-\epsilon$

Plusieurs modèles de fermeture existent, partant des modèles algébriques à zéro équation de transport jusqu'aux modèles à 2 équations de transport. C'est le cas du modèle $k-\epsilon$, actuellement le plus répandu dans les codes de CFD visant à traiter des écoulements complexes, et utilisé dans le modèle numérique développé par *EDF R&D*.

4.3. MODÉLISATION NUMÉRIQUE BASÉE SUR LE MÊME CONCEPT

Selon le modèle algébrique de Boussinesq (concept de viscosité turbulente - 1877), le tenseur de Reynolds peut s'écrire :

$$\langle v'_i v'_j \rangle = -2\nu_t S_{ij} + \frac{2}{3}k\delta_{ij} \quad (4.15)$$

avec $S_{ij} = \frac{1}{2}(\partial \langle v_i \rangle / \partial x_j + \partial \langle v_j \rangle / \partial x_i)$, ν_t la viscosité turbulente, k l'énergie cinétique turbulente, et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

L'équation (4.14) devient alors :

$$\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial (\langle v_i \rangle \langle v_j \rangle)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \langle v_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} + \langle f_i \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \right] \quad (4.16)$$

Les termes de corrélation de fluctuations ont alors disparu et la modélisation doit maintenant s'attacher à trouver une expression pour la viscosité turbulente ν_t , qui reste la seule inconnue.

Le modèle $k - \epsilon$ (Launder et Spalding [62]) exprime la viscosité turbulente sous la forme $\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon$ et permet de la déterminer via l'utilisation de deux équations de transport : l'une pour l'énergie cinétique turbulente k (équation (4.17)) et l'autre pour la dissipation ϵ (équation (4.18)).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle v_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \epsilon \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle v_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} C_\mu k \left(\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4.18)$$

Les cinq constantes, C_μ , $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$, σ_k et σ_ϵ prennent des valeurs usuelles optimisées empiriquement dont les valeurs sont regroupées dans le tableau 4.1. Nous verrons dans le chapitre 9 que ces valeurs sont sujettes à discussions, notamment dans le cadre de la modélisation atmosphérique qui nous intéresse.

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	1	1.3

TAB. 4.1 – Constantes standard du modèle k- ϵ . D'après [62].

4.3.4 Code de calcul utilisé par le CEREAs : *Mercur*e-Saturne

*Mercur*e-Saturne est un code de CFD atmosphérique développé par le CEREAs pour modéliser les écoulements atmosphériques tridimensionnels, les phénomènes de transport et

de dispersion à l'échelle locale. Il repose sur le code *Saturne*, développé par *EDF R&D*, qui résout les équations de Navier-Stokes selon la méthode RANS et avec le modèle de fermeture $k-\epsilon$. Ce modèle a été modifié et amélioré par Laporte [57] afin d'étudier les écoulements atmosphériques en terrain accidenté et estimer le potentiel éolien d'un site à la topographie complexe.

Il a été intégré un module visant à reproduire le sillage d'une éolienne. Ce module utilise la méthode du disque de Froude et la théorie de Betz en modélisant le rotor comme un disque poreux (sans préciser la géométrie des pales), dans lequel des termes sources de quantité de mouvement sont introduits sur toute la surface du disque. Ces termes sources représentent les efforts exercés par le rotor sur l'air. Pour cela, la méthode *Blade Element Momentum* (BEM - paragraphe 2.3) est employée selon l'algorithme suivant :

- calcul de l'angle entre le vent relatif et le plan de rotation de la pale ϕ
- déduction de l'angle d'attaque α (équation (2.20))
- connaissant la pale modélisée, lecture des valeurs de traînée et de portance $C_x(\alpha)$ et $C_z(\alpha)$ (tables)
- calcul de a et a' (équations (2.25) et (2.26))
- processus itératif jusqu'à convergence
- calculs des efforts sur chaque pale
- lecture des efforts par le code de CFD et utilisation de ceux-ci comme termes source de quantité de mouvement.

Couplée à la méthode RANS, l'utilisation de cette méthode ne distingue pas les régions de proche et lointain sillage et présente l'avantage de pouvoir raffiner le maillage dans le sillage sans trop raffiner au niveau du disque.

La modélisation du rotor par un disque poreux est alors très comparable à notre modélisation physique. Néanmoins, la grande différence réside dans le fait que le modèle numérique, au contraire du modèle physique, peut prendre en considération l'influence de la rotation des pales sur le sillage. Nous verrons alors, dans la chapitre 8, quelles sont les limites de la comparaison, quelle est l'influence de la rotation et les conséquence que cela induit.

4.3. MODÉLISATION NUMÉRIQUE BASÉE SUR LE MÊME CONCEPT

Deuxième partie

Génération d'écoulements homogènes

Modélisation de couche limite
atmosphérique et d'éoliennes en
soufflerie

Le sillage d'une éolienne et son développement sont très complexes et dépendent de beaucoup de paramètres. Comme nous l'avons vu dans la partie bibliographique, Vermeer *et al.* [110] préconisent un "retour aux sources", c'est-à-dire une simplification des modèles devenus souvent trop complexes et approximatifs. Ils précisent également l'importance des essais en soufflerie qui permettent une grande reproductibilité des expériences.

La philosophie de cette thèse reprend ce principe où l'idée de base est de modéliser différentes conditions de vent en soufflerie (différents écoulements atmosphériques, i.e différentes CLA, et différents écoulements turbulents homogènes et isotropes) afin d'étudier le comportement du sillage de modèles simplifiés d'éoliennes.

Pour cela, les essais sont réalisés dans deux souffleries différentes de l'institut PRISME afin de générer deux types d'écoulements différents. Chacune des deux souffleries utilisées joue un rôle précis : une première soufflerie (appelée soufflerie '*Lucien Malavard*'), permet de reproduire des écoulements atmosphériques (CLA) alors qu'une seconde soufflerie, de type '*Eiffel*', permet de générer des écoulements dont la turbulence est homogène et isotrope.

Le chapitre 5 présente la soufflerie '*Lucien Malavard*' dans laquelle sont reproduites deux CLA différentes. Les propriétés de chacune d'elle sont exposées dans ce chapitre.

Le chapitre 6 présente la seconde soufflerie, de type '*Eiffel*'. Nous verrons alors quelles conditions doivent être respectées pour générer des écoulements avec une turbulence homogène et isotrope, et comment celles-ci sont réalisées dans notre cas d'étude.

Enfin, le chapitre 7 présente en détails les modèles d'éoliennes utilisés et expose les mesures réalisées permettant de valider le concept de disque poreux statique.

Chapitre 5

Modélisation physique d'écoulements atmosphériques : soufflerie "Lucien Malavard"

Le paragraphe 1.2 de la revue bibliographique définit les caractéristiques d'une CLA d'un point de vue théorique assez général. Le chapitre 4, quant à lui, expose comment ces caractéristiques sont reproduites en soufflerie et quelles sont les hypothèses fréquemment employées pour passer de l'échelle réelle à une échelle de réduction assez importante en soufflerie.

Les principales caractéristiques à reproduire sont :

- les propriétés statistiques, c'est-à-dire la distribution des vitesses moyennes et de l'intensité de turbulence.
- les propriétés spectrales, c'est-à-dire les spectres de puissance et les échelles intégrales.

Pour ce faire, nous avons vu que plusieurs guides et publications (Counihan [31], ESDU 85020 [36], Snyder [92], VDI 3783/12 [109]) aident à la reproduction d'écoulements atmosphériques en soufflerie. Comme nous le verrons par la suite, la modélisation physique d'écoulements atmosphériques requiert une certaine flexibilité au niveau des paramètres à reproduire, et pour passer des échelles réelles aux échelles en soufflerie, ces guides fournissent des ordres de grandeur à respecter plutôt que des lois précises.

Après avoir décrit la soufflerie 'Lucien Malavard' dans le paragraphe 5.1 et expliquer les modifications apportées dans les paragraphes 5.2 et 5.3, le paragraphe 5.4 présente les mesures réalisées dans les deux CLA reproduites et compare les résultats avec cette littérature.

5.1 Description générale

La soufflerie 'Lucien Malavard' est représentée sur la figure 5.1. Il s'agit d'une soufflerie subsonique à circuit fermé, composée d'une veine principale et d'une veine de retour. La section de la veine principale mesure $2m \times 2m$ et sa longueur est $5m$. Néanmoins, nous avons vu au paragraphe 1.2 qu'une CLA se développe sur une longue distance d'établisse-

5.1. DESCRIPTION GÉNÉRALE

ment, permettant au vent d'acquérir son gradient vertical de vitesse qui le caractérise et d'atteindre un état d'équilibre (i.e que ce gradient vertical de vitesse ne varie plus avec la coordonnée longitudinale). Même en utilisant une échelle de réduction relativement petite, cette distance d'établissement de plusieurs centaines de mètres en pleine échelle, représente plusieurs dizaines de mètres en échelle soufflerie. De ce fait, la veine d'essais principale de la soufflerie 'Malavard' est trop petite pour générer les propriétés d'une CLA.

La veine de retour présente en revanche les caractéristiques dimensionnelles nécessaires puisque sa section mesure $5m \times 5m$, pour une longueur totale exploitable de $16m$. Sachant que l'échelle de réduction envisagée est de $1 : 400$, la zone exploitable mesure donc environ $6.4km$ en pleine échelle.

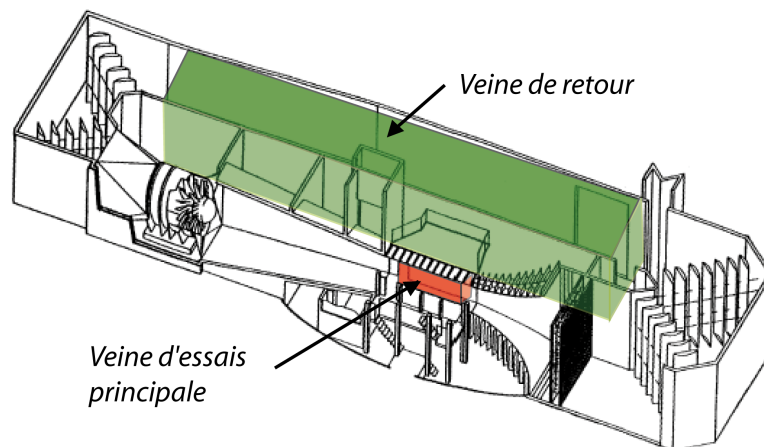


FIG. 5.1 – Schéma de la soufflerie 'Lucien Malavard' de l'institut PRISME.

La figure 5.2 représente une vue du dessus de la veine de retour sur laquelle on peut noter des caractéristiques géométriques particulières. En effet, on note que celle-ci ne possède pas une section constante mais diverge légèrement selon un angle de 2.86° jusqu'à $x = 12.5m$ de l'entrée. Sur sa dernière partie, la veine possède une largeur constante de $5m$.

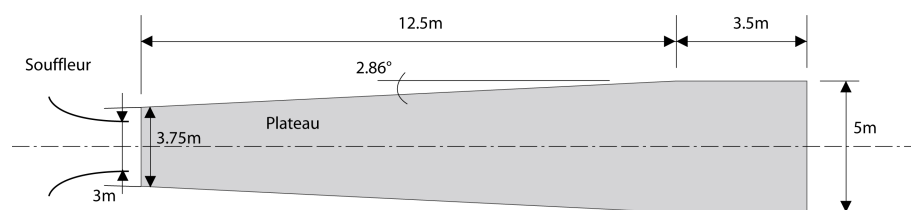


FIG. 5.2 – Vue de dessus de la veine de retour de la soufflerie 'Lucien Malavard'.

La vitesse maximale atteinte dans la veine principale est $60m.s^{-1}$. La vitesse maximale atteinte est d'environ $10m.s^{-1}$ dans la veine de retour où la section mesure $5m \times 5m$.

5.2. MODIFICATIONS DE LA VEINE DE RETOUR

La soufflerie 'Malavard' a originellement été conçue pour générer un écoulement homogène et peu turbulent dans la veine principale afin d'effectuer des études aérodynamiques 'classiques' (aérodynamique automobile, profils d'aile...). Pour pouvoir exploiter les grandes dimensions de la veine de retour à des fins de modélisation atmosphérique, quelques modifications sont nécessaires.

5.2 Modifications de la veine de retour

La modélisation d'écoulements atmosphériques se fait principalement dans des souffleries dites 'à couches limites atmosphériques' ou 'environnementales', dans lesquelles la veine principale est de grandes dimensions. La figure 5.3 représente un schéma de la soufflerie atmosphérique de l'université de Hambourg et une photographie de l'intérieur de sa veine d'essais, dont la section mesure $4m$ de large sur $2.75m$ de haut. La longueur de cette veine d'essais est environ $20m$.

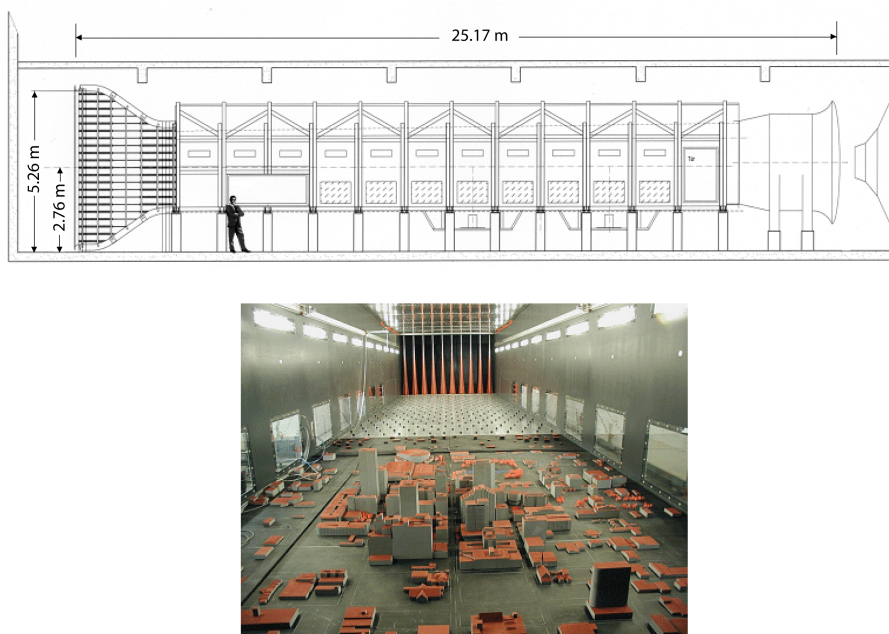


FIG. 5.3 – Soufflerie atmosphérique de l'université de Hambourg. Figure du haut : schéma des dimensions de la soufflerie. Figure du bas : photographie de l'intérieur de la veine d'essais.

L'objectif de cette partie 5.2 est d'expliquer comment la soufflerie 'Malavard' a pu être modifiée en soufflerie de type 'atmosphérique'.

La figure 5.4.a) représente une vue schématisée de la veine de retour, avec les modifications apportées. La figure 5.4.b) est une photographie de la veine modifiée.

5.2. MODIFICATIONS DE LA VEINE DE RETOUR

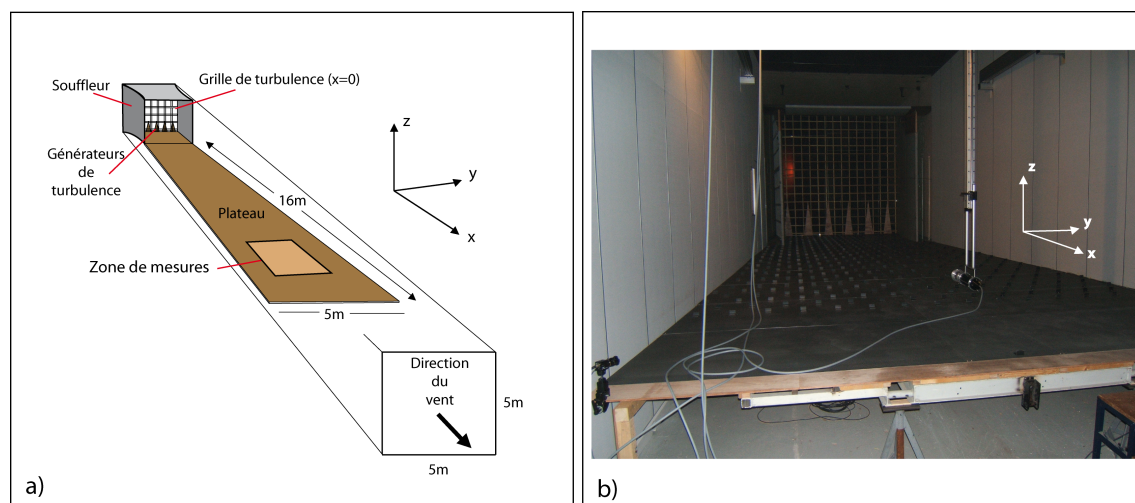


FIG. 5.4 – a). Schéma de la veine de retour de la soufflerie 'Lucien Malavard'. b). Photographie de la veine de retour.

Un souffleur (convergent de $3m \times 3m$) est placé à l'entrée de la veine afin d'accélérer l'écoulement. Couplé à des nids d'abeille et à une grille de turbulence (barreaux de section carrée $25mm \times 25mm$, mailles de $200mm \times 200mm$) disposée dans ce souffleur, il permet aussi d'homogénéiser l'écoulement. Un plateau horizontal de $16m$ de long est construit afin de simuler un terrain plat, homogène et faiblement rugueux.

Pour obtenir le gradient vertical de vitesse souhaité dans la CLA modélisée, des générateurs de turbulence triangulaires sont fixés en bas de la grille de turbulence, permettant de 'bloquer' un peu plus l'écoulement au niveau du sol. A cela s'ajoutent des éléments rugueux (cornières métalliques de $30mm$ de haut et $50mm$ de large) arrangés au sol qui, selon leur nombre et leur disposition, permettent de modifier la rugosité simulée du sol. Ces éléments rugueux reproduisent l'influence des habitations, de la végétation ou de tout autre obstacle faisant qu'un terrain est plus ou moins rugueux (voir tableau 1.1). Cette technique est employée dans toutes les souffleries atmosphériques pour modéliser des CLA plus ou moins rugueuses (souvent, les cornières métalliques utilisées pour créer les éléments rugueux au sol sont remplacées par des cubes de bois). La combinaison des générateurs de turbulence et des rugosités permet d'obtenir une couche limite ayant les mêmes propriétés statistiques que la CLA recherchée.

Remarque : on peut voir sur la photographie de la figure 5.4.b) que des tôles perforées métalliques sont fixées sur le plateau pour permettre de disposer et déplacer facilement les éléments rugueux aimantés (adhésif magnétique sur les cornières). De plus, grâce à ces tôles, le sol n'est jamais lisse, ce qui permet d'éviter une relaminarisation éventuelle de l'écoulement à la paroi.

5.3 Dispositifs permettant la modélisation d'écoulements atmosphériques

Deux CLA différentes sont reproduites dans la soufflerie à l'échelle 1/400, la première (désormais notée *CLA1*) se développant sur un terrain plus rugueux que la seconde (désormais notée *CLA2*).

Pour des raisons de simplification de la notation, l'adjectif qualifiant la rugosité du terrain sur lequel se développe une CLA considérée est maintenant directement lié à la CLA elle-même : une CLA se développant au-dessus d'un terrain rugueux est donc dite '**CLA rugueuse**', et une CLA se développant au-dessus d'un terrain modérément rugueux est notée '**CLA modérément rugueuse**'.

Pour modéliser une CLA plus ou moins rugueuse, il faut faire varier la forme, la position et la taille des générateurs de turbulence, ainsi que le nombre et la position des éléments rugueux placés au sol. La détermination de ces paramètres est empirique et a fait l'objet de nombreux essais afin d'obtenir les CLA désirées (présentées au paragraphe 5.4). Leurs caractéristiques géométriques sont représentées sur la figure 5.5 et recensées dans le tableau 5.1.

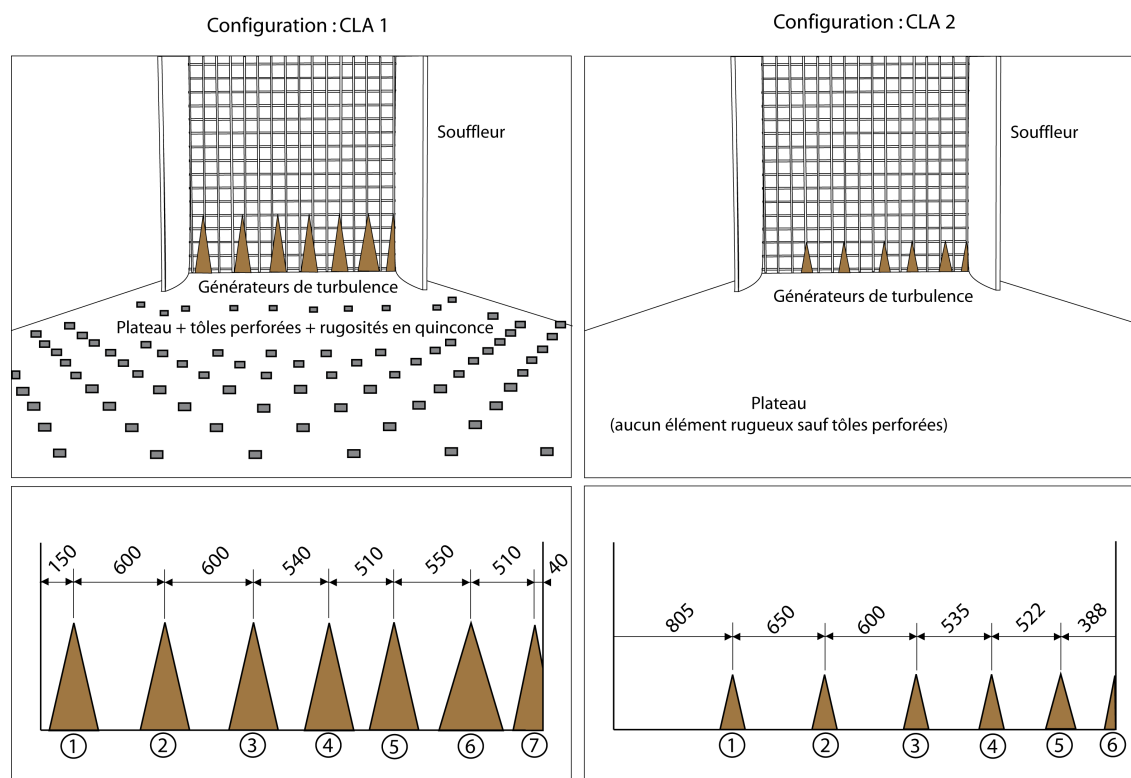


FIG. 5.5 – Disposition des générateurs de turbulence et des éléments rugueux. Figure de gauche : CLA rugueuse (*CLA1*). Figure de droite : CLA modérément rugueuse (*CLA2*).

5.3. DISPOSITIFS PERMETTANT LA MODÉLISATION D'ÉCOULEMENTS ATMOSPHERIQUES

Numéro triangle	CLA 1		CLA 2	
	Hauteur (cm)	Base (cm)	Hauteur (cm)	Base (cm)
1	100	25	50	12
2	100	25	50	12
3	100	25	50	12
4	100	25	50	12
5	100	25	50	14.5
6	100	30.5	50	7
7	100	13	-	-

TAB. 5.1 – Dimensions des générateurs de turbulence utilisés pour générer les deux CLA.

Pour modéliser *CLA1*, les éléments rugueux (cornières métalliques de 30mm de haut et 50mm de large) sont disposés en quinconce, espacés de 50cm dans la direction longitudinale et de 60cm dans la direction transversale.

Pour *CLA2*, aucun élément rugueux n'est utilisé et seules les tôles métalliques sont fixées au sol.

On peut remarquer que les générateurs de turbulence ne sont pas disposés régulièrement. Le but de cette disposition particulière est d'assurer l'homogénéité transversale des vitesses moyennes dans la veine. En effet, la soufflerie étant une soufflerie à circuit fermé, l'écoulement de vent suit nécessairement une trajectoire courbe aux passages des 4 'virages'.

On peut voir sur le schéma de la figure 5.1 que des aubages en tôle mince permettent de guider l'écoulement au passage de ces virages (minimisant ainsi les pertes de charges). A l'entrée de la veine principale, un convergent (rapport de sections 16/1), une grille de turbulence et un nid d'abeille permettent d'obtenir un écoulement uniforme.

A l'entrée de la veine de retour, une même combinaison de grilles, de nids d'abeille, d'un convergent et d'une grille de turbulence ne permet pas d'obtenir tout à fait la même homogénéité transversale de l'écoulement que celle atteinte dans la veine principale. La principale cause est liée au souffleur utilisé, convergent, mais dont le rapport de section est bien plus petit ($\approx 1.4/1$).

La figure 5.6.a) schématise la situation. A l'extérieur du virage, la vitesse de l'écoulement est naturellement plus grande qu'à l'intérieur. La figure 5.6.b) représente une alternative proposée par Moonen *et al.* [75] : la vitesse est accélérée en resserrant les aubages à l'intérieur du virage et diminuée en les élargissant à l'extérieur. L'écoulement global dans la veine s'homogénéise.

Un peu plus loin en aval du virage, la disposition irrégulière des générateurs de turbulence présentée sur la figure 5.5, permet d'obtenir un résultat similaire jusqu'à une certaine hauteur au dessus du sol. Le processus est exactement l'inverse de celui présenté par Moonen *et al.* [75] : l'écoulement voit sa vitesse diminuer en resserrant les générateurs à l'extérieur du virage, et augmenter en les desserrant à l'intérieur du virage.

Au-dessus d'une certaine hauteur, l'écoulement retrouve probablement une certaine inhomogénéité, mais les mesures réalisées dans les CLA modélisées se limitent aux faibles altitudes (maximum 60cm au-dessus du sol).

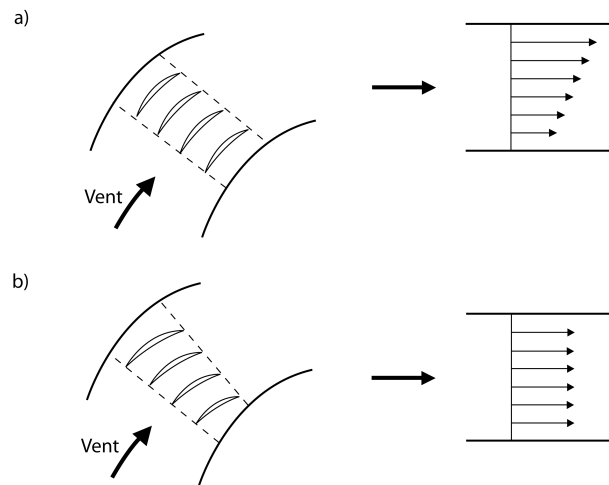


FIG. 5.6 – Schéma d'un 'virage' de la soufflerie et conséquences sur le champ de vitesse. D'après [75].

Des mesures de vitesse moyenne longitudinale, réalisées à plusieurs hauteurs (jusqu'à 60cm au dessus du sol) et sur 2m de large (1m de chaque côté de l'axe de la veine d'essais), révèlent une dispersion maximale des vitesses d'environ $\pm 5\% \cdot U_{moyen}$, où U_{moyen} est la moyenne des vitesses mesurées transversalement.

Remarque : on notera que si l'on somme les largeurs espaçant les générateurs de turbulence sur la figure 5.5, on obtient une largeur maximale du souffleur de 3.5m alors que celui-ci est décrit partie 5.2 et sur la figure 5.4 avec une largeur de 3m . Ceci est dû à sa forme convergente qui lui confère une largeur de 3.5m à son entrée et 3m à sa sortie. La grille de turbulence sur laquelle sont fixés les générateurs de turbulence est placée à l'entrée du souffleur.

5.4 Propriétés des couches limites atmosphériques modélisées

Afin de déterminer les caractéristiques des CLA modélisées, des séries temporelles de vitesse sont mesurées afin d'en déduire les vitesses moyennes, les vitesses fluctuantes, les tensions de Reynolds, les densités spectrales de puissance et les échelles intégrales.

Ces mesures sont réalisées selon le protocole expérimental décrit en annexe C.1.1 : à l'aide d'un système LDA¹, des profils verticaux de séries temporelles sont enregistrés à 13m de l'entrée de la veine (position future des modèles d'éolienne). Un contrôle de la vitesse dans la soufflerie est réalisé à l'aide d'un tube de Pitot, fixé sur le souffleur à l'entrée de la veine d'essais, à 1.5m au dessus du sol. Cette vitesse, ayant pour unique rôle d'assurer la répétitivité des essais, est fixée à 10m/s dans les deux cas.

¹voir Annexe A

Pour des raisons de clarté dans les parties suivantes, toutes les coordonnées sont des coordonnées en pleine échelle (c'est-à-dire l'échelle de terrain). Si l'utilisation de coordonnées en échelle soufflerie est nécessaire, celles-ci seront notées $i_{w,t}$ ($i = x, y, z$). Les vitesses moyennes sont notées U , V et W et les vitesses fluctuantes u' , v' et w' .

5.4.1 Épaisseur de couche limite

Nous avons vu en 1.2.2 que les tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ sont constantes dans la couche de surface (CS). Ainsi, la zone où l'on mesure des tensions relativement constantes représente la CS modélisée. En moyennant les tensions de Reynolds mesurées dans cette partie, on en déduit la vitesse de frottement pariétal $u_* = \sqrt{-\langle u'w' \rangle}|_{0 < z < \delta_{CS}}$ (expression (1.14)), où δ_{CS} est l'épaisseur de la CS. On a alors une estimation de l'épaisseur totale de la CLA $h = u_*/6f_c$ (expression (1.7)), où f_c est la paramètre de Coriolis.

La figure 5.7 représente les tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle$, mesurées entre $z = 12m$ et $z = 240m$. On peut voir sur cette figure que la CS peut être estimée à environ $210m$ d'épaisseur pour $CLA1$, et environ $140m$ pour $CLA2$.

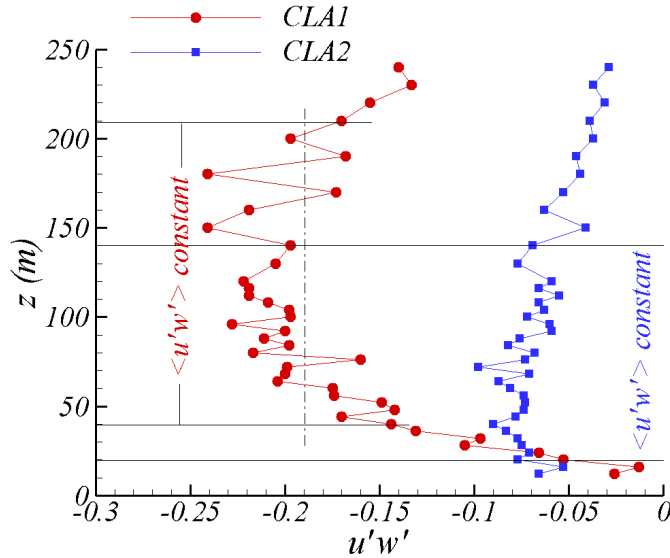


FIG. 5.7 – Tensions de Reynolds mesurées dans $CLA1$ et $CLA2$.

Selon la méthode expliquée ci-dessus, on estime les valeurs de u_* en moyennant les tensions de Reynolds entre $40 < z < 210m$ dans $CLA1$, et entre $20 < z < 140m$ dans $CLA2$. Pour $CLA1$, on trouve $u_* \approx 0.44m.s^{-1}$ et pour $CLA2$, $u_* \approx 0.28m.s^{-1}$.

Les CLA ont alors des épaisseurs estimées à $h_1 \approx 630m$ et $h_2 \approx 400m$, respectivement.

Remarque : la raison de l'absence de toute mesure en dessous de $z = 12m$ tient dans le fait qu'en dessous de cette altitude, dans le cas de *CLA1*, les mesures révèlent les caractéristiques individuelles des rugosités disposées au sol. Ce n'est évidemment pas le cas pour *CLA2* puisqu'aucune rugosité n'est utilisée, mais cette altitude minimale est conservée pour les deux cas.

5.4.2 Profils de vitesse

Nous avons vu dans au paragraphe 1.2 de la partie bibliographique que le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans une CLA prend une forme logarithmique pour des altitudes relativement faibles, c'est-à-dire principalement dans la CS, et qu'au-delà, il suit plutôt une loi en puissance. Les lois d'évolution verticale des vitesses moyennes dans la CS et au-dessus de la CS (équations (1.4) et (1.6)) sont de la forme :

$$U(z) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

$$U(z) = U_{ref} \left(\frac{z}{z_{ref}}\right)^\alpha$$

u_* étant maintenant connue, il convient donc de déterminer la longueur de rugosité z_0 et le coefficient de la loi en puissance α .

Coefficient α

L'exposant α de la loi en puissance est déterminé selon la méthode des moindres carrés, c'est-à-dire en minimisant l'écart quadratique entre les valeurs mesurées et celles provenant de la loi.

La détermination de α est très dépendante de l'altitude considérée. En d'autres termes, α varie en fonction du nombre de points de mesure considéré. Ce problème est exposé sur la figure 5.8 représentant le profil vertical de vitesse moyenne mesuré dans *CLA1*, comparé à différentes fonctions déterminées pour différentes altitudes.

On peut comprendre que la détermination de la fonction exponentielle correspondant le mieux aux mesures en soufflerie dépend du nombre de points de mesure considéré. Les valeurs de la puissance α de chacun de ces tracés sont recensés dans le tableau 5.2. Le coefficient de détermination R^2 est calculé pour chacune des courbes et permet de voir que le meilleur coefficient α est obtenu quand on considère tous les points de mesure.

$12m \leq z \leq m$	120	150	180	200	240
α	0.20	0.21	0.22	0.23	0.24
R^2	0.8929	0.9238	0.9545	0.9658	0.9755

TAB. 5.2 – Valeurs prises par le coefficient de la loi en puissance, α , en fonction de l'étendue verticale de mesure considérée.

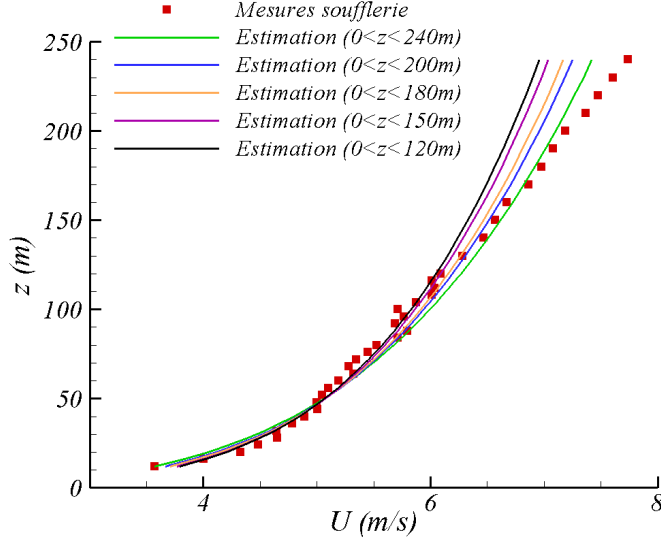


FIG. 5.8 – Profil vertical de vitesse moyenne mesuré dans la soufflerie. Comparaison avec la loi en puissance en fonction de l'altitude considérée.

On considère donc l'ensemble de la gamme d'altitudes où sont réalisées les mesures dans *CLA1* et *CLA2* (i.e $12m < z < 240m$), et dans ce cas $\alpha \approx 0.24$ pour *CLA1*, et $\alpha \approx 0.15$ pour *CLA2*.

Longueur de rugosité z_0

La figure 5.9.a) représente le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale U mesuré dans *CLA1*. Ce profil est représenté en échelle linéaire et en échelle semi-logarithmique, et est adimensionné par la vitesse de frottement pariétal u_* . La figure 5.9.b) représente le même tracé pour *CLA2*.

Le tracé en échelle semi-logarithmique de U/u_* fait apparaître une droite correspondant à la zone où la loi logarithmique est valable. L'extrapolation de cette droite jusqu'à la valeur $U = 0$ fournit la longueur de rugosité z_0 .

On trouve $z_0 \approx 0.3m$ pour *CLA1* et $z_0 \approx 0.01m$ pour *CLA2*.

La figure 5.10 représente les profils verticaux mesurés dans *CLA1* et *CLA2*, comparés à la loi logarithmique et à la loi en puissance déterminées. Les profils issus des mesures sont adimensionnés par u_* et par U_{ref} pour directement pouvoir comparer avec les lois $U/u_* = 1/K \cdot \ln(z/z_0)$ et $U/U_{ref} = (z/z_{ref})^\alpha$. Pour la comparaison avec le loi en puissance, on choisit, arbitrairement, $z_{ref} = 200m$ et $U_{ref} = U(z = z_{ref})$.

On peut donc bien constater que la loi logarithmique est mieux suivie pour des altitudes inférieures à $100 - 150m$ alors que la loi en puissance correspond mieux aux tracés pour les altitudes plus élevées.

Enfin, il est courant de comparer les résultats expérimentaux avec la loi empirique énoncée

5.4. PROPRIÉTÉS DES COUCHES LIMITES ATMOSPHÉRIQUES MODÉLISÉES

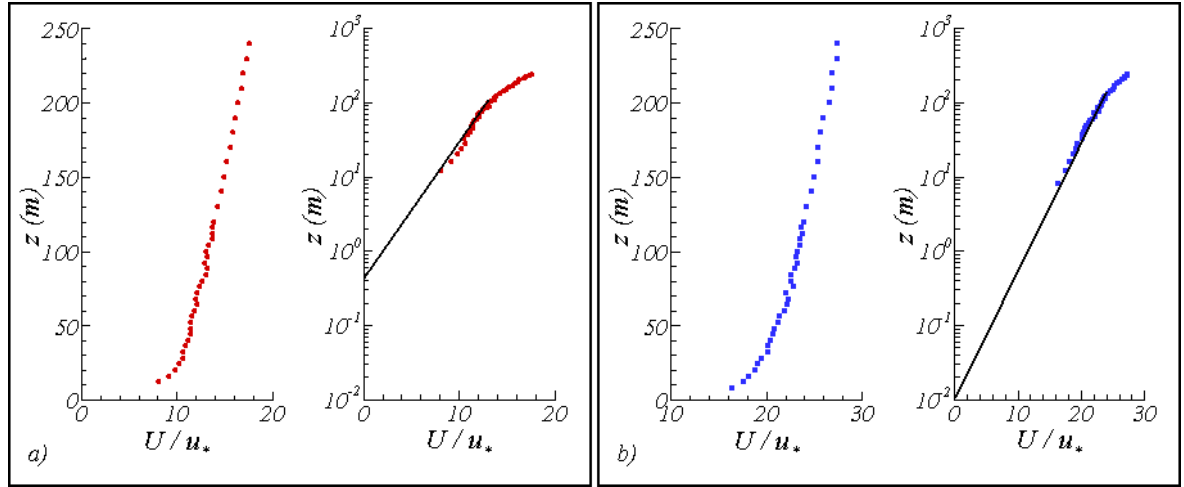


FIG. 5.9 – Représentations en échelle linéaire et semi-logarithmique de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/u_* dans : a). *CLA1*. b). *CLA2*.

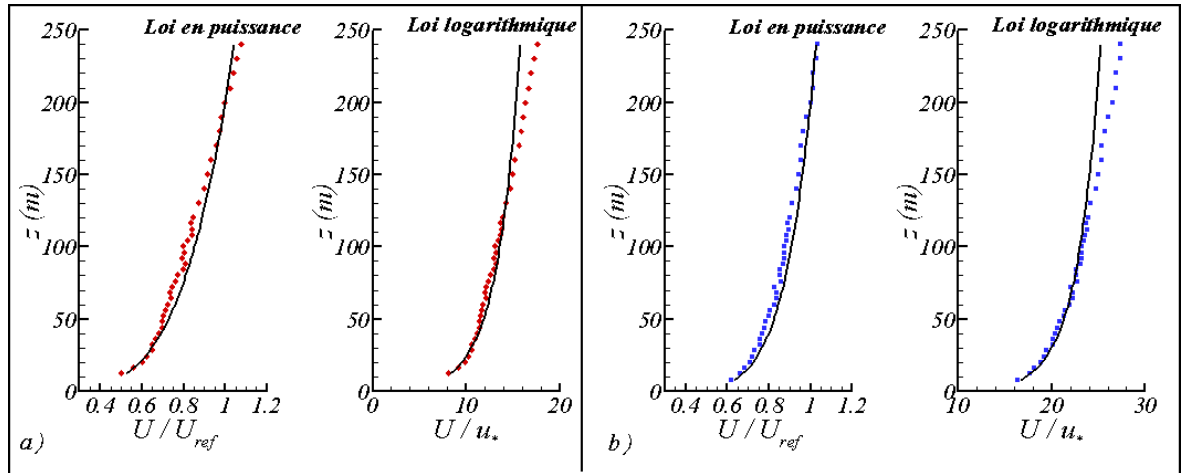


FIG. 5.10 – Comparaison des mesures avec la loi logarithmique et la loi en puissance, dans : a). *CLA1*. b). *CLA2*.

par Counihan [31] reliant la vitesse de frottement u_* à la longueur de rugosité z_0 et à la vitesse au sommet de la CLA, U_h , selon :

$$\left(\frac{u_*}{U_h}\right)^2 = 2,75 \cdot 10^{-3} + 6 \cdot 10^{-4} \log(z_0) \quad (5.1)$$

Pour $z_0 = 0.3m$, l'équation (5.1) donne $2,43 \cdot 10^{-3}$ et pour $z_0 = 0.01m$, on trouve $1,55 \cdot 10^{-3}$. Expérimentalement, en estimant la vitesse au sommet de la CLA selon la loi en puissance, on trouve respectivement $2,19 \cdot 10^{-3}$ et $1,29 \cdot 10^{-3}$.

Gradient de pression

Connaissant maintenant les caractéristiques des CLA modélisées, il convient de vérifier l'évolution du gradient de pression dans la veine d'essais.

Nous avons vu en 1.2.2 que l'équilibre géostrophique impose des vents orientés selon des isobares, et par conséquent un gradient longitudinal de pression statique négligeable. Expérimentalement, cette condition est très difficilement applicable dans la veine d'essais et le guide VDI [109] propose le consensus suivant (voir paragraphe 4.1.1) :

$$\frac{(\partial p / \partial x \ h)}{(1/2\rho U_h^2)} \leq 0.05$$

où h (m) est l'épaisseur de la CLA modélisée, et U_h ($m.s^{-1}$) la vitesse moyenne du vent au sommet de la CLA modélisée.

Pour *CLA1*, la distribution de pression statique dans la veine de retour est mesurée par un capteur de pression (étendue de mesure = $20Pa$), relié d'un côté à un tube de Pitot fixé sur le souffleur à l'entrée de la veine ($1.5m$ au dessus du sol) et de l'autre à un tube de Pitot mobile, fixé sur le système de déplacement à une hauteur de $0.6m$ au dessus du sol. L'origine du repère longitudinal $x_{w.t}$ dans la soufflerie ($w.t$ = échelle soufflerie), est ici fixée à l'entrée de la veine, c'est-à-dire à la grille de turbulence, et $y_{w.t} = 0$ au centre de la veine (voir figure 5.4). L'origine de l'axe vertical $z_{w.t}$ est le sol.

Les mesures de pression sont réalisées en déplaçant le Pitot mobile le long de l'axe x , pour $y_{w.t} = 0$, entre les positions $x_{w.t} = 12m$ et $x_{w.t} = 16m$.

Pour *CLA2*, la différence de pression statique est déduite de mesures de vitesse réalisées à l'aide d'un système LDA² (*Laser Doppler Anemometry*), 2 composantes. Pour cela, on mesure les vitesses entre $x_{w.t} = 12m$ et $x_{w.t} = 16m$. En utilisant la mesure de vitesse en $x_{w.t} = 12m$ comme vitesse de référence, l'application du théorème de Bernoulli permet de connaître la différence de pression entre $x_{w.t} = 12m$ et les points de mesure $x_{w.t} > 12m$ (équation (5.2)).

$$\Delta p = p(x_{w.t}) - p(x_{w.t} = 12m) = \frac{1}{2}\rho [U^2(x_{w.t} = 12m) - U^2(x_{w.t})] \quad (5.2)$$

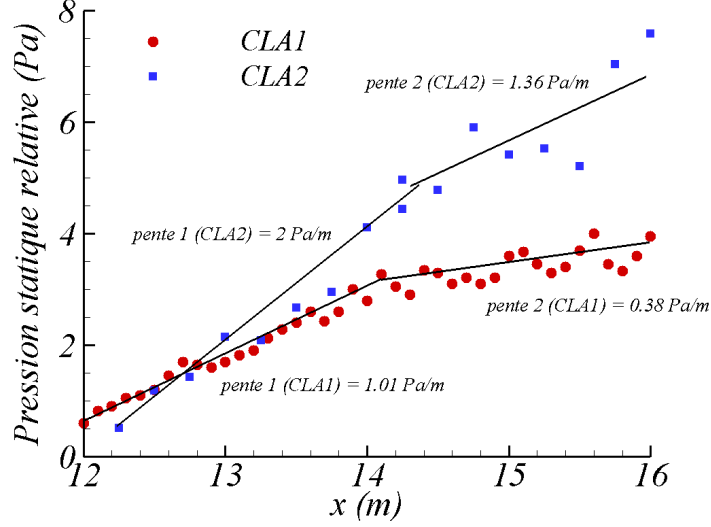
Les mesures sont réalisées à une hauteur de $0.4m$ au dessus du sol.

Remarque : dans une couche limite, on montre que la pression statique n'a d'évolution que suivant l'axe longitudinal x , c'est-à-dire qu'elle est constante dans un plan normal à la direction principale de l'écoulement. De ce fait, la hauteur à laquelle elle est mesurée importe peu, et les mesures dans *CLA1*, réalisées à $z_{w.t} = 0.6m$ peuvent être comparées à celles dans *CLA2*, réalisées à $z_{w.t} = 0.4m$.

La figure 5.11 montre l'évolution de la pression statique relative à *CLA1* et *CLA2*.

Les valeurs, dans l'absolu, n'ont pas grande importance dans notre cas. Seules les pentes nous intéressent étant donné qu'elles représentent le gradient de pression le long de la veine.

²voir Annexe A


 FIG. 5.11 – Gradient de pression longitudinal dans *CLA1* et *CLA2*.

Le fait que chacune des courbes soit composée de deux parties avec deux pentes différentes est dû aux dimensions de la veine de retour. Comme représentée sur la vue de dessus de la figure 5.2, on voit que celle-ci diverge selon un angle de 2.86° jusqu'à $12.5m$ de l'entrée, puis est de largeur constante ($5m$) sur sa dernière partie. Ainsi, l'écoulement sortant du souffleur peut être qualifié d'écoulement de jet, sortant d'une 'buse' de $3 \times 3m$ dans un environnement divergent. Cette caractéristique implique un gradient de pression longitudinal plus important que si la veine de retour était de section constante. Ce même gradient de pression est ressenti jusqu'à environ $x = 14m$ avant de diminuer.

A partir des mesures de vitesse moyenne (présentées dans les parties suivantes) et en utilisant la loi d'évolution des vitesses avec l'altitude (loi en puissance - paragraphe 1.2.2, équation (1.6)), il est possible de déterminer la vitesse au sommet de la CLA U_h .

Pour *CLA1*, cette valeur est estimée à $U_{h_1} \approx 9.4m.s^{-1}$ à $h_1 = 630m$ (épaisseur estimée de *CLA1*). Pour *CLA2*, on trouve $U_{h_2} \approx 7.8m.s^{-1}$ à $h_2 = 400m$ (épaisseur estimée de *CLA2*). Les gradients de pression adimensionnés selon le critère du VDI [109] amènent aux résultats (5.3) et (5.4), inférieurs ou égaux à la valeur conseillée 0.05. On notera toutefois que la situation dans le cas de *CLA2* est à la limite du critère (en rappelant que ce critère est un consensus et non une loi précise).

$$\frac{(\partial p / \partial x \ h_1)}{(1/2\rho U_{h_1}^2)} \Big|_{\text{pente 1}} = 0.03 \quad \frac{(\partial p / \partial x \ h_1)}{(1/2\rho U_{h_1}^2)} \Big|_{\text{pente 2}} = 0.01 \quad (5.3)$$

$$\frac{(\partial p / \partial x \ h_2)}{(1/2\rho U_{h_2}^2)} \Big|_{\text{pente 1}} = 0.05 \quad \frac{(\partial p / \partial x \ h_2)}{(1/2\rho U_{h_2}^2)} \Big|_{\text{pente 2}} = 0.004 \quad (5.4)$$

5.4.3 Intensité de turbulence

Dans une CLA, les composantes de l'intensité de turbulence dépendent de l'altitude z . Ainsi, les composantes longitudinale Iu , transversale Iv et verticale Iw mesurées dans la soufflerie sont définies selon les expressions (5.5), (5.6) et (5.7).

$$Iu(z) = \frac{\sigma_u(z)}{U(z)} \quad (5.5)$$

$$Iv(z) = \frac{\sigma_v(z)}{U(z)} \quad (5.6)$$

$$Iw(z) = \frac{\sigma_w(z)}{U(z)} \quad (5.7)$$

où $\sigma_i(z) = \sqrt{\langle i'^2(z) \rangle}$ ($i = u, v, w$).

La figure 5.12 compare les mesures d'intensité de turbulence longitudinale Iu et verticale Iw avec les équations issues de ESDU [36] (paragraphe 1.2.3). Elles sont également comparées aux limites représentatives de différents types de terrain, définies par le guide VDI [109]. Sur chaque figure, la courbe verte représente les résultats issus de ESDU et les courbes noires représentent les limites représentatives d'un terrain rugueux et d'un terrain modérément rugueux issues du VDI (la zone hachurée limite la zone modérément rugueuse et la zone laissée blanche représente la zone rugueuse).

Comme explicité dans l'introduction de ce chapitre, le VDI [109], au contraire de ESDU [36], fournit non pas une loi précise d'évolution de la turbulence en fonction du type de CLA, mais plutôt une gamme d'intensités de turbulence caractérisant une CLA. Cette flexibilité entre le passage de la pleine échelle à l'échelle soufflerie est indispensable.

On peut donc voir que les CLA modélisées *CLA1* et *CLA2*, qualifiées respectivement de CLA rugueuse et de CLA modérément rugueuse respectent les gammes d'intensité de turbulence proposées par le VDI, en étant situées toutes les deux dans la limite supérieure de leurs domaines respectifs (limite supérieure d'un terrain rugueux, limite supérieure d'un terrain modérément rugueux).

Ces caractéristiques turbulentes sont alors en adéquation avec les longueurs de rugosité z_0 et les coefficients α déterminés puisqu'ils correspondent aux 'standards' du type de terrain modélisé.

Le tableau 1.1 présenté en 1.2 de la revue bibliographique présente ces standards tels que :

- pour un terrain rugueux, $0.1 < z_0 < 0.5$ et $0.18 < \alpha < 0.24$
- pour un terrain modérément rugueux, $0.003 < z_0 < 0.1$ et $0.12 < \alpha < 0.18$.

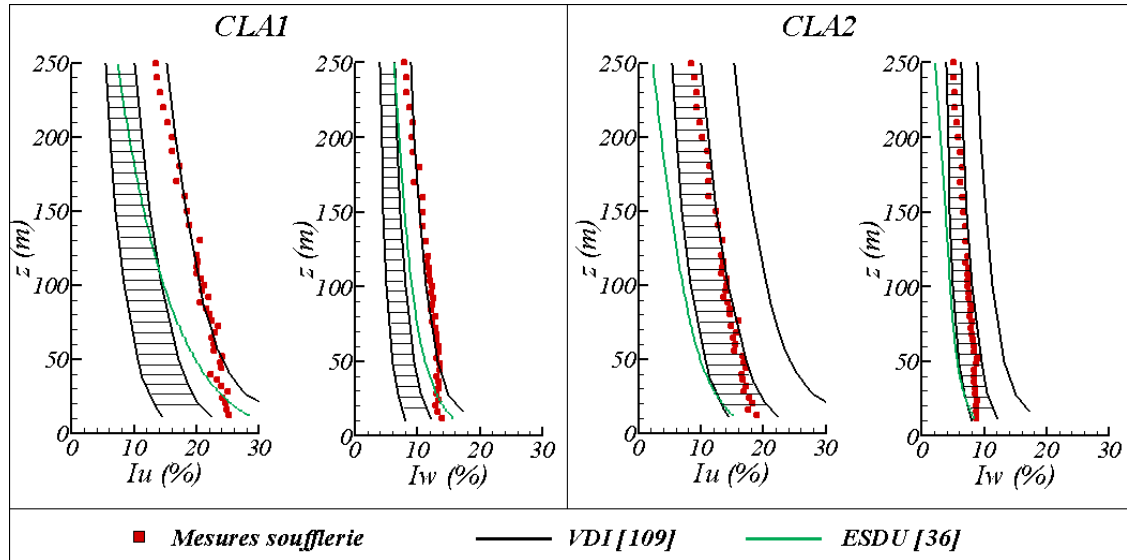


FIG. 5.12 – Intensités de turbulence longitudinale I_u et verticale I_w mesurées dans $CLA1$ et $CLA2$ (Zones hachurées : gamme du domaine de terrains modérément rugueux ; Zones blanches : gamme du domaine de terrains rugueux).

Remarque : dans la zone la plus proche du sol ($z < 30m$), on peut remarquer que l'intensité de turbulence est un peu faible dans notre modélisation physique : augmenter la rugosité du sol (par l'ajout d'autres éléments rugueux par exemple) n'a pu se traduire que par une augmentation globale de l'intensité de turbulence dans toute la CLA, les gammes de turbulence n'étant dans ce cas plus respectées.

L'ensemble des propriétés des CLA modélisées est rappelé et condensé dans le tableau 5.5 à la fin de ce chapitre.

5.4.4 Contenu spectral

L'objectif d'une analyse spectrale est de décrire la distribution de puissance d'un signal sur une plage de fréquences déterminée. La densité spectrale de puissance (DSP) de la composante i d'un signal $x(n)$ est obtenue par la transformée de Fourier (T.F) de la fonction d'autocorrélation de la composante i du signal $x(n)$ selon :

$$S_{ii}(f) = \frac{1}{f_{acq}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} R_{ii}(m) e^{-2j\pi m f / f_{acq}} \quad (i = u, v, w) \quad (5.8)$$

où R_{ii} est la fonction d'autocorrélation de la composante i du signal.

5.4. PROPRIÉTÉS DES COUCHES LIMITES ATMOSPHÉRIQUES MODÉLISÉES

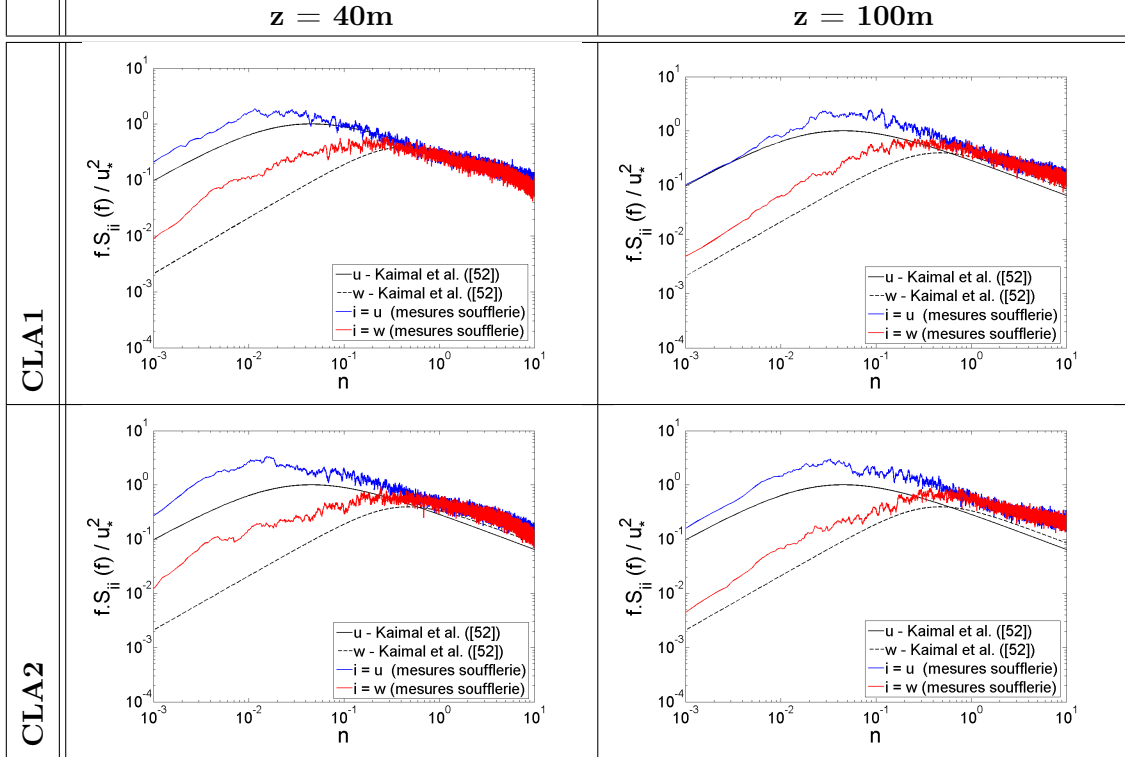
En pratique, un signal est de longueur finie. La DSP de la composante i est obtenue en appliquant directement une T.F à la composante i du signal $x_L(n)$ de longueur L , et en prenant le carré du module :

$$S_{ii}(f) = \frac{|X_L(f)|^2}{f_{acq}L} \quad (5.9)$$

$$\text{où } X_L(f) = T.F\{x_L(n)\} = \sum_{n=0}^{L-1} x_L(n)e^{-2j\pi f/f_{acq}n}$$

Les DSP des fluctuations de vitesse longitudinales et verticales, $S_{ii}(f)$ ($i = u, w$), sont alors déterminées dans la soufflerie à $x_{w,t} = 13m$ de l'entrée de la veine et à deux altitudes différentes, $z_{w,t} = 0.1m$ et $z_{w,t} = 0.25m$ (respectivement $z = 40m$ et $z = 100m$ en pleine échelle). En chacune de ces deux positions, une série temporelle des vitesses longitudinale et verticale est enregistrée à l'aide du système *LDA*, sur une durée de $270s$ et à une fréquence d'acquisition $f_{acq} \approx 2kHz$.

Les DSP sont ensuite adimensionnées en multipliant par la fréquence f et en divisant par le carré de la vitesse de frottement pariétal u_*^2 , leur conférant alors une forme proche de celle exposée par la figure 1.5 du paragraphe 1.2.4. Les spectres adimensionnés obtenus sont comparés aux lois empiriques de Kaimal et Finnigan [53] définies par les équations (1.24) et (1.26).

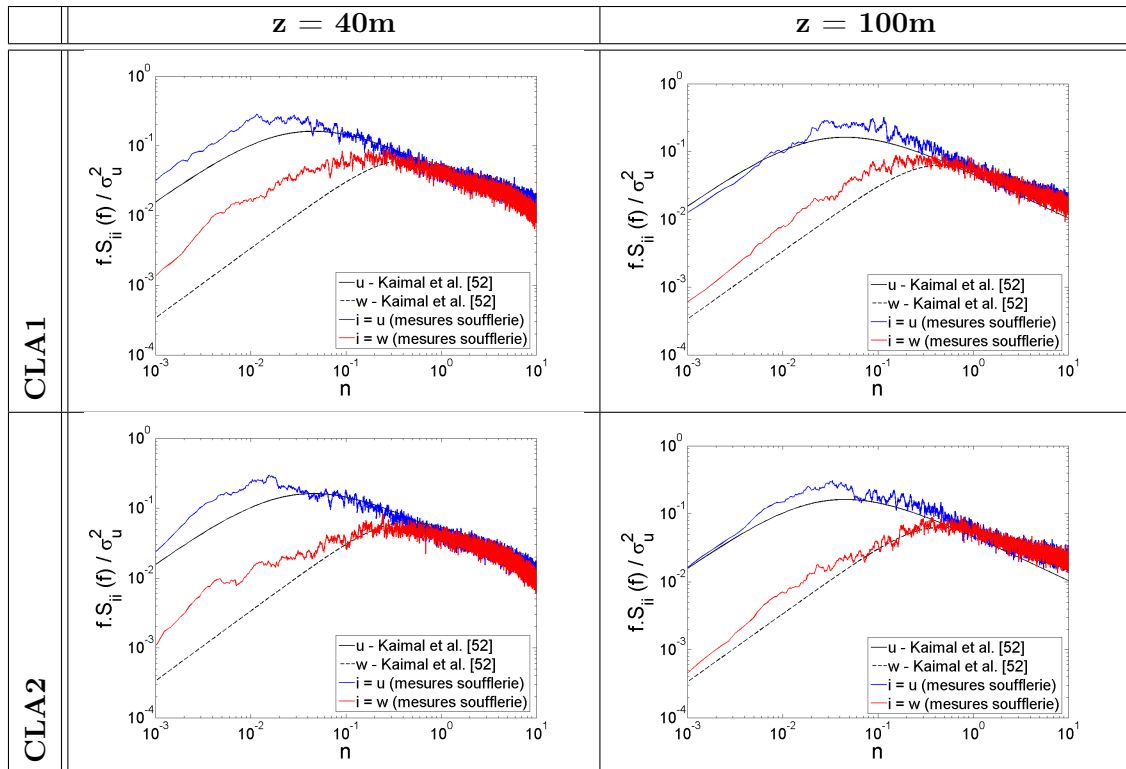


TAB. 5.3 – Spectres de puissance adimensionnés, mesurés dans *CLA1* et *CLA2*, à $z = 40m$ et $z = 100m$.

5.4. PROPRIÉTÉS DES COUCHES LIMITES ATMOSPHÉRIQUES MODÉLISÉES

On peut remarquer sur les figures du tableau 5.3 que la tendance des mesures est très comparable aux lois empiriques, même si on note que les spectres mesurés en soufflerie sont globalement plus énergétiques. En se rappelant que les mesures d'intensité de turbulence précédentes présentaient des valeurs dans les limites supérieures des domaines rugueux et modérément rugueux, ce résultat sur les niveaux énergétiques légèrement plus élevés est cohérent. De plus, les mesures sont ici comparées non pas à une gamme de spectres (en comparaison du fait qu'il existe une gamme d'intensités de turbulence) et on peut supposer que celles-ci se situeraient dans la partie supérieure d'un éventail de spectres caractéristiques du terrain considéré.

Pour tenir compte de la turbulence dans notre modélisation, il est possible de représenter les spectres de puissance, non pas adimensionnés par u_*^2 mais par σ_u^2 . Les figures du tableau 5.4 représentent les spectres mesurés à $z = 40m$ et $z = 100m$ dans les deux CLA, en appliquant cet adimensionnement. On peut alors remarquer que la zone dissipative des spectres présentés sous cette forme est un peu moins énergétique et correspond mieux aux lois empiriques de Kaimal et Finnigan [53]. Pour les spectres mesurés à $z = 100m$, la région des basses fréquences suit la même tendance que les courbes de Kaimal et Finnigan, mais pour $z = 40m$, ils présentent toujours des allures légèrement plus énergétiques.



TAB. 5.4 – Spectres de puissance adimensionnés, mesurés dans *CLA1* et *CLA2*, à $z = 40m$ et $z = 100m$.

5.4.5 Échelles intégrales

Le système LDA est un système de mesures temporelles, dont le volume de mesure est quasiment ponctuel. C'est donc des fonctions d'autocorrélation et des échelles intégrales temporelles qui sont calculées à l'aide des séries temporelles mesurées. Le passage des échelles temporelles aux échelles spatiales se fait en appliquant l'hypothèse de Taylor, avec pour vitesse moyenne d'advection, la vitesse moyenne de l'écoulement à l'altitude z considérée ($L_u^x = U(z).L_u^t$).

La fonction d'autocorrélation temporelle de la vitesse fluctuante longitudinale s'écrit selon l'équation (5.10) (Chassaing [22]).

$$R_{uu}(x, y, z, \tau) = \frac{\langle u'(x, y, z, t).u'(x, y, z, t + \tau) \rangle}{\langle u'^2(x, y, z, t) \rangle} \quad (5.10)$$

Sous forme discrétisée :

$$R_{uu}(x, y, z, \tau) = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} u'(x, y, z, t_i).u'(x, y, z, t_i + \tau)}{\sum_{i=0}^{N-1} u'^2(x, y, z, t_i)} \quad (5.11)$$

avec N , le nombre d'échantillons, $\tau = n\Delta t$ le décalage temporel tel que $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ et $n \in \llbracket 0; N - 1 \rrbracket$.

Théoriquement, en turbulence homogène et isotrope, on a $R_{uu}(x, y, z, \tau) \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} 0$. L'échelle intégrale longitudinale de la composante longitudinale est alors définie par :

$$L_u^t = \int_0^{\infty} R_{uu}(x, y, z, \tau) d\tau \quad (5.12)$$

En pratique, la fonction d'autocorrélation tend difficilement vers zéro quand τ devient grand. On observe des oscillations autour de $R_{uu} = 0$. La méthode couramment utilisée est d'arrêter l'intégration au premier passage à zéro de la fonction d'autocorrélation. Néanmoins, au vu du calcul de la fonction d'autocorrélation présenté sur la figure 5.13 (courbe verte), on peut se rendre compte que ce passage à zéro n'est pas nécessairement révélateur de l'échelle intégrale recherchée. En effet, des propriétés aléatoires basse fréquence de l'écoulement dans la soufflerie peuvent l'empêcher de couper normalement l'axe des abscisses, entraînant de ce fait des erreurs sur les calculs de L_u^t . Ainsi, à partir des mesures, une reconstruction de la fonction d'autocorrélation est réalisée afin d'obtenir le tracé rouge sur la figure 5.13 : l'identification de l'échelle intégrale est donc plus rigoureuse.

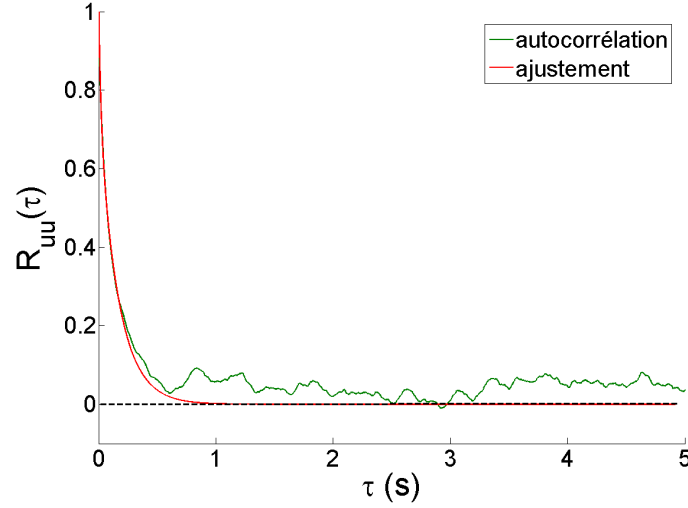


FIG. 5.13 – Fonction d'autocorrélation temporelle (courbe verte) et fonction d'autocorrélation ajustée (courbe rouge).

La méthode de reconstruction repose sur la détermination d'une fonction d'ajustement convergeant asymptotiquement vers zéro et approchant au mieux le début de la fonction d'autocorrélation. La nouvelle fonction ainsi construite coupe l'axe des abscisses en un point qui définit l'échelle intégrale. C'est cette fonction d'ajustement qui est intégrée pour déterminer L_u^τ (puis L_u^x).

Cette fonction d'ajustement, définie par l'équation (5.13), prend la forme d'une somme d'exponentielles décroissantes (Kaimal et Finnigan [53]).

$$R^{ajust}(\tau) = \frac{1}{Q} \sum_{j=1}^Q \exp\left(-\frac{\tau}{a_j}\right) \quad (5.13)$$

avec Q le nombre d'exponentielles utilisées (déterminé empiriquement), et a_j des coefficients à déterminer.

Les coefficients a_j sont déterminés par itérations successives tels qu'ils minimisent l'écart quadratique J entre le modèle et les données expérimentales :

$$J = \sum_{i=1}^N \left(R_i^{ajust} - R_i^{exp} \right)^2 \quad (5.14)$$

$$R_i^{ajust}(\tau) = \frac{1}{Q} \sum_{j=1}^Q \exp\left(-\frac{\tau_i}{a_j}\right).$$

Le calcul de l'échelle intégrale prend la forme de l'équation (5.15) :

$$\begin{aligned}
 L_u^\tau &= \int_0^\infty R^{adjust}(\tau) d\tau \\
 &= \frac{1}{Q} \sum_{j=1}^Q \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\tau}{a_j}\right) d\tau \\
 &= \frac{1}{Q} \sum_{j=1}^Q a_j
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

Les mesures réalisées sont ici corrigées par une fonction d'ajustement, sous la forme d'une somme de $Q = 4$ exponentielles.

La figure 5.14 représente les échelles intégrales spatiales longitudinales de la composante longitudinale, mesurées en $x_{w,t} = 13m$ et à plusieurs altitudes z . Elles sont confrontées à la formule empirique de Counihan [31] définie par l'équation (1.21) en 1.2.4. Une gamme de profils verticaux de l'échelle intégrale pour différentes longueurs de rugosités permet une comparaison avec les mesures.

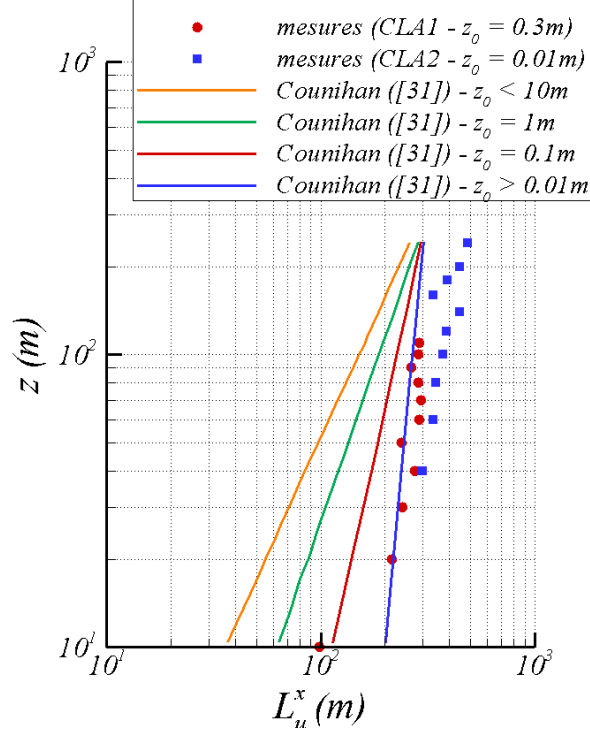


FIG. 5.14 – Echelles intégrales mesurées à différentes altitudes dans la soufflerie. Comparaison avec les expressions empiriques de Counihan [31].

On peut noter que les échelles mesurées dans la soufflerie sont un peu plus grandes que les lois auxquelles elles sont comparées. Cette remarque n'est pas indissociable de l'allure des spectres de puissance observés sur les figures du tableau 5.4. Nous avons en effet vu que la zone des basses fréquences de ces spectres est un peu plus énergétique que les standards définis par Kaimal et Finnigan. De ce fait, il est probable que la présence de structures à grande échelle déforment la fonction de corrélation et conduisent à des surestimations des échelles intégrales.

De plus, de la même façon que pour les intensités de turbulence, il ne faut pas oublier qu'il persiste cette notion d'éventail de valeurs possibles en fonction d'un terrain donné, et que les lois de 'référence' ne donnent qu'un ordre de grandeur à respecter. Ainsi, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.15, les lois empiriques utilisées sont déterminées à partir de mesures de terrain relativement dispersées.

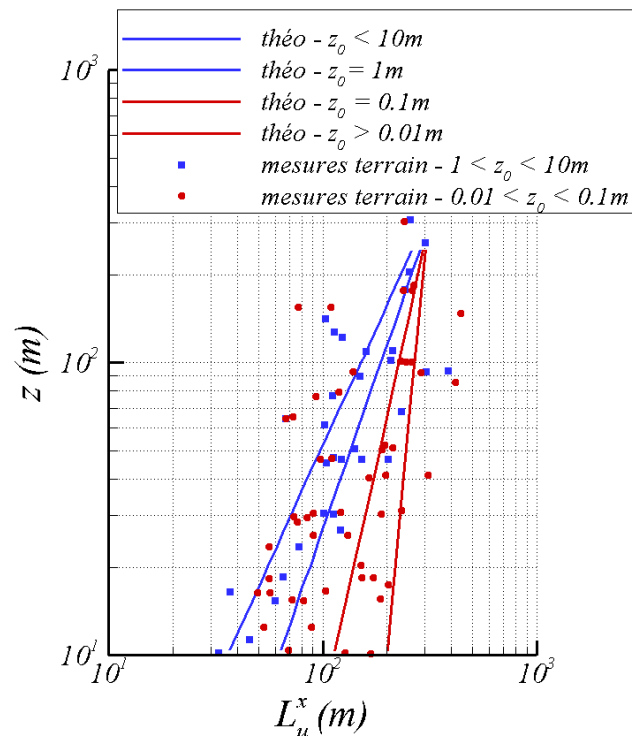


FIG. 5.15 – Lois empiriques de Couihhan [31] (traits pleins) obtenues à partir de mesures de terrain (points).

5.4.6 Résumé des résultats

Le tableau 5.5 recense tous les paramètres caractérisant les deux CLA modélisées.

5.4. PROPRIÉTÉS DES COUCHES LIMITES ATMOSPHÉRIQUES MODÉLISÉES

	CLA1	CLA2
	rugueuse	modérément rugueuse
Echelle de réduction	1 : 400	1 : 400
z_0 (m)	0.3	0.01
$\alpha(12 < z < 240m)$	0.23	0.14
d_0 (m)	0	0
h (m)	630	400
$U_h = U(z = h)$ ($m.s^{-1}$)	9.4	7.8
u_* ($m.s^{-1}$)	0.44	0.28
$(u_*/U_h)^2$	$2,45.10^{-3}$	$1,13.10^{-3}$
$U(z = 80m)$ ($m.s^{-1}$)	5.53	6.06
$Iu(z = 80m)$ (%)	22.1	14.6
$L_u^x(z = 80m)$ (m)	285	345

TAB. 5.5 – Principaux paramètres des CLA modélisées.

Remarque : les valeurs de vitesse, d'intensité de turbulence et d'échelle intégrale sont données à titre d'exemple à une altitude de $80m$, c'est-à-dire à la hauteur de moyeu des éoliennes modélisées dans les parties suivantes.

Chapitre 6

Génération d'écoulements homogènes et isotropes : soufflerie de type "Eiffel"

Comme nous le verrons dans les parties 3 et 4, l'objectif est d'étudier le sillage de modèles d'éolienne en écoulement de CLA mais aussi, pour certaines applications, en écoulement de turbulence homogène et isotrope (THI).

L'intérêt est double :

- L'étude de sillages en écoulement homogène est grandement simplifiée par l'absence de gradient de vitesse et d'effet de sol.

Ainsi, des essais sont menés en écoulement de THI afin de se placer dans le cas le plus simple possible pour les comparaisons entre modélisation physique et modélisation numérique (voir chapitre 8).

D'autres essais sont également menés afin d'étudier des situations particulières d'écoulement. Par exemple, le chapitre 10 présente des résultats sur l'influence de l'angle de dérapage du rotor sur l'écoulement aval. Mener ce genre d'étude en écoulement de CLA implique une complication certaine et une multiplication des paramètres influençant l'écoulement. L'idée étant d'étudier l'impact de la turbulence, de la vitesse ou encore du point de fonctionnement sur le développement du sillage en position de dérapage, un écoulement de THI permet de limiter le nombre de ces paramètres pour se focaliser sur ceux recherchés.

- Dans un écoulement de CLA, la partie 4 s'attache à mettre en évidence un phénomène appelé "*meandering*". Les échelles intégrales de la turbulence, de très grandes dimensions en CLA (supérieures aux dimensions du sillage), sont supposées jouer un rôle important dans ce phénomène. Afin de démontrer leur rôle, des comparaisons sont nécessaires dans des écoulements aux échelles intégrales plus petites. Nous avons choisi de le faire via la modélisation d'écoulements de THI.

Correctement modéliser les écoulements de THI désirés est donc nécessaire pour mener à bien les études souhaitées. Ce chapitre 6 décrit tout d'abord la soufflerie utilisée, différente de la soufflerie 'Malavard' précédemment exposée dans le chapitre 5, avant de vérifier les propriétés de THI des écoulements générés.

6.1 Description générale

La figure 6.1 montre un schéma de la soufflerie, vue de dessus. Contrairement à la soufflerie 'Malavard', celle-ci est à circuit ouvert. Un ventilateur aspire l'air environnant et un convergent le dirige vers la veine d'essais en augmentant sa vitesse et en amortissant les fluctuations de vitesse.

La veine d'essais est totalement transparente (vitres de *plexiglass*[®] d'une épaisseur de 12mm), mesure 2m de long et sa section est de $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$.

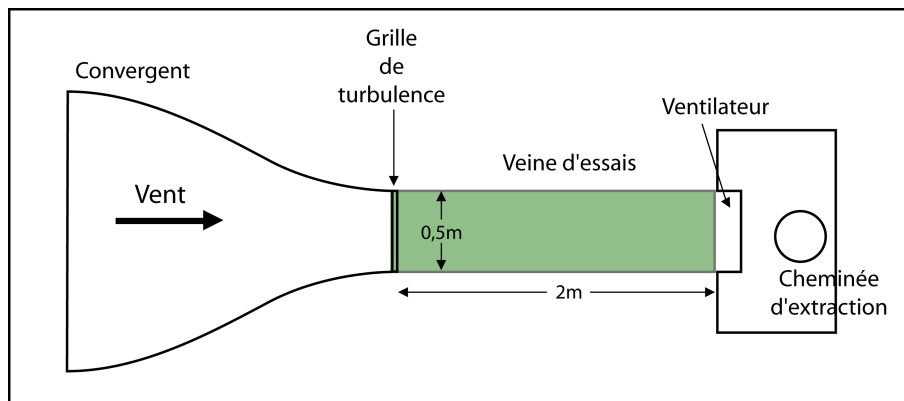


FIG. 6.1 – Schéma de la soufflerie de type Eiffel (vue de dessus) utilisée pour générer des écoulements de THI.

6.2 Dispositifs pour la génération d'écoulements homogènes et isotropes

Une turbulence homogène et isotrope représente un cas simple et idéal de turbulence. On parle d'un écoulement turbulent homogène lorsque toutes les propriétés statistiques de cet écoulement sont invariantes par translation spatiale. Autrement dit, les moyennes statistiques ne dépendent pas du point d'observation. Une turbulence isotrope est une turbulence homogène dont les propriétés statistiques sont, en plus, invariantes par toute rotation par rapport à un axe. On y adjoint fréquemment une invariance par toute symétrie. En d'autres termes, une turbulence isotrope est une turbulence dont il est impossible de détecter une direction privilégiée d'observation.

Comte-Bellot et Corrsin [27], [28], ont montré qu'il n'était pas si facile d'obtenir une turbulence isotrope en laboratoire. La configuration de base consiste à placer une grille à l'entrée de la veine d'essais où la vitesse est constante, générant ainsi une turbulence de grille. Les

6.2. DISPOSITIFS POUR LA GÉNÉRATION D'ÉCOULEMENTS HOMOGENES ET ISOTROPES

grilles utilisées sont souvent formées de deux plans de barreaux placés perpendiculairement entre eux.

Pour les travaux réalisés au cours de cette thèse, deux conditions de THI sont générées à l'aide de deux grilles de turbulence différentes, l'objectif étant d'atteindre des niveaux de turbulence différents. Dans un premier cas, une THI telle que $Iu \approx 3\%$ à $500mm$ de la grille est souhaitée, et dans un second cas, on souhaite une THI telle que $Iu \approx 12\%$ à $500mm$ de la grille.

On note d , la taille d'un barreau, et M , la taille de maille, c'est-à-dire la taille entre deux axes de barreaux consécutifs (schéma 6.2).

