



HAL
open science

Développement d'un modèle simplifié 3D pour le calcul de parcs d'hydroliennes - Validation expérimentale

Vincent Clary

► **To cite this version:**

Vincent Clary. Développement d'un modèle simplifié 3D pour le calcul de parcs d'hydroliennes - Validation expérimentale. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAI068 . tel-02461360

HAL Id: tel-02461360

<https://theses.hal.science/tel-02461360v1>

Submitted on 30 Jan 2020

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : MEP : Mécanique des fluides Energétique, Procédés

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

VINCENT CLARY

Thèse dirigée par **Thierry MAITRE**, Maitre de Conférences,
Grenoble INP, et codirigée par **Philippe LARROUDE**, Maitre de
Conférences, Université Grenoble Alpes
préparée au sein du **Laboratoire des Ecoulements
Géophysiques et Industriels**
dans l'**École Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux,
Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés
Production**

Développement d'un modèle simplifié 3D pour le calcul de parcs d'hydroliennes - Validation expérimentale

Development of a 3D simplified model for tidal turbine array calculation - Experimental validation

Thèse soutenue publiquement le **6 décembre 2019**,
devant le jury composé de :

Monsieur Elie RIVOALEN

Professeur, INSA Rouen Normandie, Rapporteur

Monsieur Sylvain GUILLOU

Professeur, ESIX Normandie, Rapporteur

Monsieur Jacques-André ASTOLFI

Professeur, Ecole Navale, Examineur

Monsieur Antoine DUCOIN

Maître de Conférences, Centrale Nantes, Examineur

Monsieur Joël SOMMERIA

Directeur de recherche, CNRS, Président

Monsieur Thierry MAITRE

Maître de Conférences, Grenoble INP, Directeur de thèse

Monsieur Philippe LARROUDE

Maître de Conférences, Université Grenoble Alpes, Invité

Monsieur Olivier BERTRAND

Ingénieur, Artelia Eau & Environnement, Invité



Épigraphe

LE COMPTE-GOUTTES

UN : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 et 10. Dix gouttes, il m'a dit le docteur. Dans un peu d'eau sucrée, avant les deux principaux repas.

DEUX : Vous êtes sûr que vous en avez mis dix ? Moi, j'en ai compté douze.

UN : Vous êtes sûr ?

DEUX : Je me suis peut-être trompé. J'en ai compté treize, mais la dernière on n'en parle pas, c'était une bulle. Enfin, ça n'a pas d'importance. L'important, c'est que vous, vous soyez sûr de votre compte.

UN : Sûr, sûr... comment voulez-vous que je sois sûr. Faudrait que je recompte.

DEUX : Moi, à votre place, je recompterais, parce que sur le flacon, c'est marqué: "Ne pas dépasser la dose prescrite".

UN : Ben oui, mais comment voulez-vous que je les recompte, moi ! Les gouttes, maintenant, on ne les voit plus. Elles se sont mélangées dans le verre.

DEUX : Oh ben alors, ça fait rien.

UN : Comment, ça fait rien.

DEUX : Ben oui, du moment qu'elles se sont mélangées, c'est plus des gouttes. C'est une flaque. Il peut pas y en avoir douze... Il ne peut pas y en avoir dix non plus d'ailleurs.

UN : Alors je me demande vraiment pourquoi je me serais donné la peine de les compter avec mon compte-gouttes !

DEUX : Ah moi aussi ! C'est des drôles de gouttes ! Je ne sais pas comment vous avez pu les compter, parce que dans le flacon, j'en vois pas non plus.

UN : Mais mon pauvre ami, c'est dans le compte-gouttes qu'elles étaient ! D'ailleurs c'est bien simple, je vais les remettre dedans.

DEUX : Oh, elles voudront pas y retourner.

UN : Je voudrais bien voir ça ! Avec un compte-gouttes comme j'en ai un!

...

Roland Dubillard, *Les Diablogues et autres inventions à deux voix*

Remerciements

La poussière se dissipe, et les néons s'éteignent sur ce grand chantier de thèse de trois années et quelques. Le temps des remerciements est arrivé, tout d'abord pour les membres du projet qui ont permis d'obtenir les terra-octets de données de simulations et d'expériences. Merci au CERG pour nous avoir accueilli dans leurs locaux pendant toutes les campagnes de mesures. Merci également à Artelia Eau & Environnement Échirolles, pour l'aide apportée dans la partie numérique, avec la prise en main des logiciels Telemac (finalement abandonné pour gagner du temps) et OpenFoam. C'est particulièrement satisfaisant de savoir que les travaux menés peuvent avoir des applications industrielles. En particulier merci à Olivier Bertrand pour les avis éclairés et la bonne humeur lors de nos réunions. Merci à Thibault Oudart, alors en post-doc sur le projet et virtuose de la programmation, pour les excellents modèles URANS de turbines réalisés et autres codes. Merci à Tristan pour la conception mécanique optimale des expériences, à Laure pour les réglages des mesures PIV, à Florence, Ali et Wassim pour la participation aux mesures, et bien sûr à Michel qui était en résidence permanente au CERG pendant les mesures, pour les échanges et la grande aide à noter toutes les informations importantes. Un grand merci aux stagiaires que j'ai co-encadré : Luis Antonio pour sa gentillesse et son grand travail, et Edoardo pour sa motivation, l'efficacité et les moments partagés en montagne. Merci au service informatique, optimal puisque tous les problèmes étaient résolus en une journée, fait rare en informatique. Merci aux deux directions et à toute l'équipe d'administration pour les réponses à tous nos soucis.

Mes remerciements s'adressent maintenant à mon jury de thèse, et plus spécialement pour avoir accepté d'assister à la soutenance en visioconférence dans des conditions originales, à cause du casse-tête chinois des grèves françaises. Merci pour les échanges et remarques instructives. Merci notamment à Joël d'avoir accepté d'être président du jury pour permettre la présentation en visioconférence.

Un énorme merci à mes encadrants de thèse. A Philippe pour l'aide ponctuelle mais à chaque fois que cela devenait nécessaire, et pour le très bon humour réaliste. A Thierry pour m'avoir accordé une grande confiance, une grande liberté pour mener mes calculs et aboutir peu à peu aux bons résultats. Et pour m'avoir cru et très bien assuré les relectures quand un certain nombre de chapitres restaient à écrire à un mois de la fin...

Enfin, je dois remercier la fantaisie des proches et des amis, qui ont aidé à tenir le coup lors de l'exercice très scolaire de la thèse. En sciences on pourrait compter les gouttes une par une longtemps... Merci donc à tous les membres du LEGI, pour les discussions de couloir, les pauses cafés des multiples salles pirates ou officielles, les blagues, sales as de la science, etc. Un énorme merci à mes parents pour tout ce qu'ils m'ont apporté ; à ma sœur, à mon frère et sa femme pour l'inoubliable mariage au fin fond de la Côte d'Ivoire. Les amis sont également indispensables pour tenir le coup : les doctorants, fidèles amis de beuverie ou camarades de panade, les thérapies de coloc, le breton qui agite de temps en temps le bras de son sémaphore pour me donner des nouvelles, les camarades de bricolage d'éoliennes. Merci à toi la reine des tartes, la vraie Docteure, l'architecte des chantiers navals Venonais, le maître des bivouacs, le pyrénéiste humaniste, la poète ambulante des cimes, mes deux cafistes préférés, la philosophe de l'amour, et Madame Kundera. Merci aux voyageurs, au musicien fou, aux potes de promo et ceux de pogos, à ma copine et sa douceur, aux fidèles montagnards grenoblois, à la douce folie des gens, ... Et merci aux montagnes d'être plus grandes que moi, aux cascades qui défoulent, aux kinés et médecins qui réparent, au CD de Tool sorti pile poil pour agrémenter ma période de rédaction. Il est temps de voguer vers de nouveaux horizons !

Sommaire

Nomenclature	11
1 Introduction	15
1.1 Contexte	16
1.1.1 Les hydroliennes comme source d'énergie renouvelable	16
1.1.1.1 Présentation de la technologie hydrolienne	16
1.1.1.2 Exploitation des écoulements fluviaux et marins par les hydroliennes	18
1.1.1.3 Aspects environnementaux	19
1.1.2 Programmes de déploiement des hydroliennes	20
1.2 État de l'art des modèles existants pour le calcul de parcs d'hydroliennes	22
1.2.1 Importance d'un modèle multi-échelle pour le calcul de parcs d'hydroliennes	22
1.2.2 Les modèles analytiques pour le calcul de l'écoulement d'une hydrolienne	24
1.2.2.1 Théorie 1D de l'écoulement traversant une éolienne ou une hydrolienne en milieu infini	24
1.2.2.2 Modèles analytiques prenant en compte les effets de blocage	26
1.2.2.3 Modèles analytiques du sillage d'une turbine	27
1.2.3 Les simulations numériques d'hydroliennes	27
1.2.4 Optimisation du placement des hydroliennes dans un parc	34
1.3 Méthode employée et organisation de la thèse	36
1.3.1 Le modèle développé et ses hypothèses	36
1.3.2 Organisation de la thèse	38
2 Généralités sur les turbines Darrieus et cadre des modélisations numériques	41
2.1 Principe de fonctionnement d'une turbine Darrieus	42
2.1.1 Présentation de la turbine Darrieus étudiée	42
2.1.2 Forces hydrodynamiques générant le couple de l'hydrolienne	43

2.1.2.1	Écoulement autour d'un profil hydrofoil fixe	43
2.1.2.2	Forces appliquées sur un profil en rotation	45
2.1.2.3	Forces totales appliquées sur la turbine Darrieus	47
2.1.3	Les différents régimes de fonctionnement d'une turbine Darrieus	49
2.1.3.1	Dynamique turbulente de l'écoulement	49
2.1.3.2	Performances en fonction du paramètre d'avance	49
2.1.4	La conversion électrique	51
2.2	Les méthodes RANS pour le sillage turbulent d'une turbine Darrieus	53
2.2.1	Les équations de turbulence dans les modèles RANS	53
2.2.1.1	La fermeture des équations de turbulence	53
2.2.1.2	Les modèles RANS à deux équations	54
2.2.1.3	Les lois de paroi dans les modèles RANS	56
3	Résultats expérimentaux	59
3.1	Caractérisation du tunnel d'essai	60
3.1.1	Présentation du tunnel d'essai	60
3.1.1.1	Étalonnage de la sonde de Prandtl	63
3.1.1.2	Incertitude sur la vitesse dans le tunnel lors des essais	65
3.1.2	Caractérisation des vitesses et de la turbulence du tunnel	67
3.1.2.1	Description du système LDV	67
3.1.2.2	Utilisation des grilles de turbulence dans le tunnel	69
3.1.2.3	Niveaux de vitesse et turbulence mesurés	71
3.2	Instrumentation de la turbine Darrieus et du système PIV	77
3.2.1	Caractéristiques de la turbine expérimentée	77
3.2.2	Régulation de la turbine Darrieus	78
3.2.3	Mesure de couple par l'intensité électrique	79
3.2.3.1	Description	79
3.2.3.2	Protocole de mesure	80
3.2.3.3	Caractérisation des erreurs de mesure	81
3.2.4	Mesure des efforts par capteurs piézométriques	82
3.2.4.1	Description	82
3.2.4.2	Protocole de mesure	83
3.2.4.3	Caractérisation des erreurs de mesure	85
3.2.5	Mesures PIV du sillage	86
3.2.5.1	Description	86
3.2.5.2	Protocole de mesure	89
3.3	Résultats	91

3.3.1	Courbes de coefficient de puissance	91
3.3.2	Courbes de coefficient de force	93
3.3.3	Mesures PIV des sillages	95
3.3.3.1	Mesures au paramètre d'avance optimal $\lambda=2$	95
3.3.3.2	Mesures à $\lambda=1$	101
3.3.3.3	Mesures à $\lambda=3$	103
4	Mise en œuvre du modèle simplifié à conservation de force	105
4.1	Méthodologie du modèle simplifié à conservation de force	106
4.1.1	La distribution azimutale des forces du modèle simplifié	106
4.1.2	Obtention des distributions de force	107
4.1.3	Domaine de calcul et calage de la turbulence	107
4.1.3.1	Domaine de calcul	107
4.1.3.2	Les conditions aux limites turbulentes des simulations	109
4.2	Simulations URANS préliminaires pour obtenir les répartitions de force	113
4.2.1	Setting des simulations URANS	113
4.2.1.1	Solveur utilisé dans OpenFoam	113
4.2.1.2	Maillage et test de sensibilité	114
4.2.1.3	Convergence des calculs	117
4.2.1.4	Domaine de calcul et conditions limites utilisées	117
4.2.2	Résultats des simulations URANS	118
4.2.2.1	Comparaison des résultats URANS aux résultats expérimentaux	118
4.2.2.2	Influence de la turbulence amont sur le sillage URANS	121
4.3	Implémentation des distributions de force dans le modèle simplifié	124
4.3.1	Extraction des répartitions de force URANS sur le maillage cylindrique	124
4.3.2	Projection du maillage cylindrique vers le maillage du modèle simplifié	127
4.3.3	Les différents modèles simplifiés testés	129
4.3.4	Calcul de la vitesse locale dans le modèle simplifié	131
4.4	Choix des paramètres de calcul et du type de modèle simplifié utilisé	133
4.4.1	Étude de convergence en maillage	133
4.4.2	Étude des différents modèles de turbulence	136
4.4.3	Discussion sur l'emploi d'une correction expérimentale des forces	138
4.4.4	Influence du niveau de turbulence amont pour le modèle simplifié	141
4.4.5	Sillage des modèles à différents niveaux de simplification pour le cas $\lambda=2$	142
4.5	Résultats du modèle simplifié et comparaison aux expériences	145

5	Mise en œuvre du modèle adaptatif	151
5.1	Recherche de courbes de fonctionnement de la turbine indépendantes du confinement	152
5.1.1	Calcul de la vitesse moyenne et de la vitesse locale dans les simulations URANS	152
5.1.2	Présentation des trois cas de confinement simulés par calculs URANS	153
5.1.3	Obtention des courbes adimensionnées indépendantes du confinement	154
5.1.4	Recherche d'un point proche de l'optimum de puissance pour la turbine Darrieus	159
5.2	Implémentation du calcul des forces dans le modèle adaptatif	161
5.2.1	Les deux types de régulation proposés	161
5.2.2	Schéma itératif du modèle adaptatif	161
5.2.3	Présentation des modèles simplifiés 2D équivalents	162
5.3	Résultats et comparaison aux expériences	164
5.3.1	Comparaison des sillages obtenus	164
5.3.2	Comparaison des vitesses locales et puissances produites	167
6	Calculs de parcs d'hydroliennes	171
6.1	Première étude d'un parc d'hydroliennes rapprochées	172
6.1.1	Domaine de calcul et position des turbines	172
6.1.2	Simulation à valeur λ^* imposée	172
6.1.3	Simulation à vitesse de rotation imposée	175
6.2	Étude de l'espacement des turbines dans un parc	178
6.2.1	Domaine de calcul et paramètres utilisés	178
6.2.2	Configuration en ligne	180
6.2.3	Deux lignes en configuration décalées	182
	Conclusions et Perspectives	187
	Annexe A. Simulation de l'écoulement dans le convergent du tunnel TH2	195
	Annexe B. Influence de la position y de la turbine dans le calcul URANS	201
	Annexe C. Influence de la turbulence amont sur les différentes simulations	203
	Bibliographie	205

Nomenclature

Symboles latins

a	Paramètre d'induction	[-]
c	Corde du profil NACA	[m]
$C_{l,d}$	Coefficients de poussée et de traînée appliquées sur un profil NACA	[-]
C_{μ}	Constante standard des modèles RANS	[-]
C_p	Coefficient de puissance de la turbine	[-]
C_p^{lim}	Limite de Betz-Lanchester-Joukowski	[-]
C_p^{max}	Valeur maximale du coefficient de puissance pour la turbine en milieu infini	[-]
C_p^*	Coefficient de puissance local	[-]
$C_{x,y,z}$	Composantes des coefficients de force de la turbine	[-]
$C_{x,y,z}^*$	Composantes des coefficients de force locaux	[-]
$c_{x,y,z_{cell}}$	Composantes des coefficients de force par cellule	[-]
$c_{x,y,z_{cell}}^*$	Composantes des coefficients de force locaux par cellule	[-]
D	Diamètre de la turbine	[m]
DFP	Puissance adimensionnée du parc (DFP pour Dimensionless Farm Power)	[-]
$dist_action$	Distance maximale de pondération du modèle simplifié	[m]
$dist_{i \leftrightarrow j}$	Distance entre les centres des cellules i et j	[m]
dr	Dimension dans la direction r des cellules du maillage cylindrique	[m]

dt	Intervalle de temps entre les doublets d'images PIV	[s]
$d\theta$	Angle des cellules du maillage cylindrique	[rad]
dx,dy,dz	Dimensions des cellules du maillage dans les directions x, y et z	[m]
$F_{l,d}$	Forces de poussée et de traînée appliquées sur un profil NACA	[N]
F_n	Composante normale de force appliquée sur le profil NACA 2D en rotation	[N/m]
F_t	Composante tangentielle de force appliquée sur le profil NACA 2D en rotation	[N/m]
$F_{x,y,z}$	Composantes de la force totale appliquée sur la turbine	[N]
$f_{x,y,z}$	Composantes de force appliquées sur une cellule du maillage	[N]
H	Hauteur de la turbine	[m]
h_{tunnel}	Hauteur du tunnel d'essai	[m]
I	Intensité électrique	[A]
I_{turb}	Intensité turbulente	[-]
k	Énergie cinétique turbulente	[m ² /s ²]
$k_{generateur}$	Constante liant l'intensité au couple électrique	[Nm/A]
L	Distance caractéristique du parc hydrolien	[m]
l_t	Échelle caractéristique de la turbulence	[m]
l_{tunnel}	Largeur du tunnel d'essai	[m]
N_{pale}	Nombre de pales de la turbine	[-]
N_{turb}	Nombre de turbines du parc	[-]
P	Puissance produite par la turbine	[W]
P_{max}	Puissance produite au point de maximum d'efficacité	[W]
P_n	Puissance maximale produite par la turbine en milieu infini	[W]
R	Rayon de la turbine	[m]
Re	Nombre de Reynolds de la turbine	[-]

Re_{profil}	Nombre de Reynolds du profil NACA	[-]
S	Section projetée de la turbine	[m^2]
T	Force de poussée appliquée sur la turbine	[N]
t	Temps au cours de la simulation	[s]
U	Norme du vecteur vitesse de l'écoulement	[m/s]
U_{local}	Vitesse locale	[m/s]
U_{tunnel}	Vitesse d'écoulement dans le tunnel	[m/s]
\vec{U}	Vecteur de la vitesse absolue de la pale	[m/s]
$U_{x,y,z}$	Composantes du champ de vitesse de l'écoulement	[m/s]
$u'_{x,y,z}$	Composantes des fluctuations de vitesse instantanées	[m/s]
$u_{x,y,z}^{rms}$	Valeurs root mean square (rms) des fluctuations de vitesse instantanées	[m/s]
V_0 ou U_∞	Vitesse amont de l'écoulement	[m/s]
\vec{V}	Vecteur de la vitesse absolue de l'écoulement incident sur la pale	[m/s]
\vec{W}	Vecteur de la vitesse incidente de l'écoulement sur la pale	[m/s]
y^+	Distance adimensionnée à la paroi	[-]

Symboles grecs

α	Angle d'incidence de l'écoulement sur la pale	[rad]
β_{ij}	Facteur de correction pour la projection des forces	[-]
Δ	Opérateur de variation d'une quantité	[-]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m^2/s^3]
ε_{conf}	Paramètre de confinement de la turbine	[-]
ε_{lat}	Paramètre de confinement latéral de la turbine	[-]
ε_{vert}	Paramètre de confinement vertical de la turbine	[-]
Γ	Couple de rotation de la turbine, ou couple hydraulique	[Nm]

$\Gamma_{friction}$	Couple de frottement des pertes mécaniques de l'hydrolienne	[Nm]
$\Gamma_{generateur}$	Couple électrique mesuré au niveau du générateur	[Nm]
γ_{ij}	Paramètre de pondération pour la projection des forces	[-]
λ	Paramètre d'avance de la turbine	[-]
λ^*	Paramètre d'avance local	[-]
Ω	Vitesse de rotation de la turbine	[rad/s]
ν	Viscosité cinématique de l'eau	[m ² /s]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]
ω	Taux de dissipation spécifique de la turbulence	[s ⁻¹]
ρ	Masse volumique de l'eau	[kg/m ³]
σ	Solidité de la turbine	[-]
θ	Position angulaire	[rad]

Indices et exposants

<i>2D</i>	Valeur dans le cas 2D
<i>3D</i>	Valeur dans le cas 3D
<i>cell</i>	Valeur pour une cellule du maillage
<i>cyl.</i>	Valeur pour le maillage cylindrique
<i>exp</i>	Valeur expérimentale
<i>inlet</i>	Valeur en entrée du domaine de calcul
<i>outlet</i>	Valeur en sortie du domaine de calcul
<i>shaft</i>	Valeur pour l'axe de la turbine
<i>simp.</i>	Valeur pour le maillage du modèle simplifié
<i>tot</i>	Valeur de résultante
<i>URANS</i>	Valeur du calcul URANS

Chapitre 1

Introduction

Les hydroliennes sont développées depuis le début des années 2000 pour tirer parti des forts courants océaniques et fluviaux en produisant de l'électricité. Des projets de déploiement de parcs d'hydroliennes, qui consistent à installer plusieurs hydroliennes proches les unes des autres, ont démarré dans différents pays. Dans ces projets, la problématique d'interactions entre les différentes turbines doit être étudiée. Pour cela, un certain nombre d'études ont déjà été réalisées afin d'obtenir un modèle calculant de manière fiable l'écoulement dans les différentes turbines, ainsi que la puissance qu'elles produisent. Le modèle doit être simplifié pour ne pas nécessiter des moyens de calcul inabordables, tout en donnant des résultats suffisamment précis. Un modèle précis pour le calcul de parcs d'hydroliennes quelle que soit la condition d'écoulement et la configuration des différentes turbines reste cependant à être développé. C'est le but de ce présent travail de thèse, qui propose un modèle permettant de calculer n'importe quelle configuration de parc d'hydroliennes dans certaines limites. Le développement du modèle est présenté, ainsi que la validation de ce modèle par comparaison à de nouvelles mesures expérimentales réalisées dans ce projet.

1.1 Contexte

Dans le cadre des réductions des émissions de gaz à effet de serre, les efforts sont accentués pour développer les sources d'énergie renouvelables. Parmi elles, l'énergie hydrolienne dispose d'un potentiel non négligeable. Cette technologie consiste à utiliser les courants des fleuves ou les courants marins en installant des turbines couplées à des générateurs capables de convertir l'énergie hydrocinétique disponible en électricité. Différents modèles d'hydroliennes existent pour être déployés soit dans les fleuves, soit dans les océans, et possèdent chacun des avantages et des inconvénients. Certains sites où les courants ont une vitesse élevée sont propices à l'installation de parcs d'hydroliennes (aussi appelés fermes d'hydroliennes), et plusieurs programmes de déploiement nécessitant des études approfondies, dont l'étude de l'écoulement et de la puissance produite, ont démarré.

1.1.1 Les hydroliennes comme source d'énergie renouvelable

1.1.1.1 Présentation de la technologie hydrolienne

Les hydroliennes produisent de l'électricité lorsqu'elles sont entraînées en rotation par des courants hydrodynamiques. Ces courants peuvent être des écoulements gravitaires dans le cas de fleuves, ou des courants de marée dans les mers et océans. Le développement des hydroliennes a été fortement inspiré par la technologie éolienne. Le même principe d'extraction de l'énergie d'un fluide en mouvement est appliqué, la principale différence étant la masse volumique de l'eau qui est environ 1000 fois plus importante que celle de l'air, et des épaisseurs plus importantes de pales sont requises afin d'avoir davantage de résistance mécanique. Comme pour les éoliennes, deux principaux types d'hydroliennes existent. Les hydroliennes à axe horizontal sont les plus classiques et atteignent les meilleurs rendements. Leur axe de rotation est dans la même direction que l'écoulement. Elles possèdent au minimum deux pales, jusqu'à une dizaine de pales selon les modèles. Des modèles de telles hydroliennes sont présentés en Figure 1.1.

Le second type est l'hydrolienne à flux transverse. L'axe est perpendiculaire à la direction de l'écoulement, soit horizontal, soit vertical. La configuration à axe vertical est la plus classique et est dérivée de la turbine Darrieus, inventée pour la production éolienne par Darrieus en 1927. Cette dernière a l'avantage de ne pas dépendre de la direction de l'écoulement (qui en général reste dans le plan horizontal pour les éoliennes comme pour les hydroliennes), mais son rendement est plus faible que pour les turbines à axe horizontal. Des modèles de telles éoliennes ou hydroliennes sont présentées en Figure 1.2.

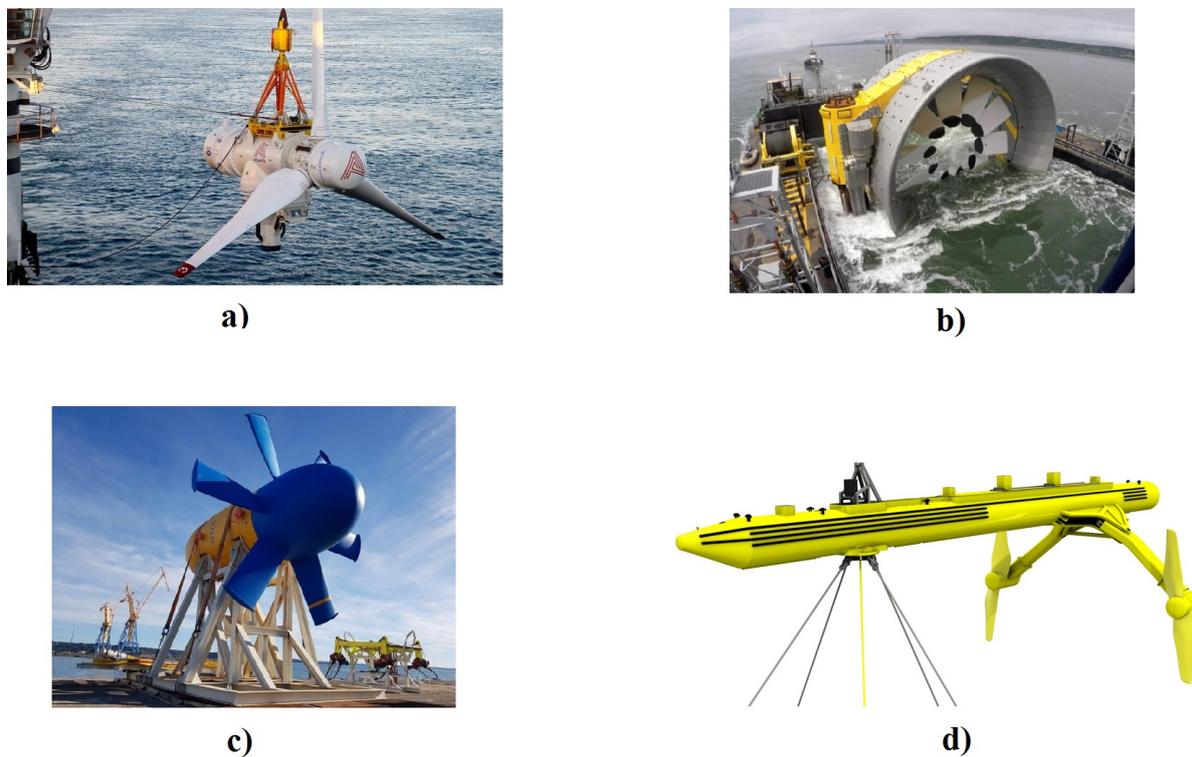


Figure 1.1 a) Hydrolienne Atlantis AR1500 (SIMEC Atlantis Energy) testée à Pentland Firth en Écosse; b) hydrolienne Openhydro 2 MW (Naval groups-EDF; développement stoppé en 2018); c) hydrolienne Sabella D10 1 MW en test et produisant de l'électricité pour l'île d'Ouessant (Sabella, France) ©Sabella; et d) hydrolienne bi-rotor sur barge flottante SR2000 2 MW, testée à Pentland Firth en Écosse (Orbital Marine Power Limited (anciennement Scotrenewables), Écosse)



Figure 1.2 a) Eolienne Darrieus commercialisée OKWIND 1,5 à 5 kW (OK WIND SAS, France); et b) hydrolienne marine HydroQuest Ocean 1 MW en cours de test durant l'été 2019 (Hydroquest, France) ©Hydroquest

1.1.1.2 Exploitation des écoulements fluviaux et marins par les hydroliennes

Le potentiel hydrocinétique mondial exploitable par des hydroliennes marines a été estimé à 450 TWh/an. En Europe, la France et le Royaume-Uni concentrent 80 % du potentiel, pour un total de 37 TWh/an. Pour espérer être économiquement rentables lorsque la technologie sera mature, ces courants doivent dépasser 1 m/s pour les fleuves et 2 m/s pour les océans. La plus grande partie du potentiel exploitable se situe dans les océans, dans les zones de plus fortes marées. La Figure 1.3 représente l'amplitude moyenne des marées sur Terre, calculée comme la différence entre la moyenne des hauteurs de toutes les marées hautes et celle de toutes les marées basses enregistrées sur plusieurs années. Elle est obtenue sur cette Figure par une simulation GOT99.

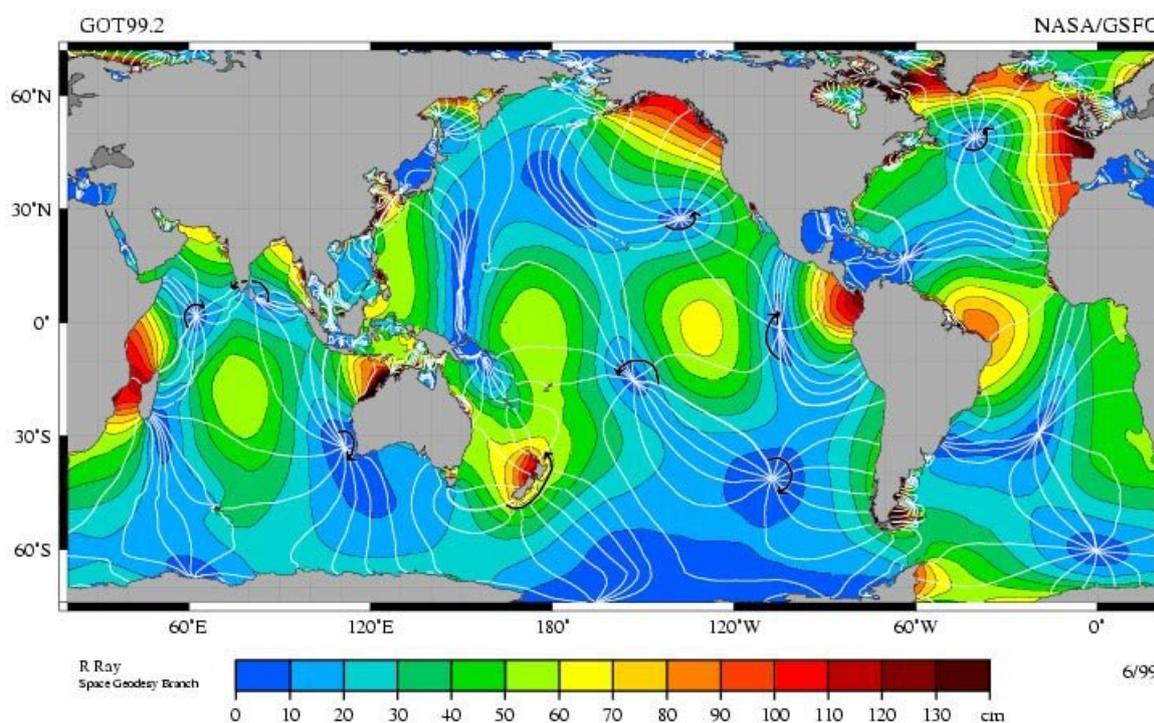


Figure 1.3 Amplitudes moyennes de marée dans le monde. Les zones exploitables pour les hydroliennes sont toutes situées dans les zones de forte amplitude moyenne de marée (au moins supérieure à 1m). Source : R. Ray, NASA Goddard Space Flight Center, Jet Propulsion Laboratory, Scientific Visualization Studio

La topographie peut favoriser de fortes vitesses d'écoulement dans ces zones lors de la montée et du retrait des marées. Ainsi, des chenaux entre deux îles, des récifs, etc. peuvent par effet venturi canaliser l'écoulement pour obtenir de fortes vitesses. C'est le cas notamment du Raz Blanchard en France, avec des vitesses pouvant atteindre très localement par forte marée 6 m/s, et entre 1,5 à 3 m/s aux emplacements propices à l'installation de turbines pour une marée dont le coefficient est compris dans la moyenne annuelle [1]. Sur Terre, le site propice

à l'implantation d'hydroliennes pour lequel les vitesses sont les plus élevées est situé dans la Baie de Fundy sur la côte est canadienne.

Les marées sont des phénomènes prédictibles, dues à la position de deux astres par rapport à la Terre, la lune et le soleil. Des calculs permettent d'estimer les amplitudes des marées dans une région donnée. Ils sont réalisés à l'aide de logiciels de calcul de marée bien connus dans le domaine comme GOT99 [2] (NASA) ou TPXO (collaboration NASA OSU) [3]. Des codes océaniques permettent de calculer les vitesses de courant pour une région donnée. Ils prennent en compte la bathymétrie et la rugosité des fonds pour calculer l'écoulement hydrodynamique, comme par exemple le code open-source TELEMAC [4] avec ses modules Tidal_model_T3D et Tidal_model_T2D. Un tel calcul a été réalisé par Thiébot et al. [5] pour modéliser les vitesses de courant dans la zone du Raz Blanchard avec le code TELEMAC. La Figure 1.4 présente les vitesses obtenues à deux endroits de la zone du Raz Blanchard, comparé aux données obtenues par des mesures sur deux bouées in-situ pour environ deux cycles de marée. Les mesures in-situ sont en général réalisées par méthode Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) disposés sur des bouées, qui mesurent à différentes profondeurs par effet Doppler la vitesse de particules en suspension dans l'eau, pour obtenir le profil vertical de vitesse dans toute la colonne d'eau à un endroit donné. La vitesse moyenne du profil est ensuite utilisée. Nous observons que les simulations ont une très bonne corrélation par rapport aux mesures réalisées, et la prédiction des courants de marée est possible de manière précise.

Les hydroliennes ont donc l'avantage particulier d'être une énergie renouvelable prédictible et de ne pas mettre en danger la stabilité des réseaux électriques comme d'autres sources d'électricité dont le photovoltaïque et l'éolien, pour lesquels la production n'est pas connue par avance et fluctue énormément selon les conditions climatiques. Les hydroliennes en rivière ont un fonctionnement quasi-continu (mis à part en cas d'étiage trop important, c'est à dire quand le niveau des rivières devient trop bas), tandis que les hydroliennes marines sont intermittentes mais ont une production prédictible, toutes les 6 heures environ lors de la forte montée et descente des marées.

1.1.1.3 Aspects environnementaux

Sur l'aspect environnemental, une hydrolienne ne rejette pas de gaz ou d'autres particules contrairement aux énergies fossiles (mis à part pour sa fabrication et destruction), et est une énergie dite "propre". Des impacts sur la faune et la flore peuvent exister. Les risques de collision avec les espèces marines sont en général minimisés par l'emploi de faibles vitesses de rotation des turbines, et une géométrie adaptée. Les émissions acoustiques sont également étudiées, cependant leur impact est mal connu. Les impacts peuvent être non négligeables s'il y a présence de nombreuses machines et si le nombre de zones refuges s'en trouve diminué.

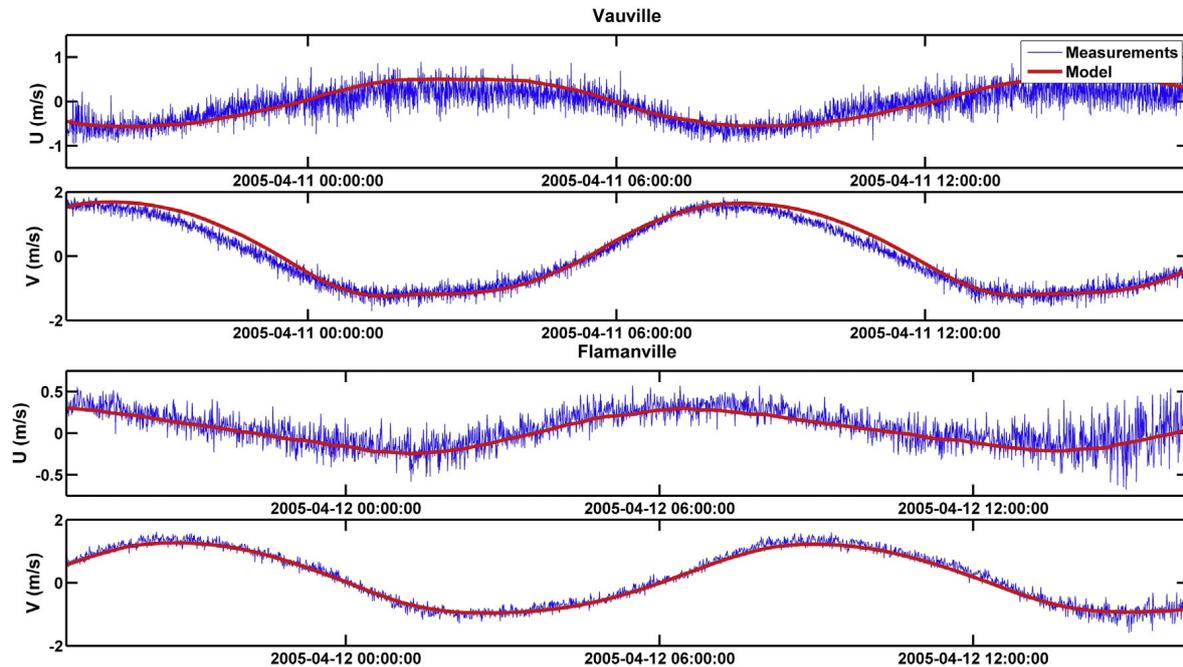


Figure 1.4 Comparaison entre les vitesses de courant moyennées sur la hauteur d'eau mesurées par ADCP (en bleu) et celles calculées par le modèle hydrodynamique TELEMAC (en rouge) pour les emplacements de Vauville et Flamanville dans le Raz Blanchard. U et V représentent les composantes est-ouest et sud-nord de vitesses. Source : Thiébot et al. [5]

Enfin, le phénomène le plus détectable est le risque de modification de l'habitat par l'érosion ou la modification du transport sédimentaire que peut créer la présence d'une hydrolienne. Des études océaniques (avec le code TELEMAC couplé au module de transport de sédiments SISYPHE par Thiébot et al. [5], ou celle réalisée avec le code océanique ROMS par Nicolas Michelet [6]) peuvent apporter des éléments de réponse pour des études d'impacts.

1.1.2 Programmes de déploiement des hydroliennes

Différents pays d'Europe ont lancé des appels à projet pour l'installation d'hydroliennes, dans le cadre des différents accords sur le climat successifs, dont celui pris durant la COP21 à Paris en 2015. Un appel à projet avait été lancé en 2013 par l'État pour une ferme pilote d'une dizaine de machines au maximum sur le site du Raz Blanchard (ainsi que sur le site du passage de Fromveur). Pour le raz Blanchard, il comprenait un aspect d'étude d'implantation sur site, le développement et la construction des machines, puis l'étude et le déploiement d'un parc de plusieurs machines. Le site est délicat avec de grandes difficultés d'amarrage et d'accessibilité pour la maintenance, et les premières entreprises intéressées ont abandonné. L'État a de même renoncé à investir pour soutenir ces projets à la suite d'un rapport de l'ADEME en 2018 [7], mais la région Normandie reste investie. Pour le futur et sur d'autres sites, les

études de configurations de parcs de plusieurs machines, voire dizaines de machines restent indispensables avant leur installation.

Une étude de parc a notamment été réalisée pour l'implantation fin 2018 de quatre hydroliennes fluviales Hydroquest sur le Rhône, à Calluire-et-Cuire. Une photographie de cette installation est présentée en Figure 1.5. Nous observons les remous des barges qui peuvent impacter les barges suivantes. De même, des impacts peuvent exister sur les différentes turbines situées sous les barges. Un besoin existe donc en outils de modélisation capables de prédire correctement l'écoulement dans un parc d'hydroliennes et leur puissance produite. Le présent travail de thèse s'inscrit dans ce cadre, et fait partie d'un programme financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), le projet ANR 3DMMTA. Il s'agit d'une collaboration entre le laboratoire LEGI (à Saint-Martin-d'Hères), l'entreprise Artelia Eau & Environnement (à Échirolles) et l'entreprise CERG (Centre d'Études et de Recherche de Grenoble, à Pont-de-Claix). Un des aspects de ce projet est de permettre à des entreprises de toute taille de réaliser des calculs de parcs avec des coûts limités, par l'utilisation de logiciels open source ainsi que des moyens de calcul raisonnables.

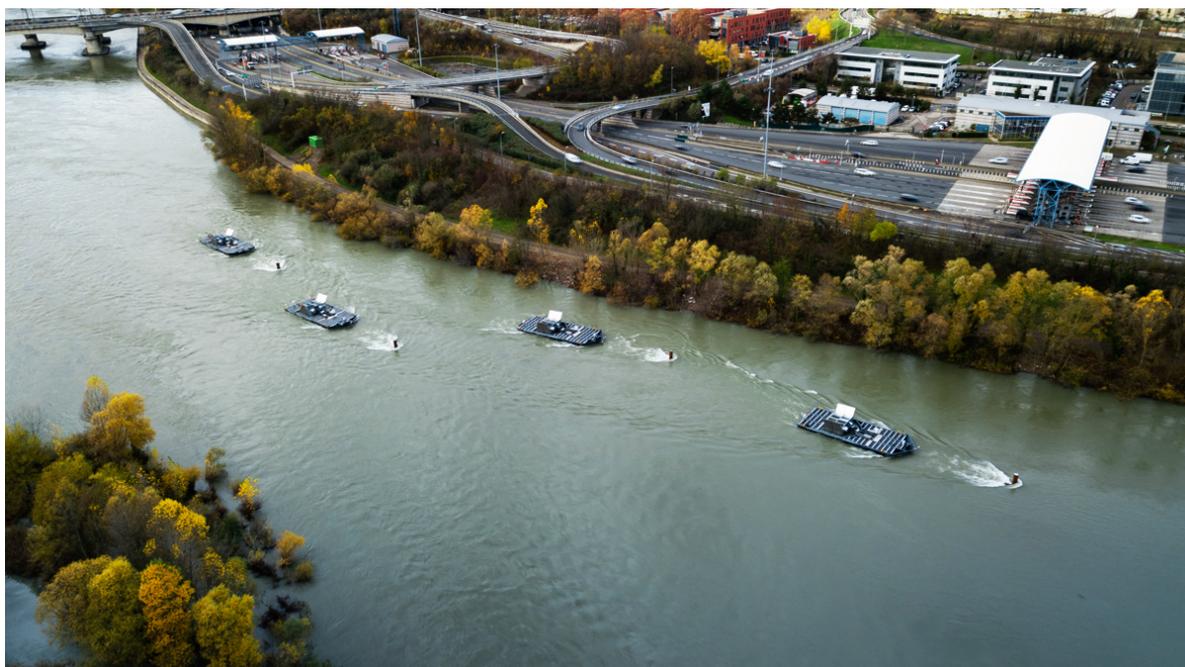


Figure 1.5 Photographie des quatre hydroliennes fluviales disposées sous leurs barges flottantes, installées par Hydroquest à Calluire-et-Cuire en décembre 2018 ©Hydroquest

1.2 État de l'art des modèles existants pour le calcul de parcs d'hydroliennes

De nombreuses approches existent pour modéliser les impacts sur le milieu, les efforts exercés sur les machines, et la puissance électrique que pourraient produire les hydroliennes déployées dans un parc. Notre but est de calculer la puissance produite par les différentes hydroliennes d'un parc, quelle que soit leur position y compris lorsque certaines turbines sont situées dans le sillage d'autres turbines. Un état de l'art des principaux modèles pour le calcul de parcs d'hydroliennes est présenté dans cette partie.

1.2.1 Importance d'un modèle multi-échelle pour le calcul de parcs d'hydroliennes

Dans un parc de plusieurs hydroliennes, chaque machine génère un sillage, c'est à dire une zone derrière la machine où la vitesse est réduite du fait du prélèvement d'énergie au fluide dans la machine, et qui se résorbe peu à peu grâce au mélange visqueux et turbulent. Lorsque les machines sont proches, des interactions peuvent avoir lieu entre les différents sillages. Ce problème est déjà connu de l'industrie éolienne, comme le montre la Figure 1.6 sur laquelle les sillages de plusieurs éoliennes sont très visibles grâce à la condensation de l'eau. Par ces interactions, la vitesse de l'écoulement incident sur une machine peut être modifiée, or c'est elle qui détermine la puissance qui peut être produite. Modéliser correctement le sillage d'une hydrolienne seule est donc un aspect important pour le calcul de parc puisque c'est la première étape pour calculer les interactions de sillage.

Un écoulement est turbulent quand son mouvement est tourbillonnaire: il y a présence en tous points de tourbillons dont la taille, la position et l'orientation varient constamment au cours du temps. Deux grandeurs peuvent caractériser partiellement la turbulence et seront décrites plus tard dans ce travail de thèse: l'intensité turbulente qui caractérise l'intensité des fluctuations de vitesse dues au caractère turbulent de l'écoulement, et une échelle de longueur turbulente qui donne un ordre d'idée de la taille des grandes structures tourbillonnaires. L'intensité turbulente est une grandeur qui peut influencer sur la taille et la forme du sillage généré par une hydrolienne, comme l'ont montré Mycek et al. [8]. Pour leur expérience sur un modèle réduit de turbine axiale, la longueur du sillage est fortement réduite dans le cas d'une forte intensité turbulente. Dans les océans, les vagues et la bathymétrie jouent un rôle important sur la turbulence de l'écoulement. L'intensité turbulente est relativement élevée et des études estiment des valeurs maximales de 15 % dans le site de test d'hydroliennes EMEC en Écosse [9]. Des mesures au large du pays de Galles dans une zone étudiée pour l'implantation d'hydroliennes donnent



Figure 1.6 Photo des sillages générés par un parc d'éoliennes. Source : Christian Steiness / Vattenfall (Horns Rev Offshore Wind Farm, Denmark)

quant-à-elles des ordres de grandeur de 8 % vers le milieu de la colonne d'eau [10]. De plus, le sillage d'une hydrolienne est lui-même fortement turbulent et cette turbulence peut influencer sur le fonctionnement d'une seconde turbine proche placée à l'aval dans son sillage. Une seconde étude de Mycek et al. [11] a consisté à mesurer le sillage d'une hydrolienne placée immédiatement dans le sillage d'une première hydrolienne, et il a été déduit que la turbulence générée par la première turbine impacte fortement le sillage de la seconde. Les champs de vitesse et la turbulence dans le sillage d'une hydrolienne doivent donc être calculées de manière suffisamment précise, et cela requiert un modèle calculant ou prenant en compte les échelles d'écoulement plus petites que celle de la machine afin de capter cette turbulence. Ce sont les échelles de turbulence.

De plus, ajouter un parc d'hydroliennes à un emplacement donné a une influence à plus grande échelle, et bloque notamment l'écoulement à grande échelle. Concrètement, la vitesse amont arrivant sur le parc hydrolien sera modifiée. Cela dépend de la configuration océanique (par exemple un canal long et étroit reliant une mer à un bassin, ou un canal court reliant deux zones océaniques très vastes se comporteront différemment, ce dernier sera moins influencé par la présence des hydroliennes) mais peut être calculé théoriquement [12]. En particulier, la théorie de Blanchfield [13] appliquée sur le cas de Masset Sound [14], permet une compréhension de ce phénomène. Il s'agit du cas d'une baie reliée par un canal à l'océan, considéré comme infini. Ce cas permet une modélisation 1D très simple, puisque seul l'océan joue le rôle moteur des courants de marée. On observe qu'en augmentant les forces de frottement totales dans le canal, le courant entrant dans la baie sera moindre et la hauteur d'eau dans la

baie deviendra inférieure à celle sans ces frottements supplémentaires. On perçoit ici nettement l'analogie avec un tuyau dans lequel on augmente les frottements : le débit sera moindre dans ce tuyau. Les conséquences sont multiples: baisse de l'énergie réellement extraite, baisse des courants menant à des différences de transport de sédiments, et modification des niveaux des marées. L'installation d'hydroliennes crée donc une rétroaction sur les courants marins et doit être calculée correctement.

En conclusion, les échelles de turbulence, les échelles d'écoulement de l'ordre de la machine aussi bien que les échelles des écoulements océaniques, soit plusieurs dizaines ou centaines de kilomètres, doivent pouvoir être modélisées pour capturer correctement les différents phénomènes donnant la vitesse de l'écoulement dans les turbines. Différentes approches existent, essentiellement analytiques ou numériques, et sont présentées par la suite.

1.2.2 Les modèles analytiques pour le calcul de l'écoulement d'une hydrolienne

1.2.2.1 Théorie 1D de l'écoulement traversant une éolienne ou une hydrolienne en milieu infini

Un modèle analytique 1D a été développé par Betz [15], Joukowsky [16] et Lanchester [17] pour estimer la puissance maximale que peut générer une turbine à axe horizontal ainsi que sa traînée dans cette configuration. La turbine est modélisée par une diminution instantanée de la pression dans la zone qui la représente. La théorie a d'abord été développée pour les éoliennes ou les rotors d'avions. Elle est décrite en détail dans l'ouvrage de Hansen [18], et est résumée ici, ainsi que les principales équations qui en sont déduites. Cette théorie se base sur les hypothèses suivantes:

- hypothèse de fluide parfait, sans frottement (hors de la zone qui représente la turbine);
- le fluide est incompressible, de masse volumique ρ constante;
- l'écoulement est stationnaire;
- la turbine est placée en milieu infini: il n'y a pas de parois ou turbines proches;
- la vitesse de l'écoulement incident est perpendiculaire à la turbine et ne dépend que de la position dans cette direction;
- la pression suffisamment loin de la turbine est identique (en amont, comme sur les côtés et en aval de la turbine).

Avec ces hypothèses, si l'écoulement amont possède la vitesse uniforme V_0 , un sillage se forme derrière la turbine: la vitesse diminue progressivement au passage de la turbine pour atteindre la vitesse u_1 à l'aval de la turbine. Les lignes de courant s'écartent au passage de la turbine. La pression, elle, augmente à l'approche de la turbine, puis connaît une discontinuité avec une baisse instantanée qui correspond à l'énergie transférée à la turbine. La pression ré-augmente ensuite pour retrouver la pression d'origine p_0 . (voir en Figure 1.7). En réalité, le sillage se résorbe petit à petit du fait de la viscosité du fluide et du mélange turbulent. Ce n'est pas le cas ici dans l'hypothèse du fluide parfait.

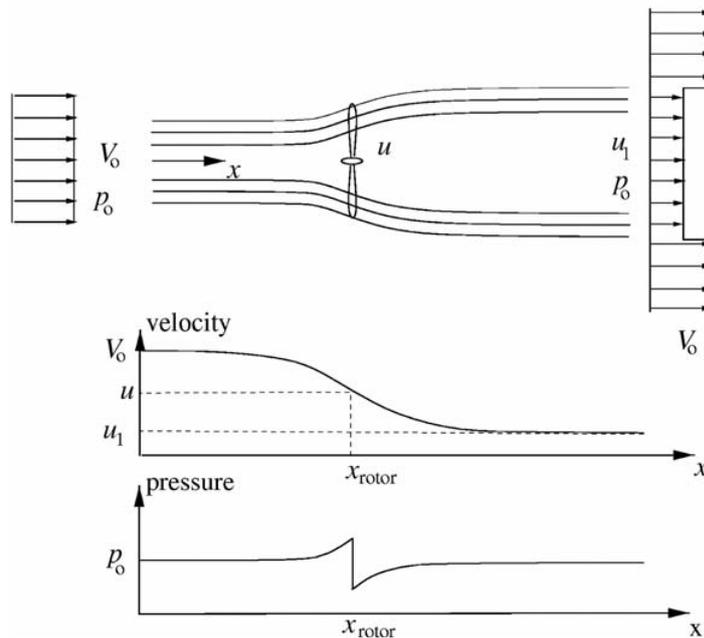


Figure 1.7 Théorie de l'écoulement traversant une turbine, répartition de pression le long d'une droite traversant la turbine, et répartition de vitesse le long de cette même droite. Source: Hansen [18]

La force induite par la discontinuité de pression s'écrit en fonction du paramètre d'induction, défini de la manière suivante en gardant les notations de la Figure 1.7:

$$a = \frac{V_0 - u}{V_0} \quad (1.1)$$

La force de poussée (ou trainée) appliquée sur la turbine s'exprime en fonction de la surface projetée S de la turbine dans le plan perpendiculaire à l'écoulement. Elle vaut:

$$T = 2\rho S V_0^2 a(1 - a) \quad (1.2)$$

La puissance extraite de l'écoulement vaut:

$$P = Tu = 2\rho SV_0^3 a(1-a)^2 \quad (1.3)$$

Cette formule analytique de la puissance en fonction du paramètre d'induction admet un maximum. Celui-ci est **la limite de Lanchester-Betz-Joukowski**, qui correspond à la limite théorique de la puissance que peut produire une turbine dans un milieu infini. Ce maximum est trouvé pour $a=1/3$, et le coefficient de puissance maximal obtenu est:

$$C_p^{lim} = 16/27 = 0,593 \quad (1.4)$$

Une turbine dont le design est bon aura un paramètre d'induction qui s'approche de 1/3.

1.2.2.2 Modèles analytiques prenant en compte les effets de blocage

Dans les modèles analytiques, des facteurs peuvent éventuellement être rajoutés pour prendre en compte la surface libre, la proximité du fonds marin et le blocage dû aux turbines proches voisines [19–21], toujours à partir de la vitesse amont U_∞ uniforme et constante dans tous les calculs. La présence de ces obstacles fait que l'écoulement est davantage canalisé et forcé de passer à travers la turbine, alors qu'en milieu infini il aurait tendance à contourner la turbine. On considère dans ce cas les turbines en milieu confiné. Dans le cas où ce sont les turbines voisines qui canalisent l'écoulement, le phénomène est appelé effet de blocage local. Le confinement est alors délicat à déterminer. Cependant, pour le cas d'étude classique d'une seule turbine en canal d'essai, les parois (dont le fond du canal), et l'éventuelle surface libre constituent les limites du domaine pour calculer le paramètre de confinement. Ce paramètre noté ϵ_{conf} est défini par:

$$\epsilon_{conf} = \frac{S}{S_{tunnel}} \quad (1.5)$$

S_{tunnel} est ici la section du tunnel dans laquelle est testée la turbine, et S est la section projetée de la turbine. La largeur du tunnel l_{tunnel} est la distance entre les deux parois latérales du tunnel. La hauteur h_{tunnel} du tunnel est soit la distance entre les parois supérieures et inférieures du tunnel dans le cas d'un écoulement en charge, soit la distance entre le fond du tunnel et la surface libre dans le cas d'un écoulement à surface libre. La section du tunnel vaut alors $S_{tunnel} = h_{tunnel} \times l_{tunnel}$.

Il est aussi possible d'étudier séparément l'influence du confinement latéral ϵ_{lat} et du confinement vertical ϵ_{vert} de la turbine en fonction de la largeur et de la hauteur du tunnel. H est la hauteur de la section projetée de la turbine, et D son diamètre. Les équations sont alors:

$$\varepsilon_{lat} = \frac{D}{l_{tunnel}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{vert} = \frac{H}{h_{tunnel}} \quad (1.6)$$

Pour de forts confinements, la limite de Lanchester-Betz-Joukowsky peut dans certains cas être dépassée [20, 22]. Il y a donc un avantage à utiliser des carénages qui canalisent l'écoulement pour les hydroliennes à flux transverse [23] comme pour celles à flux axial, malgré les problèmes que cela peut entraîner (réduction des performances si l'écoulement change légèrement de direction et fortes contraintes appliquées sur les carters dans ce cas). Rapprocher les hydroliennes entre elles permet également de confiner l'écoulement et d'améliorer les performances des turbines. Nishino et Willden [24] reprennent la théorie de Garrett et Cummins [20] en proposant un modèle en fonction à la fois de l'espace entre les différentes turbines d'une rangée, et la section de passage disponible entre les parois d'un chenal par exemple. La limite de 16/27 peut largement être dépassée, y compris pour des turbines rapprochées situées loin de toutes parois du chenal. Dans leurs travaux la nouvelle limite théorique s'établit à 0,798. Dans ce cas ce sont les turbines elles-mêmes qui créent un effet de blocage local.

1.2.2.3 Modèles analytiques du sillage d'une turbine

Le modèle analytique pour le sillage d'une turbine à axe horizontal a été formulé par Jensen [25] avec un unique paramètre empirique qui détermine l'angle formé par le sillage qui s'élargit peu à peu derrière la machine, voir en Figure 1.8. Dans son travail, Jensen donne également une formule semi-empirique pour déterminer le sillage global généré par plusieurs éoliennes placées les unes à la suite des autres dans la direction de l'écoulement. Stansby et al. utilisent quant-à-eux la théorie des écoulements auto-similaires pour calculer le sillage d'une turbine ainsi que les interactions entre plusieurs turbines [26].

Pour une turbine à axe vertical, un modèle semi-empirique est proposé par Lam et al. [27], ainsi que son application à des configurations de plusieurs turbines.

1.2.3 Les simulations numériques d'hydroliennes

Pour calculer correctement le sillage d'une hydrolienne par simulations numériques aussi appelés calculs CFD (Computational Fluid Dynamics), différents niveaux de simplification peuvent être réalisés. La Figure 1.9 résume un grand panel de méthodes disponibles. Chaque méthode permet de calculer des échelles plus ou moins grandes, comme indiqué sur cette figure. Ces méthodes sont détaillées dans le paragraphe suivant.

Les méthodes les plus détaillées sont les simulations qui calculent l'écoulement autour de la géométrie de l'hydrolienne en rotation au cours du temps. Elles peuvent calculer tous les tourbillons de l'écoulement ou non en fonction du degré de simplification réalisé. Une

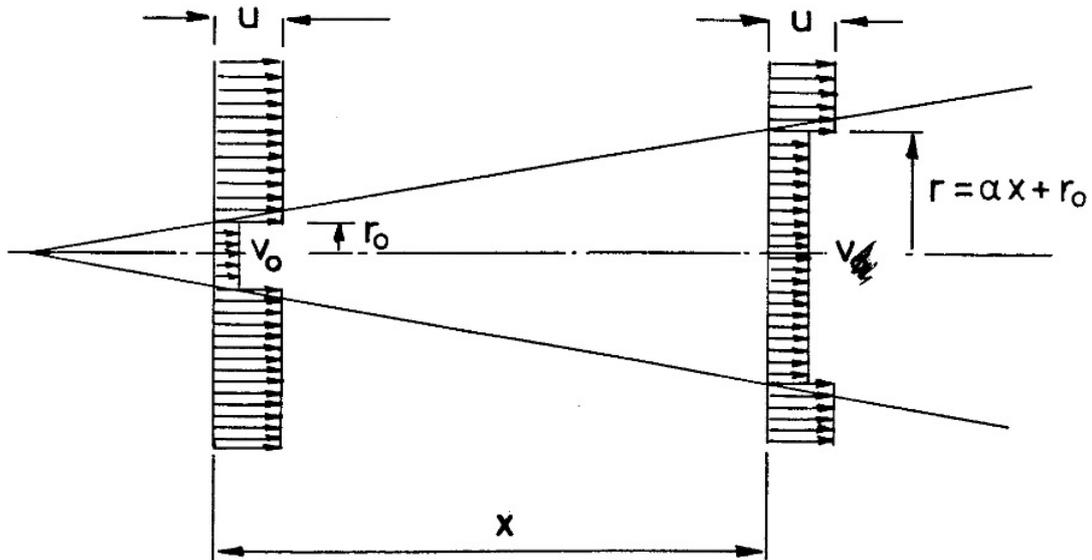


Figure 1.8 Schéma de l'expansion latérale du sillage d'une turbine. α est ici l'angle formé par la limite du sillage par rapport à la direction de l'écoulement incident, r_0 le rayon de la turbine, u la vitesse amont de l'écoulement et v_0 la vitesse de l'écoulement dans le disque d'action. Source: Jensen [25]

illustration des 3 principales méthodes CFD utilisant la description eulérienne (les méthodes RANS, LES, et DNS), est présentée en Figure 1.10. Deux démarches peuvent être employées dans les calculs CFD: la description eulérienne qui consiste à calculer à chaque instant et pour chaque point fixe du repère utilisé les différentes variables de l'écoulement (pression, vitesse, etc.), et la description lagrangienne qui consiste à suivre l'évolution des trajectoires de chaque particule fluide au cours de leur mouvement. L'approche la plus utilisée est de loin l'approche eulérienne, en résolvant les équations de Navier-Stokes. Les références ci-dessous utilisent toutes cette approche, sauf quand cela sera précisé.