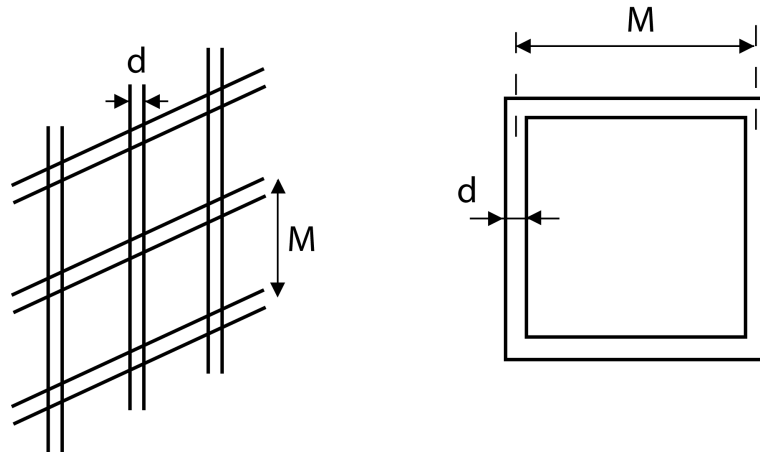


FIG. 6.2 – Schéma d'une grille de turbulence. Dimensions caractéristiques.

Baines et Peterson [9] définissent une relation empirique entre l'intensité de turbulence et le rapport x/d (x , la distance à la grille de turbulence) :

$$Iu = 1.12 \left(\frac{x}{d} \right)^{-5/7} \quad (6.1)$$

D'un autre côté, Bailly et Comte-Bellot [8] définissent une relation empirique entre l'intensité de turbulence et le rapport x/M :

$$Iu = 0.21 \left(\frac{x}{M} \right)^{-5/8} \quad (6.2)$$

Ainsi, pour une intensité de turbulence $Iu \approx 3\%$ à $x = 500mm$, la relation (6.1) impose $d \approx 3mm$, et la relation (6.2) impose $M \approx 22mm$. Pour $Iu \approx 12\%$ à $x = 500mm$, les deux mêmes relations imposent respectivement $d \approx 20mm$ et $M \approx 200mm$.

Pour des raisons évidentes de contraintes expérimentales (une taille de maille imposée par [8], $M = 200mm$, n'est pas réalisable dans une veine de section $500mm \times 500mm$), les dimensions de la grille 2 sont très différentes de celles recommandées.

6.2. DISPOSITIFS POUR LA GÉNÉRATION D'ÉCOULEMENTS HOMOGENES ET ISOTROPES

Les photographies des grilles utilisées sont disponibles sur la figure 6.3, et leurs caractéristiques géométriques sont regroupées dans le tableau 6.1.

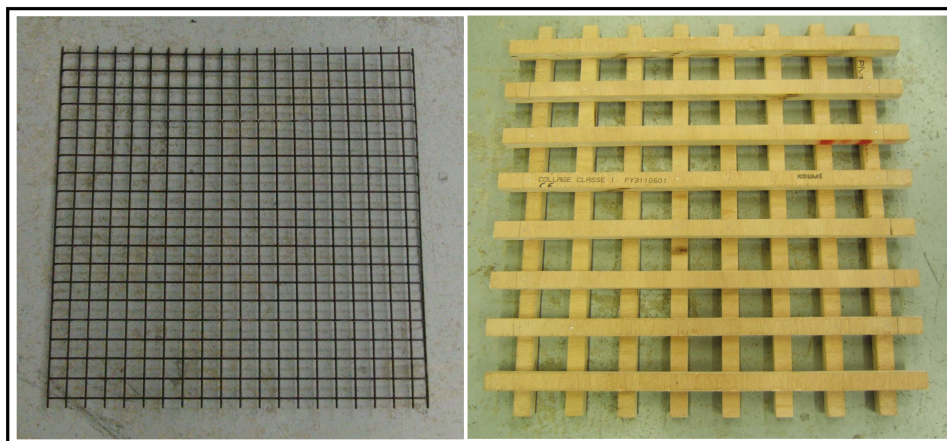


FIG. 6.3 – Photographies des deux grilles de turbulence utilisées.

	Grille 1	Grille 2
Dimensions (largeur x hauteur)	500mm × 500mm	500mm × 500mm
Type de barreaux	circulaires : $d = 2mm$	carrés : $d = 20mm$
Taille de maille (M)	22.5mm × 22.5mm	40mm × 40mm

TAB. 6.1 – Caractéristiques géométriques des deux grilles de turbulence utilisées.

Au vu des formules empiriques (6.1) et (6.2), il semble donc possible de générer une THI en ne tenant compte que de la taille de maille M ou que de la taille de barreau d de la grille. Ainsi, avec les dimensions choisies pour nos grilles de turbulence, la grille 1 génère un écoulement avec une turbulence liée à l'équation (6.2) et la grille 2 est liée à l'équation (6.1). Il apparaît toutefois que ces deux expressions n'ont pas le même domaine de validité et dépendent assurément du rapport M/d (en particulier l'expression de Bailly et Comte-Bellot qui nécessite des barreaux beaucoup plus petits que la taille de maille).

Les tailles de maille utilisées dans les protocoles expérimentaux de [9] varient dans un rapport $1.5 < M/d < 8$ sans provoquer de modifications significatives sur l'évolution de la turbulence. La grille 2 possède un rapport $M/d = 2$. Il est toutefois suggéré dans [8] de respecter une solidité maximale σ (surface bloquée par la grille / surface initiale) telle que $\sigma \leq 0.35$, au risque de créer, par manque de fluide entraîné, la coalescence des jets situés entre les sillages des barreaux.

De par cette taille réduite des mailles de la grille 2, un rapide calcul permet de montrer que la condition de solidité conseillée dans [8] n'est pas satisfaite :

$$\sigma = \frac{d}{M} \left(2 - \frac{d}{M} \right)$$

$$\text{Grille 1} : \sigma_1 = 0.15$$

$$\text{Grille 2} : \sigma_2 = 0.75$$

Le phénomène de coalescence des jets générés par la grille est supposé être rapidement noyé dans la turbulence ambiante (surtout à $Iu \approx 12\%$). A une distance $x/d = 25$ ($x/M = 12.5$), on s'attachera à vérifier que la turbulence de grille est pleinement développée (paragraphe 6.3).

Enfin, Bailly et Comte-Bellot [8] expliquent également qu'il n'y a aucune raison pour qu'une grille placée perpendiculairement à un écoulement crée une THI puisqu'il n'y a que deux axes de symétrie. Ainsi, la composante longitudinale u' reste plus grande que les composantes transversales v' et verticale w' , car celle-ci est alimentée de façon prépondérante par l'écoulement moyen autour des barreaux. La solution proposée est de placer une contraction de la veine d'essais, à environ $18M$ en aval de la grille afin d'égaliser les trois composantes fluctuantes, par allongement des tourbillons d'axes longitudinaux.

Cette condition n'est pas non plus retenue dans notre protocole expérimental. Une des raisons est que les mesures seront effectuées au centre de la veine : Chassaing [22] considère la turbulence de grille comme homogène et isotrope au centre de la veine, suffisamment loin des couches limites se développant aux parois. Là aussi, les mesures présentées au paragraphe 6.3 permettront de s'en assurer.

Les mesures d'homogénéité des vitesses moyennes, d'intensité de turbulence et de densité spectrale de puissance font l'objet de la partie 6.3.

6.3 Caractérisation des écoulements homogènes et isotropes

Protocole expérimental et mesures effectuées

Afin de vérifier les propriétés statistiques des écoulements générés, différentes mesures sont réalisées à l'aide d'un système LDA 2 composantes¹, suivant le protocole expérimental décrit en annexe C.1.2.

Des profils verticaux et transversaux de vitesse moyenne et fluctuante sont mesurés à différentes distances x de la grille de turbulence. En chaque point de mesure, le temps et la fréquence d'acquisition valent respectivement $90s$ et $f_{acq} \approx 1kHz$.

Cette caractérisation de l'homogénéité et de l'isotropie des écoulements générés dans la soufflerie de type 'Eiffel' est effectuée pour les deux types d'écoulement qui seront utilisés par la suite. Ces écoulements sont tels que, à $500mm$ de la grille de turbulence :

- $Iu \approx 3\%$
- $Iu \approx 12\%$.

¹Annexe A

6.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS HOMOGENÈS ET ISOTROPES

En $x = 500mm$ ($x = 0$ à la grille de turbulence), les composantes longitudinale, verticale et transversale de la vitesse moyenne (U, V, W) et les composantes longitudinale, verticale et transversale de l'écart-type des vitesses fluctuantes ($\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$) sont mesurées selon des profils verticaux et transversaux.

En $x = 700, 900$ et $1100mm$, seules les composantes longitudinale et verticale sont mesurées selon des profils verticaux.

Enfin, les caractéristiques spectrales des écoulements peuvent être déterminés en traitant des séries temporelles enregistrées pendant environ $270s$ à une fréquence d'acquisition $f_{acq} = 2kHz$. Les spectres de puissance et les corrélations obtenus permettent de déterminer les échelles intégrales de la turbulence générées dans les deux cas.

Grandeurs statistiques

La figure 6.4 représente les profils verticaux et transversaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/U_{ref} mesurés en $x = 500mm$ (U_{ref} est la moyenne sur tout le profil des vitesses moyennes longitudinales mesurées).

Cette figure permet d'étudier l'homogénéité des écoulements générés et on constate une bonne homogénéité verticale et transversale de la vitesse moyenne pour les cas $Iu = 3\%$. En revanche, cette homogénéité est plus difficilement atteinte de l'écoulement plus turbulent ($Iu = 12\%$).

Le tableau 6.2 recense les écarts-types des vitesses, calculés par rapport à la vitesse moyenne sur tout un profil. Ces écarts-types sont déterminés pour les profils verticaux et transversaux, mesurés à $x = 500mm$, dans les deux types d'écoulement. On constate une plus grande dispersion des valeurs mesurées dans les écoulements $Iu = 12\%$, liée à la conception de la grille de turbulence.

	Verticalement (profil selon y)	Transversalement (profil selon z)
3%	2.2%	1.5%
12%	8.5%	7.9%

TAB. 6.2 – Dispersion des mesures de vitesse moyenne longitudinale selon un profil vertical et horizontal à $500mm$ de la grille.

De la même manière, les profils verticaux mesurés aux autres positions x fournissent les taux de dispersion des mesures du tableau 6.3.

	$x = 700mm$	$x = 900mm$	$x = 1100mm$
3%	1.9%	1.6%	1.9%
12%	8.7%	7.6%	6.8%

TAB. 6.3 – Dispersion des mesures de vitesse moyenne longitudinale selon un profil vertical à $700, 900$ et $1100mm$ de la grille.

6.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS HOMOGENÈS ET ISOTROPES

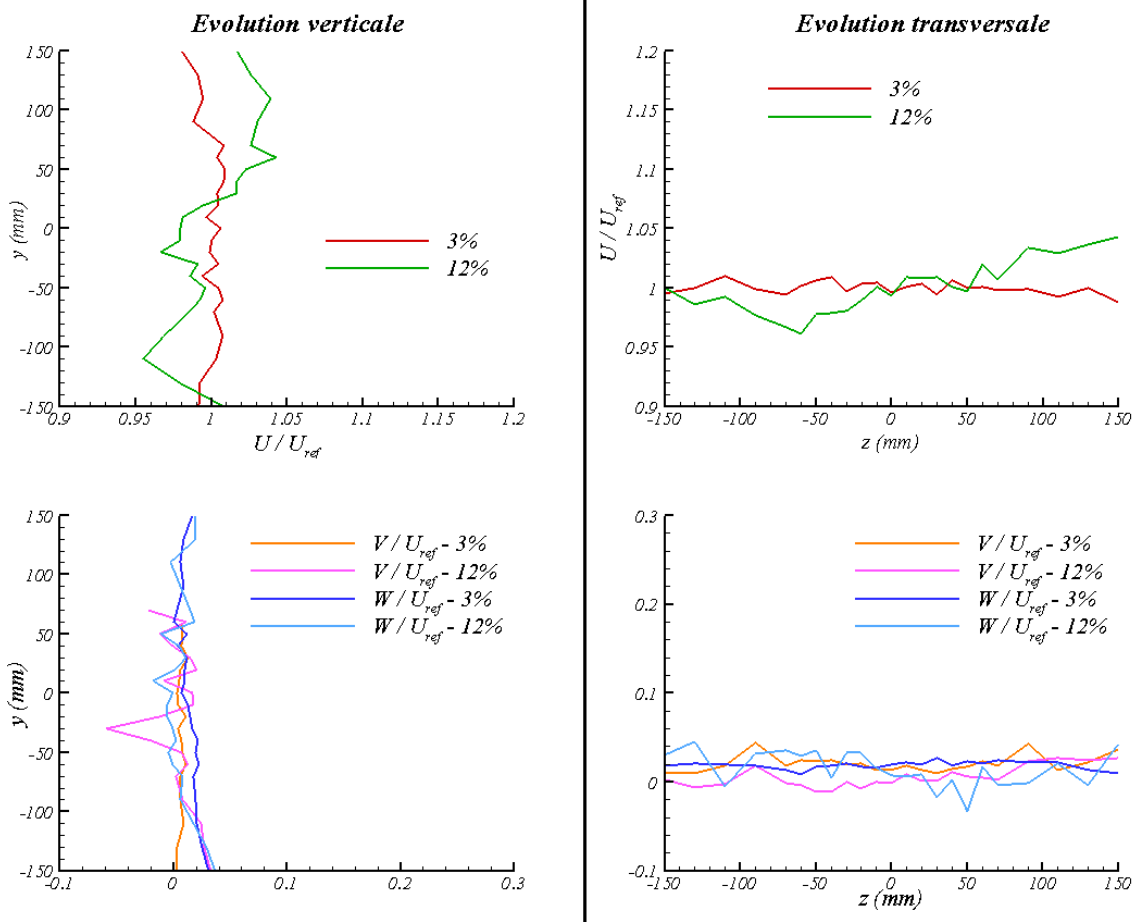


FIG. 6.4 – Profils verticaux et transversaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, mesurée à 500mm de la grille de turbulence.

Les rapports σ_u/σ_v et σ_u/σ_w sont calculés sur les profils en $x = 500\text{mm}$. On en déduit des valeurs moyennes pour les deux écoulements :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_u}{\sigma_w}|_{3\%} &\approx 1.44 & \frac{\sigma_u}{\sigma_v}|_{3\%} &\approx 1.31 \\ \frac{\sigma_u}{\sigma_w}|_{12\%} &\approx 0.99 & \frac{\sigma_u}{\sigma_v}|_{12\%} &\approx 1.15 \end{aligned}$$

Dans un écoulement de THI, les rapports σ_u/σ_v et σ_u/σ_w valent 1. Les résultats des mesures présentent le fait que la composante longitudinale, plus alimentée par la composante principale (longitudinale) de l'écoulement, possède des caractéristiques turbulentes plus importantes. Cette remarque est surtout valable dans l'écoulement $Iu = 3\%$, et l'isotropie est quasiment atteinte dans l'écoulement $Iu = 12\%$ (certainement dû à un meilleur brassage de l'écoulement).

6.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS HOMOGENÈS ET ISOTROPES

La figure 6.5 représente les intensités de turbulence mesurées au centre de la section de la veine en $x = 500, 700, 900$ et 1100mm . On peut donc confronter nos mesures de décroissance de la turbulence avec les lois empiriques (6.1) et (6.2) proposées par Baines [9] et Bailly et Comte-Bellot [8].

Dans les deux cas, comparée aux expressions empiriques de la littérature, la tendance de la décroissance de turbulence est bien suivie, respectant une équation de la forme $Iu = 0.16(x/M)^{-0.5}$ (Bailly et Comte-Bellot : $Iu = 0.21(x/M)^{-0.625}$) pour les mesures relatives à la grille à 3%, et $Iu = 1.26(x/M)^{-0.77}$ (Baines : $Iu = 1.12(x/M)^{-0.71}$).

Pour ce qui est des valeurs d'intensité de turbulence, celles-ci sont plus ou moins proches de la littérature. Pour le cas de la grille $Iu = 3\%$, l'écart moyen est d'environ 11% (sachant que la plus grosse erreur est donnée par le cas le plus proche de la grille) et pour le cas de la grille $Iu = 12\%$, on trouve un écart moyen d'environ 6.5%.

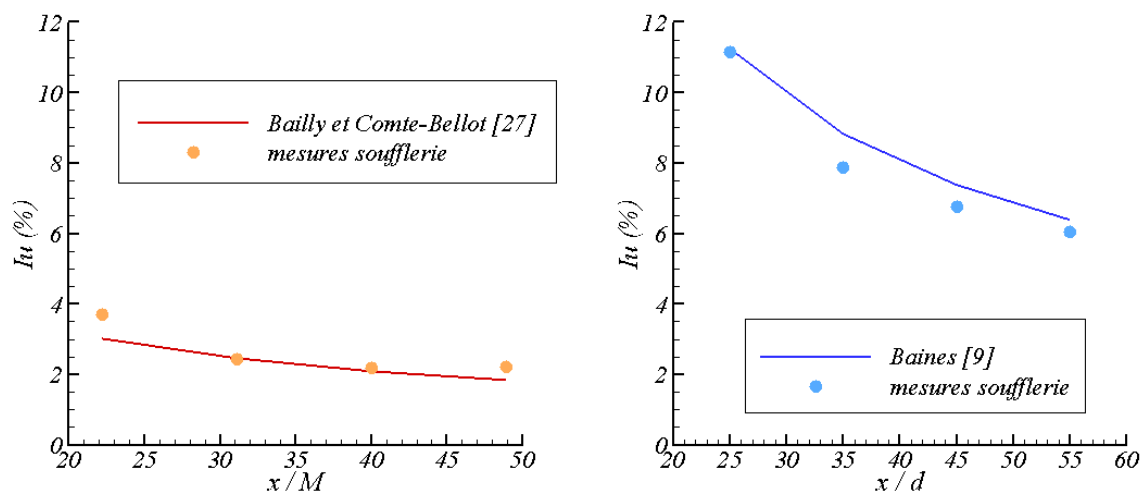


FIG. 6.5 – Evolution de la décroissance de l'intensité de turbulence. Comparaison avec [8] et [9].

Au vu de tous ces résultats, on peut donc constater que, comme l'ont dit Comte-Bellot et Corssin [27], [28], l'isotropie n'est pas aussi simple à obtenir expérimentalement en soufflerie : l'écoulement $Iu = 3\%$ est plus homogène qu'isotrope et à l'inverse, l'écoulement $Iu = 12\%$ est plus isotrope qu'homogène.

De fait, les écoulements modélisés ici présentent des caractéristiques d'homogénéité et d'isotropie correctes et suffisantes pour les études qui vont nous intéresser.

Néanmoins, ceux-ci ne sont pas tout à fait homogènes et isotropes et pour ne pas colporter ce terme de 'THI', ils seront maintenant notés 'Homogène - 12%' et 'Homogène - 3%'.

Échelles intégrales

En utilisant la même méthode que celle présentée dans les conditions de CLA (paragraphe 5.4.5), les échelles intégrales sont calculées à partir de mesures de corrélations réalisées à l'anémométrie fil chaud. La méthode et les tracés ne sont pas exposés à nouveau, mais le tableau 6.4 indique les échelles intégrales longitudinales de la composante longitudinale L_u^x mesurées dans les écoulements homogènes 'Homogène-3%' et 'Homogène-12%'. L'intensité de turbulence longitudinale moyenne, mesurée dans le plan du disque figure aussi dans ce tableau.

	'Homogène-3%'	'Homogène-12%'
$Iu(x = 500mm)$ (%)	3.88	11.1
$L_u^x(x = 500mm)$ (m)	0.01	0.03

TAB. 6.4 – Intensité de turbulence et échelle intégrale dans les écoulements homogènes modélisés.

Cette information sur les échelles intégrales est primordiale pour les études instationnaires menées en partie 4.

6.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS HOMOGENES ET ISOTROPES

Chapitre 7

Modèles d'éolienne utilisés

Comme nous l'avons abordé dans le paragraphe 4.2, les modèles utilisés pour les travaux réalisés au cours de cette thèse sont similaires à la modélisation par disques poreux statiques proposée par Vermeulen et Builtjes [114].

Cette partie s'attache à décrire les modèles utilisés, à déterminer les caractéristiques préliminaires des sillages qu'ils génèrent en écoulement homogène et en écoulement de CLA. Pour cela, nous ferons référence à des travaux menés juste avant et au tout début de cette thèse (Aubrun *et al.* [7]).

7.1 Étude préliminaire et validité du concept

Dans cette étude, les éoliennes sont modélisées à l'échelle 1/400 en utilisant des disques poreux, faits de grillage métallique. Le principe de base consiste à ce que les modèles vérifient le concept du disque de Froude et la théorie de Betz, définis en 2.1. Il faut donc que ces disques poreux créent un déficit de vitesse entre l'écoulement amont et l'écoulement aval, générant alors un élargissement du tube de courant, et produisent de la turbulence par cisaillement.

Le schéma de la figure 7.1 représente un type de disque utilisé, avec la définition de la taille de maille (distance entre deux fils consécutifs) et du diamètre de fil.

Selon la théorie de Betz, le point de fonctionnement d'une éolienne peut être défini, en première approximation, à partir du facteur d'induction axial, a , tel que le coefficient de puissance C_P et le coefficient de poussée C_T soient définis par les équations (2.9) et (2.10) respectivement.

Le facteur d'induction axial est défini par $a = 1 - U_{\text{disque}}/U_{\infty} = 0.5(1 - U_{\text{sillage}}/U_{\infty})$. Ainsi, pour une vitesse amont U_{∞} fixée, modifier le point de fonctionnement d'une éolienne modélisée consiste à augmenter ou diminuer la vitesse dans le sillage. Ceci se fait naturellement en faisant varier la porosité du disque, c'est-à-dire, en modifiant le type de maille utilisé.

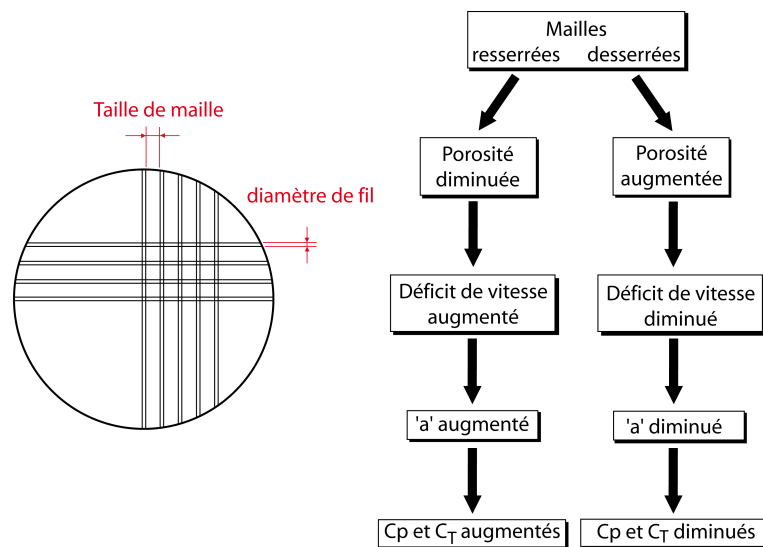


FIG. 7.1 – Principe d'extraction d'énergie cinétique par un disque poreux.

Aubrun *et al.* [7] étudient les caractéristiques des sillages générés par 7 types de disque poreux (diamètre $D = 200\text{mm}$) en réalisant une étude paramétrique sur l'influence de la porosité. Pour réaliser cette étude paramétrique, aucune CLA n'est modélisée et les disques sont placés en écoulement homogène avec une turbulence de grille générée telle que $Iu \approx 3\%$ au niveau du disque. Quelques mesures sont ensuite réalisées en modélisant une ferme éolienne dans une CLA de type 'offshore'.

Le tableau 7.1 regroupe les caractéristiques des disques utilisés, à savoir le diamètre de fil du grillage, la taille de maille et la porosité (porosité = 1 - solidité = surface 'vide' / surface frontale totale du disque).

Numéro	Taille de maille (mm)	Diamètre du fil (mm)	Porosité (%)	Facteur d'induction
1	5	1.3	60	0.185
2	3.75	0.9	65	0.135
3	5.6	1.4	64	0.12
4	5.6	1.12	70	0.11
5	7.1	1.8	65	0.12
6	5	1.8	55	0.195
7	7.1 + 3.75	1.8 + 0.9	< 55	0.22

TAB. 7.1 – Propriétés des grillages utilisés dans [7].

Des essais sur la taille de maille (pour une même porosité) montrent que quand le rapport entre la taille de maille et le diamètre du disque est inférieur à environ 0.05, la distribution de vitesse est indépendante de la maille, c'est-à-dire que la signature individuelle des fils du grillage est éliminée. On notera donc que le grillage n°5 ne peut servir à la modélisation d'un disque de 100mm de diamètre, et que la signature individuelle des fils des grillage n°3 et 4 risque également d'être légèrement observable à une distance proche du disque.

7.1.1 Sillage du disque placé en écoulement homogène

Les différents disques poreux sont placés dans un écoulement homogène généré dans la soufflerie de type 'Eiffel' (paragraphe 6.1). La turbulence de grille est celle de l'écoulement 'Homogène-3%'.

La figure 7.2 montre l'influence de la porosité sur la distribution de vitesse longitudinale en aval des disques poreux. Quatre grillages différents sont représentés et on constate qu'une porosité diminuante (donc un facteur d'induction augmentant) amène à un déficit de vitesse croissant.

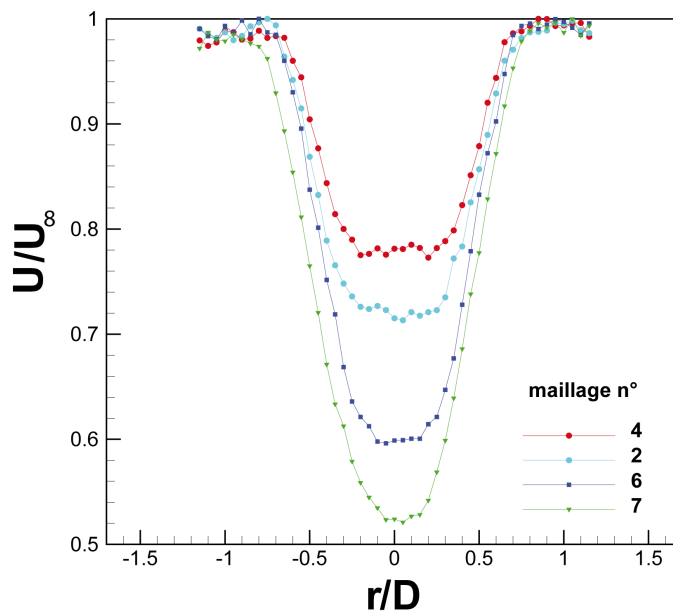


FIG. 7.2 – Influence de la porosité sur la vitesse longitudinale mesurée à $x/D=4$. D'après [7].

Ces résultats quant à l'influence du degré de porosité sur les distributions de vitesse montrent que l'on peut contrôler le déficit de vitesse entre l'amont et l'aval du disque en utilisant le degré de porosité approprié. En contrôlant ce déficit de vitesse, on contrôle également le cisaillement créé, et par conséquent la génération de turbulence à la périphérie du disque.

La figure 7.3 présente les mesures de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence le long d'un diamètre transversal du disque n°6, à différentes distances en aval. La zone de proche sillage, caractérisée par une couche de mélange et une distribution d'intensité de turbulence annulaires, est bien représentée jusqu'à $x/D = 4$.

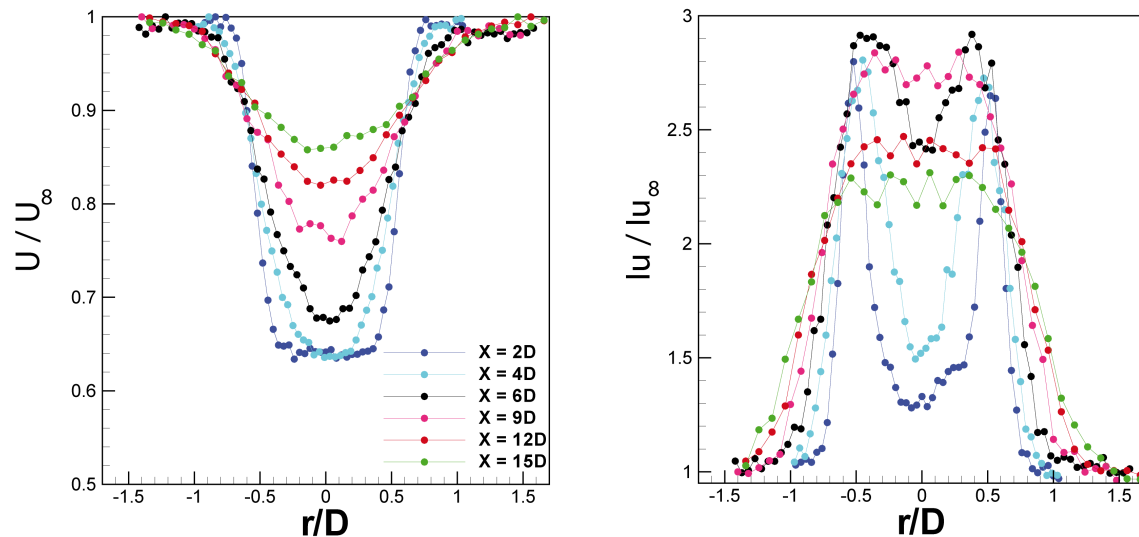


FIG. 7.3 – Profils transversaux de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité de turbulence à différentes positions x/D en aval d'un disque $a = 0.195$.

A partir de ce type de mesure de vitesses dans le sillage, on peut déterminer le coefficient d'induction a suivant l'équation (7.1) :

$$a = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\min(U(r))}{U_\infty} \right) \quad (7.1)$$

La détermination de $\min(U(r))$ ne peut se faire qu'à partir du moment où l'on observe un 'plateau' sur le profil des vitesses dans le sillage (comme observé sur la figure 7.3). Dans ce cas, on observe à coup sûr le minimum de vitesse dans le sillage généré par le disque. Les facteurs d'induction présentés dans le tableau 7.1 sont déterminés de cette manière.

Remarque : pour le cas présenté ici ($a = 0.195$), le début du sillage lointain peut être estimé à $x/D = 9$, où les couches cisailées de chaque côté se sont rejointes au centre pour former un profil gaussien de turbulence.

Enfin, pour valider ce concept de disque poreux, une comparaison des mesures réalisées sur des disques de plusieurs diamètres différents, avec la théorie de Betz est menée. Pour cela, la force axiale exercée par l'écoulement sur le disque est calculée via le théorème de quantité de mouvement, donnant alors accès aux coefficients de poussée et de puissance C_T et C_P . La force F_x est déterminée en intégrant le profil transversal de vitesse mesuré en $x = 2D$.

$$\begin{aligned}\sum \vec{F} &= \int \int_S \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{n}) dS \\ \Rightarrow F_x &= 2\pi \int_0^\infty \rho U(r) (U_\infty - U(r)) r dr\end{aligned}$$

On peut alors calculer les coefficients C_T et C_P selon :

$$\begin{aligned}C_T &= \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \\ C_P &= \frac{F_x U_{disque}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 S}\end{aligned}$$

avec $U_{disque} = (1 - a)U_\infty = \left(1 - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\min(U(r))}{U_\infty}\right)\right) U_\infty = \frac{1}{2} (U_\infty + \min(U(r)))$.

Les figures 7.4.a) et 7.4.b) représentent respectivement le coefficient de poussée et le coefficient de puissance en fonction du facteur d'induction axial ($a = 0.5 (1 - \min(U(r))/U_\infty)$). Pour chaque grillage, les symboles correspondent aux différents diamètres et aux différentes distances en aval du disque. Ceux-ci sont comparés aux équations théoriques $C_T = 4a(1 - a)$ et $C_P = 4a(1 - a)^2$. Bien que l'on note une certaine dispersion des mesures, on voit que l'on peut définir un C_T et un C_P globaux pour chaque grillage. Les coefficients expérimentaux, même légèrement plus faibles, suivent la tendance des coefficients théoriques.

Remarque : de façon analogue au cas de la détermination du facteur d'induction, cette méthode fonctionne bien dans un cas où la turbulence ambiante est faible. Dans d'autres situations où la turbulence est plus élevée, le sillage est diffusé et dissipé trop rapidement pour que l'on puisse appliquer cette méthode. Par conséquent, la détermination des facteurs d'induction des disques utilisés ne peut que se faire dans la soufflerie de type 'Eiffel' dans un écoulement faiblement turbulent. Les niveaux de turbulence atteints en écoulement de CLA dans la soufflerie 'Malavard' ne permettent pas de déterminer précisément les caractéristiques des disques.

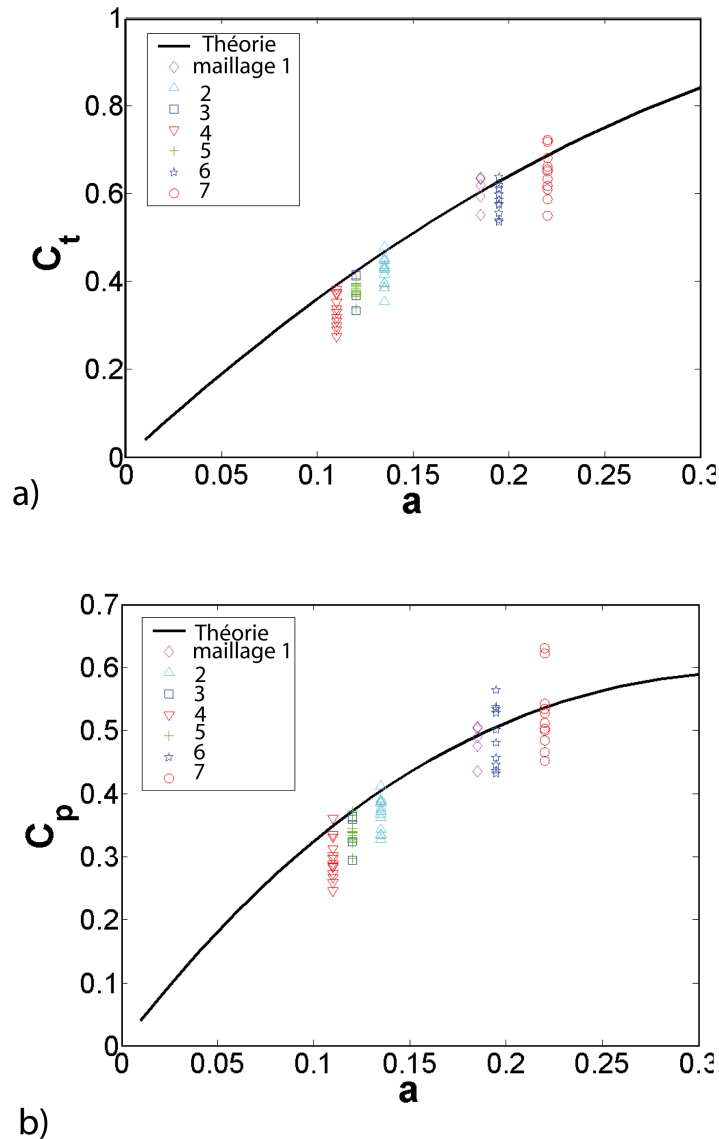


FIG. 7.4 – Caractéristiques aérodynamiques en fonction du facteur d'induction axial pour différents disques poreux. a) Coefficient de poussée. b) Coefficient de puissance. D'après [7].

7.1.2 Sillages en écoulement de CLA à l'échelle 1/400

Une ferme de 9 éoliennes est modélisée dans une CLA de type '*offshore*' telle que $z_0 = 3mm$, $\alpha = 0.11$ et $Iu = 7.3\%$ à $z = 20m$ (pleine échelle). Chaque modèle d'éolienne est composé d'un disque poreux (maillage $n^{\circ}6$ - voir tableau 7.1) de diamètre $D = 100mm$ et d'un mât de hauteur $100m$ et de diamètre $0.05D$ (standards constructeur). Les mâts sont espacés de $\Delta x = \Delta y = 3D$ comme présenté sur la figure 7.5.

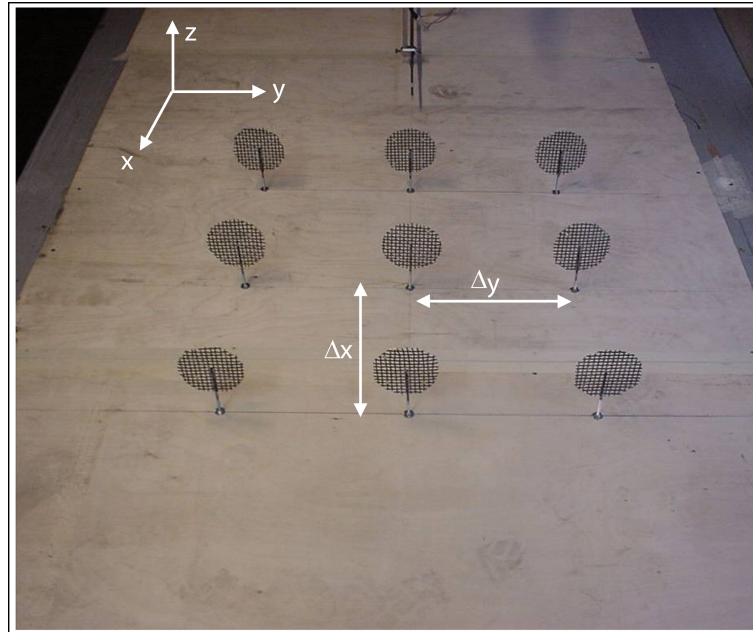


FIG. 7.5 – Photographie d'une ferme éolienne reproduite à l'échelle 1/400 dans la soufflerie 'Malavard'. D'après [7].

La figure 7.6.a) montre la distribution de vitesses moyennes en aval de la première, de la seconde puis de la troisième rangée d'éoliennes. Le cercle noir symbolise le disque poreux. Comme attendu, le déficit de vitesse est localisé plus bas que le centre du disque à cause des effets du sol (paragraphe 3.2.1). Celui-ci augmente entre la première et la seconde rangée de disques, mais reste constant entre la seconde et la troisième, bien que l'expansion du sillage continue d'augmenter.

La figure 7.6.b) représente la distribution d'intensité de turbulence longitudinale aux mêmes coordonnées. Le profil annulaire est toujours visible après la deuxième rangée mais ne l'est plus, loin en aval car il est perturbé par l'effet cumulé des trois rangées.

En revanche, le niveau de turbulence généré est élevé puisque constitué de la somme des intensités de turbulence générées par les trois éoliennes : ceci est en adéquation avec les observations présentées en 3.2.2, et en particulier avec la figure 3.8.

Enfin, en utilisant le théorème de quantité de mouvement, les efforts cumulés agissant sur le premier, le deuxième et le troisième disque (rangées 1, 2 et 3) peuvent être calculés selon l'équation (7.2) pour déterminer les coefficients de puissance et de poussée (variations de pression négligées).

$$F_x = 2 \int \int \rho U(y, z) (U_\infty - U(y, z)) dy dz \quad (7.2)$$

Les résultats sont regroupés dans le tableau 7.2.

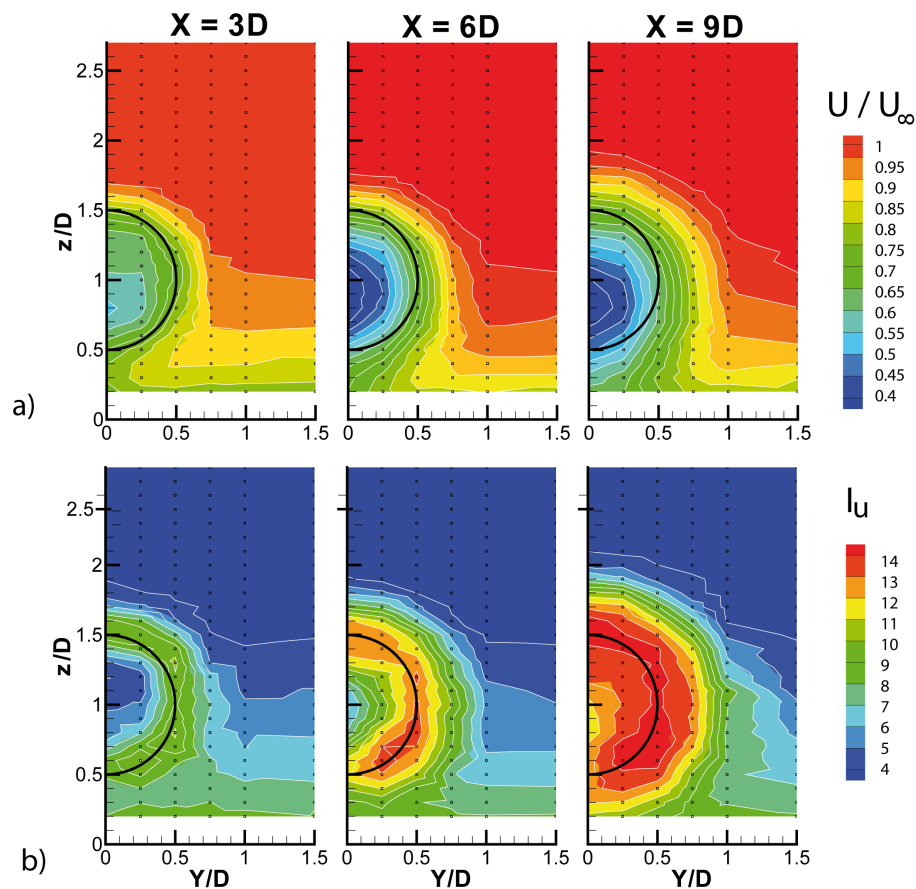


FIG. 7.6 – a). Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, $3D$ derrière 1, 2 et 3 rangées de disques. b). Intensité de turbulence longitudinale, $3D$ derrière 1, 2 et 3 rangées de disques. D'après [7].

	1ère rangée	2ème rangée	3ème rangée
C_T cumulé	0.64	0.9	1.2
C_T	0.64	0.26	0.3
rapport C_T	1	0.41	0.47
C_P cumulé	0.52	0.73	0.97
C_P	0.52	0.21	0.24
rapport C_P	1	0.4	0.46

TAB. 7.2 – Coefficients de poussée C_T globaux derrière 1, 2 et 3 rangées de disques.

On peut noter les similitudes avec les résultats présentés dans le paragraphe 3.2.2 relatif aux parcs éoliens. En effet, on peut se référer à la figure 3.11 présentée dans la partie bibliographique et rappelée ici par la figure 7.7. Sur celle-ci figurent plusieurs tracés de coefficients de puissance issus de mesures en soufflerie et de mesures dans le sillage d'éoliennes en pleine échelle.

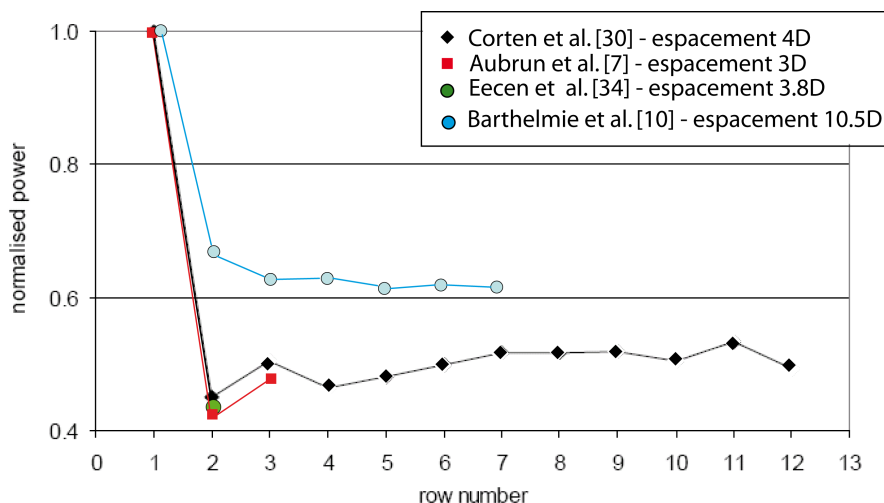


FIG. 7.7 – Coefficients de puissance dans une rangée d'éoliennes alignées. Comparaisons des résultats de [7], [30], [34] et [10].

Les résultats du tableau 7.2 sont aussi représentés sur cette figure et l'on remarque que l'évolution de C_P avec le nombre de rangées d'éolienne est bien respectée.

Tous ces résultats montrent que les différents types de disque permettent de contrôler le déficit de vitesse dans le sillage. En jouant sur la porosité, n'importe quel déficit de vitesse peut être reproduit.

Néanmoins, une validation complète du concept nécessite des comparaisons avec des données de terrain ou des modèles numériques. Les données de terrain sont rares, coûteuses et assez difficilement exploitables à moins que des mesures ne soient réalisées avec pour seul objectif la comparaison avec des mesures en soufflerie (conditions de vent, positions des instruments de mesure...). Les simulations numériques sont plus abordables et leur flexibilité est un atout non négligeable pour les comparaisons recherchées. Nous verrons toutefois dans le chapitre 8 que ces comparaisons ne sont pas si évidentes.

7.2 Description des modèles utilisés

Les disques poreux utilisés modélisent des éoliennes à l'échelle 1/400. Leurs dimensions dépendent des caractéristiques géométriques à modéliser (exemple : l'éolienne *Nordex N80* possède un rotor de 80m de diamètre et un moyeu placé à 60m ou 80m au dessus du sol tandis que le rotor de l'éolienne *Enercon E70* mesure 71m de diamètre et le mât mesure entre 64 et 113m).

Chaque disque, en fonction du type de grillage choisi, ne peut reproduire qu'un seul point de fonctionnement d'une éolienne. Les tracés des courbes de puissance¹ et des coefficients

¹données constructeur.

7.2. DESCRIPTION DES MODÈLES UTILISÉS

de puissance C_P d'une éolienne *Nordex N80* et d'une éolienne *Enercon E70* sont représentés sur la figure 7.8. En choisissant un point de fonctionnement de l'éolienne réelle à modéliser (donné pour une vitesse de vent amont fixée), on peut savoir quel facteur d'induction reproduire avec les modèles de disques poreux (relation (2.9)).

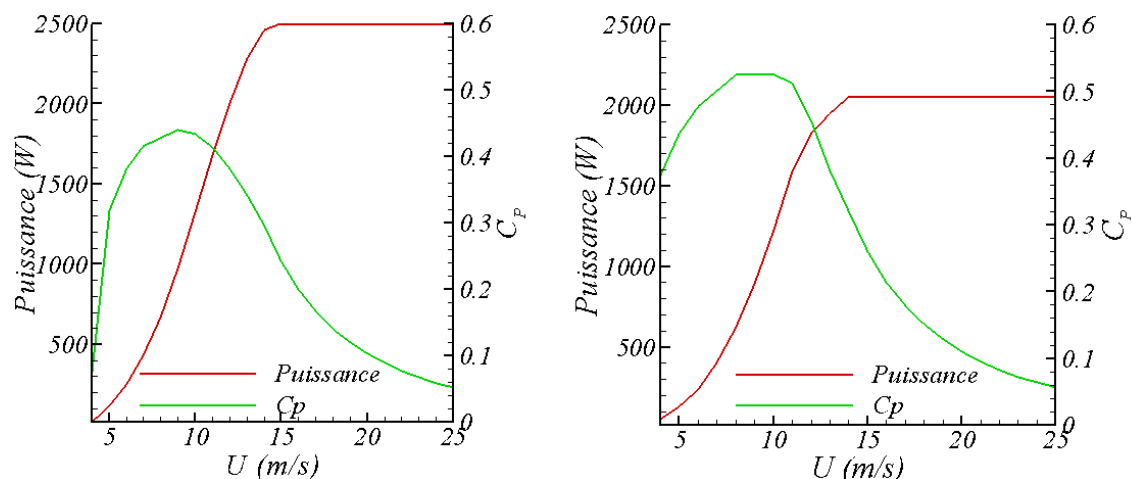


FIG. 7.8 – Puissance et coefficients de puissance en fonction de la vitesse incidente du vent. Figure de gauche : éolienne *Nordex N80*. Figure de droite : éolienne *Enercon E70*. D'après données constructeur.

Ainsi, pour une vitesse amont de 6 ou 12m.s^{-1} , l'éolienne *Nordex N80* possède un coefficient de puissance $C_P \approx 0.37$, soit un facteur d'induction $a \approx 0.12$. De la même manière, pour une vitesse amont de 10m.s^{-1} , l'éolienne *Enercon E70* possède un coefficient de puissance $C_P \approx 0.5$, ce qui donne un facteur d'induction $a \approx 0.19$.

Les caractéristiques de tous les disques utilisés au cours de cette thèse sont regroupées dans le tableau 7.3. Pour chacun des types de grillage recensés, des disques de différents diamètres sont réalisés (diamètres de $D = 100\text{mm}$ et $D = 200\text{mm}$) et sont fixés au sol par un mât de diamètre $0.05D$.

Remarque : le grillage numéro 3 possède un facteur d'induction quasiment égal à la limite de Betz ($a = 1/3$). Celui-ci n'a pas vocation à représenter une éolienne réelle mais sera utilisé pour comparaisons et parce qu'il génère un sillage bien marqué.

	Taille de maille (mm)		Diamètre de fil (mm)		Porosité (%)	Facteur d'induction	Coefficient de puissance	Coefficient de poussée
1	3.2	1	55	0.19	≈ 0.5	≈ 0.62		
2	5.6	1.4	65	0.12	≈ 0.37	≈ 0.42		
3	1.4	0.7	45	0.29	≈ 0.58	≈ 0.82		

TAB. 7.3 – Propriétés des grillages utilisés.

Une photographie de quelques disques poreux utilisés est présentée sur la figure 7.9.



FIG. 7.9 – Photographie de quelques disques poreux utilisés.

Les facteurs d'induction axiaux sont déterminés en plaçant chaque disque en écoulement homogène (soufflerie de type 'Eiffel') et en mesurant les profils transversaux de vitesses moyennes à différentes positions x/D en aval. On applique ensuite, comme nous l'avons vu précédemment, l'équation :

$$a = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\min(U(r))}{U_\infty} \right)$$

Troisième partie

Vision stationnaire d'un sillage
d'éolienne
Études paramétriques

La validation idéale d'un modèle, quel qu'il soit, passe par une confrontation avec des mesures de terrain, dans le sillage d'éoliennes réelles. Néanmoins, comme nous l'avons déjà évoqué, il est très difficile d'obtenir ce type de données et quand bien même nous les aurions à disposition, les paramètres influençant un sillage sont si nombreux et si complexes qu'une comparaison directe est des plus difficiles.

Pour ces raisons, comparer les résultats expérimentaux avec des simulations numériques peut s'avérer être une étape intéressante.

Dans cette perspective, et comme explicité précédemment, le début de cette thèse a vu naître une collaboration avec *EDF R&D* : l'idée est de confronter nos résultats obtenus par modélisation en soufflerie avec des simulations numériques réalisées dans des conditions similaires. L'intérêt de ce partenariat repose sur des approches très similaires quant à la modélisation d'une éolienne (basée sur le principe du disque de Froude et la théorie de Betz - voir paragraphe 4.3). De ce fait, rassembler une base de données expérimentale suffisamment riche et large dans différentes configurations, doit permettre la comparaison des sillages générés à partir des deux modélisations.

L'objectif ultime de cette confrontation est de pouvoir comparer les deux types de modélisation à des mesures de terrain.

Cette partie est composée de trois chapitres distincts :

- Dans un premier chapitre, nous exposerons les comparaisons effectuées, à partir de cette base de données, entre le modèle physique et le modèle numérique.

- Ces mesures en soufflerie ont permis de réaliser trois études paramétriques dans le but d'étudier le comportement du sillage modélisé et l'impact de différents paramètres sur son développement. Le deuxième chapitre présente les études réalisées sur l'influence de la CLA modélisée, sur l'influence du point de fonctionnement de l'éolienne et sur l'influence de la hauteur du mât. Ces travaux seront notamment comparés aux lois empiriques existantes afin d'en étudier les limites.

- Enfin, le troisième chapitre expose une autre série d'études paramétriques menées sur le comportement du sillage d'une éolienne en situation de dérapage. De la même manière, nous comparerons les résultats sur le développement du sillage aux lois empiriques existantes.

Chapitre 8

Comparaisons des modélisations physique et numérique

Pour des raisons de temps, la modélisation numérique s'est arrêtée à deux configurations : un disque de facteur d'induction $a = 0.12$, de diamètre $80m$ et de hauteur de mat $80m$ placé dans un écoulement homogène, puis dans la CLA rugueuse (*CLA1*). Seules ces deux configurations sont donc traitées dans ce chapitre.

Celui-ci présente tout d'abord la méthodologie employée pour cette comparaison, avant de se concentrer sur les résultats obtenus : la première confrontation des modèles est réalisée en écoulement homogène afin de simplifier la situation par rapport à l'écoulement de CLA. L'étape suivante est alors la confrontation des résultats menés dans la CLA rugueuse. Une grande partie de ces résultats, traités selon le point de vue du numéricien, est aussi disponible dans la thèse de Laporte [57].

8.1 Méthodologie de la comparaison

Le point de départ commun de ces deux modélisations est la théorie de Betz (disque de Froude), dans laquelle le rotor est représenté par un disque poreux. Les deux approches utilisent ce principe de base bien que la modélisation numérique, contrairement à notre modélisation physique, permette la considération de la rotation des pales ainsi qu'un facteur d'induction radial a' (voir paragraphe 4.3).

Une conséquence directe de ces différences fondamentales est le choix du point de fonctionnement (a , C_T ou C_P) de l'éolienne modélisée. Les disques poreux utilisés en soufflerie ont un point de fonctionnement fixé, dépendant du grillage utilisé (voir tableau 7.3). Ce point de fonctionnement est alors indépendant des conditions de vitesse amont du vent. Ce n'est pas le cas dans la modélisation numérique qui considère une éolienne réelle, c'est-à-dire avec un point de fonctionnement variant avec la vitesse amont du vent. La figure 8.1 est comparable à la figure 7.8 du paragraphe 7.2, et représente le facteur d'induction a en fonction de la vitesse amont du vent (données constructeur *Nordex* et *Enercon*).

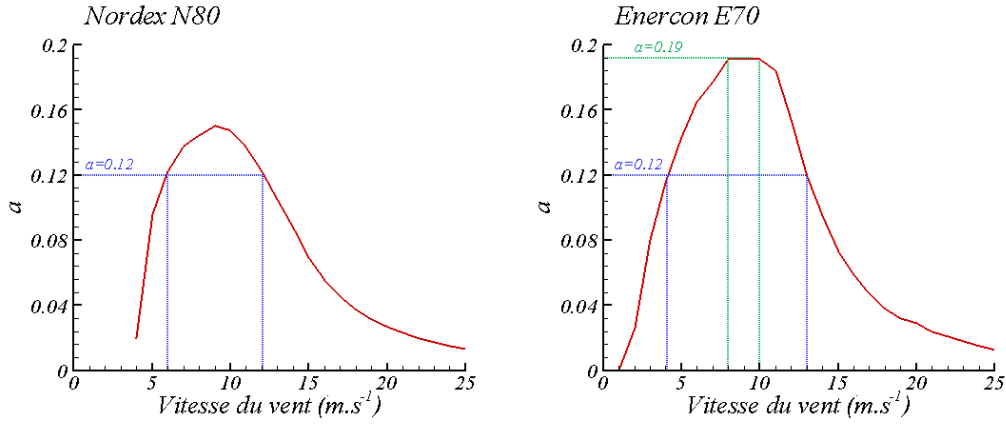


FIG. 8.1 – Evolution du facteur d'induction axial des éoliennes *Nordex N80* et *Enercon E70* en fonction de la vitesse amont du vent (données constructeurs).

Les disques poreux utilisés ont des facteurs d'induction valant $a = 0.12$ et $a = 0.19$. On peut donc voir que pour représenter numériquement une éolienne avec un facteur d'induction $a = 0.12$, il faut par exemple utiliser une éolienne *Nordex N80* avec une vitesse de vent à hauteur de moyeu de 6 ou 12m.s^{-1} , ou une éolienne *Enercon E70* avec une vitesse de vent de 4 ou 13m.s^{-1} . Pour un facteur d'induction $a = 0.19$, les caractéristiques d'une éolienne *Enercon E70* avec une vitesse de vent entre 8 et 10m.s^{-1} peuvent être considérées. Le choix de cette vitesse conditionne la suite de la modélisation numérique qui doit représenter les efforts subis par les pales, dépendants des conditions de vent amont (méthode BEM - paragraphe 2.3).

Seule l'éolienne *Nordex N80* (diamètre rotor 80m , hauteur de moyeu 80m) avec un facteur d'induction $a = 0.12$ (la vitesse du vent choisie est 6m.s^{-1}) est considérée pour cette étude. Elle est comparée au disque poreux $a = 0.12$, de diamètre 200mm avec un mât de 200mm (80m en pleine échelle).

Enfin, pour pouvoir comparer les mesures expérimentales et les simulations numériques, les grandeurs étudiées sont adimensionnées comme suit :

- Les vitesses moyennes longitudinales U sont adimensionnées par la vitesse moyenne longitudinale amont U_∞ dans le cas d'un écoulement homogène, et par la vitesse moyenne longitudinale amont à hauteur de moyeu U_{hub} dans le cas d'un écoulement de CLA.
- Les profils d'énergie cinétique turbulente k (fréquemment employée par les numériciens) sont adimensionnés et notés k_* . L'adimensionnement est réalisé :
 - soit par le carré de la vitesse moyenne longitudinale amont U_∞^2 dans le cas d'un écoulement homogène, et par le carré de la vitesse moyenne longitudinale amont à hauteur de moyeu U_{hub}^2 dans un écoulement de CLA
 - soit par l'énergie cinétique amont k_∞ en écoulement homogène, et par le profil d'énergie cinétique turbulente amont $k_{amont} = k(x = -1D, z)$ pour un écoulement de CLA.

8.2 Comparaisons en écoulement homogène

La première étape de cette comparaison des modèles est effectuée en écoulement homogène. L'idée est de comparer les sillages des deux modélisations dans un environnement simple et contrôlé. Dans la perspective de comparer les résultats en conditions atmosphériques, il est plus simple d'analyser au préalable les éventuelles différences en écoulement homogène.

Une turbulence de grille est alors générée dans la soufflerie de type 'Eiffel', avec une vitesse amont $U_\infty = 6m.s^{-1}$ et une intensité de turbulence au niveau du disque valant $Iu_\infty \approx 3\%$ (voir chapitre 6). Un disque de diamètre $D = 200mm$ et de facteur d'induction $a = 0.12$, est fixé à $x = 500mm$ ($x/M = 22.2$, M la maille de la grille) de la grille, via un mât de diamètre $0.05D$. Les mesures en soufflerie sont réalisées par anémométrie laser Doppler (LDA¹) selon le montage exposé sur la figure C.6 en annexe C.1.2.

La figure 8.2 représente les profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/U_∞ , à différentes positions en amont et en aval du disque. Les mesures en soufflerie y sont comparées aux simulations numériques.

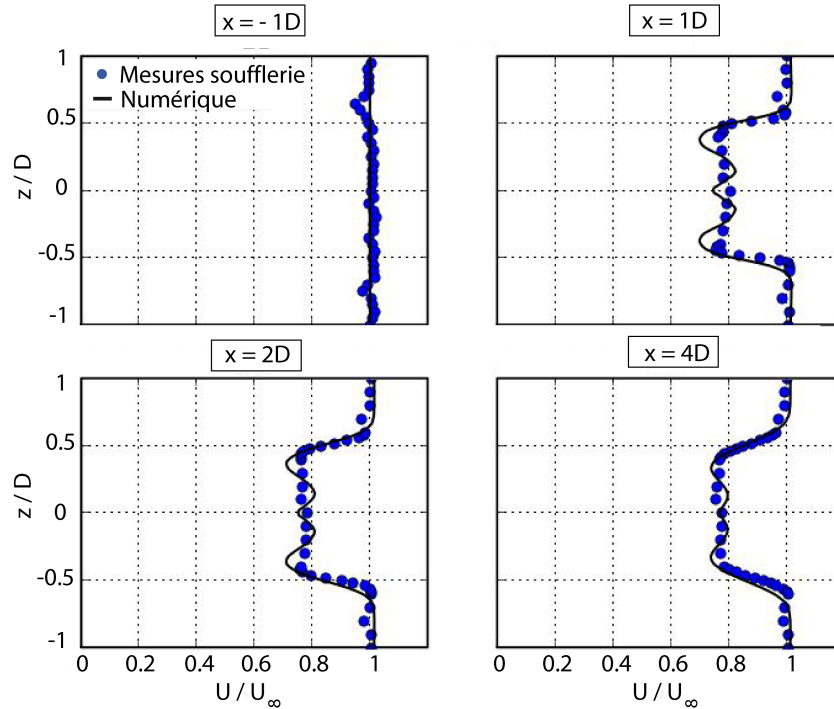


FIG. 8.2 – Comparaison en écoulement homogène de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée obtenue par simulations numériques (tracés noirs) et par mesures en soufflerie (points bleus).

Les petits pics observés en $z = \pm 0.6$ sur les mesures en soufflerie de la première vignette (fi-

¹Annexe A

gure en haut à gauche) sont dus aux fixations de la grille de turbulence. En aval du disque, les déficits de vitesse sont comparables si on exclut les variations observées au centre du sillage dans la simulation numérique. Celles-ci sont dues au facteur d'induction axial "a" non uniforme dans la modélisation numérique, ainsi qu'à la présence du moyeu, représenté comme un obstacle, qui est à l'origine d'un fort déficit de vitesse au centre et de deux pics de survitesse sur les côtés. Ces oscillations s'amortissent avec la distance en aval et ont presque disparu en $x = 4D$. Hormis cela, le profil de vitesse n'évolue que très peu entre $x = 1D$ et $x = 4D$, ce qui peut s'expliquer par le faible niveau de turbulence amont. On peut aussi remarquer que les gradients de vitesse aux frontières du sillage sont très similaires dans les deux modélisations.

La figure 8.3 compare l'énergie cinétique turbulente k , adimensionnée par l'énergie cinétique amont k_∞ , à $x = 1, 2$ et $4D$ en aval du rotor. Expérimentalement, k_* est calculée selon :

$$k_* = \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2}{U_\infty^2} \right) \quad (8.1)$$

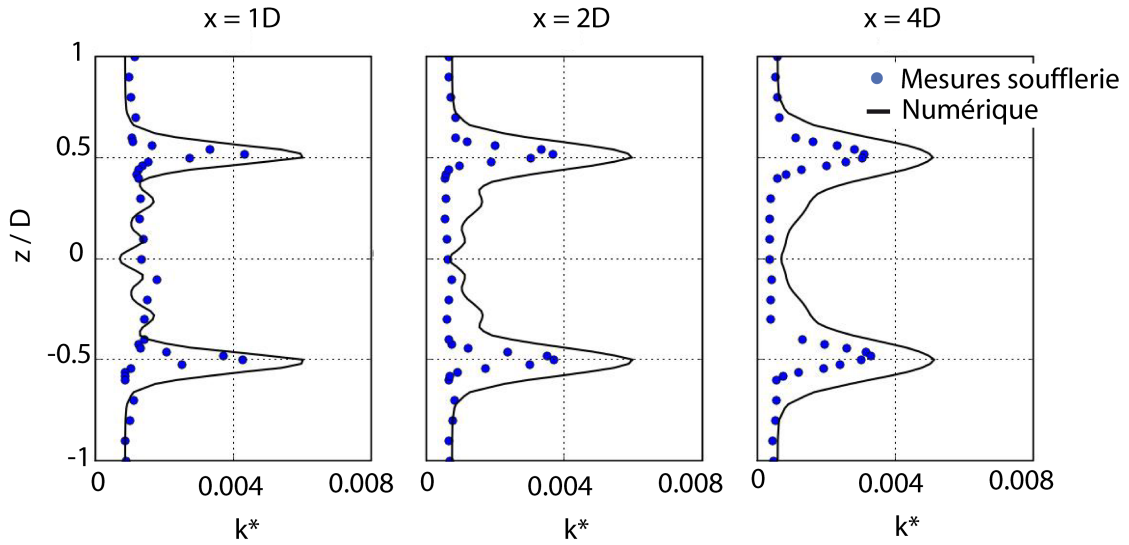


FIG. 8.3 – Comparaison en écoulement homogène de l'énergie cinétique turbulente adimensionnée obtenue par simulations numériques (tracés noirs) et par mesures en soufflerie (points bleus).

Les variations dans le sillage de la simulation numérique sont aussi visibles sur les profils de turbulence : le facteur d'induction "a" non uniforme et la présence du moyeu, à l'origine des variations de vitesse sur la figure 8.2, génèrent des gradients de vitesse, donc des zones cisailées, et par conséquent des productions locales de turbulence.

Si l'on s'intéresse aux pics de turbulence caractéristiques de la zone cisailée annulaire, une discussion plus détaillée des résultats est requise. En effet, contrairement aux déficits de vitesse, les différences sur les profils de turbulence sont ici notables. Nous avons vu que les gradients de vitesse aux frontières du sillage sont très similaires dans les deux modélisations, ce qui devrait se traduire par des pics de turbulence d'amplitudes semblables. On constate que les pics générés numériquement ont une plus grande amplitude et sont plus larges que ceux de la modélisation physique.

Plusieurs explications peuvent être avancées :

- En gardant à l'esprit que ni le moyeu ni les pales ne sont reproduits dans la modélisation physique, on peut penser que l'absence de rotation (et donc de facteur d'induction radial a') implique une sous-estimation de la turbulence générée par le modèle en soufflerie. Comparé au modèle numérique, et à une éolienne réelle, un terme de production de turbulence lié à la rotation fait certainement défaut dans le modèle physique.

- Les simulations numériques présentées ici utilisent le modèle de fermeture $k - \epsilon$. Le fait que les pics de turbulence soient plus larges et aient une plus grande amplitude semble soulever une limitation bien connue du modèle de fermeture $k - \epsilon$: ce modèle, développé originellement dans un écoulement turbulent de couche limite sur plaque plane, a tendance à surestimer la diffusion turbulente et la production d'énergie cinétique turbulente dans d'autres types d'écoulements (Chassaing [22]). Une analyse plus détaillée de cette remarque est réalisée dans le paragraphe 8.3.

8.3 Comparaisons en écoulement de CLA

La comparaison des déficits de vitesse fournit de bons résultats en écoulement homogène. Pour ce qui est de l'énergie cinétique turbulente, l'analyse est plus délicate.

À terme, l'objectif final d'une telle confrontation des modèles est de pouvoir étudier, selon les deux approches, le sillage lointain et les interactions de sillages dans une ferme éolienne en écoulement atmosphérique. Il est préalablement nécessaire de s'intéresser aux sillages modélisés par une seule éolienne en écoulement de CLA.

Le même disque que celui utilisé en écoulement homogène (disque $a = 0.12$, diamètre et hauteur de mât de $200mm$, soit $80m$ en pleine échelle) est placé dans la CLA rugueuse, *CLA1*, modélisée dans la soufflerie 'Malavard'. Les propriétés de la couche limite *CLA1* sont disponibles dans le tableau 5.5. La position du disque dans la veine d'essais est $x_{w,t} = 13m$ (échelle soufflerie) où la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement, mesurée à hauteur de moyeu, est fixée à environ $6m.s^{-1}$. De la même manière qu'en écoulement homogène, les mesures sont réalisées à l'aide d'un système LDA selon le protocole expérimental exposé dans l'annexe C.1.1.

Des conditions d'entrée (vitesse moyenne et énergie cinétique turbulente) sont nécessaires pour la modélisation numérique. Celles-ci sont basées sur les mesures expérimentales réalisées deux diamètres en amont du disque. Un profil de vitesse moyenne et un profil d'énergie cinétique turbulente sont reconstruits à partir des mesures expérimentales et implémentés

dans le code numérique. La figure 8.4 représente ces profils et les mesures en soufflerie à $x = -2D$.

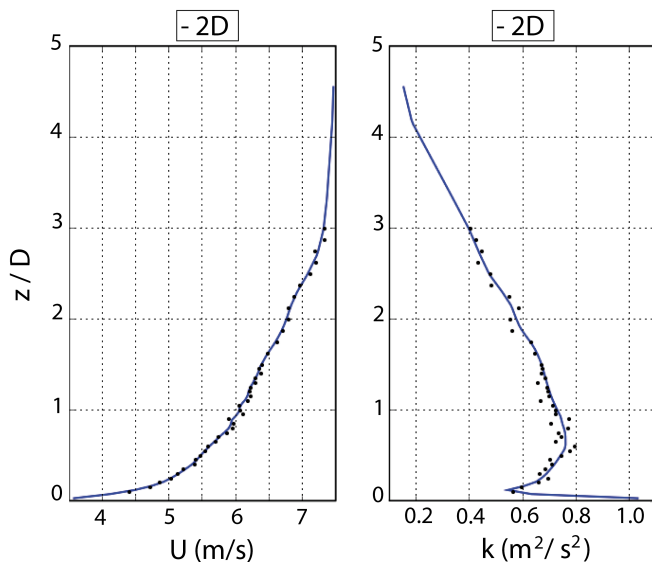


FIG. 8.4 – Paramètres d’entrée pour le code numérique. Profils verticaux de vitesse moyenne et d’énergie cinétique turbulente dans l’écoulement incident. Points noirs : mesures soufflerie. Lignes bleues : Profils pour le code numérique.

La figure 8.5 présente la comparaison des profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/U_{hub} , mesurés à plusieurs positions en aval du disque dans la soufflerie, avec ceux obtenus par simulation numérique. On peut noter d’importantes différences dans les amplitudes des déficits de vitesse, particulièrement en $x = 2, 4$ et $6D$. À ces positions, l’amplitude maximale est quasiment deux fois moindre dans la simulation numérique. Au delà, les profils tendent à se rejoindre.

Cette différence n’est pas observée sur les mesures en écoulement homogène, et est donc liée à l’influence de la CLA.

La figure 8.6 représente la comparaison des profils d’énergie cinétique turbulente adimensionnés k_* , mesurés dans la soufflerie et simulés par le code numérique. Dans ce cas, l’adimensionnement de k_* est obtenu en divisant chaque profil vertical de k par le profil vertical amont $k_{amont} = k(x = -1D, z)$ (voir introduction du chapitre).

On peut alors remarquer qu’en $x = 2$ et $4D$, la forme des profils est nettement différente. À ces distances, les mesures en soufflerie révèlent les pics caractéristiques de la zone cisailée annulaire du sillage proche. La simulation numérique, elle, montre des profils atteignant des niveaux de turbulence plus élevés, et dont la forme ressemble à celle de la turbulence en sillage lointain. Au delà de $x = 4D$, les profils se développent de façon comparable.

En d’autres termes, le sillage numérique est plus rapidement diffusé.

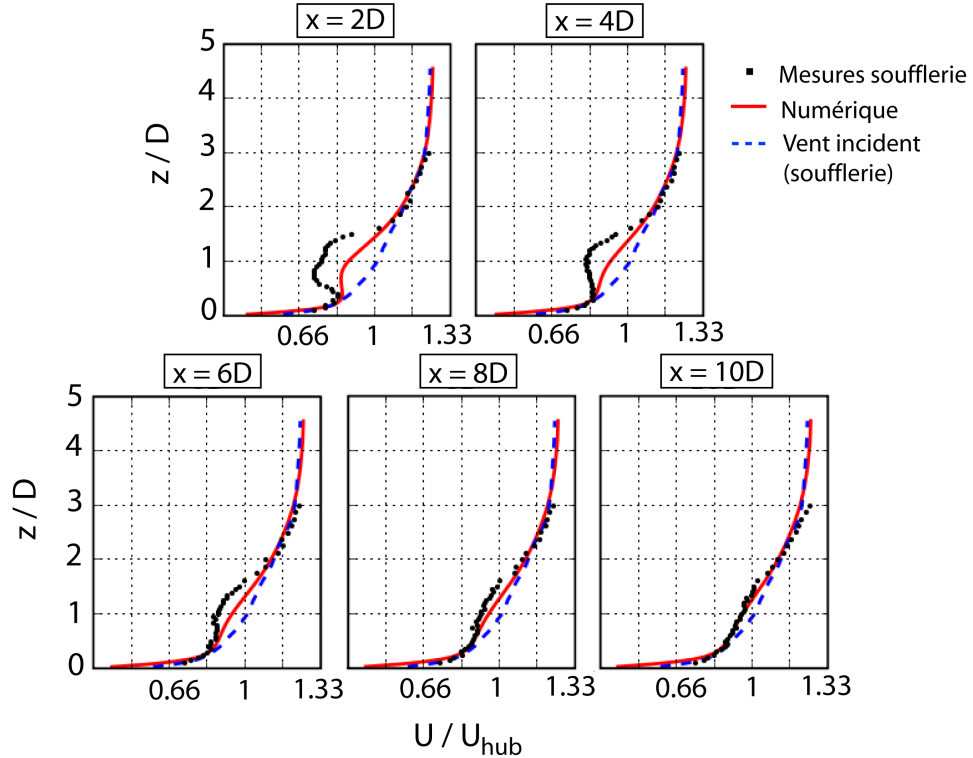


FIG. 8.5 – Profils verticaux de vitesse moyenne adimensionnée. Comparaison des modèles physique et numérique en couche limite atmosphérique. Points noirs : mesures soufflerie. Lignes rouges : simulations numériques. Ligne pointillée bleue : profil de l’écoulement incident non perturbé.

Ces observations permettent de soulever plusieurs remarques et interrogations. On notera que les différences d’amplitude des déficits de vitesse et de forme des profils de k_* sont des phénomènes fréquemment rencontrés dans la littérature où ils sont souvent attribués à une surestimation de l’énergie cinétique turbulente k et/ou à une sous-estimation de la dissipation ϵ dans le modèle numérique (Cabezón *et al.* [16], Réthoré *et al.* [83]). Cette remarque rejoint celle énoncée au sujet des profils d’énergie cinétique turbulente en écoulement homogène.

En effet, le modèle de fermeture $k - \epsilon$ présente comme inconvénient, une certaine propension à surestimer la viscosité turbulente $\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon$, c’est-à-dire à surestimer l’énergie cinétique turbulente k et/ou à sous-estimer le taux de dissipation ϵ . Cette caractéristique pourrait être à l’origine des amplitudes de déficits de vitesse plus faibles, et des niveaux d’énergie cinétique turbulente plus élevés.

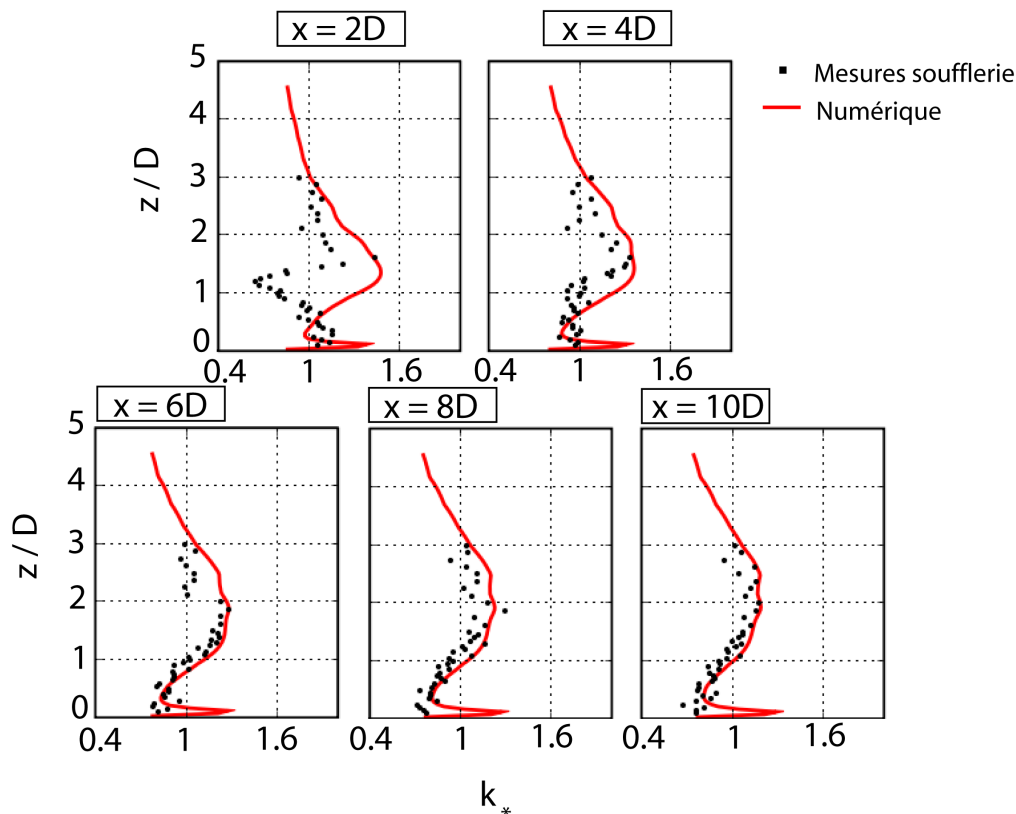


FIG. 8.6 – Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente adimensionnée. Comparaison des modèles physique et numérique en couche limite atmosphérique. Points noirs : mesures soufflerie. Lignes rouges : simulations numériques.

Aujourd'hui encore, dans le cas de situations tel qu'un écoulement turbulent de CLA, de nombreux travaux s'attachent, si ce n'est à résoudre, à amoindrir cette particularité du modèle $k-\epsilon$. Pour cela, un des premiers moyens passe par l'ajustement des coefficients C_μ , $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$, σ_k et σ_ϵ dans les équations de transport (4.17) et (4.18) du modèle $k-\epsilon$ 'standard' (voir paragraphe 4.3.3). Le modèle dit 'standard' est développé par Launder et Spalding [62] en ajustant les coefficients dans une situation d'écoulement de couche limite sur plaque plane tels que : $C_\mu = 0.09$, $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1$ et $\sigma_\epsilon = 1.3$. Pour diminuer la diffusion turbulente, la logique veut que l'on diminue le coefficient C_μ ($\nu_t = C_\mu k^2/\epsilon$). Crespo *et al.* [23] proposent, pour ces coefficients, des valeurs appropriées au cas d'une CLA neutre, tels que : $C_\mu = 0.033$, $C_{\epsilon 1} = 1.176$ (les autres constantes restant inchangées). Etant donné que ces coefficients sont très empiriques, les modèles sont souvent améliorés (de façon toute aussi empirique) en ajustant ces coefficients au gré des configurations étudiées. Il existe, de ce fait, quasiment autant d'améliorations qu'il y a d'auteurs. Néanmoins, les modifications apportées en ajustant ces constantes ne sont pas suffisantes dans beaucoup de situations. C'est à ce niveau que se situent une partie des efforts fournis dans l'amélioration des codes numériques. Des modifications du modèle sont par exemple envisagées en jouant directement sur les équations de transport de k et/ou ϵ .

C'est la cas de El Kasmi et Masson [35], qui proposent une correction de l'équation de transport de ϵ , en utilisant les mêmes coefficients C_μ , $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$, σ_k et σ_ϵ que Crespo *et al.* Ils parviennent à diminuer la surestimation de ν_t en augmentant localement la production de dissipation par l'ajout d'un terme supplémentaire ($Prod_{\epsilon 2}$) dans l'équation de transport de ϵ (voir équations (4.18) et (8.2)).

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle v_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \underbrace{C_{\epsilon 1} C_\mu k \left(\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j}}_{Prod_\epsilon} + Prod_{\epsilon 2} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right)}_{Diff_\epsilon} + \underbrace{C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k}}_{Dissip_\epsilon} \quad (8.2)$$

Le terme $Prod_{\epsilon 2}$ s'écrit sous la forme d'un coefficient supplémentaire $C_{\epsilon 4}$ et du rapport de production sur l'énergie cinétique turbulente :

$$Prod_{\epsilon 2} = C_{\epsilon 4} \frac{P_t^2}{k}$$

avec $P_t = \nu_t \frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \right)$.

Cette modification permet au taux de dissipation de répondre plus rapidement au champ moyen, sans trop augmenter l'énergie cinétique turbulente générée (puisque l'équation de transport de k n'est pas modifiée). Le développement de l'énergie cinétique turbulente est ainsi mieux contrôlé.

Cabezón *et al.* [16] comparent des mesures de terrain à plusieurs modèles, dont celui de El Kasmi et Masson.

Les profils de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité de turbulence présentés sur la figure 8.7 sont issus de modèles appelés $k - \epsilon$ *Default* (modèle de Crespo *et al.*), $k - \epsilon$ *Masson*, $k - \epsilon$ *Realizable* et *RSM* (autres modèles, non présentés ici).

Le détail de ces différents modèles $k - \epsilon$ n'est pas l'objet de cette partie et est disponible dans les références citées ([35]), [16]). L'idée est simplement de montrer la variabilité des résultats en fonction des modèles développés.