La méthode de résolution la plus précise est la méthode DNS (Direct Numerical Simulation), qui résout entièrement au cours du temps les équations de Navier-Stokes pour toutes les tailles de tourbillon présentes dans l'écoulement. La condition pour un calcul DNS est d'avoir des cellules de taille plus petites que les plus petits tourbillons de l'écoulement à calculer. Le pas de temps utilisé dans les calculs doit aussi être grandement réduit pour être adapté à ces très petites tailles de cellule. Les calculs DNS sont donc très coûteux en temps de calcul et réalisables uniquement sur les gros calculateurs mondiaux. Du fait de ces temps de calcul la simulation de turbines en rotation est encore inenvisageable même dans les plus gros centres de calcul. Cependant, elles permettent d'accroître les connaissances sur les écoulements sur des géométries simples, comme dans l'étude de Ducoin et al. [28] qui analysent l'écoulement

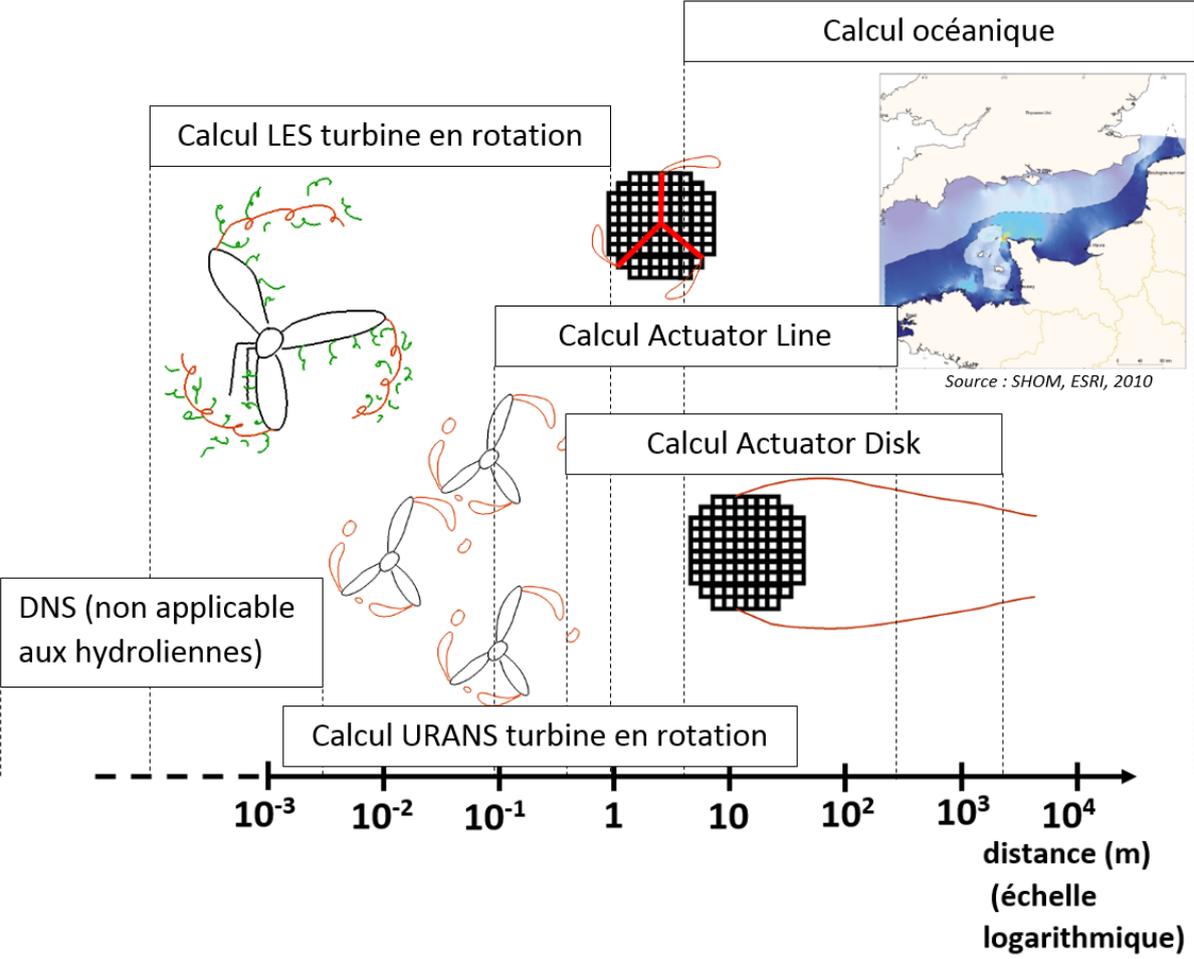


Figure 1.9 Différents modèles numériques existants en fonction de l’échelle de distance que l’on souhaite simuler (les intervalles de distance pour chaque modèle sont approximatifs)

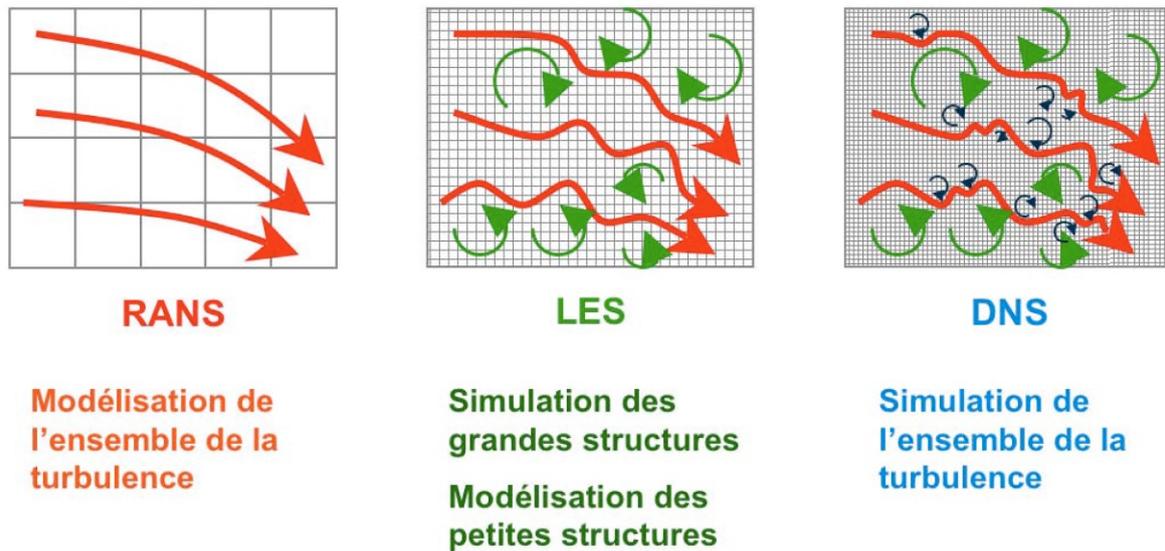


Figure 1.10 Les différentes méthodes de résolution CFD et les échelles de tourbillon résolues. Source: G. Albouze, Simulation aux grandes échelles des écoulements réactifs non prémélangés, Thèse, Université de Toulouse, 2009

sur un profil oscillant. Une récente simulation DNS a permis de mieux comprendre certaines instabilités de l'écoulement sur la pale d'un type particulier d'éolienne à axe vertical [29].

Afin de réduire les temps de calcul, les méthodes LES (Large Eddy Simulation) ne calculent que les grandes échelles de tourbillon en résolvant les équations de Navier-Stokes, et utilisent un modèle pour calculer l'influence des plus petites échelles de turbulence sur l'écoulement. La taille des cellules et le pas de temps sont plus grands que pour les calculs DNS mais les temps de calcul restent très élevés. Les efforts appliqués sur une hydrolienne à axe horizontal et ses performances ont été calculés avec la méthode LES par Ahmed et al. [30]. Concernant le calcul de l'écoulement dans le sillage, Carlier et al. [31] obtiennent de bons résultats pour le calcul des vitesses en ajoutant une turbulence d'entrée générée artificiellement. Chawdharry et al. [32] modélisent même les interactions entre trois turbines en configuration triangulaire (une située à l'amont et les deux autres sur ses côtés à l'aval) avec de très importants moyens de calcul. Pour les hydroliennes à axe vertical, Guillaud et al. [33] modélisent finement les différents tourbillons générés par la turbine afin de calculer correctement ses performances. Posa et al. [34, 35] analysent les vortex créés par une éolienne à axe vertical en comparant ses résultats à un modèle réduit expérimental, et obtiennent une très forte ressemblance des résultats. Enfin, Shamsoddin et Porté-Agel [36] ont calculé jusqu'au sillage lointain d'une éolienne à axe vertical située dans la couche limite atmosphérique et observé son influence sur les profils moyens de vitesse.

Les méthodes RANS (Reynolds Average Navier Stokes) sont quant-à-elles moins coûteuses en temps de calcul et ne résolvent que l'écoulement moyen sans calculer les tourbillons. Des équations existent pour prendre en compte l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen. Cette méthode résout par définition un écoulement stationnaire, or calculer l'écoulement stationnaire pour une position particulière de la turbine ne donne pas les mêmes résultats que de calculer la moyenne temporelle de l'écoulement traversant la turbine en rotation. La méthode URANS (Unsteady Reynolds Average Navier Stokes) permet de calculer au cours du temps l'écoulement moyen traversant la turbine, pour chaque position pendant la rotation. Les mêmes équations que pour les calculs RANS sont employées, mais la résolution a lieu au cours du temps avec un pas de temps suffisamment petit pour capter correctement la rotation de la turbine (un pas de temps correspondant à une rotation de 1° suffit en général). Concernant les hydroliennes à axe horizontal, la simulation de Mason-Jones et al. [37] modélise également le support de la turbine et donne de bons résultats pour le calcul de la puissance. Toujours par méthode URANS, Nurnberg et al. [38] simulent les interactions entre le sillage de 4 hydroliennes à axe horizontal. Marsh et al. [39] donnent des préconisations pour simuler avec précision les performances et les efforts sur une turbine à axe vertical par méthode URANS. Une simulation 2D a également été réalisée pour le calcul d'une configuration en triangle de 3 turbines à axe vertical [40] avec les erreurs que comporte un modèle en deux dimensions (un tel modèle ne calcule pas les effets de bords des pales ni des bras de la turbine, qui sont non négligeables).

En utilisant l'approche lagrangienne, la méthode vortex a également été développée pour le calcul de sillage d'éoliennes ou d'hydroliennes. Cette méthode se base sur la loi de Biot-et-Savart pour calculer le déplacement des tourbillons générés par les pales d'une turbine. L'approche lagrangienne est en général utilisée pour calculer le déplacement de ces tourbillons. La simulation 3D instationnaire réalisée par Pinon et al. [41] pour une hydrolienne à axe horizontal donne des résultats très encourageants.

Des modèles simplifiés ont été développés pour encore réduire les temps de calcul. Dans ces modèles, la géométrie de la turbine n'est pas représentée. L'approche la plus classique est d'ajouter des termes sources de force qui représentent l'action des pales de la turbine sur l'écoulement dans les équations de Navier-Stokes. Différents niveaux de simplification existent pour l'ajout de ces forces. Le modèle le plus commun est, pour une turbine axiale (éolienne ou hydrolienne), le modèle Actuator Disk (AD), ou disque d'action en français. Ce modèle est directement déduit de la théorie présentée en partie 1.2.2.1. L'inverse de la force de poussée T de l'équation 1.2 est imposée comme terme source dans les équations, dans la zone cylindrique du maillage balayée par les pales de la turbine. Cette zone est représentée en vert sur la Figure 1.11. Le calcul est stationnaire, en employant en général la méthode RANS. Cette méthode

a couramment été étudiée [42, 43] pour le calcul du sillage d'une hydrolienne. Abolghasemi et al. [44] ont simulé les interactions de trois hydroliennes côte à côte par cette méthode. Le sillage a cependant tendance à ne pas se résorber suffisamment rapidement dans ces simulations car certains tourbillons générés par une hydrolienne ne sont pas modélisés. Une amélioration consiste à rajouter des termes sources dans les équations de turbulence du modèle RANS pour augmenter le mélange turbulent et calculer de manière plus précise le sillage [45, 46]. D'autres équations de turbulence peuvent également être employées. Un modèle RANS dénommé $k - \varepsilon - f_p$ a été développé par van der Lann [47] pour donner de meilleurs résultats pour les simulations de parcs d'éoliennes.

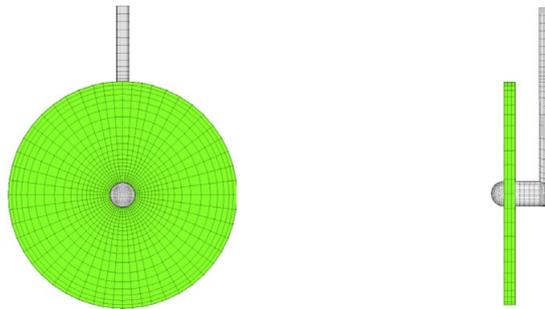


Figure 1.11 Vue de face et de côté des cellules dans lesquelles sont ajoutées des termes sources de force dans la méthode Actuator Disk (en vert). Le support et l'axe de la turbine sont représentés en gris. Source: Shives [46]

Un autre type de modèle simplifié (appelé double multiple streamtube model) a été adapté pour les turbines à axe vertical par Paraschivoiu [48]. L'écoulement n'est pas calculé dans la zone correspondant à la turbine mais est représenté par des tubes de courant calculés séparément en fonction des conditions amont et aval (la vitesse est donc imposée dans cette zone du domaine). La méthode vortex est alors souvent employée pour calculer l'écoulement dans ces tubes de courant, grâce à des modèles analytiques ou semi-analytiques [49, 50]. Delafin et al. [51] ont validé ce modèle pour une éolienne à axe vertical en le comparant à une simulation URANS de la géométrie réelle.

Dans des modèles plus détaillés, les termes sources de force dépendent de la position sur la turbine, et varient au cours du temps pour correspondre à chaque instant à la force instantanée créée par les pales sur l'écoulement. Ces modélisations sont nommées Actuator Line. Les termes sources de force sont en général obtenus par méthode Blade Elementum Method (BEM) à chaque instant selon leur position. La Figure 1.12 présente en rouge les cellules pour lesquelles les forces s'appliquent à un instant donné. Quand les pales tournent, d'autres cellules sont impactées. Pour les turbines axiales, afin de modéliser plus précisément les tourbillons détachés par les bouts de pales, la correction de Prandtl ou des modèles plus élaborés peuvent

être employés [52, 53]. Les méthodes URANS [54–56] ou LES [57, 58] sont communément employées pour la résolution numérique. Pour les turbines à axe vertical, un modèle analytique qui donne la répartition de force au cours de la rotation est présenté par Farthing [59]. La méthode BEM qui s'adapte également à ces modèles de turbine est en général préférée. C'est le cas du modèle 2D développé au LEGI [60, 23] pouvant éventuellement prendre en compte l'influence de carénages. Le même modèle pour le calcul de force a été étendu à des simulations 3D à surface libre [61]. Cependant l'écoulement dans une turbine à axe vertical est complexe du fait des nombreux tourbillons générés et peut être mal représenté par ces répartition de force. Un modèle de turbine à flux transverse a été développé par Gebreslassie et al. [62]. Les auteurs calculent une répartition de force classique par méthode BEM pour cette turbine, puis corrigent les résultantes de force au cours de différentes simulations afin d'obtenir le meilleur sillage possible. Les résultats sont très bons mais cette optimisation nécessite d'avoir des données expérimentales pour chaque nouveau cas d'écoulement. Enfin, en employant un modèle BEM couplé à un modèle de calcul de décrochage dynamique, Mendoza et al. calculent de manière très précise le sillage d'une turbine à axe vertical [63]. Les modèles BEM 3D sont prometteurs et peuvent être implémentés dans des codes océaniques pour calculer l'influence de parcs d'hydroliennes [64–67].

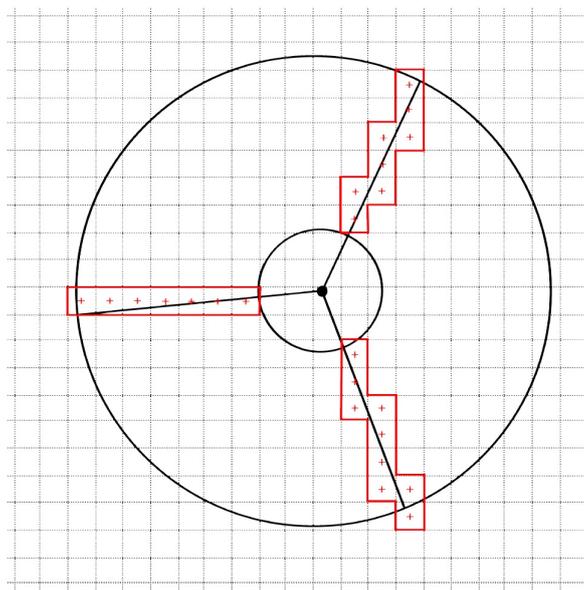


Figure 1.12 Vue des cellules (en rouge) d'un maillage cartésien sur lesquelles sont appliquées les forces d'une turbine axiale à trois pales (les pales sont représentées par les traits) à un instant donné, pour la méthode Actuator Line. Source: Elie [58]

Toujours moins détaillés et moins coûteux en temps de calcul, des modèles 2D avec ajout de termes sources de force ont été développés. Ces termes sources peuvent soit être des forces de friction ajoutés dans les équations de paroi du fond de l'océan [68, 69] ou des termes sources

ajoutés dans les équations de Navier-Stokes [5, 70–72]. Cela permet la modélisation de vastes zones océaniques [73, 74]. Wimshurst et Willden montrent cependant que l’influence locale de la bathymétrie n’est pas représentée dans ces modèles contrairement à un modèle 3D [75].

Enfin, les modèles analytiques (ou modèles 1D) ont déjà été présentés en Partie 1.2.2.

1.2.4 Optimisation du placement des hydroliennes dans un parc

Différentes études ont été réalisées pour trouver des configurations de parcs d’hydroliennes réduisant le moins possible les performances de chaque turbine, tout en occupant le moins d’espace possible. Pour des hydroliennes à axe horizontal, Olczak et al. [76] comparent les résultats obtenus par un modèle RANS-BEM à une expérience mesurant la traînée de 3 rangées successives de modèles réduits d’hydrolienne alignées ou en configuration décalée. Les positions des turbines dans chaque cas sont représentées par les rectangles bleus en fonction de la direction de l’écoulement incident de vitesse U_∞ en Figure 1.13. Pour la configuration alignée, le sillage des turbines de la ligne amont va impacter directement les turbines de la seconde ligne, tandis que pour la configuration décalée leur sillage se développera entre les turbines de la seconde ligne.

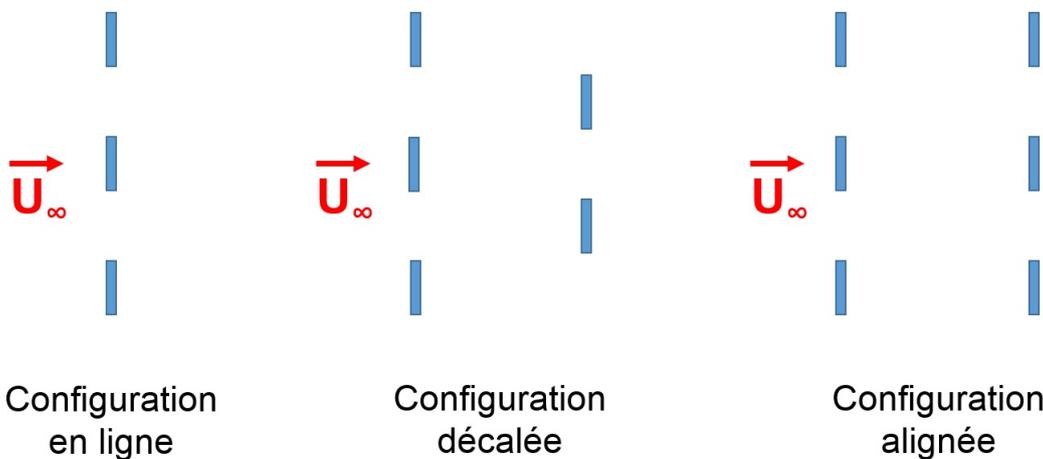


Figure 1.13 Schéma des configurations d’une ligne, de la configuration décalée, et de la configuration alignée pour un parc d’éoliennes ou d’hydroliennes

Apsley et al. [77] ont simulé la même configuration d’hydroliennes en optimisant la vitesse de rotation des hydroliennes dans leur modèle BEM afin que chaque turbine fonctionne à son efficacité maximale. En optimisant aussi la vitesse de rotation des hydroliennes et en utilisant le même modèle, Vogel et al. [78, 79] étudient l’effet de rapprocher les hydroliennes entre elles sur une ligne. Plus le nombre d’hydroliennes est important et plus elles sont serrées, plus l’effet de blocage est important et la puissance produite par chaque turbine est même augmentée de

près de 16 % par rapport à la même turbine fonctionnant en milieu infini. En utilisant un modèle Actuator Disk et en adaptant les forces appliquées pour simuler chaque turbine fonctionnant à son maximum d'efficacité, Draper et Nishino [80] étudient une configuration en ligne et une configuration décalée, et obtiennent aussi une augmentation de la puissance produite grâce à l'effet de blocage local. Dans toutes ces simulations, il semble que la configuration en ligne crée une augmentation plus importante de la puissance produite que la configuration décalée.

Enfin, en utilisant des modèles réduits d'éoliennes à axe vertical en configuration rapprochée, Dabiri [81] montre que la puissance obtenue par ces turbines peut être plus importante pour une même surface au sol occupée que pour des turbines à axe horizontal, malgré le moins bon rendement des turbines. Les turbines à axe vertical créent en effet un sillage qui met moins de temps à se résorber et il est possible d'optimiser leur placement pour profiter des effets de confinement local. Tous ces phénomènes doivent être représentés dans un logiciel de calcul de parc.

1.3 Méthode employée et organisation de la thèse

En vu des besoins et des études déjà réalisées sur le sujet, il a été choisi de développer un modèle CFD simplifié de calcul de parc permettant un bon compromis entre la précision des résultats et des temps de calculs abordables. Il s'applique au calcul de parcs d'hydroliennes Darrieus, pour lesquelles de nouvelles mesures sur modèle réduit ont été réalisées.

1.3.1 Le modèle développé et ses hypothèses

Le modèle CFD utilisé est un modèle 3D de type disque d'action (AD) amélioré. La force appliquée dans le modèle n'est pas uniforme contrairement aux modèles de type AD classiques. Elle possède une répartition spatiale qui correspond pour chaque point à la force moyenne appliquée par la turbine Darrieus sur le fluide pendant une révolution (la moyenne est donc temporelle sur une tour de turbine). Les calculs réalisés avec cette répartition qui ne dépend pas du temps sont stationnaires. Les méthodes RANS sont employées pour la résolution des équations de turbulence. Elles permettent, en choisissant correctement le modèle de turbulence utilisé, d'étudier l'influence des niveaux de turbulence amont sur le calcul du sillage et des performances d'une hydrolienne. Le modèle développé au cours de cette thèse est adapté au calcul de parcs d'hydroliennes Darrieus, mais la même méthodologie pourrait être suivie pour obtenir un modèle de calcul de parc pour n'importe quel type de turbines, moyennant des vérifications préalables.

La répartition spatiale de force employée dépend de chaque configuration d'écoulement, puisque si l'écoulement impactant une turbine est plus élevé, pour une même vitesse de rotation, la force exercée par la turbine sur l'écoulement sera aussi en général plus élevée. Le modèle développé dans ce travail, dit modèle adaptatif, permet de calculer pour n'importe quelle configuration d'écoulement ou de disposition des turbines dans le parc (moyennant certaines limites), la répartition de force pour chaque turbine correspondant à ce cas d'écoulement. Cette répartition est interpolée à partir d'un certain nombre de répartitions de force obtenues par des calculs préliminaires URANS de l'écoulement au travers de la turbine en rotation. Dans ces derniers calculs, la géométrie de la turbine est utilisée ce qui nécessite des temps de calculs élevés, mais une fois ces quelques simulations préliminaires réalisées, seul le modèle simplifié adaptatif (plus efficace en temps de calcul) est employé pour la simulation de parcs d'hydroliennes. Le logiciel OpenFoam est utilisé pour l'ensemble des calculs. C'est un logiciel open source gratuit de calcul CFD, avec une forte communauté d'utilisateurs. Ce logiciel a été choisi pour sa performance, sa fiabilité (il est reconnu dans le domaine) ainsi que la transparence des modèles employés puisque leur code source est toujours disponible (contrairement à certains codes commerciaux pour lesquels les équations utilisées ne sont pas

forcément toutes explicitées). Il permet également d'implémenter de nouvelles fonctionnalités dont le modèle simplifié qui est l'objectif de cette thèse.

Les hypothèses suivantes sont employées et délimitent ce travail de thèse:

- Pas de surface libre: la surface supérieure du domaine est indéformable dans nos calculs. En réalité une dépression se crée lors du passage du fluide dans la turbine. Cela se répercute sur la surface libre qui peut être légèrement plus haute immédiatement en amont de la turbine et plus basse immédiatement en aval de la turbine. Ce phénomène n'est pas étudié dans notre travail.
- L'influence de la rugosité des fonds des océans sur les parcs d'hydrolienne n'est pas étudiée et n'est pas calculée. Cependant la rugosité de fonds des océans peut être prise en compte de manière réaliste avec l'emploi des modèles RANS utilisés dans ce travail. De nombreuses études ont été menées avec ces modèles et donnent des résultats probants, dont l'étude de Zhang et Shen [82], dans laquelle l'écoulement dans un méandre d'une rivière est modélisé avec des résultats très proches de mesures expérimentales.
- Les supports et l'axe de la turbine ne sont pas modélisés. Modéliser des éléments tournants reliés directement à des éléments fixes est délicat dans les simulations URANS, et le solveur d'OpenFoam utilisé pour les simulations ne permet pas de le faire. De plus, la turbine étudiée ne possède pas de carénages. Tous ces éléments pourraient être modélisés en ajoutant des termes sources de force correspondant aux forces de traînée ou poussée qui leur sont appliquées, ou en utilisant des méthodes Immersed Boundary Method (IBM). Cette méthode permet, par itérations successives, d'imposer une vitesse nulle dans certaines cellules qui correspondent aux structures qui bloquent l'écoulement du fluide. Elle a été développée dans OpenFoam notamment dans les travaux de Constant et al. [83].
- L'effet des vagues sur le sillage et les performances n'est pas étudié.
- L'effet de la direction de l'écoulement n'est pas étudiée. S'agissant d'une turbine Darrieus sans carénage, la direction de l'écoulement n'a aucune incidence tant qu'il reste dans le plan horizontal. C'est un des principaux avantages de ce type de turbine.
- Les effets instationnaires qui existent du fait que les courants de marée ont une vitesse variable au cours de la journée (tandis que la vitesse peut également varier dans le cas de fleuves) ne sont pas étudiés. Seul des calculs stationnaires sont réalisés.

- La surface du fond (correspondant au fond marin ou au lit de la rivière) utilisée est toujours plate (il n’y a pas d’effet de montée ou de descente globale de l’écoulement du fait de la bathymétrie).
- Les hydroliennes simulées sont toujours situées à mi-hauteur de la colonne d’eau et occupent environ un tiers de la colonne d’eau, ce qui correspond à des cas réalistes. Pour les applications marines, les projets envisagés seront en effet réalisés dans des zones proches des côtes où la profondeur des fonds est d’environ 50 m. Les modèles d’hydrolienne développés mesurent environ 15 à 20 m, ce qui représente bien environ un tiers de la profondeur. Ce choix est en général réalisé car le tiers du centre de la colonne d’eau correspond à la zone où la vitesse est maximale. Elle est par contre freinée en profondeur par la proximité du fond marin, et est également en général freinée près de la surface à cause du frottement avec l’air (la vitesse du vent joue donc beaucoup sur la vitesse de l’eau proche de la surface).
- Les conditions imposées dans le calcul ne sont pas des conditions de calcul océaniques: dans notre cas, une vitesse constante est imposée en amont du parc.
- Le transport de sédiments n’est pas calculé ni pris en compte dans le modèle.

Il faut noter qu’un certain nombre des problématiques évoquées ci-dessus pourraient être étudiées en implémentant le modèle développé dans ce travail de thèse dans le code océanique à surface libre TELEMAC3D: la surface libre (toujours modélisée dans TELEMAC3D), la bathymétrie et la rugosité des fonds (qui peuvent être importées dans TELEMAC3D à partir de bases de données océanographiques), le transport de sédiments (avec le module SISYPHE couplé à TELEMAC3D), et les effets instationnaires en imposant des conditions cycliques de marée aux frontières du domaine océanique simulé.

1.3.2 Organisation de la thèse

La suite de ce manuscrit de thèse s’organise de la manière suivante.

- Le Chapitre 2 présente le principe de fonctionnement des turbines de type Darrieus étudiées dans ce projet ainsi que les méthodes numériques RANS utilisées pour leur simulation. La méthode d’obtention du couple de rotation en fonction des forces de portance et de traînée sur les différentes parties de la turbine est décrite, ainsi que les différents régimes de fonctionnement de cette turbine. Le principe des méthodes RANS, ainsi que les paramètres de turbulence des différents modèles RANS utilisés dans nos travaux sont ensuite présentés.

- Les expériences réalisées sur modèle réduit de turbine Darrieus sont détaillées au Chapitre 3. Le tunnel hydrodynamique utilisé est caractérisé lors d'essais sans turbine pour connaître en détails les profils de vitesse et de turbulence dans la section d'essai. Les systèmes d'instrumentation de mesure de puissance, des efforts sur la turbine, et le système Particle Image Velocimetry (PIV) employé pour mesurer le sillage sont ensuite décrits. Les résultats de ces différentes mesures sont présentés pour différents paramètres d'avance de l'hydrolienne et différents niveaux de turbulence dans le tunnel.
- Le Chapitre 4 décrit la construction du modèle simplifié à conservation de force. Les paramètres de calcul (taille du domaine et conditions aux limites utilisées) sont tout d'abord présentés. Des calculs préliminaires URANS de l'écoulement sur la géométrie complète de la turbine en rotation sont ensuite réalisés. Ils sont validés par comparaison aux résultats expérimentaux obtenus précédemment. La méthode pour obtenir la distribution de force stationnaire du modèle simplifié à partir des calculs URANS est ensuite présentée. Le modèle simplifié ainsi construit calcule l'écoulement dans la turbine pour les mêmes vitesse d'écoulement et paramètre d'avance que ceux de la simulation URANS utilisée pour obtenir les forces. L'influence de différents paramètres de calcul est ensuite testée pour ce modèle simplifié. Enfin, les résultats obtenus avec les valeurs correctes de ces paramètres sont présentés, et les sillages sont comparés avec ceux obtenus expérimentalement.
- Le modèle adaptatif est ensuite développé dans le Chapitre 5 afin de calculer le sillage d'une turbine quelles que soient les vitesse d'écoulement, le paramètre d'avance, ou le confinement de la turbine. Des calculs URANS réalisés pour différentes valeurs de confinement de la turbine permettent de trouver des courbes caractéristiques de l'hydrolienne indépendantes du confinement. La méthode pour implémenter les forces dans le modèle adaptatif en utilisant ces courbes caractéristiques est ensuite décrite, puis différentes simulations sont réalisées avec ce modèle pour le valider. Les résultats sont comparés aux résultats expérimentaux, ainsi qu'aux résultats du modèle à conservation de force.
- Enfin, dans le Chapitre 6, le modèle adaptatif est utilisé pour calculer différentes configurations de parcs d'hydroliennes. Une première configuration de 5 turbines proches les unes des autres est étudiée afin de tester la stabilité de l'algorithme employé dans un cas de calcul délicat. L'influence des distances entre les différentes turbines d'un parc d'une ligne d'hydroliennes, ou de deux lignes d'hydroliennes en configuration décalée est ensuite étudiée pour rechercher quelles dispositions des turbines sont à privilégier dans un parc.

Chapitre 2

Généralités sur les turbines Darrieus et cadre des modélisations numériques

La turbine Darrieus fait partie de la famille des éoliennes/hydroliennes. Ces machines ont historiquement été développées pour produire de l'électricité à partir des écoulements d'air dus au vent. Leur principe reste le même pour des applications hydroliennes. Le mécanisme physique qui les entraîne en rotation est tout d'abord présenté, ainsi que les principaux régimes de fonctionnement de cette turbine. La deuxième section présente en détails les méthodes numériques RANS utilisées dans tous les calculs de ce présent travail. Les principales équations et modèles de turbulence utilisés sont décrits.

2.1 Principe de fonctionnement d'une turbine Darrieus

La turbine Darrieus est une turbine à axe vertical. Son axe est transverse par rapport à la direction de l'écoulement. Cela implique que les pales fonctionnent à des angles d'attaque différents en fonction de leur position au cours du temps. La turbine Darrieus a un caractère intrinsèquement instationnaire, contrairement à une éolienne ou hydrolienne axiale pour laquelle les pales connaissent toujours le même angle d'incidence, aux fluctuations turbulentes près (en négligeant la légère inclinaison de l'axe qui peut exister pour écarter les pales du mat, et éviter qu'elles ne percutent le mat en position basse). De nombreux tourbillons sont également générés pendant la rotation et entraînent des diminutions de performance. Ces turbines prélèvent une part plus ou moins grande de l'énergie cinétique du fluide, en fonction de leur géométrie et de leur vitesse de rotation.

2.1.1 Présentation de la turbine Darrieus étudiée

La turbine étudiée dans notre cas est une machine hydraulique entièrement immergée. Elle fonctionne dans l'eau, et nous utilisons l'hypothèse d'incompressibilité. Celle-ci est justifiée car la vitesse en bout de pale est de l'ordre de 2 fois la vitesse du courant marin (cela sera vu après), soit au maximum environ 10 m/s, vitesse très petite devant la vitesse des ondes sonores dans l'eau (1500 m/s). À ces vitesses, les hydroliennes sont peu sujettes à la cavitation, d'autant qu'elle opèrent généralement sur les fonds marins, donc en milieu pressurisé. Ce phénomène ne sera donc pas étudié. La masse volumique de l'eau est prise à la valeur $\rho = 1,00 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, et la viscosité dynamique choisie est $\nu = 1,0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, soient les valeurs pour l'eau pure à 20 °C. Le modèle de turbine Darrieus étudié dans cette thèse est présenté en Figure 2.1.



Figure 2.1 Vue de la turbine Darrieus utilisée pour les expériences et les simulations dans le cadre de cette thèse

La turbine est principalement composée des trois pales de section constante selon la verticale (mis-à-part au niveau des raccords avec les bras), et de ses trois bras. Toutes ces parties sont usinées à partir de profils hydrodynamiques NACA. Le profil utilisé pour la turbine étudiée est le profil symétrique NACA0018, cambré selon le cercle de rotation de la turbine.

La turbine possède un rayon $R=8,75$ cm, qui est la distance entre son axe de rotation et la corde (ligne joignant les bords d'attaque et de fuite) du profil de ses pales. La corde a une longueur $c=3,2$ cm. La hauteur de la turbine est maximale le long des pales, et vaut $H=17,5$ cm. Une des grandeurs adimensionnées les plus importantes pour une hydrolienne (comme pour une éolienne) est son paramètre d'avance λ . Il est également parfois noté TSR (Tip Speed Ratio en anglais), en référence à sa définition pour l'éolien. Il s'agit du rapport entre la vitesse de la pale en rotation et la vitesse de l'écoulement amont qui arrive sur la turbine. Si cet écoulement possède une vitesse U_∞ , et la turbine tourne à une vitesse de rotation Ω , nous avons la relation :

$$\lambda = \frac{\Omega R}{U_\infty} \quad (2.1)$$

2.1.2 Forces hydrodynamiques générant le couple de l'hydrolienne

2.1.2.1 Écoulement autour d'un profil hydrofoil fixe

La turbine étudiée peut se diviser en différentes sections de profil NACA constant. Afin de déterminer la force appliquée par l'écoulement sur l'hydrolienne, nous nous ramenons au cas d'une force hydrodynamique s'appliquant sur un profil hydrofoil classique en deux dimensions (2D). Les forces de pression et les forces visqueuses de l'écoulement sur le profil créent une force totale qui se décompose en la composante de portance F_l^{2D} , et la composante de traînée F_d^{2D} . Ces forces sont définies en 2D pour un mètre d'envergure, et leur unité est le Newton par mètre (N/m). Elles sont représentées sur la Figure 2.2 en fonction de l'angle d'attaque α (aussi nommé angle d'incidence) que fait l'écoulement incident par rapport à la corde du profil. La traînée est parallèle à l'écoulement incident, et la portance lui est perpendiculaire. L'écoulement incident possède une vitesse W , qui pourra être la vitesse relative de l'écoulement par rapport au profil lorsque celui-ci sera en mouvement.

Ces forces peuvent être adimensionnées, pour obtenir les coefficients de portance (C_l^{2D}) et de traînée (C_d^{2D}) en deux dimensions définis de la manière classique suivante :

$$C_{l,d}^{2D} = \frac{F_{l,d}^{2D}}{1/2\rho cW^2} \quad (2.2)$$

Pour rappel, le paramètre c est la longueur de la corde du profil. Pour une application en trois dimensions (3D), si le même profil possède une géométrie constante dans la dernière

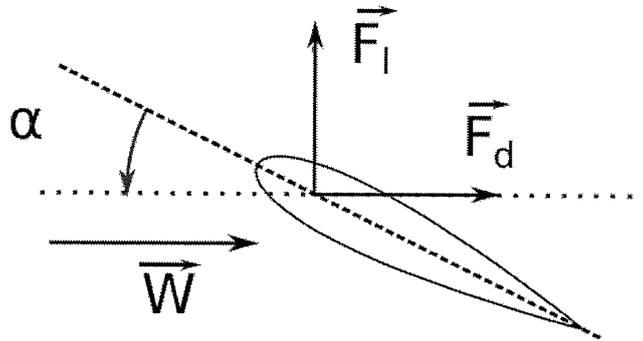


Figure 2.2 Schéma des forces hydrodynamiques s'exerçant sur un profil hydrofoil 2D pour un écoulement incident de vitesse W arrivant avec un angle d'attaque α

dimension de longueur h , les forces qui lui sont appliquées sont $F_{l,d}^{3D} = F_{l,d} \times h$. Pour obtenir les coefficients de force adimensionnés en 3D (notés C_l^{3D} et C_d^{3D}), nous divisons par la surface hydrodynamique projetée du profil, qui est la corde c multipliée par la longueur h :

$$C_{l,d}^{3D} = \frac{F_{l,d}^{3D}}{1/2\rho hcW^2} \quad (2.3)$$

Le nombre de Reynolds du profil (ou nombre de Reynolds de pale) est défini par :

$$Re_{profil} = \frac{Wc}{\nu} \quad (2.4)$$

Il mesure le ratio entre les forces inertielles et les forces visqueuses agissant sur le profil. Il influe directement sur les valeurs de portance et traînée du profil. Les valeurs typiques du nombre de Reynolds de pale sont de l'ordre de 1×10^5 pour nos applications en modèle réduit, et supérieures à 1×10^6 pour des modèles réels en mer ou en rivière. Les dimensions de ceux-ci sont en effet de 10 à 100 fois plus grandes que pour notre modèle réduit. Toutes ces valeurs du nombre de Reynolds correspondent au régime turbulent.

La composante hydrodynamique la plus importante pour nos applications est la portance, qui contribue le plus à la mise en rotation de la turbine. Celle-ci est créée lorsqu'il y a un angle d'incidence non nul pour le profil, par la différence de pression entre l'intrados (côté du profil sur lequel l'écoulement fait incidence lorsque l'angle α est positif) et l'extrados (l'autre côté du profil). Les différents régimes d'écoulement sur le profil en fonction de l'angle d'incidence sont présentés en Figure 2.3.a. Les valeurs de portance et traînée sur le profil NACA0018 sont présentés en Figure 2.3.b en fonction de l'angle d'incidence. La portance augmente avec l'incidence jusqu'à atteindre une valeur où elle stagne, aux alentours de 10 à 15°, selon les valeurs de nombre de Reynolds du profil. Le phénomène de décrochage apparaît, et s'explique ainsi: quand l'angle d'attaque augmente en partant d'un angle nul, la zone de

séparation (où l'écoulement décolle du profil) remonte depuis le bord de fuite du profil vers le bord d'attaque. A partir d'un certain angle, la zone de décollement se situe au niveau de l'amont du profil (image c° de la Figure 2.3.a). Cela engendre une forte augmentation de la traînée, et le coefficient de portance plafonne puis diminue légèrement quand l'incidence augmente encore. Cette zone présente de fortes instabilités au niveau de l'écoulement et des forces appliquées.

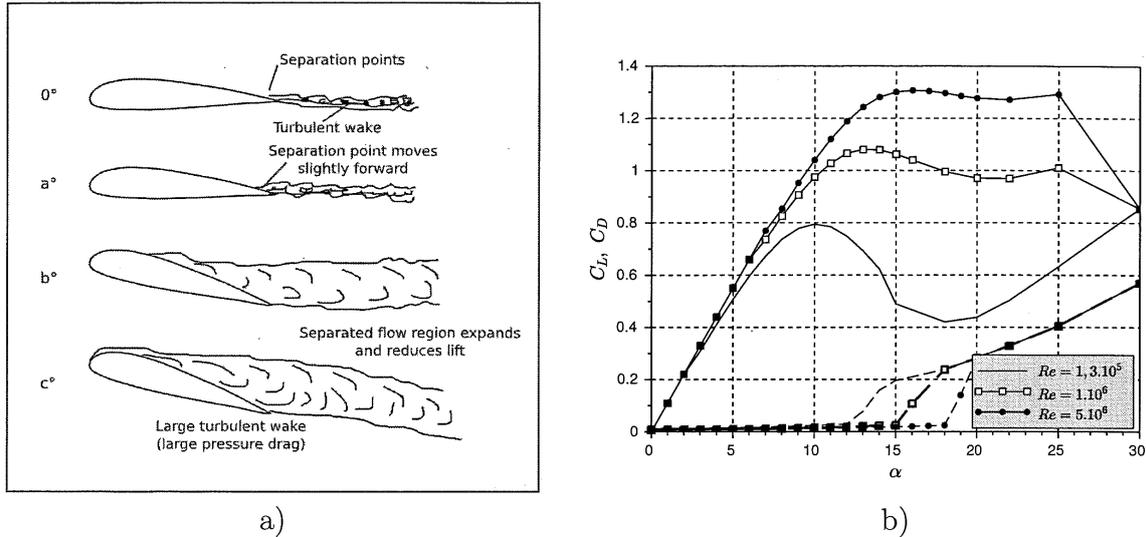


Figure 2.3 a) Schéma des différentes configurations de l'écoulement en fonction de l'angle d'attaque; b) Courbes des coefficients de portance (C_l en trait plein) et de traînée (C_d en pointillé) en fonction de l'angle d'attaque et du nombre de Reynolds. Source : Aumelas [84], d'après les mesures de Sheldahl et al. [85]

2.1.2.2 Forces appliquées sur un profil en rotation

Lorsque la turbine est en rotation, la vitesse relative \vec{W} de l'écoulement en incidence avec les pales est modifiée. Cette vitesse se calcule en appliquant la relation du triangle de vitesse, illustrée en Figure 2.4. La pale se déplace avec une vitesse absolue \vec{V} telle que $\|\vec{V}\| = \Omega R$. L'écoulement qui arrive sur la pale possède une vitesse absolue \vec{U} . La vitesse relative de l'écoulement par rapport à la pale est alors :

$$\vec{W} = \vec{U} - \vec{V} \quad (2.5)$$

Nous observons que l'angle d'attaque est également modifié. Il est calculé grâce à l'équation suivante pour chaque angle θ que fait le centre de la pale par rapport à la position de référence $\theta=0$ sur la Figure 2.4.

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\lambda \sin(\theta)}{1 + \lambda \cos(\theta)}\right) \quad (2.6)$$

Sur la Figure 2.4, nous observons aussi que les forces de portance et de traînée F_l et F_d peuvent être projetées dans le repère de la pale, afin d'obtenir la composante tangentielle (F_t) et la composante normale (F_n) au cercle de rotation. La composante tangentielle va créer du couple et entraîner la rotation de la turbine, tandis que la composante normale ne travaille pas (nous faisons l'hypothèse d'une turbine infiniment rigide dans ce travail et nous n'étudierons pas les interactions fluide-structure).

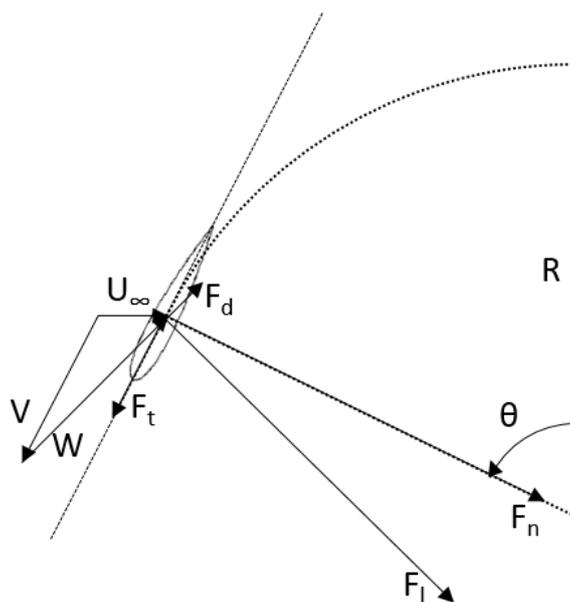


Figure 2.4 Schéma du triangle de vitesse sur un profil en rotation, avec les résultantes des forces tangentielles et perpendiculaires à la rotation

Pour chaque valeur de l'angle α , les forces hydrodynamiques peuvent être calculées. Cependant, les valeurs d'angle d'attaque α atteintes lors de la rotation sont différentes selon la vitesse de rotation de la machine. L'équation 2.6 permet de tracer en fonction du paramètre d'avance λ la courbe des valeurs prises au cours d'une rotation de la turbine. Cette courbe est illustrée en Figure 2.5. Nous observons que selon la vitesse de rotation de la turbine, les angles d'attaque peuvent dépasser plus ou moins fortement l'angle de décrochage statique. Les effets dynamiques ne sont dans un premier temps pas considérés (les pales sont supposées se déplacer infiniment lentement au cours de la rotation). Ce phénomène va être plus ou moins marqué au cours de la rotation, réduisant les performances de la turbine dans les domaines où l'angle de décrochage statique est dépassé.

Le phénomène de décrochage était présenté jusque là sans considérer les effets dynamiques : il s'agit du décrochage statique. Pour une pale en mouvement avec une variation de l'angle d'attaque au cours du temps, ce phénomène apparaît souvent pour des valeurs d'angle légère-

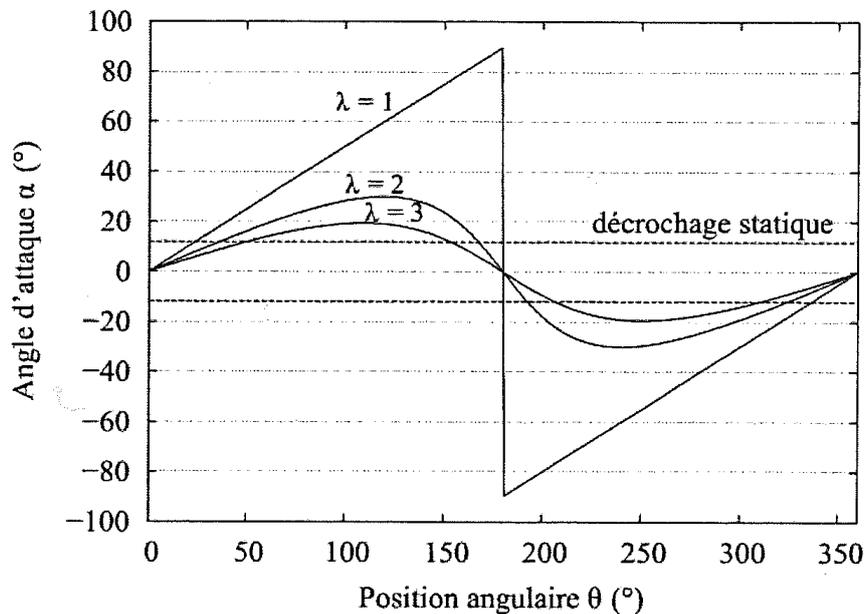


Figure 2.5 Angle d'attaque des pales de l'hydrolienne au cours de la rotation, en fonction du paramètre d'avance λ . Source: Bossard [86]

ment plus grandes, comme cela a été montré par McCroskey [87]. Il y a un retard au décrochage, et les courbes de coefficients de portance et de traînée sont fortement modifiées. Un effet d'hystérésis apparaît également et les forces ne sont pas les mêmes selon si l'angle est en train d'augmenter ou de diminuer pour une même valeur d'angle. Nous observons bien ce phénomène sur la Figure 2.6 qui présente les courbes de coefficients de force et de traînée mesurées pour le profil oscillant NACA0012 par Lee et Gerotakos [88]. Pour notre turbine Darrieus, l'angle de décrochage dynamique est plus élevé que l'angle de décrochage statique présenté en Figure 2.5, et ce phénomène n'apparaît que pour certaines valeurs de λ . Cela a été étudié en détails notamment dans la thèse de Bossard [86].

2.1.2.3 Forces totales appliquées sur la turbine Darrieus

Pour obtenir les forces appliquées sur la turbine entière, il faut additionner les forces appliquées sur les trois pales, sur les bras ainsi que sur l'arbre de la turbine si celui-ci est présent. Il est facile de projeter toutes ces forces dans un repère orthonormal fixe (O, x, y, z), défini par O le centre de la turbine, l'axe x la direction de l'écoulement, et l'axe z la verticale (l'axe de la turbine). Le dernier axe y est pris afin de former un repère orthogonal direct. En excluant l'arbre de la turbine qui n'est présent que sur le haut de la turbine (voir au Chapitre 3), celle-ci est symétrique selon le plan horizontal coupant ses pales et ses bras à mi-hauteur. Il n'y a donc pas de composante selon z, ou alors une très faible composante due à l'influence

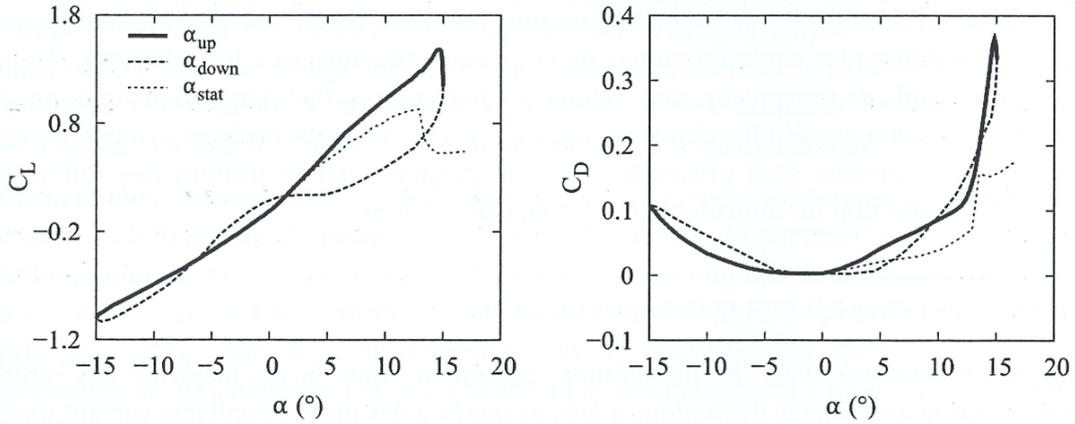


Figure 2.6 Coefficients de portance (à gauche) et de traînée (à droite) d'un profil oscillant NACA0012 sous des conditions de décrochage dynamique, en fonction de l'angle d'attaque. Source: Lee et Gerotakos [88]

de l'arbre que nous négligeons. Il ne reste que les composantes de force F_x et F_y . F_x est la composante selon la direction de l'écoulement (également notée T dans ce manuscrit), et correspond à la force de traînée de la turbine entière. F_y est la composante transverse de la force totale, et peut déterminer si le sillage se décale d'un côté ou de l'autre. Les coefficients de force C_x et C_y selon les directions x et y sont des paramètres adimensionnés, définis de manière similaire au coefficient de traînée ou de portance. Ils sont définis par :

$$C_{x,y} = \frac{F_{x,y}}{1/2\rho S U_\infty^2} \quad (2.7)$$

Dans cette équation, $S = 2RH$ est la surface projetée de l'hydrolienne (la surface projetée dans le plan perpendiculaire à l'écoulement).

Le couple de rotation appliqué sur la turbine est calculé en prenant le moment sur son axe des forces appliquées sur toutes les parties de la turbine. Il est noté Γ . Il est calculé pour la turbine sans prendre en compte le couplage mécanique au générateur (les pertes mécaniques et électriques ne sont donc pas prises en compte). Il sera parfois fait référence à ce couple sous la dénomination de couple hydraulique. La puissance hydraulique de la turbine P est calculée grâce à ce couple en fonction de la vitesse de rotation Ω :

$$P = \Gamma \Omega \quad (2.8)$$

Il est ensuite possible d'adimensionner cette puissance en fonction de la vitesse amont, pour obtenir le coefficient de puissance, défini de manière classique dans l'équation suivante :

$$C_p = \frac{P}{1/2\rho S (U_\infty)^3} \quad (2.9)$$

2.1.3 Les différents régimes de fonctionnement d'une turbine Darrieus

2.1.3.1 Dynamique turbulente de l'écoulement

L'écoulement dans la turbine dépend du paramètre d'avance décrit précédemment, mais aussi du nombre de Reynolds global de la turbine basé sur son diamètre $D = 2R$:

$$Re = \frac{U_\infty D}{\nu} \quad (2.10)$$

Dans le présent travail, plusieurs valeurs de Reynolds et de λ seront considérées. Les différentes structures tourbillonnaires créées par la turbine vont beaucoup influencer sur la forme et la longueur du sillage. Ces structures dépendent des deux paramètres cités précédemment. Des calculs LES réalisés par Guillaud [33] sur une géométrie de turbine très proche de la nôtre montrent les principaux vortex créés par la turbine Darrieus. Ils sont présentés sur la Figure 2.7. Nous retrouvons tout le long des pales les vortex créés par le phénomène de décrochage dynamique. Ils ont été analysés en détails par Brochier et al. [89]. Ces vortex se décrochent peu de temps après le passage des pales dans leur position la plus amont, et sont convectés d'un seul côté de la turbine, comme présenté sur la Figure 2.8. Pour cette raison, le sillage d'une turbine Darrieus est en général dissymétrique et se propage davantage du côté de ces lâchers tourbillonnaires, pour les points proches du point de fonctionnement optimum. Sur la Figure 2.7, d'autres vortex sont générés aux points de raccords entre les bras et les pales et réduisent les performances de l'hydrolienne. Ces vortex peuvent prendre la forme de tourbillons en fer à cheval et ont été étudiés par Pellone et al. [90]. Enfin, des vortex sont créés en bout de pale et réduisent également les performances. Tous ces vortex sont convectés, et augmentent le mélange turbulent dans le sillage.

2.1.3.2 Performances en fonction du paramètre d'avance

Les performances d'une hydrolienne peuvent être décrites en traçant la courbe de coefficient de puissance C_p en fonction du paramètre d'avance λ . Cette courbe est adimensionnée et permet de comparer les performances d'hydroliennes entre elles. Une telle courbe de performance est présentée qualitativement en Figure 2.9.

Les différentes zones de fonctionnement définies sur la courbe ont été décrites par Bossard [86].