Sur l'évaluation des vitesses moyennes, on peut notamment voir l'efficacité des modèles *RSM* ou $k - \epsilon$ *Masson* par rapport au modèle de Crespo *et al.*. Les différences observées entre les amplitudes des vitesses mesurées dans le sillage d'une éolienne et celles modélisées selon Crespo *et al.* sont remarquables et bien plus flagrantes que celles observées entre nos mesures en soufflerie et le modèle numérique étudié.

Pour ce qui est de l'énergie cinétique turbulente, on peut voir une sous-estimation de l'intensité de turbulence dans le sillage proche. De plus, quel que soit le modèle considéré, on constate que les pics de turbulence du sillage proche ne sont pas bien représentés. Cela signifie que les modèles présentés simulent une région de sillage proche plus courte et plus diffusive que la réalité puisque les pics caractéristiques de la turbulence en sillage proche sont rapidement remplacés par un profil Gaussien, caractéristique du sillage lointain.

Pour $x = 5.5D$ et $x = 8.5D$, les profils sont relativement comparables.

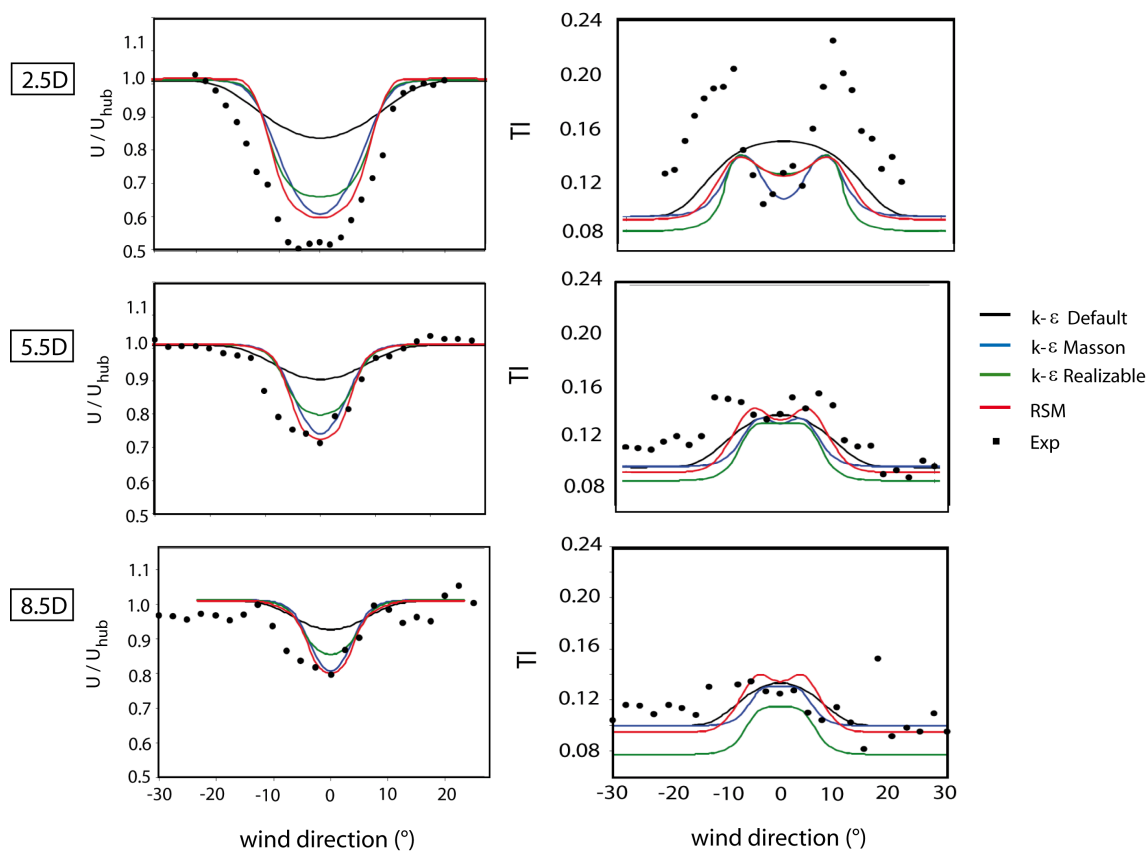


FIG. 8.7 – Comparaison des profils transversaux de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité de turbulence obtenus par différents codes numériques. Tracés à $2.5D$, $5.5D$ et $8.5D$ en aval de l'éolienne. D'après [16].

Ces constatations sont assez similaires à celles observées sur nos mesures représentées sur la figure 8.6. Les différences de comportement observés entre les sillages générés par un disque poreux et ceux obtenus par simulations numériques sont donc assez classiques.

Le genre d'améliorations du modèle de fermeture $k - \epsilon$ évoquées précédemment n'est pas considéré dans le modèle numérique auquel nous comparons les mesures en soufflerie. Ce modèle, originellement développé pour étudier les écoulements atmosphériques, fournit de bons résultats dans la simulations d'écoulements de CLA, notamment en terrain complexe (voir thèse de Laporte [57]), en utilisant un modèle $k - \epsilon$ avec des caractéristiques proches du modèle 'standard'.

En gardant à l'esprit que le modèle de fermeture n'est pas responsable, à lui seul, du résultat final d'une simulation, celui utilisé ici, bien que performant pour estimer le productible éolien en terrain complexe, nécessite probablement quelques approfondissements pour l'étude des sillages.

Du point de vue de notre modélisation en soufflerie, il est important de rappeler que notre approche est, sur certains points, bien différente de celle utilisée dans la modélisation nu-

mérique. Bien que toutes deux basées sur le principe du disque de Froude et la théorie de Betz, le disque poreux possède un facteur d'induction constant sur toute sa surface et aucune rotation n'est considérée. Ce n'est évidemment pas le cas d'une éolienne réelle, et ce n'est pas non plus le cas de la méthode BEM utilisée dans le modèle numérique (voir paragraphe 2.3). Ainsi, l'une des premières conséquences de cette absence de rotation est que le sillage proche de nos modèles ne possède pas les propriétés de celui d'une éolienne réelle.

S'il peut être émis des suggestions d'améliorations du modèle numérique étudié, il en est de même pour la modélisation physique proposée.

Malheureusement, comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, le déphasage temporel entre la thèse de Laurent Laporte et celle présentée ici n'a, à ce jour, permis aucune autre comparaison.

Néanmoins, au vu des résultats et de l'expérience acquise au cours de cette collaboration, la confrontation des deux modèles pourrait aboutir positivement avec quelques modifications et améliorations des deux modèles. Les autres jeux de données par exemple, notamment les mesures réalisées en conditions de CLA moins rugueuse (*CLA2*) et avec un disque de facteur d'induction plus élevé ($a = 0.19$), existent et devraient permettre d'obtenir des sillages plus marqués. Un sillage dont le déficit de vitesse est plus élevé et se développant dans un milieu moins turbulent et donc moins diffusif, pourrait faciliter les comparaisons entre les deux modèles.

Chapitre 9

Études paramétriques en CLA

9.1 Objectifs

L'objectif des études paramétriques réalisées dans ce chapitre est de comprendre de quelle manière certains des paramètres principaux, tels que le type de CLA, le facteur d'induction ou encore la hauteur du mât, influencent le développement du sillage d'un modèle d'éolienne.

Ce chapitre 9 synthétise les mesures de sillage réalisées dans les deux CLA modélisées dans la soufflerie 'Malavard' (paragraphe 5.1), l'une simulant une CLA se développant au dessus d'un terrain rugueux, l'autre au dessus d'un terrain modérément rugueux (respectivement *CLA1* et *CLA2* - voir paragraphe 5.4.6). Les modèles d'éolienne utilisés sont des modèles utilisant les disques de type 1 et 2 (recensés dans le tableau 7.3), dont les facteurs d'induction sont respectivement $a = 0.19$ et $a = 0.12$.

Ainsi, trois études paramétriques sont présentées dans cet ordre (dans ce chapitre, toutes les dimensions et coordonnées indiquées sont en pleine échelle, et lorsque l'utilisation de l'échelle soufflerie est nécessaire, les coordonnées sont annotées du symbole $w.t$ ($i_{w.t}$, $i = x, y, z$)) :

- Étude de l'influence de la couche limite atmosphérique.

Un disque de facteur d'induction $a = 0.19$ (désormais noté 'disque $a = 0.19$ '), de diamètre $D = 80m$ et de hauteur de mât $H_{hub} = 80m$, est placé successivement, à la même position, dans *CLA1* et dans *CLA2*. Des profils verticaux de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence sont alors mesurés dans les sillages obtenus, le long de l'axe de symétrie vertical du disque $y_{w.t} = 0$ (figure C.3) et à différentes positions en aval du disque.

- Étude de l'influence du point de fonctionnement de l'éolienne.

Ici, seule *CLA2* est modélisée, et deux disques poreux différents sont utilisés. Un premier disque de facteur d'induction $a = 0.19$, et un second disque, de facteur d'induction $a = 0.12$ (désormais noté 'disque $a = 0.12$ '). Ces deux disques, de même diamètre $D = 80m$ et de

9.1. OBJECTIFS

même hauteur de mât $H_{hub} = 80m$, ont donc pour seule différence le point de fonctionnement modélisé. De la même manière que pour étudier l'influence de la CLA, plusieurs profils verticaux sont mesurés dans le sillage des deux disques.

- Étude de l'influence de la hauteur de mât.

Enfin, dans *CLA1*, faire varier la hauteur du mât d'un disque de facteur d'induction $a = 0.19$ devrait permettre de mettre en évidence l'influence du sol et des basses couches de la CLA sur le développement du sillage. Le disque possède toujours un diamètre $D = 80m$ et sa hauteur de mât vaut, tour à tour, $H_{hub} = 80m$ puis $H_{hub} = 58m$.

Ces mesures sont réalisées à l'aide d'un système LDA¹ et le protocole expérimental est présenté en détails dans l'annexe C.1.1. La figure C.3 rappelle la position du disque, les profils de vitesses moyennes de *CLA1* et *CLA2*, ainsi que les positions x/D où sont réalisés les profils verticaux.

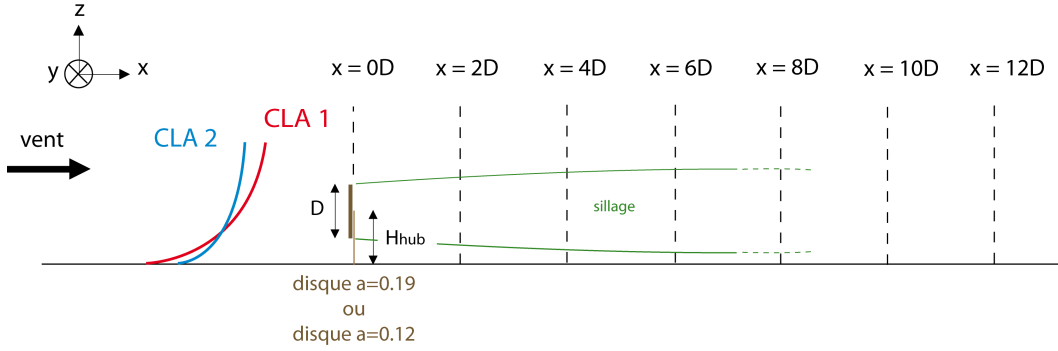


FIG. 9.1 – Positions des profils verticaux réalisés dans le sillage des disques en CLA.

A partir des mesures de vitesse moyenne longitudinale $U(x, z)$ et de la composante longitudinale de l'écart-type $\sigma_u(x, z)$, on calcule le déficit de vitesse moyenne longitudinale adimensionné $U_d(x, z)/U_{hub}$ et l'intensité de turbulence longitudinale adimensionnée $Iu(x, z)/Iu_{hub}$ selon les équations (9.1) et (9.2).

$$\frac{U_d(x, z)}{U_{hub}} = \frac{U(x = 0D, z)|_{sans\ disque} - U(x, z)}{U_{hub}} \quad (9.1)$$

$$\frac{Iu(x, z)}{Iu_{hub}} = \frac{\sigma_u(x, z) / U(x, z)}{Iu_{hub}} \quad (9.2)$$

où U_{hub} est la vitesse moyenne longitudinale à hauteur de moyeu dans l'écoulement incident : $U_{hub} = U(x = 0D, z = H_{hub})|_{sans\ disque}$
et Iu_{hub} , l'intensité de turbulence longitudinale à hauteur de moyeu dans l'écoulement incident : $Iu_{hub} = Iu(x = 0D, z = H_{hub})|_{sans\ disque} = \sigma_u(x = 0D, z = H_{hub})|_{sans\ disque} / U(x/D = 0, z = H_{hub})|_{sans\ disque}$.

¹voir Annexe A

Le paragraphe 9.2 expose les résultats préliminaires des différentes mesures réalisées. Le paragraphe suivant (9.3) s'attache à interpréter ces mesures en les comparant aux travaux antérieurs extraits de la littérature.

9.2 Analyse des résultats

9.2.1 Influence de la couche limite atmosphérique

Pour cette première étude paramétrique, le disque $a = 0.19$, de diamètre $D = 80m$ et de hauteur de mât $H_{hub} = 80m$ est placé successivement dans *CLA1* et *CLA2*, à $x_{w,t} = 13m$ de la grille de turbulence et en $y_{w,t} = 0$ (sur l'axe de la veine). Les deux CLA possèdent des propriétés de rugosité (et donc de turbulence) différentes, qui sont regroupées dans le tableau 5.5 du paragraphe 5.4.6.

Les figures 9.2.a) et 9.2.b) représentent les profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse amont à hauteur de moyeu U_{hub} , et d'intensité de turbulence longitudinale, à $x_{w,t} = 13m$ ($x = 0D$) dans les deux CLA. On peut alors avoir un aperçu des caractéristiques de vitesse et de turbulence dans l'écoulement arrivant sur le disque.

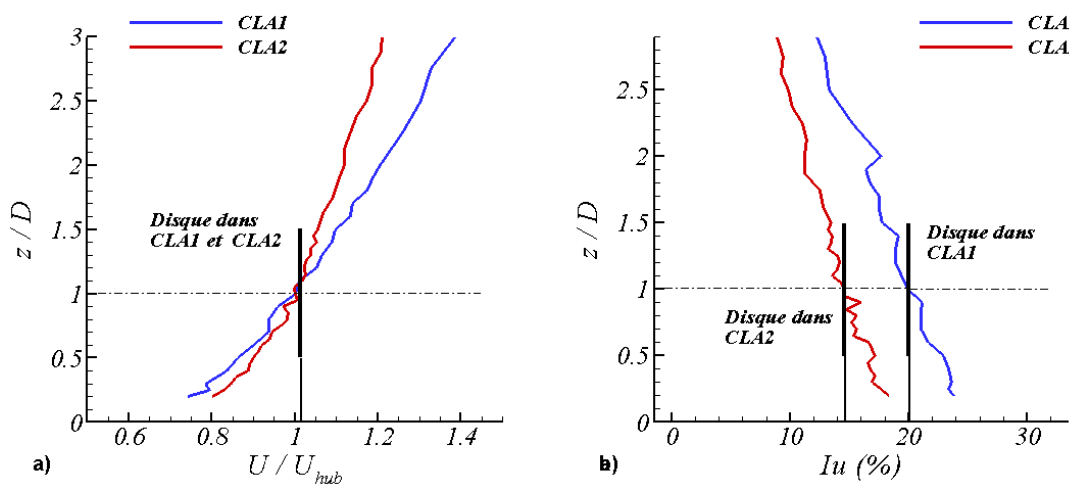


FIG. 9.2 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée et d'intensité de turbulence dans les deux CLA modélisées. Position du disque étudié dans ces CLA.

La figure 9.3 montre les profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par U_{hub} . La courbe noire, répétée sur chaque profil, est le profil de vitesse moyenne arrivant sur le disque ($x = 0D$). Un décalage est effectué sur toutes les courbes afin de les représenter sur la même figure et augmenter la clarté.

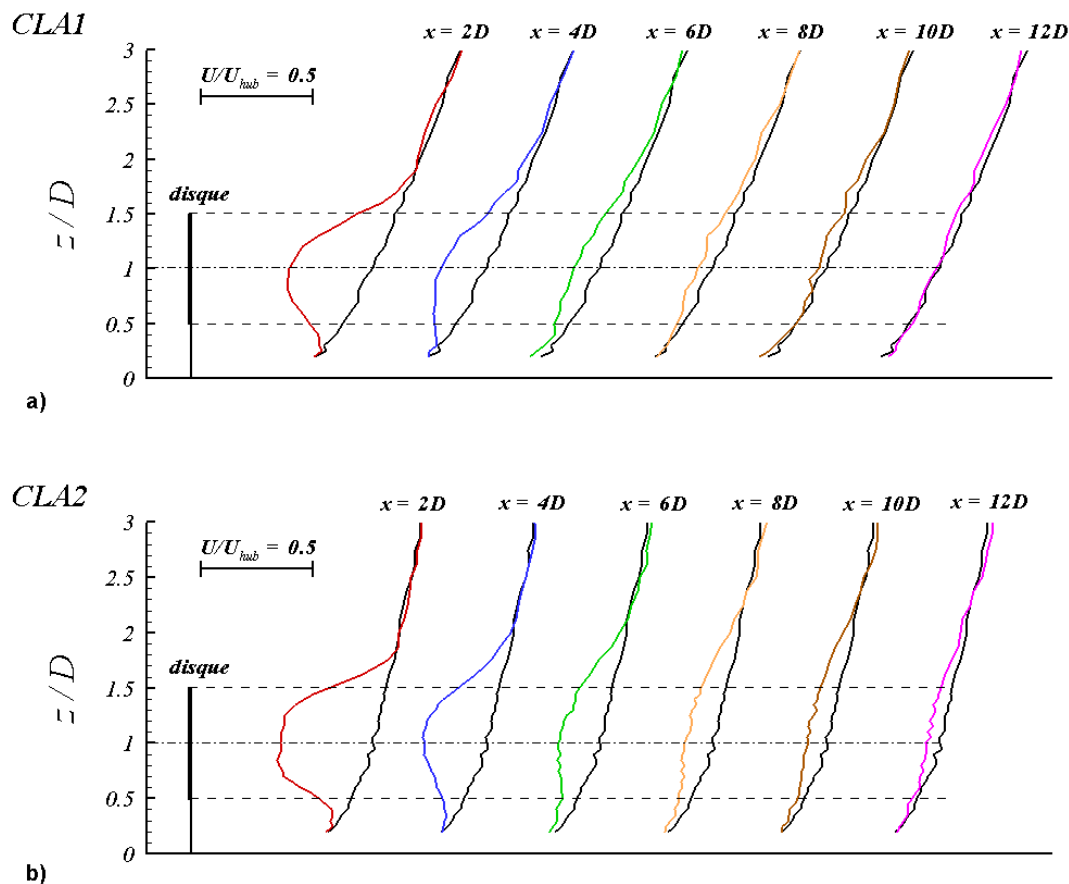


FIG. 9.3 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, à différentes positions dans le sillage du disque $a = 0.19$. a) mesures dans *CLA1*. b) mesures dans *CLA2*.

On peut déjà remarquer que le sillage, en termes de vitesses moyennes, persiste plus longtemps dans *CLA2* que dans *CLA1*. En effet, on note que dans ce cas, un déficit de vitesse existe encore en $x = 12D$, alors que dans *CLA1* il a complètement disparu dès $x = 10D$. Une étude plus approfondie du déficit de vitesse et de son évolution fait l'objet du paragraphe 9.3.

Les profils d'écart-type des vitesses fluctuantes longitudinales adimensionnée, mesurés dans les mêmes conditions que les profils de vitesses moyennes précédents, sont représentés sur la figure 9.4. De la même manière, un décalage est effectué sur toutes les courbes afin de les représenter sur la même figure.

A cause de la turbulence élevée dans la veine d'essais, on note une dispersion assez importante des mesures, malgré des temps d'acquisition de 90s à une fréquence de 1kHz. Avec une intensité de turbulence de l'ordre 20% à hauteur de moyeu, en $x = 0D$, cette dispersion est encore plus importante dans le cas de *CLA1* (dans *CLA2*, cette intensité de turbulence vaut 14%).

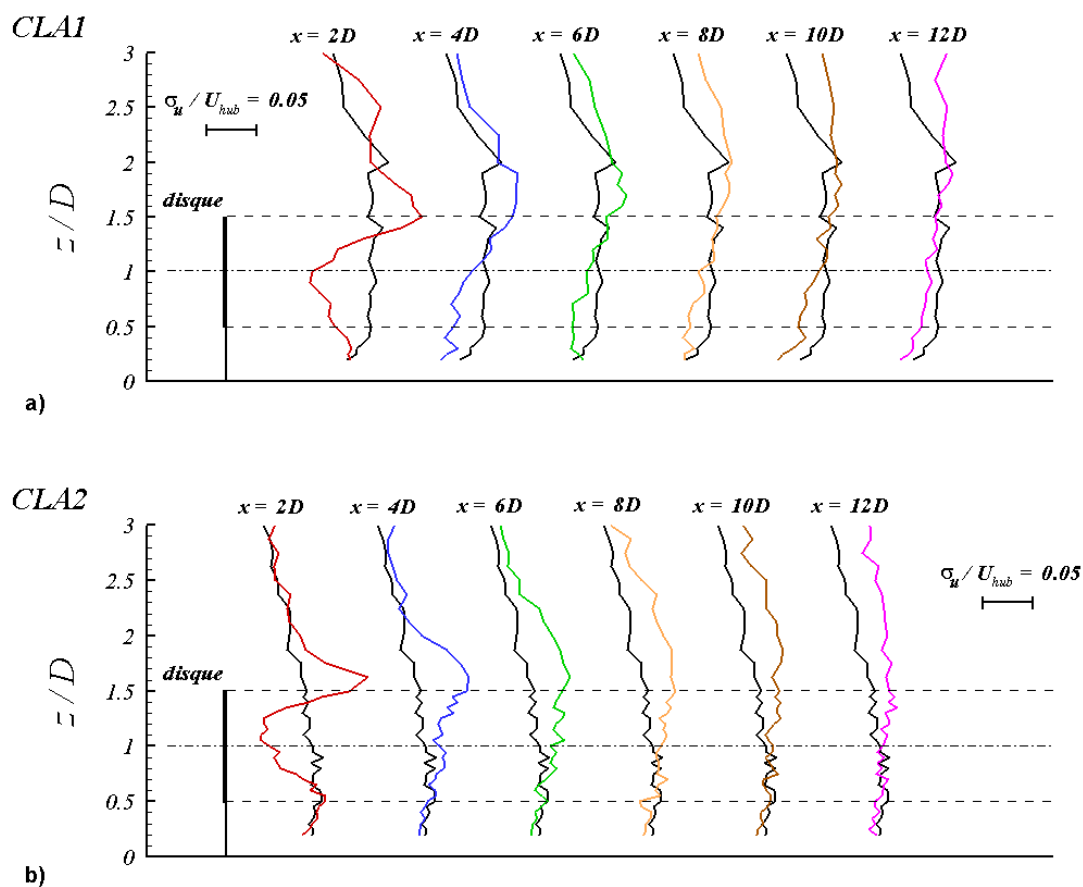


FIG. 9.4 – Profils verticaux de l'écart-type des vitesses fluctuantes adimensionné, à différentes positions dans le sillage du disque $a = 0.19$. a) mesures dans *CLA1*. b) mesures dans *CLA2*.

Malgré tout, la figure 9.4 permet de retrouver la signature caractéristique des vitesses fluctuantes dans le sillage, caractérisée par deux pics de turbulence dans la couche cisailée annulaire du proche sillage et une dissymétrie par rapport à l'axe du rotor (paragraphe 3.2.1). La proximité du sol et les forts taux de turbulence aux faibles altitudes font qu'en $x = 2D$, on observe bien le pic de la partie supérieure mais que celui de la partie inférieure est beaucoup moins visible.

9.2.2 Influence du point de fonctionnement

Pour cette seconde étude paramétrique, seule la CLA modérément rugueuse, *CLA2*, est modélisée (les conditions de turbulence y sont moins difficiles, et les phénomènes sont donc plus facilement observables). En revanche, deux disques différents sont utilisés, un disque $a = 0.19$ et un disque $a = 0.12$. Leurs diamètres et leurs mâts sont égaux et valent respectivement $D = 80m$ et $H_{hub} = 80m$. Toutes les caractéristiques des disques utilisés sont regroupées dans le tableau 7.3, et le tableau 9.1 rappelle les informations principales.

9.2. ANALYSE DES RÉSULTATS

	Disque $a = 0.19$	Disque $a = 0.12$
Diamètre D (m)	80	80
Hauteur de mât H_{hub} (m)	80	80
Facteur d'induction a	0.19	0.12
Coefficient de puissance C_P	0.5	0.37
Coefficient de poussée C_T	0.62	0.42

TAB. 9.1 – Rappel des principales caractéristiques des deux disques utilisés.

Ces deux disques sont placés à la même position dans *CLA2* ($x_{w.t} = 13m$ de la grille de turbulence et au centre de la veine, $y_{w.t} = 0$). Des profils de vitesses moyennes et fluctuantes sont mesurés comme dans l'étude précédente (voir figure C.3).

La figure 9.5 montre les profils de vitesses moyennes longitudinales adimensionnées, calculés de façon analogue à ceux de la figure 9.3.

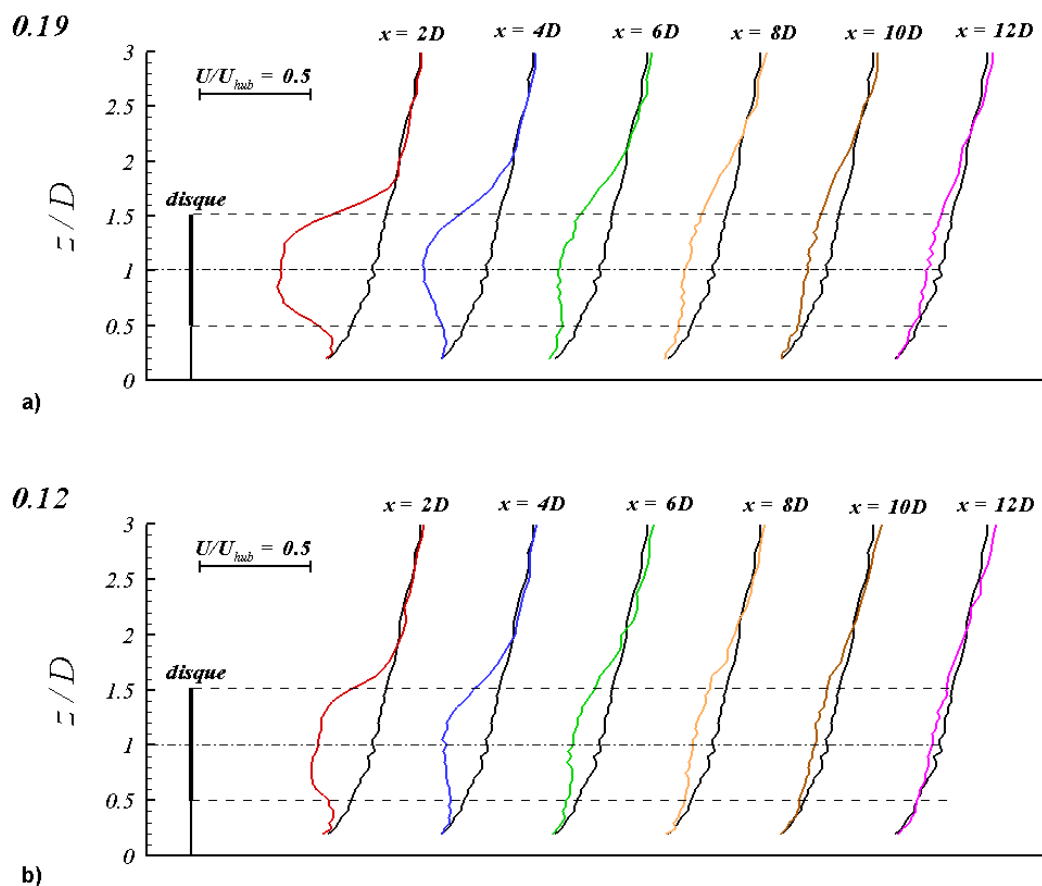


FIG. 9.5 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée dans *CLA2*. a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.12$.

9.2. ANALYSE DES RÉSULTATS

Cette fois, la décroissance des vitesses moyennes dans les sillages est très similaire dans les deux situations. Un léger déficit de vitesse persiste encore à $x = 12D$ dans les deux cas, bien qu'il semble légèrement plus important dans le cas $a = 0.19$.

Les profils de l'écart-type des vitesses fluctuantes longitudinales sont représentés sur la figure 9.6. En tenant toujours compte du fait que les forts taux de turbulence ambiante dispersent beaucoup les mesures, on peut tout de même noter que les deux pics de turbulence attendus dans la zone de cisaillement sont plus visibles en $x = 2D$ dans le sillage du disque $a = 0.19$. Seul le pic supérieur est visible dans le cas du disque $a = 0.12$. Nous verrons en 9.3, que les caractéristiques des disques en sont la principale raison.

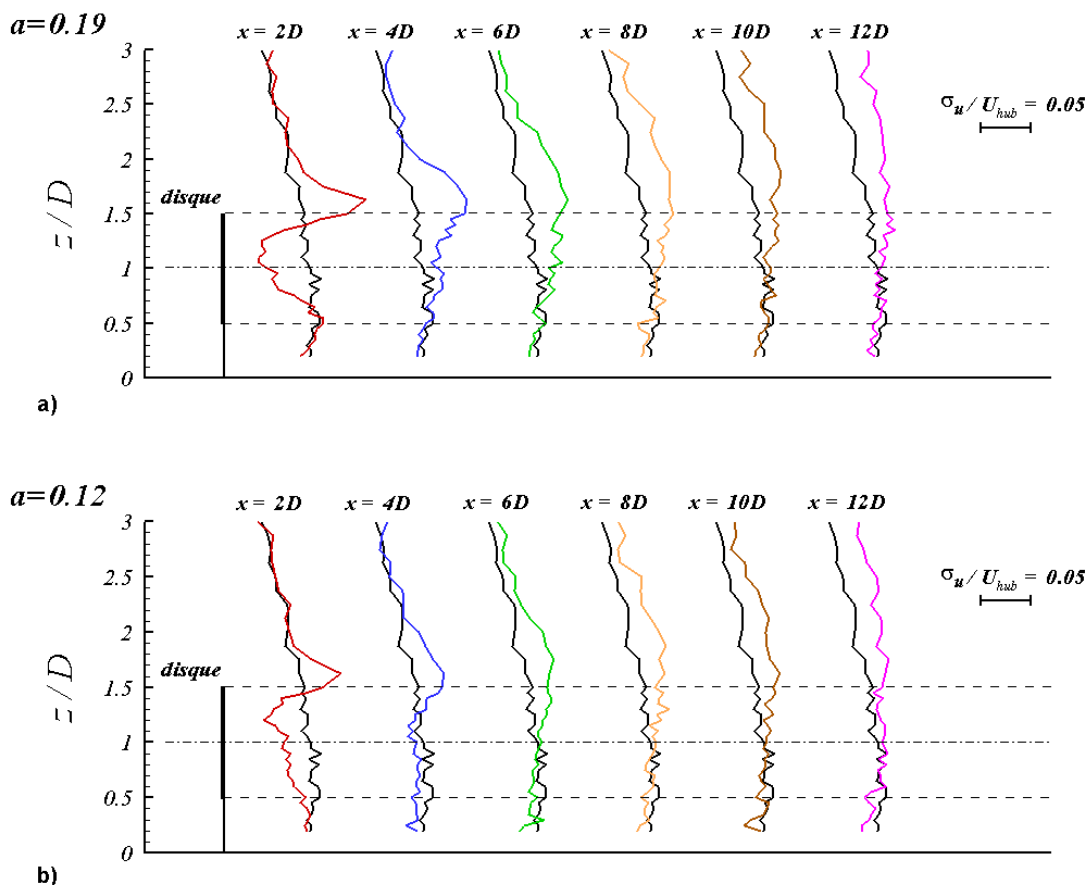


FIG. 9.6 – Profils verticaux de l'écart-type des vitesses fluctuantes adimensionné dans *CLA2*. a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.12$.

9.2.3 Influence de la hauteur de mât

Enfin, une troisième et dernière étude paramétrique a pour objectif de voir l'effet d'un mât plus petit. Ainsi, dans une seule et même CLA (*CLA1*), deux disques $a = 0.19$ sont utilisés, l'un avec un mât mesurant $80m$ et l'autre avec un mât de $58m$. Les diamètres de ces disques sont maintenus égaux à $D = 80m$ dans les deux cas.

Les seuls paramètres changeant sont donc les conditions de vent arrivant sur les disques. En effet, les propriétés de la CLA varient avec l'altitude, et par conséquent les deux disques voient arriver des conditions de vitesse et de turbulence différentes. La figure 9.7 schématise la position de ces deux disques dans *CLA1*. L'adimensionnement du profil de vitesse moyenne longitudinale mesuré dans *CLA1* est ici réalisé par la vitesse amont à $z = 80m$ notée U_{80m} . Cette vitesse correspondait jusqu'à présent à la vitesse U_{hub} mais il est maintenant préférable de noter U_{80m} dans la mesure où cette vitesse ne correspond plus à la vitesse à hauteur de moyeu pour le cas du disque $H_{hub} = 58m$.

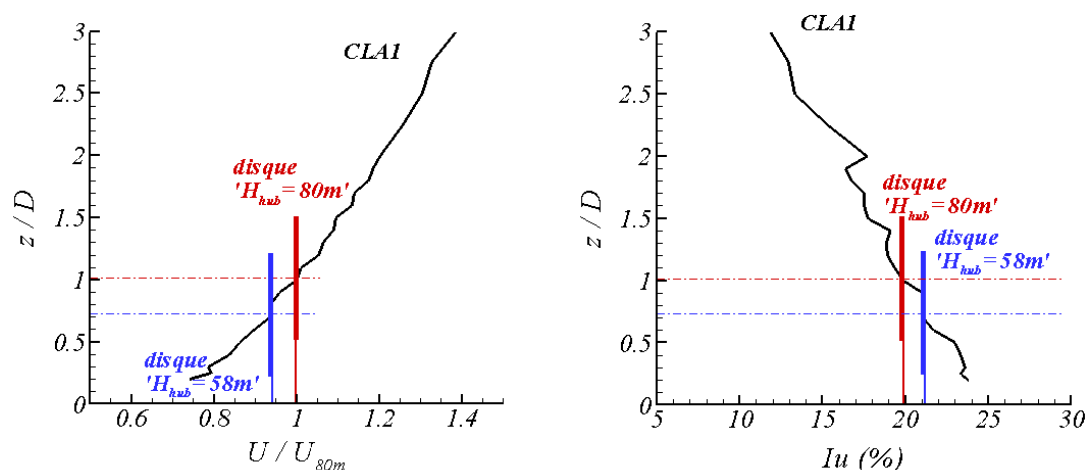


FIG. 9.7 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée et d'intensité de turbulence dans *CLA1*. Représentation de la position des disques étudiés.

On peut alors voir sur ces figures que le disque avec un mât de $80m$ fait face à un écoulement dont la vitesse au niveau de son moyeu est plus grande que pour le disque $H_{hub} = 58m$. A l'inverse, l'intensité de turbulence y est légèrement plus faible.

Ces différences sont relativement petites : l'intensité de turbulence passe par exemple d'environ 20% à 21% entre $z = 80m$ et $z = 58m$.

Quel est l'impact d'une modification de la hauteur du mât malgré ces différences relativement faibles dans l'écoulement incident ?

La figure 9.8 montre les profils verticaux de vitesses moyennes longitudinales adimensionnées par la vitesse à hauteur de moyeu, calculés de façon analogue à ceux des figures 9.3 et 9.5.

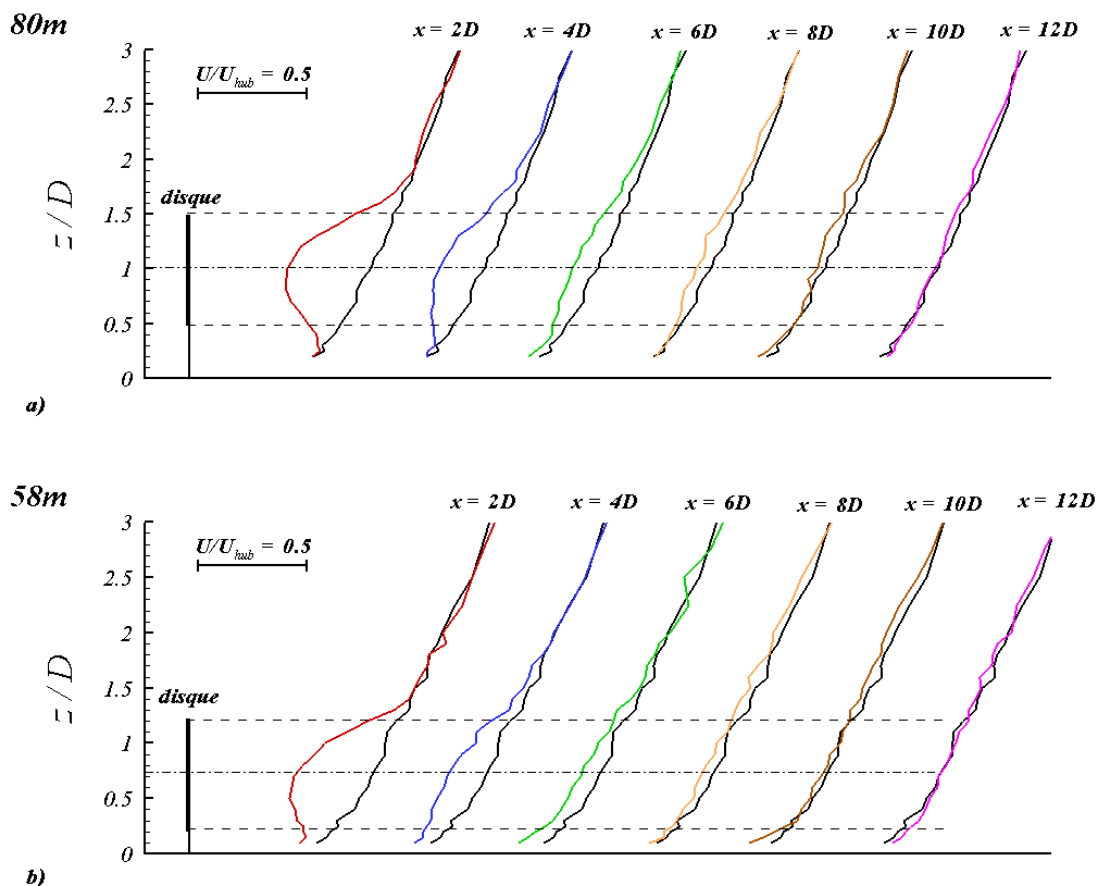


FIG. 9.8 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée dans *CLA1*. a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 80m$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 58m$.

Bien que les écoulements incidents ressentis par les deux disques soient très similaires, quelques différences notables existent entre les deux sillages générés. En effet, la plus importante différence se situe certainement au niveau du développement du sillage. Les déficits de vitesse sont relativement comparables, mais le sol influence de façon importante le sillage dans le cas du mât le plus petit. Dans le cas $H_{hub} = 58m$ le sillage touche le sol beaucoup plus tôt que pour $H_{hub} = 80m$. Dès $x = 2D$, un déficit de vitesse est observé au point de mesure z/D le plus bas, ce qui n'est pas le cas pour $H_{hub} = 80m$.

De la même façon que pour les deux études paramétriques précédentes, la figure 9.9 montre les profils verticaux d'écart-type des vitesses fluctuantes longitudinales adimensionné. Les résultats obtenus pour le cas $H_{hub} = 58m$ mettent en exergue l'état chaotique de la turbulence, accentué par la présence du sol. Il n'est plus de tout question de repérer le pic de turbulence dans la partie basse du sillage, complètement noyé dans une turbulence d'environ 25% proche du sol. Le pic dans la partie supérieure est lui aussi bien difficilement discernable. Nous verrons que l'étude de l'intensité de turbulence plutôt que des vitesses

fluctuantes permettra de préciser les choses.

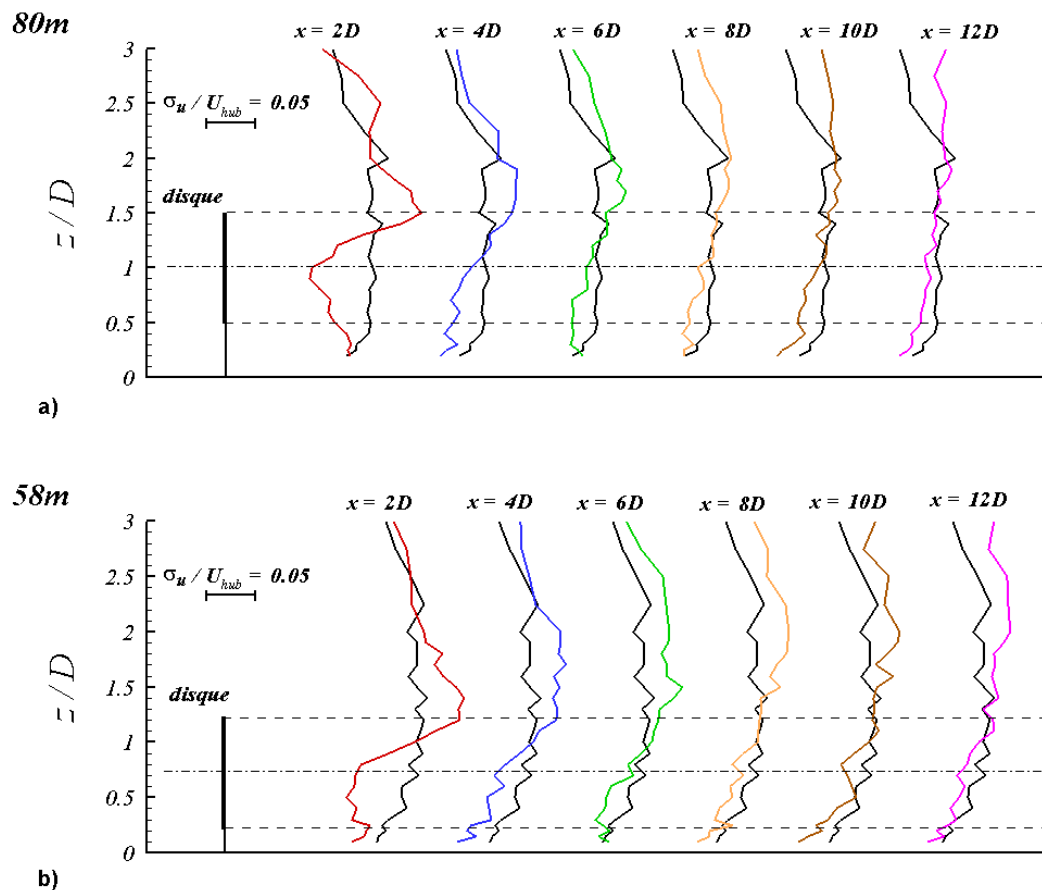


FIG. 9.9 – Profils verticaux de l'écart-type des vitesses fluctuantes adimensionné, dans *CLA1*. a) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 80m$. b) mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 58m$.

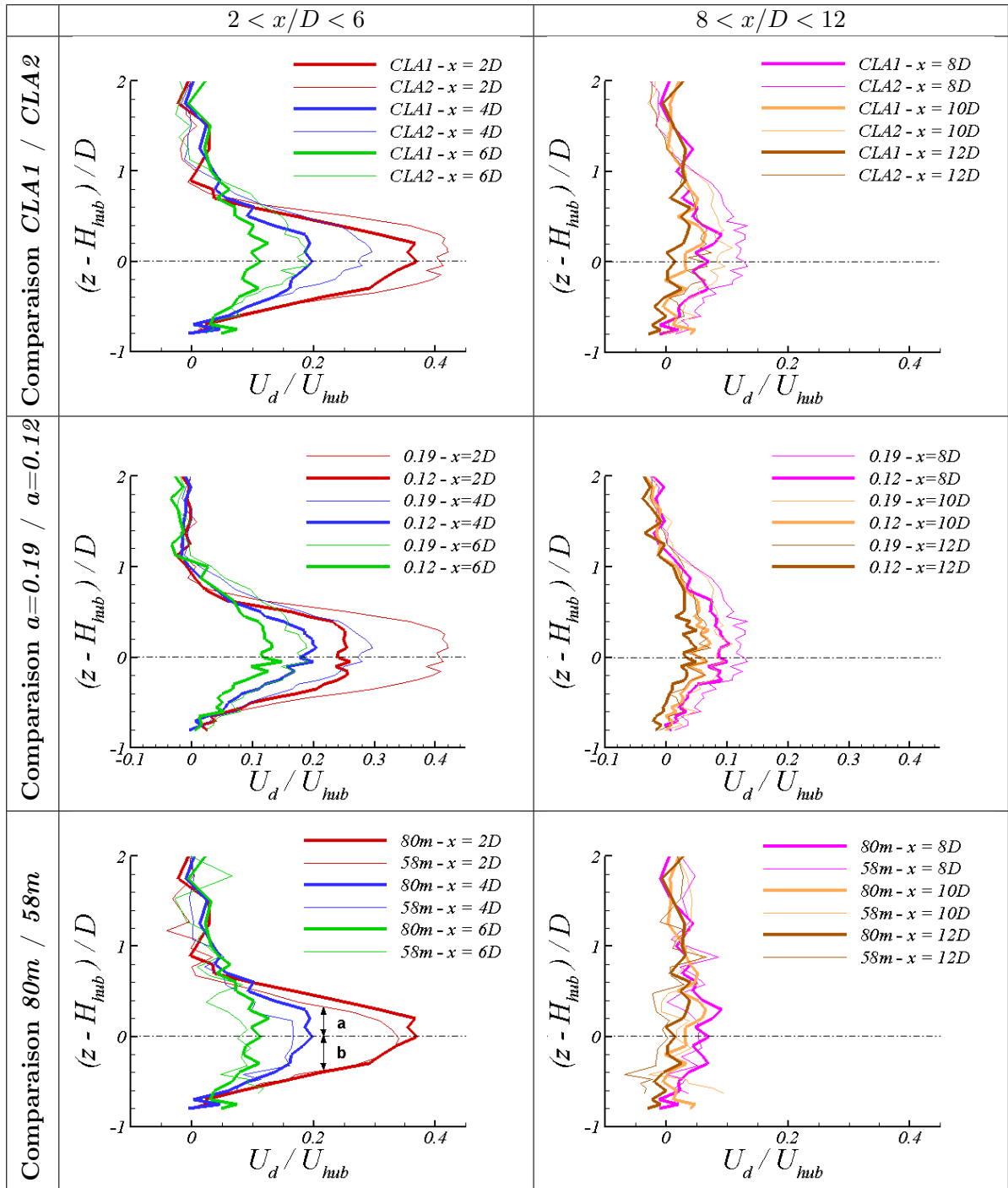
9.3 Interprétations des résultats

9.3.1 Vitesses moyennes

Nous avons vu dans le paragraphe 3.1 qu'une éolienne en écoulement uniforme (sans couche limite) possède un sillage dont la distribution des vitesses moyennes est axisymétrique. A cause du gradient vertical de vitesse (et de la présence du sol), on peut voir sur les figures 9.3, 9.5 et 9.8 que ce n'est plus le cas en écoulement de CLA.

Le tableau 9.2 recense les résultats des études paramétriques précédentes, en comparant les profils verticaux de déficits de vitesse adimensionnés (équation (9.1)).

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS



TAB. 9.2 – Comparaisons des déficits de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés, mesurés à différentes positions en aval des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$, dans les différentes configurations étudiées.

Pour plus de clarté, les mesures entre $x = 2$ et $6D$ sont séparées de celles entre $x = 8$ et $12D$. L'indication d'altitude est adimensionnée sous la forme $(z - H_{hub})/D$ afin que tous les profils soient comparables entre eux, et en particulier avec le cas $H_{hub} = 58m$.

En traçant les profils de déficit de vitesse, on obtient des courbes relativement axisymétriques. La forme globale des tracés est très semblable à celle de la littérature (Luken et Vermeulen [66], Crespo *et al.* [25], Vermeulen [113]) présentée sur la figure 3.5 au paragraphe 3.2.1. Toutefois, selon Talmon [95], l'axe de symétrie du déficit de vitesse est légèrement décalé sous l'axe du rotor (voir figure 3.5, paragraphe 3.2.1). L'explication apportée par Crespo *et al.* ([25]) est que ce décalage est dû au cisaillement dans l'écoulement amont et à la présence du sol.

Chamorro et Porté-Agel [21], dans une récente publication (2009), montrent à partir de mesures en soufflerie sur un modèle d'éolienne rotative, que ce décalage s'estompe quand la CLA se développe au dessus d'un terrain moins rugueux. Les auteurs expliquent alors qu'une CLA moins rugueuse présente un profil vertical de vitesse moyenne plus uniforme et que la distribution verticale des déficits de vitesse tend alors à ressembler à la distribution parfaitement axisymétrique observée en écoulement homogène.

A cause des forts taux de turbulence et de la dispersion des mesures qui en découle, aucune remarque pertinente ne peut être apportée à ce sujet à partir de nos mesures : on ne peut remarquer de différences entre *CLA1* et *CLA2*. Toutefois, dans le cas $H_{hub} = 58m$, on peut noter que l'axe de symétrie du tracé de déficit de vitesse à $x = 2D$ est légèrement décalé vers le sol ($a < b$ - figure en bas à gauche du tableau 9.2). Dans cette situation, le disque est placé dans les couches les plus basses de la CLA modélisée, c'est-à-dire dans la partie proche du sol où la non uniformité de l'écoulement incident est la plus importante.

Décroissance du déficit de vitesse dans le sillage : comparaison avec la littérature

Nous avons vu en 2.1 que la théorie du disque de Froude définit une vitesse moyenne de l'écoulement dans le sillage selon :

$$U_{sillage} = (1 - 2a)U_{\infty}$$

La figure 9.10.a) schématise le fait que, selon cette théorie simplifiée, le sillage du disque est considéré comme se développant à l'infini, sans expansion radiale ni perte de vitesse avec la coordonnée longitudinale x . La vitesse moyenne $U_{sillage}$ est alors constante dans le sillage et le déficit de vitesse s'écrit :

$$\frac{U_d}{U_{\infty}} = \frac{U_{\infty} - U_{sillage}}{U_{\infty}} = 2a \quad (9.3)$$

Pour un disque réel, cette hypothèse d'invariance avec la coordonnée x n'est pas vérifiée : la figure 9.10.a) montre que le déficit de vitesse réel atteint un maximum dans le sillage, avant de diminuer avec x . Nous verrons que la position de ce maximum de déficit de vitesse dépend en particulier des conditions d'écoulement amont.

De la même manière, selon la théorie de Froude, le déficit de vitesse dans le sillage est uniforme dans toute section. La figure 9.10.b) compare cette théorie avec le schéma d'un

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

profil de déficit de vitesse réel. Sur ce dernier, il existe un gradient de vitesse à la périphérie du sillage et, dans une section du sillage, le déficit de vitesse atteint un maximum en une position z donnée.

Par conséquent, la valeur théorique du déficit de vitesse ($2a$), peut être recherchée dans le cas de nos mesures en CLA selon l'approximation présentée par l'inégalité (9.4).

$$\max_x \left(\max_z \left(\frac{U_d(x, z)}{U_{hub}} \right) \right) \leq 2a \quad (9.4)$$

avec $U_{hub} = U(x = 0D, z = H_{hub})|_{sans\ disque}$.

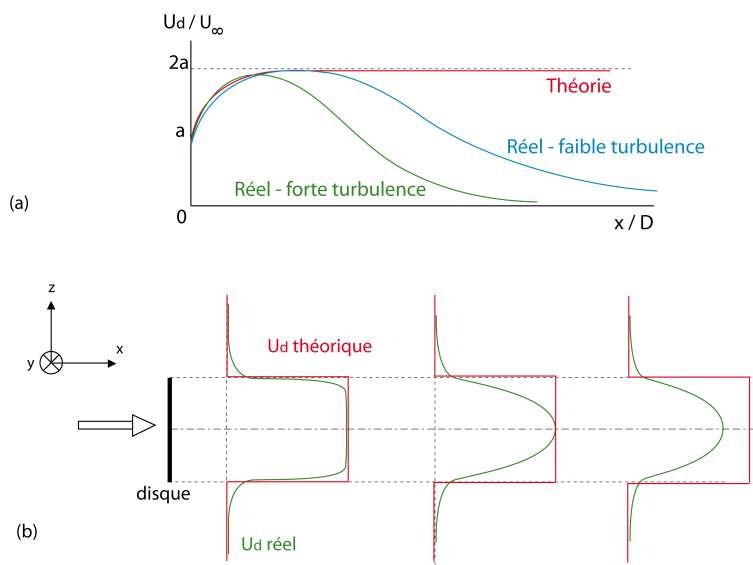


FIG. 9.10 – Comparaison schématisée entre un déficit de vitesse réel et le déficit de vitesse de la théorie de Froude.

Pour les disques utilisés ($a = 0.19$ et $a = 0.12$), les maxima de déficit de vitesse valent au mieux $U_d/U_{hub}|_{max} \approx 0.38$ et $U_d/U_{hub}|_{max} \approx 0.24$, respectivement.

La comparaison des sillages dans *CLA1* et *CLA2* se faisant sur le disque $a = 0.19$, on peut remarquer en $x = 2D$, que le déficit de vitesse atteint dans *CLA2* tend vers le maximum théorique alors que ce n'est pas le cas dans *CLA1* à la même position. Ce maximum est alors certainement atteint pour une distance x inférieure à $2D$, donnant une première indication sur la vitesse de décroissance du sillage en fonction de la rugosité de la CLA.

Le cas du disque $a = 0.12$, étudié dans *CLA2*, fournit la même indication que pour le disque $a = 0.19$ dans *CLA2*, étant donné que le maximum de déficit de vitesse de 0.24 est aussi atteint en $x = 2D$.

Enfin, la comparaison des hauteurs de moyeu sur un disque $a = 0.19$ dans *CLA1* indique qu'en $x = 2D$ le maximum de déficit de vitesse atteint est inférieur quand le moyeu est placé plus bas.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Afin d'étudier l'évolution des amplitudes des sillages, comparons nos mesures en soufflerie avec les deux expressions empiriques (3.1) et (3.2), présentées dans le paragraphe 3.2.1 de la partie bibliographique. Ces expressions expriment les déficits de vitesse à hauteur de moyeu, sous la forme :

$$\frac{U_d(x, z = H_{hub})}{U_{hub}} = A \left(\frac{x}{D} \right)^{-n} \quad (9.5)$$

$$\frac{U_d(x, z = H_{hub})}{U_{hub}} = C_2 \ln \left(\frac{t_0}{t} \right) + C_T \quad (9.6)$$

avec :

A et n des constantes telles que $1 < A < 3$ et $0.75 < n < 1.25$.

$$t_0 = C_1 \frac{1}{f_R} \ln \left(\frac{H_{hub}}{z_0} \right) \frac{D}{2H_{hub}}.$$

$$t = x/U_{hub}.$$

f_R : fréquence de rotation du rotor.

z_0 : longueur de rugosité.

H_{hub} : hauteur de moyeu de l'éolienne.

C_T : coefficient de poussée de l'éolienne.

C_1 et C_2 des constantes prises respectivement égales à 1 et 0.4 dans [69].

Aucune indication n'est fournie quant aux conditions d'application de l'expression (9.5). Celle-ci paraît donc assez imprécise dans la mesure où les plages de valeurs relatives aux deux constantes A et n peuvent aboutir à des évolutions du déficit de vitesse assez différentes. La figure 9.11 présente par exemple deux courbes tracées en prenant les valeurs extrémales de A et n : pour la courbe rouge, $A = 1$ et $n = 1.25$, pour la courbe bleue $A = 3$ et $n = 0.75$. Comparé à l'évolution du déficit de vitesse présentée sur la figure 9.10, il apparaît que cette formulation n'est valable qu'à partir d'une certaine distance en aval du disque, sans que celle-ci soit déterminée par les auteurs.

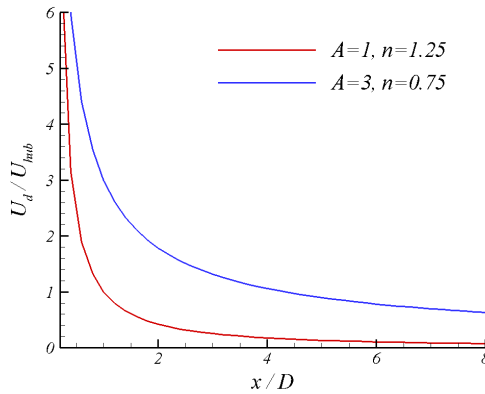


FIG. 9.11 – Limitation du modèle empirique d'évolution du déficit de vitesse de Magnusson et Smedman [68].

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

La seconde expression présentée (9.6), est formulée à partir de mesures de terrain dans le sillage de différentes éoliennes (Magnusson et Smedman [69]). Les auteurs précisent que celle-ci s'applique dans la région de proche sillage ($x \leq 4D$). Les constantes C_1 et C_2 sont déterminées empiriquement telles que $C_1 = 1$ et $C_2 = 0.4$.

Cette formulation peut aussi s'écrire en fonction de x/D sous la forme de l'expression (9.7), ce qui permettra de la comparer à nos mesures en soufflerie.

$$\frac{U_d(x, z = H_{hub})}{U_{hub}} = C_T + C_3 - C_2 \ln\left(\frac{x}{D}\right) \quad (9.7)$$

où $C_3 = C_2 \ln\left[C_1 \frac{1}{f_R} \ln\left(\frac{H_{hub}}{z_0}\right) \frac{U_{hub}}{2H_{hub}}\right]$ est une constante.

Les figures a), b), c), d) et e) du tableau 9.4 représentent les déficits de vitesse adimensionnés mesurés à hauteur de moyeu, à différentes positions x/D , dans, respectivement :

- le sillage du disque $a = 0.19$ dans *CLA1*.
- le sillage du disque $a = 0.19$ dans *CLA2*.
- le sillage du disque $a = 0.12$ dans *CLA1*.
- le sillage du disque $a = 0.12$ dans *CLA2*.
- le sillage du disque $a = 0.19$ dans *CLA1*, avec un mât de 58m.

Dans chaque cas, les mesures sont comparées aux expressions (9.5) et (9.7).

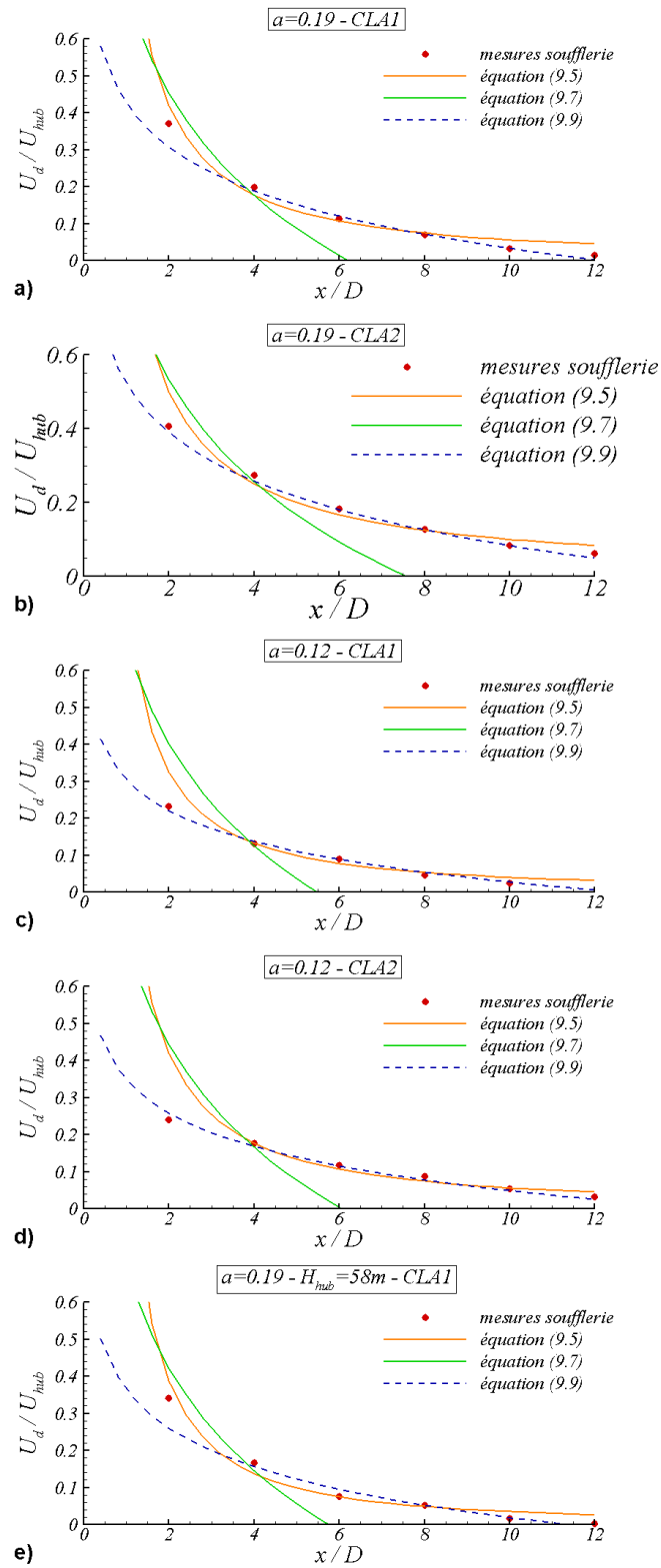
Les coefficients A et n de l'expression (9.5) sont déterminés selon la méthode des moindres carrés afin de correspondre au mieux aux mesures. De la même manière, pour comparer nos mesures à l'expression (9.7), le coefficient C_2 est fixé à 0.4 comme préconisé dans [69], et la constante C_3 est déterminée selon les moindres carrés.

Ces coefficients déterminés dans chacune des configurations étudiées en soufflerie, sont présentés dans le tableau 9.3.

a	C_T	CLA	H_{hub}	A	n	C_3
0.19	0.62	<i>CLA1</i>	80m	1	1.25	0.11
0.19	0.62	<i>CLA2</i>	80m	1	1	0.19
0.12	0.42	<i>CLA1</i>	80m	0.8	1.3	0.26
0.12	0.42	<i>CLA2</i>	80m	1	1.25	0.3
0.19	0.62	<i>CLA1</i>	58m	1.1	1.5	0.08

TAB. 9.3 – Détermination empirique des constantes des expressions (9.5) et (9.7).

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS



TAB. 9.4 – Evolutions longitudinales du déficit de vitesse moyenne. Comparaisons avec la littérature [68], [69].

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Les mesures expérimentales présentent une relativement bonne concordance avec l'expression (9.5). On notera toutefois que, dans les cas $H_{hub} = 58m$ et $a = 0.12$ en *CLA1*, les coefficients A et n ont dû être choisis hors des limites proposées ($1 < A < 3$ et $0.75 < n < 1.25$). Ceci montre une première limite de la formulation (9.5) dans le cas d'une CLA très rugueuse et dans le cas d'une éolienne avec un point de fonctionnement bas.

De plus, dans tous les cas étudiés, il persiste une légère surestimation dans les zones de sillage proche ($x = 2D$) et très lointain ($x = 12D$). Nous avons vu qu'aucune indication n'est fournie sur les conditions d'application de l'équation (9.5), et étant donné que nos modèles d'éolienne n'ont pas pour vocation de reproduire le sillage proche, il n'est pas possible de conclure en $x = 2D$. En revanche, pour le sillage très lointain, cette formulation empirique tend vers une asymptote horizontale, peu réaliste.

Du fait que l'expression (9.7) n'est applicable que pour $x \leq 4D$, les courbes relatives à cette formule sont tracées en choisissant les coefficients C_3 tels que les valeurs prises en $x = 4D$ soient égales aux mesures soufflerie. On peut alors remarquer que la pente imposée par le coefficient $C_2 = 0.4$ est légèrement trop forte par rapport aux mesures dans le sillage du disque $a = 0.19$ (figures a), b) et e)), et que celle-ci surestime assez largement les déficits de vitesse dans le sillage du disque $a = 0.12$ (figures c) et d)).

Remarque : la détermination du coefficient C_3 de façon à ce que les déficits mesurés dans la soufflerie et issus de l'expression (9.7) soient égaux en $x = 4D$, n'a pas d'influence sur l'évolution du déficit de vitesse. En effet, la pente du déficit de vitesse est entièrement pilotée par le coefficient C_2 , et le terme C_3 ne fait que fixer une valeur initiale.

Partant d'une forme logarithmique décroissante, on établit une expression empirique à partir de nos mesures en soufflerie. L'idée est de trouver une loi analogue à l'expression (9.7), valable dans le sillage lointain ($x \geq 4$), et mieux adaptée que l'expression (9.5) au sillage très lointain. Cette expression est de la forme :

$$\frac{U_d(x, z = H_{hub})}{U_{hub}} = K_1 - K_2 \ln\left(\frac{x}{D}\right) \quad (9.8)$$

La figure 9.10 représente le tracé du déficit de vitesse en fonction de x/D comme une fonction décroissante à partir d'une certaine distance en aval du disque. Cette distance correspond à la position x où le maximum de déficit de vitesse est atteint. Notons x_0 cette distance. Dans la suite, seule l'évolution du déficit de vitesse au-delà de x_0 est discutée. En x_0 , le déficit de vitesse maximal atteint vaut environ $2a$ (d'après l'expression (9.4) discutée précédemment).

L'expression (9.8) devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{U_d(x_0, z = H_{hub})}{U_{hub}} &= K_1 - K_2 \ln\left(\frac{x_0}{D}\right) = 2a \\ \Rightarrow K_1 &= 2a + K_2 \ln\left(\frac{x_0}{D}\right) \end{aligned}$$

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Le déficit de vitesse peut alors s'écrire :

$$\frac{U_d(x, z = H_{hub})}{U_{hub}} = 2a - K_2 \ln \left(\frac{x/D}{x_0/D} \right) = 2a - K_2 \ln \left(\frac{x}{x_0} \right) \quad (9.9)$$

L'objectif est donc de déterminer les deux inconnues K_2 et x_0 dans les différentes configurations testées.

Pour les raisons évoquées précédemment sur le sillage proche non reproduit par nos modèles statiques, seuls les points de mesure au-delà de $x = 4D$ sont considérés pour déterminer les coefficients K_2 et x_0 .

Ces coefficients sont déterminés empiriquement (selon la méthode des moindres carrés) afin de correspondre aux points de mesures. Ils sont regroupés dans le tableau 9.5. Les courbes obtenues sont tracées en pointillés sur les figures du tableau 9.4.

a	CLA	H_{hub}	K_2	x_0/D
0.19	CLA1	80m	0.17	1.3
0.19	CLA2	80m	0.19	2.1
0.19	CLA1	58m	0.15	0.9
0.12	CLA1	80m	0.12	1.7
0.12	CLA2	80m	0.13	2.3

TAB. 9.5 – Détermination empirique des constantes de l'expression (9.9).

Les fonctions alors déterminées sous cette forme donnent des résultats intéressants :

- Pour le disque $a = 0.12$, celles-ci reproduisent l'évolution du déficit de vitesse mesuré de $x = 2D$ à $x = 12D$.
- Pour le disque $a = 0.19$, l'évolution est correctement reproduite entre $x = 4D$ et $x = 12D$.

La formulation du déficit de vitesse présentée ici est analogue à l'expression (9.6) :

C_T dans (9.6) et $2a$ dans (9.9) fixent une valeur initiale.

C_2 et K_2 sont liés à la pente de la courbe d'évolution du déficit de vitesse.

t_0 et x_0 sont des paramètres liés respectivement au moment et à la position où le déficit de vitesse commence à décroître dans le sillage.

Ces mesures en soufflerie permettent alors de pointer les limitations du modèle existant :

- traitant de déficit de vitesse, il apparaît plus cohérent d'utiliser le facteur d'induction a plutôt que le coefficient de poussée C_T . En effet, le déficit de vitesse adimensionné est directement lié au facteur d'induction (selon la théorie de Froude $U_d = 2aU_\infty$). Ainsi le déficit de vitesse U_d/U_{hub} est homogène à a , et non à C_T ($C_T = 4a(1 - a)$).
- au regard des valeurs prises par le coefficient K_2 , il semble indispensable de rendre C_2 dépendant des conditions d'écoulement et des caractéristiques de l'éolienne, tout comme l'est le coefficient t_0 ($t_0 = C_1 \frac{1}{f} \cdot \ln(H_{hub}/z_0) \cdot \frac{D}{2H_{hub}}$).

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Bien entendu, les coefficients K_2 et x_0 définis ici sont déterminés pour les cas particuliers étudiés. Cependant, une certaine cohérence découle de ces résultats.

En effet, on note que x_0 (lié à la position longitudinale où le maximum de déficit de vitesse dans le sillage peut encore être mesuré avant qu'il ne décroisse) est plus grand dans *CLA2* que dans *CLA1*. *CLA2* est moins rugueuse, donc moins turbulente, et donc moins diffusive que *CLA1*. Ceci explique que dans *CLA2*, le maximum de déficit de vitesse puisse être repérable à une distance en aval plus éloignée que dans *CLA1*. Moins un écoulement est turbulent et plus longue est cette distance x_0 .

On note également que x_0 est systématiquement plus grand pour le disque $a = 0.12$ que pour le disque $a = 0.19$. Ceci est dû au fait que le déficit de vitesse généré entre l'amont et l'aval du disque $a = 0.12$ est plus faible, que par conséquent les gradients de vitesse à la périphérie du sillage sont moins importants. La turbulence produite par cisaillement diffuse alors moins rapidement les frontières du sillage. Dans un même écoulement, une faible diffusion turbulente à la périphérie d'un disque implique une plus grande zone de sillage proche (le début du sillage lointain est considéré être la position à laquelle la couche cisailée annulaire à la périphérie du sillage a rejoint l'axe du disque - voir figure 9.12).

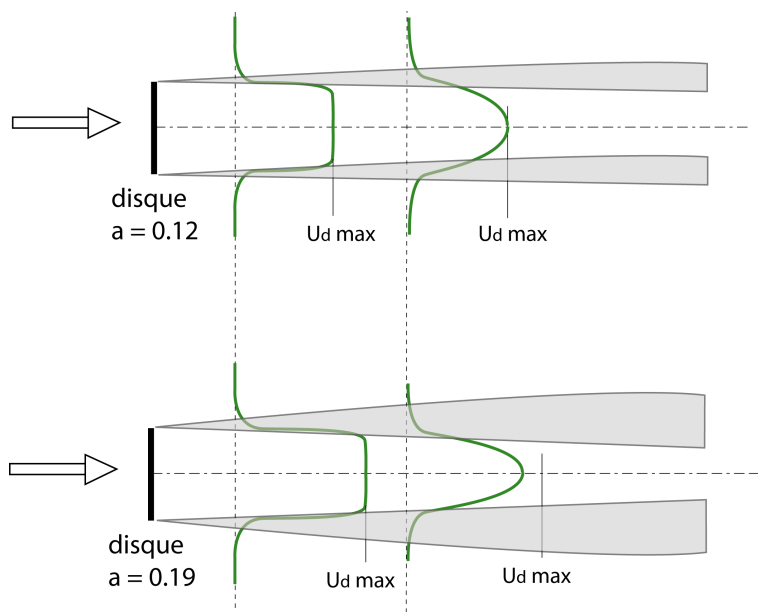


FIG. 9.12 – Schématisation de l'influence de la diffusion sur le profil de déficit de vitesse moyenne.

Enfin, les résultats présentent une décroissance légèrement plus rapide du déficit de vitesse dans *CLA2* que dans *CLA1*, mais surtout plus rapide pour le disque $a = 0.19$ que le disque $a = 0.12$. Comme explicité ci-dessus et sur la figure 9.12, la diffusion turbulente à la périphérie du disque en est la raison probable.

Les coefficients déterminés dépendent du point de fonctionnement de l'éolienne (a) et du type de CLA (par l'intermédiaire de la longueur de rugosité z_0 ou de l'intensité de turbulence à hauteur de moyeu, Iu_{hub}).

L'approfondissement de la loi empirique déterminée (9.9), passe par la détermination de

la dépendance de ces coefficients à "a" et aux caractéristiques de l'écoulement. Pour cela, une très grande multiplication des mesures et des configurations permettrait de dresser des corrélations entre les K_2 , x_0 et tous ces paramètres.

En premier lieu, l'influence de la turbulence et du facteur d'induction sur la distance x_0 peut être étudiée en utilisant la soufflerie de type 'Eiffel'. Plusieurs disques, avec des facteurs d'induction différents, sont à notre disposition et faire varier la turbulence amont est réalisable en utilisant différentes grilles de turbulence.

La dépendance de C_2 avec les paramètres environnants passe nécessairement par une multiplication des essais dans différentes CLA et avec différents disques.

9.3.2 Turbulence

Les propriétés d'axisymétrie en écoulement uniforme sont aussi vraies pour les distributions d'intensité de turbulence dans le sillage. Dans ce cas, une couronne d'intensité de turbulence est observée à la périphérie du sillage proche d'une éolienne (deux pics de même amplitude sur les tracés de profils verticaux), et est principalement générée par le cisaillement entre l'écoulement extérieur et l'écoulement dans le sillage. Le sillage lointain est, quant à lui, associé à une distribution Gaussienne des profils d'intensité de turbulence (paragraphe 3.2). En écoulement de CLA, la distribution d'intensité de turbulence n'est plus du tout axisymétrique, ni de forme Gaussienne dans le sillage lointain (voir paragraphe 3.2.1).

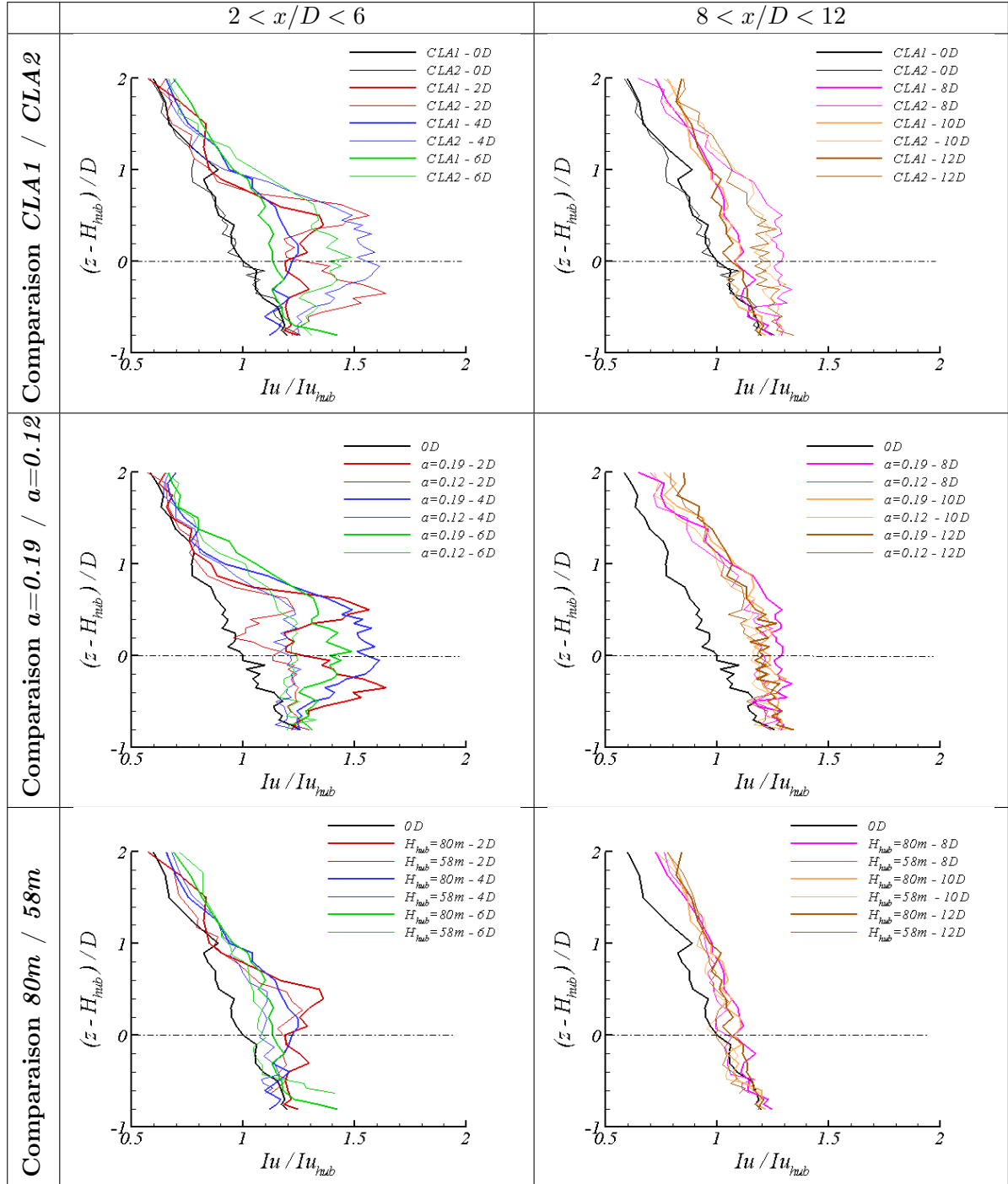
De la même façon que pour l'étude menée sur les déficits de vitesse, le tableau 9.6 recense les résultats des études paramétriques précédentes, en comparant les profils verticaux de l'intensité de turbulence longitudinale, Iu , adimensionnée par l'intensité de turbulence amont à hauteur de moyeu Iu_{hub} . Sous cette forme, les pics de turbulence dans la couche cisailée à la périphérie du sillage sont mieux marqués (comparés aux profils σ_u/U_{hub} présentés en 9.2). Pour plus de clarté, les mesures entre $x = 2$ et $6D$ sont séparées de celles entre $x = 8$ et $12D$.

En $x = 2D$, on retrouve bien la signature caractéristique des vitesses fluctuantes dans le sillage, avec les deux pics dans la couche cisailée annulaire. Ces pics ont déjà disparu à $x = 4D$, et la dissymétrie des profils est bien observée. Dans le sillage plus lointain, la dissymétrie est toujours observée mais la dispersion des mesures rend les interprétations délicates (turbulence élevée).

Dans la comparaison $CLA1/CLA2$, on note que les pics de turbulence sont bien moins marqués dans le cas de la CLA la plus rugueuse ($CLA1$). L'intensité de turbulence amont étant plus élevée dans le cas de $CLA1$, les pics de turbulence sont beaucoup plus noyés dans la turbulence ambiante. Le pic de la partie inférieure n'est pas du tout visible dans $CLA1$.

La remarque est valable pour la comparaison $a = 0.12$ / $a = 0.19$, mais pour d'autres raisons. Ici l'écoulement amont est le même dans les deux cas, et ce sont les caractéristiques des disques qui sont responsables de cette différence d'amplitude des pics de turbulence.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS



TAB. 9.6 – Comparaisons des profils d'intensité de turbulence adimensionnée, mesurés à différentes positions en aval des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$, dans les différentes configurations étudiées.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

La figure 9.13 illustre le phénomène. La différence dans les facteurs d'induction axiaux génère des déficits de vitesse différents. Ainsi, le cisaillement entre l'écoulement extérieur et l'écoulement dans le sillage est plus important pour un fort déficit de vitesse, c'est-à-dire pour un facteur d'induction plus grand. Un cisaillement plus important est synonyme de production de turbulence plus importante.

Par conséquent, plus le facteur d'induction est grand (c'est-à-dire plus les coefficients de poussée C_T et de puissance C_P sont grands), plus les pics de turbulence dans la couche cisailée auront une amplitude importante.

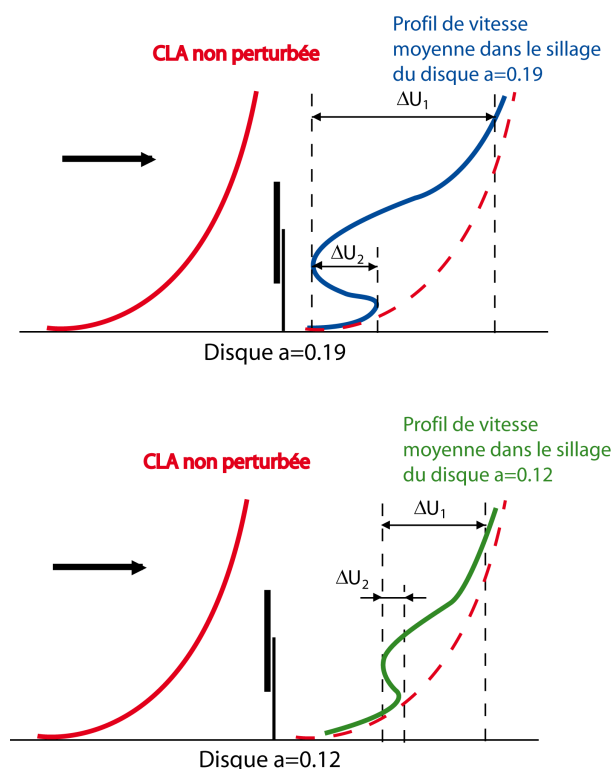


FIG. 9.13 – Comparaisons des profils d'intensité de turbulence adimensionnée, mesurés à différentes positions en aval des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$, dans les différentes configurations étudiées.