- Pour de faibles paramètres d'avance (autour de $\lambda=1$), qui correspondent à une vitesse de l'écoulement forte par rapport à la vitesse de rotation de la turbine, les angles d'attaque sur les pales peuvent varier fortement et dépasser largement les angles de décrochage statique

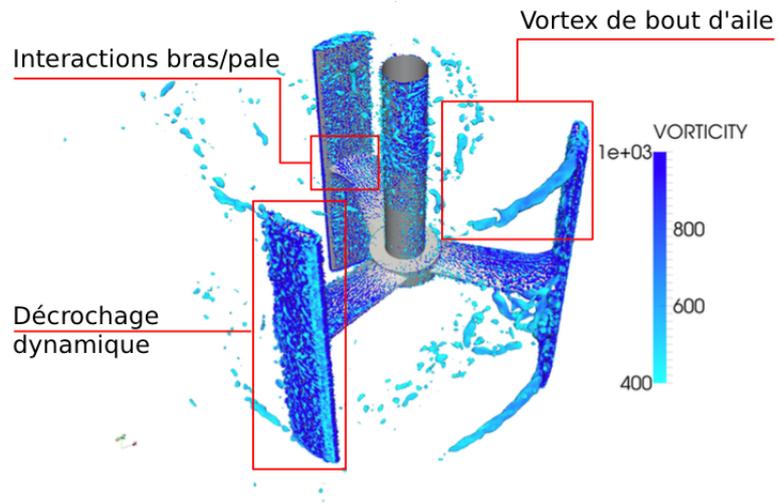


Figure 2.7 Vue des principaux vortex créés par l'écoulement sur la turbine, calculés par la méthode LES. Source: Guillaud [33]

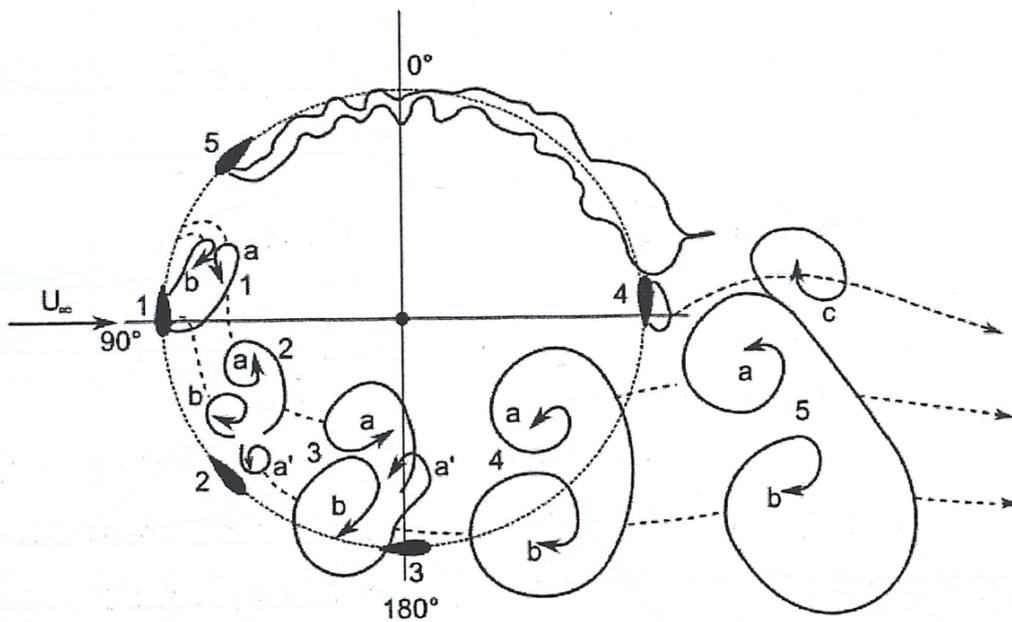


Figure 2.8 Principaux lâchers tourbillonnaires générés par le décrochage dynamique, proche du point de fonctionnement optimum. Source: Brochier et al. [89]

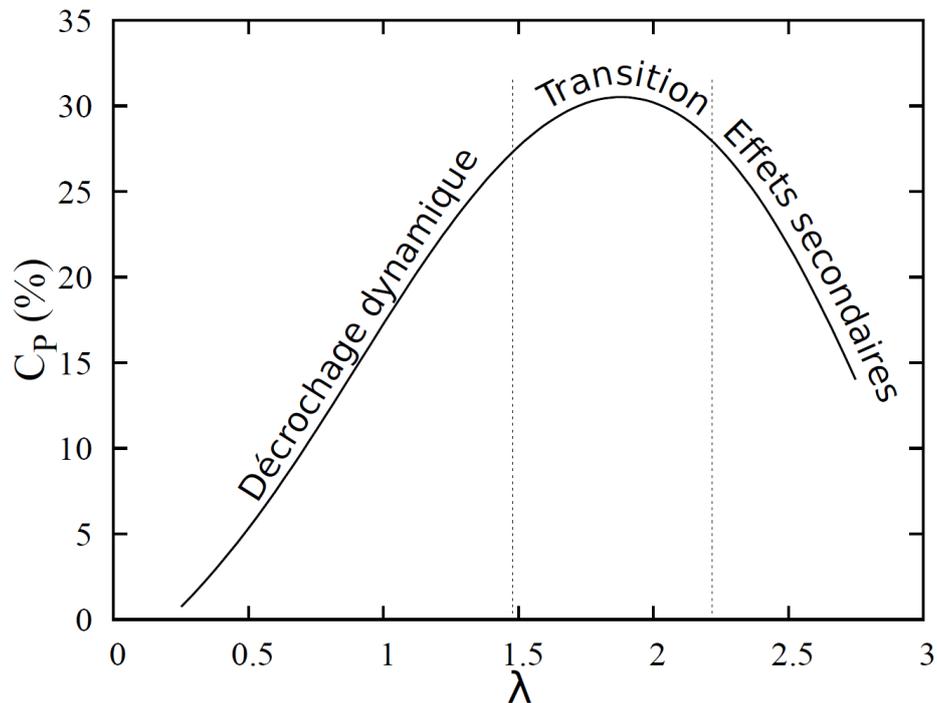


Figure 2.9 Courbe qualitative du coefficient de puissance d'une turbine Darrieus en fonction du paramètre d'avance. Source: Bossard [86]

ou dynamique. Les pales connaissent des décrochages intenses et les performances sont réduites.

- Pour des valeurs autour de $\lambda=2$, il y a une zone de transition pour laquelle l'écoulement le long des différentes parties de la turbine est le plus favorable. Il y a peu d'effets turbulents.
- Pour des paramètres d'avance élevés (autour de $\lambda=3$), qui correspondent à une forte vitesse de rotation de la turbine par rapport à la vitesse de l'écoulement, l'écoulement est moins favorable le long des différentes parties de la turbine et leur traînée est plus élevée. Les performances de la turbine s'en trouvent limitées.

Les valeurs $\lambda = 1$, $\lambda = 2$, $\lambda = 3$ seront étudiées par la suite dans cette thèse.

2.1.4 La conversion électrique

Une hydrolienne est conçue pour produire de l'électricité. La turbine, mise en rotation par le fluide, entraîne la rotation du rotor d'un générateur électrique. Un courant électrique est créé par le générateur, qui crée un couple électro-magnétique résistant sur l'arbre de l'hydrolienne.

Ce couple s'oppose à la rotation de la turbine. Cela permet notamment à la turbine de ne pas atteindre des vitesses trop élevées. Sans ce couple résistif, la turbine accélère et atteint une vitesse d'équilibre, appelée vitesse d'emballement.

La technologie du générateur influence le point de fonctionnement de la turbine. La plupart des constructeurs ajoutent un étage électronique afin de pouvoir choisir la vitesse de rotation du générateur et de la turbine. Mais nous pouvons imaginer des cas sans cette électronique, où la vitesse de rotation de l'hydrolienne est fixe, et imposée par le réseau électrique. Le modèle développé dans ce travail de thèse est capable de prendre en compte les deux types de condition, comme cela sera détaillé dans le Chapitre 5.

2.2 Les méthodes RANS pour le sillage turbulent d'une turbine Darrieus

Dans nos simulations numériques, les méthodes de résolution choisies doivent prendre en compte la turbulence, dont l'influence est non négligeable sur le sillage, tout en ayant des temps de calcul suffisamment faibles pour permettre le calcul de parcs d'hydroliennes. Les méthodes RANS ont été choisies puisqu'elles permettent de respecter ces critères, et restent simples d'utilisation.

2.2.1 Les équations de turbulence dans les modèles RANS

2.2.1.1 La fermeture des équations de turbulence

Les simulations RANS sont une famille de méthodes de CFD qui modélisent la turbulence de l'écoulement en introduisant plusieurs équations de turbulence pour résoudre les équations de Reynolds (décrites notamment dans l'ouvrage de Pope [91]). Lors de l'obtention des équations de Reynolds, une inconnue supplémentaire est introduite, le tenseur de Reynolds. Il est nécessaire d'ajouter des équations de fermeture pour calculer ce terme.

Les équations de Reynolds sont dérivées des équations de Navier-Stokes, en moyennant ces équations. Chaque valeur instantanée d'une grandeur ϕ peut s'écrire comme la somme de sa valeur moyenne de Reynolds $\langle \phi \rangle$, plus sa valeur fluctuante ϕ' :

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi' \quad (2.11)$$

La moyenne de Reynolds peut être définie de différentes façons. Pour un écoulement stationnaire, il s'agit de la moyenne temporelle. Pour un écoulement transitoire, il est parfois possible de réaliser expérimentalement une moyenne spatiale sur une petite zone autour du point considéré. Dans les méthodes RANS, la valeur moyenne et l'écart-type des parties fluctuantes sont utilisés au lieu de calculer des valeurs instantanées. Il faut donc considérer l'écoulement comme ayant une valeur moyenne (qui peut évoluer au cours du temps pour des calculs instationnaires), plus des fluctuations d'un certain écart-type qui caractérisent la turbulence.

Plusieurs modèles ont été développés pour réaliser la fermeture des équations de turbulence. Les méthodes RANS prennent en compte l'aspect turbulent de l'écoulement en calculant les moyennes des fluctuations turbulentes. Parmi ces méthodes, les modèles à deux équations sont privilégiés dans nos travaux, en particulier ceux qui ne nécessitent pas de redéterminer empiriquement les coefficients des équations dans le calcul.

2.2.1.2 Les modèles RANS à deux équations

Les grandeurs de turbulence k et ε ont été définies, notamment dans l'ouvrage de Pope [91], pour fermer les équations de turbulence. k est l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement, qui décrit l'intensité des fluctuations de l'écoulement. La vitesse instantanée de l'écoulement peut se décomposer en sa vitesse moyenne, dont les trois composantes sont notées U_x, U_y, U_z , plus sa fluctuation instantanée dont les trois composantes sont notées u'_x, u'_y, u'_z . La valeur efficace ou valeur rms (root mean square) de ces fluctuations instantanées donne une moyenne temporelle du carré des fluctuations. En utilisant l'opérateur $\langle X \rangle$ comme étant la moyenne temporelle de la variable X , les valeurs rms des fluctuations sont :

$$u_{x,y,z}^{rms} = \sqrt{\langle (u'_{x,y,z})^2 \rangle} \quad (2.12)$$

L'équation pour k est :

$$k = \frac{\langle (u'_x)^2 \rangle + \langle (u'_y)^2 \rangle + \langle (u'_z)^2 \rangle}{2} = \frac{(u_x^{rms})^2 + (u_y^{rms})^2 + (u_z^{rms})^2}{2} \quad (2.13)$$

ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. En utilisant la convention d'Einstein pour réaliser la somme sur les indices i, j et k qui représentent les composantes x, y et z , elle vaut:

$$\varepsilon = \nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \times \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right\rangle \quad (2.14)$$

Les modèles RANS utilisés dans nos travaux résolvent tous deux équations sur ces variables k et ε , ou sur deux variables liées à k et ε . Les spécificités des modèles k - ε , k - ω et k - ω -SST sont présentées ci-dessous.

Le modèle k - ε : Ce modèle développé par Launder et Spalding [92] résout deux équations de transport sur les variables k et ε définies précédemment. Ces variables sont calculées à chaque itération.

Le modèle k - ω : Ce modèle utilise la variable ω , définie comme:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{kC_\mu} \quad (2.15)$$

C_μ est une constante des modèles. La valeur standard $C_\mu=0.09$ est prise dans toutes nos simulations. La définition de ω peut légèrement varier selon les codes de simulation, mais c'est cette définition qui est utilisée dans le logiciel OpenFoam employé pendant cette thèse. Deux

équations sur k et ω , légèrement différentes des équations du modèle $k-\varepsilon$, sont ensuite résolues. Le modèle sous sa forme actuelle est décrit dans les travaux de Wilcox [93].

Le modèle $k-\omega$ -SST: Ce modèle a été développé dans sa version actuelle par Menter [94] pour combiner les avantages des modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$. L'équation loin des parois est calculée par le modèle $k-\varepsilon$. L'écoulement près des parois est calculée en utilisant les équations du modèle $k-\omega$. Une fonction de pondération permet de passer de manière continue d'un modèle à l'autre. Loin des parois, une légère différence existe toutefois avec le modèle $k-\varepsilon$: un limiteur sur la viscosité cinématique turbulente est ajouté afin de limiter cette viscosité, en particulier dans les zones de forte production turbulente. Cet effet est notamment décrit et utilisé dans le modèle Actuator Disk développé par Shives et Crawford [95].

Tous ces modèles utilisent l'hypothèse d'isotropie pour les fluctuations de vitesse. Cela implique:

$$\langle (u'_x)^2 \rangle = \langle (u'_y)^2 \rangle = \langle (u'_z)^2 \rangle, \text{ soit } k = 3/2 \langle (u'_x)^2 \rangle \quad (2.16)$$

Cette hypothèse d'isotropie pourra être confrontée aux résultats expérimentaux. Les différentes composantes des fluctuations de l'écoulement mesurées seront comparées à la composante $\langle (u'_x)^2 \rangle$ obtenue dans le modèle numérique à partir de k en utilisant l'équation 2.16. Enfin, l'intensité turbulente de l'écoulement I_{turb} peut être définie. Elle représente le rapport des fluctuations de vitesse par rapport à la vitesse moyenne. Son équation est:

$$I_{turb} = \frac{\sqrt{2/3k}}{U} = \frac{\sqrt{\frac{\langle (u'_x)^2 \rangle + \langle (u'_y)^2 \rangle + \langle (u'_z)^2 \rangle}{3}}}{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} \quad (2.17)$$

La viscosité cinématique turbulente ν_t est utilisée lors des calculs. Elle est définie dans le modèle $k-\varepsilon$ par:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.18)$$

La définition correspondante dans le modèle $k-\omega$ ou $k-\omega$ -SST est:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (2.19)$$

Enfin, une échelle caractéristique de la turbulence est couramment utilisée dans les modèles de turbulence. Dans le logiciel OpenFoam, elle est définie par :

$$l_t = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.20)$$

2.2.1.3 Les lois de paroi dans les modèles RANS

Le développement des couches limites le long des parois est un aspect complexe des codes de CFD. En fonction de la taille des mailles et du type d'écoulement dans les mailles proches des parois, différentes approches doivent être employées, présentées en Figure 2.10:

- soit une loi de paroi est implémentée pour calculer la vitesse, la pression et les grandeurs turbulentes par de nouvelles équations sans résoudre les équations de transport (équations de Navier-Stokes et équations de turbulence classiques) dans la maille la plus proche de la paroi (à gauche sur la Figure 2.10);
- soit les mêmes équations de transport que dans le reste du domaine sont employées, dans ce cas elles doivent être adaptées et les mailles proches de la paroi doivent être suffisamment fines (c'est l'approche "proche paroi" à droite sur la Figure 2.10). Des fonctions d'amortissement peuvent alors être ajoutées dans l'expression de la viscosité turbulente pour tenir compte de la décroissance de la turbulence dans la zone de proche paroi.

Concrètement, la plupart des codes actuels sont capables de passer automatiquement d'une approche à l'autre selon la taille des mailles utilisées. Mais afin d'obtenir de meilleurs résultats les maillages doivent être adaptés au modèle utilisé. Le paramètre y^+ calculé au cours des simulations permet de vérifier que l'on reste dans le cas correct d'écoulement pour le modèle utilisé. Ce paramètre adimensionné est défini en fonction de la vitesse de frottement u_τ et de la distance à la paroi du centre de la première maille y (dans certains codes la distance y peut être choisie différemment mais reste représentative de la taille de la première maille dans la direction orthogonale à la paroi). Nous avons:

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2.21)$$

La vitesse de frottement s'exprime en fonction de la contrainte de frottement pariétale τ_w :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.22)$$

L'approche employée pour résoudre l'écoulement proche paroi est listée en fonction modèle de turbulence utilisé :

- **Modèle k- ϵ** : dans ce modèle, la couche limite doit être turbulente et la loi de paroi du modèle k- ϵ est utilisée. Ce modèle est valide lorsque les valeurs y^+ sont comprises entre 30 et 300 environ.

- **Modèles $k-\omega$ et $k-\omega$ -SST:** dans ces modèles, l'approche "proche paroi" est employée. Cela nécessite des valeurs y^+ inférieures à 3 environ et il n'y a pas de loi de paroi, à part lorsque le critère sur y^+ n'est plus respecté. Dans ce cas une loi de paroi est utilisée avec les risques d'erreur de modélisation que cela comporte.

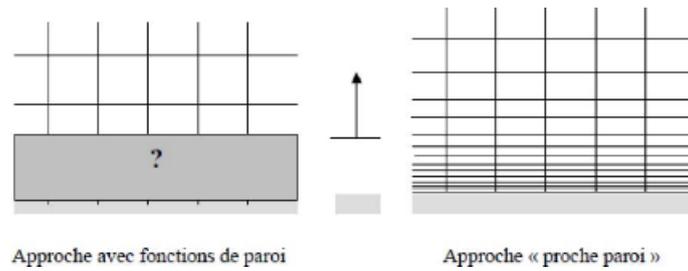


Figure 2.10 Les deux approches pour modéliser l'écoulement proche paroi. Source: Hervouet [4]

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Au cours du projet, une grande importance est accordée aux mesures expérimentales pour permettre à la fois de construire le modèle numérique et de le valider pour plusieurs conditions d'écoulement. Il a été vu en introduction que le niveau de turbulence amont influence grandement la longueur de sillage d'une turbine axiale. Une étude expérimentale détaillée de l'influence de la turbulence amont sur les performances d'une turbine Darrieus reste à réaliser.

De nouvelles expérimentations ont été effectuées dans ce but, en utilisant différentes grilles de turbulence en amont de la turbine. De plus, la mesure des efforts totaux exercés sur la turbine dans deux directions doit permettre d'interpoler les forces à appliquer dans le modèle simplifié pour différentes conditions d'écoulement incident. Des mesures PIV permettent quant-à-elles de connaître la forme du sillage généré dans chaque cas d'écoulement. Les caractéristiques du tunnel d'essai sont présentées en premier lieu, puis les caractéristiques de la turbine Darrieus et son instrumentation font l'objet d'une seconde partie. Enfin les résultats obtenus sont présentés en dernière partie.

3.1 Caractérisation du tunnel d'essai

Deux campagnes d'essais ont eu lieu dans le tunnel hydrodynamique TH2 du CERG, à Pont-de-Claix. La première campagne de mesures réalisée au printemps 2017 a permis de caractériser les profils de vitesse et turbulence dans le tunnel, sans turbine, pour trois niveaux de turbulence générés. Des mesures Laser Doppler Velocimetry (LDV) ont été réalisées.

3.1.1 Présentation du tunnel d'essai



Figure 3.1 Photo de la section d'essai du tunnel TH2 du CERG (partie en jaune). L'écoulement a lieu de droite à gauche sur cette photo

Les essais ont été réalisés dans le tunnel hydrodynamique TH2 de l'entreprise CERG à Grenoble. C'est un tunnel à écoulement en charge autorisant des vitesses jusqu'à 6 m/s. Il s'agit d'un grand moyen d'essai, qui nécessite l'usage d'un pont roulant pour les diverses interventions. La précision des mesures ne peut par conséquent pas être aussi fine qu'en laboratoire, notamment au niveau du positionnement des instruments de mesure. Une pompe hélice à vitesse de rotation variable entraîne l'écoulement de l'eau. Elle est située 13,6 m sous le niveau du milieu de la section d'essai afin de ne pas caviter. Les grandes dimensions de la boucle d'essai, présentée en Figure 3.2, et de la ligne droite précédant la section d'essai (environ 8 m entre le coude et le début de la section d'essai), font que l'écoulement est établi

dans la zone d'essai. Des sections convergentes sont utilisées pour stabiliser l'écoulement et augmenter sa vitesse.

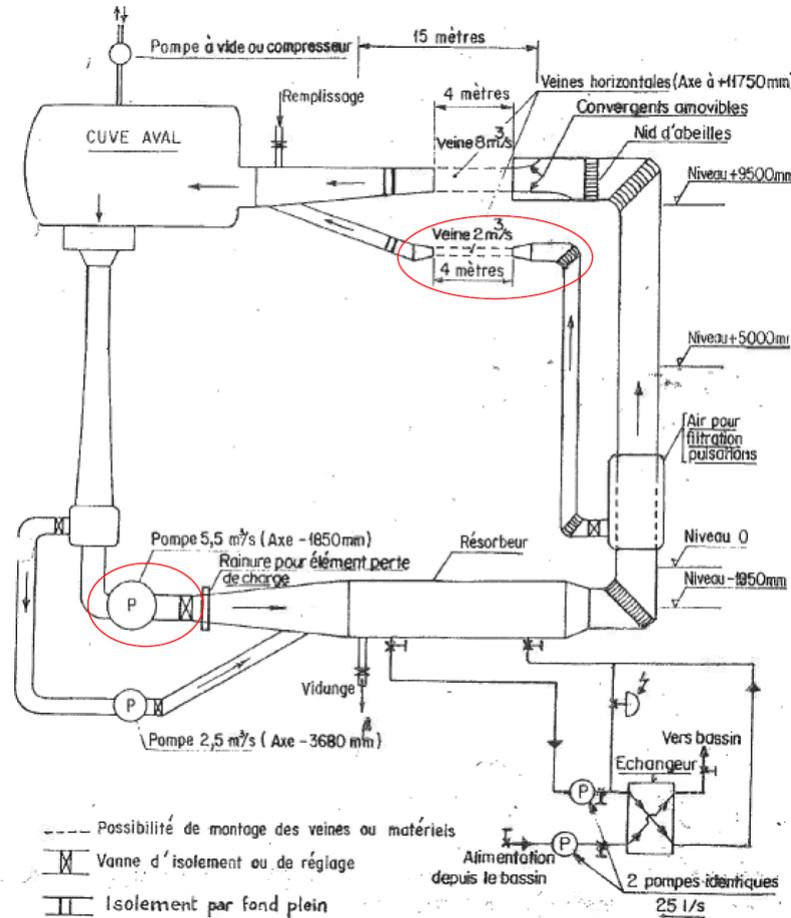


Figure 3.2 Plan des boucles TH2 et TH8 du CERG. La section d'essai TH2 et la pompe utilisée sont entourées en rouge ; les sections en parallèle de celles-ci sont by-passées

La section d'essai s'étend sur environ 3 m de long, avec une largeur de 60 cm et une hauteur de 55,5 cm. Elle est visible en Figure 3.3. Des hublots de part et d'autre permettent les mesures LDV et PIV seulement à certains endroits du tunnel. Il y a notamment une discontinuité sur les plans PIV du fait d'une interruption des hublots. Afin de rendre l'écoulement plus uniforme, des sections convergentes sont présentes en amont de la section d'essai. Deux convergençs symétriques placés sur les parois latérales du tunnel permettent de passer d'une largeur de 1 m à une largeur de 60 cm. Directement après cette section, un convergent asymétrique présent uniquement sur le bas du tunnel (visible en Figure 3.3) permet de passer d'une hauteur de 85 cm à la hauteur d'essai de 55,5 cm. Des grilles de turbulence peuvent être ajoutées dans le tunnel au niveau de la fin de ce convergent, 91 cm à l'amont de l'axe de la turbine.

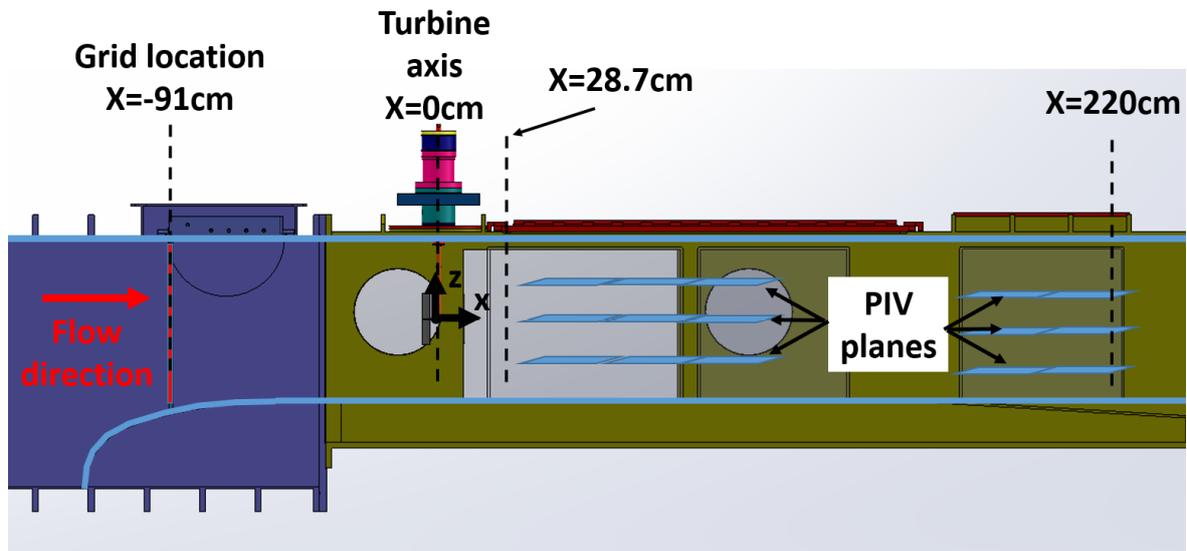


Figure 3.3 Vue schématique de la section d'essai du tunnel hydrodynamique équipé de la turbine Darrieus, et de la position approximative de trois plans PIV horizontaux

La température de l'eau varie relativement peu selon les mois de l'année, du fait de la présence d'un très grand réservoir. La température dans le réservoir varie entre 11 °C et 13 °C. La température de la boucle peut augmenter au cours des journées d'essai puisqu'il s'agit d'une boucle fermée. Des températures d'eau comprises entre 12 °C et 15 °C ont été mesurées entre décembre 2017 et avril 2018. La pression statique dans le tunnel diminue légèrement au cours du temps du fait de légères fuites. Elle doit être réglée avant les mesures en admettant davantage d'eau dans la boucle. Au cours des mesures, elle varie peu (0,1 bar en une journée) et est maintenue entre 1,3 bars et 1,05 bars (pression absolue). En dessous de 1 bar, de l'air entre par les fuites et le tunnel n'est plus entièrement rempli.

Un tube de Prandtl (avec une prise de pression totale face à l'écoulement et des prises de pression statique perpendiculaires à l'écoulement) permet de mesurer la pression dynamique afin d'obtenir directement la vitesse de l'écoulement dans le tunnel, notée U_{tunnel} . La sonde est située à 21,6 cm de la paroi supérieure du tunnel (loin des parois dans la zone pleinement turbulente), 2,6 m en amont de la turbine (donc avant la section convergente), et à mi-largeur du tunnel. Il faut relier la vitesse mesurée par le tube de Prandtl à l'amont du convergent à la vitesse dans notre zone de mesure. Elle est constante dans toute la partie centrale du tunnel puisque nous avons un écoulement turbulent (cela a été vérifié par mesures LDV en partie 3.1.2.3).

Pour tous les résultats présentés dans ce travail de thèse, le même repère orthonormé (O,x,y,z) est utilisé pour repérer les coordonnées des différentes mesures et éléments. L'axe x est aligné avec la direction théorique de l'écoulement dans le tunnel (parallèle aux parois

latérales du tunnel). L'axe z est la direction verticale dans le hall d'essai. L'axe y en est déduit pour former un repère orthonormé direct. Le centre du repère O est le centre de la turbine : il est situé sur l'axe de la turbine, dans le plan à mi-hauteur des pales et des bras de la turbine. Ce repère est visible en Figure 3.3. **La turbine n'est pas exactement centrée dans le tunnel : son centre est décalé de -5 cm dans la direction y . Étant donné que ce centre sert de position zéro pour le repère utilisé, le centre du tunnel est situé à l'ordonnée $y=+5$ cm.**

3.1.1.1 Étalonnage de la sonde de Prandtl

Les mesures de vitesse de la sonde de Prandtl (ou tube de Pitot) fluctuent fortement au cours du temps. Une comparaison aux mesures LDV permet de dire que ces fluctuations ne sont pas réelles, et ne sont notamment pas dues à des fluctuations de vitesse de la pompe hélicoïdale entraînant le fluide dans le tunnel. Cette comparaison est présentée en Figure 3.4. Les mesures LDV utilisées ne sont pas réalisées spécialement pour vérifier ce problème, mais sont réalisées avec un changement de position x au cours du temps. Au cours du temps, on observe donc sur la courbe des interruptions de mesure lorsque le chariot se déplace selon x . Les mesures sont réalisées au milieu de la section d'essai selon la hauteur et la largeur. Les mesures sont présentées dans le cas avec grille régulière de turbulence, sans turbine. Ces mesures sont exploitables puisque la vitesse de l'écoulement dans le tunnel est constante selon x pour cette grille de turbulence (cela sera vérifié ultérieurement). Une mesure de vitesse est réalisée à chaque fois qu'une particule dans le fluide est détectée par le système LDV (voir en partie 3.1.2.1), et les acquisitions n'ont pas lieu à une période constante. Cependant, une période moyenne de 15 ms est constatée entre chaque acquisition. Afin de se rapprocher de la vitesse moyenne de l'écoulement et de faire fi des fluctuations turbulentes des particules, une moyenne glissante sur 100 points est réalisée. Cela permet d'obtenir une estimation de la vitesse moyenne sur 1,5 s environ (en rouge sur la Figure 3.4). Les acquisitions de la sonde de Prandtl ont été réalisées un jour différent, mais pour la même vitesse de tunnel, à une fréquence de 8 Hz. Une moyenne glissante sur 12 points permet d'obtenir la moyenne de la vitesse sur la même période de temps, soit 1,5 s (en cyan sur la Figure 3.4).

On observe de plus grandes fluctuations sur ces mesures que pour les mesures LDV, alors qu'il ne devrait pas être nécessaire de réaliser une convergence statistique sur cet instrument de mesure. De plus, les fluctuations observées sur le signal temporel n'ont pas la même fréquence dans les deux cas. Une transformée rapide de Fourier (FFT en anglais) n'a permis d'identifier aucune fréquence particulière dans les deux signaux. Pour les signaux LDV, les fluctuations mesurées sont les fluctuations turbulentes de l'écoulement. Pour le tube de Pitot, les fluctuations ne sont pas réelles et sont probablement dues à un bruit de mesure, peut-être du bruit électronique de la sonde elle-même. Pour obtenir la vitesse moyenne à partir des

mesures de la sonde de Prandtl, une moyenne sur un plus long temps (3 minutes minimum) est nécessaire. Dans ce cas la mesure est plus précise puisqu'un calage sur les mesures LDV est réalisé dans le paragraphe suivant.

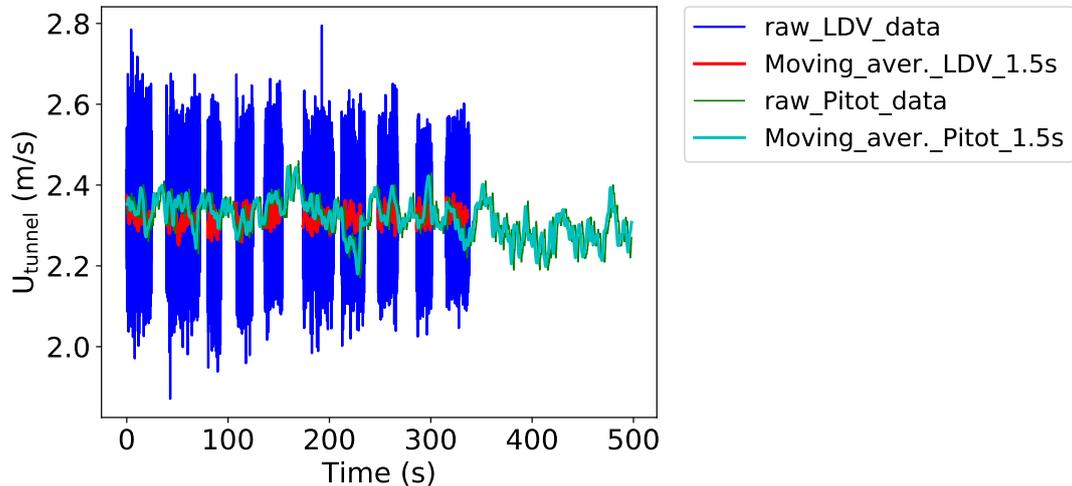


Figure 3.4 Mesures instantanées d'écoulement par LDV et tube de Pitot, ainsi que les moyennes glissantes sur 1,5 s de ces mesures

La sonde de Prandtl a été réétalonnée grâce aux mesures LDV afin de donner la vitesse axiale de l'écoulement dans la section d'essai. Elle ne présente pas de dérive temporelle perceptible sur une journée d'essais. Nous supposons que la mesure de vitesse axiale réalisée par LDV présente très peu d'erreurs, ce qui sera vérifié plus tard par comparaison aux mesures PIV sans turbine. Le réétalonnage est réalisé en traçant pour différentes vitesses du tunnel la vitesse moyenne mesurée au niveau du tube de Prandtl en fonction de la vitesse LDV. Les mesures LDV sont réalisées sans turbine, au milieu de la section d'essai dans les directions y et z , et sont décrites en détail en partie 3.1.2. La courbe en Figure 3.5 présente ces résultats. Une interpolation par une fonction affine donne l'équation suivante :

$$f(X) = 2,3773X - 0,0475 \quad (3.1)$$

Cette équation est entrée directement dans l'Euroterm (le contrôleur de la sonde de Prandtl) afin d'afficher désormais la vitesse du tunnel au niveau de la section d'essai. Le coefficient de détermination est très bon et vaut $R^2=0,9999$. La définition du coefficient de détermination R^2 nous permet d'estimer l'erreur maximale réalisée sur cette interpolation. Par définition :

$$R^2 = 1 - \frac{SCR}{SCT} \quad (3.2)$$

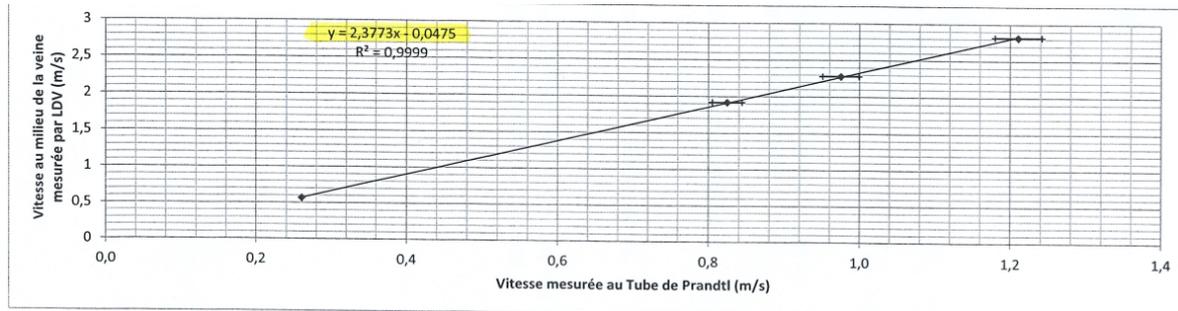


Figure 3.5 Courbe d'étalonnage de la sonde de Prandtl

SCR est ici la somme des carrés des erreurs, et SCT la somme des carrés totaux. Le pire des cas consiste à avoir une seule mesure de vitesse qui dévie de la courbe de régression de la valeur ΔU_{interp} . Cela mène à :

$$R^2 = 1 - \frac{\Delta U_{interp}^2 + 0 + 0 + 0}{2,8^2 + 2,3^2 + 1,8^2 + 0,6^2} = 0,9999 \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow \Delta U_{interp} = \sqrt{0,0001 \times (2,8^2 + 2,3^2 + 1,8^2 + 0,6^2)} = 0,0409 \text{ m/s.}$$

Cela donne à $U_{tunnel}=2,3$ m/s une erreur relative de $\pm 1,8$ %. Nous avons également accès à des mesures PIV réalisées sans turbine dans les cas sans grille et avec grille fractale, dans le plan d'altitude $z=1$ cm, très proche de la mesure LDV. Des mesures du tube de Pitot réétalonné ont été comparées aux mesures PIV, pour une même vitesse moyenne du tunnel, cependant pas de manière simultanée. Pour une mesure du tube de Pitot $U_{tunnel}=2,36$ m/s, la mesure PIV donne des vitesses entre 2,36 m/s et 2,38 m/s, soit un écart inférieur à $\pm 0,9$ % (pour obtenir la vitesse moyenne à partir des données PIV, la vitesse est moyennée spatialement dans une zone où la mesure est peu bruitée). Pour d'autres mesures disponibles l'erreur ne dépasse pas $\pm 0,02$ m/s. Cela prouve que l'étalonnage a été bien réalisé, avec une erreur inférieure à $\pm 0,9$ %. Cela prouve aussi que les mesures LDV et PIV possèdent une incertitude inférieure à $\pm 0,9$ % à cette vitesse, sauf si les deux systèmes présentent une dérive dans la même direction, ce qui est très improbable.

3.1.1.2 Incertitude sur la vitesse dans le tunnel lors des essais

Comme indiqué précédemment, la vitesse de l'écoulement dans le tunnel lors des essais est mesurée par le tube de Pitot. Les incertitudes sur cette vitesse proviennent de différentes sources :

- L'incertitude sur l'étalonnage du tube de Pitot, vue au paragraphe précédent. Nous avons vu avec la comparaison aux mesures PIV qu'elle est inférieure à $\pm 0,02$ m/s, soit $\pm 0,9$ % à la vitesse du tunnel de 2,3 m/s. C'est une incertitude qui prend en compte les incertitudes de mesures PIV ou LDV, donc ce n'est pas un biais de mesure.
- La fluctuation due aux variations de vitesse de rotation de la pompe. En comparant de nombreux enregistrements LDV sur une durée de 5 min, la variation de vitesse de l'écoulement observée est inférieure à 0,025 m/s pour une vitesse de tunnel de 2,3 m/s, soit 1,1 % d'erreur à cette vitesse. De plus, des mesures de la sonde de Prandtl enregistrées sur une journée entière sans modification de la vitesse de la pompe permettent de dire qu'il n'y a pas de dérive temporelle de la vitesse dans le tunnel sur les temps de mesure.
- L'erreur due au positionnement manuel de la vitesse. La vitesse est réglée manuellement jusqu'à obtenir la bonne mesure de vitesse sur la sonde de Prandtl. Cependant, la commande de vitesse de la pompe est un bouton poussoir et ne permet pas d'être très précis sur ce réglage. Une erreur maximale de $\pm 0,07$ m/s sur la valeur de consigne a été constatée au cours des différents enregistrements. A la vitesse de 2,3 m/s, cela correspond à une erreur de $\pm 3,0$ %. Cependant, la vitesse du tunnel est enregistrée par la sonde de Prandtl et cela permet de corriger les données lorsqu'elle est trop différente de la vitesse de consigne. Cette correction est réalisée pour obtenir les coefficients de puissance et les coefficients de force de la turbine. Dans ce cas, cette erreur n'est plus considérée. La correction n'a par contre pas pu être réalisée pour les mesures PIV de sillage.

Le Tableau 3.1 permet de récapituler ces erreurs pour différentes vitesses d'écoulement. **A la vitesse d'écoulement de 2,3 m/s, l'erreur totale sur la vitesse est de $\pm 5,0$ %, et est abaissée à $\pm 2,0$ % lorsque la correction entre vitesse de consigne et vitesse mesurée par la sonde Prandtl est réalisée.** Une différence est à noter entre les biais qui seront systématiquement retrouvés lorsqu'on impose une vitesse au tunnel, et les fluctuations des mesures. Lorsqu'une courbe est tracée sans modifier la vitesse du tunnel entre les différents points de mesure, l'incertitude pour chaque point est égale au biais (identique pour chaque point) plus l'incertitude propre à chaque point de mesure, qui vaut seulement ± 2 % à la vitesse de 2,3 m/s. La dernière colonne du Tableau 3.1 indique si l'incertitude est un biais (symbole X) ou une fluctuation (aucun symbole).

Source d'erreur	Erreur absolue	Erreur relative	Erreur $U_{tunnel}=1,3\text{m/s}$	Erreur $U_{tunnel}=2,3\text{m/s}$	Biais
Incertitude étalonnage	$\pm 0,02$ m/s	—	$\pm 1,5$ %	$\pm 0,9$ %	
Fluctuation pompe	$\pm 0,025$ m/s	—	$\pm 1,9$ %	$\pm 1,1$ %	
Erreur positionnement manuel	$\pm 0,07$ m/s	—	$\pm 5,4$ %	$\pm 3,0$ %	X
Total erreurs sans correction vitesse consigne	$\pm 0,105$ m/s	—	$\pm 8,8$ %	± 5 %	
Total erreurs avec correction vitesse consigne	$\pm 0,045$ m/s	—	$\pm 3,4$ %	± 2 %	

Tableau 3.1 Tableau des erreurs de mesure sur la moyenne temporelle de la vitesse de l'écoulement dans le tunnel

3.1.2 Caractérisation des vitesses et de la turbulence du tunnel

Les niveaux de vitesse et de turbulence dans le tunnel ont été mesurés au préalable, sans hydrolienne, principalement par la méthode Laser Doppler Velocimetry (LDV). Cela permet d'observer si l'écoulement arrivant sur la turbine est homogène et de connaître les caractéristiques de la turbulence. Les mesures ont été réalisées à différentes positions derrière un hublot latéral, pour plusieurs vitesses du tunnel.

3.1.2.1 Description du système LDV

La mesure LDV est effectuée grâce à un système laser Dantec à deux doublets de faisceaux. Les deux doublets ont des longueurs d'onde différentes, de 532 nm et 561 nm. Les deux faisceaux de chaque doublet sont émis avec un certain angle, afin de se croiser dans la zone de mesure. Dans cette zone, des interférences de frange apparaissent. Une particule qui passe dans cette zone est successivement éclairée ou non. Le signal réfléchi par la particule permet de remonter à sa vitesse (voir en Figure 3.6).

Les deux faisceaux dans le plan horizontal donnent la mesure de vitesse dans la direction x . Les deux faisceaux du plan vertical donnent la mesure de vitesse dans la direction z . Le système LDV est installé sur le côté gauche du tunnel dans le sens de l'écoulement ($y > 0$), à l'opposé du système PIV (installé du côté droit $y < 0$). Un seul hublot permet les mesures LDV. La Figure 3.7 montre le système laser en train d'acquérir un point de mesure à travers ce hublot.

Un système de déplacement motorisé permet les déplacements du laser dans les directions x , y et z . Cependant, du fait de la taille du hublot et de la conception du support du chariot, les mesures étaient limitées entre $x=13$ cm et $x=72$ cm après l'axe de la turbine; $y=+33,4$ cm et $y=-7,9$ cm; et $z=+20,3$ cm et $z=-6,7$ cm. Une coupe verticale du tunnel dans le plan $y=+5$

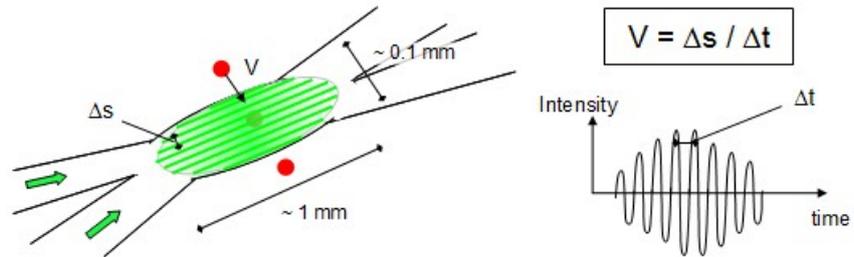


Figure 3.6 Principe d'obtention du signal LDV lorsqu'une particule traverse la zone de mesure. Source: Ven Te Chow Hydrosystems Lab, University of Illinois (<http://vtchl.illinois.edu/facilities/experimental-facilities/3-d-laser-doppler-velocimetry-ldv-system>)

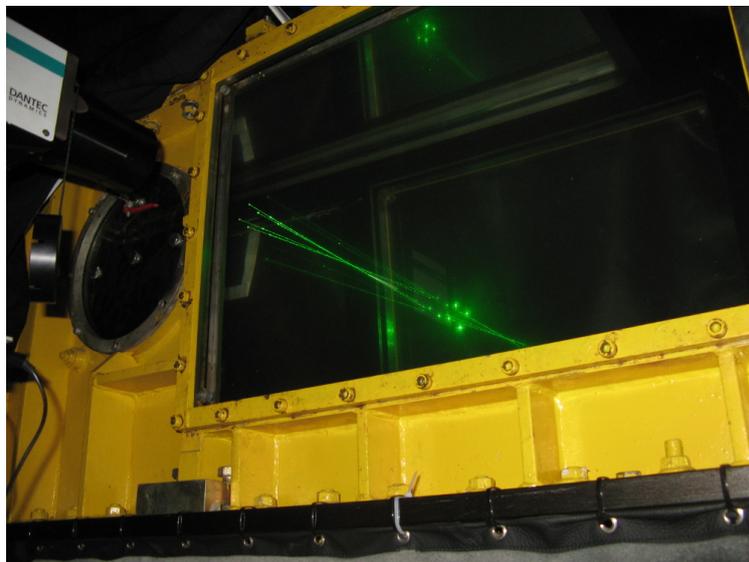


Figure 3.7 Photo du système LDV installé au CERG lors de l'acquisition d'un point de mesure

cm, et une coupe horizontale dans le plan $z=0$ cm, sont présentées en Figure 3.8. Les bordures noires verticales correspondent aux limites verticales du hublot de mesure, et les bordures noires horizontales correspondent aux parois du tunnel dans la largeur (600 mm) sur l'image a, et la hauteur (555 mm) sur l'image b. Les mesures ont été réalisées selon les profils verticaux en vert, horizontaux selon x en jaune, transverses selon y en bleu. Elles ont été effectuées pour chaque grille de turbulence.

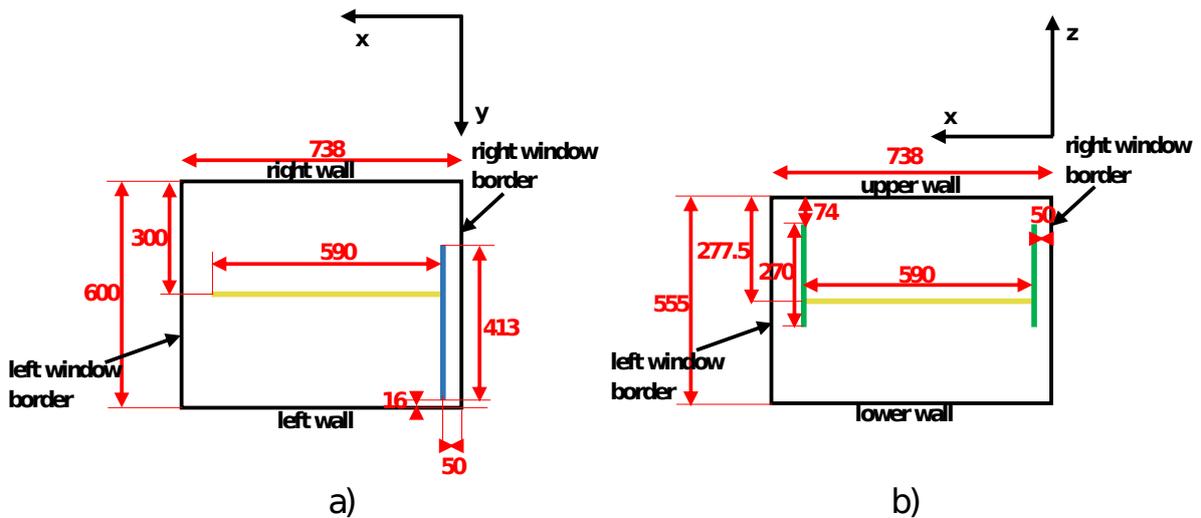


Figure 3.8 Positions des profils LDV mesurés à travers le hublot : a) dans le plan horizontal $z=0$ cm ; b) dans le plan vertical du milieu du tunnel $y=+5$ cm

L'incertitude sur la position de référence x , y et z est estimée à $\pm 0,5$ cm pour chaque direction. Lors des mesures, un point tous les 5 cm est relevé pour le profil selon x , un point tous les 2 cm pour les profils selon z , et un point tous les 4 cm pour la mesure selon y . Dans la direction y , il faut tenir compte de la réfraction du faisceau sur les parois du hublot et dans l'eau pour calculer la position du chariot du laser. Un calcul optique présenté en Figure 3.9 permet de dire qu'il faut un déplacement de 3 cm du chariot dans l'air pour avancer le point de mesure de 4 cm dans l'eau. C'est ce qui a été effectué lors des mesures. 2000 acquisitions sont réalisées pour chaque point de mesure LDV, ce qui permet de réaliser des statistiques sur les grandeurs turbulentes.

3.1.2.2 Utilisation des grilles de turbulence dans le tunnel

Afin de contrôler la turbulence dans le tunnel, 2 grilles de turbulence ont été fabriquées en acier inoxydable. Elles ont été réalisées par la technique de découpe au jet d'eau sous pression, car l'épaisseur était trop grande pour une découpe au laser classique (cela posait un problème d'échauffement du matériau). Elles peuvent être installées au niveau de la fin du convergent,

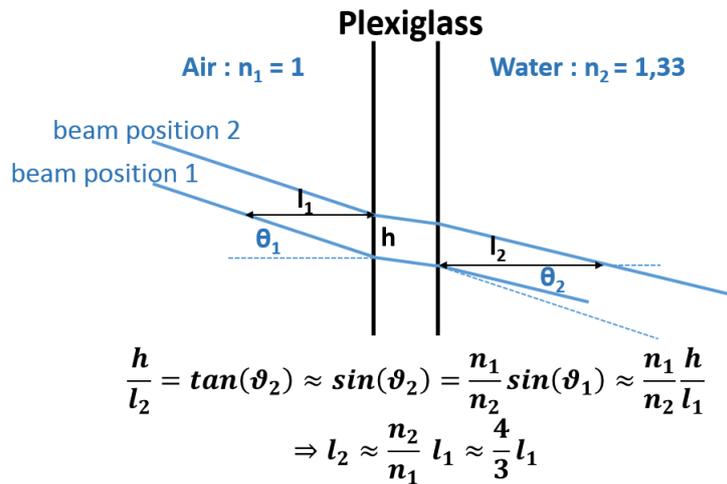


Figure 3.9 Calcul du déplacement l_2 dans l'eau entre deux points de mesure séparés par la distance l_1 dans l'air

91 cm avant l'axe de la turbine (voir Figure 3.3). Cette position doit permettre d'obtenir une turbulence relativement homogène et isotrope au niveau de la turbine. Les grilles occupent une section carrée de 60 cm par 60 cm au niveau du convergent, et leur épaisseur est de 10 mm dans la direction x. Trois cas de turbulence sont traités. L'étude de ces cas a été réalisée dans le mémoire de Makhour [96] mais est résumée ci-dessous:

- Le cas sans grille de turbulence, où seule la turbulence résiduelle dans le tunnel existe, due aux coudes, aux couches limites de paroi, et aux sections convergentes abruptes (cf Annexe A).
- Le cas avec grille de turbulence régulière, présentée en Figure 3.10.a. Les barreaux ont une épaisseur de 12,5 mm dans les directions y et z. La distance (appelée maillage) entre le centre de deux barreaux est de 50 mm. Selon Mohamed et Larue [97], la turbulence devient homogène à partir de 25 à 50 fois la taille du maillage à l'aval de la grille, soit à partir de 1,25 à 2,5 m. Dans notre cas, la turbine est placée 91 cm à l'aval de la grille et nous respectons presque les critères, qui sont très restrictifs. L'intensité turbulente en aval de la grille doit suivre une loi de décroissance en puissance d'après la même étude.
- Le cas avec grille fractale, présentée en Figure 3.10.b. Elle doit permettre d'atteindre une intensité turbulente et des échelles de turbulence plus grandes. La grille possède un motif qui se répète de manière de plus en plus petite (d'où la dénomination grille fractale), afin de créer une grande plage d'échelles de turbulence. Les motifs utilisés sont des carrés imbriqués. Les carrés ont des côtés de longueur L_0, L_1, L_2, L_3 , et des épaisseurs T_0, T_1 ,

T_2 , T_3 , tels que pour chaque indice i :

$$\frac{L_{i-1}}{L_i} = 1,65 \quad \text{et} \quad \frac{T_{i-1}}{T_i} = 2,25 \quad (3.4)$$

Les dimensions de la première maille sont $L_0 = 150$ mm, et $T_0 = 10$ mm. La solidité obtenue pour la grille entière vaut 0,39. Des simulations menées par méthode DNS par Laizet et al. [98] montrent que l'écoulement derrière ce type de grille n'est pas homogène. L'évolution de l'intensité turbulente le long de l'écoulement est très dépendante de la position choisie derrière la grille, et en général ne suit pas de loi de décroissance en puissance.

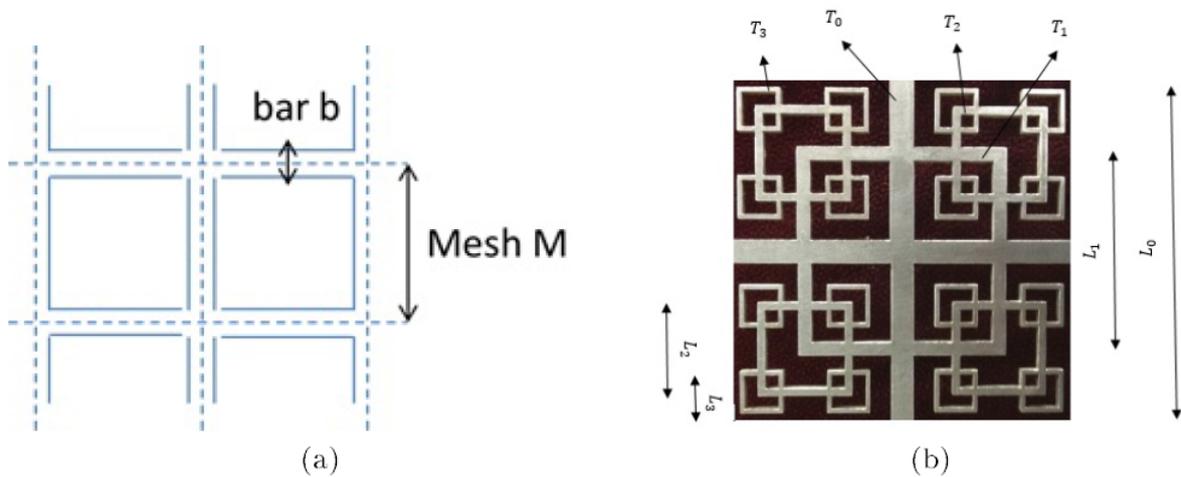


Figure 3.10 Les deux grilles de turbulence utilisées: a) grille régulière b) grille fractale. Source: Makhour [96]

3.1.2.3 Niveaux de vitesse et turbulence mesurés

Les mesures LDV de l'écoulement dans le tunnel en l'absence de turbine sont présentées ci-dessous. Elles sont comparées à des mesures PIV réalisées également sans turbine, pour certains cas d'écoulement. Les mesures PIV n'ont pas été réalisées pour tous les cas. Elles ont été réalisées seulement pour les cas sans grille et avec grille fractale, et uniquement dans le plan horizontal d'altitude $z=1$ cm. Les mesures sont faites au travers de hublots installés seulement en certaines portions du tunnel, ce qui explique qu'elles ne soient pas réalisées aux mêmes emplacements entre la PIV et la LDV (voir en partie 3.2.5 pour les détails). La position $x=0$ cm correspond à l'axe de la turbine. Concernant les mesures PIV, grâce à l'angle des rayons de la caméra et du laser, des mesures ont pu être réalisées quelques centimètres derrière les brides des hublots. Cependant l'éclairage n'était pas optimal et le signal reconstruit présente

des erreurs dans ces zones. Ces zones où les mesures sont erronées sont grisées dans les figures suivantes. Les détails sur la position exacte de ces zones sont donnés en partie 3.2.5. Les mesures LDV sont quant-à-elles fiables, y compris dans les zones grisées.

Les Figures 3.11 à 3.13 présentent les vitesses et l'intensité turbulente au centre du tunnel ($y=+5$ cm). La mesure PIV est effectuée à l'altitude $z=+1$ cm, tandis que la mesure LDV est réalisée à l'altitude $z=0$ cm, à $\pm 0,5$ cm près pour chaque mesure (donc $\pm 1,0$ cm entre les deux systèmes). Une incertitude de $\pm 0,5$ cm existe aussi sur les positions x et y de chaque mesure. Ces différences peuvent expliquer des écarts entre les courbes de mesures PIV et LDV. De plus, la vitesse du tunnel a été positionnée manuellement sans correction de la vitesse de consigne (comme expliqué en partie précédente). Une erreur sur les valeurs de vitesse moyenne existe donc, et les barres d'erreurs correspondantes ont été tracées pour la mesure LDV de la vitesse moyenne. Elles n'ont pas été tracées pour les courbes PIV pour ne pas surcharger les figures, mais elle sont du même ordre de grandeur.

Sur la Figure 3.11, nous observons la vitesse axiale dans le tunnel pour les trois cas de turbulence. Pour la mesure LDV, elle semble être plus faible dans le cas de la grille fractale proche de $x=13$ cm puis augmenter un peu. Pour la mesure PIV, nous observons que la moyenne spatiale de la vitesse dans ce cas est proche de 2,2 m/s, ce qui reste dans nos barres d'erreur. Dans les autres cas, la vitesse est constante selon x sur les mesures LDV. Pour la mesure PIV dans le cas de la grille régulière, nous observons en $x=115$ cm une discontinuité. Cette position correspond à un raccord entre deux positions de la caméra, avec des mesures sans doute réalisées des jours différents à une vitesse du tunnel légèrement différente.

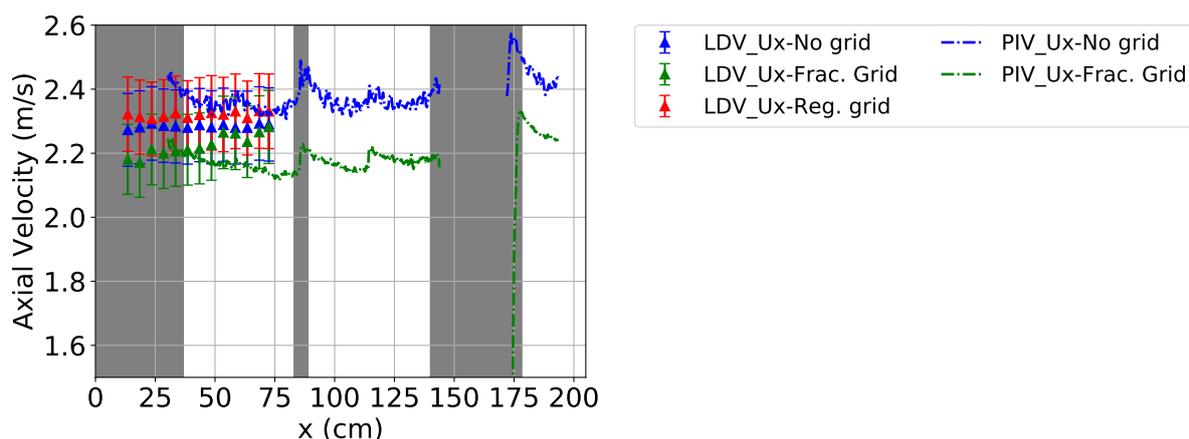


Figure 3.11 Vitesse axiale le long du tunnel mesurée par LDV et PIV sans turbine, au milieu du tunnel ($y=+5$ cm, $z=0$ cm pour la LDV et $z=1$ cm pour la PIV). La mesure PIV présente des erreurs dans les zones grisées

La Figure 3.12 présente la vitesse verticale dans le tunnel pour les trois cas de turbulence. Elle est proche de zéro mais une légère composante positive semble exister. Pour cette

composante de vitesse, seule l'incertitude due au système LDV existe, soit $\pm 0,02$ m/s. Les valeurs mesurées sont supérieures à cette incertitude et cette composante verticale existe donc réellement dans le tunnel. Une étude réalisée par CFD sur le logiciel Fluent permet de dire que cette vitesse verticale est due au convergent asymétrique à l'amont (visible sur la Figure 3.3). Cette étude est présentée en Annexe A.