Enfin, la comparaison des cas $H_{hub} = 80m$ et $H_{hub} = 58m$ montre une très légère différence dans l'amplitude des pics de turbulence. Difficilement visible pour $H_{hub} = 80m$, le pic de la partie supérieure du profil ne l'est quasiment plus du tout pour $H_{hub} = 58m$. La différence observée est un peu plus marquée que pour les amplitudes des profils de vitesse étudiés précédemment. Le disque $H_{hub} = 58m$, bien que situé plus bas dans la CLA, n'est soumis qu'à très peu de changement des conditions de vent (on passe de 20 à 21% de turbulence amont entre 80m et 58m).

La figure 9.14 résume les observations précédentes en représentant les tracés de vitesses fluctuantes issus de [89] (voir figure 3.6, paragraphe 3.2.1) sur lesquels ont été ajoutées plusieurs courbes.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Les courbes verte, jaune et rouge sont des profils d'intensité de turbulence en CLA, tels que $Iu_{hub} = 20\%$, $Iu_{hub} = 14\%$ et $Iu_{hub} = 8\%$ respectivement. Les tracés rose et bleu schématisent la turbulence générée par le disque $a = 0.19$ et $a = 0.12$ respectivement, quand ceux-ci sont placés dans un écoulement très peu turbulent (tracés réalisés à partir de mesures en $x = 2D$ dans l'écoulement homogène avec une intensité de turbulence $\approx 3\%$ - voir chapitre 6).

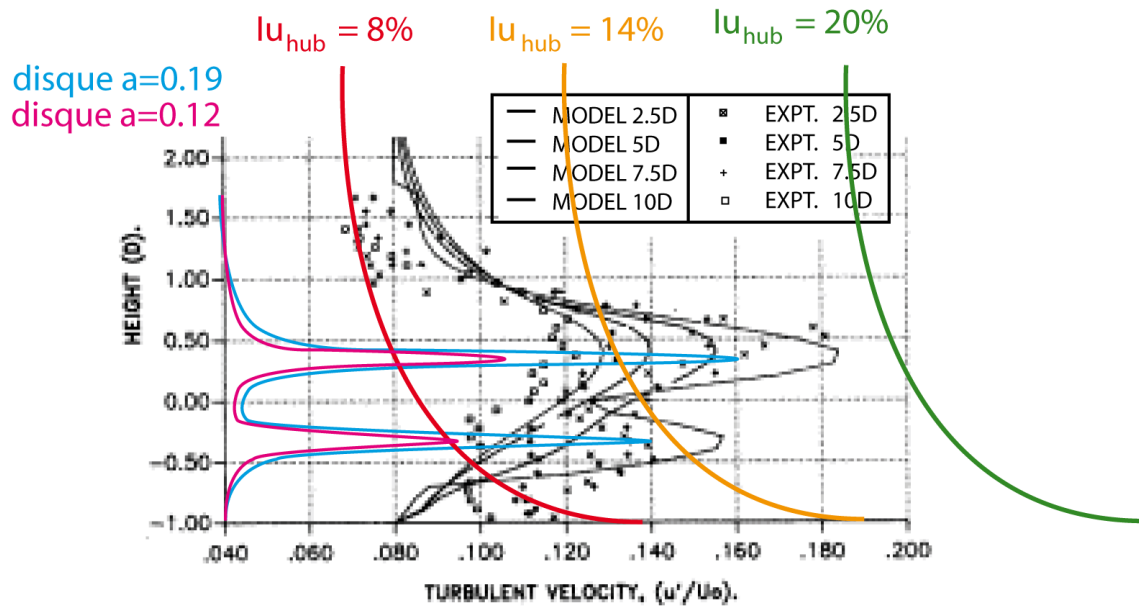


FIG. 9.14 – Représentation schématique de l'influence de la CLA sur la visualisation de la turbulence générée par les disques. Comparaison avec les mesures de Smith et Taylor [89].

Ce schéma permet de comprendre que les pics de turbulence générés dans la couche cisillée du sillage sont plus ou moins discernables en fonction de la CLA et du disque considérés. Ainsi, les pics de turbulence sont d'autant plus noyés dans la turbulence ambiante que le facteur d'induction est faible et que la CLA est rugueuse.

Intéressons nous maintenant à l'amplitude de la turbulence générée à hauteur de moyeu. De la même manière que pour les profils de vitesse moyenne, nous avons vu, dans le paragraphe 3.2.1, qu'il existe des expressions empiriques ou semi-empiriques, permettant d'estimer l'intensité de turbulence générée par une éolienne, à hauteur de moyeu. Cette intensité de turbulence est notée $Iu_+ = \sqrt{Iu_{sillage}^2 - Iu_{hub}^2}$, avec $Iu_{sillage}$ l'intensité de turbulence à hauteur de moyeu, à une position x en aval du rotor et Iu_{hub} la turbulence à hauteur de moyeu dans l'écoulement incident.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Trois expressions sont recensées : la formulation de Crespo et Hernandez [26] est donnée par l'expression (3.5), la formulation de Frandsen et Thøgersen [38] par l'expression (3.6) et celle de Quarton [82] par (3.4). Ces trois expressions sont rappelées ici :

$$[26] : Iu_+ = 0.73a^{0.8325} Iu_{hub}^{0.0325} \left(\frac{x}{D} \right)^{-0.32} \quad (9.10)$$

$$[38] : Iu_+ = \frac{1}{1.5 + 0.3(x/D) \sqrt{U_{hub}}} \quad (9.11)$$

$$[82] : Iu_+ = 4.8C_T^{0.7} Iu_{hub}^{0.68} \left(\frac{x}{x_n} \right)^{-0.57} \quad (9.12)$$

Le terme x_n représente la longueur de la région de proche sillage, estimée entre 1 et $3D$ par Vermeer *et al.* [110]. x_n est pris égal à 1 dans *CLA1* et 2 dans *CLA2* (*CLA2* étant moins rugueuse, donc moins turbulente, la région de sillage proche est nécessairement plus longue).

Dans tous les cas, le point de mesure $x = 2D$ est représenté mais n'est pas considéré. En effet, en se référant aux figures du tableau 9.6, il est clair que les formulations présentées ne peuvent être comparées aux mesures en proche sillage. Dans le sillage proche, les deux pics caractéristiques de la turbulence annulaire périphérique sont associés à de faibles niveaux de turbulence à hauteur de moyeu. Par conséquent, à l'instar de l'expression (9.10), les formulations (9.11) et (9.12) sont nécessairement établies lorsque les profils verticaux ne font plus apparaître ces pics de turbulence, c'est-à-dire dans le sillage lointain. Toutes les expressions ne sont donc représentées que pour $x/D \geq 4$.

La figure 9.15 montre les intensités de turbulence générées dans les différentes configurations, ainsi que les valeurs calculées à partir des trois corrélations citées. Les figures 9.15.a) et 9.15.b) comparent les résultats pour le disque $a = 0.19$ dans *CLA1* et *CLA2*. La figure 9.15.c) montre les résultats pour le disque $a = 0.12$ dans *CLA2* et la figure 9.15.c) concerne le disque $a = 0.19$ avec le mât de 58m placé dans *CLA1*. Les tracés issus de la corrélation de Crespo et Hernandez [26] ne sont représentés qu'à partir de $x = 5D$ car l'équation (9.10) est définie pour $5 < x/D < 15$, $7\% < Iu < 14\%$ et $0.1 < a < 0.4$. Rien n'est précisé concernant les deux autres équations.

Les résultats obtenus à partir des mesures en soufflerie suivent bien la tendance des trois corrélations, ce qui permet de confirmer que, dans le sillage lointain, la turbulence générée par nos modèles statiques est comparable aux gammes de la littérature.

Remarque : la décroissance avec la distance aval est plus faible dans l'expression (3.5) où celle-ci est fonction de $x^{-0.32}$, que dans l'expression (3.4), où elle est fonction de $x^{-0.57}$. A partir de mesures de terrain, il est souvent estimé une décroissance en $x^{-0.37}$ alors qu'en soufflerie, la décroissance est plutôt estimée en $x^{-0.7}$ (Luken [67]). Il est évident que de telles considérations ne peuvent être faites d'une façon aussi générale. Il faut considérer les conditions de CLA influençant fortement la décroissance de la turbulence.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

Pour ce qui est des mesures réalisées ici, on ne peut que noter l'imprécision de ce genre de remarque puisque l'on obtient une décroissance en $x^{-0.62}$ pour le disque $a = 0.19$ dans *CLA1* et des décroissances en $x^{-0.52}$ et $x^{-0.12}$ pour les disques $a = 0.19$ et $a = 0.12$ dans *CLA2*.

En revanche, dans tous les cas, on peut noter que la décroissance de l'intensité de turbulence est plus lente que celle du déficit de vitesse. Des observations de ce phénomène en soufflerie et sur le terrain montrent que pour un déficit de vitesse devenu négligeable vers $10 - 12D$, la turbulence est encore importante et mesurable (Højstrup [48], paragraphe 3.2.1). Cette observation est vérifiée au regard des tracés d'intensité de turbulence du tableau 9.6, en particulier dans *CLA2*, modérément rugueuse.

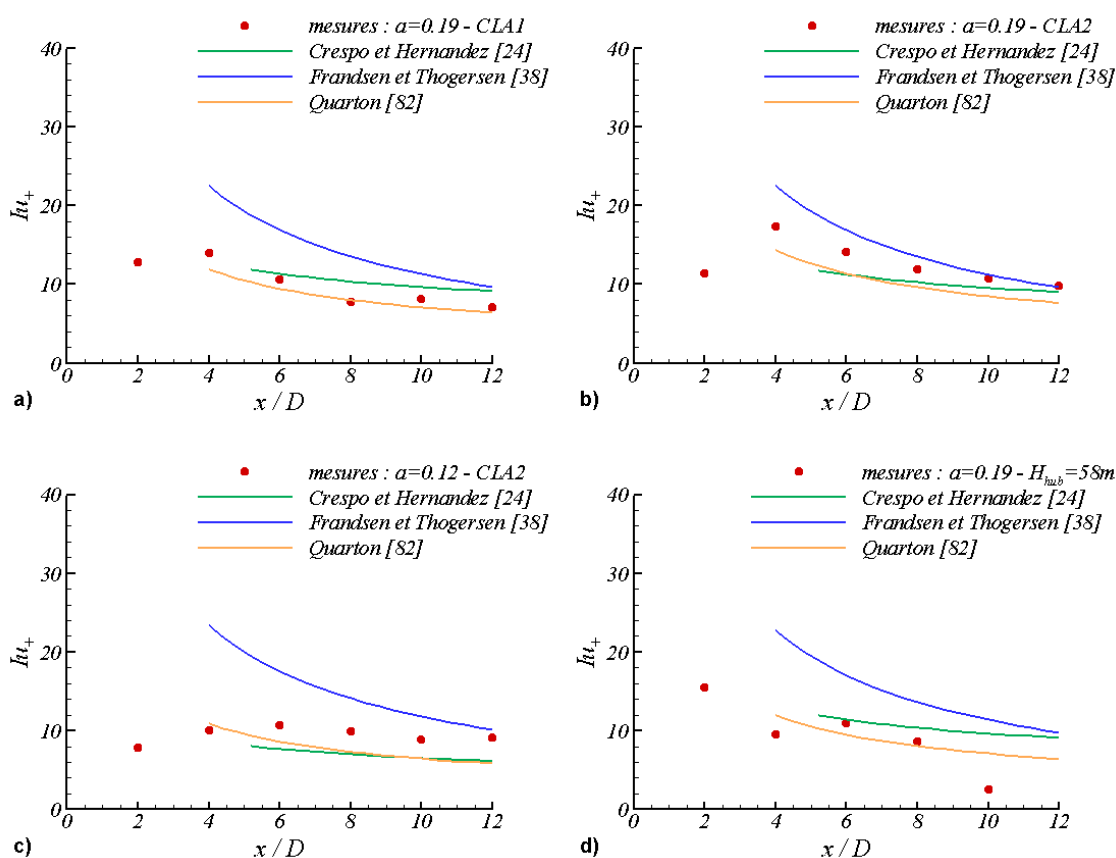


FIG. 9.15 – Comparaison de la turbulence générée par les modèles d'éoliennes utilisés en soufflerie avec les expressions empiriques de Crespo et Hernandez [24], de Frandsen et Thøgersen [38], et de Quarton [82].

Conclusion

Les travaux présentés dans cette partie ont permis de dresser de grandes tendances quant à l'influence de certains paramètres sur le développement du sillage : l'influence du type de CLA, du point de fonctionnement et de la hauteur de moyeu ont été étudiées tour à tour.

9.3. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS

A partir de l'exploitation des résultats, des comparaisons ont été menées avec des lois empiriques issues de la littérature. Deux lois de décroissance du déficit de vitesse ont en particulier été comparées aux résultats de nos mesures en soufflerie. Il ressort de cette comparaison, quelques limitations des modèles existants. Une ébauche de loi empirique est proposée à partir de nos mesures en soufflerie, permettant de prédire l'évolution du déficit de vitesse en fonction de la distance x/D . Cependant, nous avons vu que cette loi empirique, bien qu'amenant quelques précisions supplémentaires sur l'évolution du déficit de vitesse, requiert d'autres études paramétriques pour pouvoir déterminer sa dépendance avec les propriétés de l'écoulement (intensité de turbulence, vitesse amont...) et avec les caractéristiques géométriques du modèle d'éolienne.

Enfin, la comparaison avec les modèles de décroissance de l'intensité de turbulence produite par une éolienne fournit des résultats très similaires. Nous avons néanmoins pu noter qu'il semble exister autant de lois qu'il y a d'auteurs et que l'influence de la turbulence dans l'écoulement amont (i.e du type de CLA) doit être considérée.

Chapitre 10

Éoliennes en situation de dérapage

10.1 Objectifs

Nous avons vu dans la partie bibliographique qu'un rotor en situation de dérapage est une configuration aussi digne d'intérêt qu'elle est complexe. Les vents tournants forcent le rotor à continuellement s'aligner avec la direction des vents dominants : cette situation des vents tournants alliée à la relative lenteur du système de régulation de l'orientation de la nacelle, implique qu'une éolienne se retrouve très souvent en position de dérapage par rapport à la direction principale de l'écoulement incident. Deux points de vue différents ressortent de l'intérêt suscité par cette situation en dérapage : d'un côté la détermination des charges aérodynamiques subies par les pales, et de l'autre la modification du sillage.

Du point de vue des efforts sur les pales, comme explicité précédemment dans le paragraphe 2.4, quand le rotor n'est pas perpendiculaire à la direction principale du vent incident, l'angle d'attaque de chaque pale varie de façon cyclique (de façon non optimale par rapport à leur conception aérodynamique initiale), et par conséquent les efforts subis fluctuent, pouvant causer une fatigue structurelle supplémentaire.

Ce chapitre se concentre sur la modification du sillage, à savoir l'étude de son évolution quand le rotor est en dérapage. Les applications sont alors plutôt axées sur les interactions de sillages dans un parc éolien.

Le paragraphe 2.4 a montré que, en situation de dérapage, le sillage est dévié d'un certain angle χ . Ainsi, même en disposant les éoliennes dans un parc de façon à ce qu'elles interagissent le moins possible entre elles, les interférences sont bien souvent inévitables, en particulier dans des directions différentes de celle des vents dominants. Une bonne connaissance du comportement du sillage d'une éolienne en dérapage est donc intéressante pour tenter d'optimiser le positionnement des éoliennes dans un parc et minimiser leurs interactions mutuelles.

Une vision un peu détournée de celle-ci est aussi envisagée par Parkin *et al.* [81], qui étudient la déflexion du sillage en vue d'optimiser le rendement d'un parc, en mettant volontairement certaines machines en dérapage. L'idée est de contrôler la mise en dérapage d'une éolienne amont et ainsi dévier son sillage de la position d'une éolienne aval. La figure 10.1 représente un schéma de la situation.

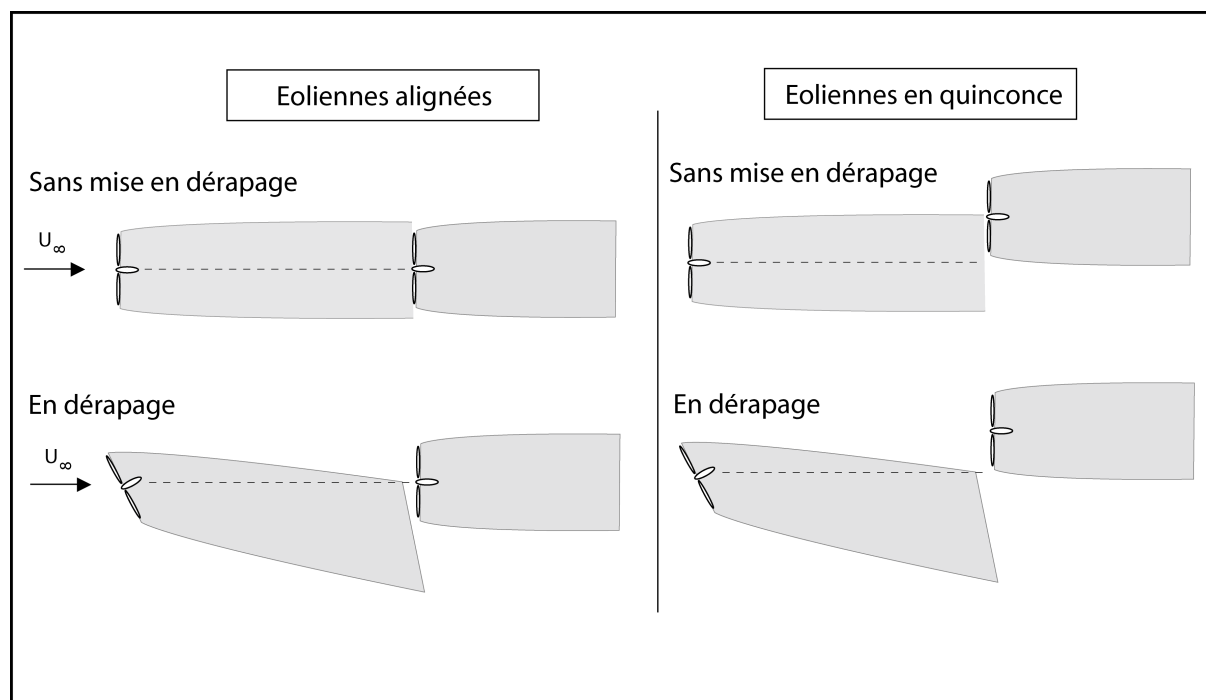


FIG. 10.1 – Schéma de la déviation du sillage d'une éolienne en dérapage et application aux interactions de sillage.

Bien sûr la puissance délivrée par une éolienne diminue avec l'angle de dérapage, mais Parkin *et al.* [81] montrent que pour des angles relativement petits, le gain substantiel de puissance délivrée par une deuxième éolienne, qui se retrouve moins perturbée par le sillage de la première, peut compenser et supplanter la baisse de puissance de la première : en comparaison avec une configuration sans dérapage, la puissance délivrée par la somme des deux éoliennes peut alors être supérieure.

Pour étudier ce phénomène, ils utilisent un modèle d'éolienne bipale en soufflerie (diamètre $D = 180\text{mm}$), dont le facteur d'induction peut être estimé à $a \approx 0.28$. Ils montrent par exemple, en traçant des profils horizontaux de vitesses moyennes, que le sillage d'une première éolienne avec un angle de dérapage $\gamma = 30^\circ$, peut ne pas interagir avec une seconde éolienne, alignée avec la première et placée $4.5D$ en aval. Par contre, le rendement d'une machine possédant un tel angle γ , diminue de façon trop importante pour que le rendement global des deux éoliennes soit amélioré. En positionnant les deux éoliennes en quinconce, il est alors possible de ne pas perturber la seconde éolienne en imposant des angles de dérapage plus petits à la première. Ainsi, pour $\gamma \approx 20^\circ$, si les deux éoliennes sont espacées de $4.5D$ longitudinalement et de $0.4D$ latéralement (figure 10.2), l'écoulement vu par la seconde éolienne est un écoulement non perturbé par l'effet de sillage de la première.

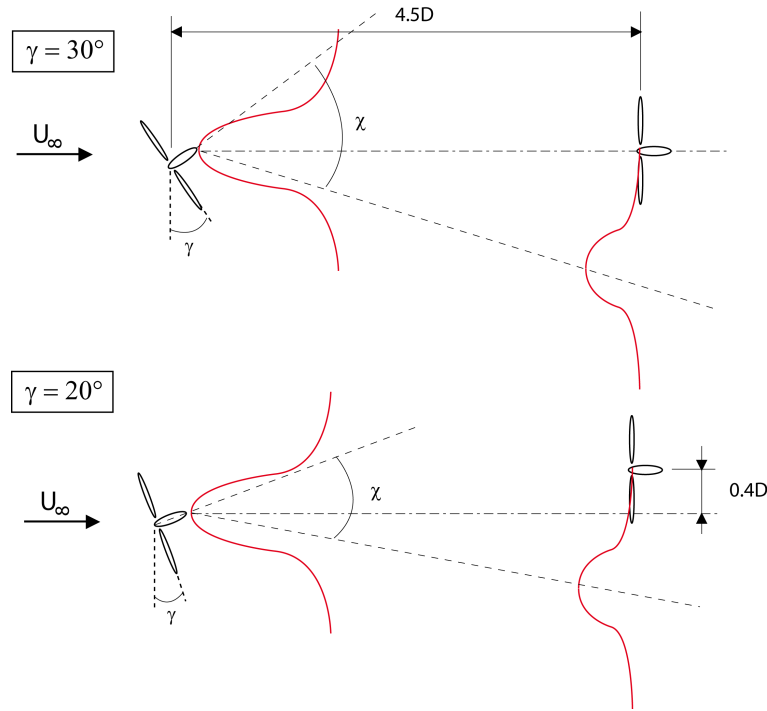


FIG. 10.2 – Schématisation des travaux de Parkin *et al.* : *Active Wake Control*. Amélioration du rendement global d'un parc par mise en dérapage volontaire des éoliennes. D'après [81].

L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est de confronter les résultats de nos mesures en soufflerie avec ceux de Parkin *et al.* [81] ainsi qu'avec d'autres références (Grant *et al.* [44], *Wind Energy Handbook* [115]), en étudiant l'évolution du sillage d'un modèle d'éolienne en configuration de dérapage. Plusieurs situations sont envisagées afin de procéder à des études paramétriques sur l'influence du point de fonctionnement, de l'intensité de turbulence et de la vitesse amont. Ces résultats seront également comparés à la loi empirique présentée au paragraphe 2.4.3, définissant l'angle de déviation en fonction de l'angle de dérapage et du facteur d'induction : $\chi = (1 + 0.6a)\gamma$.

Pour ces essais, on s'affranchit de l'influence de la CLA et les mesures sont réalisées en écoulement homogène, dans la soufflerie de type 'Eiffel', présentée au chapitre 6.

Des modèles d'éoliennes (disques poreux) possédant différents facteurs d'induction sont positionnés à 500mm de la grille de turbulence et au centre de la veine d'essais. Trois disques différents sont utilisés, de facteurs d'induction $a = 0.12$, $a = 0.19$ et $a = 0.29$ (voir caractéristiques tableau 7.3). Tous les disques possèdent le même diamètre $D = 100\text{mm}$. Les mesures de vitesse sont réalisées par anémométrie laser Doppler (LDA¹) et par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV²).

Les protocoles expérimentaux sont présentés en détails dans les annexes C.1.2 et C.3.2 et

¹Annexe A

²Annexe B

10.2. RÉSULTATS ET ANALYSE

permettent de réaliser les mesures dans le sillage des différentes configurations recensées dans le tableau 10.1, jusqu'à 8 à $10D$ en aval du disque. Ce tableau précise également les configurations étudiées par LDA et celles étudiées par PIV.

configuration	Iu_∞	U_∞	a	γ (°)	moyen de mesure
1	3%	$6m.s^{-1}$	0.19	0,10,20,30,40	LDA + PIV
2	12%	$6m.s^{-1}$	0.19	0,10,20,30,40	LDA + PIV
3	12%	$6m.s^{-1}$	0.12	0,10,20,30,40	LDA
4	12%	$12m.s^{-1}$	0.19	0,10,20,30,40	LDA
5	3%	$12m.s^{-1}$	0.19	0,20,40	PIV
6	3%	$6m.s^{-1}$	0.29	0,10,20,30,40	PIV
7	12%	$6m.s^{-1}$	0.29	0,20,30,40	PIV

TAB. 10.1 – Synthèse des configurations pour les études paramétriques menées sur un disque en dérapage.

10.2 Résultats et analyse

Dans un premier temps, nous étudierons les variations du coefficient de puissance C_P en fonction de l'angle de dérapage γ , et nous confronterons les résultats à ceux issus des trois méthodes présentées au paragraphe 2.4 (théorème de quantité de mouvement, théorie de Glauert et modèle du tube cylindrique tourbillonnaire).

Par la suite, l'influence du point de fonctionnement de l'éolienne modélisée, l'influence de l'intensité de turbulence amont et l'influence de la vitesse moyenne amont seront étudiées à l'aide des différentes configurations présentées ci-dessus.

Remarque : Le schéma de la figure 10.3 présente les notions de 'partie supérieure' et 'partie inférieure' du disque, ainsi que l'angle de dérapage et la surface projetée utilisés dans la suite.

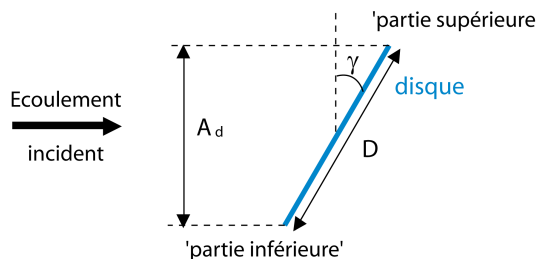


FIG. 10.3 – Schématisation de la surface de projection du disque en dérapage et définition des parties 'supérieure' et 'inférieure' du disque.

10.2.1 Étude du coefficient de puissance d'une éolienne en dérapage : comparaison avec la littérature

Le tableau 10.2 représente les champs de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/U_∞ et les champs d'intensité de turbulence adimensionnée Iu/Iu_∞ , mesurés en $x = 2D$, dans le plan (yz) , selon la configuration n°3 (tableau 10.1). Les tracés en pointillés correspondent à la position du disque sans dérapage ($\gamma = 0^\circ$) et au mât de fixation.

Sur chaque image, on note l'influence du mât qui se traduit par d'importants déficits de vitesse et des niveaux de turbulence élevés aux alentours de $z/D = -0.5$.

L'influence de l'angle γ se remarque par la forme des champs de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence qui prennent une forme de plus en plus elliptique. On peut également noter une augmentation de la turbulence produite par la partie supérieure du disque, et une diminution de la production de turbulence dans la partie inférieure (voir figure 10.3). Cette observation, qui peut s'avérer intéressante dans la perspective de minimisation des interactions dans un parc, est également observable sur les champs PIV d'écart-types des vitesses fluctuantes représentés sur la figure 10.4. Les écarts-types représentés sont mesurés dans le sillage du disque $a = 0.29$, avec une intensité de turbulence amont de 3% et une vitesse amont de $6m.s^{-1}$ (configuration n°6). Le disque est positionné à gauche des images et représenté selon les différents angles de dérapage étudiés. L'écoulement incident vient de la gauche. On peut remarquer que la zone cisailée de la partie supérieure du disque est plus intense que celle de la partie inférieure et que cette différence s'accroît à mesure que l'angle de dérapage γ augmente.

A partir des mesures de vitesse moyenne, il est possible de calculer le coefficient de puissance C_P selon :

$$C_P = \frac{T \cdot U_{disque}}{0.5 \rho U_\infty^3 A_d}$$

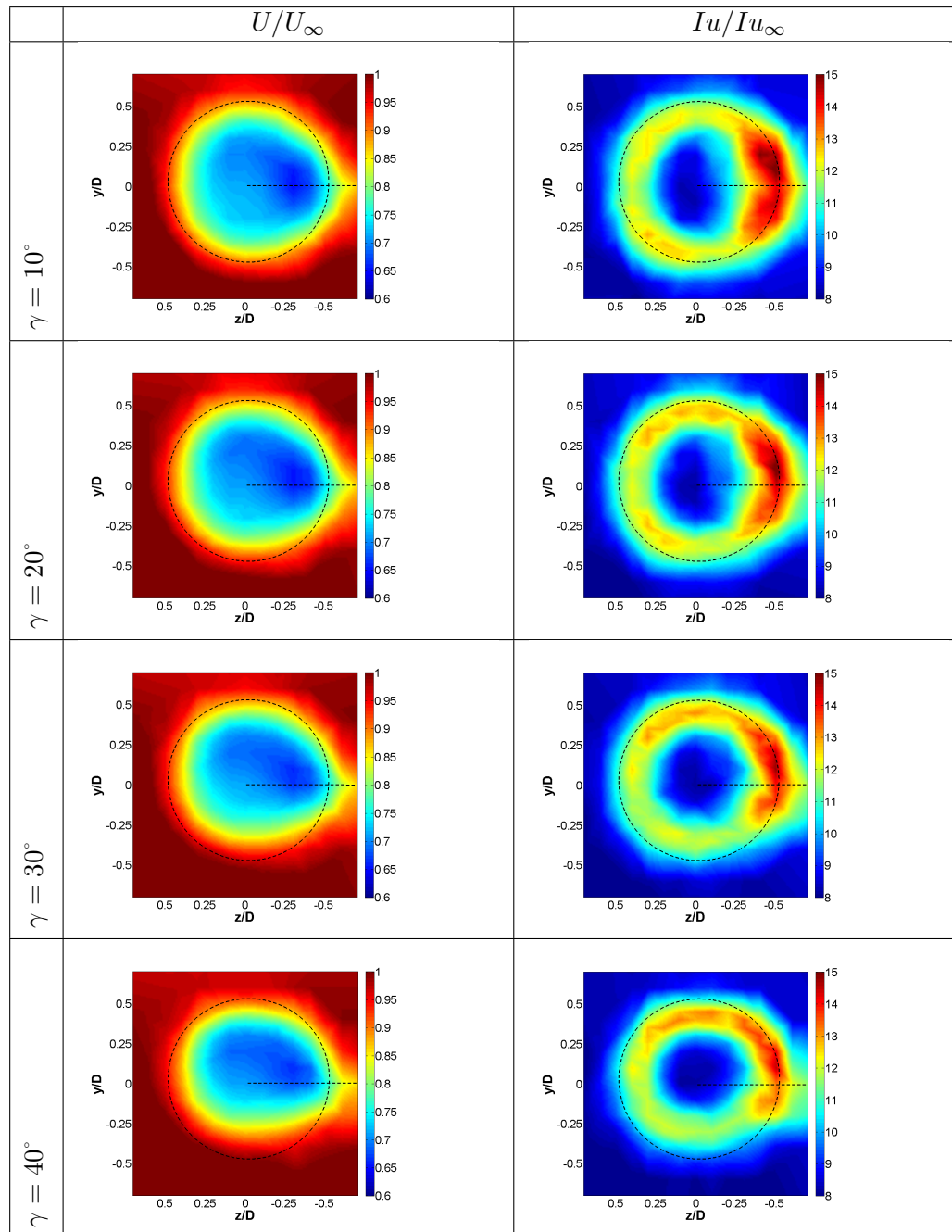
où U_{disque} est la vitesse au disque estimée selon $U_{disque} = 1/2(U_\infty + \min(U(r)))$ (voir paragraphe 7.1.1), et T la poussée calculée selon l'équation (10.1).

$$T = \int \int \rho U(y, z) (U_\infty - U(y, z)) dydz \quad (10.1)$$

Du fait de la mise en dérapage du disque, nous avons vu une déformation du sillage sur les figures du tableau 10.2. Pour être cohérent dans le calcul de C_P , la surface A_d doit donc être la surface du disque projetée sur l'axe vertical y , définie par $A_d = \frac{\pi D^2}{4} \cos \gamma$.

La poussée T est déterminée en intégrant le champ de vitesse sur le tube de courant. Le tube de courant, représentant les frontières du sillage, est ici défini comme la surface à l'intérieure de laquelle la vitesse est inférieure ou égale à 95% de la vitesse extérieure.

Ce coefficient $0.95U_{ext}$ est un critère déterminé empiriquement et appliqué dans toutes les situations où le repérage des frontières du sillage est requis (ce sera notamment le cas dans le traitement des mesures LDA et PIV présenté en 10.2.2).



TAB. 10.2 – Champs de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence adimensionnées mesurés à $2D$ en aval du disque $a = 0.12$. Influence de l'angle de dérapage.

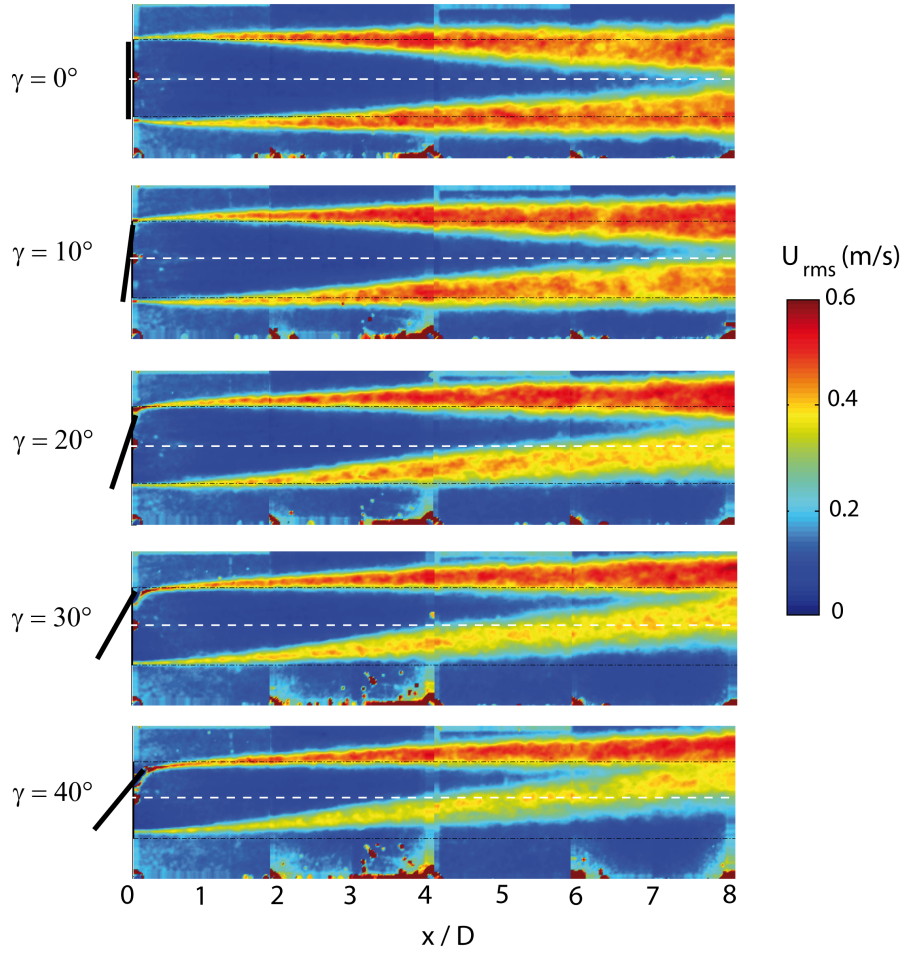


FIG. 10.4 – Champs PIV d'écart-type des vitesses fluctuantes mesurés dans le sillage du disque $a = 0.29$ pour différents angles de dérapage.

La figure 10.5 représente les tracés de C_P calculés à partir des mesures en soufflerie, comparés aux tracés issus des formulations (2.30), (2.33) et (2.36) extraites respectivement du théorème de quantité de mouvement, de la théorie de Glauert et du modèle de tube cylindrique tourbillonnaire (paragraphe 2.4.3). Ces formulations sont rappelées par les expressions (10.2), (10.3) et (10.4).

$$C_P = 4a(\cos\gamma - a)^2 \quad (10.2)$$

$$C_P = 4a(\cos\gamma - a)\sqrt{1 - a(2\cos\gamma - a)} \quad (10.3)$$

$$C_P = \left(4a \left(\cos\gamma + \tan\frac{\chi}{2}\sin\gamma - a.\operatorname{arccos}^2\frac{\chi}{2}\right)\right)(\cos\gamma - a) \quad (10.4)$$

avec $\chi = (1 + 0.6a)\gamma$, l'angle de déviation du sillage, estimé selon l'équation (2.34) issue du modèle de tube cylindrique tourbillonnaire.

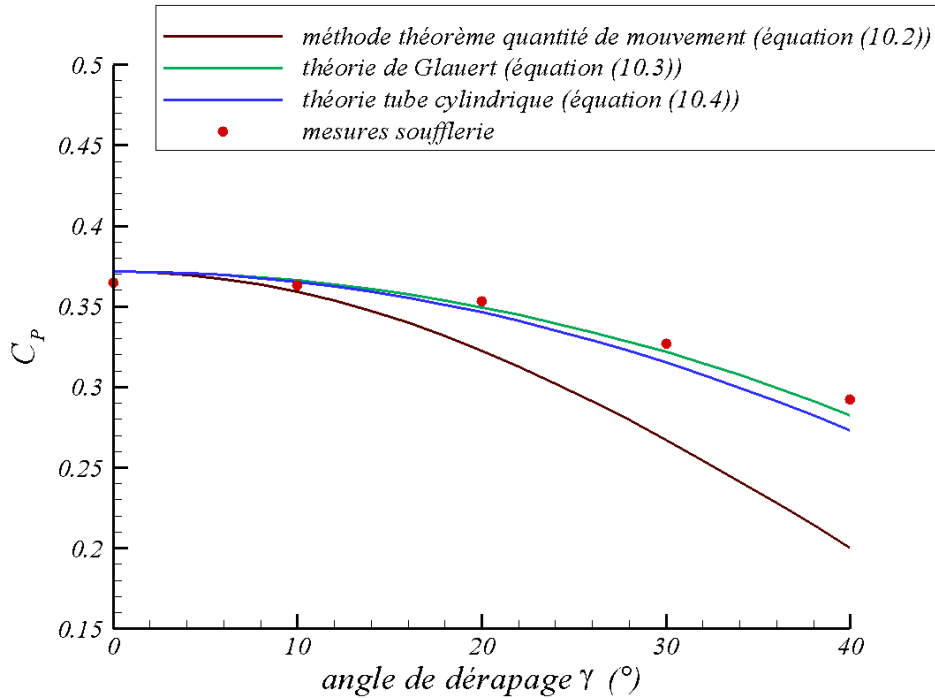


FIG. 10.5 – Comparaisons des coefficients de puissance issus des mesures en soufflerie, du théorème de quantité de mouvement, du modèle de Glauert et du modèle de tube cylindrique tourbillonnaire.

Nos mesures sont très comparables aux théorie de Glauert et du tube cylindrique tourbillonnaire. En revanche, comme nous l'avons vu en 2.4.1, l'application directe du théorème de quantité de mouvement ne semble pas correcte dans ce cas de rotor en dérapage. Le coefficient de puissance est sous-estimé, et cette sous-estimation augmente à mesure que l'angle de dérapage augmente.

Ces résultats permettent de montrer que les coefficients de puissance mesurés à partir de nos modèles sont très proches de la littérature. Ce résultat a préalablement été montré en situation sans dérapage, au chapitre 7, et est confirmé dans cette situation particulière.

Ce résultat légitime l'étude de la déviation de sillage à l'aide de nos modèles.

Qu'en est-il alors de l'évolution des sillages en fonction de l'angle γ ?

La seule loi d'évolution de l'angle de déviation χ est l'expression empirique issue du modèle du tube cylindrique tourbillonnaire :

$$\chi = (1 + 0.6a)\gamma \quad (10.5)$$

Cette relation lie l'angle de déviation à l'angle de dérapage et au facteur d'induction de façon linéaire. N'existe-t-il pas d'autres paramètres influençant cet angle ?

10.2.2 Études paramétriques sur l'angle de déviation

Comme explicité précédemment, les études paramétriques réalisées sur un modèle d'éolienne en dérapage portent sur :

- l'influence de l'intensité de turbulence amont Iu_∞
- l'influence du point de fonctionnement (via le facteur d'induction axial)

Qualitativement, les images obtenues par PIV donnent un premier aperçu de l'influence plus ou moins importante de ces paramètres.

Pour voir l'impact du facteur d'induction et de la turbulence amont, les premières images de la figure 10.6 représentent les champs de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée U/U_{ref} , mesurés dans le sillage des disques $a = 0.19$ et $a = 0.29$, dans des écoulements homogènes tels que $Iu_\infty = 3\%$ et $Iu_\infty = 12\%$ ($U_\infty = 6m.s^{-1}$ dans tous les cas). La vitesse notée U_{ref} est le champ de vitesse moyenne mesuré sans la présence du disque, dans les mêmes conditions d'écoulement. Pour ce qui est de l'influence de la vitesse moyenne de l'écoulement incident, les deux configurations en bas de la figure 10.6 représentent les champs de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée mesurés dans le sillage du disque $a = 0.19$, avec $U_\infty = 6m.s^{-1}$ et $U_\infty = 12m.s^{-1}$ ($Iu_\infty = 3\%$ dans les deux cas).

Sur chacun de ces champs de vitesse, les lignes noires représentent les frontières du sillage repérées selon le critère $0.95U_{ext}$ introduit précédemment en 10.2.1.

En comparant les déviations provoquées par les disques $a = 0.19$ et $a = 0.29$, on peut remarquer que les différences ne semblent pas flagrantes, que ce soit dans l'écoulement avec $Iu_\infty = 3\%$ comme dans celui avec $Iu_\infty = 12\%$. Il en est de même en comparant le cas où la vitesse vaut $U_\infty = 6m.s^{-1}$ de celui où $U_\infty = 12m.s^{-1}$. La turbulence amont semble en revanche avoir une influence plus marquée : le sillage dans l'écoulement le plus turbulent est moins dévié, que ce soit pour le disque $a = 0.19$ ou pour le disque $a = 0.29$.

En outre, une dissymétrie apparaît dans tous les cas présentés sur la figure 10.6, celle-ci augmentant avec l'angle γ . Afin de mieux s'en rendre compte, plusieurs profils de vitesse moyenne longitudinale mesurés dans le plan $x = 2D$ du sillage d'un disque $a = 0.19$ tel que $\gamma = 0, 10, 20, 30$ et 40° sont représentés sur la figure 10.7.

Afin de préciser ces observations, et de les quantifier, on exploite les mesures LDA et les mesures PIV selon les méthodes exposées ci-après, l'objectif étant de repérer la position de l'axe du sillage.

- Les mesures de profils réalisés avec le système LDA sont adimensionnées par une vitesse notée U_{ref} , obtenue en moyennant les vitesses hors sillage (i.e aux positions $-1.5 < y/D < -1.1$ et $1.1 < y/D < 1.5$). Ceci permet d'obtenir une vitesse représentant la vitesse moyenne de l'écoulement sans la présence du disque, en chaque position x/D où sont réalisées les mesures.

Sur chaque profil de vitesse moyenne adimensionnée U/U_{ref} , on applique une méthode utilisée par Parkin *et al.* [81], qui consiste à repérer les bords du sillage définis par les vitesses moyennes inférieures à 95% de la vitesse extérieure (U_{ref}) : ce critère $U/U_{ref} = 0.95$ est consistant à celui appliqué sur les mesures présentées dans la partie précédente pour calculer les coefficients de puissance C_P .

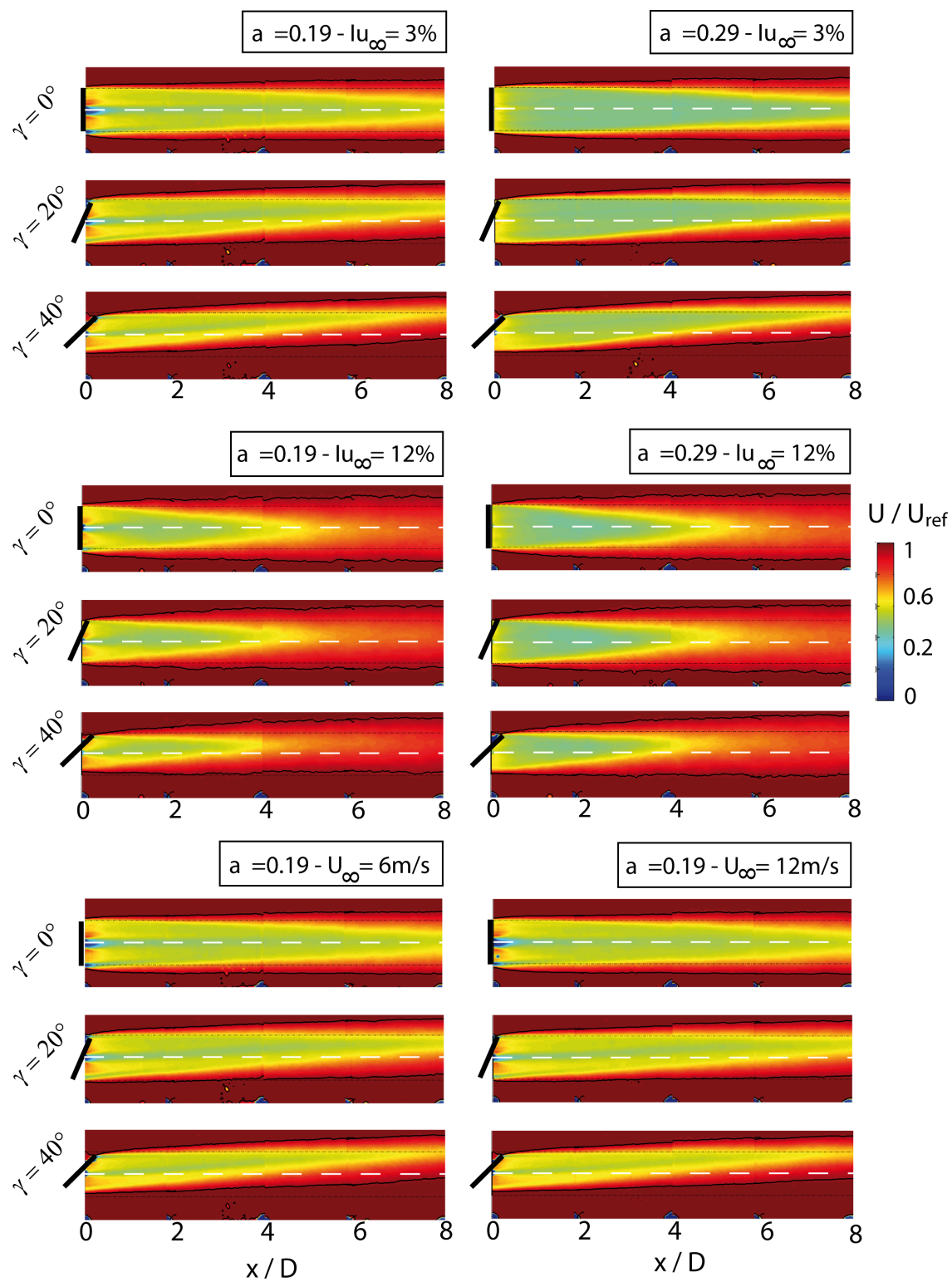


FIG. 10.6 – Champs PIV de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, mesurés dans le sillage du disque $a = 0.29$ pour différents angle de dérapage.

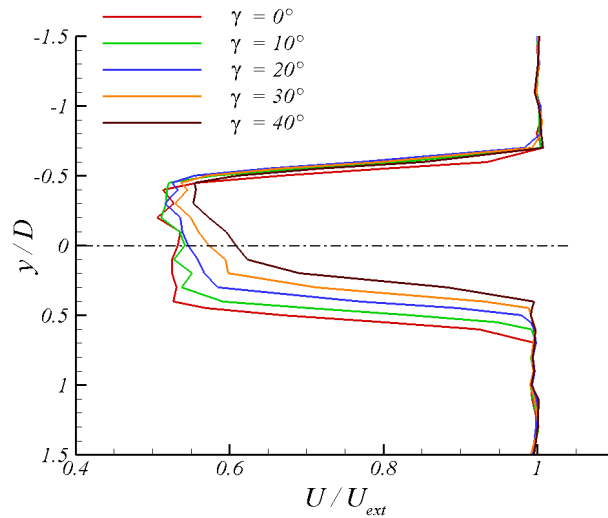


FIG. 10.7 – Mise en évidence de la dissymétrie des profils de vitesse moyenne mesurée en $x = 2D$ dans le sillage du disque $a = 0.19$ pour différents angles γ .

La figure 10.8 représente, de façon schématique, la méthode : une fois les bords du sillage repérés (points A et B), il est possible de déterminer la position de l'axe du sillage, en repérant l'ordonnée de la médiatrice du segment [AB]. Cette opération est répétée pour tous les angles de dérapage γ , pour chaque mesure en une position x/D donnée, et la distance δ est la différence entre l'ordonnée de la médiatrice relative à la mesure pour un angle γ et la mesure pour l'angle $\gamma = 0^\circ$.

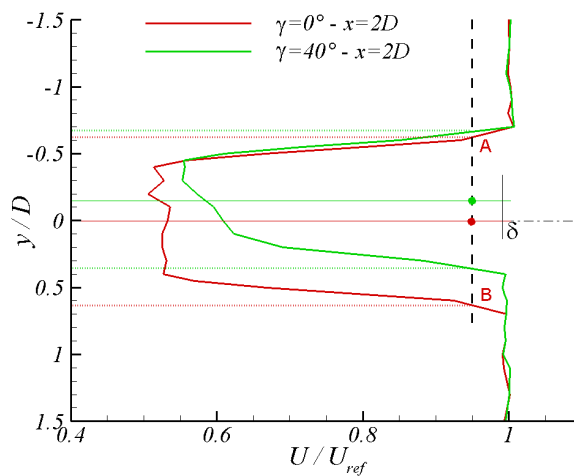


FIG. 10.8 – Explication de la méthode de détermination de l'angle θ à partir des profils de vitesse moyenne obtenus par LDA.

Pour obtenir l'angle de déviation χ , on utilise la relation géométrique présentée sur la figure 10.9, reliant la distance δ à la position en aval $n.D$ ($n = 2, 4, 6, 8, 10$) et à l'angle χ selon :

$$\chi = \gamma + \theta = \gamma + \arctan\left(\frac{\delta}{n.D}\right)$$

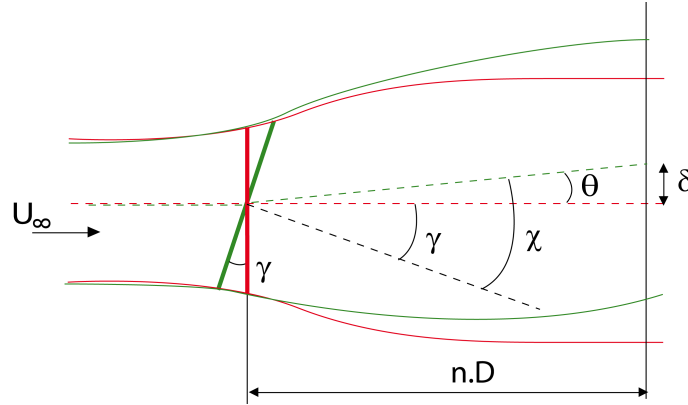


FIG. 10.9 – Représentation des angles de dérapage et de déviation sur un disque et son sillage.

D'après les calculs d'incertitude réalisés dans l'annexe C.1.2, on obtient, dans les différents écoulements étudiés, les précisions de mesure suivantes :

- $Iu_\infty = 3\%$: $\epsilon_U = 4.10^{-3}\%$ $\Rightarrow \epsilon_{U/U_{ref}} = 8.10^{-3}\%$.
- $Iu_\infty = 12\%$: $\epsilon_U = 1,6.10^{-2}\%$ $\Rightarrow \epsilon_{U/U_{ref}} = 3,2.10^{-2}\%$.

L'erreur sur la mesure de la vitesse est donc très faible.

En revanche, la résolution spatiale l'est beaucoup moins. En se référant au protocole expérimental décrit dans l'annexe C.1.2, il est noté que chaque profil est construit à l'aide 31 points de mesures uniformément répartis entre $y/D = -1.5$ et $y/D = +1.5$. De ce fait, un point de mesure est réalisé tous les centimètres. Les profils de vitesse mesurés ont donc une résolution spatiale $\Delta y = 1\text{cm}$ selon l'axe y .

La figure 10.10 propose un schéma expliquant l'erreur alors mesurée en appliquant le critère à 95% de la vitesse extérieure. Le cas présenté sur ce schéma est un cas critique et exagéré pour les besoins de la compréhension.

L'angle α est donné par :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\Delta y}{1 - U/U_{ref}|_{min}}\right)$$

L'erreur sur la mesure de y , en repérant la position $0.95U_{ref}$ sur le profil de vitesse est alors donnée par :

$$\Delta y_{95\%} = \tan\alpha. (0.95 - U/U_{ref}|_{min})$$

La valeur de $U/U_{ref}|_{min}$ étant dépendante du type de disque considéré.

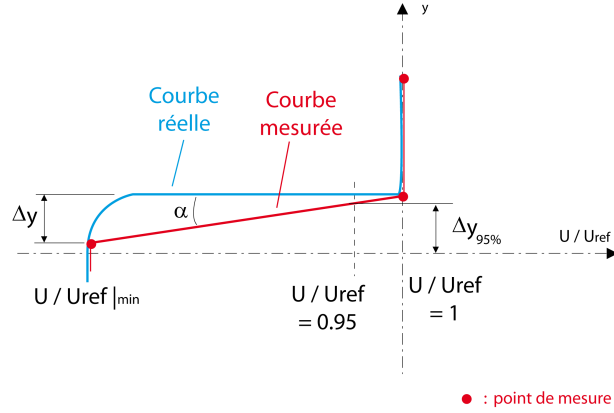


FIG. 10.10 – Schématisation simplifiée du calcul d'erreur sur la détermination de la position y/D . Représentation du cas limite.

On obtient alors :

$$\Delta y_{95\%} = \Delta y \frac{0.95 - U/U_{ref}|_{min}}{1 - U/U_{ref}|_{min}}$$

La détermination de la distance δ étant la différence de deux positions y/D , l'erreur est doublée.

Finalement l'erreur sur la mesure de l'angle θ par LDA est :

$$\boxed{\arctan\left(\frac{\delta - 2\Delta y_{95\%}}{n.D}\right) < \theta < \arctan\left(\frac{\delta + 2\Delta y_{95\%}}{n.D}\right)}$$

A titre d'exemple, considérons le cas du disque $a = 0.19$ dans l'écoulement à $Iu_\infty = 3\%$. $U/U_{ref}|_{min}$ vaut alors environ 0.5. L'angle θ mesuré à $x = 2D$, pour un angle de dérapage $\gamma = 40^\circ$ est alors compris dans l'intervalle :

$$\theta = 4.15^\circ \pm 2.6^\circ$$

La précision du résultat est donc plus que moyenne.

- Comme précisé précédemment, les mesures réalisées par PIV sont également adimensionnées par une vitesse U_{ref} qui est le champ de vitesse mesuré sans la présence du disque. On trace donc les champs de vitesse moyenne adimensionnée U/U_{ref} , et de façon comparable à la méthode employée pour les mesures réalisées par LDA, on cherche à repérer les frontières du sillage telles que $U/U_{ref} = 0.95$. Sur la figure 10.6 sont représentées ces frontières du sillage. Une fois ces dernières repérées, on peut déterminer la position de l'axe du sillage selon une méthode de traitement des images PIV qui sera détaillée dans la partie suivante (où elle est plus largement employée).

Les calculs de précision des mesures présentés en annexe C.3.2 ont montré une erreur quadratique sur la mesure de vitesse moyenne $\epsilon_U \approx 2.2\%$.

La résolution spatiale des mesures PIV est $\Delta y = 2.6mm$ (voir annexe C.3.2).

La méthode de détermination des frontières du sillage est basée sur le même principe, à savoir la détermination des points valant 95% de la vitesse extérieure. Le même calcul que précédemment est alors utilisé.

En reprenant l'exemple du disque $a = 0.19$ placé dans l'écoulement à $Iu_\infty = 3\%$ (les mesures dans ce cas ont été réalisées par LDA et par PIV - voir configuration n°1 dans le tableau 10.1), on trouve que l'angle θ mesuré en $x = 2D$ pour un angle de dérapage $\gamma = 40^\circ$, est compris dans l'intervalle :

$$\theta = 4.8^\circ \pm 0.65^\circ$$

La détermination des angles de déviation en utilisant la mesure par PIV est donc bien plus précise que par la LDA selon le protocole envisagé. Cette constatation a été faite au moment du traitement des données LDA et après avoir réalisé les mesures par PIV. Ces dernières avaient pour principale vocation d'étudier des configurations différentes, et quelques configurations identiques à celles étudiées par LDA selon une deuxième méthode.

Au vu de la précision des mesures par LDA, la plupart des résultats présentés dans la suite sont issus des mesures par PIV.

• **Travaux de Parkin *et al.* [81]**

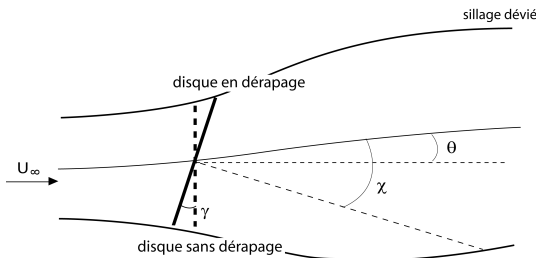


FIG. 10.11 – Définitions des angles considérés.

Le fait d'étudier l'angle de déviation χ , défini comme étant l'angle entre l'axe du sillage et l'axe de rotation du rotor, ne l'information. Parkin *et al.* considèrent alors l'angle de déviation θ , représentant l'angle entre l'axe du sillage et l'axe de rotation du rotor sans dérapage.

Cet angle est alors défini par :

$$\theta = \chi - \gamma = \arctan(\delta/n.D).$$

Dorénavant et jusqu'à la fin de ce chapitre, l'angle de déviation étudié est l'angle θ .

La figure 10.12 est extraite des travaux de Parkin *et al.* [81]. Sur cette figure sont représentées les mesures d'angle de déviation θ pour différents angles de dérapage imposés à leur modèle d'éolienne en soufflerie. Comme précisé dans le paragraphe 10.1 de ce chapitre, ce modèle possède un rotor de diamètre $180mm$ dont le facteur d'induction vaut environ $a = 0.28$ et est placé dans un écoulement faiblement turbulent (aucune précision sur l'intensité de turbulence).

Afin de comparer nos mesures et la méthode de détermination de l'angle de déviation avec ces résultats, on se place dans des conditions similaires. Pour cela, on utilise le disque $a = 0.29$ que l'on place dans l'écoulement le moins turbulence que nous avons

testé ($Iu_\infty = 3\%$). On fait varier l'angle de dérapage et on mesure l'angle de déviation à $x = 2, 4$ et $8D$ en aval du disque.

La courbe représentant l'expression empirique (10.5) (qui prend la forme $\theta = 0.6a\gamma$) pour $a = 0.29$ est également représentée.

Deux remarques peuvent être avancées :

- on constate, sur nos mesures et sur celles de Parkin *et al.*, que l'angle θ ne semble pas varier linéairement avec l'angle γ . En effet, contrairement à la courbe relative à l'expression $\theta = 0.6a\gamma$, on note que les angles croissent moins rapidement pour $\gamma \geq 20^\circ$: la déviation du sillage semble saturer pour de grands angles de dérapage γ .
- au contraire des mesures de Parkin *et al.*, les courbes représentatives d'une position x/D ne sont pas juxtaposées, mais l'angle mesuré tend à diminuer pour de grandes distances en aval du disque.

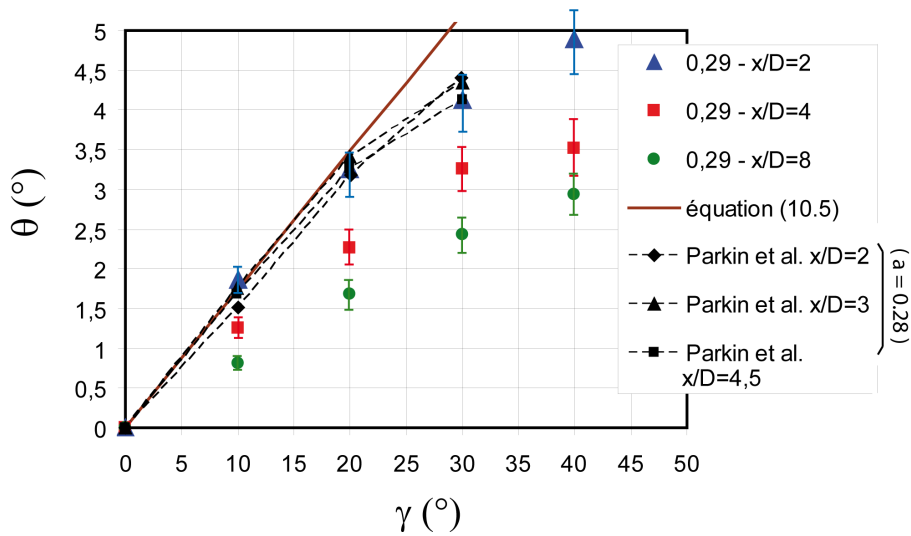


FIG. 10.12 – Angle de déviation en fonction de l'angle de dérapage. Comparaisons de nos mesures soufflerie avec les résultats de Parkin *et al* [81] dans des conditions similaires.

• **Influence de l'intensité de turbulence amont**

La figure 10.13 expose la comparaison des angles de déviation mesurés dans le sillage du disque $a = 0.19$, dans deux écoulements différents, tels que $U_\infty = 6m.s^{-1}$ dans les deux cas mais avec des intensités de turbulence amont valant respectivement $Iu_\infty = 3\%$ et $Iu_\infty = 12\%$ (configurations 1 et 2 du tableau 10.1).

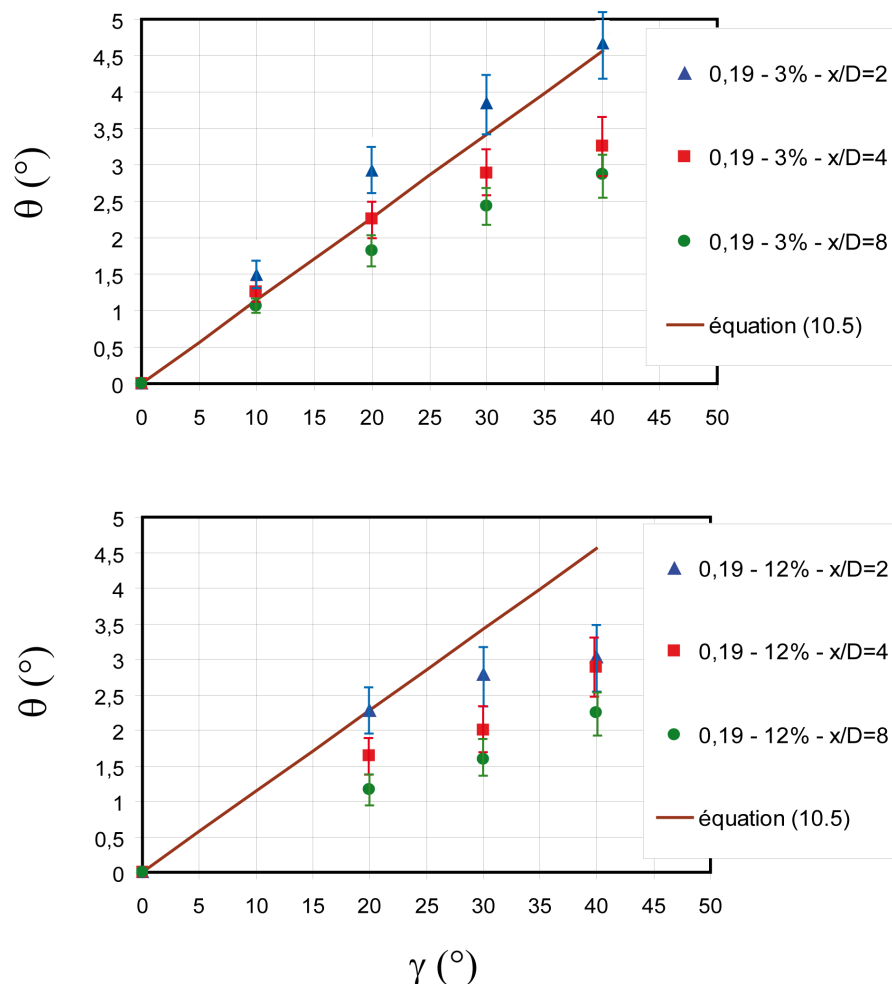


FIG. 10.13 – Angles de déviation mesurés dans le sillage du disque $a = 0.19$ dans les deux écoulements $Iu_{\infty} = 3\%$ et $Iu_{\infty} = 12\%$.

Hormis le fait que l'on semble surestimer légèrement θ pour $x = 2D$ dans l'écoulement à $Iu = 3\%$, on constate surtout une très nette influence de la turbulence amont, puisque la déviation du sillage est quasiment deux fois moindre pour le cas de la turbulence la plus élevée.

Il est également intéressant de noter que, dans le cas de l'écoulement faiblement turbulent, on retrouve une dépendance non linéaire de θ et γ .

De plus, on peut à nouveau remarquer une évolution des tracés avec la coordonnée x/D . Cette constatation tend à montrer que l'écoulement le plus turbulent noie les différences, et qu'il existe une dépendance de θ avec x .

• Influence du point de fonctionnement

Enfin, une comparaison de deux disques différents dans un même écoulement est possible en se référant aux figures 10.12 et 10.13. En effet, dans l'écoulement $Iu = 3\%$, le comportement

du disque $a = 0.29$ a été étudié.

Ainsi on peut constater que les deux courbes issues des mesures en soufflerie suivent bien la loi empirique de θ , du moins pour les premiers x/D . On note également l'influence du facteur d'induction.

Cette étude, couplée à celle sur l'influence de l'intensité de turbulence, permettent de soulever la question de la dépendance de θ avec x , et permet de confirmer la dépendance avec l'intensité de turbulence dans l'écoulement incident. De ce fait, il est nécessaire de prendre en compte ce paramètre dans l'estimation de l'angle de déviation.

Conclusion

Les études paramétriques menées dans une situation de disque en dérapage ont permis de soulever quelques interrogations au niveau de la loi de déviation du sillage communément admise.

Cette loi est une relation linéaire entre l'angle de déviation θ , l'angle de dérapage γ et le facteur d'induction a , de la forme $\theta = 0.6a\gamma$. Le faible nombre des paramètres dont semble dépendre θ nous a amené à réaliser des mesures en faisant varier quelques uns des paramètres principaux (point de fonctionnement, intensité de turbulence amont...) et à mesurer l'angle de déviation pour différents angles de dérapage imposés.

Il ressort de cette étude que l'angle de déviation ne dépend effectivement pas de si peu de paramètres. Le facteur d'induction est le premier, mais l'intensité de turbulence ou encore la distance x en aval du disque influent également sur θ . Par exemple, un fort taux de turbulence de l'écoulement incident réduit les angles de déviation de façon très significative (les essais menés montrent un angle deux fois moindre dans l'écoulement $Iu_\infty = 12\%$ comparé à l'écoulement $Iu_\infty = 3\%$). Un point de fonctionnement plus bas implique également des angles plus petits. Enfin, l'angle θ mesuré diminue avec la distance en aval du rotor.

Finalement, l'angle θ peut s'écrire :

$$\boxed{\theta = f(a, \gamma, x, Iu_\infty)} \quad (10.6)$$

Les résultats montrent également la forme non linéaire de la relation entre θ et γ . Dans l'optique de déterminer une loi traduisant l'évolution de θ , cette non-linéarité complique assurément la tâche.

Quatrième partie

Étude instationnaire d'un sillage
d'éolienne

La partie 3 a présenté divers résultats quant à l'influence de la CLA, du facteur d'induction et de la hauteur de mât sur le développement du sillage de modèles d'éolienne. Ces résultats reposent sur l'étude de sillages moyens, c'est-à-dire que seule une vision stationnaire des phénomènes apparaissant dans les sillages est considérée.

Comme nous l'avons vu dans la partie bibliographique, cette approche phénoménologique stationnaire est aujourd'hui encore la plus fréquemment rencontrée dans l'étude du sillage d'éoliennes, que ce soit via la modélisation physique, la modélisation numérique ou les mesures de terrain. Dans ce cas, les principaux enjeux sont l'étude des déficits de vitesse et de la production de turbulence au passage du rotor. L'étude des déficits de vitesse est importante en termes de pertes de puissance (rendement) tandis que l'étude de la production de turbulence est utile au niveau de la fatigue structurelle subie par une éolienne située dans le sillage d'une première.

Néanmoins, à partir du moment où l'on considère les interactions de sillages d'éoliennes, cette vision stationnaire n'est capable de prendre en compte qu'une partie des phénomènes. En effet, il n'est pas rare de constater des écarts assez importants entre les prévisions établies au cours de prospections (évaluation du potentiel éolien et des puissances électriques qui pourront être délivrées par un parc éolien sur un site considéré) et les mesures réalisées une fois que les éoliennes sont implantées. Une partie de ces écarts peut être mise au crédit de l'approche stationnaire utilisée dans l'estimation préliminaire.

En se concentrant sur l'aspect instationnaire du sillage d'une seule éolienne, nous avons vu dans la partie bibliographique que Taylor *et al.* [97] décrivent des fluctuations de la direction du vent pouvant décaler le sillage de l'axe de symétrie du rotor.

Cette constatation faite à partir de mesures dans le sillage d'une éolienne *Nibe 630kW*, explique les différences qu'ils observent entre leurs mesures de terrain et leurs modélisations numériques basées sur une approche stationnaire.

En suivant le sillage dans le temps, on observe une sorte de battement, traduisant un mouvement aléatoire de l'ensemble du sillage. Ce phénomène est appelé *meandering*. Le schéma de la figure 10.14 montre qu'au contraire d'un sillage considéré comme stationnaire, des décalages de la trajectoire par rapport à l'axe du rotor sont observés. Ce schéma montre également qu'il est très probable que le sillage instantané soit plus étroit que le sillage moyen.

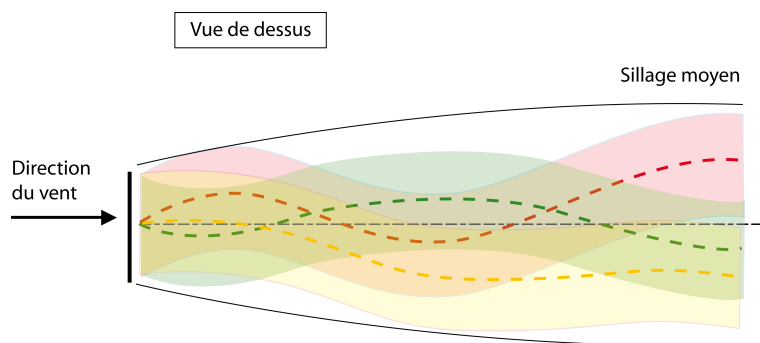


FIG. 10.14 – Représentation schématique d'un sillage moyen et de deux sillages instantanés pris à deux dates différentes.

Ce phénomène de *meandering* est connu depuis longtemps, en particulier dans les domaines de la météorologie et de la dispersion de polluants, mais il n'a fait l'objet que de très peu d'études dans le domaine éolien. De ce fait, ses caractéristiques, et même sa formation, ne sont que très mal connues. Toutefois, comme nous l'avons vu dans la partie bibliographique, deux hypothèses s'affrontent pour expliquer l'origine du *meandering* éolien : la figure 10.15 schématise les deux hypothèses.

- Le détachement tourbillonnaire, comme celui observé dans le sillage d'obstacles pleins, est avancé comme première hypothèse : les instabilités intrinsèques basse fréquence dans le sillage d'une éolienne seraient responsables du battement. Nous avons toutefois vu au paragraphe 3.3.1 qu'une éolienne n'a que peu de chances de se comporter comme un obstacle suffisamment plein pour générer du détachement tourbillonnaire.
- La seconde hypothèse repose sur l'influence des grandes échelles de la turbulence contenues dans un écoulement atmosphérique. Les échelles dont la taille excède celle du rotor ont toutes les chances de pouvoir perturber le sillage dans son ensemble. En écoulement de CLA, les échelles intégrales de la turbulence mesurent plusieurs centaines de mètres, et sont donc bien plus grandes que le rotor d'une éolienne mesurant environ 100m.

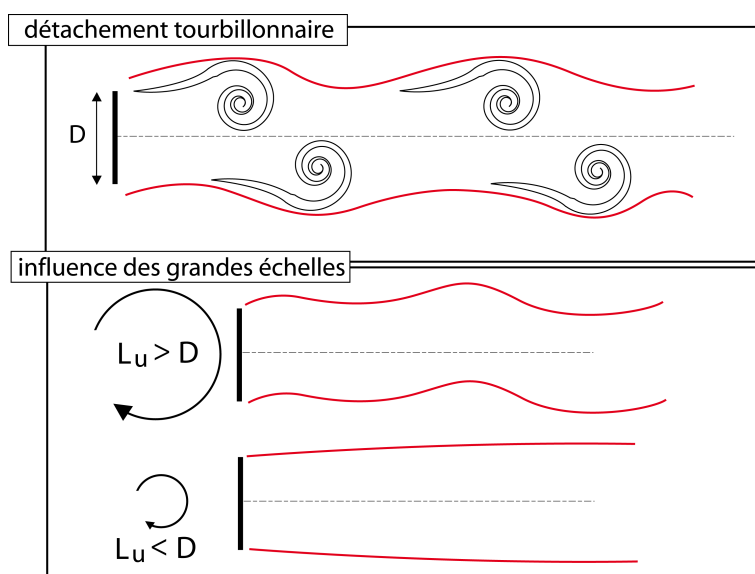


FIG. 10.15 – Schéma du sillage d'un disque plein et du sillage d'un disque poreux.

La partie exposée ici a pour objectif d'étudier ce phénomène de *meandering* d'un point de vue qualitatif afin de mettre en évidence l'influence des grandes échelles de la turbulence atmosphérique, puis d'un point de vue quantitatif afin d'appréhender le développement du sillage.

Ceci est possible en utilisant les protocoles expérimentaux décrits dans les chapitres 5 et 6, puisque les écoulements de CLA modélisés dans la soufflerie 'Malavard' développent des échelles intégrales dont la taille équivaut à plusieurs fois le diamètre du disque, tandis que les écoulements homogènes dans la soufflerie de type 'Eiffel' possèdent des échelles intégrales trois à dix fois plus petites que le diamètre du disque : la comparaison des résultats

dans ces deux souffleries devraient mettre en évidence la présence ou non du *meandering*, et par conséquent, le rôle de la taille des échelles.

De plus, nous avons vu que Cannon *et al.* [17] montrent la disparition du détachement tourbillonnaire dans le sillage d'un disque poreux lorsque la solidité σ est inférieure à une solidité 'limite' (la solidité étant le rapport de la surface frontale 'solide' du disque et de sa surface frontale totale). Cette solidité 'limite' en dessous de laquelle aucun détachement tourbillonnaire n'est observé est située entre 60% et 85%. Les disques poreux utilisés pour les travaux de cette partie, ont une solidité valant 35% ou 45%, et ne peuvent alors générer de détachement tourbillonnaire. Afin de dissocier les phénomènes observés dans le sillage de ces disques poreux du détachement tourbillonnaire, toutes les mesures sont également réalisées dans le sillage d'un disque plein.

Les forts niveaux de turbulence et la non homogénéité de l'écoulement de CLA modélisé rendent difficile l'obtention de signatures explicites des phénomènes étudiés sur les signaux de vitesse mesurés en aval du disque. Par conséquent, un protocole expérimental particulier a été mis en place pour, par comparaison, identifier clairement les signatures sur les signaux et donc les causes du *meandering*. Les résultats présentés dans la suite sont donc des comparaisons entre disque poreux et disque plein (présence ou absence de détachement tourbillonnaire) et des comparaisons entre écoulement de CLA et écoulement homogène (effets des échelles de la turbulence mesurant environ $7D$ dans le premier cas et 0.1 ou $0.3D$ dans le second).

Le premier chapitre de cette partie rappelle brièvement les conditions expérimentales décrites en détails dans les annexes C.2 et C.3, et expose le traitement d'images réalisé à partir des mesures PIV.

Dans un deuxième chapitre, nous traitons le phénomène de *meandering* d'un point de vue temporel, via l'utilisation de l'anémométrie fil chaud.

Enfin, le troisième chapitre permet de quantifier le phénomène observé avec un point de vue spatial grâce à l'utilisation de l'anémométrie par imagerie de particules (PIV).

Chapitre 11

De l'expérimentation aux résultats

Afin d'étudier le phénomène de *meandering*, des raisons de sa formation à son impact sur le développement du sillage, trois disques différents sont utilisés :

- un disque de facteur d'induction $a = 0.12$, de diamètre $D = 0.1m$ (40m en pleine échelle).
- un disque de facteur d'induction $a = 0.19$, de diamètre $D = 0.1m$.
- un disque plein, de diamètre $D = 0.1m$.

Le sillage de ces trois disques est étudié dans un écoulement de CLA se développant au-dessus d'un terrain modérément rugueux (*CLA2* - voir tableau 5.5 pour les caractéristiques), ainsi que dans les deux écoulements homogènes notés 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%' (voir paragraphe 6.3). En écoulement de CLA, deux hauteurs de mât sont étudiées : $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

Des mesures sans la présence des disques permettent également de caractériser les différents écoulements 'non perturbés'.

En CLA, dans le sillage de chacun des trois disques, les mesures sont réalisées dans le plan horizontal ainsi que dans le plan vertical : ceci permet de considérer le développement du sillage, supposé différent horizontalement et verticalement. Dans le cas des deux écoulements homogènes, la symétrie de révolution des écoulements permet de ne considérer qu'un seul plan.

Rappelons que le paramètre le plus important et qui motive la comparaison des mesures en écoulement de CLA et en écoulement homogène, est l'échelle intégrale. Le tableau 11.1 rappelle les échelles intégrales dans les différentes configurations, ainsi que les intensités de turbulence mesurées dans l'écoulement amont (à hauteur de moyeu pour le cas de la CLA).

Remarque : pour les écoulements homogènes, il n'y a pas de notion de hauteur de moyeu puisque la vitesse et l'intensité de turbulence sont par définition homogènes dans l'écoulement incident. La vitesse moyenne et l'intensité de turbulence sont alors notées U_∞ et Iu_∞ , respectivement. De plus, il n'y a pas non plus de notion d'échelle de réduction, contrairement à l'écoulement de CLA, et par conséquent, toutes les grandeurs sont ici indiquées en échelle soufflerie. La correspondance en pleine échelle est notifiée les cas échéant.

	Iu_{hub} ou Iu_{∞}	L_u^x
<i>CLA2</i> - $z = 0.1m$	17%	0.75m (300m en pleine échelle)
<i>CLA2</i> - $z = 0.35m$	12.5%	1m (400m en pleine échelle)
'Homogène - 3%'	3%	0.01m
'Homogène - 12%'	12%	0.03m

TAB. 11.1 – Intensité de turbulence et échelle intégrale dans les différents écoulements considérés.

11.1 Mesures temporelles par anémométrie fil chaud

Le protocole expérimental détaillé pour l'étude temporelle du phénomène de *meandering* est présenté dans l'annexe C.2 : les montages expérimentaux réalisés dans la soufflerie 'Malavard' et dans la soufflerie de type 'Eiffel' sont exposés.

Cette partie ne fait donc que rappeler brièvement l'expérimentation et le traitement des mesures par anémométrie fil chaud.

Pour l'étude temporelle du *meandering*, deux sondes fil chaud à une composante, sont utilisées.

Dans la soufflerie 'Malavard', l'origine de l'axe longitudinal x est fixée à la position du disque (à 13m de l'entrée de la veine), l'origine de l'axe y est sur l'axe de la soufflerie (y au centre du disque), et l'origine de l'axe z est le sol. Au centre du disque on a donc $(x, y, z) = (0, 0, H_{hub})$. Dans la soufflerie de type 'Eiffel', $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ au centre du disque.

Les deux sondes fil chaud sont utilisées afin de mesurer les spectres de puissance spatio-fréquentiels ainsi que les corrélations spatio-temporelles, dans le plan horizontal (xy) et dans le plan vertical (xz).

Pour cela, une des deux sondes est maintenue fixe dans la couche cisailée du sillage tandis que l'autre peut être déplacée transversalement (selon l'axe y) ou verticalement (selon l'axe z). Les schémas de la figure 11.1 rappellent les déplacements de la sonde mobile pour le cas des études dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

De la même façon, pour les mesures en écoulement homogène, la figure 11.2 montre les déplacements de la sonde mobile selon l'axe y .

Les séries temporelles simultanées fournies par les deux sondes sont enregistrées à chaque déplacement de la sonde mobile, entre $y = 0$ et $y = 1.5D$ (respectivement $z = 0$ et $z = 1.5D$ pour le cas du plan vertical). Ces mesures sont alors répétées à 3, 4 et 6D en aval du disque.

11.1. MESURES TEMPORELLES PAR ANÉMOMÉTRIE FIL CHAUD

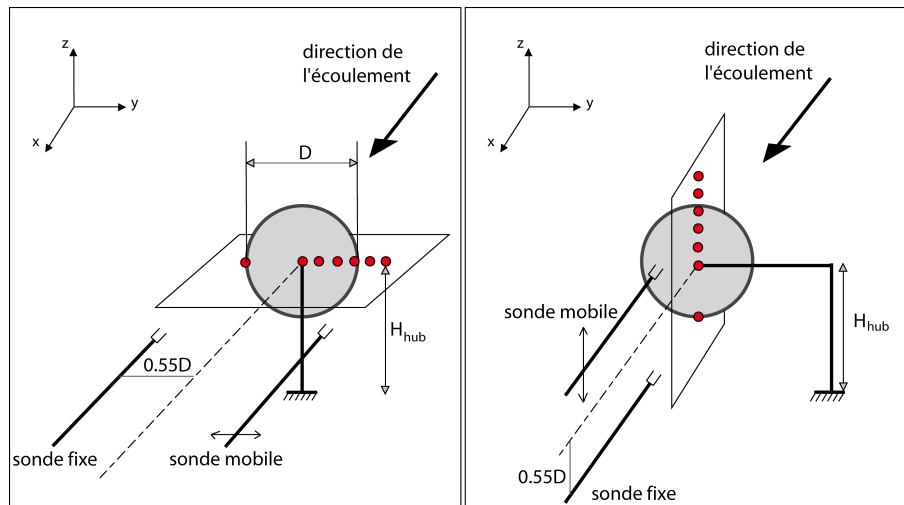


FIG. 11.1 – Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en CLA. Déplacements dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

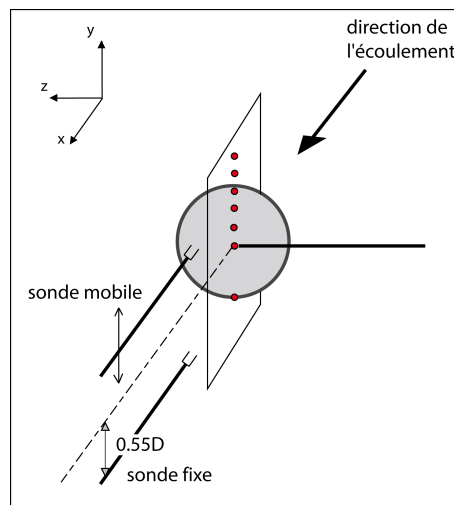


FIG. 11.2 – Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en écoulement homogène.

Les spectres spatio-fréquentiels présentés dans la suite sont les spectres de puissance mesurés par la sonde mobile en chacune de ces positions puis juxtaposés les unes aux autres afin de les représenter dans un repère $(x/D, f, DSP)$ (f = fréquence, DSP = densité spectrale de puissance).

Les corrélations spatio-temporelles sont les corrélations temporelles mesurées entre les deux sondes, en chacune des positions de la sonde mobile, puis juxtaposées pour les représenter dans le repère $(x/D, \tau, R)$ (τ le décalage temporel et R la fonction de corrélation temporelle).

11.2 Mesures spatiales par PIV

L'étude spatiale du *meandering* est réalisée à l'aide d'un système PIV.

Le système PIV utilisé n'est pas résolu dans le temps puisque, en fonction du laser et des caméras utilisés, un maximum de 5 à 15 images par seconde est obtenu (ce qui justifie l'utilisation d'anémométrie fil chaud pour l'étude temporelle - voir annexes B et C). Il n'est donc pas possible de suivre le mouvement dans le temps mais, en acquérant un nombre suffisamment grand d'images, une analyse statistique des résultats est envisageable. Ainsi pour toutes les configurations exposées par la suite, 500 images PIV sont enregistrées.

De la même manière que pour l'étude temporelle, les mesures par PIV sont réalisées dans la soufflerie 'Malavard' ainsi que dans la soufflerie de type 'Eiffel'. De plus, afin de se placer dans les mêmes configurations que pour l'étude temporelle, les mesures sont réalisées sur les mêmes disques de diamètre $D = 0.1m$ (disque plein, disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$), selon les configurations suivantes :

En CLA (dans la CLA modérément rugueuse *CLA2*) :

- plan horizontal jusqu'à $6D$ en aval, avec deux hauteurs de mât différentes $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$

- plan vertical jusqu'à $6D$ en aval, avec deux hauteurs de mât différentes $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

Dans les écoulements homogènes 'Homogène - 12%' et 'Homogène - 3%' :

- jusqu'à $8D$ en aval du disque.

Les montages expérimentaux réalisés pour chaque configuration sont détaillés dans l'annexe C.3.

traitement des images PIV

Une fois les images PIV enregistrées dans les différentes configurations considérées, l'objectif est d'étudier le développement des champs de vitesse instantanée dans le sillage. Pour cela, il faut pouvoir repérer les frontières du sillage et en déterminer la trajectoire.

Un traitement d'images est alors effectué selon une variante de la méthode d'Otsu [80] : le principe de base de la méthode d'Otsu est de binariser une image à partir d'un certain seuil de binarisation déterminé sur les niveaux de gris de l'image traitée. Une fois le seuil de binarisation déterminé, tout pixel ayant une valeur supérieure à ce seuil est mise à 1 (blanc) et tout pixel ayant une valeur inférieure est mise à 0 (noir). En reprenant cette idée, la méthode développée ici consiste elle aussi à binariser les images en déterminant un certain seuil de binarisation lié à la vitesse extérieure.

Les principales étapes se résument en quatre grands points.

- Une image PIV du champ de vitesse instantanée u , à laquelle a été soustraite une image de fond, est adimensionnée par un champ de vitesse moyenne obtenue en moyennant 500 images de l'écoulement sans la présence du disque. Ce champ de vitesse moyenne est noté U_{ext} et permet d'obtenir un champ de vitesse instantanée adimensionnée u/U_{ext} .

- La seconde étape consiste à définir une valeur seuil traduisant la limite entre l'écoulement dans le sillage et l'écoulement extérieur.

Ce seuil correspond à une valeur de u/U_{ext} qui ne doit être ni trop grande ni trop petite. En effet, les écoulements étudiés sont naturellement très turbulents et il peut exister des zones où la vitesse est relativement faible, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la vitesse dans le sillage. De ce fait, choisir un seuil de binarisation trop grand peut engendrer la détection de ces zones locales qui n'ont aucun lien avec l'écoulement de sillage recherché. L'image une fois binarisée risque alors de faire apparaître beaucoup de 'trous', difficiles à traiter quand ils sont trop nombreux. D'un autre côté, si le seuil de binarisation est choisi trop petit, l'expansion du sillage avec la distance aval risque de ne pas être respectée.

La figure 11.3 présente le problème : le sillage moyen est représenté, ainsi que plusieurs lignes de niveau correspondant à différents pourcentages de la vitesse extérieure. Le sillage d'un disque se diffuse à mesure que la distance en aval augmente, et il possède ainsi une certaine expansion. Le choix du seuil de binarisation doit aussi se faire en respectant cette expansion.

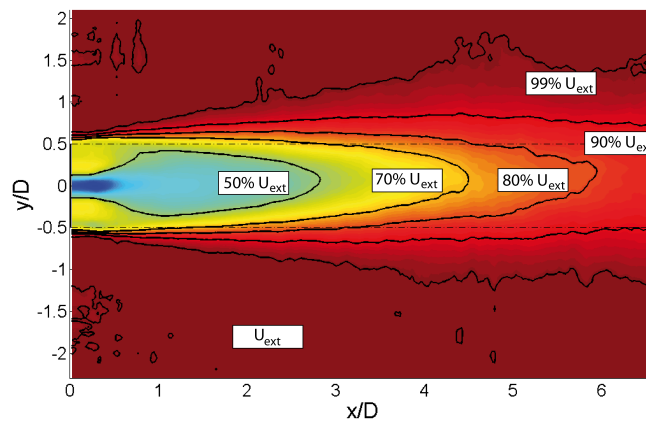


FIG. 11.3 – Champ de vitesse moyenne dans le sillage d'un disque poreux : courbes de niveau.

Une étude de sensibilité est donc réalisée afin de trouver le meilleur seuil de binarisation. Celle-ci est présentée dans l'annexe D et le coefficient choisi est $95\%U_{ext}$. On notera que cette valeur correspond à celle utilisée pour le traitement des mesures LDA et pour le traitement des images PIV de l'étude d'un rotor en dérapage présentée en 10.2.2.

11.2. MESURES SPATIALES PAR PIV

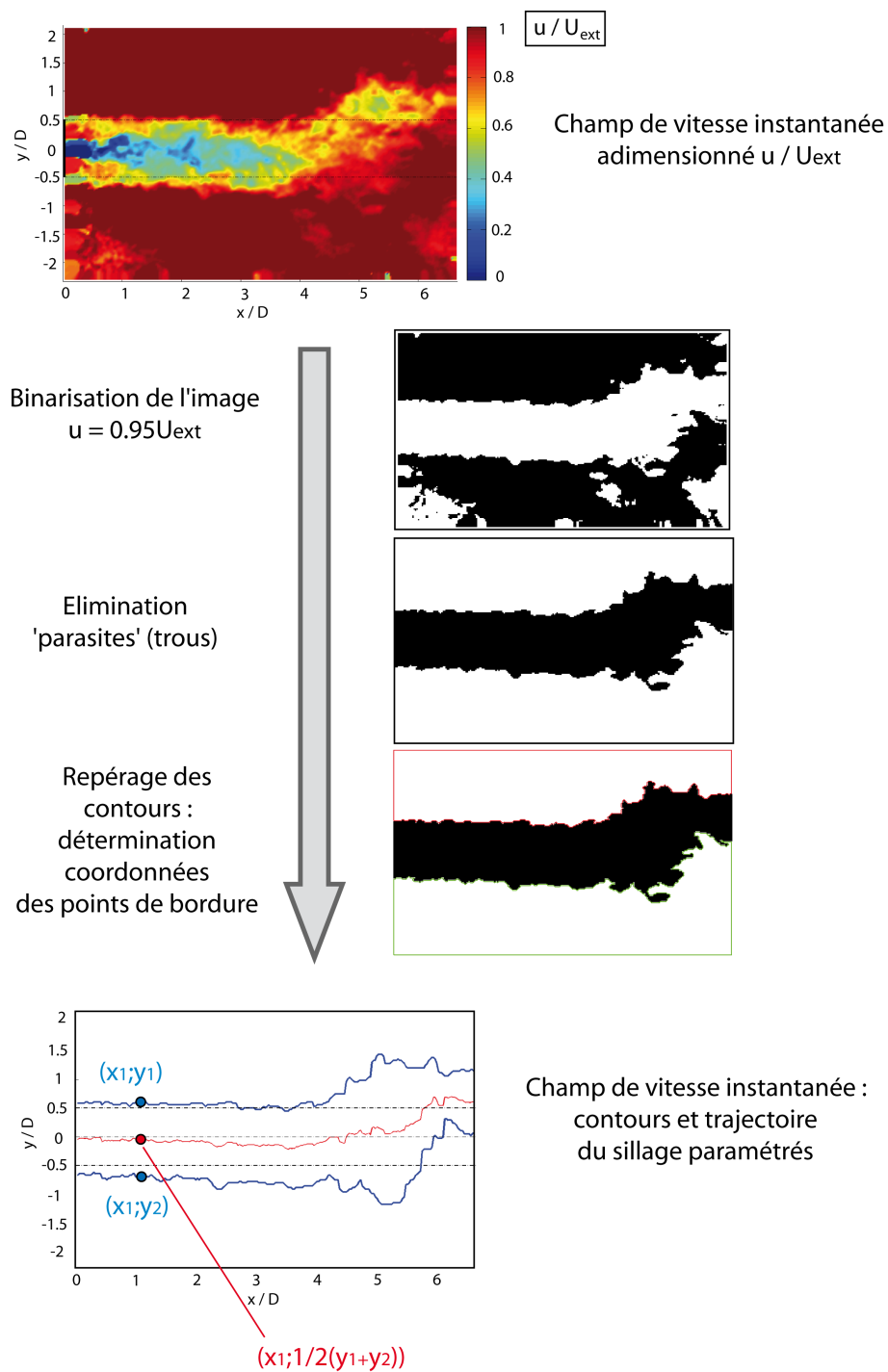


FIG. 11.4 – Principe et étapes du traitement d'images appliqué aux mesures PIV.

- Une fois l'image binarisée, l'extraction des frontières du sillage est basée sur la détection de pixels voisins les uns des autres qui délimitent les différentes zones de l'image binaire. Un filtre spatial, consistant en une moyenne de trois pixels consécutifs, est ensuite appliqué afin d'atténuer le bruit de pixellisation inhérent à l'utilisation d'un format numérique (un filtre basé sur 3 pixels permet de correctement lisser les contours sans trop supprimer les plissements des bords du sillage [56]).

- Enfin, les coordonnées des frontières du sillage dans le repère (x, y) (ou (x, z) pour le traitement des mesures dans le plan vertical) sont repérées. Les pixels 'redundants', c'est-à-dire possédant plusieurs abscisses pour une même ordonnée, sont exclus afin d'éliminer les structures trop tortueuses du sillage dont on peut se dispenser pour le traitement souhaité (voir les deux dernières images de la figure 11.4). La trajectoire du sillage (tracé rouge sur la dernière image de la figure 11.4) est obtenue en moyennant l'ordonnée du point de coordonnées $(x_1; y_1)$ d'une frontière du sillage et l'ordonnée du point $(x_1; y_2)$ de l'autre frontière du sillage.

Ce traitement est appliqué sur chacune des 500 images enregistrées dans chacune des configurations étudiées.

A partir de ces traitements, une étude statistique sur la largeur, la trajectoire ou l'écart-type des écarts de trajectoire est réalisée comme présenté dans le chapitre 13.

Chapitre 12

Étude temporelle

Comme nous l'avons vu dans le tableau 11.1, la caractérisation des phénomènes étudiés est plus aisée à $0.35m$ qu'à $0.1m$ au dessus du sol car l'intensité de turbulence y est moins forte et les échelles intégrales sont plus grandes. De ce fait, alors que dans un écoulement fortement turbulent les phénomènes sont rapidement noyés dans la turbulence ambiante, ceux-ci seront plus prononcés et mieux marqués dans un écoulement où l'intensité de turbulence est plus faible.

Les résultats en CLA suivants sont donc, dans un premier temps, présentés pour le cas $H_{hub} = 0.35m$, avant de les comparer à ceux issus du cas $H_{hub} = 0.1m$.

De même, on se concentre au préalable sur les mesures à $3D$ en aval des disques avant de commenter les résultats à 4 et $6D$.

12.1 Étude dans le plan horizontal

12.1.1 Spectres spatio-fréquentiels

Les signatures spectrales permettent de mettre en évidence la présence ou non de signature périodique comme celle générée par le détachement tourbillonnaire.

En CLA comme en écoulement homogène, le comportement de l'écoulement en aval des deux disques poreux utilisés est très différent de celui du disque plein.

La figure 12.1 représente les spectres spatio-fréquentiels de puissance adimensionnés, $f.S_{uu}(f)/\sigma_u^2$, mesurés par la sonde fil chaud mobile, en $x = 3D$, dans la plan horizontal du sillage du disque plein, des disques poreux $a = 0.19$ et $a = 0.12$, ainsi que dans les différents écoulements sans la présence du disque.

Ces spectres sont représentés en fonction du nombre de Strouhal, basé sur le diamètre D du disque et la vitesse amont à hauteur de moyeu U_{hub} (U_∞ dans le cas des écoulements homogènes) tel que $St_D = f.D/U_{hub}$.

Dans les trois écoulements sans disque, les spectres montrent une zone assez large où le niveau d'énergie est plus élevé. La signature spectrale de ces écoulements libres présente une sorte de dôme qui caractérise les tourbillons les plus énergétiques. Ces résultats sont cohérents avec les échelles intégrales mesurées précédemment.

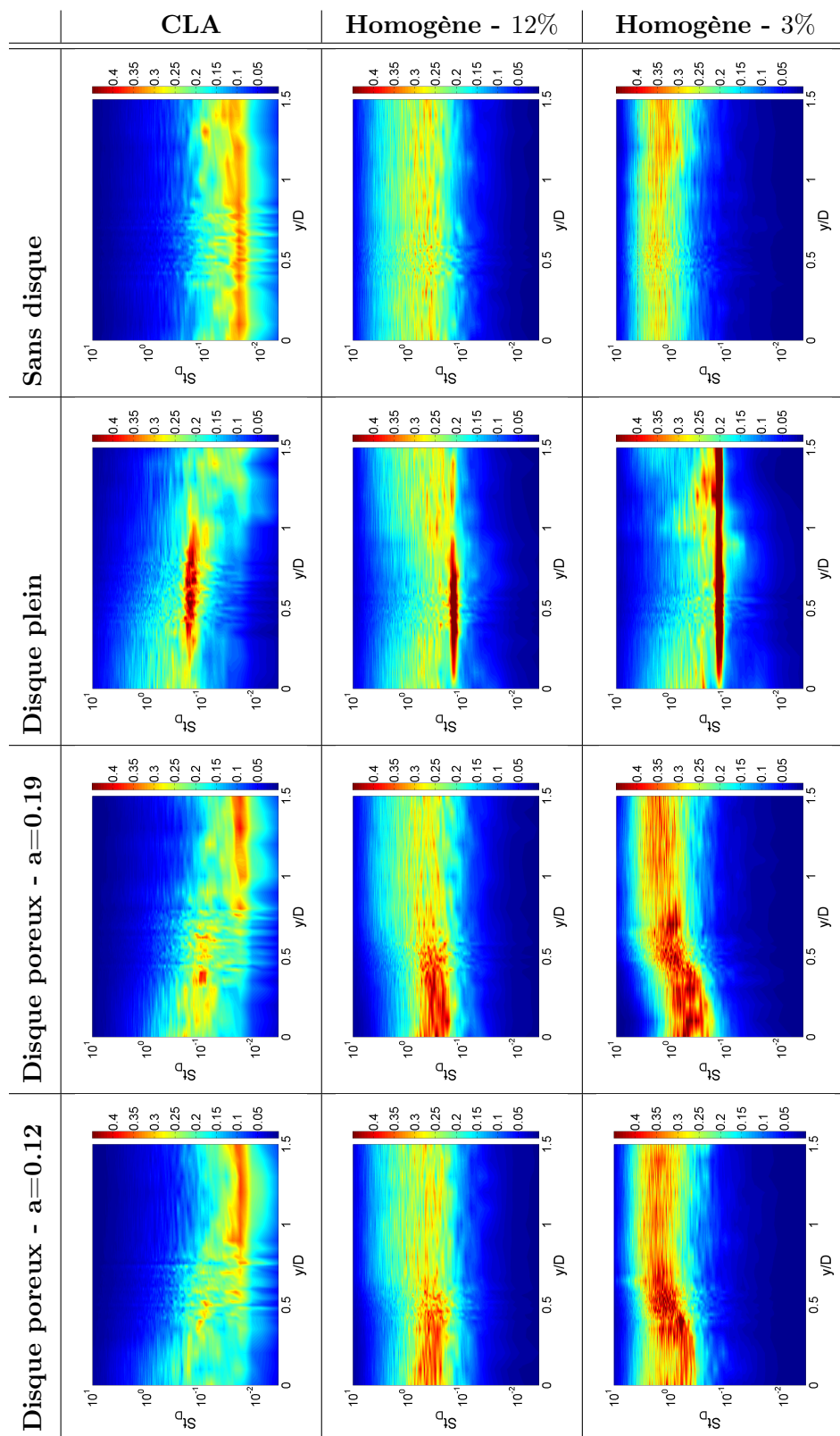


FIG. 12.1 – Spectres spatio-fréquentiels de puissance adimensionnée mesurés dans le plan horizontal, dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Résultats pour les écoulements libres, le sillage du disque plein et des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$.

Si on se concentre sur le disque plein, on observe dans les trois types d'écoulement, une zone étroite et très énergétique. Cette zone est localisée sur la frontière de la couche cisailée dans le cas CLA ($0.25 < y/D < 1.1$), s'étend un peu plus dans l'écoulement 'Homogène - 12%', et occupe toute la zone y/D dans l'écoulement 'Homogène - 3%'.

Afin de pouvoir comparer les différentes configurations étudiées entre elles, l'échelle choisie pour l'amplitude des spectres de puissance adimensionnés est telle que $0 < f.S_{uu}(f)/\sigma_u^2 < 0.45$. Choisir une telle échelle permet de visualiser les caractéristiques spectrales dans toutes les configurations, même les moins énergétiques (comme les écoulements sans disque), mais on peut voir que la zone très énergétique dans la couche cisailée du disque plein dépasse la valeur limite imposée $f.S_{uu}(f)/\sigma_u^2 = 0.45$. Afin de visualiser l'amplitude atteinte par les pics spectraux dans la zone considérée, la figure 12.2 représente les spectres de puissance mesurés dans la couche cisailée du sillage du disque plein (la sonde est en $y/D = 0.5$).

Nous avons vu dans la partie bibliographique (paragraphe 3.3.1) que l'écoulement dans le sillage d'un disque plein placé dans un écoulement homogène présente des fluctuations de vitesse à une fréquence caractéristique telle que $St_D = 0.135$ (Berger *et al.* [13]). Ces fluctuations sont induites par la structure tourbillonnaire hélicoïdale, c'est-à-dire en d'autres termes, par le détachement tourbillonnaire.

Les nombres de Strouhal calculés à partir des mesures précédentes dans le sillage du disque plein sont recensés dans le tableau 12.1. Pour calculer ces nombres de Strouhal expérimentaux, on se focalise sur la zone cisailée, entre $y/D = 0.46$ et $y/D = 0.6$, et en chacune de ces positions y/D le nombre de Strouhal est évalué. Les valeurs de St_D présentées sont la moyenne des valeurs calculées en chacune des positions y/D . La résolution fréquentielle est donnée par le rapport de la fréquence d'acquisition et du nombre d'échantillons de mesures $\Delta f = f_{acq}/N_{fft}$. La fréquence d'acquisition étant ici $f_{acq} = 2kHz$ et le nombre de points $N_{fft} = 16384$, on obtient une résolution fréquentielle de $\Delta f \approx 0.122Hz$. Avec un diamètre de disque $D = 0.1m$ et une vitesse incident U_{hub} (ou U_∞) d'environ $3m.s^{-1}$, les nombres de Strouhal du tableau 12.1 sont donc donnés à $\pm 4.10^{-3}$.

CLA	0.160
Homogène - 12%	0.146
Homogène - 3%	0.138

TAB. 12.1 – Nombres de Strouhal mesurés dans le sillage du disque plein en CLA et dans les écoulements homogènes.

La valeur de la littérature est bien respectée dans l'écoulement 'Homogène - 3%' puisque cet écoulement est celui qui se rapproche le plus des conditions sans turbulence dans lequel cette valeur 0.135 a été déterminée. Les différences observées avec la littérature dans les deux autres cas peuvent être expliquées par la présence du sol et du gradient vertical de vitesse dans le cas de la CLA, et par les inhomogénéités et la dispersion des mesures pour le cas 'Homogène - 12%' (voir paragraphe 6.3).

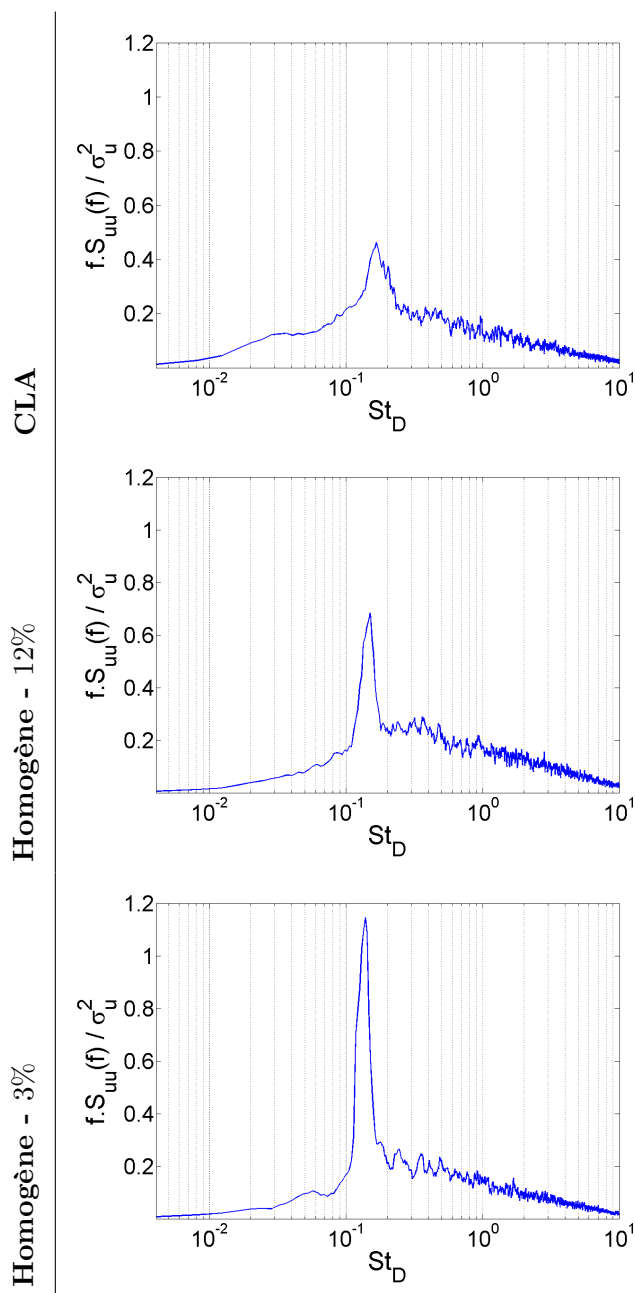


FIG. 12.2 – Spectres de puissance adimensionnée mesurés dans la couche cisailée du sillage du disque plein placé dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes.

Enfin, à cause de la turbulence plus élevée, les phénomènes sont plus rapidement diffusés et le pic spectral, caractéristique du détachement tourbillonnaire, est plus étalé et moins énergétique en condition de CLA. Dans les cas d'écoulements homogènes, l'amplitude du pic et l'étalement transversal de cette zone sont inversement proportionnels à l'intensité de turbulence amont.

Pour ce qui est des disques poreux, le nombre de Strouhal caractéristique n'est plus du tout observé. Ceci montre, comme expliqué dans l'introduction de cette partie 4, qu'aucun détachement tourbillonnaire n'est observé dans le sillage des disques poreux étudiés.

On peut aussi noter que la signature spectrale de l'écoulement n'est que peu perturbée au passage du disque. On remarque tout de même que les structures turbulentes générées au passage des disques ont une taille légèrement inférieure à celle de l'écoulement extérieur en CLA (le nombre de Strouhal augmente légèrement pour $y/D < 0.75$) alors que leur taille est plus grande que celle des structures des écoulements homogènes non perturbés (le nombre de Strouhal diminue).

Ces mesures spectrales ont donc permis de souligner une première différence entre l'écoulement en aval des disques poreux utilisés et celui en aval du disque plein. Contrairement au disque plein, aucune signature périodique n'est observée dans le sillage des disques poreux.

12.1.2 Corrélations spatio-temporelles

La figure 12.3 représente les corrélations spatio-temporelles selon les mêmes configurations que celles présentées sur la figure 12.1. Ces corrélations sont représentées en fonction de $\tau.U_{hub}/D$ (respectivement $\tau.U_\infty/D$ en écoulement homogène) où τ est le décalage temporel.

Les mesures en CLA sans la présence du disque montrent une large région de corrélations positives. Ce résultat signifie que dans cette situation, les signaux de vitesse enregistrés par les deux sondes sont la plupart du temps corrélés.

A $z = 0.35m$, l'échelle intégrale longitudinale de la composante longitudinale mesurée dans la soufflerie vaut $Lu^x \approx 1m$, soit $\approx 10D$ (tableau 11.1). Ramené à la pleine échelle, on a $Lu^x \approx 400m$ ($\approx 10D$) à $z = 140m$. Or, selon Counihan [31], pour $10m < z < 250m$ (pleine échelle), les échelles intégrales longitudinales dans les directions transversale et verticale sont liées à L_u^x selon :

$$L_u^y \approx 0.4L_u^x \quad (12.1)$$

$$L_u^z \approx 0.6L_u^x \quad (12.2)$$

Avec $L_u^x \approx 10D$, on obtient ainsi $L_u^y \approx 4D$. Au maximum, les deux sondes sont espacées de $2.05D$. On peut alors comprendre que celles-ci se trouvent la plupart du temps dans une même grosse structure tourbillonnaire mesurant environ $4D$ de large. Les signaux sont corrélés la plupart du temps.

Dans les deux écoulements homogènes, les structures tourbillonnaires mesurent $L_u^x \approx D/10$ et $L_u^x \approx D/3$ dans respectivement 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%'. Ainsi, les deux sondes fil chaud ayant le même écartement maximal de $2.05D$ que précédemment en CLA, les signaux sont parfaitement décorrélés.

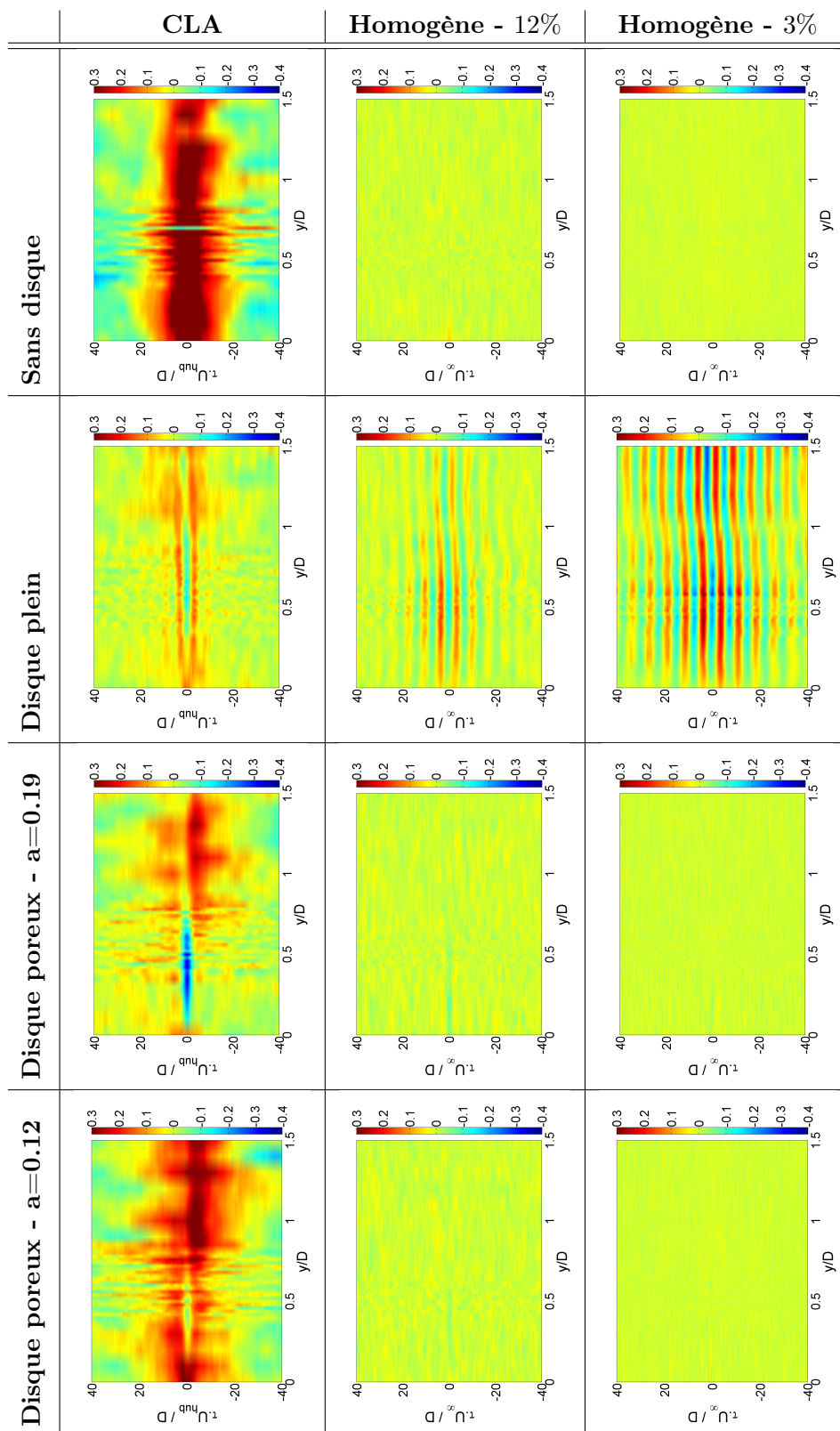


FIG. 12.3 – Corrélations spatio-temporelles mesurées dans le plan horizontal, dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Résultats pour les écoulements libres, le sillage du disque plein et des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$.

Dans le sillage du disque plein, le détachement tourbillonnaire est observé par une signature périodique : on observe une alternance périodique de corrélations positives et négatives. Cette alternance de corrélations positives et négatives est rapidement noyée dans la turbulence ambiante : hormis autour de $\tau = 0$, ces régions de corrélations positives et négatives sont difficilement observables en CLA. Dans l'écoulement 'Homogène - 12%', seules deux ou trois périodes peuvent être observées alors que la périodicité est observée sur toute la zone de mesures dans 'Homogène - 3%'.

Dans le sillage des disques poreux, aucune périodicité ne peut être remarquée, ni en CLA ni dans les écoulements homogènes. Ceci ne fait que préciser le fait qu'aucun détachement tourbillonnaire n'apparaît dans le sillage des disques poreux étudiés.

En revanche, on peut se rendre compte que le comportement du sillage des disques poreux est différent en CLA et en écoulement homogène. En effet, alors que rien de remarquable n'apparaît sur les corrélations en écoulement homogène (les tracés sont très semblables à ceux dans les écoulements sans disque, c'est-à-dire des signaux parfaitement décorrélés), une région de forte corrélation négative est visible à $\tau = 0$. Ce résultat reflète la présence d'un battement du sillage mais, contrairement au détachement tourbillonnaire, sans aucune notion de périodicité.

Cette zone de corrélations négatives est surtout marquée dans le cas du disque $a = 0.19$ et beaucoup moins pour le disque $a = 0.12$. Dans ce dernier cas, celle-ci se résume à une zone de corrélations faiblement négatives.

Afin de mieux comprendre ces observations et afin de mieux mettre en évidence les différences de comportement entre le disque plein et les disques poreux, la figure 12.4 représente les corrélations temporelles extraites de la figure 12.3 en $y/D = 0.55$ (les deux sondes sont alors diamétralement opposées, chacune placée dans la couche cisailée annulaire du sillage). La figure 12.5 est une explication simplifiée du type de signaux que l'on observe. Celle-ci présente d'un côté une situation avec deux signaux périodiques de même période, et de l'autre deux signaux non périodiques. On peut voir la forme prise par les corrélations temporelles en fonction du phasage des signaux et de la turbulence ambiante.

Sur les tracés de corrélations temporelles dans le sillage du disque plein, l'alternance de corrélations positives et négatives est bien visible. Ce type de corrélations peut être expliqué comme étant la mesure de deux signaux de même période, alternativement en phase puis en opposition de phase à $\tau = 0$. Comme évoqué sur les tracés des corrélations spatio-temporelles, on remarque l'influence de la turbulence amont sur l'amplitude des oscillations. Cette alternance présente la même périodicité que celle discutée à propos des spectres spatio-fréquentiels (calculs du nombre de Strouhal).

Le nombre de Strouhal est calculé de façon analogue que pour les spectres, c'est-à-dire que celui-ci est calculé sur les tracés de corrélations temporelles entre $y/D = 0.46$ et $y/D = 0.6$ puis moyenné.

12.1. ÉTUDE DANS LE PLAN HORIZONTAL

CLA	0.156
Homogène - 12%	0.148
Homogène - 3%	0.137

TAB. 12.2 – Nombres de Strouhal mesurés, à partir des tracés de corrélations, dans le sillage du disque plein en CLA et dans les écoulements homogènes.

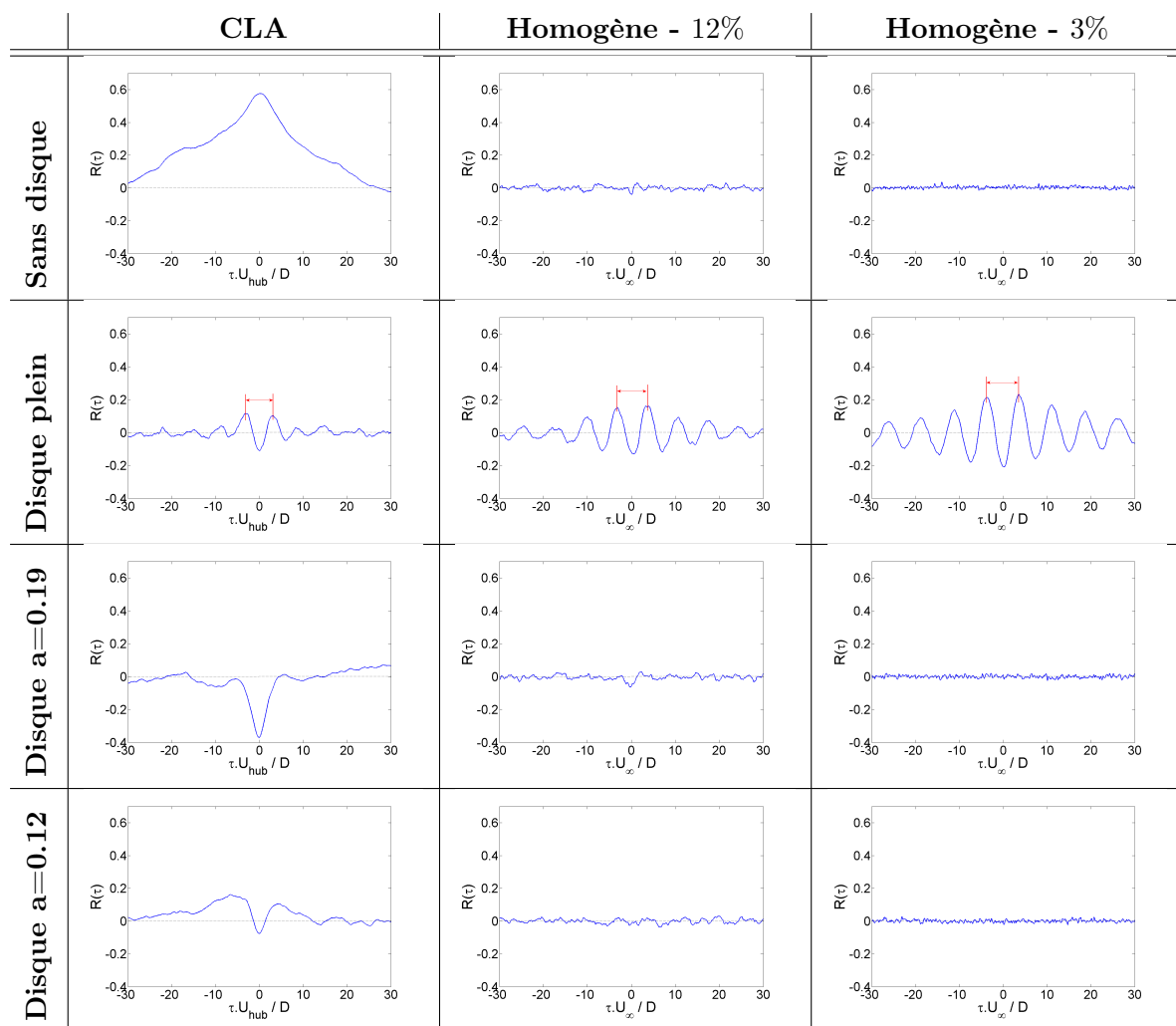


FIG. 12.4 – Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisailée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes.

12.1. ÉTUDE DANS LE PLAN HORIZONTAL

Dans le cas des disques poreux, la corrélation négative à $\tau = 0$ observée en CLA reflète le comportement différent du sillage par rapport aux conditions d'écoulements homogènes. En effet, bien que cette corrélation négative soit beaucoup plus marquée dans le cas du disque $a = 0.19$, elle apparaît également pour le cas du disque $a = 0.12$ en CLA. En revanche, pour ces deux disques placés dans les écoulements 'Homogène - 12%' et 'Homogène - 3%', on ne peut observer qu'une parfaite décorrélation.

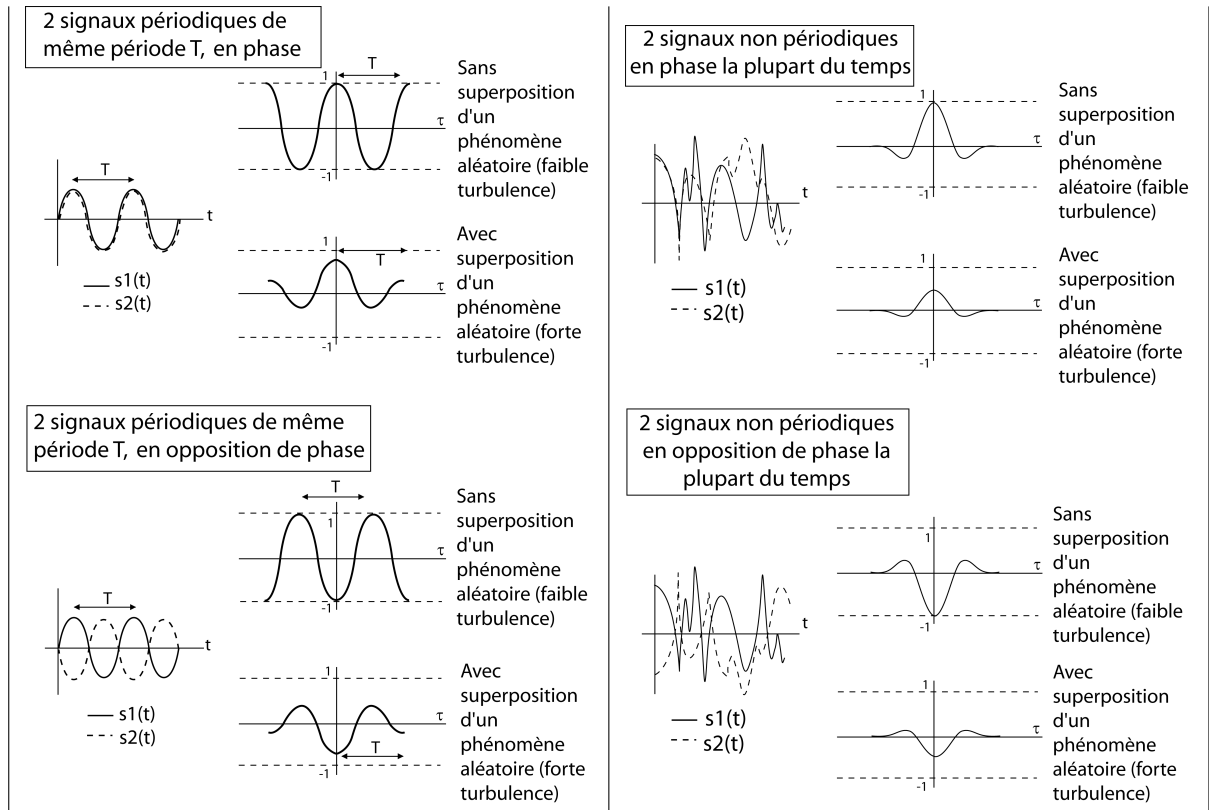


FIG. 12.5 – Schéma simplifié des corrélations temporelles obtenues dans le cas de deux signaux périodiques de même période et de deux signaux non périodiques.

Comme l'expose de façon académique la figure 12.5, ce type de corrélation temporelle, avec une forte corrélation négative à $\tau = 0$ est représentative de deux signaux statistiquement en opposition de phase la plupart du temps, mais sans qu'il y ait de notion de périodicité. La turbulence 'empêche' le coefficient de corrélation d'atteindre la valeur $R|_{\tau=0} = -1$, puisque celle-ci agit tel un phénomène stochastique qui se superpose aux signaux enregistrés.

La figure 12.6 est un schéma d'un sillage simplifié considéré à deux instants différents t et $t + \delta t$. Les différentes positions de la sonde mobile sont aussi représentées. Il semble assez clair que dans ce cas, pour une certaine gamme de y/D , les deux sondes peuvent être statistiquement en opposition de phase la plupart du temps : la première sonde dans le sillage et la seconde dans l'écoulement extérieur à t , et inversement la première sonde dans l'écoulement extérieur et la seconde dans le sillage à $t + \delta t$.

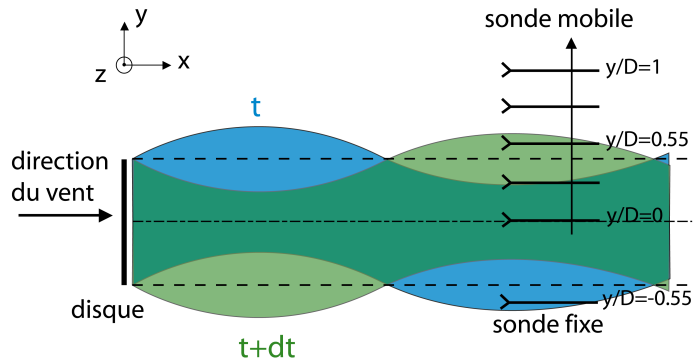


FIG. 12.6 – Représentation simplifiée du sillage à deux instants différents et de la position des deux sondes fil chaud.

Enfin, une première indication spatiale sur le battement du sillage peut être avancée grâce à la figure 12.3. En effet, dans le cas du disque $a = 0.19$, on peut noter que la zone de corrélations négatives à $\tau = 0$ s'étend entre environ $y/D = 0$ et $y/D = 0.8$ alors que pour $y/D > 0.8$, les corrélations tendent vers celles mesurées dans l'écoulement sans disque. Ainsi, dans cette approche assez grossière, on peut estimer que statistiquement à $x = 3D$ en aval du disque $a = 0.19$, l'amplitude maximale des oscillations aléatoires de la trajectoire du sillage vaut environ $0.6D$. Nous verrons si cette première approximation est vérifiée par l'étude spatiale développée dans le chapitre 13.

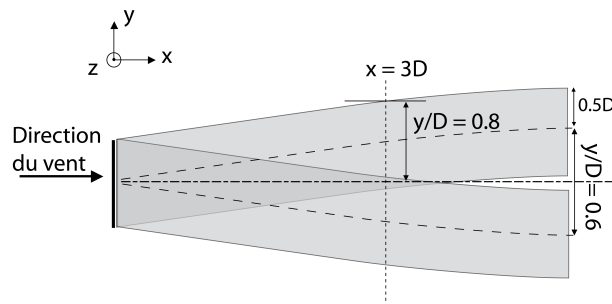


FIG. 12.7 – Estimation de l'amplitude du battement du sillage du disque $a = 0.19$ à partir des mesures de corrélations spatio-temporelles.

12.2 Étude dans le plan vertical

Selon Counihan [31], les composantes longitudinale, transversale et verticale de l'écart-type de la vitesse définies par $\sigma_i = \sqrt{\langle i'^2 \rangle}$ ($i = u, v, w$), sont liées dans la couche de surface d'une CLA neutre selon :

$$\sigma_v \approx 0.75\sigma_u \quad \text{et} \quad \sigma_w \approx 0.5\sigma_u \quad (12.3)$$

12.2. ÉTUDE DANS LE PLAN VERTICAL

Les vitesses fluctuantes mesurées dans l'étude présentée ici sont liées selon :

$$\sigma_w \approx (0.57 \pm 4.10^{-2}) \sigma_u$$

(aucune mesure de la composante transversale n'est réalisée).

Ainsi, les fluctuations de vitesse sont plus importantes dans le plan horizontal que dans le plan vertical. Cette particularité peut se voir sur les mesures de corrélations spatio-temporelles dans le plan vertical, présentées sur la figure 12.8. Selon les mêmes configurations que la figure 12.3, celles-ci sont déterminées dans le plan vertical des différents disques. Les mesures dans le plan horizontal et le plan vertical y sont comparées.

Le détachement tourbillonnaire qui apparaît dans le sillage du disque plein est un phénomène tridimensionnel (paragraphe 3.3.1). On observe donc la même signature dans le plan vertical que dans le plan horizontal en conditions de CLA.

Pour ce qui est des disques poreux, on peut voir que contrairement au plan horizontal, la zone de corrélation négative autour de $\tau = 0$ est très atténuée. Pour le disque $a = 0.19$ celle-ci se réduit à une zone où les corrélations ne sont plus que faiblement négatives, et pour le disque $a = 0.12$, elle a quasiment totalement disparue.

De la même manière que précédemment, la figure 12.9 représente les corrélations temporelles extraites de la figure 12.8 pour $y/D = 0.55$. Les remarques précédentes y sont encore plus facilement observables.

Le fait que les corrélations temporelles dans le plan vertical de l'écoulement sans disque aient une forme de large dôme est dû à la taille des échelles intégrales dans la direction verticale. En effet, nous avons déjà vu précédemment (paragraphe 12.1.2) que celles-ci possédaient une taille dans la direction transversale $L_u^y \approx 0.4L_u^x \approx 4D$ et $L_u^z \approx 0.6L_u^x \approx 6D$. L'écart maximal entre les deux sondes fil chaud, dans le plan vertical, est $2.05D$, ce qui explique que ces dernières, tout comme dans le cas horizontal, se retrouvent une majeure partie du temps dans une même grosse structure tourbillonnaire.

La faible corrélation négative observée dans le cas du disque $a = 0.19$ est synonyme d'un battement du sillage de bien plus faible amplitude dans le plan vertical. Les mesures relatives au disque $a = 0.12$ ne montrent aucune corrélation négative, mais au contraire un tracé comparable à celui de l'écoulement sans disque. Aucune oscillation verticale du sillage n'est repérée dans ce cas.

Les mesures par PIV présentées dans le chapitre 13 devraient permettre de confirmer ces résultats.

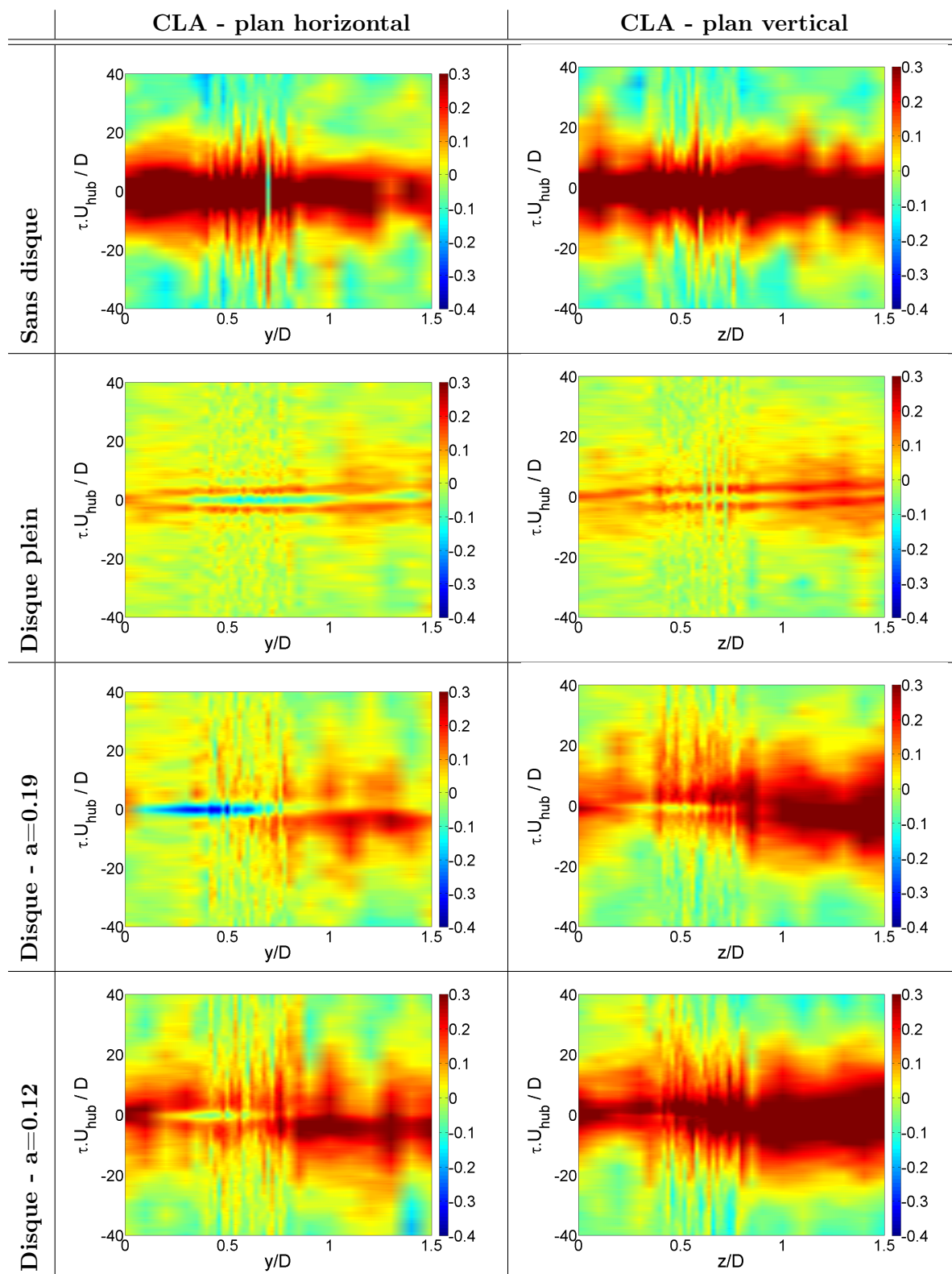


FIG. 12.8 – Corrélations spatio-temporelles mesurées dans le plan horizontal et dans le plan vertical, dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Résultats pour l'écoulement libre, le sillage du disque plein et des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$.

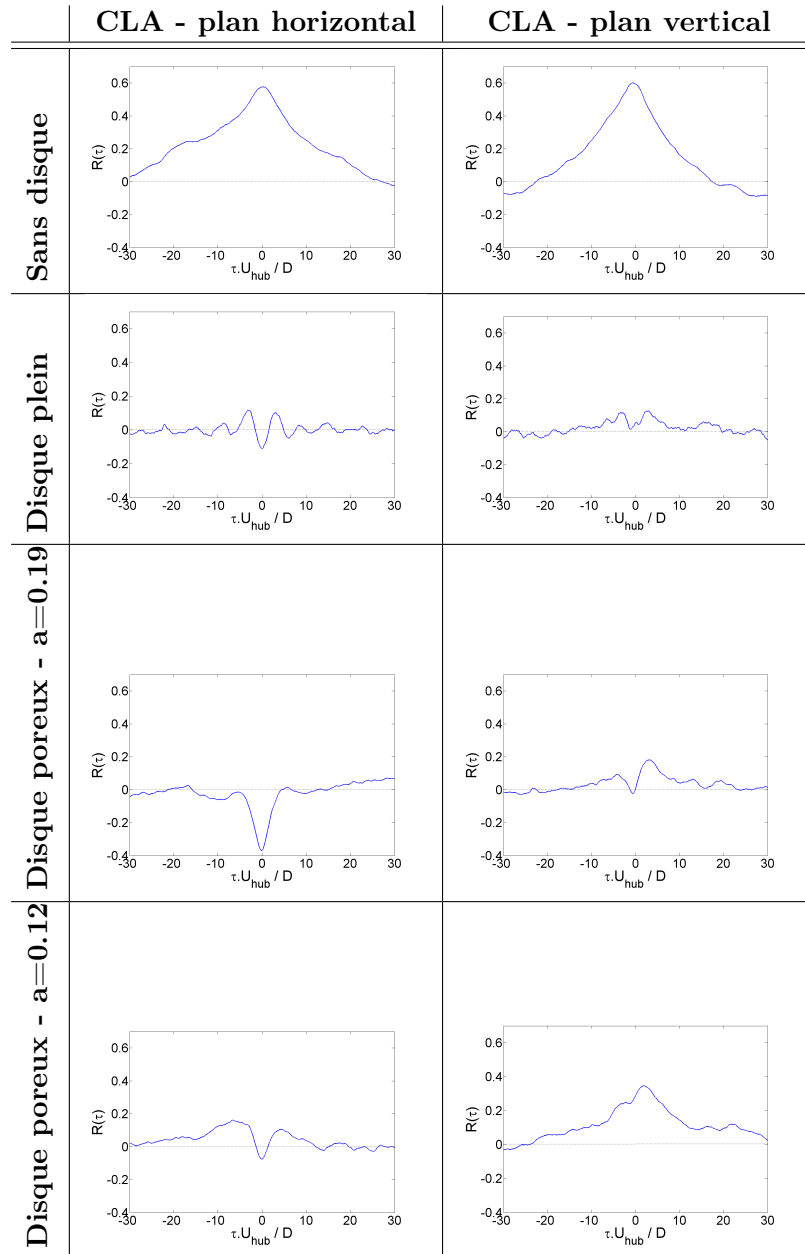


FIG. 12.9 – Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisillée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Comparaison des mesures dans le plan horizontal et vertical.

12.3 Plus loin dans le sillage : étude à $x = 4$ et $6D$ Plus proche du sol : étude à $H_{hub} = 0.1m$

Les résultats précédents sont présentés pour une hauteur de mât $H_{hub} = 0.35m$, et dans le plan du sillage situé à $3D$ en aval du disque.

Ce paragraphe s'attache donc à présenter les mesures réalisées à 4 et $6D$ en aval des différents disques, ainsi que les mesures en utilisant une hauteur de mât $H_{hub} = 0.1m$.

Afin de ne pas multiplier inutilement le nombre des figures, les seuls résultats présentés ici sont :

- la comparaison des mesures en CLA dans le plan horizontal, à $H_{hub} = 0.35m$, pour $x = 3, 4$ et $6D$.
- la comparaison des mesures en CLA dans le plan horizontal, à $x = 3D$, pour $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$.

La figure 12.10 propose une comparaison des corrélations temporelles mesurées en $x = 3, 4$ et $6D$, entre les sondes placées de part et d'autre de la couche cisailée annulaire du sillage ($y = \pm 0.55D$).

En ce qui concerne le disque plein, nous avons vu que l'alternance de corrélations positives et négatives n'est déjà pas très bien marquée en $x = 3D$. Ceci étant dû principalement aux forts niveaux de turbulence ambiante : l'effet de la diffusion du sillage rend les signatures moins contrastées. Ainsi, en $x = 6D$, la signature du sillage commence à beaucoup se rapprocher de celle de l'écoulement sans disque.

Pour les deux disques poreux, le comportement est différent : pour le disque $a = 0.19$, le phénomène de battement décrit précédemment et caractérisé par une zone de corrélations négatives autour de $\tau = 0$ est encore visible pour $x = 6D$, bien qu'amoindri. Pour le disque $a = 0.12$, la remarque est la même, sauf que, en comparaison du disque $a = 0.19$ le phénomène étant déjà moins marqué pour $x = 3D$, il n'est que plus tortueux et perturbé pour des distances en aval plus grandes. En $x = 6D$, on peut supposer que le battement du sillage n'est plus décelable.

Enfin, la figure 12.11 compare les mesures, dans le plan horizontal, en $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$.

Comme attendu, on peut juste noter que les phénomènes sont présents à $H_{hub} = 0.1m$, mais que la turbulence et la proximité du sol les rendent moins clairs.

12.3. PLUS LOIN DANS LE SILLAGE : ÉTUDE À $X = 4$ ET $6D$
 PLUS PROCHE DU SOL : ÉTUDE À $H_{HUB} = 0.1M$

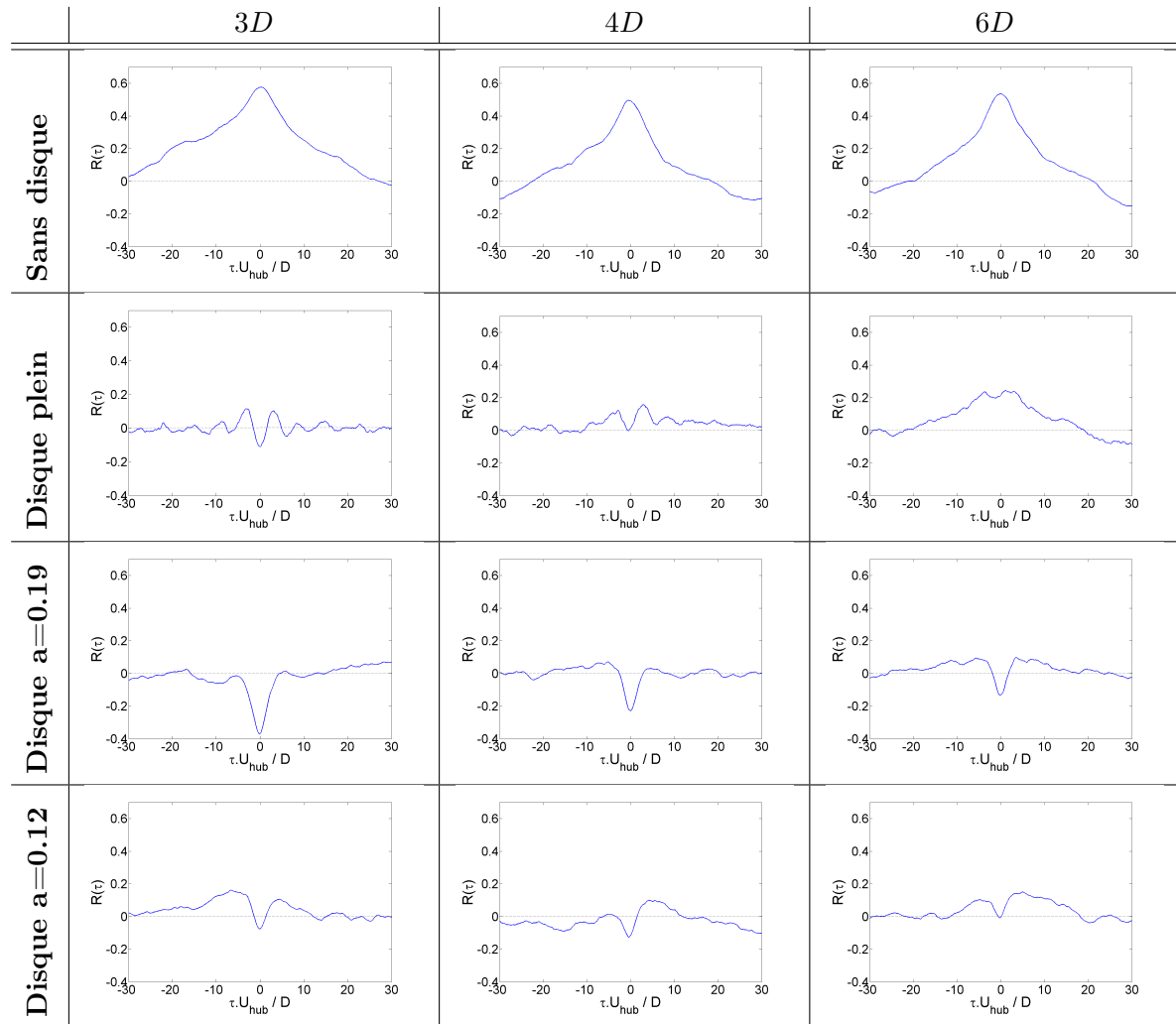


FIG. 12.10 – Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisillée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Comparaison des mesures à $x = 3, 4$ et $6D$.

12.3. PLUS LOIN DANS LE SILLAGE : ÉTUDE À $X = 4$ ET $6D$
 PLUS PROCHE DU SOL : ÉTUDE À $H_{HUB} = 0.1M$

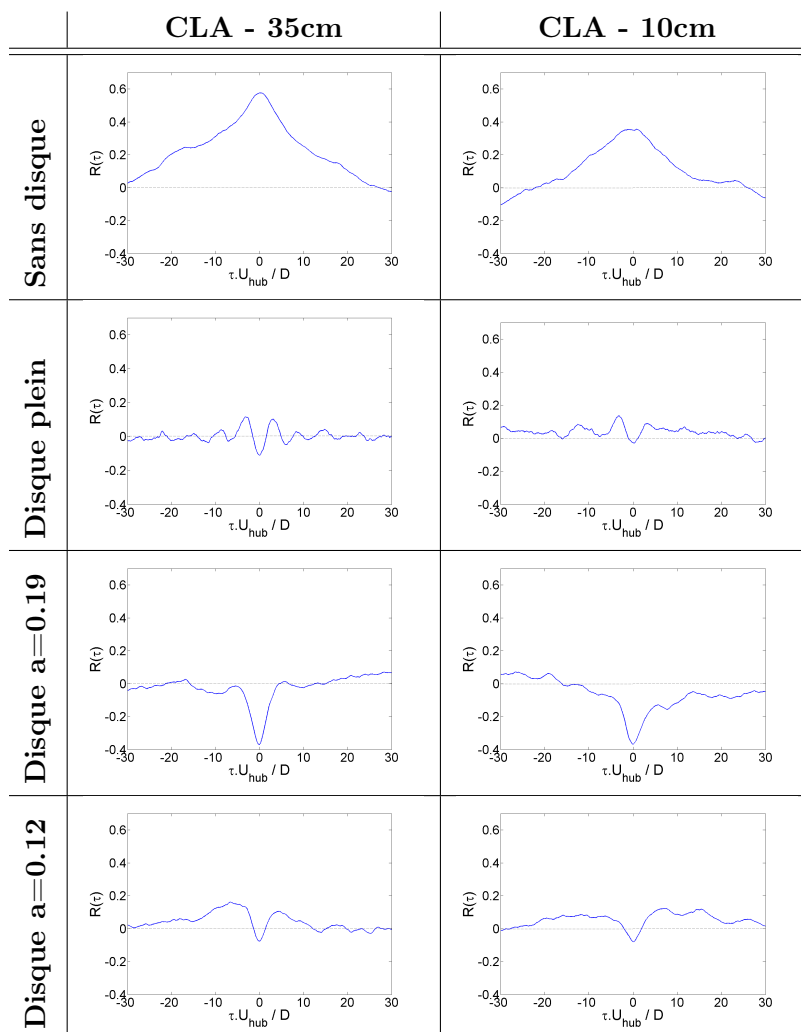


FIG. 12.11 – Corrélations temporelles mesurées dans la couche cisailée des différents disques placés dans la CLA et dans les deux écoulements homogènes. Comparaison des mesures à $H_{hub} = 35cm$ et $H_{hub} = 10cm$.

Conclusion

Cette étude temporelle a donc permis de mettre en évidence, de façon qualitative, le phénomène de *meandering*.

Les différents cas étudiés permettent de différencier les signatures périodiques dans le sillage d'un disque plein des signatures non périodiques dans le sillage d'un disque poreux. Dans le premier cas, le détachement tourbillonnaire est responsable d'un battement périodique du sillage, et dans le second cas, l'absence de détachement tourbillonnaire enlève toute notion de période. En revanche, un battement aléatoire du sillage est mis en évidence par de forts niveaux de corrélation négative à $\tau = 0$. L'absence de forts niveaux de corrélation négative à $\tau = 0$ montre que le sillage du disque plein, bien que lui aussi soumis aux effets des grandes échelles de la turbulence atmosphérique est principalement gouverné par le détachement tourbillonnaire, rendant indétectable l'influence des grandes échelles de l'écoulement amont.

12.3. PLUS LOIN DANS LE SILLAGE : ÉTUDE À $X = 4$ ET $6D$
PLUS PROCHE DU SOL : ÉTUDE À $H_{HUB} = 0.1M$

Afin de montrer l'influence des grandes échelles de la turbulence sur le battement aléatoire d'un disque poreux, des mesures en écoulement homogène ont été réalisées selon le même protocole expérimental. La principale différence entre les écoulements homogènes étudiés et l'écoulement de CLA tient dans la taille des échelles intégrales : en CLA, celle-ci vaut $7D$ et dans les deux écoulements homogènes générés, elle vaut $D/10$ et $D/3$. Cette petite taille des échelles implique une absence de battement observé dans le sillage des disques poreux : **les grandes échelles de la turbulence atmosphérique sont donc responsables de ce battement aléatoire.**

12.3. PLUS LOIN DANS LE SILLAGE : ÉTUDE À $X = 4$ ET $6D$
PLUS PROCHE DU SOL : ÉTUDE À $H_{HUB} = 0.1M$

Chapitre 13

Étude spatiale

L'étude par anémométrie fil chaud menée dans le chapitre précédent a mis en évidence le rôle des grandes échelles de la turbulence atmosphérique sur la formation du phénomène de *meandering*.

L'approche spatiale menée dans ce chapitre 13 étudie l'évolution instationnaire du sillage sur une certaine distance en aval du disque. L'objectif est double :

- déterminer dans quelles proportions le sillage dévie de l'axe du rotor
- étudier sa largeur.

Pour cela, nous commencerons par étudier les tracés des axes médians du sillage obtenus à partir des images PIV de champ de vitesse instantanée, et du traitement qu'il en est fait (paragraphe 11.2). Nous pourrions alors étudier les amplitudes de déviation atteintes dans les différentes situations étudiées (différents disques, écoulements homogènes et de CLA) et nous comparer à la seule étude connue dans la littérature modélisant numériquement le sillage instationnaire (Trujillo et Kühn [106]).

Dans un deuxième temps, une étude statistique est menée à partir de ces tracés d'axes médians afin d'en déterminer les probabilités de présence dans certaines zones. On se placera alors aux positions $x/D = 2, 3, 4$ et 6 en aval du disque et calculerons les probabilités de présence des centres du sillage selon l'axe transversal (y) et l'axe vertical (z) du plan normal à l'écoulement (yz).

Enfin, une étude statistique similaire est réalisée sur la largeur instantanée du sillage afin de pouvoir mener des comparaisons avec la largeur déterminée à partir du sillage moyenné : comme on peut le voir sur le schéma de la figure 10.14 (introduction de la partie 4), négliger le *meandering* est supposé surestimer la largeur du sillage.

Les configurations étudiées sont les mêmes que dans l'étude temporelle présentée au chapitre 12, à savoir :

- le disque de facteur d'induction $a = 0.12$, de diamètre $D = 0.1m$,
- le disque de facteur d'induction $a = 0.19$, de diamètre $D = 0.1m$,
- le disque plein, de diamètre $D = 0.1m$.

Pour chaque cas, les disques sont placés dans la CLA modélisée (CLA se développant au dessus d'un terrain modérément rugueux) ainsi que dans les deux écoulements homogènes 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%'. Les mesures sont réalisées dans le plan horizontal et vertical, et deux hauteurs de mât sont utilisées ($H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$).

13.1 Visualisation des axes médians

Les figures 13.1, 13.2 et 13.3 représentent les tracés des axes médians issus du traitement des images PIV dans le plan horizontal.

La figure 13.1 représente la collection des axes médians du sillage des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$ pour la configuration en CLA avec $H_{hub} = 0.35m$ ainsi que dans les configurations en écoulements homogènes 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%'. Le disque plein en écoulement homogène n'a pu être traité car le sillage généré dans ce cas est trop large pour pouvoir procéder au repérage de ses frontières (selon le protocole expérimental exposé dans l'annexe C.3.2, les champs PIV ont pour dimensions $2D \times 2D$ et ne sont pas assez larges pour repérer le sillage entier dans ce cas de détachement tourbillonnaire apparaissant dans le sillage du disque plein).

La figure 13.2 compare les axes médians des sillages des trois disques dans le plan horizontal et dans le plan vertical, à $H_{hub} = 0.35m$.

Enfin, la figure 13.3 représente les axes médians dans le plan horizontal et compare le cas $H_{hub} = 0.35m$ avec le cas $H_{hub} = 0.1m$.

Comparaisons écoulements homogènes / écoulement de CLA

Sur la figure 13.1, les différences entre les conditions de CLA et les conditions d'écoulements homogènes sont très claires. Les mesures par anémométrie fil chaud du paragraphe précédent ont mis en évidence le fait que le phénomène de *meandering* est dû aux grandes échelles de la turbulence contenues dans la CLA. Ainsi, dans la mesure où les échelles intégrales mesurées dans les écoulements homogènes 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%' valent respectivement $D/10$ et $D/3$, leur influence sur le déplacement d'ensemble du sillage est très faible. Par conséquent, quel que soit le disque poreux considéré ici, les écarts transversaux maximaux de l'axe médians du sillage dans l'écoulement 'Homogène - 3%' n'excèdent pas $0.2D$ à $x = 6D$ en aval du disque. Dans l'écoulement 'Homogène - 12%', ces écarts sont un peu plus grands (de l'ordre de $0.3D$ à $x = 6D$), pour deux raisons principales :

- comparées au cas 'Homogène - 3%', les échelles intégrales sont plus grandes,
- l'intensité de turbulence est plus importante (12% contre 3%), diffusant de façon plus importante les frontières du sillage.

En comparaison, les écarts de l'axe médian observés en conditions de CLA sont beaucoup plus importants : à $x = 6D$, ceux-ci peuvent atteindre $0.9D$. Comparée aux écoulements 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%' respectivement, l'amplitude du battement du sillage peut donc être 4.5 et 3 fois plus grande dans la CLA modélisée.

En revanche, en CLA, l'amplitude du battement des sillages est très similaire entre les deux disques poreux. Il peut en être dit autant pour le cas du disque plein pour lequel l'amplitude du battement du sillage observée sur ces figures est à peine plus importante que celle des disques poreux (maximum $1D$).

Comparaisons plan horizontal / plan vertical

En comparant l'évolution des axes médians dans le plan horizontal avec celle dans le plan vertical (figure 13.2), on peut remarquer que les observations faites au cours de l'étude temporelle du *meandering* de la partie précédente sont confirmées. En effet, comme attendu, le battement du sillage des disques poreux en CLA neutre est moins important verticalement qu'horizontalement ($\sigma_u > \sigma_v > \sigma_w$).

Ainsi, on peut noter qu'à une position x/D donnée en aval du disque, l'écart maximal de l'axe médian dans le plan vertical est inférieur d'environ 30 – 40% à celui dans le plan horizontal.

Enfin, pour le cas du disque plein, les amplitudes sont les mêmes dans les deux plans. En effet, le détachement tourbillonnaire est lié aux instabilités intrinsèques du sillage d'un obstacle plein et sa formation est indépendante des échelles de la turbulence de l'écoulement : de fait, même si les grandes échelles de la turbulence ont un impact sur le développement du sillage du disque plein (combinaison du détachement tourbillonnaire et du *meandering* dans le sillage), leur rôle semble négligeable devant les mécanismes de la formation du détachement tourbillonnaire.

Comparaisons $H_{hub} = 0.35m$ / $H_{hub} = 0.1m$

En traçant les axes médians dans le plan horizontal des différents disques pour les deux hauteurs de moyeu $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$, on peut constater qu'aucune différence notable n'est visible en faisant varier la hauteur du mât.

Cette remarque ne s'applique certainement pas dans le plan vertical à cause du gradient de vitesse, du niveau de turbulence et de la présence du sol. Malheureusement, ces facteurs pouvant avoir un impact sur l'évolution verticale du sillage sont aussi ceux qui n'ont pas permis le traitement des mesures. Le cas vertical avec $H_{hub} = 0.1m$ est en effet une configuration où l'écoulement est très perturbé : étudier le sillage instantané à cette faible hauteur au dessus du sol n'a pas été possible en appliquant le traitement d'images du paragraphe 11.2. La figure 13.4 illustre la problématique en représentant le sillage d'un des disques poreux : ce traitement d'images est basé sur la détection des frontières du sillage en définissant un seuil qui délimite l'écoulement extérieur de l'écoulement de sillage. La méthode de détection des frontières ne peut faire la distinction entre les faibles vitesses dans le sillage et celles proches du sol et par conséquent, la zone proche du sol 'parasite' la détection des frontières du sillage. Une éventuelle amélioration de la méthode de traitement n'a pas été envisageable au cours de cette thèse.

Pour terminer avec cet aperçu qualitatif des écarts, on note que les axes médians du sillage, jusqu'à une certaine distance aval (environ $1.5 - 2D$), s'éloignent peu de l'axe du disque puis divergent fortement.

13.1. VISUALISATION DES AXES MÉDIANS

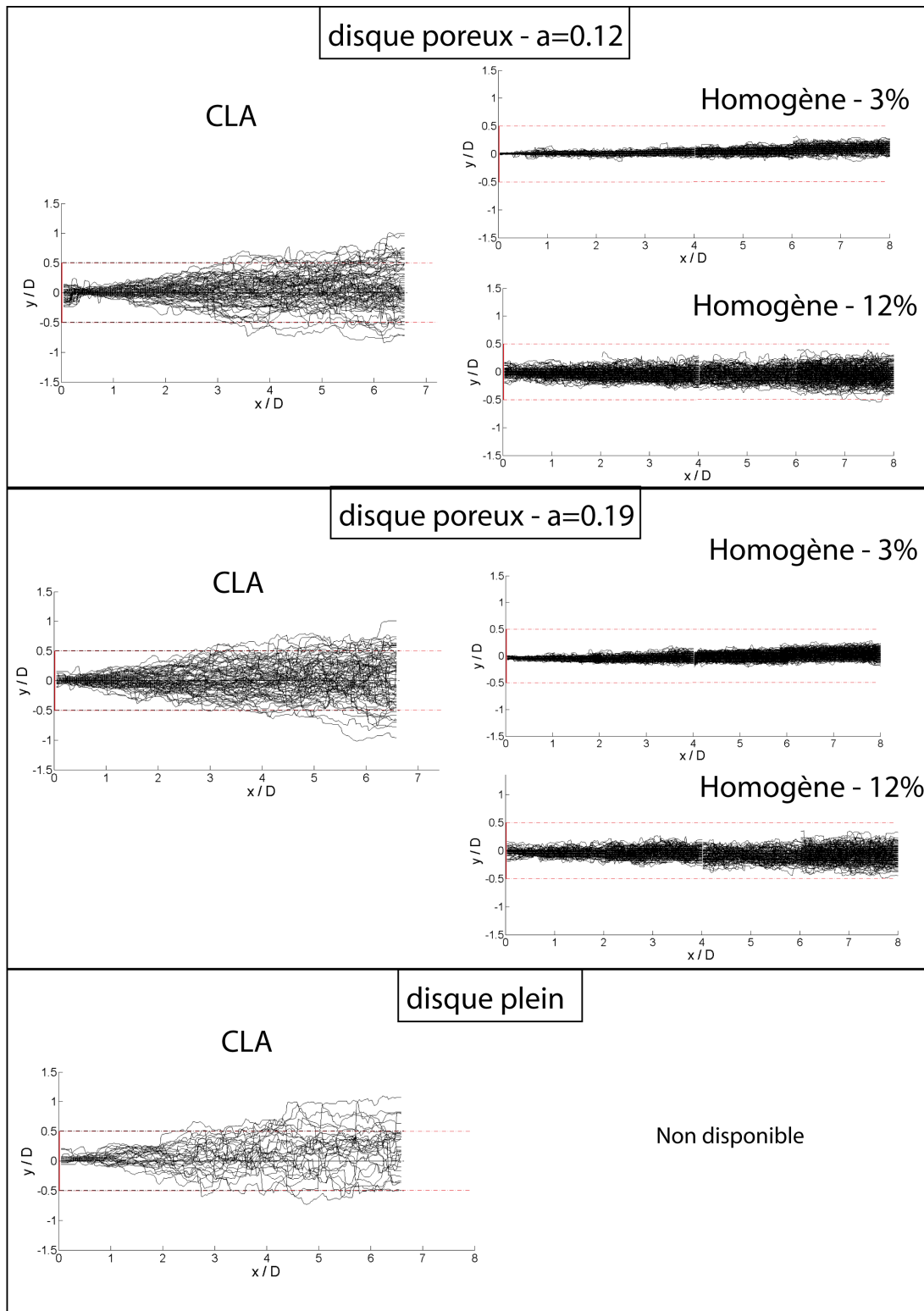


FIG. 13.1 – Axes médians dans le plan horizontal du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ et du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$. Comparaison en CLA et en écoulement homogène.