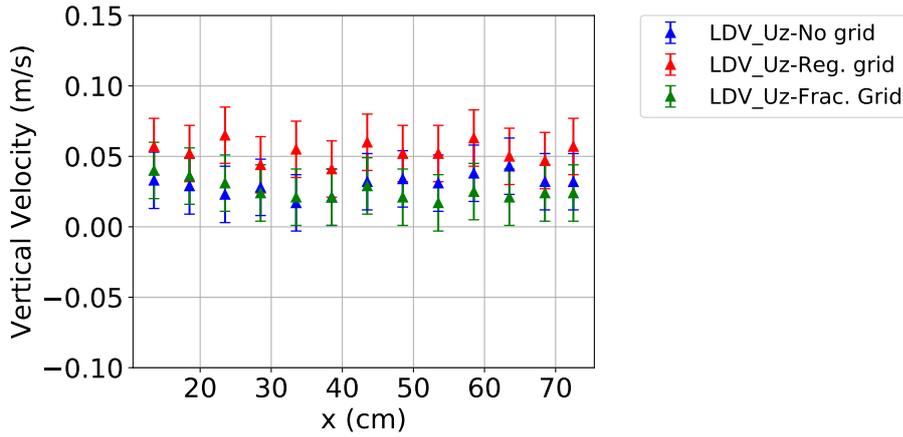


Figure 3.12 Vitesse verticale le long du tunnel mesurée par LDV sans turbine, au milieu du tunnel ($y=+5$ cm, $z=0$ cm)

Les composantes de l'intensité turbulente en fonction de la position x sont observées pour les trois cas de turbulence sur la Figure 3.13. Les mesures PIV donnent accès aux composantes des fluctuations rms selon x et y (voir l'équation 2.12 de la partie 2.2.1), tandis que les mesures LDV donnent accès aux composantes selon x et z . L'intensité turbulente était définie dans l'équation 2.17. Une des composantes manque dans chaque mesure, et elle sera prise comme la moyenne des deux composantes mesurées. Si seules les composantes x et y sont mesurées, l'intensité turbulente se calcule conformément à l'équation 3.5. Cette hypothèse est forte et peut expliquer des écarts dans les valeurs d'intensité turbulente. C'est pour cela qu'il est préférable de présenter les valeurs des fluctuations rms dans les résultats comme cela est fait ici.

$$I_{turb} = \frac{\sqrt{1/3(\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle + \frac{\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle}{2})}}{U} = \frac{\sqrt{\frac{\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle}{2}}}{U} \quad (3.5)$$

Pour le cas sans grille de turbulence, on observe un léger écart entre les deux composantes mesurées, aussi bien pour les mesures PIV que LDV. La turbulence n'est pas isotrope. Les mesures LDV et PIV s'accordent bien dans ce cas. L'intensité turbulente calculée par l'équation 3.5 est quasiment constante le long du tunnel et vaut environ 2,9 %. Pour le cas avec grille régulière, on observe une décroissance de la turbulence le long du tunnel. L'intensité turbulente peut être extrapolée à la valeur de 5,5 % au niveau de la turbine. Les deux composantes LDV

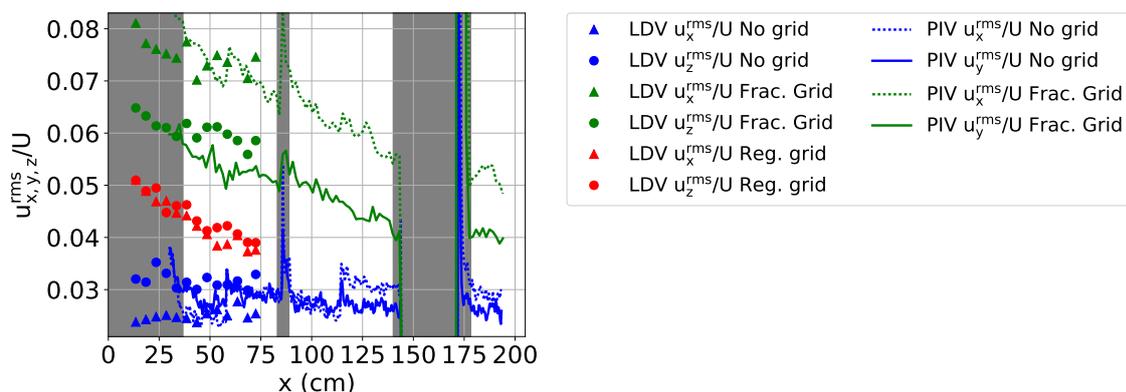


Figure 3.13 Composantes de l'intensité turbulente le long du tunnel mesurée par LDV et PIV sans turbine, au milieu du tunnel ($y=+5$ cm, $z=0$ cm pour la LDV et $z=1$ cm pour la PIV). La mesure PIV présente des erreurs dans les zones grisées

sont très proches et la turbulence peut être considérée comme isotrope. Les mesures PIV n'ont pas été réalisées pour ce cas. Pour le cas de la grille fractale, on observe également une décroissance de la turbulence, légèrement moins marquée que dans le cas précédent, le long de l'écoulement. L'intensité turbulente peut être extrapolée à la valeur de 7,5 % au niveau de la turbine (en $x=0$) en utilisant les données LDV. Les deux composantes mesurées présentent des écarts aussi bien pour les mesures PIV que LDV, et la turbulence n'est pas isotrope.

Les profils transverses (dans la direction y) sont présentés ci-dessous sur les Figures 3.14 à 3.16. Ils n'ont pas pu être mesurés à la même distance à l'aval de la turbine pour la LDV ($x=13,5$ cm) et la PIV ($x=40$ cm) : 26,5 cm les séparent dans la direction x , et 1 cm dans la direction z . La paroi gauche du tunnel est située en $y=35$ cm, très proche du premier point de mesure.

Les profils transverses de vitesse axiale sont tracés sur la Figure 3.14. On observe dans les trois cas l'influence de la paroi sur l'écoulement entre $y=35$ cm et $y=25$ cm environ. La couche limite de paroi s'étend donc sur environ 10 cm, et n'influencera pas l'écoulement dans la turbine (celle-ci sera positionnée entre $y=-8,75$ cm et $y=8,75$ cm). Pour les cas sans grille et avec grille régulière, les profils de vitesse sont plats dans toute la zone centrale : l'écoulement est homogène. Pour le cas avec grille fractale, des fluctuations existent à la fois pour la mesure PIV et LDV. Derrière chaque gros barreau de la grille fractale, un déficit de vitesse est créé et est encore observable dans la zone derrière la turbine. La période spatiale des oscillations sur la courbe vaut environ 15 cm, et cela correspond à l'espacement L_0 entre deux gros barreaux de la grille fractale. L'écoulement n'est donc pas encore homogène dans la zone de la turbine pour ce cas.

Le profil transverse de vitesse verticale obtenu par LDV est tracé sur la Figure 3.15. Là encore, une légère vitesse verticale existe, comme sur la Figure 3.12.

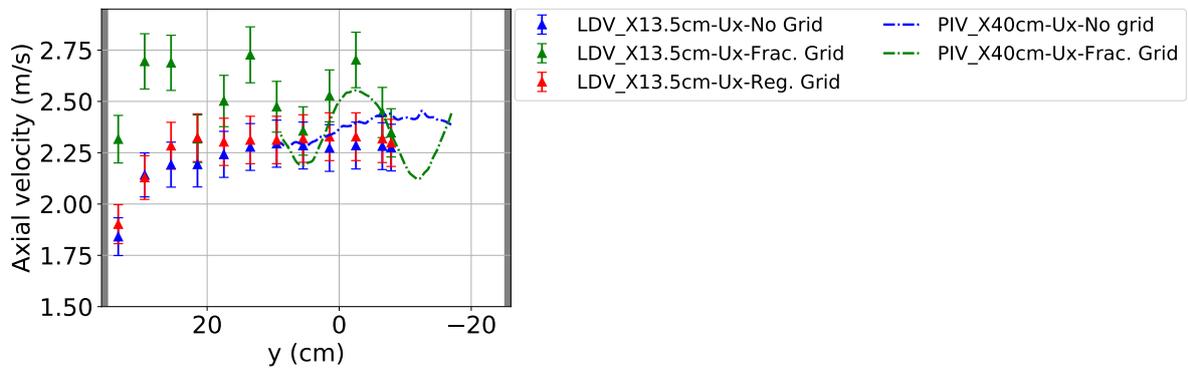


Figure 3.14 Vitesse axiale pour un profil transverse mesuré sans turbine par LDV à $z=0$ cm, $x=13,5$ cm, et par PIV à $z=1$ cm, $x=40$ cm

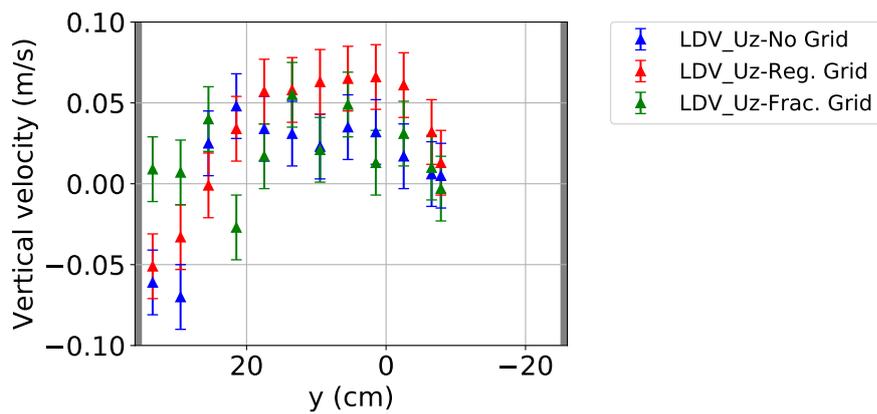


Figure 3.15 Vitesse verticale pour un profil transverse mesuré sans turbine par LDV à $z=0$ cm, $x=13,5$ cm, et par PIV à $z=1$ cm, $x=31$ cm

Enfin, le profil transverse d'intensité turbulente (décrit par les valeurs de fluctuations rms) est tracé sur la Figure 3.16. De faibles écarts existent entre les mesures PIV et LDV. Dans le cas de la grille fractale, la valeur PIV est plus faible que la valeur LDV puisque la mesure est réalisée plus loin dans l'écoulement. L'intensité turbulente mesurée près de la paroi est plus élevée, ce qui correspond à la couche limite de paroi (il y a production de turbulence dans cette zone et l'intensité turbulente est alors plus élevée).

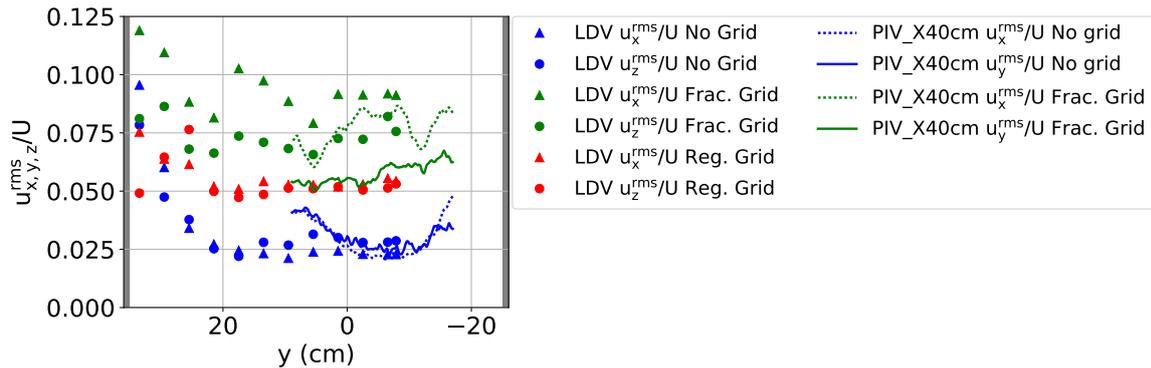


Figure 3.16 Composantes de l'intensité turbulente pour un profil transverse mesuré sans turbine par LDV à $z=0$ cm, $x=13,5$ cm, et par PIV à $z=1$ cm, $x=40$ cm

En conclusion, les mesures LDV et PIV de l'écoulement sans turbine ont permis de caractériser chaque cas de turbulence dans le tunnel :

- **Dans le cas sans grille de turbulence, une turbulence résiduelle existe et la turbulence est relativement homogène mais pas isotrope. Sur les profils de vitesse, une composante non constante selon z existe, sans doute provoquée par le convergent asymétrique en amont. La valeur d'intensité turbulente vaut environ 2,9 % partout dans le tunnel.**
- **Dans le cas avec grille régulière, la turbulence est homogène et isotrope dans la zone étudiée, et décroît le long du tunnel. L'intensité turbulente est extrapolée à la valeur de 5,5 % au niveau de l'axe de la turbine. Une composante verticale de la vitesse existe également.**
- **Dans le cas de la grille fractale, la vitesse moyenne n'est pas constante dans un plan vertical du tunnel et des fluctuations dues à la présence des barreaux restent présentes jusqu'à l'aval de la turbine. La turbulence n'est pas homogène ni isotrope. L'intensité turbulente est extrapolée à la valeur de 7,5 % au niveau de l'axe de la turbine en utilisant la courbe de décroissance de la turbulence selon x . Cependant, du fait de la non homogénéité de la turbulence, cette valeur présente de fortes incertitudes.**

3.2 Instrumentation de la turbine Darrieus et du système PIV

La seconde campagne d'essais a eu lieu de décembre 2017 à avril 2018 afin d'obtenir toutes les données nécessaires au modèle simplifié de turbine. La puissance de la turbine Darrieus a été mesurée par l'acquisition de l'intensité électrique de son moteur, tandis que les efforts axiaux et transverses (dans les directions x et y) ont été mesurés par des capteurs piézoélectriques. Enfin, pour comparer les sillages expérimentaux et numériques, des mesures Particle Image Velocimetry (PIV) du sillage de la turbine sur différents plans horizontaux ont été réalisées. Ces trois systèmes de mesure sont décrits dans cette partie.

3.2.1 Caractéristiques de la turbine expérimentée

La turbine instrumentée est une hydrolienne de type Darrieus (à axe vertical), à $N_{pale}=3$ pales de forme constante selon la verticale. Elle est présentée en Figure 3.17. Son diamètre mesure 17,5 cm, et sa hauteur 17,5 cm. Des bras au centre tiennent les pales, et la turbine est symétrique par rapport au plan central d'altitude $z=0$ cm. Elle est usinée dans un seul bloc d'aluminium Fortal 7075 T6. Un arbre de diamètre 22 mm se visse sur l'hydrolienne. Une portion d'arbre de même diamètre peut être vissée sous la turbine afin d'avoir une turbine totalement symétrique par rapport au plan des bras. Cependant, l'usinage de cette partie avait été mal réalisé et des vibrations apparaissaient en rotation. Cette partie d'arbre sous la turbine n'a pas été utilisée. Le profil NACA018 est utilisé pour les pales. Il a été déformé en ajoutant une cambrure qui suit le cercle de rotation des pales. La corde mesure $c=32$ mm, ce qui mène à une solidité $\sigma = N_{pale}c/R = 1,1$.

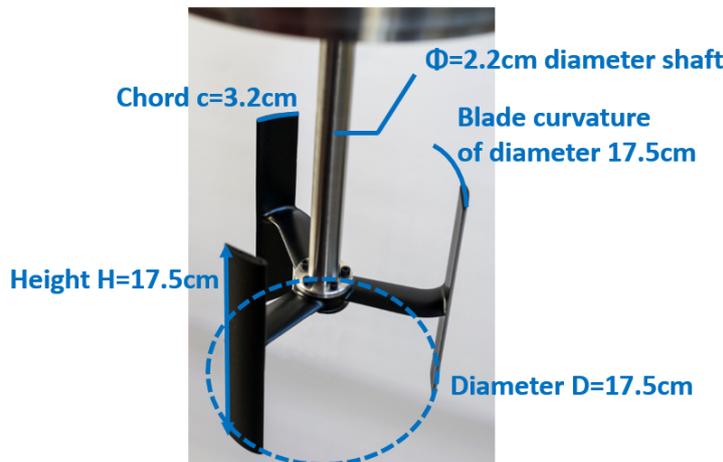


Figure 3.17 Photo de la turbine Darrieus expérimentée

3.2.2 Régulation de la turbine Darrieus

La vitesse de rotation de la turbine est imposée par une génératrice synchrone, asservie par un système avec correcteur proportionnel intégral (PI). Les paramètres de régulation ont été réglés au cours des expériences afin d'avoir le moins possible de variations de vitesse et donc de vibrations. La vitesse de rotation n'est pas mesurée directement, mais l'angle instantané de la turbine est mesuré par le résolveur. Ce système se base sur la mesure instantanée du champ magnétique généré dans le moteur électrique et est très précis. Sa résolution est de 16384 points par tour de turbine et l'incertitude sur l'angle est inférieure à $0,1^\circ$. Cette mesure permet d'accéder à la vitesse de rotation instantanée, en calculant la dérivée centrée de second ordre de la vitesse angulaire (qui s'avère plus précise qu'une dérivée de premier ordre). La vitesse de rotation a été tracée pour une vitesse du tunnel de 2,3 m/s et pour $\lambda=2$ en Figure 3.18. La moyenne glissante sur 250 ms, soit environ 2 tours de turbine (6 passages de pale donc 6 pics sur la courbe), est également tracée.

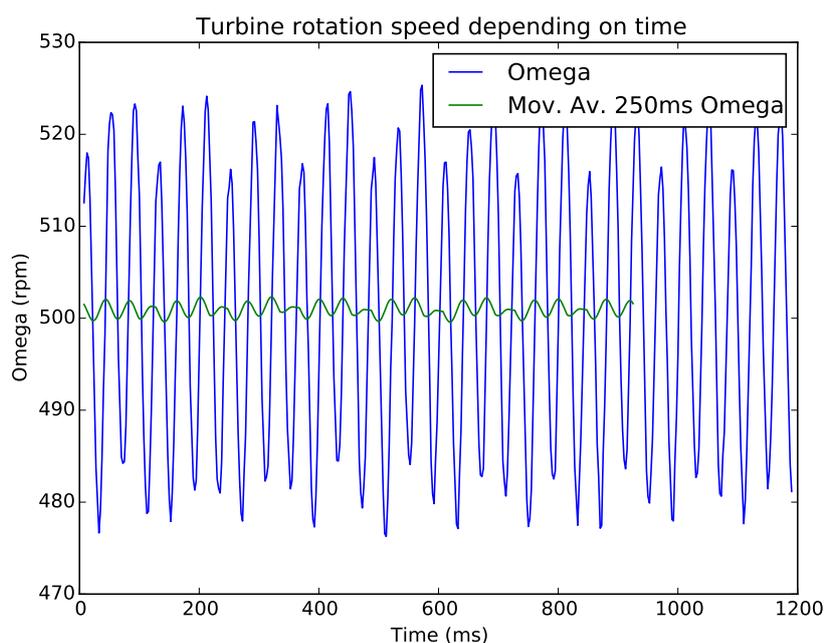


Figure 3.18 Vitesse de rotation instantanée de la turbine au cours du temps pour $U_{\text{tunnel}}=2,3$ m/s et $\lambda=2$

Les variations de vitesse instantanée sont comprises entre ± 25 tours/min, soit $\pm 5\%$ de la vitesse de consigne. Ces variations s'expliquent par les variations d'effort lors de la rotation et par la régulation de vitesse. La valeur moyenne de la vitesse est cependant très proche de la vitesse de consigne. L'erreur sur la vitesse moyenne (moyenne temporelle réalisée sur au moins 5 rotations de la turbine) est inférieure à 2 tours/minute pour cette vitesse de rotation, soit une

erreur inférieure à 0,4 %. La moyenne glissante permet de visualiser les variations de la vitesse moyenne, et l'on voit sur la courbe qu'elles sont très faibles. Pour d'autres régimes de rotation, l'écart sur la vitesse moyenne de consigne est différent. Pour $\lambda=0,25$, il est de $\pm 0,3$ tours/min, ce qui permet de rester à une erreur relative de 0,5 %. Pour $\lambda=1$, il est maximal et vaut ± 3 tours/min, soit 1,2 % de la vitesse de consigne. Cette valeur sera conservée par la suite.

3.2.3 Mesure de couple par l'intensité électrique

3.2.3.1 Description

La mesure de l'intensité électrique I du générateur est directement proportionnelle au couple électrique $\Gamma_{\text{générateur}}$. La relation est :

$$\Gamma_{\text{générateur}} = k_{\text{générateur}} I \quad (3.6)$$

$k_{\text{générateur}}$ est une constante donnée par le constructeur égale à -1,38 avec le sens de rotation choisi pour nos expériences. La valeur opposée serait prise pour le sens de rotation opposé. Elle a été vérifiée expérimentalement par un protocole décrit dans l'article de Maître et al. [99]. L'erreur totale sur le couple est calculée dans cet article et est estimée à $\pm 3,7$ %. Pour obtenir le couple hydrodynamique appliqué par l'écoulement sur la turbine, il faut ajouter les pertes mécaniques au couple mesuré. Celles-ci sont essentiellement dues au frottement du joint à lèvres, qui a été choisi avec un fort frottement afin de garantir une bonne étanchéité. Une précédente étude pendant la thèse d'Aumelas [84] montrait un comportement différent du joint selon si des mesures en rotation étaient réalisées en air ou en eau, et selon les temps d'attente (de chauffe du joint) entre chaque mesure. De nouvelles mesures ont été réalisées pour voir si le comportement du joint avait changé depuis les dernières campagnes de mesure. Les essais sont réalisés en eau, avec la turbine démontée (seul le couple dû au frottement du joint et des roulements est donc mesuré). 5 courbes de mesure de couple en fonction de la vitesse de rotation ont été tracées, toutes en allant de la vitesse la plus faible à la plus grande. La première mesure a été réalisée à froid, en laissant une dizaine de secondes entre chaque mesure. Les courbes deux et trois ont été réalisées à chaud (la turbine a tourné 6 min à 300 tours/min avant de réaliser la première mesure), toujours en gardant une dizaine de secondes entre chaque mesure. Les courbes 4 et 5 ont été tracées en attendant 2 min entre chaque mesure, afin de vérifier que l'équilibre thermique du joint est établi. La Figure 3.19 présente ces résultats.

On observe des variations pour les faibles vitesses de rotation, y compris pour les courbes 4 et 5. Le comportement du joint n'est cependant pas connu, et il est possible que le joint soit à sec pour certaines vitesses de rotation et mouillé pour d'autres, modifiant alors la loi de frottement. Pour les autres valeurs, une certaine dispersion existe entre les courbes. La valeur

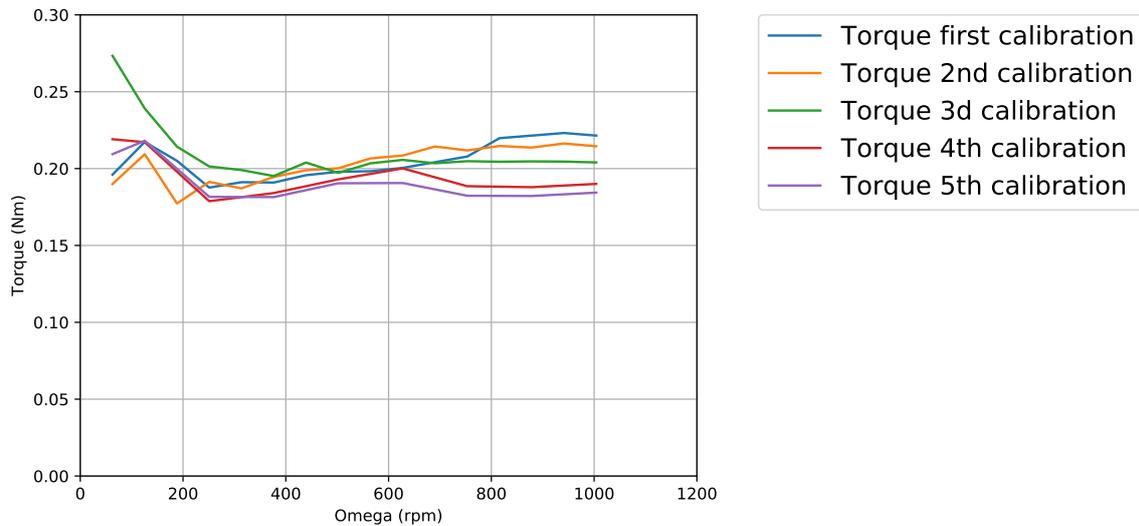


Figure 3.19 Couple de frottement mesuré en eau sans turbine en fonction de la vitesse de rotation pour les 5 étalonnages.

de frottement est proche de 0,2 Nm sur toute la plage de mesure. **La valeur constante de 0,2 N ± 0,03N est retenue.**

Pour obtenir les valeurs de couple instantané, il faudrait aussi prendre en compte le couple d'inertie lors de la rotation, mais pour nos calculs le couple est moyenné sur plusieurs tours de turbine et cette valeur s'annule. Ceci est expliqué en détails dans l'article de Maître et al.[99]. Dans notre cas le couple hydraulique vaut:

$$\Gamma = \Gamma_{generateur} + \Gamma_{friction}(\Omega) = \Gamma_{generateur} + 0,2N \quad (3.7)$$

3.2.3.2 Protocole de mesure

Les coefficients de puissance sont tracés en fonction de λ , avec la formule 3.8:

$$C_p = \frac{\Gamma \Omega}{1/2 \rho S U_{tunnel}^3} \quad (3.8)$$

La turbine est tout d'abord mise en rotation pendant au minimum 20 min, à la vitesse de 600 tours/min. La vitesse du tunnel est ensuite imposée à la vitesse choisie. Puis 5 points de mesure sont réalisés successivement pour chaque valeur de λ . Cela permet de s'assurer de la reproductibilité des mesures. λ est augmenté en augmentant la vitesse de rotation de la turbine. Une minute de temps d'attente est respectée à chaque fois que la vitesse de la turbine est modifiée, afin d'atteindre un régime permanent à chaque mesure.

Pour chaque mesure, la fréquence d'acquisition est réglée. Le logiciel d'acquisition ne peut enregistrer qu'un maximum de 496 points. Il faut donc régler la fréquence afin d'acquérir un minimum de tours de turbine pour lisser les effets instationnaires, tout en ayant suffisamment de points par tour pour conserver une forme correcte du signal. Concrètement, le choix sur la fréquence nous a permis d'avoir entre 5 et 10 tours de turbine par mesure, et plus rarement jusqu'à 15 tours (dans ces très rares cas il y aura davantage d'erreurs de mesure dues à un nombre insuffisant de points sur une période de l'oscillation de la courbe d'intensité). Cela était conseillé dans les travaux d'Aumelas [84].

3.2.3.3 Caractérisation des erreurs de mesure

Les courbes tracées sont les courbes de C_p en fonction de λ . Les incertitudes de mesure concernant λ varient en fonction de la vitesse du tunnel et de la vitesse de rotation de la turbine. Concernant l'incertitude sur C_p , elle provient des sources suivantes :

- Dans le calcul de C_p , la vitesse du tunnel intervient au cube. L'incertitude sur cette vitesse sera donc multipliée par trois dans le calcul d'incertitude pour C_p . Avec la correction de vitesse mesurée sur l'Euroterm, l'incertitude à 2,3 m/s est de $\pm 6\%$.
- L'incertitude sur la vitesse de rotation moyenne. Comme vu précédemment elle est de ± 3 tours/min, soit $0,6\%$ à 500 tours/min.
- L'incertitude sur la mesure du couple hydraulique Γ , composée de l'incertitude sur la mesure de frottement mécanique et de l'incertitude sur la mesure du couple électrique. L'incertitude sur le couple électrique a été vue dans l'article de Maître et al. [99] et est estimée à $\pm 3,7\%$. L'incertitude sur la mesure du couple de frottement du joint vaut $\pm 0,03$ Nm. Cette erreur doit être prise en compte dans le calcul de C_p , qui dépend de la vitesse de rotation et de la vitesse d'écoulement choisies. L'erreur vaut, en pourcentage de C_p :

$$\frac{\Delta C_p}{100 C_p} = \frac{\Delta \Gamma_{friction}}{100 \Gamma_{friction}} = \frac{0,03 \times \Omega}{100 \times C_p \times 1/2 \rho S U_{tunnel}^3} \quad (3.9)$$

Un récapitulatif des incertitudes pour la vitesse de tunnel de 2,3 m/s, pour deux valeurs de λ ($\lambda=1$ correspondant à $C_p=0,115$; et $\lambda=2$ correspondant à $C_p=0,24$) est présenté dans le Tableau 3.2.

Source d'erreur	Erreur absolue	Erreur relative	Erreur $\lambda = 1$	Erreur $\lambda = 2$
Erreur vitesse tunnel	—	$\frac{\pm 6}{100} Cp$ à 2,3 m/s	$\pm 6 \%$	$\pm 6 \%$
Erreur vitesse rotation	± 3 tours/min	—	$\pm 1,2 \%$	$\pm 0,6 \%$
Erreur correction joint	$\pm 0,03$ Nm	—	$\pm 3,7 \%$	$\pm 3,5 \%$
Erreur mesure couple électrique	—	$\pm 3,7 \%$	$\pm 3,7 \%$	$\pm 3,7 \%$
Total des erreurs	—	—	$\pm 14,6 \%$	$\pm 13,8 \%$

Tableau 3.2 Tableau des incertitudes de mesure sur les coefficients de puissance

3.2.4 Mesure des efforts par capteurs piézométriques

Les efforts axiaux et transverses ont été mesurés en fonction de λ pour une vitesse de tunnel imposée. Trois vitesses de tunnel ont été testées.

3.2.4.1 Description

La turbine Darrieus et son moteur sont fixés sur une platine en acier inoxydable entièrement rigide d'épaisseur 7,4 cm, plaquée sur le dessus du tunnel. Des capteurs piézoélectriques de mesure d'effort sont en contact direct avec l'axe de la turbine, et sont plaqués contre cette platine indéformable qui assure qu'aucune déformation du tunnel n'est mesurée en même temps. Les efforts mesurés sont ceux appliqués sur l'ensemble turbine+axe. La description de ce système de mesure a déjà été réalisée dans la thèse d'Aumelas [84] et est présentée en Figure 3.20.

Quatre capteurs sont montés sur la platine, de telle sorte que l'on retrouve l'effort axial (selon x) et l'effort transverse (selon y) en sommant deux composantes à chaque fois. Les équations pour F_x et F_y sont :

$$\begin{aligned}
 F_x &= \sum_i F_x^{\text{capteur}_i} \\
 F_y &= \sum_i F_y^{\text{capteur}_i}
 \end{aligned}
 \tag{3.10}$$

Dans nos essais, une rotation de la platine de 90° a été effectuée dans le sens trigonométrique, par rapport à la Figure 3.20. La somme des composantes selon x de la platine donne donc la composante $+F_y$ dans le référentiel du tunnel, tandis que la somme des composantes selon y donne la composante $+F_x$. Cette correction a été prise en compte par la suite et toutes les valeurs sont données dans le référentiel du tunnel.