13.1. VISUALISATION DES AXES MÉDIANS

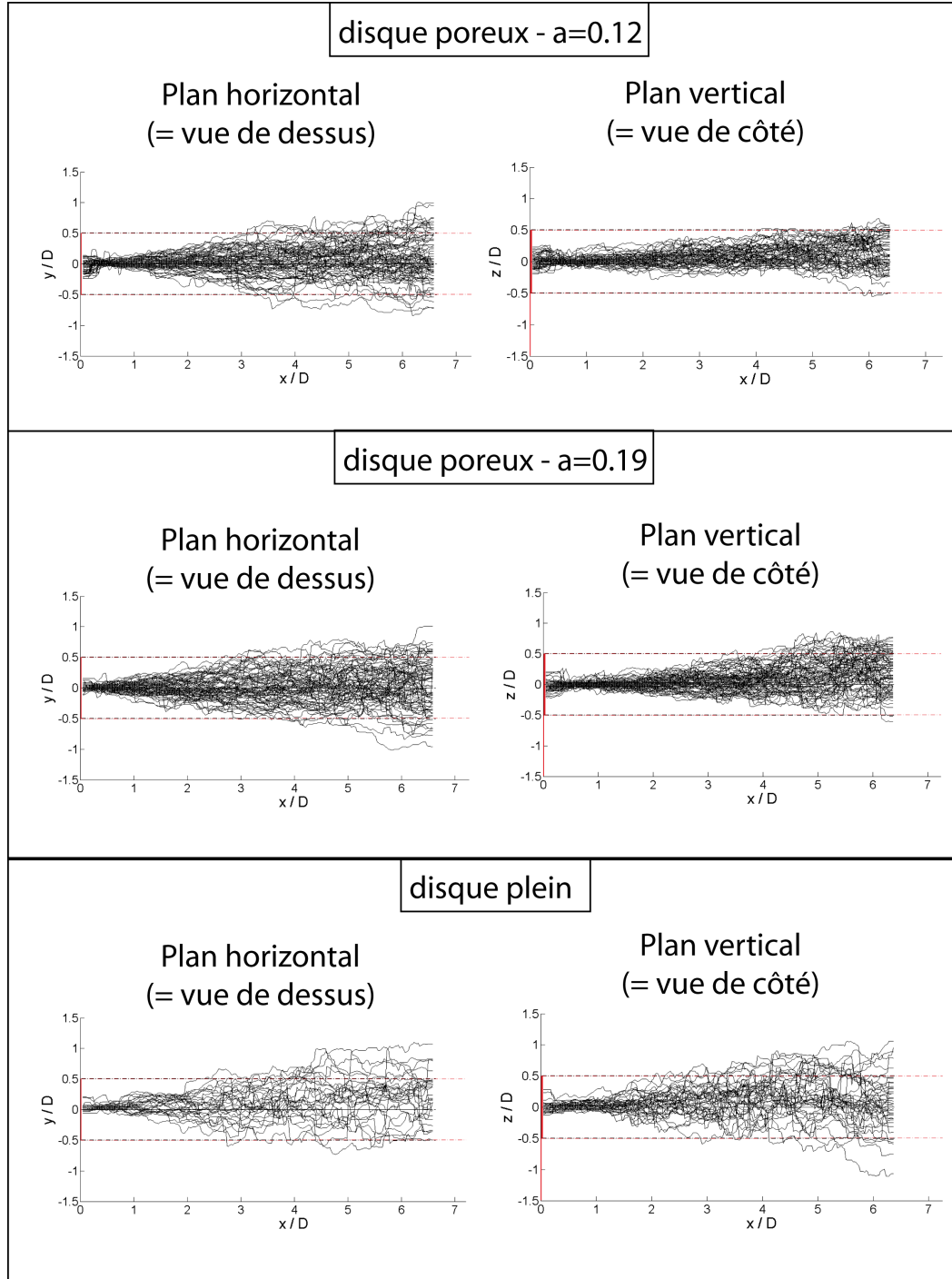


FIG. 13.2 – Axes médians dans le plan horizontal et dans le plan vertical du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ et du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$ (dans la CLA).

13.1. VISUALISATION DES AXES MÉDIANS

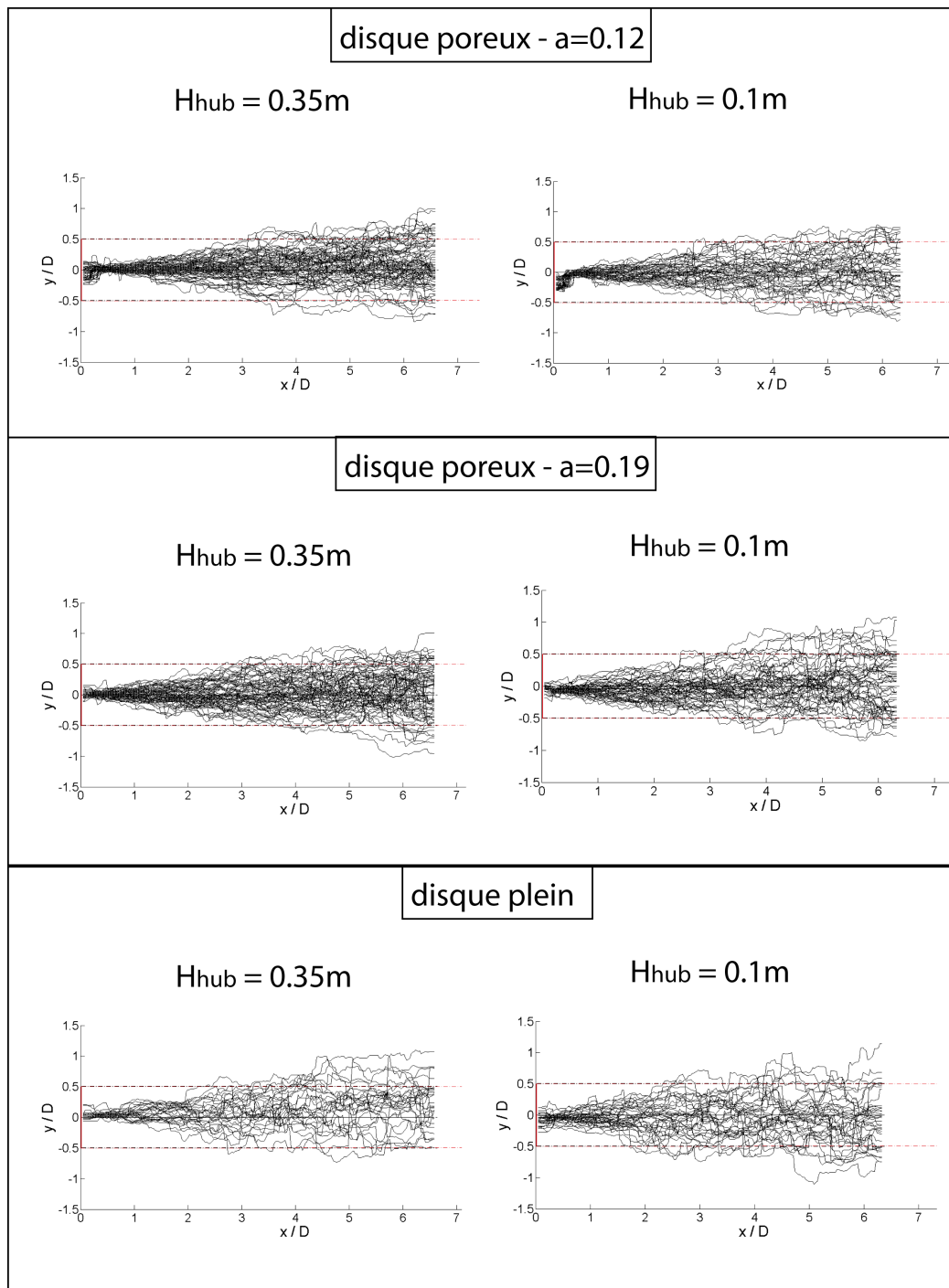


FIG. 13.3 – Axes médians dans le plan horizontal du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ et du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$ (dans la CLA).

13.1. VISUALISATION DES AXES MÉDIANS

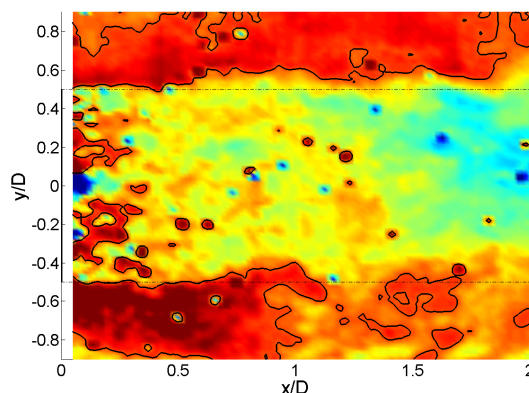


FIG. 13.4 – Champ instantané de vitesse dans la plan vertical du sillage d’un disque poreux avec $H_{hub} = 0.1m$: problème de la proximité du sol sur le repérage des frontières du sillage.

Comparons maintenant nos résultats avec ceux de Trujillo et Kühn [106].

Leurs travaux ont précédemment été exposés dans la partie bibliographique (paragraphe 3.3.2). Partant d’un modèle de dispersion atmosphérique, ils modélisent numériquement la trajectoire d’un sillage d’éolienne en considérant que celle-ci agit comme un traceur passif dirigé par les grandes échelles de la turbulence. Dans le modèle de dispersion atmosphérique dont ils partent, un panache de fumée est représenté comme une succession de bouffées indépendantes, et, par analogie, le sillage d’une éolienne est représenté comme une succession de disques passifs générés par le rotor. La figure 13.5 présente le résultat d’une de leurs simulations numériques où une éolienne avec un rotor de $20m$ et un mât de $30m$ est modélisée dans une CLA instable (aucune information sur le type et/ou la puissance de l’éolienne, ni sur la longueur de rugosité et/ou sur la turbulence dans la CLA modélisée). Le vent incident à hauteur de moyeu est fixé avec une vitesse moyenne de $6m.s^{-1}$. La position d’une seconde éolienne est représentée sur la figure 13.5, à $4D$ en aval de la première.

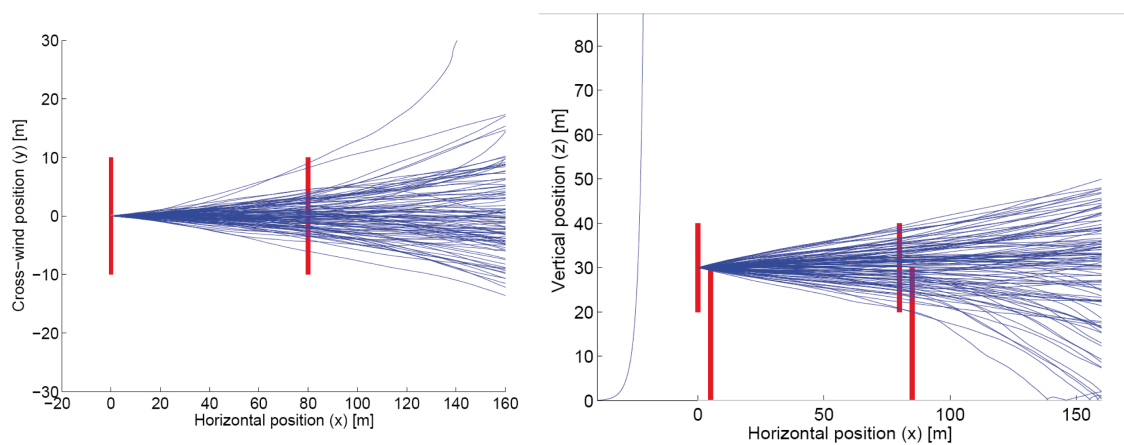


FIG. 13.5 – Axes médians du sillage dans le plan horizontal et vertical issus de la modélisation de numérique de Trujillo et Kühn [106].

Dans le plan horizontal, les auteurs notent un décalage maximal de l'axe médian par rapport à l'axe du rotor d'environ $0.25D$ à $x = 4D$ en aval de l'éolienne : cette estimation est 2 fois moindre que celle issue de nos mesures, puisque à $x = 4D$, on note un décalage maximal d'environ $0.5 - 0.6D$.

Dans le plan vertical, ils notent un décalage maximal d'environ $0.5D$, ce qui, cette-fois est légèrement supérieur à nos estimations (décalage maximal de $0.3 - 0.4D$ mesuré dans le plan vertical à $x = 4D$).

Ces différences peuvent trouver deux explications :

- Premièrement, les échelles intégrales modélisées dans la soufflerie valent environ $7D$. Dans la modélisation de Trujillo et Kühn, le type de CLA n'est pas précisé (CLA au dessus d'un terrain rugueux, modérément rugueux, CLA '*offshore*'?). Aucune indication n'est donc fournie sur les niveaux de turbulence et sur la taille des échelles intégrales. Cependant, la méthode numérique qu'ils développent repose en partie sur un filtre passe-bas qu'ils appliquent sur le champ de vitesses turbulentes afin de filtrer les petites échelles et n'extraire que l'information liée aux grandes échelles de la turbulence. La taille du filtre est liée au diamètre de l'éolienne modélisée et est fixé arbitrairement à $2D$. On peut donc considérer que les grandes échelles considérées ont une taille au moins égale à $2D$. Il est donc probable que l'échelle intégrale de l'écoulement turbulent qu'ils modélisent soit inférieure à la notre. Un tourbillon plus gros ayant toutes les chances d'avoir un impact plus important sur la dynamique globale du sillage, il est possible que les différences d'amplitude observées soient la conséquence de cette différence de taille des grandes échelles.

- Deuxièmement, les conditions de stratification sont différentes. Dans la soufflerie, la CLA modélisée est une CLA thermiquement neutre, tandis que la condition de stratification de Trujillo et Kühn présentée ici est de type 'instable'. La stratification thermique joue un rôle très important dans la turbulence atmosphérique : alors qu'en conditions de CLA neutre, les fluctuations verticales de vitesse sont plus faibles que les fluctuations horizontales, la situation est exactement l'inverse en condition de CLA instable. Par conséquent, si le battement du sillage est moins prononcé verticalement qu'horizontalement dans le premier cas, la situation inverse sera rencontrée dans le second.

Les observations de ce chapitre ont permis de mettre en avant l'évolution spatiale de la trajectoire du sillage et d'en voir les différences avec le peu d'information disponible à ce jour dans la littérature.

Dans le paragraphe suivant, nous allons quantifier ces observations.

13.2 Étude quantitative des écarts des axes médians

Une approche statistique est nécessaire pour pouvoir quantifier les résultats des mesures précédentes. En effet, pour le moment nous nous sommes cantonnés à étudier qualitativement les écarts observés dans les différentes configurations.

Néanmoins, il peut être intéressant de connaître la répartition des positions des centres du sillage à une distance donnée en aval.

Pour pouvoir étudier cela, on se limite aux positions $x/D = 2, 3, 4$ et $6D$ en aval du disque, et en chacune d'elles on détermine le pourcentage de champs dont la position du centre du sillage est située dans une certaine plage de valeurs y/D (z/D pour le plan vertical). Le schéma de la figure 13.6 représente le disque et son mât, vus de côté, ainsi qu'une vue de face où est représenté le découpage en différentes zones. La zone totale étudiée s'étend sur $2D$ et est découpée en sous-zones de largeur $0.1D$. Pour chaque configuration, le nombre d'axes médians présents dans chacune de ces zones est compté : en divisant par le nombre total de trajectoires considérées, on obtient les histogrammes souhaités représentant le pourcentage de champs dont les centres du sillage atteignent certaines zones sur l'axe y (sur l'axe z pour les mesures dans le plan vertical).

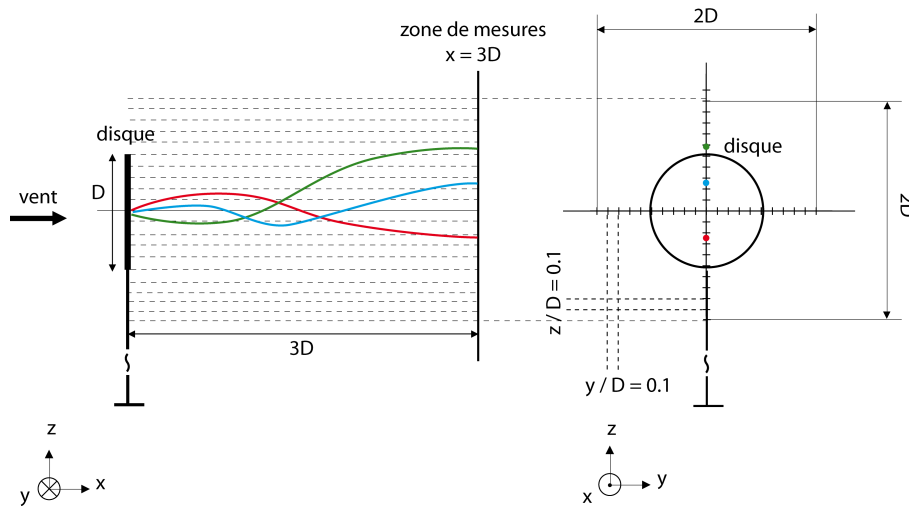


FIG. 13.6 – Explication schématisée de la détermination de probabilité de présence des centres de sillage.

Les figures 13.7 et 13.8 montrent un exemple des mesures qui permettent ce traitement statistique. La figure 13.7 représente les positions selon y des centres du sillage, déterminées en $x = 2, 3, 4$ et $6D$ en aval du disque poreux $a = 0.12$ en CLA, du disque plein en CLA, du disque $a = 0.12$ dans 'Homogène - 3%' et du disque $a = 0.12$ dans 'Homogène - 12%'. De la même manière, la figure 13.8 montre les positions selon z des centres du sillage du disque poreux et du disque plein en CLA.

Selon cette méthode, la figure 13.9 représente les histogrammes obtenus pour les mesures dans le plan horizontal, à $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$, en aval des disques poreux et du disque plein. La figure 13.10 représente les histogrammes pour les mesures dans le plan horizontal et dans le plan vertical ($H_{hub} = 0.35m$).

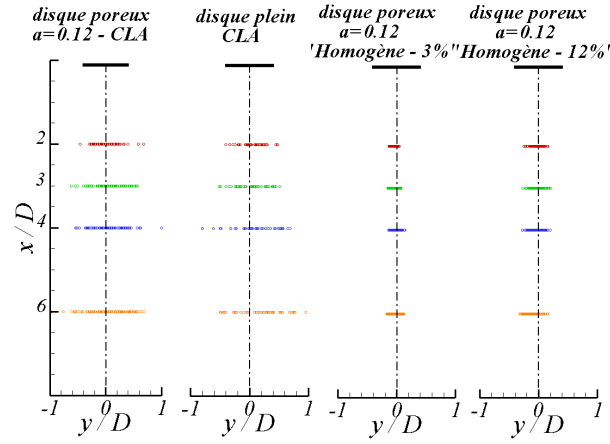


FIG. 13.7 – Positions selon l’axe transversal y des centres du sillage du disque $a = 0.12$ et du disque plein en $x = 2, 3, 4$ et $6D$, en CLA et en écoulement homogène.

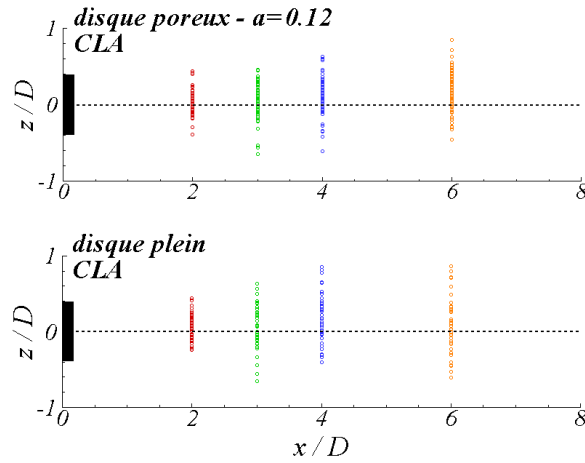


FIG. 13.8 – Positions selon l’axe vertical z des centres du sillage du disque $a = 0.12$ et du disque plein en $x = 2, 3, 4$ et $6D$, en CLA et en écoulement homogène.

On notera que les statistiques des positions de l’axe du sillage sont représentées sous la forme de ‘demi-histogrammes’, c’est-à-dire que les valeurs de y/D (ou z/D pour le cas vertical) sont prises selon leur valeur absolue. Représenter la distribution de ces positions sous une forme Gaussienne (i.e avec des valeurs y/D négatives) nécessite un grand nombre d’échantillons. Cela n’est pas le cas ici du fait du pourcentage de rejet intervenant dans le traitement des images PIV (voir annexe D - le taux d’acceptation sur les 500 images est d’environ 30 – 40%). En outre, représenter les histogrammes sous cette forme suppose une symétrie de la distribution étudiée. Pour le cas horizontal, la symétrie est avérée mais pour le cas vertical, on ne peut que la supposer : au regard de la hauteur considérée au dessus du sol ($H_{hub} = 0.35m, 3.5D$), on s’accorde l’hypothèse de symétrie puisque la zone verticale étudiée ne présente pas un gradient de vitesse très prononcé.

13.2. ÉTUDE QUANTITATIVE DES ÉCARTS DES AXES MÉDIANS

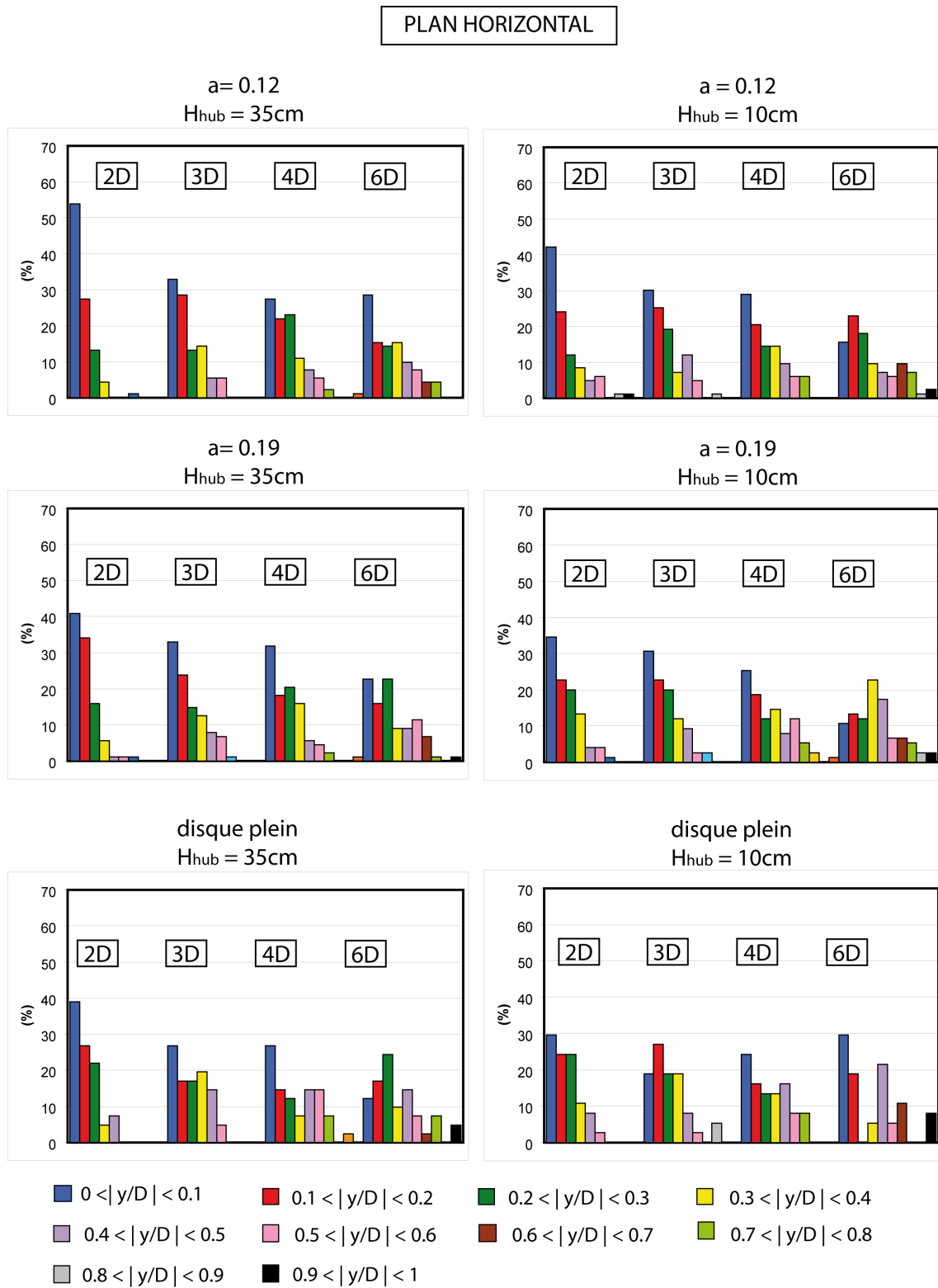


FIG. 13.9 – Histogrammes de la position des axes médians du sillage dans le plan horizontal pour le disque plein et les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ à $H_{hub} = 0.1\text{m}$ et $H_{hub} = 0.35\text{m}$.

13.2. ÉTUDE QUANTITATIVE DES ÉCARTS DES AXES MÉDIANS

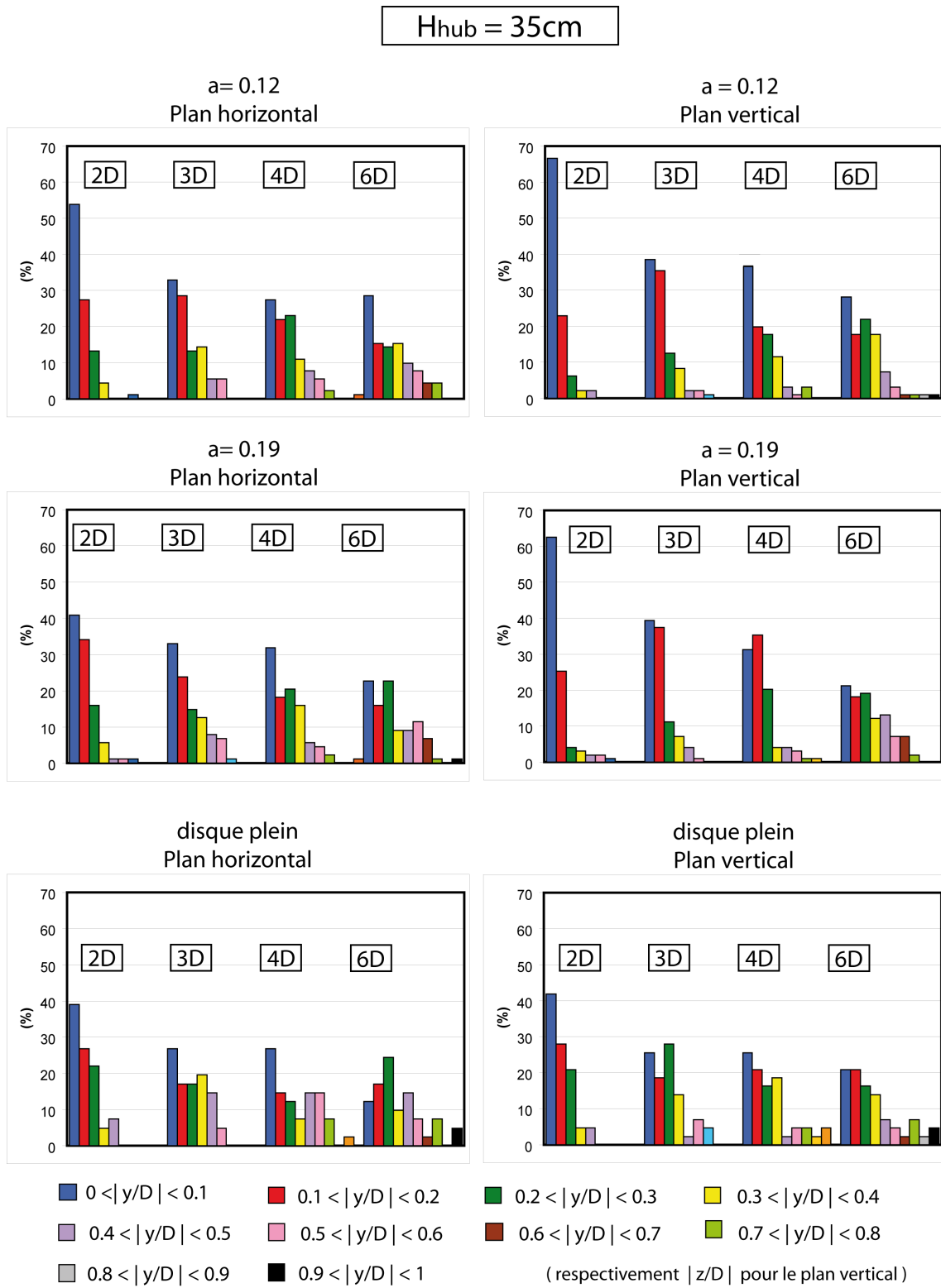


FIG. 13.10 – Histogrammes de la position des axes médians du sillage dans le plan horizontal et le plan vertical pour le disque plein et les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ à $H_{hub} = 0.35\text{m}$.

Comparaisons en écoulement homogène

Les résultats obtenus dans les écoulements homogènes ne sont pas présentés sous forme d'histogrammes car la répartition statistique est très localisée autour de l'axe du disque. En effet, au vu de la figure 13.7, la majeure partie des positions du centre du sillage se trouve dans la gamme $0 < |y/D| < 0.2$. Le tableau 13.1 recense les pourcentages calculés dans le cas des écoulements 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%'.

On peut constater que, comme observé sur les tracés des axes médians de la figure 13.1, les centres du sillage ne se déplacent que très peu dans l'écoulement faiblement turbulent et avec une amplitude légèrement plus grande dans l'écoulement à $Iu = 12\%$. Toutefois, comme nous pouvons déjà le remarquer sur les histogrammes de la figure 13.9, ces écarts en écoulement homogène sont sans commune mesure avec ceux mesurés en conditions de CLA.

		2D	3D	4D	6D
$a = 0.12$ - Homogène - 3%	$0 < y/D < 0.1$	$\approx 100\%$	99	95	92
	$0.1 < y/D < 0.2$	0.3%	1%	5%	8%
$a = 0.19$ - Homogène - 3%	$0 < y/D < 0.1$	96%	95%	94%	91%
	$0.1 < y/D < 0.2$	3%	5%	6%	9%
$a = 0.12$ - Homogène - 12%	$0 < y/D < 0.1$	68%	64%	58%	56%
	$0.1 < y/D < 0.2$	30%	33%	30%	30%
$a = 0.19$ - Homogène - 12%	$0 < y/D < 0.1$	79%	74%	74%	49%
	$0.1 < y/D < 0.2$	18%	22%	23%	32%

TAB. 13.1 – Répartition des centres du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ en écoulement homogène.

Sur les figures 13.9 et 13.10, de grands pourcentages de cas pour de petites valeurs y/D sont synonymes de faibles amplitudes des axes médians.

Tout d'abord, on peut remarquer sur tous les histogrammes un étalement des distributions avec la distance x/D . En effet, quand x/D augmente, les histogrammes s'uniformisent, c'est-à-dire qu'il existe de moins en moins de gammes de positions des centres du sillage largement plus probables que d'autres.

Comparaisons $H_{hub} = 0.35m$ / $H_{hub} = 0.1m$

Comparons les résultats pour un même disque aux deux hauteurs de mât $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$. On constate que, statistiquement, les positions atteintes par les centres du sillage sont réparties sur une moins grande plage de valeurs y/D pour le cas $H_{hub} = 0.35m$. En effet, à $x = 2D$, environ 54% des centres du sillage du disque $a = 0.12$ sont compris entre $-0.1 < y/D < 0.1$ à $H_{hub} = 0.35m$, contre environ 42% à $H_{hub} = 0.1m$. La remarque est la même pour le disque $a = 0.19$ puisque environ 41% des centres sont compris entre $-0.1 < y/D < 0.1$ à $H_{hub} = 0.35m$ contre environ 35% à $H_{hub} = 0.1m$.

Cette constatation est également visible en traçant les écart-types des écarts des axes médians. La figure 13.11 représente ces écart-types pour les deux disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ dans le plan horizontal à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

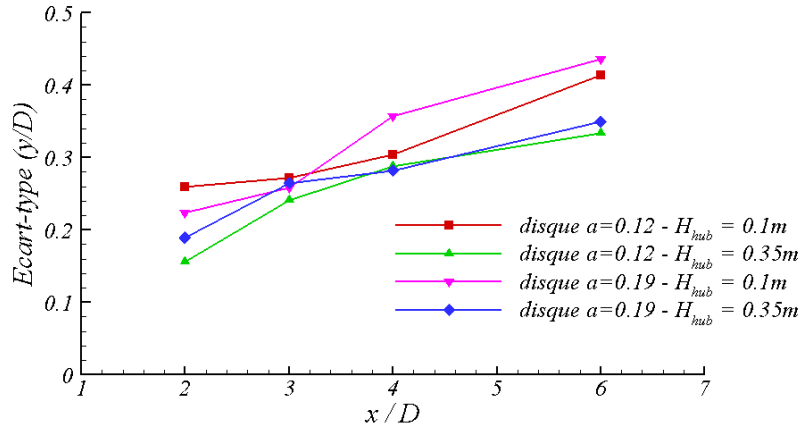


FIG. 13.11 – Ecart-type des écarts des axes médians dans le plan horizontal pour les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

On peut alors voir que les écarts-types sont globalement plus grands dans le cas $H_{hub} = 0.1m$. Cette différence est surtout bien visible pour le disque $a = 0.19$.

Si on se concentre maintenant sur une seule hauteur de mât (par exemple $H_{hub} = 0.35m$) et que l'on compare les deux disques poreux, on ne constate pas de différence bien marquée. Les écarts-types présentés sur la figure 13.11 montrent en effet que les écarts des axes médians sont répartis de façon similaire pour le disque $a = 0.12$ et le disque $a = 0.19$.

En ce qui concerne le disque plein, le battement du sillage est relativement identique dans les cas $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$. De plus, d'après les tracés des écarts-types de la figure 13.12, la distribution horizontale des centres du sillage suit une tendance similaire à celle observée dans le cas des disques poreux.

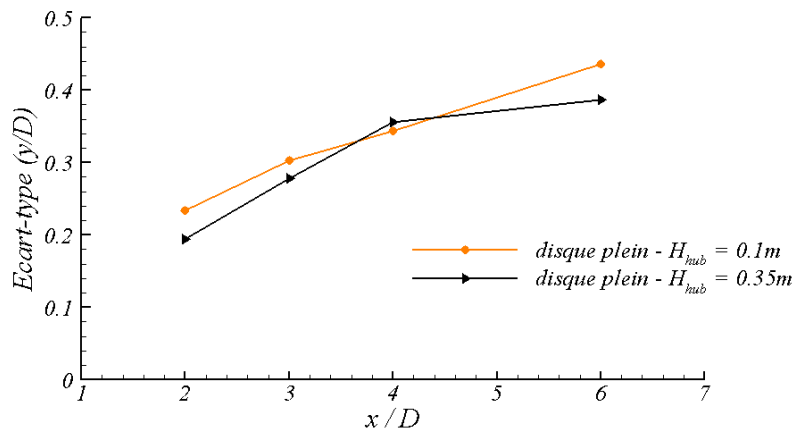


FIG. 13.12 – Ecart-type des écarts des axes médians dans le plan horizontal pour le disque plein à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

Remarque : sur la figure 13.9, dans le cas $H_{hub} = 0.1m$, à $x = 6D$, on note que la statistique n'est pas très bonne. L'histogramme est disparate à cause du nombre restreint d'échantillons dans ce cas. En effet, nous avons vu précédemment que la configuration avec le disque plein, à $10cm$ du sol est une configuration compliquée par l'influence du sol, les forts taux de turbulence, et les caractéristiques tridimensionnelles du détachement tourbillonnaire (les interactions avec le sol peuvent certainement être plus importantes dans le cas du disque plein que dans le cas d'un disque poreux, le sillage étant plus large dans le premier cas).

Comparaisons plan horizontal / plan vertical

La figure 13.10 compare les configurations horizontale et verticale, dans le sillage des disques poreux et du disque plein (la hauteur de mât considérée est ici $H_{hub} = 0.35m$).

Les différences sont bien marquées. Nous avons vu précédemment que, dans le sillage des disques poreux, les amplitudes maximales atteintes dans le plan vertical sont inférieures d'environ 30 – 40% à celles atteintes dans le plan horizontal.

D'un point de vue statistique, les positions des centres du sillage dans le plan vertical sont, pour environ 67% d'entre elles, comprises entre $-0.1 < z/D < 0.1$ dans le cas du disque $a = 0.12$, et environ 62% dans le cas du disque $a = 0.19$ (à $x = 2D$). Dans le plan horizontal, ces chiffres tombent à respectivement 54% et 41%.

Ces résultats, combinés avec la comparaison des écarts-types des trois disques dans le plan horizontal et dans le plan vertical (figure 13.13) permettent de montrer que les axes médians dans le plan vertical sont moins dispersées et restent donc en plus grande proportion proches de l'axe du disque.

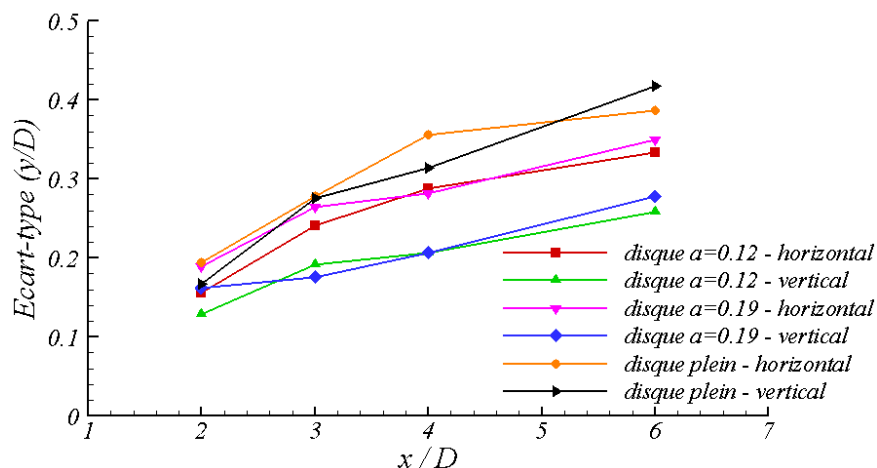


FIG. 13.13 – Ecart-type des écarts des axes médians dans le plan horizontal et dans le plan vertical à $H_{hub} = 0.35m$, pour le disque plein, le disque $a = 0.12$ et le disque $a = 0.19$.

Enfin, pour ce qui est du disque plein, contrairement aux disques poreux, on ne distingue que très peu de différences entre le plan horizontal et le plan vertical : cette constatation est une fois de plus la preuve d'un comportement différent du sillage. Le battement observé n'est pas le même pour le disque plein que pour les disques poreux, le premier étant dû au détachement tourbillonnaire et le second aux grandes échelles de la turbulence atmosphérique.

Comparaisons avec la littérature

La figure 13.14 est une figure extraite des travaux de Trujillo et Kühn [106] où sont représentées les probabilités auxquelles les centres des sillages modélisés atteignent certaines zone du plan (yz) , normal à l'écoulement (résultats en $x = 4D$ en aval de l'éolienne). Ces probabilités sont issues de l'analyse statistique des sillages présentés précédemment sur la figure 13.5. Les zones étudiées dans notre approche statistique (schéma 13.6) sont superposées à la figure de Trujillo et Kühn, afin de pouvoir comparer les pourcentages obtenus par leur simulation numérique et par notre approche en soufflerie.

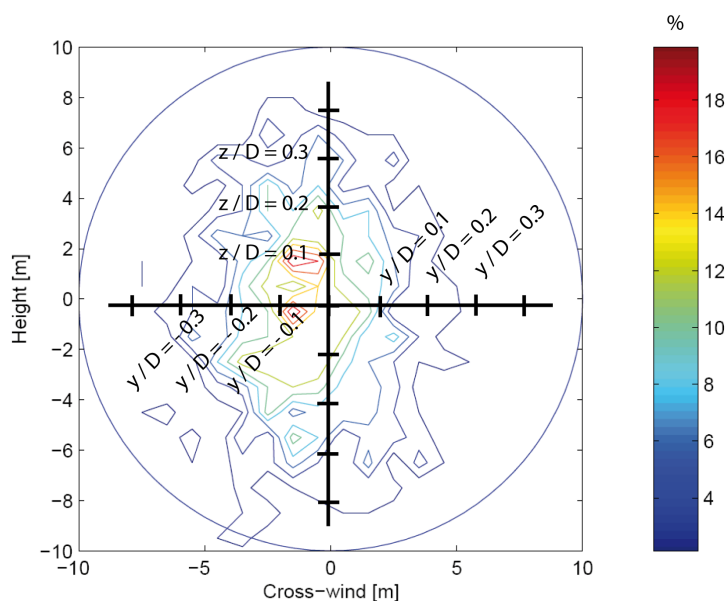


FIG. 13.14 – Distribution des positions du centre des sillages dans le plan normal à l'écoulement, en $x = 4D$. D'après [106].

Le tableau 13.2 compare les résultats statistiques de Trujillo et Kühn ainsi que les résultats issus de nos mesures en soufflerie, à $x = 4D$ dans le sillage du disque $a = 0.19$.

		[106]	Mesures soufflerie
selon l'axe y	$0 < y/D < 0.1$	45%	32%
	$0.1 < y/D < 0.2$	30 – 35%	18%
	$0.2 < y/D < 0.3$	15%	20.5%
	$0.3 < y/D < 0.4$	5%	16%
	$0.4 < y/D < 0.5$	-	6%
selon l'axe z	$0 < z/D < 0.1$	55%	31%
	$0.1 < z/D < 0.2$	15 – 20%	35%
	$0.2 < z/D < 0.3$	15%	20%
	$0.3 < z/D < 0.4$	5 – 10%	4%
	$0.4 < z/D < 0.5$	-	4%

TAB. 13.2 – Comparaison entr les probabilités de présence obtenues par Trujillo et Kühn [106], et celles issues des mesures en soufflerie.

Au delà des différences entre le plan horizontal et le plan vertical (déjà discutées dans le paragraphe précédent au sujet des tracés des axes médians), on constate donc une nouvelle fois que les positions des centres du sillage obtenues selon notre modélisation sont réparties sur une plage plus large autour de l'axe du disque. Statistiquement, les sillages générés par notre modélisation ont des axes médians qui, à $x = 4D$, passent moins souvent dans la zone la plus proche de l'axe du disque. Ils sont au contraire plus souvent écartés de cet axe. Les raisons probables de ces différences ont déjà été soulevées dans le paragraphe précédent (13.1).

Conclusion

Cette étude statistique a permis de confirmer et de quantifier les observations issues des tracés des axes médians du paragraphe précédent.

Il ressort de cette analyse que les axes médians des deux disques poreux ont des comportements similaires : aucune réelle différence n'est observée entre les écarts des axes médians du disque $a = 0.12$ et ceux du disque $a = 0.19$. Le disque plein, en revanche, possède un sillage statistiquement un peu plus dévié. En outre, pour un disque donné, les écarts sont légèrement moins grands à $H_{hub} = 0.35m$ qu'à $H_{hub} = 0.1m$. Enfin, en comparant le cas du plan horizontal avec celui du plan vertical, on a pu conforter le résultat de l'étude temporelle menée au chapitre 12 où il a été montré que les écarts sont plus faibles verticalement qu'horizontalement.

Une étude de l'influence de la taille des échelles intégrales sur l'amplitude des oscillations et les écart des axes médians serait des plus intéressantes. Les éventuelles différences de taille entre la composante verticale de la vitesse dans la direction verticale (Lw^z) et la composante transversale dans la direction transversale (Lv^y) sont elles corrélées avec les différences de comportement dans le plan vertical et dans le plan horizontal? La taille des échelles, augmentant avec l'altitude, est elle liée aux différences observées entre $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$? Ce type d'interrogation n'a pas été résolu au moment de la rédaction de ce mémoire mais les mesures PIV présentées pourraient être approfondies en vue de calculer ces échelles intégrales.

13.3 Étude de la largeur du sillage

L'étude de l'évolution de la taille du sillage fait l'objet de cette dernière partie sur le traitement spatial du *meandering*.

Les résultats obtenus sur les tailles du sillage sont présentés sous deux formes différentes. Tout d'abord, des histogrammes sont tracés afin de représenter les largeurs les plus probables en $x = 2, 3, 4$ et $6D$. En chacune des positions $x = 2, 3, 4$ et $6D$, ces largeurs sont obtenues en moyennant les largeurs mesurées sur chacun des champs PIV instantanés traités. Sur chaque barre d'histogramme (correspondant aux positions $x = 2, 3, 4$ et $6D$) est superposé l'écart-type de la largeur, permettant de caractériser la dispersion de la valeur de la largeur autour de sa valeur moyennée.

La seconde représentation consiste ensuite à considérer les largeurs instantanées moyennées en chacune des positions entre $x = 0$ et $x = 6D$ ($x = 8D$ en écoulement homogène). Celles-ci sont alors comparées aux largeurs du sillage mesurées sur un champ moyen (point de vue stationnaire - toutes les images PIV sont moyennées ensemble avant de réaliser le repérage des frontières du sillage). De cette façon, il est possible de voir l'impact du *meandering* sur la largeur, et en particulier de constater la surestimation de la largeur réelle du sillage quand celui-ci est considéré d'un point de vue stationnaire (voir introduction de ce chapitre).

Les interprétations qui suivent concernent :

- l'évolution de la largeur du sillage des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$ dans les deux écoulements homogènes 'Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%'
- l'évolution de la largeur du sillage dans le plan horizontal des disques poreux et du disque plein en conditions de CLA à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$
- l'évolution de la largeur dans le plan horizontal et dans le plan vertical des trois mêmes disques à $H_{hub} = 0.35m$ en conditions de CLA.

En écoulement homogène

La figure 13.15 représente les histogrammes obtenus dans les deux écoulements homogènes ('Homogène - 3%' et 'Homogène - 12%'), pour les deux disques poreux (on rappelle qu'aucune mesure PIV n'a pu être réalisée sur le disque plein en écoulement homogène - voir paragraphe 11.2).

Pour un disque donné, on ne constate que peu de différence entre les largeurs instantanées mesurées dans l'écoulement 'Homogène - 3%' et dans l'écoulement 'Homogène - 12%'. En revanche, l'écart-type de la largeur est plus important dans l'écoulement le plus turbulent : celui-ci est compris entre $0.05D$ et $0.1D$ dans l'écoulement 'Homogène - 3%', et entre $0.12D$ et $0.22D$ dans 'Homogène - 12%'. On peut donc constater l'influence de la turbulence sur la largeur des sillages puisque dans l'écoulement le plus turbulent, la dispersion des mesures de la largeur instantanée est plus grande (tracés des écarts-types de la figure 13.15).

13.3. ÉTUDE DE LA LARGEUR DU SILLAGE

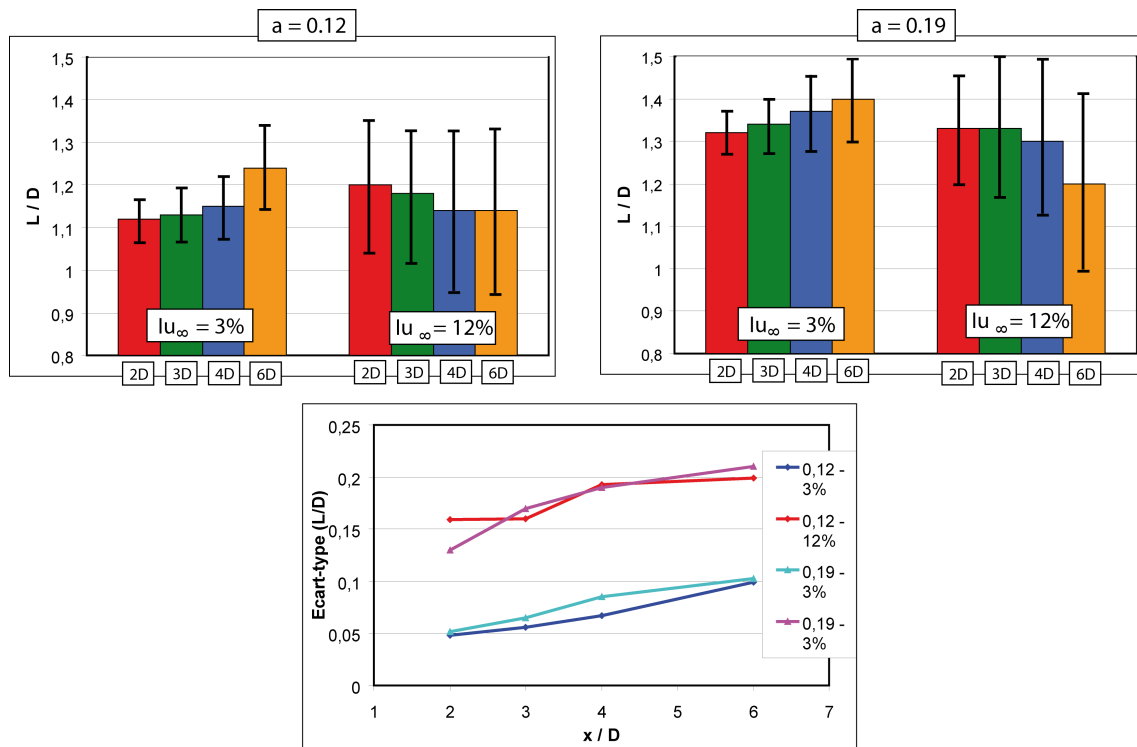


FIG. 13.15 – Largeur moyenne et écart-type de la largeur du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ placés en écoulement homogène.

L'influence du niveau de turbulence est en fait double. En effet, au delà de $x = 4D$ on peut voir sur les histogrammes relatifs à l'écoulement 'Homogène - 12%' que la largeur instantanée mesurée commence à décroître. Ce n'est pas le cas dans l'écoulement 'Homogène - 3%' où la largeur du sillage continue progressivement d'augmenter.

Nous avons vu que la méthode de repérage des frontières du sillage est basée sur la détermination d'une valeur 'seuil' de la vitesse. Cette valeur 'seuil' est fixée à 95% de la vitesse extérieure au sillage et déterminée dans l'annexe D de telle sorte que, pour toutes les configurations étudiées, le sillage **moyen** continue son expansion radiale. Sur un champ de vitesse **instantanée**, cette condition d'expansion ne peut toujours être satisfaite comme le présente la figure 13.16.

Cette figure représente le champ de vitesse instantanée (adimensionnée par la vitesse extérieure) dans le sillage du disque $a = 0.12$, dans l'écoulement 'Homogène - 3%' et dans 'Homogène - 12%' (on rappelle que les mesures entre 0 et $4D$ sont séparées des mesures entre 4 et $8D$ de par le protocole expérimental particulier en écoulement homogène - voir annexe C.3.2). Dans l'écoulement 'Homogène - 12%', la turbulence ambiante est plus forte et les petites échelles de la turbulence diffusent plus rapidement les frontières du sillage ce qui rend le sillage instantané de moins en moins large avec la distance aval. Voilà pourquoi sur les histogrammes relatifs à l'écoulement 'Homogène - 12%' sur la figure 13.15, la largeur instantanée possède une évolution légèrement décroissante contrairement au cas de l'écoulement 'Homogène - 3%' où les faibles niveaux de turbulence permettent une évolution croissante de la largeur instantanée.

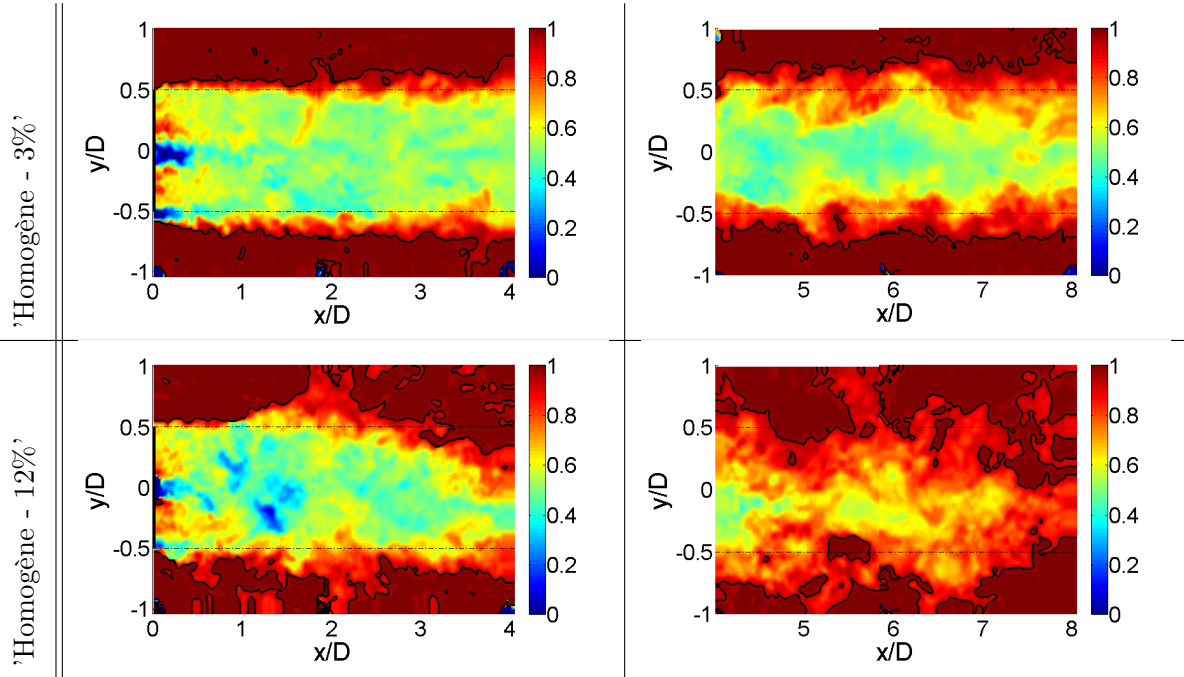


FIG. 13.16 – Champ de vitesse instantanée adimensionnée dans l'écoulement 'Homogène - 3%' et dans l'écoulement 'Homogène - 12%' (disque $a = 0.12$).

Enfin, si l'on se focalise sur un seul des deux écoulements, et que l'on compare le comportement du disque $a = 0.12$ avec celui du disque $a = 0.19$, on peut constater que les sillages instantanés sont globalement moins larges d'environ 15 – 20% dans le cas du disque de plus faible facteur d'induction.

Sachant que le disque $a = 0.12$ génère un déficit de vitesse plus petit que le disque $a = 0.19$, l'expansion de son sillage est elle aussi plus petite. En effet la conservation du débit impose :

$$Q_{disque} = Q_{sillage}$$

avec Q_{disque} , le débit volumique au disque et $Q_{sillage}$ le débit volumique dans le sillage (le fluide est considéré parfait ici).

En considérant le sillage parfaitement cylindrique, et en notant D le diamètre du disque, $D_{sillage}$ le diamètre du sillage, U_{disque} la vitesse au disque et $U_{sillage}$ la vitesse dans le sillage, on a :

$$\frac{\pi D^2}{4} U_{disque} = \frac{\pi D_{sillage}^2}{4} U_{sillage}$$

Ainsi, d'après le principe du disque de Froude (voir chapitre 2) on obtient :

$$\frac{\pi D^2}{4} (1 - a) U_\infty = \frac{\pi D_{sillage}^2}{4} (1 - 2a) U_\infty$$

13.3. ÉTUDE DE LA LARGEUR DU SILLAGE

On peut donc trouver une estimation de la largeur moyenne du sillage, uniquement liée à l'influence du facteur d'induction du disque poreux :

$$D_{sillage} = \sqrt{\frac{1-a}{1-2a}} \cdot D$$

Ce qui conduit, pour les deux disques poreux étudiés, aux estimations suivantes :

$$a = 0.12 \Rightarrow D_{sillage} \approx 1.08D \quad (13.1)$$

$$a = 0.19 \Rightarrow D_{sillage} \approx 1.14D \quad (13.2)$$

Néanmoins, les histogrammes de la figure 13.15 montrent que les largeurs mesurées sont supérieures à ces valeurs théoriques. Ceci provient du fait que cette théorie est réalisée en fluide parfait. La diffusion turbulente y est alors négligée et la largeur théorique du sillage est inférieure à sa largeur réelle.

Ainsi, en plus de la diffusion par la turbulence ambiante, le déficit de vitesse implique également une production de turbulence par cisaillement à la périphérie du sillage. La diffusion turbulente produite diffuse alors les frontières du sillage, de façon d'autant plus importante que le facteur d'induction est grand (plus grand déficit de vitesse donc plus grand cisaillement, donc plus de turbulence produite par cisaillement).

La figure 13.17 présente la comparaison de la largeur moyenne du sillage et la moyenne des sillages instantanés pour les disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$. Les largeurs théoriques déterminées à partir des équations (13.1) et (13.2) sont également représentées.

Sur les largeurs moyennes (traits pleins), on peut noter des valeurs très légèrement supérieures dans le cas de l'écoulement 'Homogène - 12%' (surtout pour $x/D \leq 4$), quel que soit le disque poreux considéré : ceci est dû à la diffusion plus importante du sillage dans l'écoulement où la turbulence amont est plus forte, se traduisant par une expansion plus importante du sillage. Sur les largeurs instantanées, on note une décroissance au delà de $x = 4D$ dans le cas de l'écoulement 'Homogène - 12%', et aucune décroissance notable dans l'écoulement 'Homogène - 3%'. Ceci est consistant avec les remarques faites sur les histogrammes de la figure 13.15 et sur le repérage des frontières du sillage sur la figure 13.16.

Les trois paramètres que sont le facteur d'induction, la diffusion par les petites échelles de la turbulence ambiante et la diffusion par cisaillement à la périphérie du sillage, sont trois paramètres régissant la largeur du sillage. L'influence du facteur d'induction est prépondérante mais les mesures réalisées ici ne permettent pas de dissocier la part de responsabilité de la diffusion par la turbulence ambiante de celle de la diffusion par cisaillement à la périphérie du sillage.

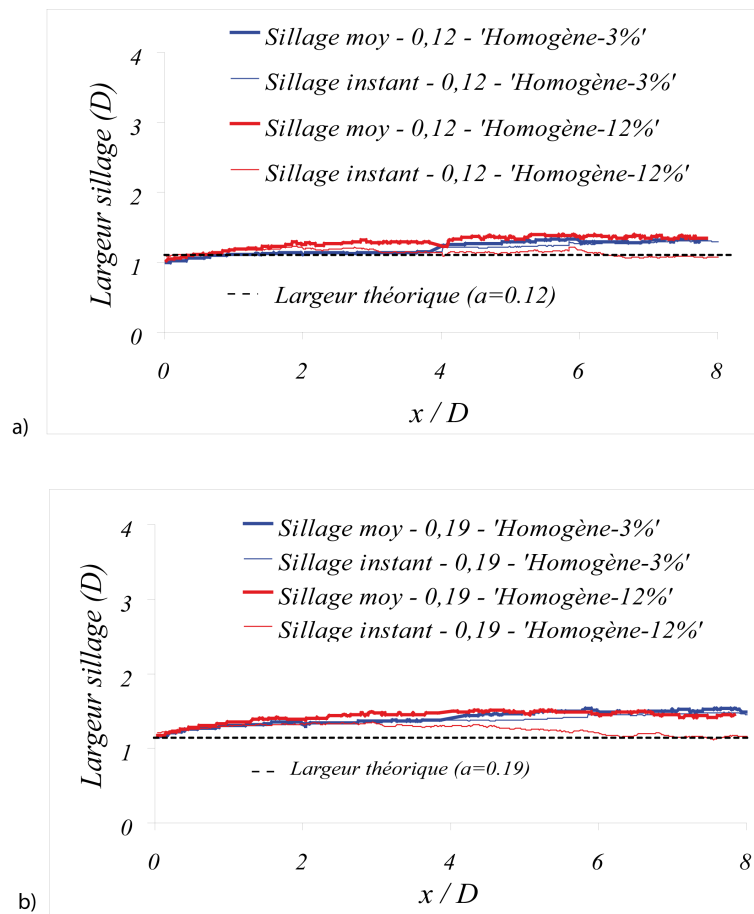


FIG. 13.17 – Comparaison de la largeur du sillage mesurée sur un champ moyen et de la largeur mesurée sur les champs instantanés. Cas des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ placés en écoulement homogène.

Finalement, la remarque la plus importante à tirer de ces tracés est la faible différence entre la largeur du sillage mesurée sur un champ moyen et celle issue des champs instantanés. Ceci est dû à l'absence de *meandering* dans ces cas d'écoulements homogènes (échelles intégrales inférieures au diamètre du disque - voir paragraphe 13.1).

En CLA, comparaisons $H_{hub} = 0.35m / H_{hub} = 0.1m$

La figure 13.18 compare les largeurs L des sillages des disques poreux et du disque plein, en conditions de CLA, à $H_{hub} = 0.35m$ et à $H_{hub} = 0.1m$.

Pour une hauteur de mât donnée, la comparaison des disques poreux $a = 0.12$ et $a = 0.19$ complète la remarque précédente faite sur les résultats en écoulement homogène quant à l'influence du facteur d'induction sur la largeur instantanée du sillage. En effet, globalement, la largeur instantanée des sillages du disque $a = 0.12$ est moindre que celle du disque $a = 0.19$.

13.3. ÉTUDE DE LA LARGEUR DU SILLAGE

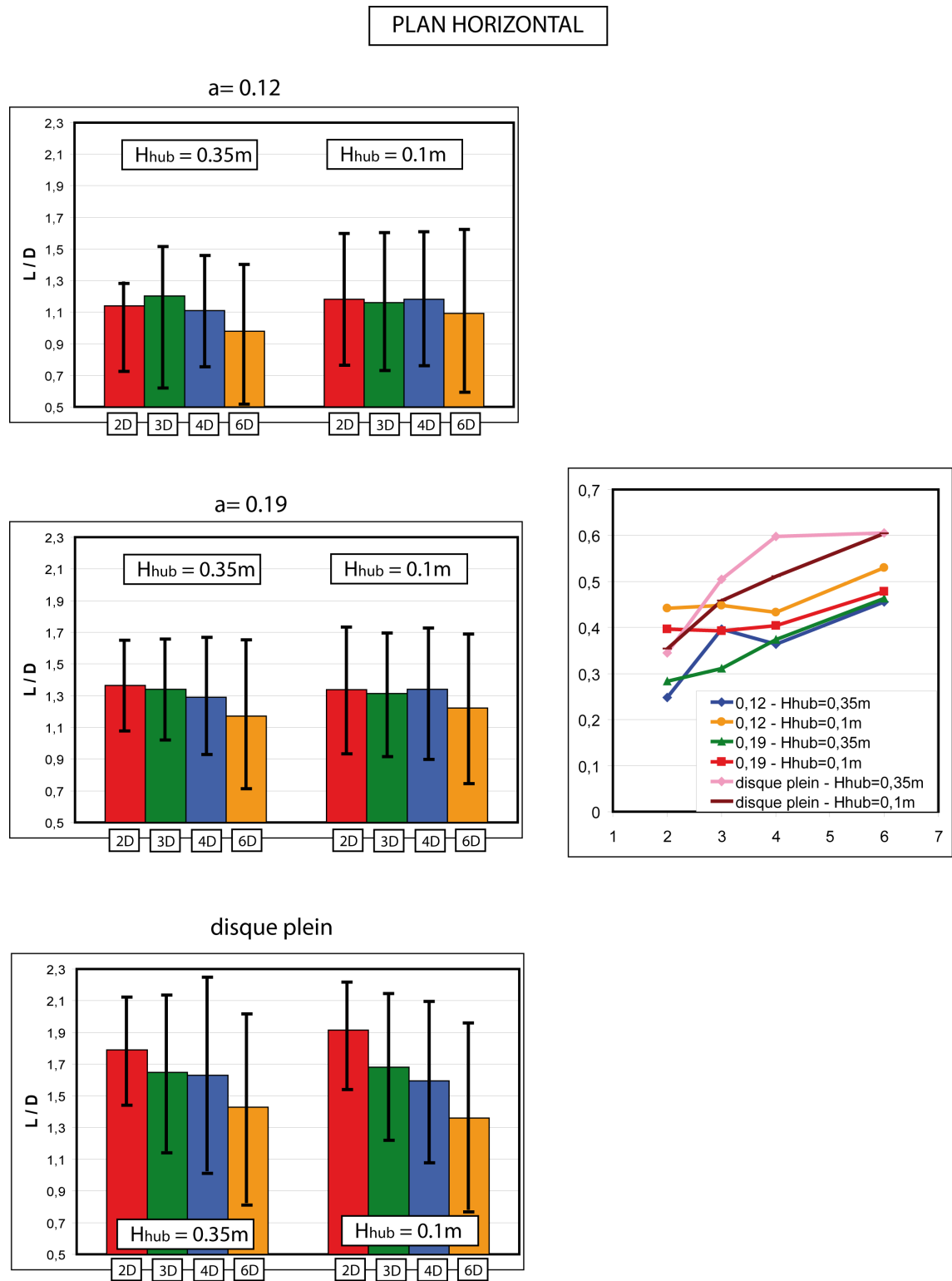


FIG. 13.18 – Largeur moyenne et écart-type de la largeur du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$, en conditions de CLA.

13.3. ÉTUDE DE LA LARGEUR DU SILLAGE

Comparons maintenant le comportement des largeurs instantanées de sillage entre les situations $H_{hub} = 0.35m$ et $H_{hub} = 0.1m$.

Quel que soit le disque poreux considéré, la faible convergence statistique des histogrammes ne permet pas de conclure sur une éventuelle différence de la largeur instantanée des sillages générés à une hauteur de $H_{hub} = 0.35m$ et à $H_{hub} = 0.1m$. En effet, au vu de la dispersion des largeurs dans les deux cas, on peut comprendre que le nombre d'images nécessaire à la convergence statistique doit être très important. Néanmoins, une information importante est obtenue sur la dispersion des largeurs instantanées : les tracés des écarts-types révèlent une dispersion plus importante des largeurs mesurées dans le cas $H_{hub} = 0.1m$.

Enfin, concernant le disque plein, on peut également voir ici que l'évolution du sillage est différente de celle des disques poreux.

Le fait de considérer un obstacle plein implique une largeur du sillage statistiquement plus grande que celle d'un disque poreux. La distance aval augmentant, la largeur mesurée à également tendance à s'étaler sur une gamme plus large. Par exemple, en première approximation, la largeur du disque plein est environ 20 – 25% plus grande que celle du disque $a = 0.19$.

Comparons maintenant les largeurs instantanées et les largeurs moyennes.

La figure 13.19 représente la comparaison des largeurs de sillage moyen et des largeurs de sillages instantanés mesurées pour les disques $a = 0.12$, $a = 0.19$ et le disque plein, dans le plan horizontal à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

Dans le cas des deux disques poreux, on constate que les sillages moyens d'un même disque sont globalement identiques à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$. L'intensité de turbulence de l'écoulement amont, plus forte dans le cas $H_{hub} = 0.1m$ n'a donc pas de rôle déterminant ici.

En revanche, comme précisé précédemment, on note que le sillage du disque $a = 0.19$ est un peu plus large que celui du disque $a = 0.12$.

En outre, contrairement à la situation en écoulement homogène où aucune différence entre la largeur moyenne et la largeur instantanée du sillage n'est observée, la situation est différente ici : la surestimation de la largeur du sillage considéré comme stationnaire est bien visible sur la figure 13.19.

En écoulement homogène, les échelles intégrales sont de petites dimensions (inférieures au diamètre du disque) et n'impliquent pas de battement du sillage (absence de *meandering* - voir étude temporelle). En écoulement de CLA, les oscillations du sillage existent et induisent une largeur plus importante qu'elle ne l'est en réalité si l'on se contente d'étudier le sillage moyenné.

Cette surestimation de la largeur du sillage varie en fonction de la distance en aval : jusqu'à $x = 1 - 2D$ environ, les largeurs du sillage moyen et du sillage instantané ne sont pas si différentes, mais pour des distances supérieures la surestimation commence à devenir significative. La figure 13.20 représente cette surestimation, en pourcentage, de la largeur du sillage moyen par rapport à la largeur du sillage instantané.

On peut alors constater que les surestimations dans les plans horizontaux à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$, pour les deux disques étudiés, sont à peu près les mêmes.

13.3. ÉTUDE DE LA LARGEUR DU SILLAGE

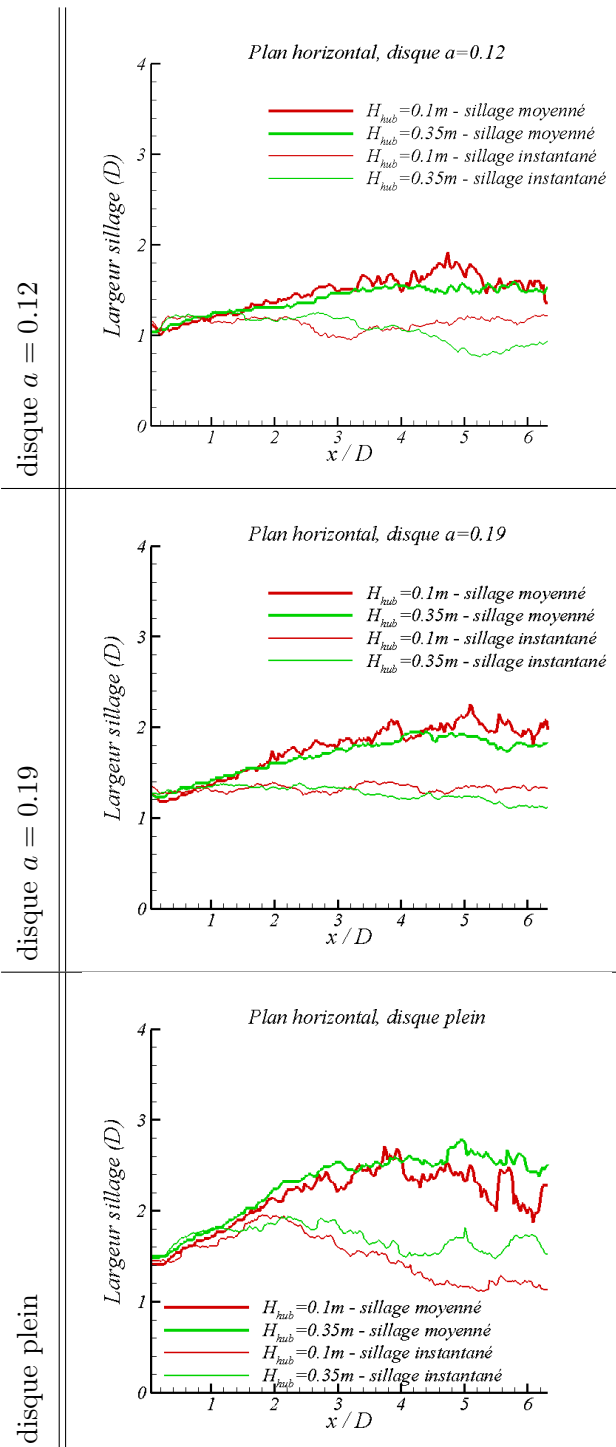


FIG. 13.19 – Comparaison des largeurs de sillage moyen et des largeurs des sillages instantanés mesurées pour les disques $a = 0.12$, $a = 0.19$ et le disque plein, dans le plan horizontal à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

13.3. ÉTUDE DE LA LARGEUR DU SILLAGE

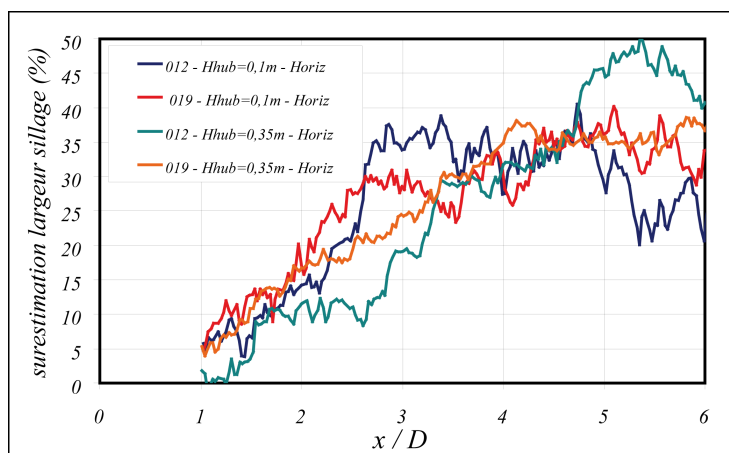


FIG. 13.20 – Estimation de la surestimation de la largeur du sillage moyen par rapport au sillage instantané. Plans horizontaux $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$.

Enfin, le cas du disque plein sur la figure 13.19 est particulier. La largeur moyenne est, comme explicité précédemment, plus importante que pour les deux disques poreux, mais la tendance des sillages instantanés est là aussi très dépendante de la méthode de repérage des frontières.

La figure 13.21.a) montre un champ de vitesse moyenne et les frontières repérées, et la figure 13.21.b) montre un champ instantané et les frontières repérées. On peut alors constater que statistiquement, le repérage selon le seuil $95\%U_{ext}$ (voir paragraphe 11.2) implique une largeur du sillage pouvant diminuer. Le détachement tourbillonnaire et la zone de recirculation derrière le disque rendent le sillage chaotique.

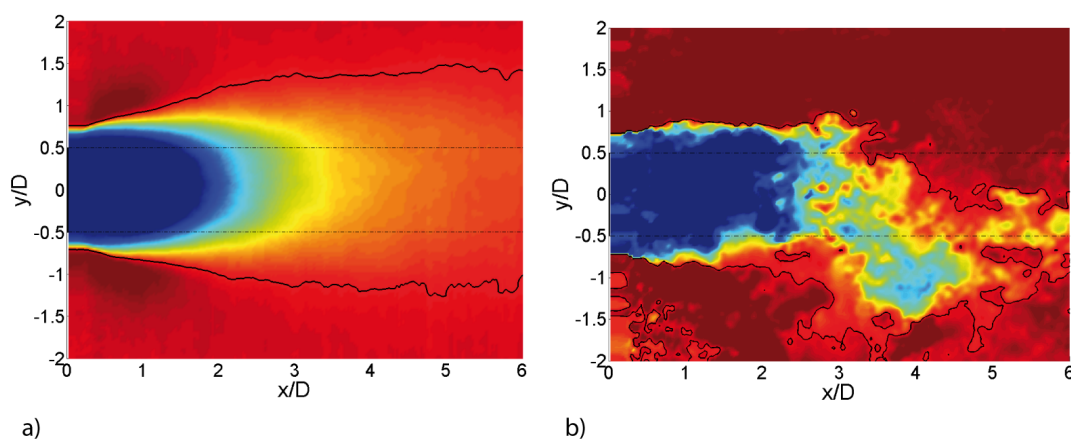


FIG. 13.21 – Champ moyen et champ instantané dans le sillage d'un disque plein : problème du repérage des frontières.

Comparaisons plan horizontal / plan vertical

Pour le cas $H_{hub} = 0.35$, la figure 13.22 compare les largeurs mesurées dans le plan horizontal du sillage des trois disques avec les hauteurs l mesurées dans le plan vertical.

Les largeurs instantanées sont quasiment identiques dans le plan horizontal et vertical et on ne peut noter qu'un écart-type de la largeur légèrement plus grand dans le plan vertical.

La figure 13.23 représente la largeur du sillage moyen et les largeurs des sillages instantanés mesurées pour les disques $a = 0.12$, $a = 0.19$ et le disque plein, à $H_{hub} = 0.35m$, dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

Dans le cas des deux disques poreux, on constate que les sillages moyens sont légèrement plus petits dans le plan vertical que dans le plan horizontal. On note également, une fois de plus que le sillage du disque $a = 0.19$ est plus large que celui du disque $a = 0.12$.

En revanche, pour les largeurs instantanées, aucune différence ne peut être extraite entre le plan vertical et le plan horizontal.

Pour ce qui est de la surestimation de la largeur moyenne, celle-ci est bien visible sur la figure 13.24.

On note que cette surestimation dans le plan vertical est moins importante que la surestimation observée dans le plan horizontal.

13.4 Conclusion

Grâce à l'étude temporelle du chapitre 12, nous avons vu que le phénomène de *meandering* était lié aux grandes échelles de la turbulence, amenant alors le sillage à osciller de façon aléatoire. Ce battement du sillage est différent de celui observé pour un disque plein. Ceci a pu être montré en comparant systématiquement le sillage des disques poreux avec celui du disque plein. Il en est ressorti que le sillage du disque plein est gouverné par le phénomène de détachement tourbillonnaire et que les grandes échelles de la turbulence n'ont alors qu'un rôle négligeable dans le battement du sillage.

L'étude spatiale par PIV avait pour vocation de conforter ces résultats obtenus par l'étude temporelle, et de les quantifier.

Nous avons donc vu que le sillage du disque plein est bien différent, de par son comportement et sa taille, au sillage d'un disque poreux.

Concernant les disques poreux, il a été montré qu'aucune différence n'était apparente dans la dynamique du sillage en fonction du facteur d'induction. Ainsi, les écarts de trajectoire observés pour les deux disques étudiés sont très similaires. En revanche, l'étude menée sur la largeur du sillage a montré un sillage statistiquement moins large pour le cas du plus petit facteur d'induction.

Pour un disque donné, il a été montré que les écarts de trajectoire et la largeur du sillage sont statistiquement plus petits quand la hauteur de mât augmente (le sillage se développe alors dans un écoulement moins turbulent).

Enfin, la comparaison des résultats dans le plan horizontal et dans le plan vertical ont confirmé que les écarts de trajectoire sont globalement moins grands verticalement. La largeur du sillage, en revanche, n'est pas très affectée.

13.4. CONCLUSION

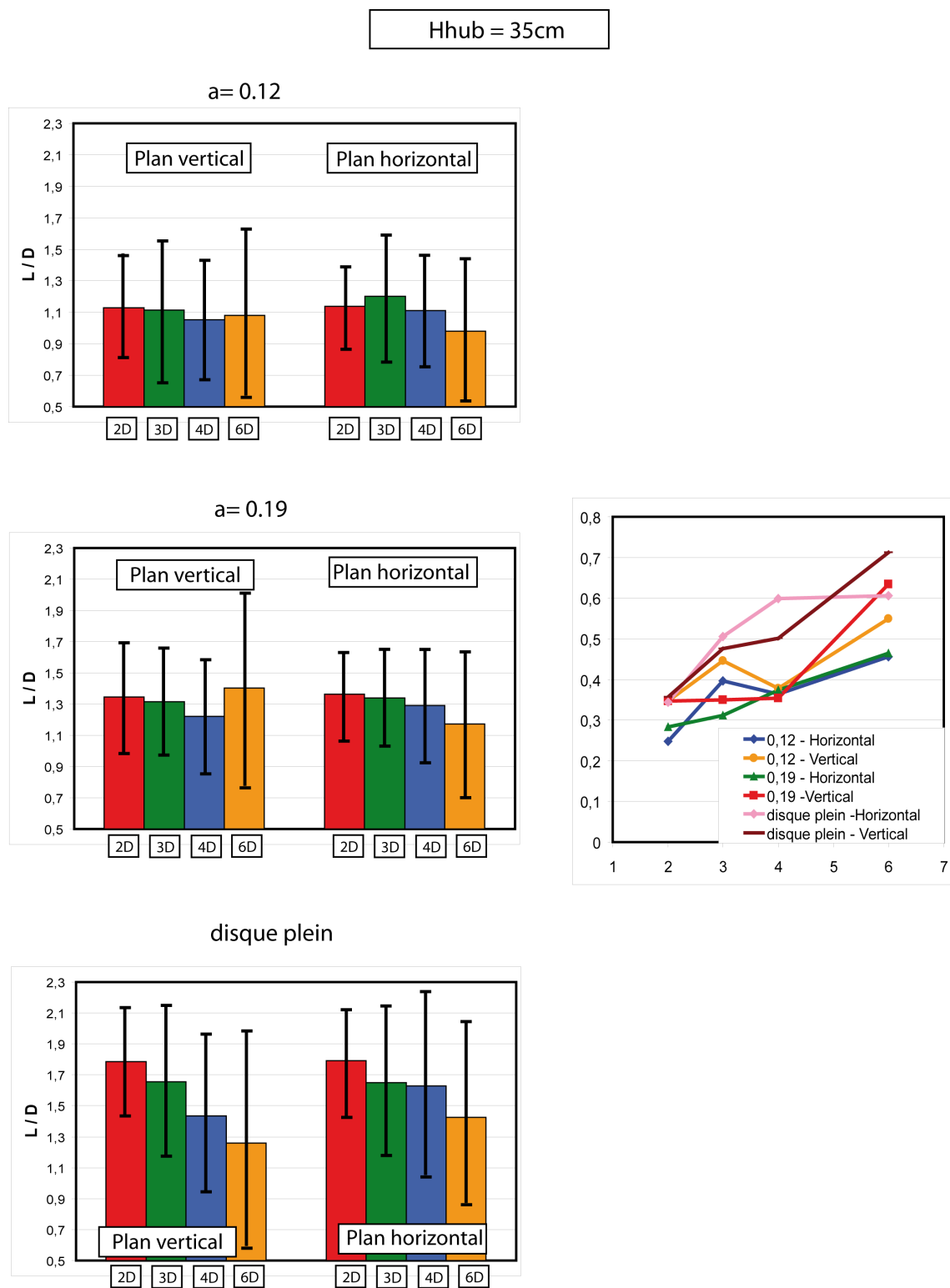


FIG. 13.22 – Largeur moyenne et écart-type de la largeur du sillage des disques $a = 0.12$ et $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 0.35m$ en conditions de CLA. Comparaison des résultats dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

13.4. CONCLUSION

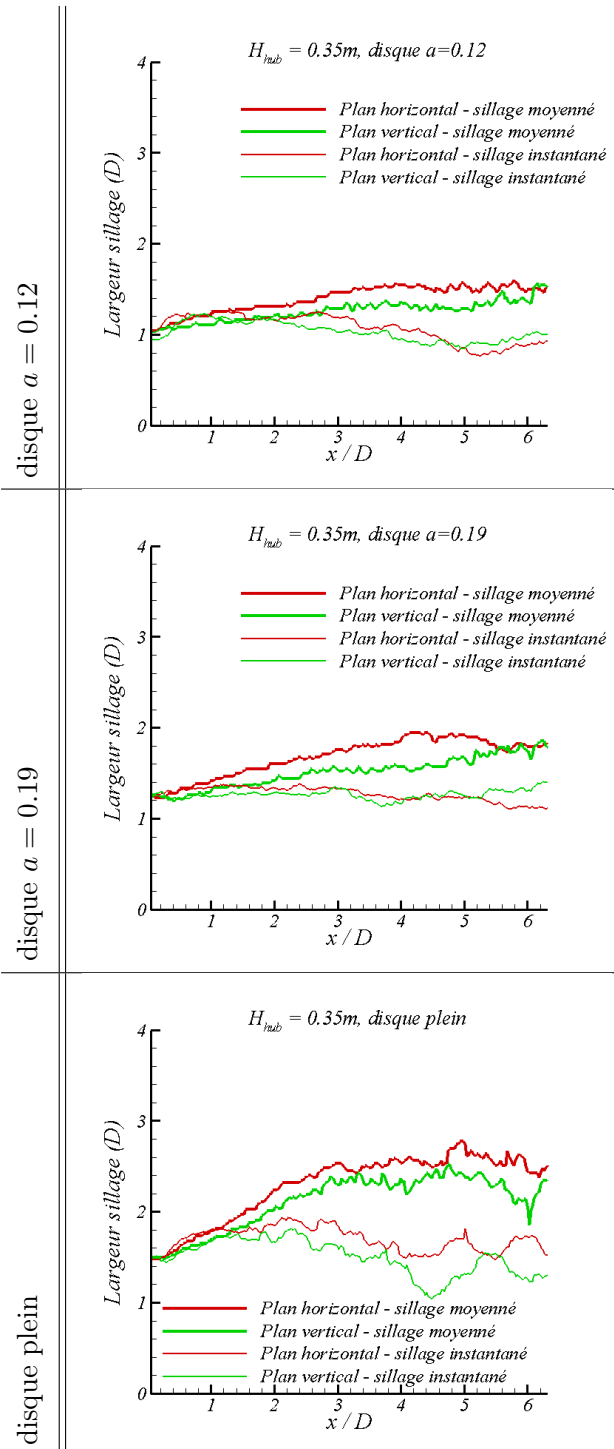


FIG. 13.23 – Comparaison des largeurs de sillage moyen et des largeurs des sillages instantanés mesurées pour les disques $a = 0.12$, $a = 0.19$ et le disque plein, dans le plan horizontal et dans le plan vertical à $H_{hub} = 0.35m$.

13.4. CONCLUSION

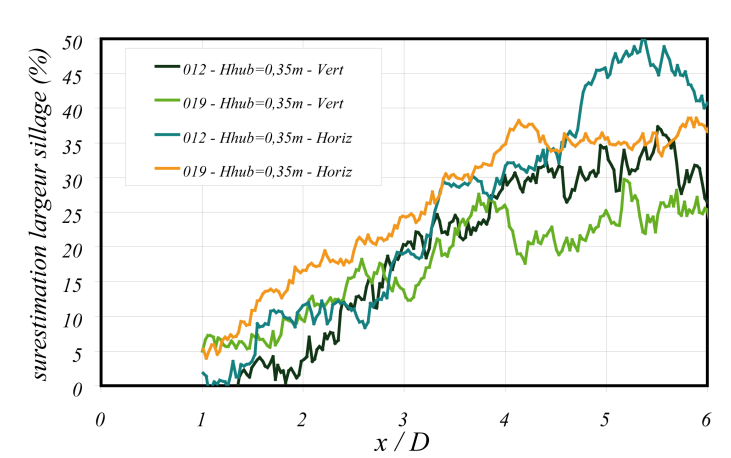


FIG. 13.24 – Estimation de la surestimation de la largeur du sillage moyen par rapport au sillage instantané. Plan horizontal et vertical à $H_{hub} = 0.35m$.

Conclusions et perspectives

Ce travail de recherche visait à mieux cerner, à travers une étude expérimentale en soufflerie, les caractéristiques du sillage des éoliennes soumis à des conditions de couche limite atmosphérique.

Celui-ci s'est articulé selon deux axes principaux : l'étude stationnaire de l'influence de certains paramètres sur l'évolution du sillage en couche limite atmosphérique et l'étude instationnaire de l'influence des grandes échelles de la turbulence atmosphérique sur la dynamique du sillage.

- L'étude bibliographique effectuée dans la première partie de ce mémoire a tout d'abord consisté à présenter, par ordre de complexité croissante, les différentes théories aérodynamiques décrivant le fonctionnement d'une éolienne à axe horizontal. Cette recherche bibliographique a également montré que, si la description du sillage d'une éolienne se limite souvent à la génération d'une zone déficitaire en vitesse en aval du rotor, la réalité est rendue beaucoup plus complexe du fait :

- des effets tridimensionnels de rotation engendrés par le mouvement rotatif des pales,
- de la génération de turbulence par cisaillement entre l'écoulement extérieur et l'écoulement dans le sillage,
- de la diffusion turbulente due à l'écoulement amont (forts niveaux de turbulence en couche limite atmosphérique),
- de l'influence des grandes échelles de la turbulence atmosphérique sur la dynamique instationnaire.

Il a également été souligné que la majeure partie des études sur le sillage des éoliennes est traitée du point de vue stationnaire. Une large proportion des mesures de terrain, des modélisations numériques ou des modélisations en soufflerie se concentre en effet sur la vision moyenne des propriétés du sillage.

Néanmoins, cette vision moyenne omet un certain nombre de phénomènes caractérisant un sillage. L'étude du point de vue instationnaire offre une nouvelle vision relative à la forme et à la dynamique du sillage. Les travaux de recherche dans ce domaine sont cependant assez rares malgré un regain d'intérêt observé depuis quelques années.

- Afin de mener à bien les travaux de cette thèse, reproduire en soufflerie les conditions d'écoulement d'une couche limite atmosphérique a constitué un point de départ.

La soufflerie "*Malavard*" de l'institut PRISME et les moyens expérimentaux utilisés pour générer des écoulements de type 'atmosphériques' à échelle réduite ont donc été présentés dans la deuxième partie de ce mémoire. Deux couches limites atmosphériques différentes

ont été modélisées dans cette soufflerie, l'une représentant une couche limite qui se développe au dessus d'un terrain modérément rugueux (plaines faiblement arborées, petits villages), et l'autre au dessus d'un terrain rugueux (périphéries de métropole).

Dans l'optique de comparer le développement des sillages en couche limite atmosphérique et en écoulement homogène, nous avons eu recours à une seconde soufflerie, de type 'Eiffel', également présentée dans cette deuxième partie.

Enfin, les modèles d'éoliennes utilisés (disques poreux statiques), basés sur le concept du disque de Froude, sont exposés.

- L'étude stationnaire présentée dans la troisième partie de ce mémoire porte sur trois points distincts.

Dans un premier temps, face à la difficulté d'obtenir des jeux de données en conditions réelles, un partenariat avec *EDF R&D* a été élaboré afin de confronter des mesures en soufflerie avec les résultats provenant du code de calcul numérique qu'ils développent. Les deux types de modélisation ont pour point commun de représenter le rotor par un disque poreux, légitimant de ce fait l'espoir placé dans la similarité des sillages modélisés. Nous ambitionnions en particulier de commencer par la comparaison du comportement du sillage d'une seule éolienne avant d'aboutir à la simulation d'un parc éolien réel (en développement et exploité par *EDF R&D*).

Pour le moment, seule la comparaison des résultats dans le sillage d'une éolienne a pu être menée : il ressort de cette étude que le déficit de vitesse calculé en conditions de couche limite atmosphérique est quasiment deux fois moindre lorsqu'il est obtenu par la simulation numérique et que la turbulence produite est très différente juste en aval du rotor. Ces deux constatations tendent à s'estomper avec la distance aval et, dans le sillage lointain, les évolutions du déficit de vitesse et de la turbulence sont comparables dans les deux modélisations.

Les différences observées ont été commentées en tentant de remettre en question les carences de chacune des deux modélisations. Il a en particulier été soulevé deux remarques principales. D'un côté, l'absence de rotation et donc l'absence de facteur d'induction radial (a') et l'uniformité du facteur d'induction axial (a) sur le disque du modèle physique, représentent des simplifications non négligeables en comparaison du modèle numérique et d'une éolienne réelle. De l'autre côté, l'utilisation du modèle de fermeture $k - \epsilon$ dans le code numérique peut impliquer une surestimation de la diffusion et de la production de turbulence. Cette limitation du modèle $k - \epsilon$ est connue pour apparaître lorsque celui-ci est utilisé sous sa forme 'classique' dans des écoulements particuliers (obstacles, décollements, recirculations...).

Trois études paramétriques ont par la suite permis d'étudier l'influence sur le développement du sillage, du type de couche limite atmosphérique, du point de fonctionnement de l'éolienne et de la hauteur de son moyeu. L'exploitation de la base de données qui en découle autorise plusieurs conclusions.

Il a été montré qu'une rugosité croissante du terrain au dessus duquel se développe la couche limite atmosphérique implique une diffusion plus rapide du sillage d'une éolienne. Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement amont en sont la cause directe : le sillage

est plus rapidement diffusé tandis que la turbulence produite au passage du rotor est plus rapidement noyée dans la turbulence ambiante. Par exemple, à douze diamètres en aval d'un même disque (modélisant un point de fonctionnement d'une éolienne), le sillage a quasiment complètement disparu dans le cas du terrain rugueux puisque la vitesse dans le sillage, à hauteur de moyeu, a retrouvé plus de 95% de sa vitesse incidente, alors que celle-ci n'a retrouvé qu'à peine 85% de sa vitesse incidente dans le cas du terrain modérément rugueux.

La comparaison dans une même couche limite atmosphérique de deux points de fonctionnement différents (coefficient de puissance C_P , coefficient de poussée C_T ou facteur d'induction a) montre une persistance du sillage plus loin en aval du rotor pour le plus grand point de fonctionnement.

L'analyse de l'influence de la hauteur du mât n'a pas montré de changements majeurs sur le déficit de vitesse ou la turbulence produite. Toutefois, un mât plus petit implique un rotor placé plus bas dans la couche limite atmosphérique, où la turbulence est plus élevée : les effets diffusifs plus importants induisent une disparition légèrement plus précoce du sillage et une turbulence plus rapidement noyée dans la turbulence ambiante.

L'évolution longitudinale du déficit de vitesses et de l'intensité de turbulence dans le sillage, a été étudiée sur les différentes configurations précédentes. Celle-ci a alors été comparée aux lois empiriques existantes dans la littérature. Il ressort de cette comparaison une limitation certaine de ces lois (en particulier la non prise en compte du niveau de turbulence ambiante) et une amélioration a été apportée dans le cas des situations étudiées.

Finalement, un rotor en dérapage a fait l'objet d'une dernière série d'études paramétriques. Afin de limiter le nombre des paramètres influençant les phénomènes dans le sillage (ceux-ci étant encore compliqués par la mise en dérapage du rotor), il a été décidé de se placer en écoulement homogène pour procéder à ces études paramétriques. Faire varier le point de fonctionnement du modèle d'éolienne et l'intensité de turbulence amont de l'écoulement, puis étudier l'angle de déviation θ du sillage en fonction de l'angle de dérapage γ , a mis en évidence le manque de précision de la loi empirique admise dans la littérature (Wind Energy Handbook [115]). Cette loi définit une relation linéaire entre l'angle θ , l'angle γ et le facteur d'induction " a ". Sa validité est alors mise en cause puisque une dépendance non linéaire de θ avec γ , a , la distance en aval x et l'intensité de turbulence amont Iu_∞ a été montrée.

- L'étude instationnaire de la dynamique du sillage, présentée dans la quatrième partie, avait pour vocation de mettre en évidence un phénomène appelé "*meandering*" qui traduit un battement aléatoire du sillage.

Ce phénomène est bien connu dans le domaine de la dispersion de polluants dans l'atmosphère (dispersion de panache de fumée) et a récemment été observé par des mesures de terrain dans le sillage d'éoliennes (Larsen *et al.* [60]). Jusqu'à aujourd'hui, deux hypothèses s'opposaient pour expliquer les origines de sa formation dans le sillage d'une éolienne sans pour autant avoir été clairement démontrées : d'un côté était mis en avant le rôle des instabilités intrinsèques de l'écoulement générant un détachement tourbillonnaire dans le sillage (comme celui observé dans le sillage d'obstacles pleins), et de l'autre le rôle des grandes échelles de la turbulence atmosphérique sur le mouvement d'ensemble du sillage (les échelles

intégrales dans une couche limite atmosphérique possèdent des dimensions plusieurs fois supérieures au diamètre du rotor et sont alors capables d'influer sur la dynamique d'ensemble du sillage). Toutefois, pour une éolienne ne présentant pas une solidité suffisante, il a été montré dans de récentes publications qu'il était peu probable qu'un détachement tourbillonnaire apparaisse dans son sillage (Larsen *et al.* [59]). L'étude présentée dans cette quatrième partie s'est alors attachée à prouver et à quantifier l'impact des grandes échelles de la turbulence atmosphérique.

Pour cela, l'étude du phénomène de *meandering* a été construite en deux points : montrer, par l'étude des corrélations spatio-temporelles de signaux de vitesse en aval du disque poreux (nommée "approche temporelle"), que les grandes échelles de la turbulence peuvent générer un battement aléatoire du sillage, et quantifier l'impact de ces échelles de turbulence sur les déviations du sillage par un traitement statistique original des champs de vitesse instantanée en aval du disque poreux (nommée "approche spatiale").

- Dans un premier temps, l'approche temporelle du phénomène visait donc à démontrer le rôle des grandes échelles de la turbulence. Pour cela, deux modèles différents d'éolienne ont été étudiés dans la couche limite atmosphérique se développant au dessus d'un terrain modérément rugueux. L'échelle intégrale dans cette couche limite est environ sept fois plus grande que la taille des disques utilisés, et est donc capable de modifier la trajectoire du sillage dans son ensemble. Un protocole expérimental a été construit afin de réaliser des mesures par anémométrie fil chaud : deux sondes sont utilisées, l'une fixe dans la couche cisailée du sillage et l'autre mobile se déplaçant dans le sillage. Ce protocole de mesures a également été utilisé pour étudier le sillage d'un disque plein placé dans les mêmes conditions d'écoulement.

L'exploitation de ces mesures a permis d'obtenir des spectres spatio-fréquentiels ainsi que des corrélations spatio-temporelles. Comparer les informations alors fournies pour le cas des disques poreux et pour le cas du disque plein a permis de dissocier le phénomène de battement aléatoire observé dans le sillage des disques poreux du phénomène de détachement tourbillonnaire observé dans le sillage du disque plein : le premier est un battement aléatoire du sillage tandis que le second est un battement périodique du sillage.

Ces résultats obtenus en écoulement de couche limite atmosphérique ont alors été comparés à des mesures en écoulement homogène réalisées selon le même protocole opératoire. L'objectif de cette comparaison était de vérifier la responsabilité des grandes échelles de la turbulence sur le battement aléatoire observé dans le sillage des modèles d'éoliennes en couche limite atmosphérique. En effet, alors que dans la couche limite modélisée, les échelles intégrales sont environ sept fois plus grandes que le diamètre du disque, en écoulement homogène, elles sont trois à dix fois plus petites que le diamètre du disque : cette différence de taille ne leur donne pas la même capacité à influencer sur le mouvement d'ensemble du sillage. De fait, il a été observé une absence totale de battement dans le sillage des disques poreux en écoulement homogène. En revanche, dans le sillage du disque plein, la signature périodique des lâchers tourbillonnaires est retrouvée.

La comparaison systématique des mesures dans le sillage des disques poreux avec celles dans le sillage du disque plein a donc montré la différence de comportement du sillage du disque plein comparé à celui des disques poreux utilisés : le phénomène de *meandering*

est un phénomène aléatoire liée à la taille des échelles intégrales de l'écoulement de couche limite atmosphérique, contrairement au détachement tourbillonnaire qui est un phénomène périodique lié aux instabilités intrinsèques de l'écoulement autour d'un obstacle plein.

- Le deuxième point traité est une approche spatiale du *meandering*.

Les configurations en couche limite atmosphérique et en écoulement homogène sont conservées et des champs de vitesse instantanée, jusqu'à six diamètres en aval des disques, sont obtenus à partir de mesures par PIV. Les mesures par PIV sont réalisées dans le plan horizontal et dans le plan vertical du sillage : en effet, dans une couche limite atmosphérique dont la stratification est neutre, les vitesses fluctuantes sont plus importantes verticalement qu'horizontalement. Par conséquent, le battement du sillage est attendu comme étant moins prononcé verticalement qu'horizontalement.

Un protocole expérimental a été monté pour réaliser ces mesures de champs instantanés, et un traitement d'images, développé au cours de cette thèse, permet de repérer les frontières et l'axe du sillage.

Le moyen de mesure idéal pour ce genre d'étude serait un système de PIV rapide, mais un système 'classique' a été utilisé ici. L'approche spatiale est donc réalisée de façon statistique sur 500 images PIV enregistrées pour chaque configuration. Il ressort de ces mesures une visualisation des axes médians instantanés du sillage sur une distance d'environ six diamètres en aval. Une étude des écarts des axes médians instantanés et de la largeur instantanée du sillage permet alors de quantifier le phénomène de *meandering* observé dans ces conditions expérimentales.

Concernant les écarts des axes médians, on ne note que peu de différences entre les deux disques poreux utilisés. Ces écarts, mesurés par rapport à l'axe du disque, ont mis en évidence des battements pouvant atteindre une amplitude d'environ deux diamètres autour de l'axe du disque, à six diamètres du rotor en aval. En revanche, comme explicité précédemment, on trouve des battements de plus faible amplitude dans le plan vertical : il a été montré ici que l'amplitude du *meandering* vertical n'excède pas 40% de l'amplitude du *meandering* horizontal dans le cas d'une stratification neutre de la couche limite atmosphérique.

Une étude statistique de ces axes médians a alors été réalisée afin de déterminer leur probabilité de présence dans différentes zones en aval du disque. Une quantification précise de ces probabilités de présence n'a pu être réalisée à cause d'une convergence statistique un peu faible : le taux de rejection d'images lors de la recherche des frontières du sillage est très important et seule une multiplication importante du nombre d'images enregistrées pourrait améliorer les statistiques observées. Néanmoins, des tendances peuvent être extraites des mesures. Il a par exemple été montré que la dispersion de la position des axes médians dans le plan horizontal était moins importante quand la hauteur de moyeu est grande : en d'autres termes, pour un point de fonctionnement donné, les axes médians du sillage sont plus regroupés autour de l'axe du disque. De même, la comparaison entre le plan horizontal et le plan vertical a permis de constater une plus importante dispersion des axes médians du sillage dans le plan horizontal.

Enfin, étudier la largeur instantanée du sillage s'est montré être un point intéressant. En effet, le battement du sillage a pour conséquence que la largeur moyenne du sillage est supérieure à la largeur réelle du sillage à chaque instant. Etudier la largeur instantanée du

sillage a alors permis de déterminer une répartition de la largeur sur une gamme plus ou moins grande de valeurs en fonction de la situation considérée.

- Les perspectives de ce travail sont multiples.

Sur l'étude stationnaire, la comparaison avec le modèle numérique peut amener des résultats intéressants moyennant quelques modifications et améliorations. Dans cette perspective, les autres jeux de données, issus des mesures réalisées pour les études paramétriques présentées dans la troisième partie, existent et certaines configurations pourraient permettre de se placer dans des conditions où les comparaisons seront plus faciles : c'est en particulier le cas des mesures dans le sillage du disque possédant le plus grand facteur d'induction, placé dans la couche limite atmosphérique la moins turbulente. Les sillages sont alors mieux marqués que dans la configuration étudiée à ce jour, ce qui faciliterait la confrontation des modèles.

Ce travail de comparaisons est normalement prévu en 2010 avec l'arrivée d'un nouveau doctorant chez *EDF R&D* dans le cadre du projet européen WAUDIT.

Concernant les études paramétriques en couche limite atmosphérique, une loi empirique simple a été proposée pour décrire l'évolution du déficit de vitesse. Cette loi est une amélioration des lois existantes. Toutefois, une multiplication du nombre des études paramétriques est indispensable pour déterminer les constantes intrinsèques de cette loi : corrélérer ces constantes avec les caractéristiques géométriques du disque et/ou les caractéristiques de l'écoulement incident ne peut se faire sans une base de données plus conséquente.

De plus, une comparaison de cette loi avec des données d'éoliennes réelles ou de simulations numériques validées serait un plus.

L'approche instationnaire développée fournit des résultats intéressants, tant au niveau de la mise en évidence du rôle des grandes échelles que de la caractérisation spatiale du battement du sillage.

Le plus gros effort d'amélioration se trouve dans cette approche spatiale. Nous avons vu que le traitement d'images réalisé sur les champs PIV possède un taux d'acceptation assez faible : seulement 30 – 40% du nombre total des images enregistrées peut être traité. Ce pourcentage pourrait être augmenté en améliorant la méthode de traitement. Un nombre plus élevé de champs PIV enregistrés permettrait d'améliorer la convergence statistique.

Enfin, nous avons vu que la littérature n'est pas très riche en références dans ce domaine d'études du sillage instationnaire. Néanmoins, le nombre de travaux de recherche à ce sujet se multiplie d'année en année, et quelques publications intéressantes sont en attente. Un vaste projet de mesures du *meandering* dans le sillage d'une éolienne réelle est également en cours, en utilisant un système de *Lidar* mobile placé sur la nacelle. Ces travaux menés par Larsen *et al.* fourniraient des points de comparaison très intéressants.

Enfin, des perspectives de continuité sont envisagées par le biais de deux collaborations probables. Une première, sur les comparaisons expérimental/numérique avec Christian Masson (ETS Montreal), et une seconde avec Enflo (Université de Surrey) afin de reproduire cer-

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

taines de nos mesures dans le sillage d'un modèle d'éolienne rotative bipale.

Bibliographie

- [1] E. ACHENBACH (1974).
Vortex shedding from spheres. *J. Fluid Mech.* **62**, 209.
- [2] J.F. AINSLIE (1986).
Wake modelling and the prediction of turbulence properties. *Proc. of the 8th BWEA conference*, Cambridge, 19-21 March 1986; 115–120.
- [3] P.H. ALFREDSSON, J.A. DAHLBERG (1979).
A preliminary wind tunnel study of windmill wake dispersion in various flow conditions. *FFA, technical note AU-1499-J*.
- [4] D. ANFOSSI, D. OETTL, G. DEGRAZIA, A. GOULART (2005).
An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions. *Boundary Layer Meteorology* **114**, 179–203.
- [5] I. ANTONIOU, D. ADIMAKOPOULOS, A. FRAGOULIS, A. KOTRONAROS, D.P. LALAS, I. PANOURGIAS (1992).
Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **39**, 343–355.
- [6] S.P. ARYA (1999).
Air pollution meteorology and dispersion. *Oxford University Press*.
- [7] S. AUBRUN, P. DEVINANT, G. ESPANA (2007).
Physical modelling of the far wake from wind turbines. Application to wind turbine interactions. *Proc. of EWEC 2007*, 7-10 May 2007, Milan, Italy.
- [8] C. BAILLY, G. COMTE-BELLOT (2003).
Turbulence. *Sciences et techniques de l'ingénieur*, CNRS Edition.
- [9] W.D. BAINES, E.G. PETERSON (1951).
An investigation of flow through screens. *Transaction of the ASME*, 467–480.
- [10] R.J. BARTHELMIE, K. HANSEN, S.T. FRANDBEN, O. RATHMANN, G. SCHEPERS, K. RADOS, W. SCHLETZ, A. NEUBERT, L.E. JENSEN, S. NECKELMANN (2009).
Modelling the impact of wakes on power output at Nysted and Horns Rev. *Proc. of the European Wind Energy Conference*, March 16-19, 2009, Marseille, France.
- [11] G.K. BATCHELOR (1953).
The conditions for dynamical similarity of motions of a frictionless perfect-gas atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **79**, 229–235.

- [12] L.H. BENEDICT, R.D. GOULD (1996).
Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Exp. Fluids* **22**, 129–136.
- [13] E. BERGER, D. SCHOLTZ, M. SCHUMM (1990).
Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations. *Journal of fluids and structures* **4**, 231–257.
- [14] G. BIRKHOFF (1950).
Hydrodynamics. *Princeton Univ. Press*, Princeton, NJ.
- [15] P.J.H. BUILTJES, D.J. MILBORROW (1980).
Modelling of wind turbine arrays. *Proc. of the 3rd Int. Symposium Wind Energy Systems*, Août 1980, Copenhague, Danemark.
- [16] D. CABEZON, J. SANZ, I. MARTÍ, A. CRESPO (2009).
CFD modelling of the interaction between the surface boundary layer and rotor wake. Comparison of results obtained with different turbulence models and mesh strategies. Proc. of the European Wind Energy Conference, March 16-19, 2009, Marseille, France.
- [17] S. CANNON, F. CHAMPAGNE, A. GLEZER (1993).
Observations of large-scale structures in wakes behind axisymmetric bodies. *Exp. in Fluids* **14**, 447–450.
- [18] I.P. CASTRO (1971).
Wake characteristics of two-dimensional perforated plates normal to an air-stream. *J. Fluid Mech.* **46**, 599.
- [19] I.P. CASTRO, A.G. ROBINS (1975).
The effect of a thick incident boundary layer on the flow around a small surface mounted cube. *Cent. Elect. Gen. Bd.*, Research Report R/M/N795, Marchwood Engrg. Lab., Southampton.
- [20] J.E. CERMAK, V.A. SANDBORN, E.J. PLATE, G.H. BINDER, H. CHUANG, R.N. MERONEY, S. ITO (1966).
Simulation of atmospheric motion by wind tunnel flows. *Fluid Dyn. and Diff. Lab.*, Rpt N° CER66JEC-VAS-EPJ-GJB-HC-RNM-S117, Colo. State Univ., Ft. Collins, CO, May, 102p.
- [21] L.P. CHAMARRO, F. PORTÉ-AGEL (2009).
A wind tunnel investigation of wind turbine wakes : boundary layer turbulence effects. *Boundary Layer Meteorology* **132**, 129–149.
- [22] P. CHASSAING (2000).
Turbulence en mécanique des fluides. *Cépaduès-Éditions*.
- [23] A. CRESPO, F. MANUEL, D. MORENO, E. FRAGA, J. HERNANDEZ (1985).
Numerical analysis of wind turbine wakes. *Proc. of Delphi workshop on wind energy applications*, Delphi, Greece, 12–25.
- [24] A. CRESPO, J. HERNANDEZ (1986).
A numerical model of wind turbine wakes and wind farms. *Proc. of EWEC 1986*, Rome, Italie.

- [25] A. CRESPO, J. HERNANDEZ, E. FRAGA, C. ANDREU (1988).
Experimental validation of the UPM computer code to calculate wind turbine wakes and comparison with other models. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **27**, 77–88.
- [26] A. CRESPO, J. HERNANDEZ (1996).
Turbulence characteristics in wind turbine wakes. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **61**, 71–85.
- [27] G. COMTE-BELLOT, S. CORRSIN (1966).
The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *J. Fluid Mech.* **25** (4), 657–682.
- [28] G. COMTE-BELLOT, S. CORRSIN (1971).
Simple eulerian time correlation of full and narrow-band velocity signals in grid-generated, isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.* **48** (2), 273–337.
- [29] S. CORRSIN (1963).
Turbulence : experimental methods. *Encyclopedia of Physics*, Flugge/Freiburg Eds., VIII/2, 524–590.
- [30] G.P. CORTEN, P. SCHAAK, T. HEGBERG (2004).
Velocity profiles measured above a scaled wind farm. *Proc. of the European Wind Energy Conference*, 22-25 November 2004, London, Great Britain.
- [31] J. COUNIHAN (1975).
Adiabatic atmospheric boundary layers : a review and analysis of data from the period 1880-1972. *Atmospheric Environment* **9**, 871–905.
- [32] J.A. DAHLBERG, D. MEDICI (2003).
Potential improvement of wind turbine array efficiency by active wake control (AWC). *Proc. of EWEC 2003*, Madrid, Spain.
- [33] P. DE HAAN, M.W. ROTACH (1998).
A novel approach to atmospheric dispersion modelling : the puff-particle model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **124**, 2771–2792.
- [34] P.J. EECEN, S.A.M. BARHOST, H. BRAAM, A.P.W.M. CURVERS, H. KORTERINK, L.A.H. MACHIELSE, R.J.NIJMAM, L.W.M.M. RADEMAKERS, J.P. VERHOEF, P.A. VAN DER WERFF, E.J. WERKHOVEN, D.H. VAN DOK (2006).
Measurements at the ECN wind turbine test location wieringermeer. *Proc. of EWEC 2006*, 27 Feb. - 2 March 2006, Athens, Greece.
- [35] A. EL KASMI ET C. MASSON (2008).
An extended k- ϵ model for turbulence flow through horizontal-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **96**, pp.103-122.
- [36] ESDU 85020 (1985).
Characteristics of atmospheric turbulence near the ground.
- [37] G. ESPANA, L. LAPORTE, S. AUBRUN, P. DEVINANT, E. DUPONT (2008).
Wind turbine wake characteristics in an atmospheric boundary layer. Far wake physical and numerical modelling. *Proc. of EWEC 2008*, 31 March - 3 April 2008, Brussels, Belgium.

- [38] S. FRANDSEN, M.L. THØGERSEN (1999).
Integrated fatigue loading for wind turbines in wind farms by combining ambient turbulence and wakes. *Wind Eng.* **23** (6), 327–340.
- [39] S. FRANDSEN, R. BARTHELMIE, S. PRYOR, O. RATHMANN, S. LARSEN, J. HØJSTRUP (2004).
The necessary distance between large wind farms offshore - study. *Risø Report R-1518*
Wind Energy Department, Risø National Laboratory, Denmark.
- [40] R.E. FROUDE (1889).
On the part played in propulsion by differences of fluid pressure. *Trans. Inst. Naval Architects* **30**, 390.
- [41] H.V. FUCHS, E. MERCKER, U. MICHEL (1979).
Large-scale coherent structures in the wake of axisymmetric bodies. *J. Fluid Mech.* **93**, 185.
- [42] A.D. GARRAD (1990).
Wind energy conversion systems. *University Press*, Ed. I. Freris, Cambridge, Chapter 5.
- [43] H. GLAUERT (1935).
Airplane propellers. *Aerodynamic Theory*, volume 4, Springer Verlag, Berlin, Germany.
- [44] I. GRANT, P. PARKIN, X. WANG (1997).
Optical vortex tracking studies of a horizontal axis wind turbine in yaw using laser-sheet flow visualisation. *Experiments in Fluids* **23**, 513–519.
- [45] I. GRANT, P. PARKIN (2000).
A DPIV study of the trailing vortex elements from the blades of a horizontal axis wind turbine in yaw. *Experiments in Fluids* **28**, 368–376.
- [46] T. HAHM, S. WUSSOW (2009).
LES simulation of a turbulent and meandering wake. *Proc. Euromech colloquium 508*, 20-22 October 2009, Madrid, Spain.
- [47] G.M. HIDY (1967).
Adventures in atmospheric simulation. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **48** (3), 143–161.
- [48] J. HØJSTRUP (1999).
Spectral coherence in wind turbine wakes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **80**, 137–146.
- [49] O. INOUE (1985).
A new approach of problems past a porous plate. *AIAA Journal* **23**, 1916.
- [50] M. JENSEN (1958).
The model-law for phenomena in natural wind. *Ingeniøren, Int. Ed.* **2** (4).
- [51] A. JIMENEZ, A. CRESPO, E. MIGOYA, J. GARCIA (2008).
Large-eddy simulation of spectral coherence in a wind turbine wake. *Environmental Research Letters* **3**, doi :10.1088/1748-9326/3/1/015004.
- [52] J.C. KAIMAL, J.C. WYNGAARD, Y. IZUMI, O.R. COTÉ (1972).
Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **98**, 563–589.

- [53] J.C. KAIMAL, J.J. FINNIGAN (1994).
Atmospheric boundary layer flows - Their structure and measurement. *Oxford University Press*.
- [54] N. KELLEY, M. HAND, S. LARWOOD, E. MCKENNA (2002).
The NREL large-scale turbine inflow and response experiment. Preliminary results. 21st ASME wind energy symposium, Reno Janvier 2002.
- [55] A.N. KOLMOGOROV (1941).
The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Doklady ANSSSR* **30**, 301–304.
- [56] L. LANDRY (2009).
Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution. Thèse de doctorat *Institut PRISME* soutenue le 26 Juin 2009.
- [57] L. LAPORTE (2008).
Application d'un code CFD atmosphérique à l'estimation du productible éolien en terrain complexe. Thèse de doctorat *CEREA / EDF R & D*, 2008.
- [58] G.C. LARSEN, J. HØJSTRUP, H.A. MADSEN (1996).
Wind fields in wakes. *Proc. of the 1996 European Union Wind Energy Conference*, Göteborg, Sweden.
- [59] G.C. LARSEN, H.A. MADSEN, K. THOMSEN, T.J. LARSEN (2007).
Wake meandering : a pragmatic approach. *Wind Energy*, DOI : 10.1002/we.267.
- [60] G.C. LARSEN, H.A. MADSEN, F. BINGÖL, J. MANN, S. OTT, J.N. SORESENSEN, V. OKULOV, N. TROLDORG, M. NIELSEN, K. THOMSEN, T.J. LARSEN, R. MIKKELSEN (2007).
Dynamic wake meandering modelling. *Risø Report*.
- [61] T.J. LARSEN, H.A. MADSEN, G.C. LARSEN, N. TROLDORG, N. JOHANSEN (2009).
Status on development and validation of the dynamic wake meandering (DWM) model. *Proc. Euromech colloquium 508*, 20-22 October 2009, Madrid, Spain.
- [62] B.E. LAUNDER, D.B. SPALDING (1974).
The numerical computation of turbulent flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering* **3**, 269–289.
- [63] P.LECONTE, M.RAPIN, E.SZECHENYI (2003).
Éoliennes. Rapport technique BM4640 *Techniques de l'ingénieur*.
- [64] S.J. LEE, P.W. BEARMAN (1992).
An experimental investigation of the wake structure behind a disk. *J. Fluid Struct.* **6**, 437–450.
- [65] J.L. LUMLEY, H.A. PANOFSKY (1964).
The structure of atmospheric turbulence. *Interscience*, NY, NY.
- [66] E. LUKEN, P.E.J. VERMEULEN (1986).
Development of advanced mathematical models for the calculation of wind turbine wake interaction effects. *Proc. of EWEC 1986*, Rome, Italie.
- [67] E. LUKEN (1989).
The wind loads of wind turbines in clusters - literature survey. *Report 89-160*, TNO Division of technology for society.

- [68] M. MAGNUSSON, A.S. SMEDMAN (1996).
A practical method to estimate wind turbine wakes characteristics from turbine data and routine wind measurements. *Wind Eng.* **20** (2), pp.73-92.
- [69] M. MAGNUSSON, A.S. SMEDMAN (1999).
Air flow behind wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **80**, 169–189.
- [70] D. MEDICI, P.H. ALFREDSSON (2005).
Wind turbine wakes - Control and vortex shedding. *PhD thesis*, KTH Mechanics, Royal Institute of Technology, Stockholm, Suède.
- [71] D. MEDICI, P.H. ALFREDSSON (2005).
Measurements on a wind turbine wake : 3D effects and bluff body vortex shedding. *Wind Energy*, DOI : 10.1002/we.156.
- [72] J.J. MIAU, T.S. LEU, T.W. LIU, J.H. CHOU (1997).
On vortex shedding behind a circular disk. *Exp. in Fluids*, **23**, 225–233.
- [73] R. MIKKELSEN, J.N. SORESENSEN (2000).
Yaw analysis using numerical actuator disc model. 14th IEA Joint action an aerodynamics for wind turbines, Golden, CO, USA, 53–59.
- [74] P.A. MONKEWITZ (1988).
A note on vortex shedding from axisymmetric bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, **192**, 561.
- [75] P. MOONEN, B. BLOCKEN, J. CARMELIET (2007).
Indicators for the evaluation of wind tunnel test section flow quality and application to a numerical closed-circuit wind tunnel. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **95**, 1289–1314.
- [76] M. NODA ET R.G.J. FLAY (1999).
A simulation model for wind turbine blade fatigue loads. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **83**, 537–540.
- [77] C. V.L. OKULOV ET J.N. SORESENSEN (2004).
Instability of a vortex wake behind wind turbines. *Doklady physics* vol.49, **12**, 772–777.
- [78] V.L. OKULOV, J.N. SØRENSEN (2007).
Stability of helical tip vortices in a rotor far wake. *Journal of Fluid Mechanics*, vol.576, 1–25.
- [79] V.L. OKULOV, J.N. SØRENSEN (2007).
Stability analysis of the far wake model of Joukowski. *Submitted for publication in AIAA Journal*.
- [80] N. OTSU (1979).
A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE transaction on systems man and cybernetics*, Vol.9 n°1, 62–66.
- [81] P. PARKIN, R. HOLM, D. MEDICI (2001).
The application of PIV to the wake of a wind turbine in yaw. *Proc. 4th International symposium on particle image velocimetry*, Göttingen, Germany.
- [82] D.C. QUARTON (1989).
Characterization of wind turbine wake turbulence and its implications on wind farm

- spacing. *Final Report ETSU WN 5096*, Department of Energy of the UK. Garrad-Hassan contract.
- [83] P.E. RÉTHORÉ, N.N. SØRENSEN, A. BECHMANN, F. ZAHLE (2009).
Study of the atmospheric wake turbulence of a CFD actuator disc model. Proc. of the European Wind Energy Conference, March 16-19, 2009, Marseille, France.
- [84] J.N. ROSS, J.F. AINSLIE (1981).
Wake measurements in clusters of model wind turbines using Laser Doppler anemometry. *3rd BWEA Wind Energy Conference*, April 9-10, 1981, Cranfield, United Kingdom.
- [85] M.W. ROTACH, S.E. GRYNING, C. TASSONE (1996).
A two-dimensional Lagrangian stochastic dispersion model for daytime conditions. *Quarterly journal of the royal meteorological society* **122**, **530**, 367–389.
- [86] A. SCHUSTER (1898).
On the investigation of hidden periodicities with application to a supposed 26 day period of meteorological phenomena. *Terrestrial magnetism and atmospheric electricity* **3**, 13–41.
- [87] J.G. SCHEPERS, H. SNEL (1995).
Dynamic inflow yawed conditions and partial span control. *ECN-C-95-056*, Petten, Netherlands.
- [88] J.G. SCHEPERS (1999).
An engineering model for yawed conditions developed on the basis of wind tunnel measurements. ,.
- [89] D. SMITH, G.J. TAYLOR (1991).
Further analysis of turbine wake development and interaction data. *Proc. of the 13st BWEA Wind Energy Conference*, Swansea, UK.
- [90] P.T. SMULDERS, G. LENSSEN, H. VAN LEEUWEN (1981).
Experiments with wind rotors in yaw. *Proc. of Int. symposium on environmental problems*, Patras, Greece.
- [91] H. SNEL, J.G. SCHEPERS (1995).
Joint investigation of dynamic inflow effects and implementation of an engineering method. *ECN-C-94-107*, Petten, Netherlands.
- [92] W.H. SNYDER (1981).
Guideline for fluid modelling of atmospheric diffusion US Environmental Protection Agency.
- [93] M. STANISLAS, K. OKAMOTO, C.J. KAHLER, J. WESTERWEEL (2005).
Main results of the second international PIV challenge. *Exp. Fluids* **39**, 170–191.
- [94] O.G. SUTTON (1953).
Micrometeorology. McGraw-Hill, New York, **333**.
- [95] A.M. TALMON (1984).
A wind tunnel investigation into the effects of tower and nacelle on wind turbine wake flow. *Report 84-08479*, TNO Division of Technology for Society. Juillet 1984.

- [96] J. TAN-ATICHAT, H.N. NAGIB (1974).
Wind tunnel simulation of neutral atmospheric surface layers by the counter-jet technique. *67th Ann. Mtg. Air Poll. Cont. Assoc.*, Denver, CO, 9-13 Juin 1974.
- [97] G.J. TAYLOR, D.J. MILBORROW, D.N. MCINTOSH, D.T. SWIFT-HOKK (1985).
Wake measurement on the Nibe windmills. *Proc. of the 7th BWEA conference*, Oxford, 27-29 March 1985 ; 67–74.
- [98] A.C. TEJERO, S. FRANCHINI, A. MARTINEZ, E. VEGA (2007).
INVENTO. Dynamic models of wind farms. CIEMAT, University of Madrid.
- [99] H. TENNEKES, J.L. LUMLEY (1974).
First course in turbulence. *The MIT Press*, Cambridge, Massachusetts, and London, England, 3rd edition.
- [100] H. TENNEKES (1982).
Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling* F.T.M. Nieuwstadt and H. van Dop, Eds. Reidel, Hingham, MA, 37–68.
- [101] H.W. TEUNISSEN (1980).
Structure of mean winds and turbulence in the planetary boundary layer over rural terrain. *Boundary Layer Meteorology* **19**, 187–221.
- [102] D.J. THOMSON (1987).
Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* **180**, 529–556.
- [103] A.A. TOWNSEND (1956).
The structure of turbulent shear flow. *Cambridge Univ. Press*, Cambridge, England.
- [104] N. TROLDBORG, J.N. SØRENSEN, R. MIKKELSEN (2009). Numerical simulations of wakes of wind turbines operating in sheared and turbulent inflow. *Proc. of EWECC 2009*, 16-19 Mars 2009, Marseille, France.
- [105] N. TROLDBORG, J.N. SØRENSEN, R. MIKKELSEN (2009).
Numerical simulations of wake characteristics of a wind turbine in uniform inflow. *Wind Energy*, DOI : 10.1002/we.345.
- [106] J.J. TRUJILLO, M. KÜHN (2009).
Adaptation of a Lagrangian dispersion model for wind turbine wake meandering simulation. *Proc. of EWECC 2009*, 16-19 Mars 2009, Marseille, France.
- [107] N. UKEGUCHI, H. SAKATA, H. OKAMOTO, Y. IDE (1967).
Study on stack gas diffusion. *Mitsubishi Tech. Bul* **52**, 1–13.
- [108] I. VAN DER HOVEN (1957).
Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *Journal of the Atmospheric Sciences* **14** (2), 160–164.
- [109] VDI GUIDELINE 3783/12 (2000).
Physical modelling of flow and dispersion processes in the atmospheric boundary layer - Application for wind tunnels. *Beuth Verlag, Berlin*.
- [110] L.J. VERMEER, J.N. SØRENSEN, A. CRESPO (2003).
Wind turbine wakes aerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences* **39**, 467–510.

- [111] P.E.J. VERMEULEN (1978).
A wind tunnel study of the wake of a horizontal axis wind turbine. *MT-TNO Report 78-096/4*.
- [112] P.E.J. VERMEULEN (1979).
Studies of the wake structure of model wind turbine generators. *MT-TNO Report 79-012904*.
- [113] P.E.J. VERMEULEN (1980).
An experimental analysis of wind turbine wakes. *Proc. of the 3rd International Symposium on Wind Energy Systems*, BHRA Fluid Engineering, Lyngby, Denmark.
- [114] P.E.J. VERMEULEN, P.J.H. BUILTJES (1982).
Turbulence measurements in simulated wind turbine clusters. *IEA Program fo research and development fo wind energy conversion systems*, Annex V, ref : 82-03003. TNO Division of technology for society.
- [115] T. BURTON, D. SHARPE, N. JENKINS, E. BOSSANYI (2001).
Wind Energy Handbook. *John Wiley & Sons*, Chichester.
- [116] P.D. WELCH (1967).
The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE transactions on audio electroacoustics* **vol. AU-15**, 70–73.
- [117] S. ZHONG, D.G. INFELD (1991).
Prediction of wind turbine performance in axial and non axial flows by a prescribed wake model. *Proc. 13th BWEA conference* .

BIBLIOGRAPHIE

Annexes

Annexe A

Anémométrie Laser Doppler (LDA)

Un dispositif d'Anémométrie Doppler Laser (*Laser Doppler Anemometry - LDA*) permet de mesurer les vitesses d'un écoulement dans le cadre d'une approche temporelle. A partir de la mesure des vitesses instantanées, des informations sur la turbulence de l'écoulement peuvent être obtenues localement. La résolution temporelle est suffisante pour pouvoir investiguer les plus petites échelles temporelles de l'écoulement. Ce système de mesure optique a pour principe de capter le passage de particules d'ensemencement à l'intersection de plusieurs faisceaux lumineux.

A.1 Principe de fonctionnement

Deux faisceaux lumineux (créés à partir d'une même source laser) qui se croisent par l'intermédiaire d'une lentille convergente, créent en leur point de croisement un réseau de franges d'interférences. L'angle de croisement θ entre les deux faisceaux laser, la distance focale F de la lentille convergente et la distance δ entre les deux faisceaux sont liés par :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\delta}{2F} \quad (\text{A.1})$$

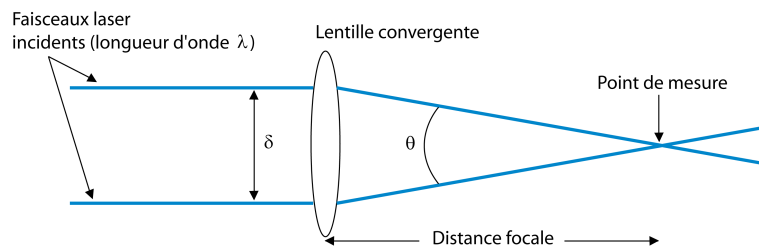


FIG. A.1 – Schéma d'interférence entre deux faisceaux laser cohérents et monochromatiques.

Le point de mesure n'est pas réellement ponctuel mais possède un certain volume. Ce réseau de franges possède une forme elliptique dont les caractéristiques géométriques sont imposées

A.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

par les caractéristiques des faisceaux laser incidents (diamètre et longueur d'onde, distance δ , angle de croisement θ). La figure A.2 schématise le réseau de franges d'interférence qui se forme au croisement des deux faisceaux. Le diamètre utile, Φ , du volume de mesure est donné par :

$$\Phi = \frac{4\lambda F}{\pi n d} \quad (\text{A.2})$$

avec λ , la longueur d'onde des faisceaux incidents, F la distance focale de la lentille, d le diamètre des faisceaux en sortie du laser, et n l'indice de réfraction du milieu.

La distance inter-franges Δx est donnée par :

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad (\text{A.3})$$

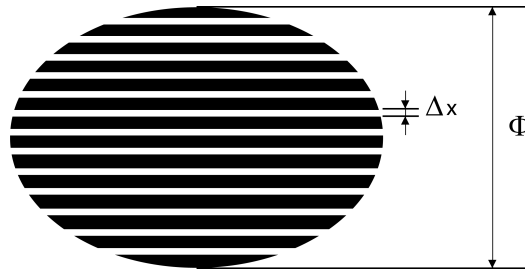


FIG. A.2 – Réseau de franges d'interférences.

Une particule, issue de l'ensemencement par de fines particules d'huile d'olive (diamètre moyen d'une particule $\approx 1\mu m$), animée d'une certaine vitesse, va traverser le volume de mesure en passant successivement d'une frange brillante à une frange sombre. Celle-ci va alors diffuser un flux de lumière périodique (par diffusion de Mie) qui est collecté par un photomultiplicateur à la fréquence f_d .

La figure A.3 représente cette diffusion de lumière et le signal électrique (bouffée Doppler) enregistré par le photomultiplicateur.

Le signal est plus intense au centre car les raies centrales du réseau de franges sont plus lumineuses. Seule l'information sur la fréquence du signal est importante.

A partir de la fréquence f_d mesurée et de l'inter-frange Δx , il est possible de déterminer la vitesse V de la particule par la relation (A.4) :

$$V = f_d \times \Delta x \quad (\text{A.4})$$

Néanmoins, le signal présenté sur la figure A.3 ne permet pas de connaître le sens de parcours de la particule dans le volume de mesure. Pour cela, un déphasage en fréquence est introduit par l'un des deux faisceaux laser. Une cellule de Bragg est disposée sur le trajet optique d'un des deux faisceaux et décale la fréquence initiale. Cette différence de fréquence entre les deux faisceaux entraîne un défilement des franges d'interférence, ce qui permet de connaître le signe de la vitesse de la particule.

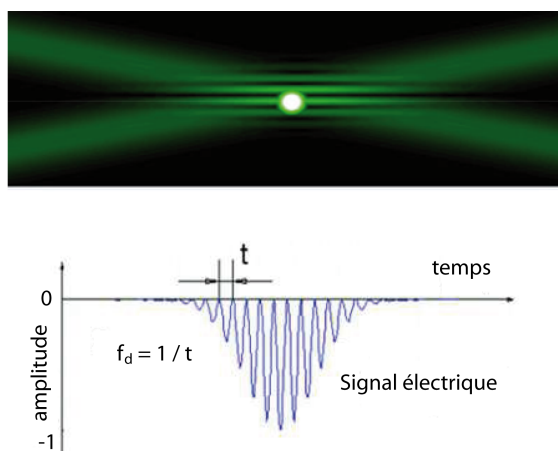


FIG. A.3 – Diffusion d’une particule au sein du réseau de franges et signal électrique mesuré.

A.2 Dispositif expérimental

Le dispositif LDA utilisé ici est un système à deux composantes, c’est-à-dire que deux faisceaux laser de longueurs d’onde différentes permettent de créer deux réseaux de franges différents. Ces deux réseaux sont perpendiculaires entre eux (figure A.4) et forment un volume de mesure. Deux composantes de la vitesse d’une particule peuvent alors être mesurées simultanément.

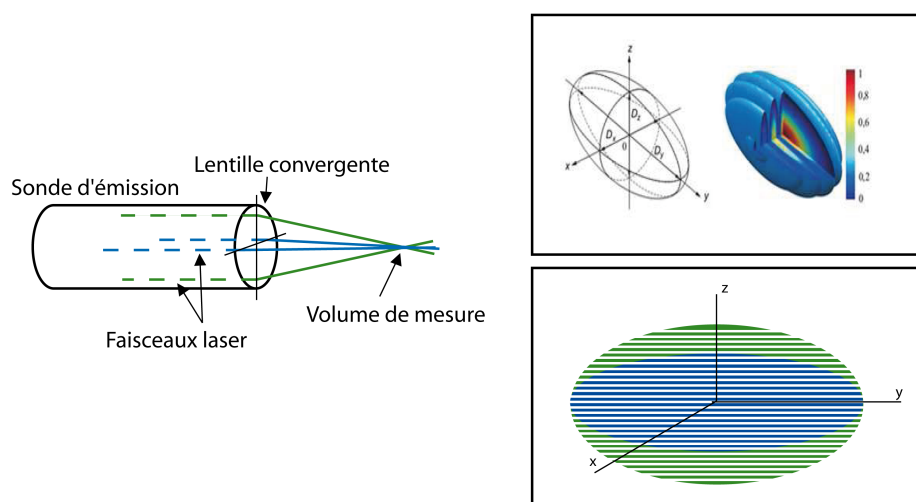


FIG. A.4 – Schéma des deux systèmes d’interférences créés par les deux faisceaux laser.

Un laser Argon ionisé *Spectra Physics*[®] d’une puissance de 3W produit un faisceau laser initial bichromatique, composé de deux longueurs d’onde (bleu : $\lambda = 488nm$, vert :

A.2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

$\lambda = 514.5nm$). Le séparateur de couleur (*Dantec Dynamics*[®]) dissocie les deux longueurs d'onde puis les dédouble afin d'obtenir deux paires de faisceaux monochromatiques. Pour chacune des deux couleurs (bleue et verte), l'un des deux faisceaux passe par une cellule de Bragg afin d'être décalé en fréquence. Les 4 faisceaux sont ensuite acheminés jusqu'à la sonde d'émission avant d'être focalisés par la lentille convergente.

La sonde de réception, située dans la sonde d'émission ('rétrodiffusion'), est focalisée sur le volume de mesure et convertit le flux lumineux en signal électrique par les photomultiplicateurs. La fréquence de passage de chaque particule est évaluée, convertie en information numérique et transférée au logiciel *BSA Flow Software*TM.

Les caractéristiques des volumes de mesure sont indiquées dans le tableau A.1.

	vert ($\lambda = 514.5nm$)	bleu ($\lambda = 488nm$)
Diamètre du faisceau laser d (mm)	4.1	4.1
Ecart entre les faisceaux δ (mm)	74	74
Angle d'intersection des faisceaux θ (°)	8.46	8.46
Diamètre utile du volume de mesure Φ (μm)	159.8	151.5
Interfrange Δx (μm)	3.49	3.31

TAB. A.1 – Caractéristiques du volume de mesure LDA.

Le logiciel *BSA Flow Software*TM reçoit donc une information fréquentielle pour chaque particule traversant le volume de mesure. Le logiciel effectue alors des calculs statistiques pour obtenir les deux composantes de la vitesse moyenne mesurée ($X = \langle x \rangle$, avec $X = U, V, W$ les composantes de la vitesse moyenne et $x = u, v, w$ les composantes de la vitesse instantanée), ainsi que les écarts-types des fluctuations de vitesse ($\sqrt{\langle x'^2 \rangle}$, avec $x' = u', v', w'$ les composantes de la vitesse fluctuante).

Les dispositifs LDA ont l'avantage d'être non intrusifs. Le volume de mesure étant optique, ce dernier permet des mesures dans des endroits inaccessibles.

En revanche, le principe de mesure s'avère être dépendant de l'ensemencement : à cause du passage plus ou moins aléatoire des particules dans le volume de mesure, la fréquence d'acquisition n'est pas constante, rendant le traitement des séries temporelles plus délicat. Pour cela, un ré-échantillonnage par interpolation linéaire des séries temporelles en intervalles réguliers est indispensable.

Annexe B

Vélocimétrie par Imageries de Particules (PIV)

Un dispositif de PIV permet de mesurer des champs de vitesses instantanées d'un écoulement dans le cadre d'une approche spatiale. Il s'agit d'un système de mesure optique dont le principe est d'illuminer un ensemble de particules grâce à un plan laser.

B.1 Principe de fonctionnement

Technique développée dans les années 1980, la PIV permet d'obtenir des champs bidimensionnels de vitesses instantanées par diffusion de Mie de particules entraînées par l'écoulement.

Une source laser pulsée génère deux impulsions lumineuses décalées dans le temps d'un intervalle Δt . Ces impulsions traversent un dispositif optique créant une nappe laser très fine. Les particules d'ensemencement se trouvant dans ce plan laser sont donc illuminées à deux instants. Deux images instantanées des positions des particules de l'écoulement sont alors enregistrées par une caméra numérique. La figure B.1 présente un exemple de dispositif PIV.

Pendant l'intervalle Δt une particule se déplace d'une distance Δx , et la vitesse locale de l'écoulement peut alors être estimée par $\vec{V}(x, t) = \Delta \vec{x} / \Delta t$.

Les images sont divisées en sous-domaines d'égales dimensions, appelés 'fenêtres d'interrogation'. En fonction de la résolution de la caméra utilisée, de la qualité et de la précision souhaitées, ces fenêtres d'interrogation ont pour dimensions $64 \text{ pixels} \times 64 \text{ pixels}$, $32 \text{ pixels} \times 32 \text{ pixels}$, $16 \text{ pixels} \times 16 \text{ pixels}$ ou plus rarement $8 \text{ pixels} \times 8 \text{ pixels}$.

Afin de déterminer la vitesse locale de l'écoulement, on doit déterminer la position des particules présentes dans une fenêtre d'interrogation considérée, sur deux images successives : la méthode consiste alors à effectuer une intercorrélation 2D sur chacune des fenêtres d'interrogation. La figure B.2 illustre le traitement réalisé.

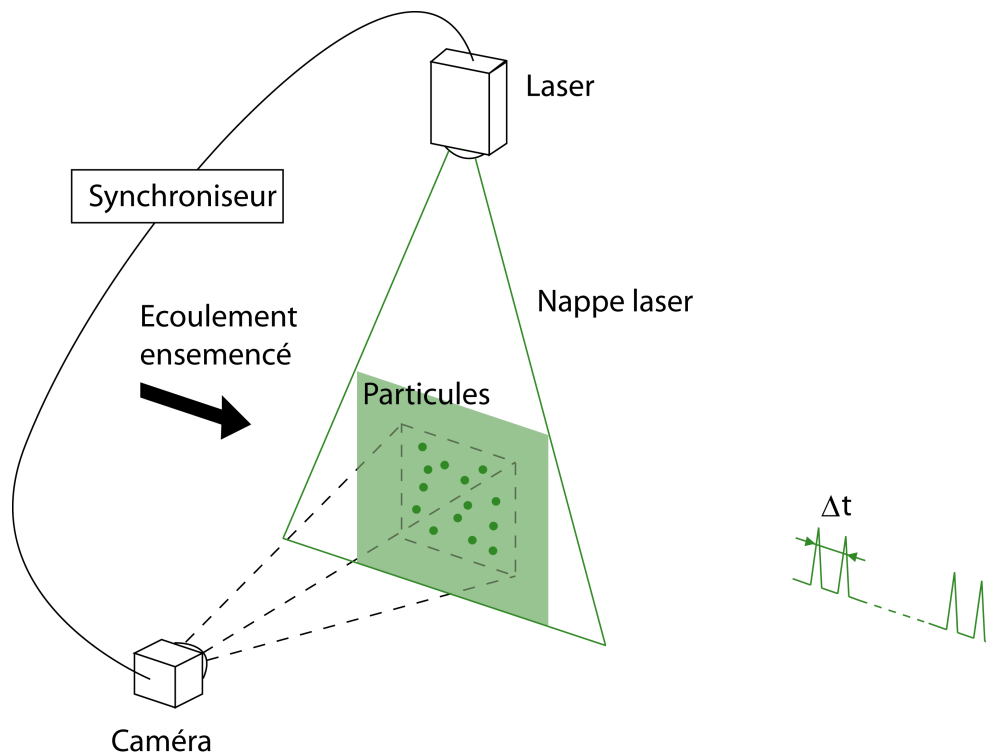
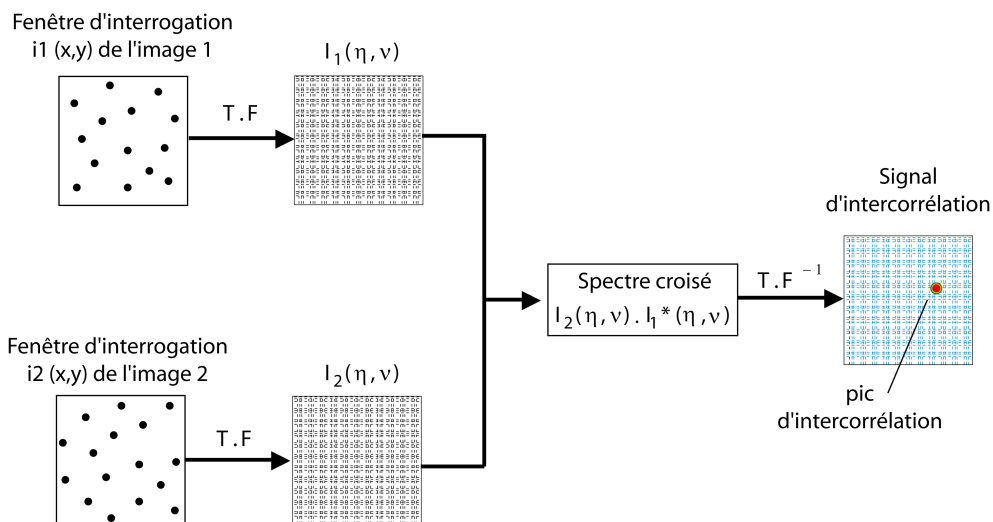


FIG. B.1 – Schéma du principe de fonctionnement d'un dispositif PIV.



T . F = transformée de Fourier

FIG. B.2 – Décomposition du calcul d'intercorrélation.

Cette fonction d'intercorrélation possède un pic dont le maximum d'amplitude est obtenu pour le déplacement Δx . Ce pic contient l'information sur l'amplitude, la direction et le sens du déplacement. Une image du champ de vecteurs vitesse sur toute l'image est obtenue

en répétant ces corrélations spatiales pour toutes les fenêtres d'interrogation.

B.2 Dispositif expérimental

La nappe laser est créée à partir d'un laser à impulsions Nd-YAG (*Quantel*[®] twins BSL200, 200mJ), émettant deux pulses ($\lambda = 532nm$), à une fréquence maximale de 10Hz, qui passent par un système optique composé de lentilles cylindriques et sphériques, afin d'obtenir une tranche lumineuse d'environ 1mm d'épaisseur dans la zone de mesures. Deux caméras CCD sont utilisées au cours des campagnes d'essais réalisées :

	Résolution	f_{max} d'acquisition
<i>TSI</i> [®] PowerView Plus 4MP	2048 × 2048 <i>pix</i> ²	15 images/s
<i>TSI</i> [®] PowerView Plus 11MP	4008 × 2672 <i>pix</i> ²	4.8 images/s

TAB. B.1 – Caractéristiques des deux caméras CCD utilisées.

Différents objectifs (*Nikkor*[®]) avec des distances focales différentes (28mm, 50mm ou 105mm) sont utilisés en fonction des montages expérimentaux.

Le système de synchronisation, *TSI*[®] Pulse synchroniseur, permet de faire coïncider les pulses laser avec le temps d'ouverture de la caméra, et est piloté par le logiciel *Insight-3G*TM.

Afin de déterminer le temps Δt de pulsation du laser, il faut connaître certaines caractéristiques de l'écoulement étudié (comme la vitesse de convection moyenne), la taille choisie pour les fenêtres d'interrogation, et la résolution de l'image. En effet, la plus grande vitesse mesurable est limitée par les particules traversant plus d'une fenêtre d'interrogation pendant le temps Δt . Si cela se produit, de l'information est nécessairement perdue. On a coutume d'imposer Δt tel qu'une particule ne traverse pas plus d'un quart de la fenêtre d'interrogation. Ceci peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{U \Delta t}{dFI} < 25\%$$

où U est la vitesse de convection moyenne de l'écoulement dans la zone étudiée, et dFI la taille d'une fenêtre d'interrogation.

Les études menées par PIV au cours de cette thèse, ont principalement lieu dans des écoulements dont la vitesse moyenne est $U \approx 3m.s^{-1}$.

La taille des fenêtres d'interrogation est fixée à 32 *pixels* × 32 *pixels* (avec un recouvrement de 50% afin d'éviter de perdre les particules situées au bord des fenêtres d'interrogation). Les conditions expérimentales dans lesquelles la caméra *TSI*[®] PowerView Plus 11MP est utilisée imposent une calibration valant 160 μm /*pixel* (voir annexe C.3). La taille des fenêtres d'interrogation est alors 5.3mm. Ainsi, compte-tenu des recommandations évoquées ci-dessus, un temps de pulsation du laser d'environ $\Delta t_{theo} \approx 415\mu s$ doit être imposé.

B.3. TRAITEMENT DES IMAGES

Dans les configurations utilisant la caméra $TSI^{\text{®}}$ PowerView Plus 4MP, la calibration est de $110\mu\text{m}/\text{pixel}$. Une fenêtre d'interrogation mesure donc 3.5mm et le temps de pulsation du laser est alors environ $\Delta t_{\text{theo}} \approx 290\mu\text{s}$.

Sachant qu'une marge supplémentaire, à hauteur 50% de la valeur de Δt_{theo} , est couramment utilisée, ce qui mène au tableau B.2 :

	Δt (μs)
$TSI^{\text{®}}$ PowerView Plus 4MP	145
$TSI^{\text{®}}$ PowerView Plus 11MP	205

TAB. B.2 – Temps de pulsation du laser en fonction de la caméra et de la configuration étudiée.

B.3 Traitement des images

Le traitement des images est effectué à l'aide du logiciel *Insight-3GTM* de $TSI^{\text{®}}$. Ce traitement est ici brièvement décrit.

La figure B.3 représente un doublet d'images brutes enregistré sur un intervalle Δt : ce doublet d'images est le point de départ du traitement.

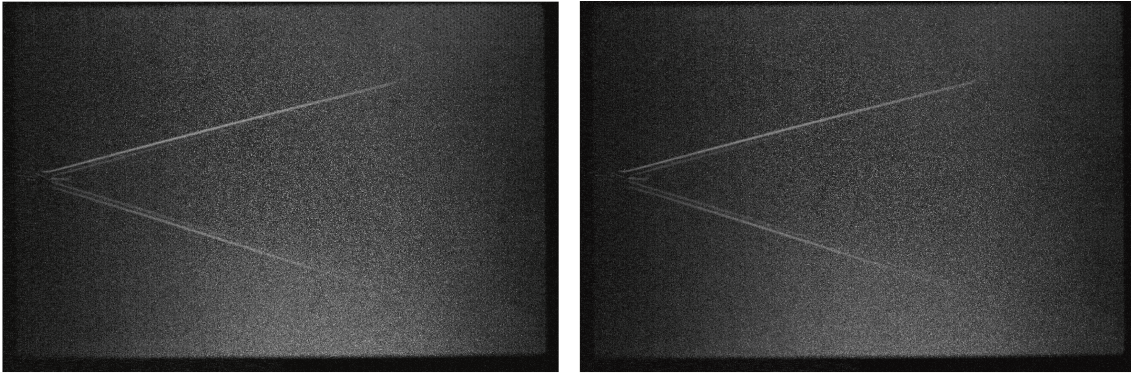


FIG. B.3 – Doublet d'images PIV.

Dans un premier temps, une image de fond est soustraite aux images brutes. Cette image de fond est obtenue en moyennant l'intensité lumineuse de 100 champs sans écoulement. De cette façon, le sol ou tout artifice utilisé pour le montage expérimental est effacé avant le traitement. La figure B.4 montre les champs obtenus après cette soustraction.

La première étape du traitement consiste à appliquer l'algorithme d'intercorrélation, en utilisant des fenêtres d'interrogation de $64 \times 64 \text{ pixels}^2$, avec un recouvrement de 50%. Le champ de vecteurs obtenu est représenté sur la figure B.5.

Un second passage récursif est alors réalisé, en réduisant les fenêtres d'interrogation à $32 \times 32 \text{ pixels}^2$. La figure B.6 montre le résultat de ce second passage de l'algorithme

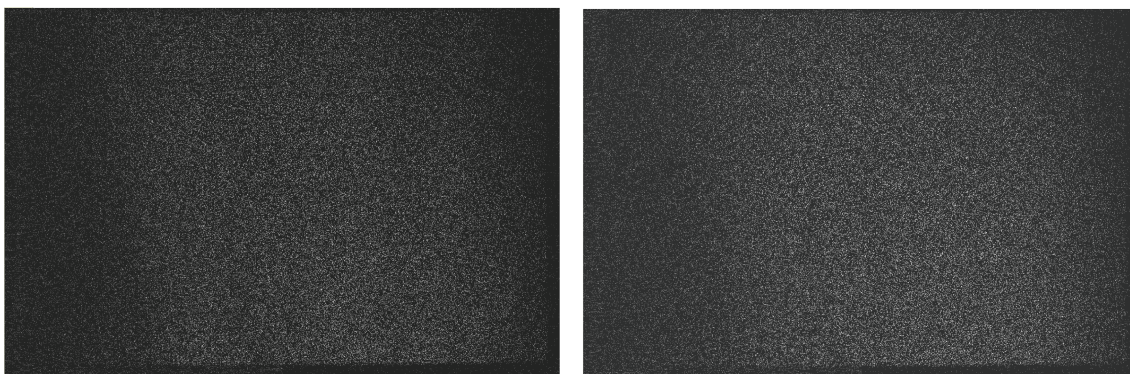


FIG. B.4 – Doublet d'images PIV auxquelles a été soustrait une image de fond.

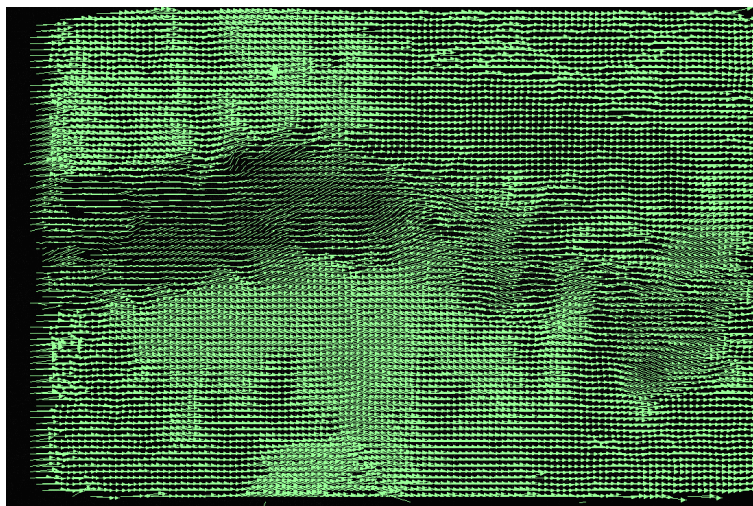


FIG. B.5 – Champ de vecteurs obtenu après un premier traitement sur des fenêtres $64 \times 64 \text{ pixels}^2$.

d'intercorrélation.

Les "trous" sont alors bouchés artificiellement en moyennant les données des pixels alentours.

Ce traitement est appliqué à toutes les mesures PIV réalisées et permet d'obtenir une image du champ instantané du type de celle présentée sur la figure B.7 (cette image est l'exportation du champ de vitesse obtenu sous *TecplotTM*).

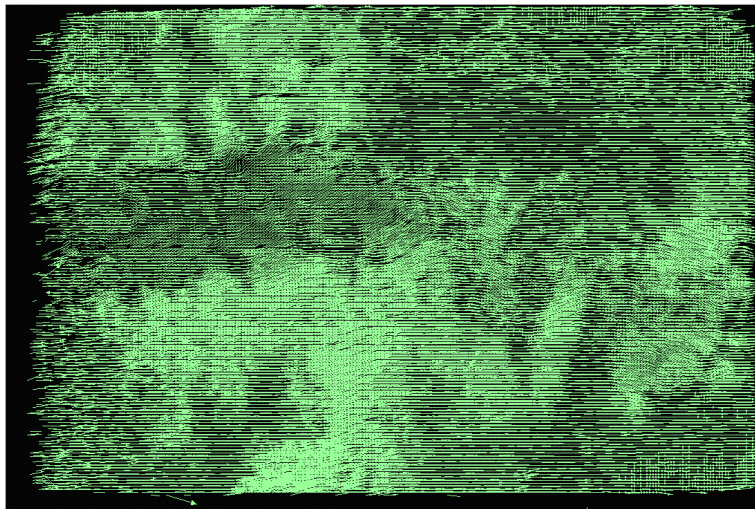


FIG. B.6 – Champ de vecteurs obtenu après le second traitement sur des fenêtres $32 \times 32 \text{pixels}^2$.

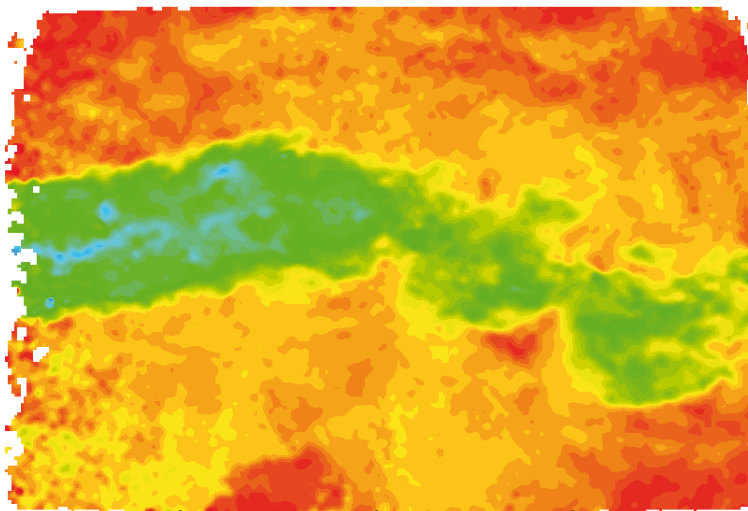


FIG. B.7 – Champ de vitesse moyenne final.

Pour obtenir un champ moyen de vitesse de l'écoulement, il suffit de moyenner l'ensemble des champs instantanés.

Ce champ moyen obtenu peut être soustrait à l'ensemble des champs instantanés : les champs alors obtenus sont moyennés pour fournir le champ d'écart-type des vitesses fluctuantes.

Annexe C

Protocoles expérimentaux

Cette annexe présente les différents protocoles expérimentaux utilisés au cours des travaux de cette thèse.

L'anémométrie laser Doppler (LDA), l'anémométrie par fil chaud ainsi que l'imagerie par vélocimétrie de particules (PIV) ont été employées à des fins diverses. Sans revenir sur le principe de fonctionnement de ces trois moyens de mesure (présenté dans les annexes A et B), les principales caractéristiques des conditions expérimentales dans lesquelles ils sont utilisés sont présentées.

C.1 Dispositifs utilisant la LDA

L'anémométrie laser Doppler (LDA) est tout d'abord utilisée pour caractériser les écoulements générés dans les deux souffleries, à savoir les écoulements de CLA dans la soufflerie 'Malavard' et les écoulements homogènes dans la soufflerie de type 'Eiffel'.

Les études paramétriques menées dans la soufflerie 'Malavard', sur l'influence de la CLA, du point de fonctionnement et de la hauteur de mât (chapitre 9), ainsi que les études de l'effet du dérapage sur la déviation du sillage dans la soufflerie de type 'Eiffel' (chapitre 10), sont réalisées en utilisant ce même moyen de mesures.

La description des protocoles expérimentaux qui suit est donc découpée en deux parties : les dispositifs dans la soufflerie 'Malavard' et les dispositifs dans la soufflerie de type 'Eiffel'.

C.1.1 LDA dans la soufflerie "Malavard"

La figure C.1 est un schéma du montage dans la soufflerie 'Malavard'. On retrouve le souffleur et les générateurs de turbulence décrits dans le chapitre 5.

La sonde LDA est fixée sur un système robotisé qui permet des déplacements dans les trois directions x , y et z . Un miroir à 45° disposé à la sortie de la sonde permet de dévier les faisceaux pour mesurer sur le côté de la sonde et ainsi minimiser l'intrusion dans l'écoulement. En effet, l'utilisation de la veine de retour de la soufflerie 'Malavard' oblige à disposer les moyens de mesure dans l'écoulement : on perd de ce fait, le caractère non intrusif qui caractérise la LDA. L'utilisation de ce miroir à 45° , fixé dans une tête en forme d'ogive

C.1. DISPOSITIFS UTILISANT LA LDA

permet, par l'intermédiaire de la lentille convergente de focale 500mm placée à la sortie de la sonde LDA, de placer le volume de mesure suffisamment loin de la sonde (environ 450mm sur le côté de la sonde).

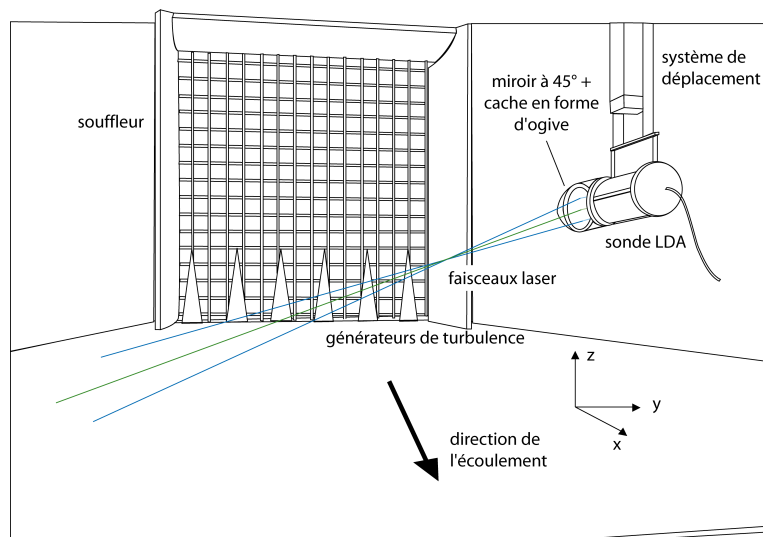


FIG. C.1 – Schéma du dispositif expérimental des mesures par LDA dans la soufflerie 'Malavard'.

Nous avons vu que le système LDA, 2 composantes, permet de mesurer, comme son nom l'indique, deux composantes de la vitesse. Lorsque la connaissance de la troisième composante est requise, il faut alors tourner la sonde, comme représenté sur la figure C.2.

On notera qu'un angle est imposé à la sonde représentée sur la figure C.1 : cet angle ($< 20^\circ$) permet d'aller mesurer proche du sol. Par conséquent, les composantes de la vitesse mesurées sont légèrement différentes. Cet angle est donc mesuré, et une matrice de rotation, dans le logiciel *BSA Flow SoftwareTM* permet de le prendre en compte lors du traitement des séries temporelles enregistrées.

Le système LDA permet donc la mesure des vitesses moyennes longitudinale, transversale et verticale U , V , W et l'écart-type des vitesses fluctuantes longitudinales, transversales et verticales $\sigma_u = U_{rms} = \sqrt{\langle u'^2 \rangle}$, $\sigma_v = V_{rms} = \sqrt{\langle v'^2 \rangle}$, $\sigma_w = W_{rms} = \sqrt{\langle w'^2 \rangle}$.

La caractérisation des CLA modélisées (partie 2) et les études paramétriques de la partie 3 sont réalisées grâce à ce montage expérimental.

La figure C.3 représente la position du disque, les profils de vitesse moyenne de la CLA rugueuse *CLA1* et de la CLA modérément rugueuse *CLA2*, ainsi que les positions x/D où sont mesurés les profils verticaux dans le sillage du disque.

Chaque profil vertical est composé de 24 points pour les mesures réalisées dans *CLA1*, et de 39 points pour les mesures réalisées dans *CLA2*. Ces points de mesures sont compris entre $z = 16\text{m}$ et $z = 240\text{m}$, soit $z/D = 0.2$ et $z/D = 3$. Pour le cas de l'étude paramétrique sur la hauteur de mât, l'utilisation d'un mât plus petit incite à descendre un peu plus bas et

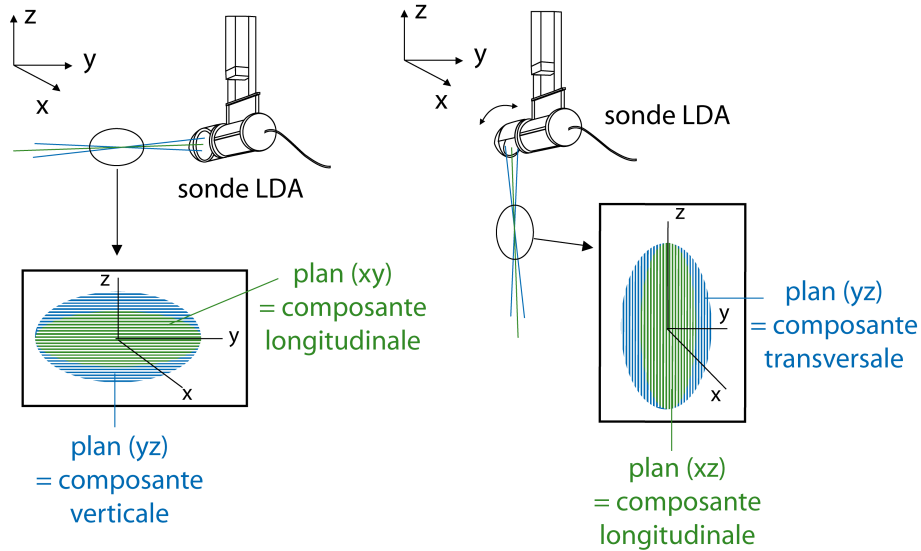


FIG. C.2 – Rotation de la sonde LDA pour mesure de la troisième composante.

dans ce cas, les mesures de chaque profil vertical s'étalent sur 26 points entre $z = 8m$ et $z = 240m$ ($z/D = 0.1$ et $z/D = 3$).

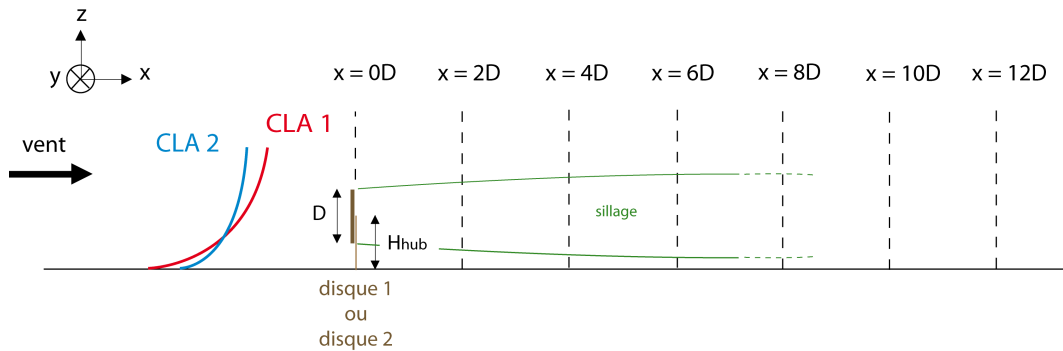


FIG. C.3 – Positions des profils de vitesse réalisés dans le sillage d'un disque en CLA.

En chaque point de mesure, les grandeurs statistiques (vitesses moyennes, écarts-types des vitesses fluctuantes et moments croisés) sont déterminées à une fréquence d'acquisition d'environ $1kHz$ pendant une durée de $90s$.

Des mesures LDA sont aussi utilisées pour la détermination des caractéristiques spectrales (spectres de puissance et corrélations). Dans ce cas, les mesures sont acquises à une fréquence de $2kHz$ pendant une durée de $270s$.

Réponse dynamique

L'ensemencement est réalisé avec de l'huile d'olive pulvérisée sous forme de micro-gouttelettes. Le générateur de fumée est localisé dans la veine principale de la soufflerie et un brouillard d'huile d'olive se propage dans toute la soufflerie en suivant l'écoulement. Les particules ont un diamètre moyen d'environ $1\mu m$. Leur temps de réponse est alors :

$$\tau_p = \rho_p \cdot \frac{d_p^2}{18\mu_a} \approx 2.8\mu s \quad (C.1)$$

où ρ_p est la masse volumique des particules, d_p leur diamètre et μ_a la viscosité dynamique de l'air.

Quelle est alors la fréquence maximale qui peut être suivie par une particule en fournissant une valeur correcte de la vitesse mesurée ?

Soit U_f la vitesse moyenne du fluide, et U_p la vitesse moyenne d'une particule dans ce fluide. L'accélération de la particule peut être estimée en fonction de la différence de vitesse ($U_f - U_p$) et du temps de réponse τ_p selon :

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{U_f - U_p}{\tau_p} \quad (C.2)$$

Considérons que les vitesses sont excitées sinusoïdalement et prennent la forme :

$$\begin{aligned} U_f &= \widetilde{U}_f e^{j\omega t} \\ U_p &= \widetilde{U}_p e^{j\omega t} \end{aligned}$$

L'équation (C.2) devient :

$$j\omega \widetilde{U}_p = \frac{1}{\tau_p} (\widetilde{U}_f - \widetilde{U}_p) \quad (C.3)$$

$$\Leftrightarrow \widetilde{U}_p = \frac{\widetilde{U}_f}{1 + j\omega\tau_p} \quad (C.4)$$

$$(C.5)$$

On impose une erreur relative de 1% sur la vitesse mesurée :

$$\left\| \frac{\widetilde{U}_p - \widetilde{U}_f}{\widetilde{U}_f} \right\|_{max} = 0.01 \quad (C.6)$$

Or, d'après l'inégalité triangulaire, on a :

$$\left\| \frac{\widetilde{U}_p - \widetilde{U}_f}{\widetilde{U}_f} \right\| \leq \frac{\|\widetilde{U}_p\| - \|\widetilde{U}_f\|}{\|\widetilde{U}_f\|}$$

Ce qui amène à l'inégalité suivante :

$$\frac{\|\widetilde{U}_p\| - \|\widetilde{U}_f\|}{\|\widetilde{U}_f\|} \geq 0.01$$

Par conséquent,

$$\begin{aligned} \frac{\|\widetilde{U}_p\|}{\|\widetilde{U}_f\|} - 1 &\geq 0.01 \\ \Leftrightarrow \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega\tau_p)^2}} - 1 &\geq 0.01 \\ \Leftrightarrow (\omega\tau_p)^2 &\geq 0.02 \end{aligned}$$

On obtient une estimation de la fréquence $f = \omega/2\pi \approx \sqrt{0.02}/2\pi\tau_p$.

Ainsi, dans les conditions expérimentales présentées ($U_0 \approx 3m.s^{-1}$), les particules d'huile sont capables de suivre les fluctuations de vitesse d'environ $8kHz$ avec une précision d'environ $0.03m.s^{-1}$.

Convergence des moyennes

La valeur exacte de la vitesse moyenne longitudinale est :

$$U = \langle u \rangle = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt$$

alors que la valeur mesurée est la valeur approchée :

$$U_T = \langle u \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt$$

Selon Tennekes et Lumley [99], l'erreur quadratique moyenne peut être estimée par :

$$\frac{\sqrt{\langle (U_T - U)^2 \rangle}}{U} \approx \sqrt{2} Iu \frac{\theta}{T} \quad (C.7)$$

avec Iu l'intensité de turbulence longitudinale, θ l'échelle intégrale temporelle et T le temps d'intégration.

Pour un temps d'acquisition donné, l'erreur quadratique est donc d'autant plus grande que l'intensité de turbulence et l'échelle intégrale temporelle sont grandes.

Dans le cadre de nos mesures dans la soufflerie 'Malavard', l'écoulement 'dimensionnant' sera donc celui possédant la plus forte turbulence et les plus grandes échelles intégrales.

Dans la CLA la plus rugueuse modélisée (*CLA1*), l'intensité de turbulence maximale mesurée vaut environ 25% et l'échelle intégrale est estimée à 0.75m. Dans la CLA modérément rugueuse (*CLA2*), l'intensité de turbulence vaut environ 15% et l'échelle intégrale 1m : on voit donc que les deux grandeurs (turbulence et échelles intégrales) varient en sens inverse. L'erreur quadratique moyenne est alors déterminée pour les deux cas :

Pour un temps d'acquisition $T = 90s$, l'erreur sur la vitesse moyenne dans *CLA1* est d'environ 0.1% et dans *CLA2*, elle vaut 0.08%.

Qu'en est-il si l'on considère la présence d'un disque poreux dans l'écoulement ?

Quand un des disques poreux est placé dans les CLA, les échelles intégrales ne font que diminuer par rapport à celles mesurées dans les écoulements libres. La turbulence générée par cisaillement dans le sillage atteint 25% dans le sillage d'un disque placé dans *CLA1* et 20% dans *CLA2*.

En conservant les mêmes échelles intégrales de 0.75m dans *CLA1* et 1m dans *CLA2*, ainsi qu'une vitesse de convection moyenne maximale de $3m.s^{-1}$, les erreurs quadratiques moyennes valent, au maximum, 0.09% dans *CLA1* et 0.1% dans *CLA2*.

Correction des mesures

La figure C.4.a) montre des profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale U mesurés à différentes positions x/D en aval d'un des disques poreux (ses caractéristiques ne nous intéressent pas ici), dans la CLA rugueuse *CLA1*. La figure C.4.b) montre les mêmes mesures, derrière le même disque, dans la CLA modérément rugueuse *CLA2*.

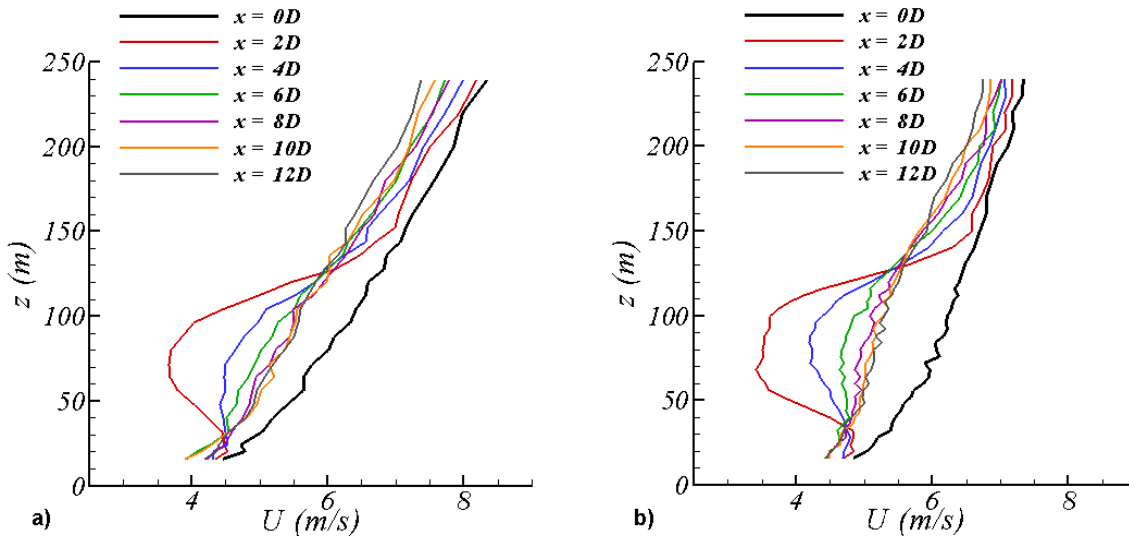


FIG. C.4 – Profils de vitesse 'bruts' dans le sillage des deux disques poreux. a) disque $a = 0.12$. b) disque $a = 0.19$.

On peut alors remarquer que les CLA ne sont pas parfaitement établies. En effet, il persiste un décalage progressif entre les profils mesurés aux différentes positions x/D . Ce décalage est l'oeuvre du gradient de pression statique longitudinal non nul qui persiste dans la veine

d'essais (voir paragraphe 5.3). Ce gradient, bien que relativement faible et respectant la condition préconisée par le VDI [109] ne peut être totalement nul et entraîne une décélération globale de l'écoulement. Par conséquent, la vitesse de référence diminue avec la coordonnée longitudinale x : sur la longueur totale de la zone de mesure ($12D$, soit $2.4m$ en échelle soufflerie), la vitesse au sommet de la CLA diminue d'environ $1m.s^{-1}$.

Théoriquement, quelle que soit la position en aval du disque, toutes les courbes devraient se confondre à partir d'une certaine altitude (quand l'expansion verticale du sillage n'est plus visible).

Afin de compenser cette perte de vitesse, la solution est d'appliquer des coefficients de correction aux mesures afin de juxtaposer les profils aux hautes altitudes. Pour déterminer ces coefficients, la méthode retenue est la suivante :

- sachant que la correction nécessaire a pour but de rattraper le décalage dans la direction longitudinale, les coefficients dépendent de la coordonnée x . Pour chaque position x où sont mesurés les profils verticaux, on détermine alors un coefficient $C(x)$, défini par l'équation (C.8).

Au vu des tracés de la figure C.4, on considère que l'expansion vertical du sillage n'est plus visible au dessus de $z = 180m$ ($z/D = 2.25$).

$$C(x) = \frac{\text{moyenne}[U(x = 0D, z > 180m)|_{\text{sans disque}}]}{\text{moyenne}[U(x, z > 180m)|_{\text{avec disque}}]} \quad (\text{C.8})$$

Le numérateur de l'équation (C.8) est la moyenne des vitesses mesurées en $x = 0D$, sans disque, pour des altitudes hors sillage. Le dénominateur est la moyenne des vitesses mesurées à la position x , pour des altitudes hors sillage.

- cette opération est effectuée en chaque position $x = 2D, 4D, 6D, 8D, 10D, 12D$, et dans les deux CLA modélisées. On obtient donc au total, 12 coefficients (6 pour les 6 positions x dans *CLA1*, et 6 autres pour les 6 mêmes positions x dans *CLA2*). Etant donné que le gradient de pression longitudinal dans la veine d'essais est une propriété intrinsèque de la soufflerie, celui-ci est identique quelle que soit la CLA modélisée. Ainsi, théoriquement, les coefficients calculés dans *CLA1* et *CLA2* sont identiques pour une position x donnée.

Pour chaque position x , le coefficient calculé dans *CLA1* est très proche de celui calculé dans *CLA2* (écarts compris entre 1 et 2.7%). On décide donc de moyenniser chaque couple de coefficient afin d'obtenir des coefficients valables dans *CLA1* et dans *CLA2*. Ceux-ci sont regroupés dans le tableau C.1.

	x = 2D	x = 4D	x = 6D	x = 8D	x = 10D	x = 12D
$C(x)$	1.024	1.041	1.062	1.069	1.085	1.108

TAB. C.1 – Coefficients de correction de la vitesse.

Ces coefficients sont utilisés sous la forme de coefficients multiplicateurs appliqués sur les vitesses moyennes ($U(x, z)$, $V(x, z)$, $W(x, z)$), les variances des vitesses fluctuantes ($U_{rms}(x, z)$, $V_{rms}(x, z)$, $W_{rms}(x, z)$) ainsi que les moments croisés ($\langle u'w'(x, z) \rangle$, $\langle u'v'(x, z) \rangle$).

$$\begin{aligned}
 U(x, z)|_{\text{corrige}} &= C(x).U(x, z)|_{\text{brut}} \\
 V(x, z)|_{\text{corrige}} &= C(x).V(x, z)|_{\text{brut}} \\
 W(x, z)|_{\text{corrige}} &= C(x).W(x, z)|_{\text{brut}} \\
 U_{rms}(x, z)|_{\text{corrige}} &= C(x).U_{rms}(x, z)|_{\text{brut}} \\
 V_{rms}(x, z)|_{\text{corrige}} &= C(x).V_{rms}(x, z)|_{\text{brut}} \\
 W_{rms}(x, z)|_{\text{corrige}} &= C(x).W_{rms}(x, z)|_{\text{brut}} \\
 \langle u'w' \rangle(x, z)|_{\text{corrige}} &= C^2(x). \langle u'w' \rangle(x, z)|_{\text{brut}} \\
 \langle u'v' \rangle(x, z)|_{\text{corrige}} &= C^2(x). \langle u'v' \rangle(x, z)|_{\text{brut}}
 \end{aligned}$$

Les figures C.5.a) et C.5.b) représentent les profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale, une fois les corrections apportées, dans *CLA1* et *CLA2* respectivement. Ce type de correction est appliqué à toutes les mesures LDA réalisées dans la soufflerie 'Malavard'.

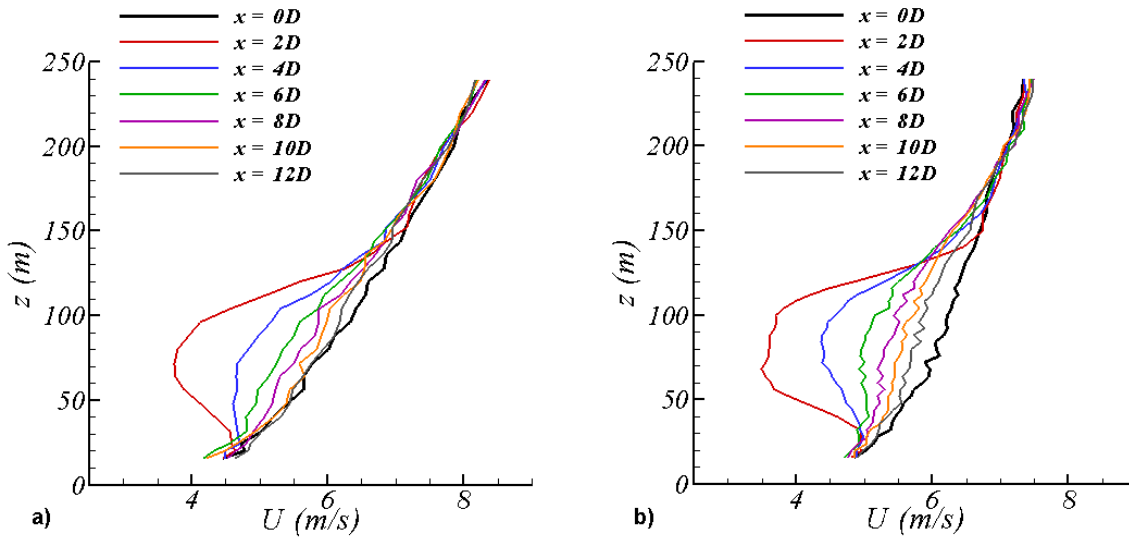


FIG. C.5 – Profils de vitesse 'corrigées' dans le sillage des deux disques poreux. a) disque $a = 0.12$. b) disque $a = 0.19$.

C.1.2 LDA dans la soufflerie de type "Eiffel"

Le système LDA, 2 composantes, est utilisé pour caractériser les écoulements homogènes dans la soufflerie de type 'Eiffel', et pour étudier le sillage d'un modèle d'éolienne en dérapage.

Les figures C.6.a) et b) représentent le montage expérimental relatif au système LDA. On peut y voir la veine d'essais de la soufflerie dans laquelle est disposé un des disques poreux,

C.1. DISPOSITIFS UTILISANT LA LDA

et la sonde LDA fixée sur un système robotisé permettant des déplacements verticaux (y) et longitudinaux (x). L'origine du repère est tel que $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ au centre du disque placé au centre de la veine, à 500mm de l'entrée de la veine.

Nous avons vu précédemment qu'avoir accès aux trois composantes de la vitesse nécessite de disposer la sonde de deux façons différentes.

La figure C.7 représente schématiquement les positions de la sonde afin d'atteindre les trois composantes de la vitesse.

Chaque profil de vitesse est constitué de 31 points de mesure répartis entre $y/D = -1.5$ et $y/D = 1.5$ (respectivement $z/D = \pm 1.5$ pour les mesures selon z). En chaque point, la fréquence d'acquisition est environ 1kHz et le temps d'acquisition 90s .

Enfin, le disque placé dans la veine peut être mis en dérapage, dont l'angle est contrôlé par un inclinomètre représenté sur la figure C.8.

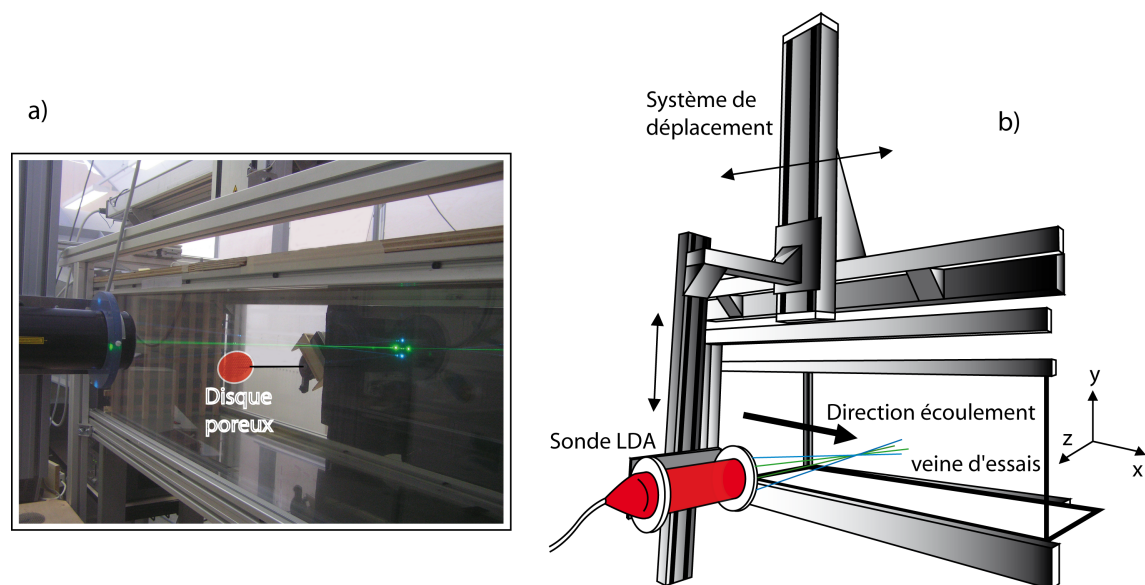


FIG. C.6 – Veine d'essais de la soufflerie de type 'Eiffel'. a) photographie de la veine, de la sonde LDA et d'un disque. b) schéma de la sonde LDA sur son système de déplacement.

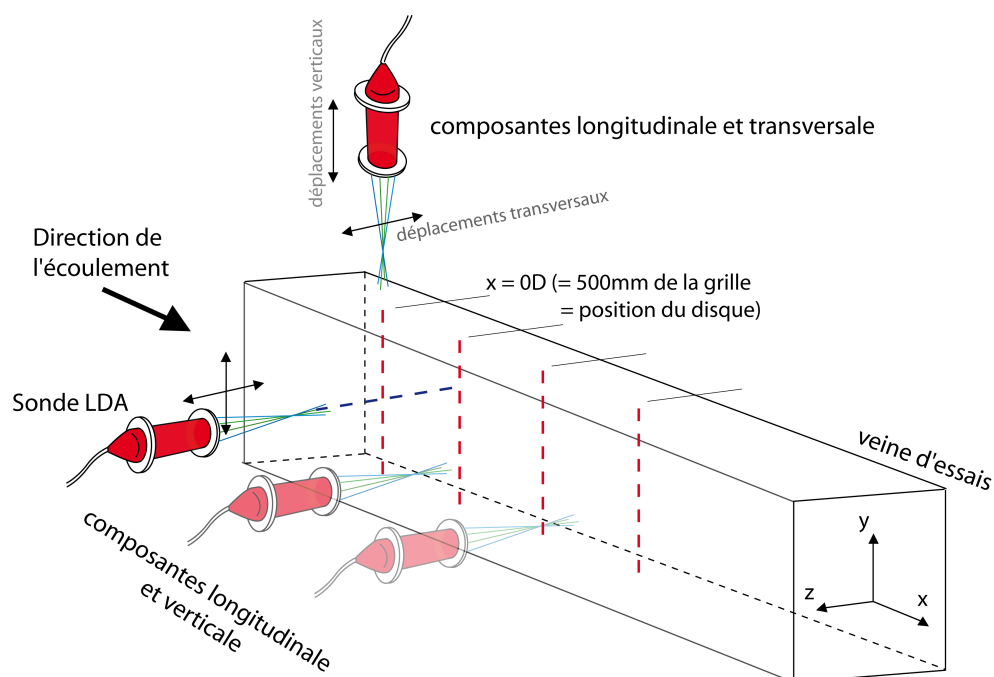


FIG. C.7 – Schéma explicatif des mesures réalisées pour caractériser les écoulements homogènes générés.

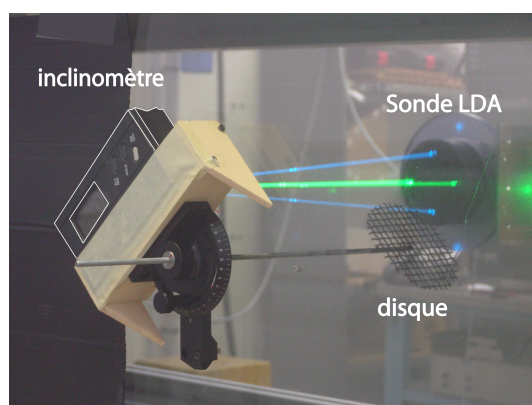


FIG. C.8 – Photographie du système de mise en dérapage du disque.

Convergence des moyennes

En appliquant la même formule (C.7) que pour les mesures LDA réalisées dans la soufflerie 'Malavard', on peut déterminer l'erreur quadratique moyenne dans les écoulements générés dans la soufflerie de type 'Eiffel'.

Le tableau C.2 recense les résultats dans les deux types d'écoulements générés, à savoir l'écoulement homogène avec $Iu \approx 3\%$ à 500mm de la grille et l'écoulement homogène tel que $Iu \approx 12\%$ à 500mm de la grille. Les erreurs quadratiques moyennes sont calculées pour

les mesures avec et sans disque. Les niveaux de turbulence sont moindres qu'en CLA, et les échelles intégrales sont bien plus petites rendant les erreurs beaucoup plus faibles.

	$Iu _{max}$ (%)	θ (s)	T (s)	Erreur
$Iu = 3\%$ - sans disque	4	$3, 3.10^{-3}$	90	$2, 1.10^{-4}\%$
$Iu = 3\%$ - avec disque	15	0.017	90	$4.10^{-3}\%$
$Iu = 12\%$ - sans disque	11	0.01	90	$1, 7.10^{-3}\%$
$Iu = 12\%$ - avec disque	20	0.05	90	0.016%

TAB. C.2 – Erreurs quadratiques moyennes dans les différentes configurations étudiées en écoulement homogène.

C.2 Dispositifs utilisant l'anémométrie fil chaud

L'anémométrie par fil chaud est utilisée afin de caractériser temporellement le phénomène de *meandering* se développant dans le sillage de nos modèles d'éoliennes (partie 4). Le but est de prouver la présence de ce phénomène, de façon qualitative, et de comparer son développement dans le plan horizontal et dans le plan vertical, en aval des différents disques utilisés.

La figure C.9 représente le montage expérimental dans la soufflerie 'Malavard', c'est-à-dire en conditions d'écoulement de CLA. L'origine de l'axe longitudinal x est la position du disque (placé à $13m$ de la grille de turbulence en entrée de veine), l'origine de l'axe transversal y est l'axe de la soufflerie et l'origine de l'axe vertical z est le sol. Les coordonnées du centre du disque sont donc $(x, y, z) = (0, 0, H_{hub})$, avec H_{hub} la hauteur de mât (variable selon les cas étudiés).

La figure C.10 représente le montage dans la soufflerie de type 'Eiffel'. Dans ce cas, l'origine du repère (x, y, z) est le centre du disque.

L'intérêt de ces montages expérimentaux est d'utiliser deux sondes fil chaud, une composante, afin de mesurer les spectres de puissance spatio-fréquentiels ainsi que les corrélations spatio-temporelles, dans le plan horizontal (xy) et dans le plan vertical (xz).

Pour cela, une des deux sondes est maintenue fixe tandis que l'autre peut être déplacée transversalement (selon l'axe y) ou verticalement (selon l'axe z). Les schémas de la figure C.11 montrent la position de la sonde fixe et les déplacements de la sonde mobile pour le cas des études dans le plan horizontal et dans le plan vertical.

A diverses positions $x = n.D$ ($n = 3, 4, 6$) en aval du disque, la sonde fixe est placée dans la couche cisailée du sillage, c'est-à-dire en $(x, y, z) = (n.D, -0.55D, H_{hub})$ pour les mesures dans le plan horizontal et en $(x, y, z) = (n.D, 0, -0.55D)$ pour les mesures dans le plan vertical. La sonde mobile est déplacée selon 34 positions entre $y = 0$ et $y = 1.5D$ (respectivement $z = 0$ et $z = 1.5D$ pour le cas du plan vertical). Les déplacements se font avec un pas de $0.1D$ entre $y = 0$ et $y = 0.4D$, un pas de $0.02D$ entre $y = 0.4D$ et $y = 0.8D$,

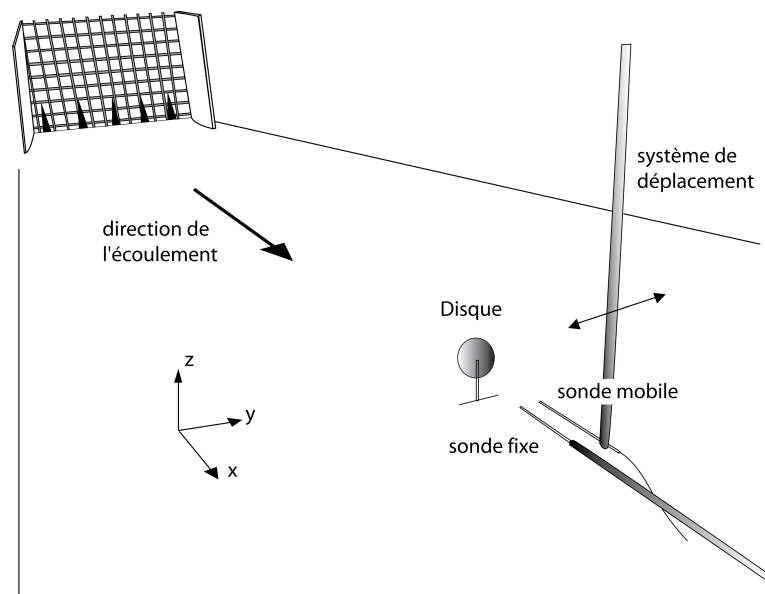


FIG. C.9 – Schéma du dispositif expérimental de mesures par anémométrie fil chaud dans la soufflerie 'Malavard'.

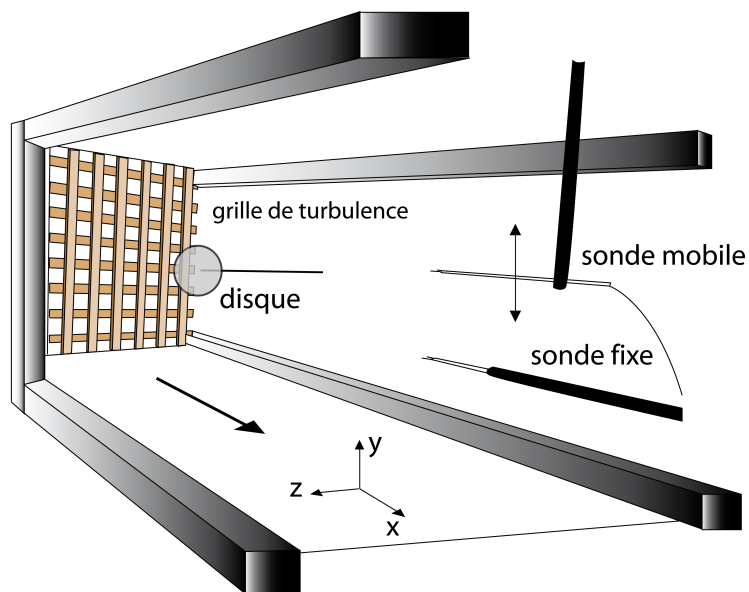


FIG. C.10 – Schéma du dispositif expérimental de mesures par anémométrie fil chaud dans la soufflerie de type 'Eiffel'.

puis à nouveau un pas de $0.1D$ entre $y = 0.8D$ et $y = 1.5D$ (respectivement z dans le plan vertical).

Pour les mesures en écoulement homogène, les surfaces de la veine d'essais et la distance de la zone de mesure par rapport aux parois, permettent de considérer l'écoulement comme

C.2. DISPOSITIFS UTILISANT L'ANÉMOMÉTRIE FIL CHAUD

axisymétrique. On peut donc s'affranchir de réaliser les mesures à la fois dans le plan (xy) et dans le plan (xz) : seul le plan (xy) est considéré. La figure C.12 montre la position de la sonde fixe (dans la couche cisailée $(x, y, z) = (0, -0.55D, 0)$) et les déplacements de la sonde mobile selon l'axe y . Les déplacements de la sonde mobile sont les mêmes que ceux exposés pour le cas en CLA.

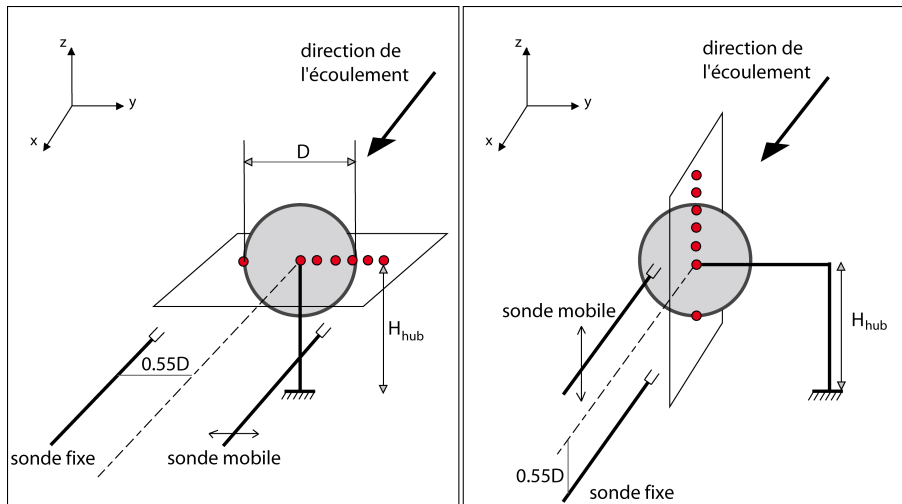


FIG. C.11 – Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en CLA. Image de gauche : déplacements pour les mesures dans le plan horizontal. Figure de droite : déplacements pour les mesures dans le plan vertical.

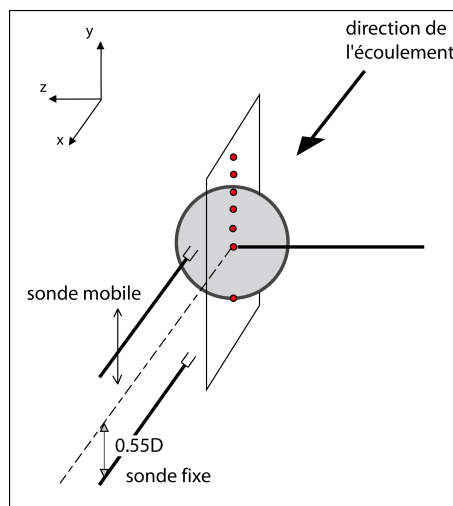


FIG. C.12 – Positions et déplacements des deux sondes fil chaud pour les mesures en écoulement homogène.

Les deux sondes sont calibrées entre 0.5 et $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et leur fréquence d'acquisition est fixée à 2kHz (la fréquence de coupure fixée par le biais de filtres passe-bas analogiques dans le

système d'acquisition, est alors $1kHz$). Les séries temporelles simultanées fournies par les deux sondes sont enregistrées pendant 60s en chacune des 34 positions de la sonde mobile.

Les spectres spatio-fréquentiels présentés dans la partie 4, sont des spectres de puissance adimensionnés :

$$\frac{f \cdot S_{uu}(f)}{\sigma_u^2}$$

où f est la fréquence, $S(f)$ le spectre de puissance et $\sigma_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ l'écart-type des fluctuations de vitesse longitudinale.

Ces spectres de puissance sont mesurés en chacune des positions occupées par la sonde mobile et sont ensuite juxtaposés pour former les spectres spatio-fréquentiels.

La fonction de corrélation temporelle, notée $R(\tau)$, entre les composantes longitudinales de la vitesse fluctuante, $u'^{(1)}$ et $u'^{(2)}$, mesurées par les deux sondes, est définie par :

$$R(\tau) = \frac{1}{\sigma_u^{(1)} \cdot \sigma_u^{(2)}} \frac{1}{T} \int_{-T}^T u'^{(1)}(t) \cdot u'^{(2)}(t + \tau) dt \quad (C.9)$$

avec $\sigma_u^{(i)} = \sqrt{\langle u'^{(i)}(t)^2 \rangle}$, et où T est le temps d'acquisition et τ de décalage temporel.

Sous la forme discrétisée utilisée ici, on a :

$$R_m = \frac{\sum_{p=1}^N u_p'^{(1)} \cdot u_{p+m}'^{(2)}}{\sqrt{\sum_{p=1}^N (u_p'^{(1)})^2} \cdot \sqrt{\sum_{p=1}^N (u_p'^{(2)})^2}} \quad (C.10)$$

avec N le nombre d'échantillons, Δt le pas de temps et m tel que $\tau = m \cdot \Delta t$.

De la même manière que pour les spectres, les corrélations mesurées entre les deux sondes pour toutes les positions de la sonde mobile, sont juxtaposées afin de former les corrélations spatio-temporelles.

Convergence des moyennes

La formule (C.7) de Tennekes et Lumley [99] fournit l'erreur quadratique moyenne sur les mesures temporelles à l'anémométrie fil chaud.

Dans le cas des mesures réalisées au fil chaud, un disque plein a été étudié. Ce disque crée un déficit de vitesse très important dans son sillage et représente donc le cas majorant sur lequel le calcul d'erreur doit être fait.

Le tableau C.3 recense les calculs d'erreur réalisés dans les écoulements avec le disque plein (seule la CLA modérément rugueuse *CLA2* est utilisée pour ces mesures). Les erreurs dans les conditions du disque poreux $a = 0.19$ sont ajoutés pour information.

C.3. DISPOSITIFS UTILISANT LA PIV

Écoulement		$Iu _{max}$ (%)	T (s)	θ (s)	Erreur
<i>CLA2</i>	disque plein	25	60	0.67	0.4%
	disque poreux	20	60	0.33	0.15%
<i>Homogène $Iu = 12\%$</i>	disque plein	25	60	0.13	0.08%
	disque poreux	20	60	0.05	0.02%
<i>Homogène $Iu = 3\%$</i>	disque plein	20	60	0.07	0.03%
	disque poreux	15	60	0.017	0.006%

TAB. C.3 – Erreurs quadratiques moyennes dans les différentes configurations étudiées en CLA.

C.3 Dispositifs utilisant la PIV

Des mesures par PIV sont utilisées pour :

- l'étude spatiale du phénomène de *meandering* en comparant les sillages instationnaires mesurés dans le sillage d'un disque poreux en conditions de CLA et en conditions d'écoulement homogène.
- l'étude du sillage dévié quand le disque est en dérapage. Ces mesures viennent compléter les résultats obtenus par LDA.

Ainsi, des mesures par PIV sont réalisées dans la soufflerie 'Malavard' et dans la soufflerie de type 'Eiffel'. Sachant que les protocoles expérimentaux dans la soufflerie de type 'Eiffel' sont identiques pour l'étude du *meandering* et pour l'étude des disques en dérapage, ce chapitre se résume à deux parties : la description du dispositif expérimental pour les études en CLA et la description pour les études en écoulement homogène.

C.3.1 PIV dans la soufflerie "Malavard"

A l'instar des mesures par anémométrie fil chaud, les mesures par PIV sont réalisées pour deux hauteurs de mât différentes : une première hauteur $H_{hub} = 0.1m$ est choisie afin de se placer dans les conditions réelles (diamètre et hauteur de mât identiques), et une seconde hauteur est $H_{hub} = 0.35m$ permettant d'obtenir des résultats plus facilement interprétables en une position où la turbulence est moindre et où l'influence du sol est moins importante.

La figure C.13.a) décrit le montage expérimental pour les mesures dans le plan horizontal (xy) et la figure C.13.b) le montage pour les mesures dans le plan vertical (xz).

Pour les mesures dans le plan horizontal, le laser est placé à $1.25m$ de l'axe vertical du disque, et la caméra est placée à $1.4m$ de la nappe laser générée (soit $1.5m$ et $1.75m$ du sol pour les mesures à $H_{hub} = 0.1m$ et $H_{hub} = 0.35m$ respectivement).

Pour les mesures dans le plan vertical, le laser est placé à $1.25m$ du sol et la caméra est placée à $1.1m$ de la nappe laser verticale.

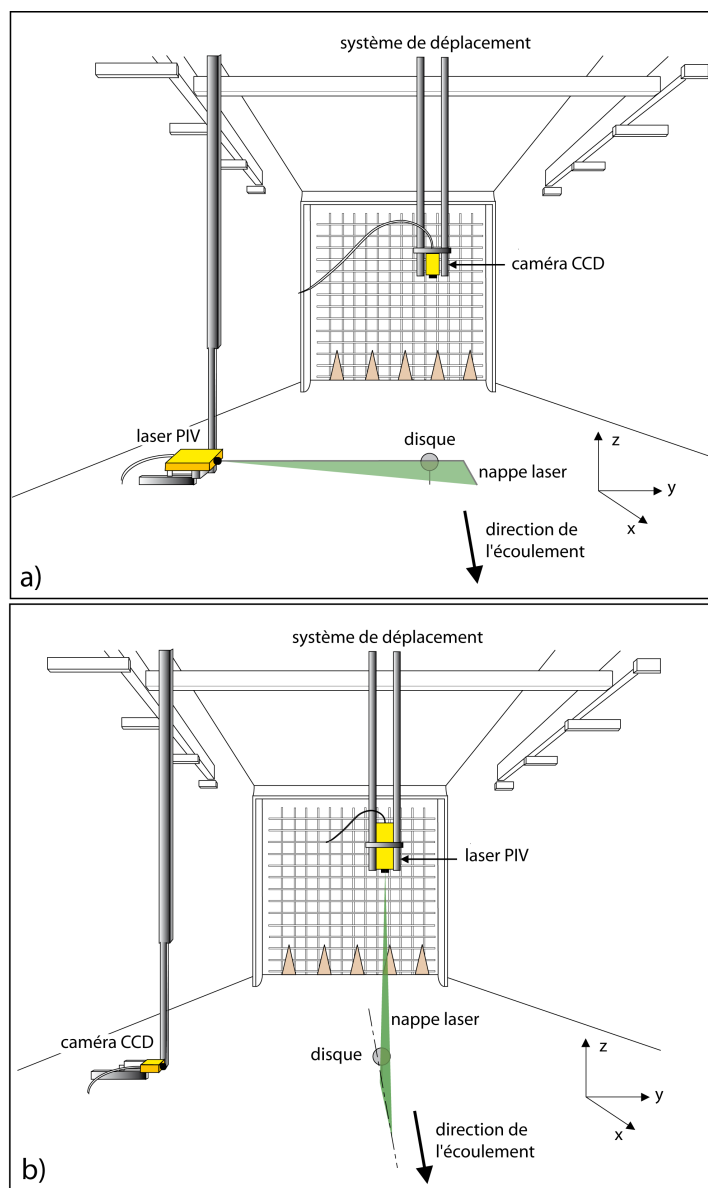


FIG. C.13 – Schéma du dispositif expérimental de mesures par PIV dans la soufflerie 'Malavard'. a) mesures dans le plan horizontal. b) mesures dans le plan vertical.

Les schémas C.14.a) et C.14.b) représentent les zones de mesure dans les configurations :

- horizontale $H_{hub} = 0.1m$
- horizontale $H_{hub} = 0.35m$
- verticale $H_{hub} = 0.35m$.

Pour ces trois configurations, une caméra CCD équipée d'une lentille de focale $105mm$ et de résolution $2672 \times 4008 \text{ pixels}^2$ permet d'obtenir des champs d'environ $4D \times 6D$.

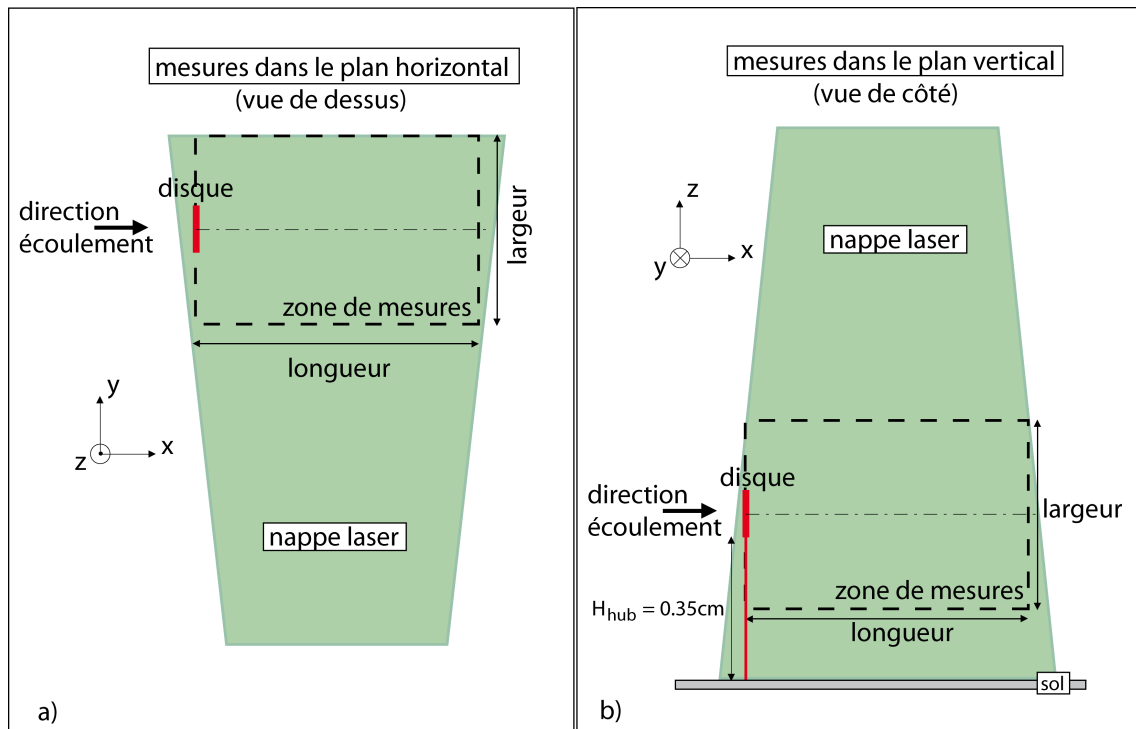


FIG. C.14 – Zones de mesures par PIV dans la soufflerie 'Malavard'. a) mesures dans le plan horizontal. b) mesures dans le plan vertical.

Pour ce qui est de la configuration 'verticale' $H_{hub} = 0.1\text{m}$, ces mesures de grands champs PIV ($4D \times 6D$) sont compliquées par la présence d'importantes réflexions au niveau du sol (malgré l'utilisation de peinture anti-réflexions), mais aussi et surtout par la proximité du sol elle-même. Les champs sont rapidement perturbés et le traitement appliqué sur chaque image PIV enregistrée (exposé au paragraphe 11.2) n'est plus réalisable.

Pour cette configuration, on utilise une caméra équipée d'une lentille de focale 105mm et de résolution $2048 \times 2048 \text{ pixels}^2$. Dans ce cas, des champs PIV d'environ $2D \times 2D$ sont enregistrés. Afin de pouvoir couvrir environ $6D$ en aval du disque, on décale successivement la caméra selon le schéma exposé sur la figure C.15.

Pour chaque configuration, la nappe laser, d'environ 1mm d'épaisseur, est générée par un laser Nd :Yag *Quantel*[®] twins BSL200, émettant deux pulses laser de 200mJ (à 532nm), chacun à une fréquence maximale de 10Hz .

Les champs de vitesse sont déduits des images PIV en utilisant le logiciel *Insight-3G*TM de chez *TST*[®]. L'algorithme multi-passes présenté dans l'annexe B, avec des fenêtres d'interrogation de $32 \times 32 \text{ pixels}^2$ et un recouvrement de 50% est appliqué.

Le tableau C.4 recense les principales caractéristiques des images PIV enregistrées, à savoir leur taille, la calibration ainsi que la taille d'une fenêtre d'interrogation.

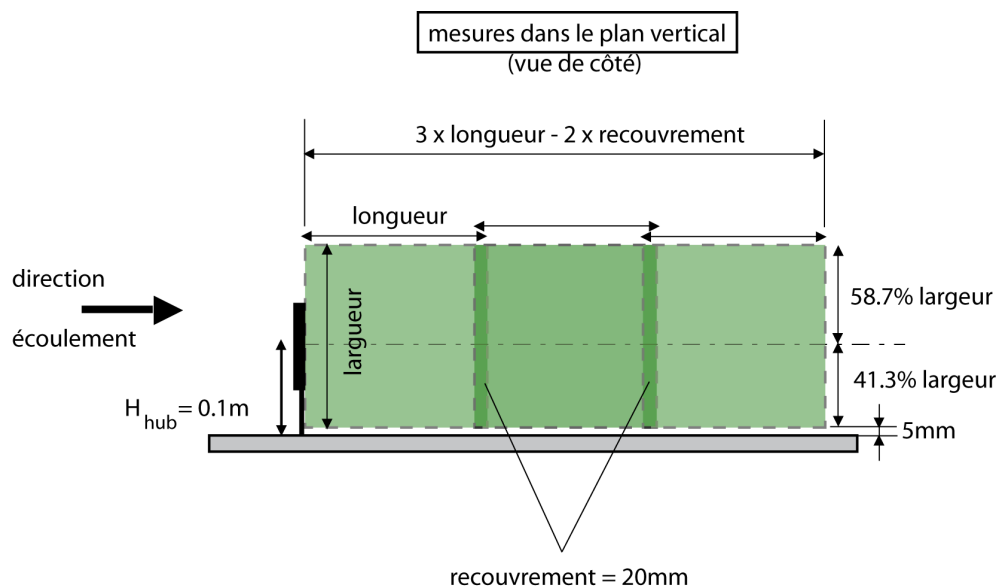


FIG. C.15 – Zones de mesures par PIV dans la soufflerie 'Malavard' pour le cas vertical proche du sol ($H_{hub} = 0.1m$).

Configuration	longueur	largeur	calibration	fenêtre d'interrogation
Horiz, $H_{hub} = 0.35m$	668mm (6.7D)	445mm (4.45D)	166 $\mu m/pixel$	5.3 \times 5.3mm ²
Horiz, $H_{hub} = 0.1m$	641mm (6.4D)	430mm (4.3D)	160 $\mu m/pixel$	5.1 \times 5.1mm ²
Vert, $H_{hub} = 0.35m$	645mm (6.45D)	430mm (4.3D)	161 $\mu m/pixel$	5.15 \times 5.15mm ²
Vert, $H_{hub} = 0.1m$	229mm (2.3D)	229mm (2.3D)	112 $\mu m/pixel$	3.6 \times 3.6mm ²

TAB. C.4 – Caractéristiques des images PIV enregistrées dans les différentes configurations étudiées en CLA.

Convergence des moyennes

Pour chaque configuration, $N_b = 500$ images sont enregistrées afin d'atteindre une convergence statistique sur les champs de vitesse moyenne et fluctuante.

D'après Benedict et Gould [12], une première estimation des précisions relatives peut être faite en supposant que le champ de vitesse obéit à une loi normale¹.

Une estimation de la vitesse moyenne peut alors être obtenue avec une précision relative définie par l'équation (C.11), et une estimation de l'écart-type avec une précision relative définie par l'équation (C.12).

¹une variable aléatoire suit une loi normale $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$ lorsque la densité de probabilité est de la forme $p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$, où μ est l'espérance (valeur réelle) et σ l'écart-type

$$\epsilon_{\langle u \rangle} = \frac{Z.Iu}{\sqrt{N_b}} \quad (\text{C.11})$$

$$\epsilon_{\sigma} = \frac{Z}{\sqrt{2N_b}} \quad (\text{C.12})$$

avec Z correspondant au seuil de confiance appliqué à cette précision relative : par exemple, pour un seuil de confiance de 95%, $Z = 1.96$ et pour un seuil de confiance de 99%, $Z = 2.58$.

En choisissant un seuil de confiance de 95%, et en estimant l'intensité de turbulence maximale à 25% dans la configuration la plus difficile (mesures verticales avec $H_{hub} = 0.1m$), les précisions relatives sur la vitesse moyenne et sur l'écart-type sont :

$$\epsilon_{\langle u \rangle} \approx 2.2\% \quad \epsilon_{\sigma} \approx 6.2\%$$

Il est également important d'estimer l'erreur sur la vitesse mesurée par le système PIV lui-même.

Cette incertitude est la combinaison de l'incertitude sur le déplacement et sur l'intervalle de temps de ce déplacement. En considérant que le système 'laser - caméra' est parfaitement synchronisé, l'incertitude sur l'intervalle de temps est négligé et la principale source d'erreur est donc introduite par l'estimation de déplacement.

D'après Stanislas *et al.* [93], pour un calcul convergé, l'incertitude de déplacement peut être estimé entre 0.1 et 0.2 pixels.

Dans le tableau B.2 de l'annexe B, l'intervalle de temps Δt du pulse laser est $\Delta t = 205\mu s$ pour les configurations utilisant la caméra $2672 \times 4008 \text{ pixels}^2$ et $\Delta t = 145\mu s$ pour les configurations utilisant la caméra $2048 \times 2048 \text{ pixels}^2$.

Ainsi, sachant que dans le premier cas un pixel mesure environ $160\mu m$, et $110\mu m$ dans le second cas, l'incertitude absolue sur la vitesse est $\delta U \approx 0.08m.s^{-1}$ pour les deux situations. L'incertitude à $3m.s^{-1}$ est donc environ 2.7%.

C.3.2 PIV dans la soufflerie de type "Eiffel"

Pour des raisons calendaires, les mesures PIV en écoulements homogènes dans la soufflerie de type 'Eiffel' n'ont pu être réalisées en utilisant la caméra 2672×4008 pixels permettant de mesurer de grands champs.

Celles-ci sont réalisées en utilisant deux caméras CCD *TSI*[®] PowerView Plus 4MP, 2048×2048 pixels, synchronisées. En utilisant les deux caméras PIV synchronisées, on obtient donc un champ d'environ $2D \times 4D$.

La figure C.16 représente le montage expérimental où on peut y voir le laser PIV à impulsions Nd-YAG fixé sur le dessus de la veine d'essais, générant une nappe laser de $1mm$ d'épaisseur, dans l'axe de la soufflerie ($z = 0$). Via le système de déplacement robotisé,

C.3. DISPOSITIFS UTILISANT LA PIV

le laser et les caméras PIV sont solidaires et peuvent donc être déplacés d'exactly la même distance x .

Ce montage permet d'enregistrer un champ de vitesse instantanée sur une distance d'environ $4D$ en aval du disque. Les mesures sont donc réalisées entre le disque ($0D$) et $4D$ en aval, puis l'ensemble du montage est décalé afin de mesurer un même champ entre 4 et $8D$ en aval du disque.

C.3. DISPOSITIFS UTILISANT LA PIV

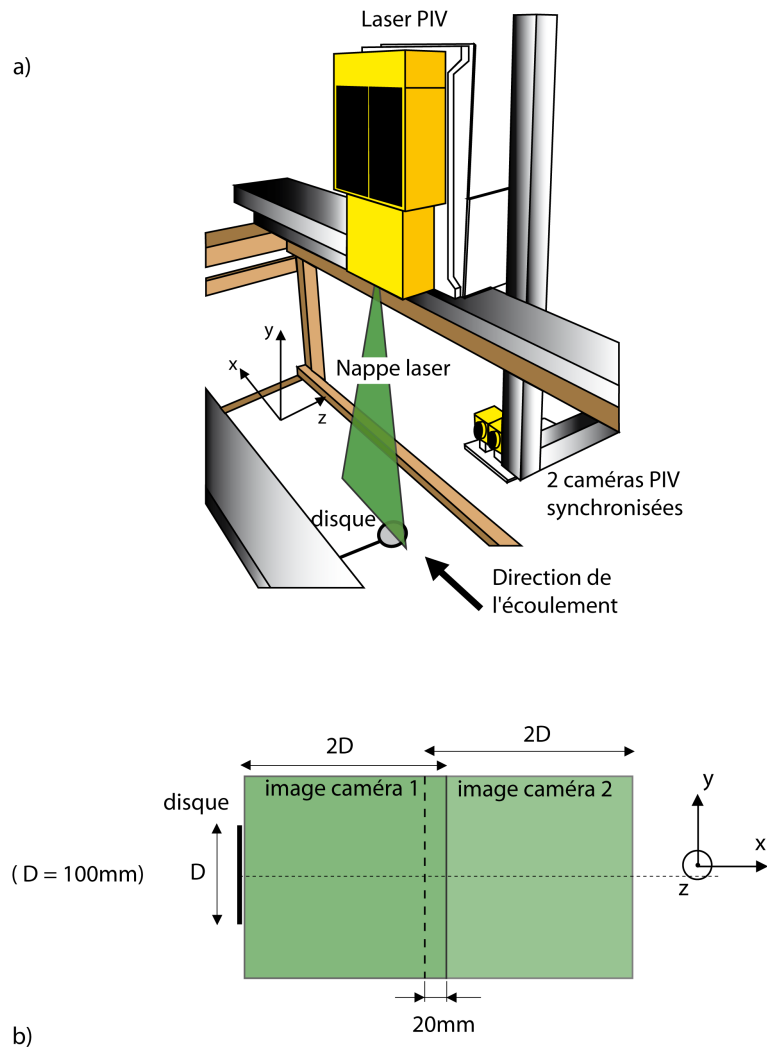


FIG. C.16 – Schéma du protocole de mesures par PIV dans la soufflerie de type 'Eiffel'. a) montage. b) zone de mesures.

Le tableau C.5 recense la taille, la calibration et la résolution des 500 images enregistrées pour chaque configuration en écoulement homogène.

longueur	largeur	calibration	fenêtre d'interrogation
209mm ($2.3D$)	209mm ($2.3D$)	$102\mu\text{m}/\text{pixel}$	10.7mm^2

TAB. C.5 – Caractéristiques des images PIV enregistrées dans le cas des mesures dans la soufflerie de type 'Eiffel'.

De la même manière qu'en CLA, on peut estimer la précision relative sur la vitesse moyenne et sur l'écart-type selon les équations (C.11) et (C.12). Avec une intensité de turbulence maximale estimée à 25%, on trouve, avec un seuil de confiance de 95% :

$$\epsilon_{\langle u \rangle} \approx 2.2\% \quad \epsilon_{\sigma} \approx 6.2\%$$

L'intervalle de temps Δt dans ce cas vaut environ $145\mu s$, ce qui donne une incertitude absolue sur la vitesse $\delta U \approx 0.069 m.s^{-1}$.

A $3 m.s^{-1}$, l'incertitude de mesure vaut donc 2.3% (celle-ci descend à 1.1% à $6 m.s^{-1}$, situation étudiée dans le cas du disque en dérapage).

Annexe D

Traitement des images PIV : étude de sensibilité sur le seuil de binarisation

L'objectif de cette étude de sensibilité est de déterminer le coefficient de binarisation à utiliser pour le traitement des images PIV dans le cadre de l'approche instationnaire développée dans la partie 4.

La binarisation des images repose sur une seule valeur (valeur seuil) : si un pixel possède une valeur supérieure à ce seuil, on lui impose alors la valeur 1, c'est-à-dire la couleur 'blanc'. Si au contraire, ce pixel possède une valeur inférieure au seuil, on lui impose la valeur 0, c'est-à-dire la couleur 'noir'. Cette valeur seuil permet donc de repérer correctement les frontières du sillage et doit être appliquée sous la même forme à toutes les images traitées pour pouvoir les comparer entre elles.

On définit souvent l'épaisseur $\delta_{99\%}$ d'une couche limite 'classique' par $U(\delta_{99\%}) = 0.99U_{ext}$, avec U_{ext} la vitesse moyenne dans l'écoulement sans l'obstacle. Dans notre cas de prise de vue instantanée par PIV, une étude de sensibilité sur ce coefficient est nécessaire car en prenant 99%, le sillage obtenu peut être rempli de 'trous' (fort taux de turbulence) et, à fortiori, ceci est encore plus vrai dans le sillage du disque plein. Etant donné qu'une comparaison des différents disques est envisagée, la méthode de traitement doit être applicable à tous les cas. La figure D.1 représente la visualisation d'un champ de vitesse instantanée et les contours repérés selon $U/U_{ext} = 0.99$ pour un disque poreux (image de gauche) et pour le disque plein (image de droite). Les contours sont marqués par une ligne noire.

On peut y voir que si l'extraction des contours du sillage semble possible pour le cas du disque poreux, elle semble bien moins évidente pour le disque plein.

L'étude de sensibilité est basée sur la recherche d'un compromis entre le taux d'acceptation des champs pour le traitement (i.e le pourcentage de champs qui peuvent être traités. Les champs trop perturbés, trop tortueux, ne peuvent parfois pas être traités, à l'image du champ dans le sillage du disque plein de la figure D.1) et l'évolution de la largeur du sillage moyen.

En effet, en prenant un coefficient trop petit, la largeur du sillage moyen repérée par cette méthode tend à diminuer avec la distance en aval x . Il faut donc chercher un compromis entre un coefficient suffisamment grand pour que la largeur du sillage moyen croisse avec la distance x , et suffisamment petit pour que les zones correspondant au critère mais n'appartenant pas au sillage ne soient pas pris en compte (formation de 'trous' dans ce cas).

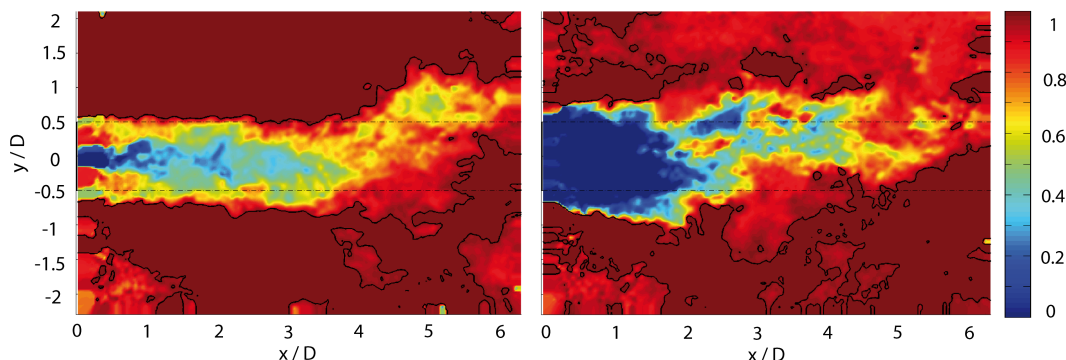


FIG. D.1 – Images PIV de vitesse instantanée. Repérage des frontières du sillage. Image de gauche : cas d'un disque poreux. Image de droite : caas du disque plein.

La figure D.2 représente des mesures PIV dans le plan horizontal (xy) du disque $a = 0.19$ avec $H_{hub} = 0.35m$. Le champ représenté est le champ de vitesse moyenne U adimensionné par le champ de vitesse moyenne sans la présence du disque U_{ext} (moyenne réalisée sur les 500 images PIV enregistrées dans chaque configuration). Les tracés noirs représentent les limites du sillage définies par le critère U/U_{ext} choisi. La largeur du sillage moyen est calculée en chaque position x et ajoutée à la figure D.2 pour chaque coefficient étudié. Ceci permet alors de voir l'évolution de la largeur du sillage avec la coordonnée x .

A priori, chacun des coefficients pourrait être accepté pour ce cas du disque poreux à $H_{hub} = 0.35m$, puisque l'on observe bien une expansion du sillage. Seul le coefficient 0.99 amène quelques problèmes de 'parasitage'.

La figure D.3 présente les mêmes mesures dans le plan horizontal du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$. Les remarques sont les mêmes que pour le disque $a = 0.19$, si ce n'est que cette fois, les premiers 'parasites' sont observés avec le coefficient 0.97 et sont bien marqués pour le coefficient 0.99.

De plus, la largeur du sillage du disque plein diminue fortement avec le coefficient 0.92 et beaucoup moins pour les trois autres. Le coefficient 0.92 n'est donc pas adapté à notre traitement.

Enfin, la figure D.4 représente les mesures dans le plan vertical, dans le sillage du disque plein avec $H_{hub} = 0.35m$. Ici, l'influence du gradient de vitesse et la présence du sol rendent le traitement plus délicat : on peut voir que les 'parasites' commencent à apparaître en grand nombre dès le coefficient 0.97. Ceci se voit très bien sur les tracés d'évolution de la largeur du sillage.

Toutes les autres configurations ont été étudiées de la même manière, et le cas $H_{hub} = 0.1m$ est un peu plus critique encore. Il en ressort que le meilleur compromis est de choisir un coefficient de 0.95 pour tous les cas.

Il n'en reste pas moins que ce type de traitement amène un taux d'images 'intraitables', c'est-à-dire trop perturbées et tortueuses pour qu'un quelconque repérage des contours soit possible. Ce problème est directement lié aux forts taux de turbulence présents dans la CLA ($Iu(z = 0.1m) \approx 18\%$ et $Iu(z = 0.35m) \approx 12.5\%$).

En moyenne, le taux d'acceptation des images pour le traitement est environ 30 – 40%.

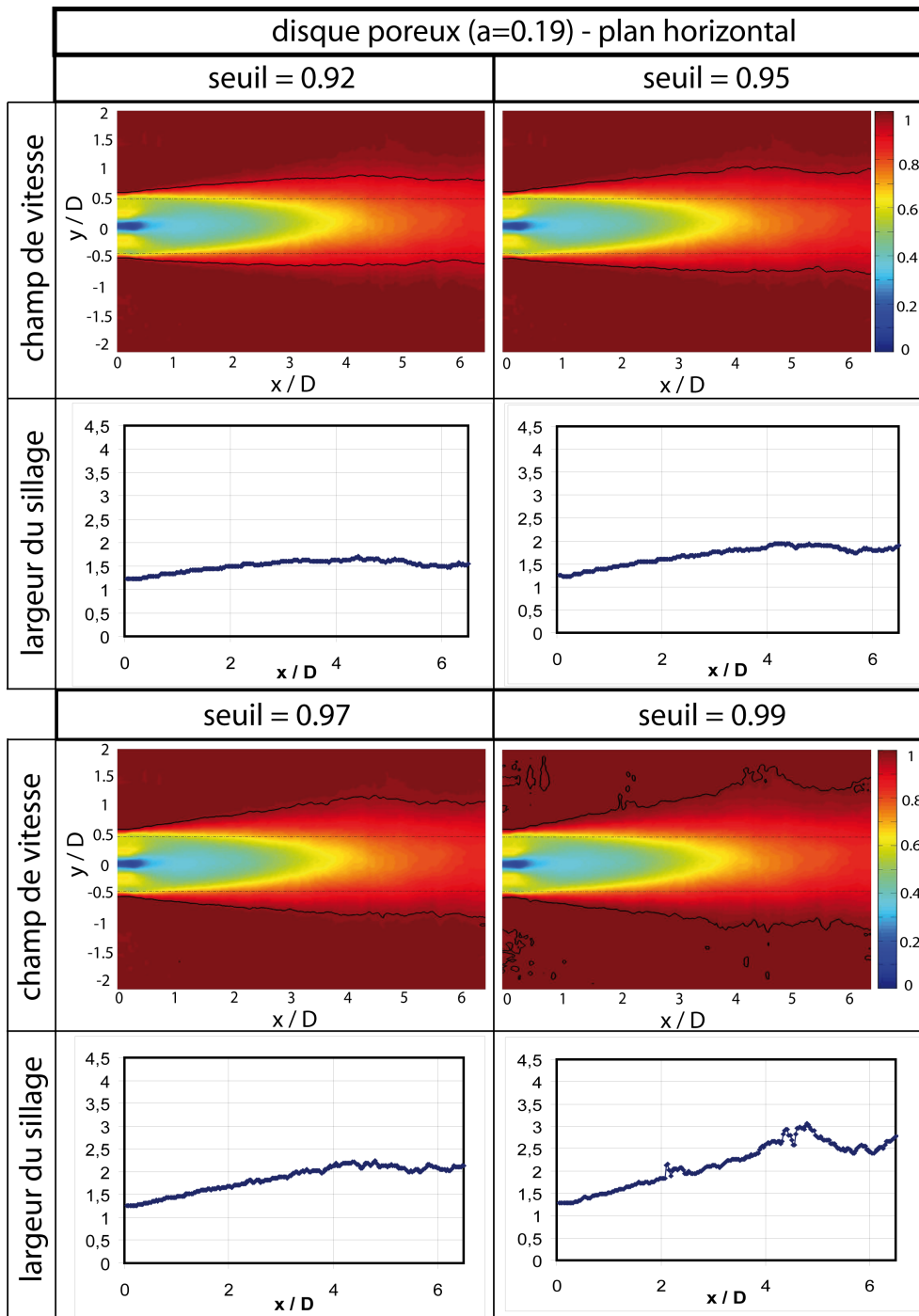


FIG. D.2 – Etude de sensibilité dans le plan horizontal en aval du disque poreux $a = 0.19$. Représentation de différents seuils de binarisation.

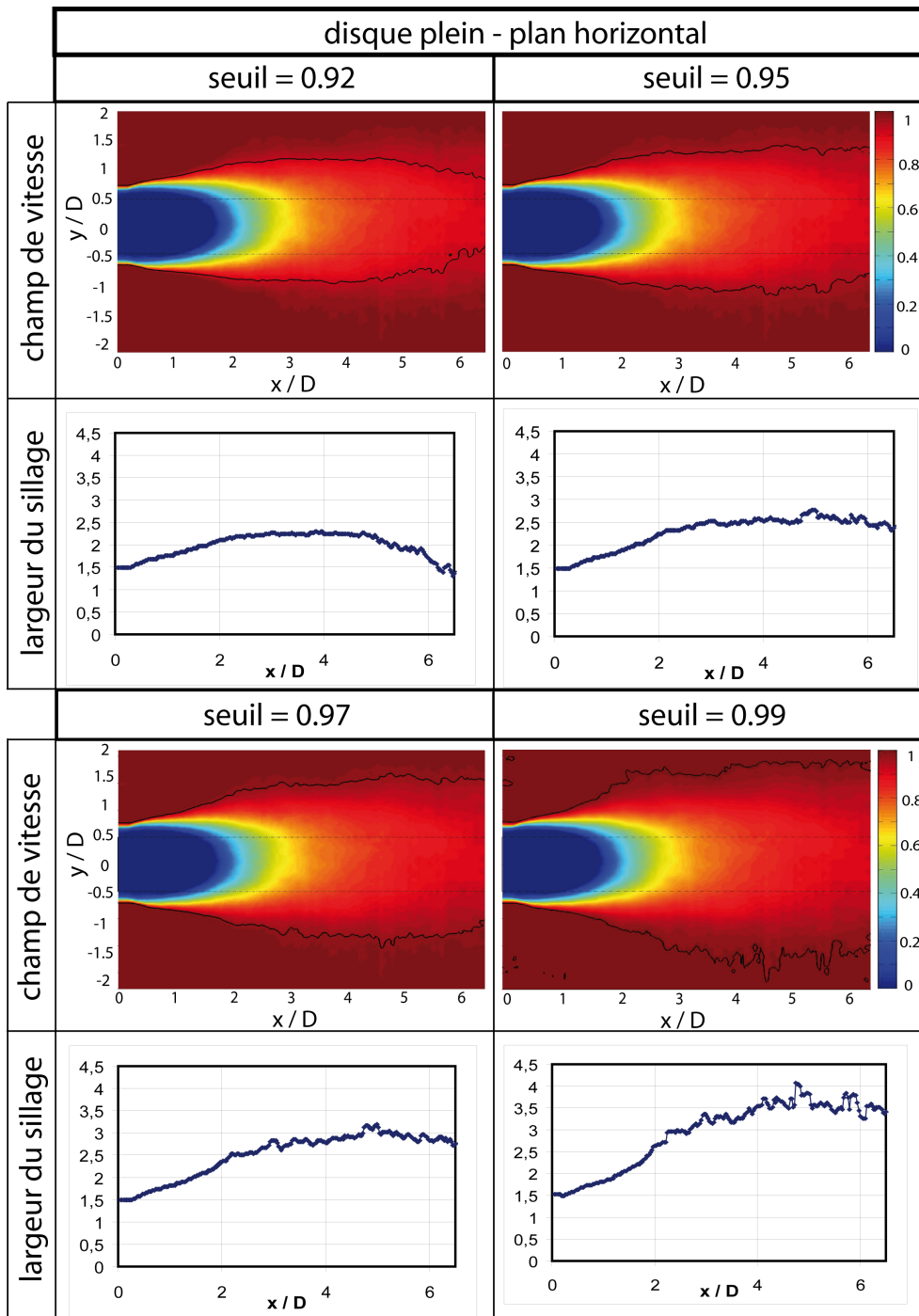


FIG. D.3 – Etude de sensibilité dans le plan horizontal en aval du disque plein. Représentation de différents seuils de binarisation.

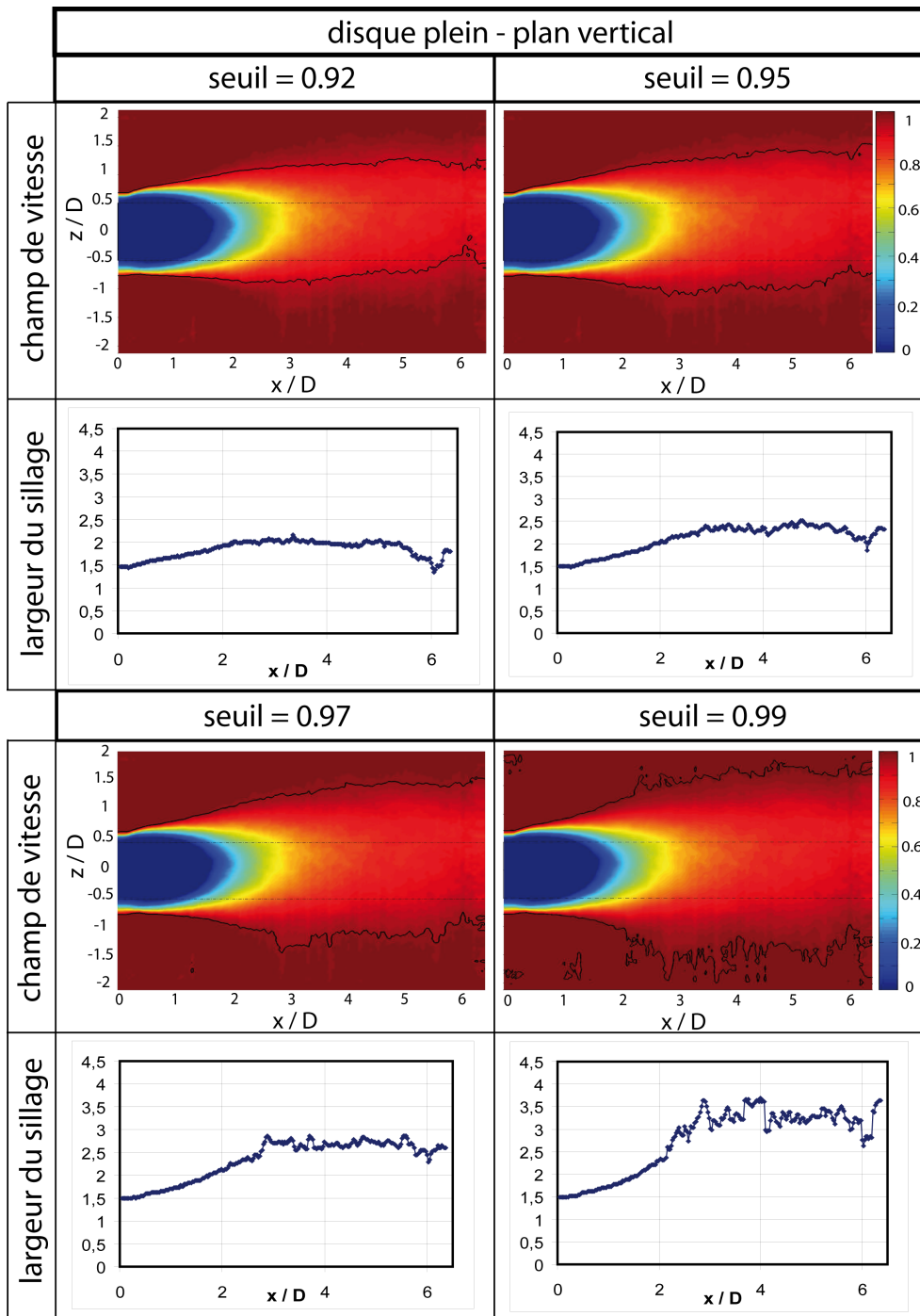


FIG. D.4 – Etude de sensibilité dans le plan vertical en aval du disque plein. Représentation de différents seuils de binarisation.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU SILLAGE LOINTAIN DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL AU MOYEN D'UNE MODÉLISATION SIMPLIFIÉE EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

Résumé

L'objet de ce travail de thèse est l'étude en soufflerie du sillage lointain des éoliennes à axe horizontal. La complexité phénoménologique du sillage des éoliennes fait que les mécanismes le régissant sont généralement traités d'un point de vue stationnaire : les principaux paramètres (déficit de vitesse, production de turbulence...) sont alors moyennés dans le temps. Néanmoins, considérer les instationnarités du sillage d'une éolienne placée en écoulement atmosphérique permet d'observer un phénomène appelé *meandering*, traduisant un battement aléatoire du sillage.

Ce travail est construit en deux grandes parties : la vision stationnaire et la vision instationnaire du sillage d'un modèle simplifié d'éolienne, basé sur le principe du disque de Froude, placé dans une couche limite atmosphérique (CLA) modélisée en soufflerie à l'échelle 1/400.

La première partie est composée de plusieurs études paramétriques sur l'influence du point de fonctionnement d'une éolienne, sur sa hauteur de mât ou encore sur le type de CLA. Une éolienne en situation de dérapage fait également l'objet d'études paramétriques. Celles-ci visent à étudier le comportement du sillage dans différentes situations et il est alors montré les limites des lois empiriques présentes dans la littérature, concernant notamment l'influence de la turbulence ambiante.

La seconde partie se focalise sur la vision instationnaire, jusqu'ici rarement considérée. En utilisant l'anémométrie par fil chaud, les résultats montrent le rôle des grandes échelles de la turbulence atmosphérique sur l'apparition du *meandering*. L'amplitude du battement et les dimensions du sillage instantané sont ensuite appréhendées de façon quantitative par mesures PIV, montrant l'influence du point de fonctionnement de l'éolienne et de l'intensité de turbulence ambiante.

Mots clés : éolienne, soufflerie, expérimental, sillage, couche limite atmosphérique, *meandering*.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE FAR WAKE OF HORIZONTAL AXIS WIND TURBINES USING A SIMPLIFIED MODEL IN ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Abstract

The aim of this work was to study the far wake of horizontal axis wind turbines in wind tunnels. Aerodynamic phenomena within the wakes are very complex and, most of the time, they are studied from a steady point of view : the main parameters (wake deficit, production of turbulence...) are therefore time averaged. Nevertheless, studying the wake unsteadiness of a wind turbine located in the atmospheric boundary layer (ABL) enables the consideration of the *meandering* phenomenon, which describes random oscillations of the wake.

The present work was constructed in two main parts : firstly the steady vision and secondly the unsteady vision of a wind turbine wake, modelled according to the actuator disk theory and placed in an ABL reproduced in a wind tunnel at a geometric scale of 1/400.

Several parametric studies are presented in the first part : on the influence of the wind turbine's operating point, of its mast height and also on the influence of the ABL characteristics. Wind turbines in yaw are also considered. The wake behaviour is then studied in different configurations and the limits of the empirical laws in the literature are highlighted, especially the lack of the ambient turbulence intensity consideration.

The second part focuses on the unsteady point of view, rarely considered until today. Using hot wire anemometry, the role of the atmospheric large turbulent scales on the *meandering* phenomenon is proven. The oscillation magnitude and the instantaneous wake dimensions are also investigated using PIV, which leads to quantitative results on the *meandering* characteristics.

Keywords : wind turbine, wind tunnel, experimental, wake, atmospheric boundary layer, *meandering*.