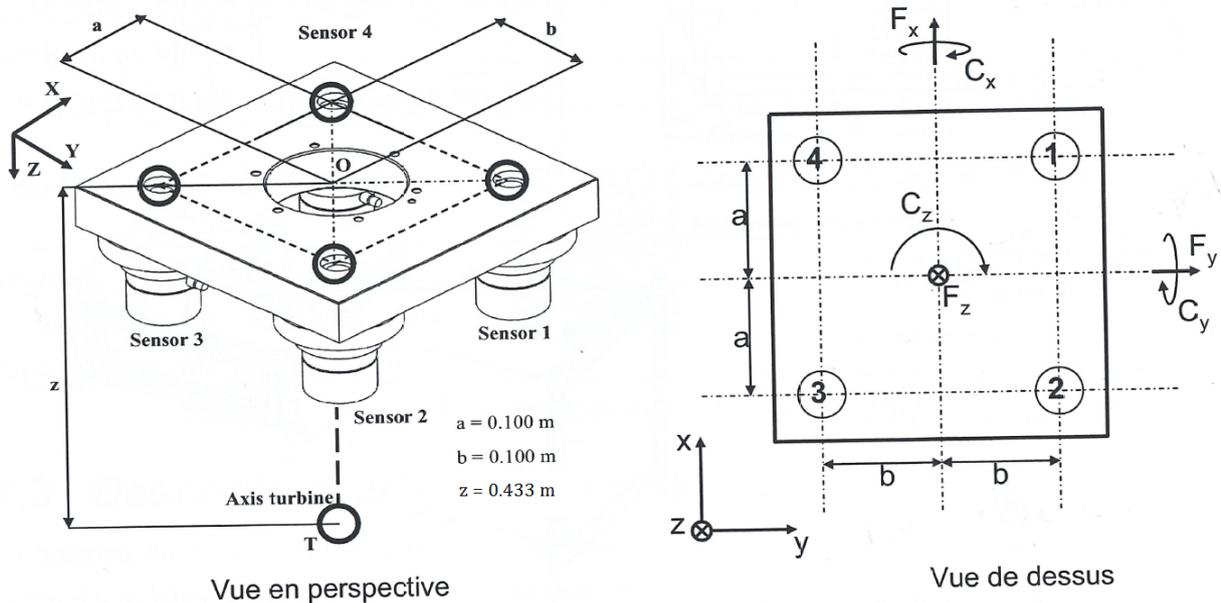


Figure 3.20 Schéma du montage des capteurs piézoélectrique. Source: Aumelas [84]

3.2.4.2 Protocole de mesure

Les capteurs d'effort ont été étalonnés en 2009 par Aumelas. Le constructeur donne une déviation toujours inférieure à $\pm 0,1 \%$ pour ces mesures. A cause du temps écoulé depuis les derniers essais, nous avons souhaité réaliser une rapide vérification des capteurs. A l'air libre, avec un dynamomètre manuel, différentes forces ont été appliquées dans la direction x , puis la direction y (voir en Figure 3.21). Les courbes de forces mesurées par le capteur en fonction de la force appliquée sont présentées en Figure 3.22. L'interpolation linéaire montre un coefficient directeur d'environ 0,96, proche de 1. Ce protocole comporte beaucoup d'erreurs et les écarts observés sont certainement dus à la mesure du dynamomètre. En effet la traction n'était pas forcément parallèle à l'axe du capteur ce qui peut expliquer un tel coefficient. On considérera donc que le système n'a pas subi de décalage par rapport à 2009 et l'incertitude des capteurs est considérée inférieure à $\pm 0,1 \%$.

En fonctionnement, le système d'acquisition témoigne d'une dérive au cours du temps. Cette dérive est linéaire. Elle est donnée par le constructeur, et vaut 47 N en 2 h de mesure pour les deux composantes. Cela donne 5,8 N de dérive en 15 min d'essais. Lors de nos essais, le protocole respecté est le suivant :

- Faire le zéro des capteurs piézométriques sans écoulement dans le tunnel et sans rotation de la turbine.



Figure 3.21 Contrôle de l'étalonnage des capteurs piézométriques avec l'utilisation d'un dynamomètre

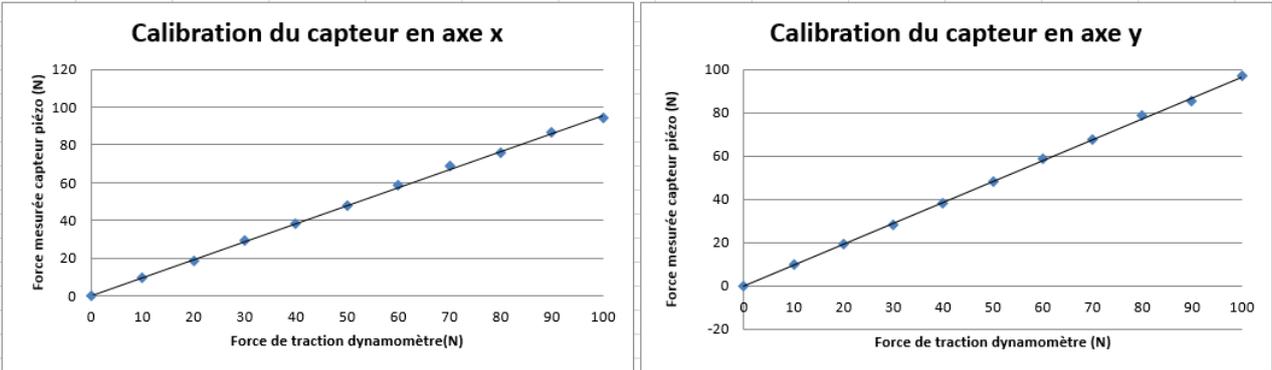


Figure 3.22 Courbes de contrôle de l'étalonnage des capteurs piézométriques

- Régler la vitesse dans le tunnel à la vitesse choisie. Cela dure quelques minutes (la vitesse est réglée manuellement donc ce temps diffère d'une fois à l'autre). Il faut ensuite attendre au minimum une minute pour que la vitesse du tunnel se stabilise.
- Régler la turbine à la vitesse de rotation choisie et réaliser une mesure, puis passer à la vitesse de rotation suivante. Chaque mesure dure entre 0,1 s et 40 s selon la vitesse de rotation. Nous avons choisi de n'effectuer que 7 points de mesure afin que l'ensemble des mesures (y compris le temps de démarrage de la veine d'essai) ne dure jamais plus de 10 min.
- Remettre la vitesse du tunnel à zéro, et faire un reset des capteurs piézométriques.

Avec ce protocole, les dérives observées au cours de nos mesures étaient au maximum de 4 N en 10 min de mesures (temps maximum). Cela reste cohérent avec la dérive déjà observée en 2009. Il serait possible de soustraire cette dérive en l'interpolant au cours du temps pour chaque mesure, cependant les différents temps d'acquisition n'ont pas été enregistrés. La fréquence d'échantillonnage des mesures est réglée pour chaque vitesse de rotation de la turbine. L'échantillonnage est pour toutes les mesures de 120 points pour un tour de turbine, soit 1 point tous les 3° de rotation. 4800 points sont acquis pour chaque mesure, soit 40 tours de turbine.

3.2.4.3 Caractérisation des erreurs de mesure

Le but de ces mesures est de tracer les courbes de coefficients de force C_x et C_y en fonction de λ . Il est en effet souhaitable de tracer ces forces adimensionnées afin de comparer les différents cas d'écoulement. Les erreurs sur les coefficients de force sont :

- L'erreur de mesure de force due au capteur: elle est très faible, donnée à $\pm 0,1$ % par le constructeur.
- L'erreur de mesure due à la dérive temporelle du capteur.
- L'incertitude de mesure due aux instationarités : les forces sont moyennées sur 40 rotations, cependant du fait de la présence d'une forte turbulence amont cette moyenne statistique n'est pas forcément suffisante. Une faible erreur peut être estimée de ce fait, en regardant la différence observée entre la moyenne sur 39 tours et sur 40 tours. Celle-ci est inférieure à $\pm 0,2$ N.
- La vitesse de l'écoulement. Comme vu auparavant l'incertitude dépend de la vitesse du tunnel. Une correction grâce aux enregistrements du tube de Prandtl a été réalisée, ce qui

permet de se limiter à une erreur de 3,8 % pour la vitesse de 2,3 m/s. Le terme de vitesse est au carré dans l'équation 2.7. Un calcul d'incertitude donne:

$$\frac{dC_x}{U_{tunnel}} = \frac{-2F_x}{1/2\rho S U_{tunnel}^3} \Rightarrow \frac{\Delta C_x}{C_x} = \frac{2\Delta U_{tunnel}}{U_{tunnel}} \quad (3.11)$$

L'incertitude sur la vitesse est donc multipliée par deux.

Le Tableau 3.3 permet de récapituler ces erreurs pour les mesures d'effort.

Source d'erreur	Erreur absolue	Erreur relative	Erreur pour $F_x=80$ N	Erreur pour $F_y=10$ N
Incertitude étalonnage	—	$\pm 0,1$ %	$\pm 0,1$ %	$\pm 0,1$ %
Dérive temporelle 10 min	+4 N	—	+5 %	+40 %
Erreur instationnarités	$\pm 0,2$ N	—	$\pm 0,25$ %	$\pm 2,0$ %
Erreur due à la vitesse écoulement	—	± 4 %	± 4 %	± 4 %
Total des erreurs	—	—	+9,35 %; -4,35 %	+46,1 %; -6,1 %

Tableau 3.3 Tableau des incertitudes de mesure sur les coefficients de force

3.2.5 Mesures PIV du sillage

3.2.5.1 Description

Les mesures de vitesse dans le sillage de l'hydrolienne sont réalisées par la méthode Particle Image Velocimetry (PIV). Une nappe laser horizontale est employée. Il s'agit d'un laser à double pulse Yag 200 mJ. Pour chaque mesure, deux pulses laser séparés d'un temps dt faible sont émis, afin de mesurer le déplacement des particules éclairées par le laser dans ce temps très court. Les nappes laser sont projetées à travers les hublots latéraux du tunnel. Une caméra située sur un rail au dessus du tunnel enregistre les doublets d'images éclairées par les pulses laser à travers des hublots sommitaux. Elle est synchronisée avec la nappe laser. Le schéma du dispositif est présenté en Figure 3.23. Une vue des hublots permettant la mesure est présentée en Figure 3.24. La longueur d'onde des pulses laser est de 532 nm, et la durée de chaque pulse est de 6 ns. Cependant, c'est la caméra qui impose une durée minimale pour dt entre ces deux pulses. Il s'agit d'une caméra Imager pro X LaVision à double shutter. Elle permet de prendre deux images à 110 ns d'écart minimum. Sa résolution est de 1600 par 1200 pixels, et la focale employée est de 20 mm. La durée de rechargement des cavités laser permet de prendre des doublets d'image à une fréquence maximale de 15Hz, et la caméra peut être synchronisée avec cette fréquence.

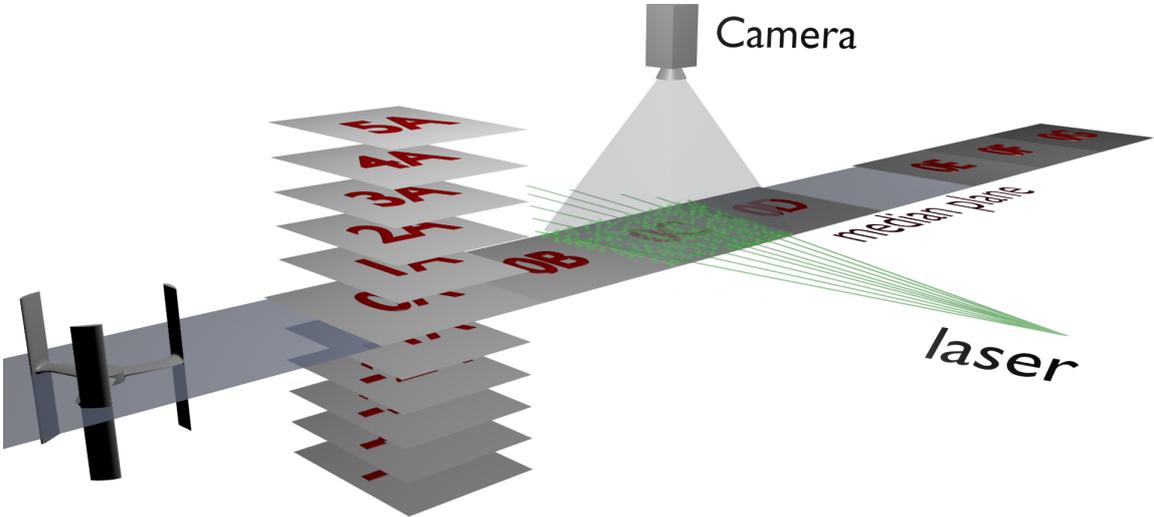


Figure 3.23 Vue schématique de la disposition des positions PIV mesurées. Pour les hauteurs autres que 0, certaines positions ne sont pas représentées mais les plans se poursuivent selon l'horizontale en B, C, ...

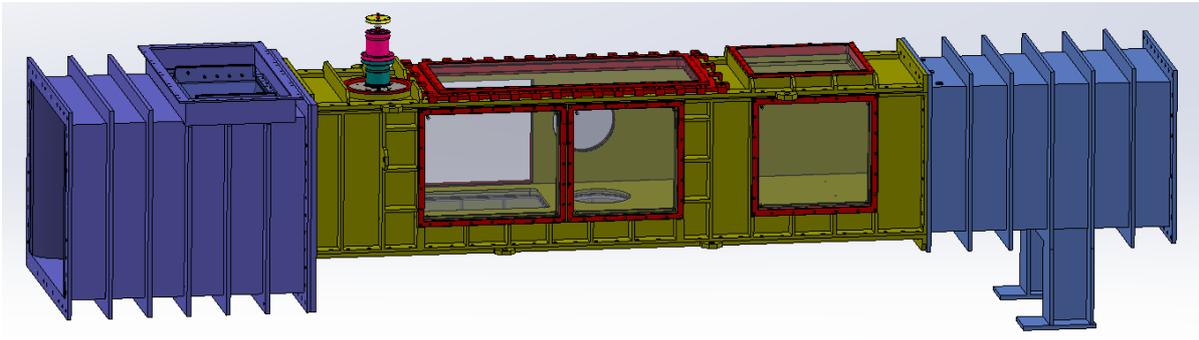


Figure 3.24 Vue CAO montrant les hublots latéraux au travers desquels est projetée la nappe laser, et les hublots sommitaux pour les images caméra

La nappe laser est projetée via un bras télescopique, qui autorise des mouvements selon la verticale et la direction x du tunnel. De même, un rail horizontal et une motorisation verticale pour la caméra lui permettent de suivre le déplacement de la nappe laser et de conserver la même mise au point. Du fait de la réfraction dans l'eau, comme pour la mesure LDV, un déplacement vertical de la caméra de 3 cm est nécessaire pour suivre le déplacement vertical du laser de 4 cm entre deux positions de mesure (calcul déjà décrit sur la Figure 3.9). Le déplacement de la caméra selon x est assuré par un servomoteur et est très précis (± 1 mm). Un offset de $\pm 0,5$ cm identique sur toutes les mesures est possible, du fait de l'incertitude sur la position 0 du rail de la caméra. Le déplacement horizontal du chariot laser est moins précis mais c'est la position de la caméra qui compte pour situer les mesures par rapport à la position de la turbine dans la direction x . Le déplacement vertical du chariot laser est assuré par un servomoteur et est très précis, et c'est la position verticale de la nappe laser qui détermine l'altitude des mesures (donc la position z). **Cependant, la position de référence qui est choisie au milieu des bras de l'hydrolienne a été positionnée manuellement avec une incertitude de $\pm 0,5$ cm.**

La disposition des différentes positions de mesure est illustrée en Figure 3.23. Pour une même altitude z , les positions sont numérotées de A à F en s'éloignant de la turbine. Elles peuvent être assemblées pour former des plans horizontaux reconstruits. Ceux-ci sont espacés tous les 4 cm selon la verticale, allant de $z = -19$ cm à $z = +21$ cm par rapport au plan de référence numéro 0. Ce plan de référence a été placé volontairement 1 cm au dessus du milieu de la turbine afin de ne pas avoir de mesures totalement symétriques entre les plans d'altitude positive et ceux d'altitude négative. **Le plan numéro 0 correspond à l'altitude $z = 1$ cm, 1 correspond à $z = 5$ cm, 2 à $z = 9$ cm, etc... De même, pour des altitudes négatives, les notations -1 en $z = -3$ cm, -2 en $z = -7$ cm, etc... sont utilisées.**

Un dispositif d'injection de particules permet d'ensemencer le tunnel et d'avoir suffisamment de particules éclairées dans une position de la caméra pour mesurer les champs de vitesse. Le tube d'injection est situé environ 1,2 m à l'amont de la position des grilles de turbulence. Les particules sont injectées en un seul point d'altitude variable, mais grâce aux turbulences de l'écoulement ces particules se répartissent bien selon l'horizontale et la verticale. L'altitude du tube d'injection n'a dû être modifiée que pour les plans les plus bas, que les particules n'atteignaient pas sinon. Les particules utilisées sont des particules blanches de polyamide de $30 \mu\text{m}$ de diamètre mélangées à de l'eau. Une pompe entraîne ce mélange dans un circuit de brassage et permet de les maintenir mélangées puisqu'elles ont tendance à s'agglomérer au repos.

Enfin, certaines contraintes font que les images PIV n'ont pas pu être obtenues partout. Ces contraintes sont listées ci-dessous :

- La zone de mesure démarre 28,8 cm après l'axe de la turbine du fait de l'absence de hublot plus en amont, et s'étend jusqu'à 221,7 cm. Cependant, l'articulation du bras laser empêche d'atteindre cette distance pour certaines altitudes de mesure. Toutes les positions ont pu être mesurées jusqu'à une distance de 209,7 cm (jusqu'à la position E), et seul le plan central ($z=1$ cm) a pu être prolongé jusqu'à $x=221,7$ cm (position F).
- Les hublots latéraux ne sont pas continus et une bride d'environ 6,3 cm sépare les positions B et C, tandis qu'une paroi sans hublot de 38,7 cm existe entre les positions D et E (voir Figures 3.23 et 3.24). Des recouvrements de 16 cm environ ont été faits dès que possible entre les positions, cependant à la reconstruction nous pouvons voir que la zone près des bords des images n'était pas suffisamment éclairée et des valeurs sont erronées dans les zones de raccord.
- La largeur des images enregistrées par la caméra ne permet pas de mesurer toute la largeur du sillage. La caméra a donc été décalée de 6,2 cm à droite de l'axe de la turbine dans le sens de l'écoulement ($y=-6,2$ cm) afin de mesurer plutôt ce côté du sillage, sachant que le sillage a tendance à se décaler dans cette direction du fait du sens de rotation choisi pour la turbine.

3.2.5.2 Protocole de mesure

Les mesures PIV n'ont pas été réalisées en même temps que les autres mesures. Elles ont été réalisées sur plusieurs semaines. Il n'a pas été possible de maintenir le tunnel en fonctionnement entre toutes les mesures et une incertitude sur la vitesse de consigne du tunnel existe. Certaines images ont pu être réalisées à une vitesse de tunnel légèrement différente, dans la limite des ± 5 % d'incertitude discutés en Partie 3.1.1.2 pour la vitesse de 2,3 m/s.

Pour chaque mesure, deux images des particules éclairées sont enregistrées, afin d'en déduire le déplacement des particules. Le temps entre les deux images d'une paire a été fixé à $dt=0,8 \mu s$ dans les zones proches de la turbine, et $dt=0,6 \mu s$ dans le sillage lointain, où la vitesse de l'écoulement est plus grande. 1000 paires d'images sont enregistrées pour chaque position de mesure. Ces mesures sont synchronisées avec le passage d'une pale de la turbine. A chaque fois qu'une certaine pale (désignée comme la pale maîtresse) se retrouve dans la position la plus aval possible, un signal trigger est envoyé et une mesure PIV est réalisée. Dans les conditions étudiées ($U_{tunnel}=2,3$ m/s et λ compris entre 1 et 3), la fréquence d'acquisition est toujours inférieure à 15Hz, donc inférieure à la limite du laser. Avant de démarrer l'acquisition de chaque position de mesure, la puissance des deux faisceaux laser est réglée afin d'obtenir toujours un éclairage correct des particules (les images doivent être suffisamment éclairées sans être trop saturées). Pour les mesures PIV, les erreurs de mesure n'ont pas été caractérisées du

fait du manque d'information sur la qualité des images enregistrées. Il aurait fallu au préalable réaliser davantage de mesures pour cela alors que nous ne disposions que d'une durée d'essai limitée.

3.3 Résultats

Les résultats obtenus pendant la campagne expérimentale sont maintenant présentés et analysés dans cette section. Les courbes de coefficients de puissance sont tracées, puis les courbes de coefficients de force. Les sillages obtenus par PIV pour les différents régimes de fonctionnement sont ensuite analysés.

3.3.1 Courbes de coefficient de puissance

La puissance hydraulique de la turbine est mesurée conformément au protocole de la partie 3.2.3. Cette puissance est adimensionnée pour obtenir le coefficient de puissance grâce à l'équation 3.8. Pour chaque niveau de turbulence, trois courbes sont tracées en Figure 3.25 (aux trois vitesses du tunnel $U_{tunnel}=1,8$ m/s; $U_{tunnel}=2,3$ m/s; et $U_{tunnel}=2,8$ m/s). Chaque point a été mesuré cinq fois afin de juger de la répétabilité des mesures, et cela permet de tracer en ombré les fluctuations mesurées. Les valeurs extrêmes en ombré sont les valeurs maximales et minimales relevées. Pour chaque courbe, la valeur moyenne des 5 mesures est aussi tracée en trait fort, ainsi que les barres d'erreur pour cette valeur moyenne.

On observe que dans tous les cas, le coefficient de puissance optimal est trouvé pour $\lambda = 1,75$. Pour tous les niveaux de turbulence, les courbes convergent vers la courbe obtenue à la vitesse $U_{tunnel}=2,8$ m/s en étant de plus en plus resserrées. Cela montre que le régime asymptotique en nombre de Reynolds est atteint à des vitesses proches de 2,8 m/s. Les barres d'erreur présentées prennent en compte tous les biais de mesure et prouvent que la courbe à $U_{tunnel}=1,8$ m/s est bien en dessous de la courbe à $U_{tunnel}=2,8$ m/s dans les cas sans grille ou avec grille fractale. Cependant, les courbes sont toutes très proches pour le cas avec grille régulière, et la convergence en nombre de Reynolds est atteinte dès la vitesse du tunnel de 2,3 m/s. Pour les autres cas, une raison pour ces écarts peut être que les échelles de turbulence présentes dans l'écoulement sont plus grandes (la grille fractale crée de plus grandes échelles de turbulence, et cela pourrait aussi être le cas dans les mesures sans grille du fait des perturbations générées par le convergent, qui semblent être filtrées lorsqu'il y a présence de la grille régulière). Cela peut créer un décollement sur les pales jusqu'à un haut nombre de Reynolds, diminuant les performances aux nombres de Reynolds correspondant à ces vitesses de tunnel. Les fluctuations de mesure sont d'ailleurs plus grandes dans ces cas. Malheureusement, les échelles de turbulence n'ont pas été calculées dans nos travaux.

Le paramètre d'avance optimum obtenu est proche de la valeur $\lambda = 2$ qui avait été estimée dans des études préliminaires. Cette valeur $\lambda = 2$ sera utilisée dans la plupart de nos simulations, et les valeurs du coefficient de puissance expérimental C_p correspondant (moyenné sur les 5 mesures disponibles à chaque fois) sont résumées dans le Tableau 3.4.

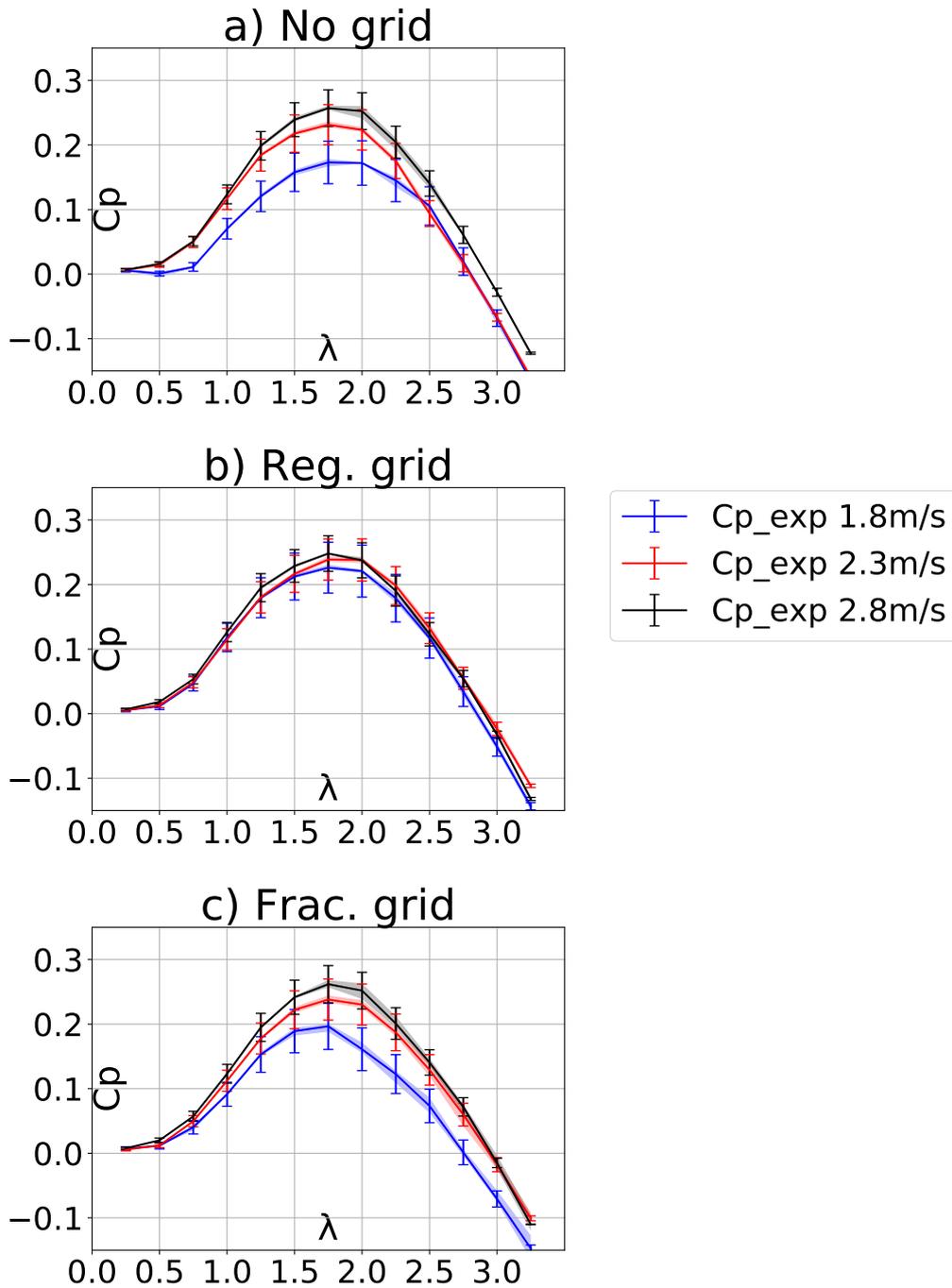


Figure 3.25 Courbes de coefficients de puissance pour trois vitesses du tunnel, pour les trois niveaux de turbulence: a) Sans grille b) Grille régulière c) Grille fractale

	C_p sans grille	C_p grille simple	C_p grille fractale
$U_{tunnel}=2,3$ m/s	$0,223 \pm 0,028$	$0,238 \pm 0,030$	$0,230 \pm 0,029$
$U_{tunnel}=2,8$ m/s	$0,252 \pm 0,027$	$0,238 \pm 0,025$	$0,252 \pm 0,027$

Tableau 3.4 Tableau des valeurs de C_p mesurées à $\lambda=2$ (proche de λ optimal)

Aux incertitudes expérimentales près, ces valeurs trouvées dans chaque cas de turbulence, et plus généralement les courbes obtenues à la vitesse $U_{\text{tunnel}}=2,8$ m/s sont proches. Le niveau de turbulence amont influe donc peu sur les performances de la turbine Darrieus étudiée. L'analyse des résultats montre que malgré la petite taille de la turbine testée, le fait que la similitude en nombre de Reynolds ne soit pas respectée par rapport à une hydrolienne de taille réelle ne constitue pas un problème puisque les résultats ont convergé en nombre de Reynolds (qui sera plus grand pour un modèle réel) pour les vitesses de 2,3 m/s. Des écarts de performance entre la turbine expérimentée et une turbine de taille réelle pourraient cependant apparaître, entre autres du fait des décrochages dynamiques, qui n'ont pas lieu à la même fréquence à cause des différences d'échelle. Ils pourraient créer des pertes de performance différentes entre les deux cas.

3.3.2 Courbes de coefficient de force

Les mesures des efforts F_x et F_y sur les capteurs piézométriques sont réalisées pour différentes vitesses de rotation de la turbine. Cela permet de tracer les coefficients de forces appliquées sur la turbine en fonction de λ . Ces coefficients de forces sont adimensionnés et ont déjà été définis dans l'équation 2.7. Les mesures sont réalisées pour les trois cas de turbulence (sans grille, avec grille régulière, avec grille fractale), à chaque fois pour les trois vitesses d'écoulement dans le tunnel (1,8 m/s, 2,3 m/s et 2,8 m/s). Les mesures sont relativement longues à entreprendre et les points de mesure n'ont pas été répétés plusieurs fois, contrairement aux mesures de puissance de la partie précédente. Pour chaque point de mesure, les barres d'erreur supérieure et inférieure sont tracées, conformément au Tableau 3.3. L'erreur inférieure est plus grande que l'erreur supérieure à cause de la dérive temporelle des capteurs qui a toujours lieu dans le même sens. Les résultats sont présentés en Figure 3.26.

De manière similaire aux courbes de puissance en fonction de λ , les courbes des coefficients C_x et C_y pour les différentes vitesses dans le tunnel sont plus espacées entre elles dans les cas sans grille et avec grille fractale que dans le cas avec grille régulière. Il y a sans doute plus de fluctuations de valeurs dans ces cas à cause des plus grandes échelles de turbulence. La courbe C_x part d'une valeur de 0,75 à $\lambda = 0,5$, puis augmente jusqu'à atteindre un plafond entre $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$, à la valeur $C_x \approx 1,1$. La courbe C_y présente d'abord une valeur négative à $\lambda = 0,5$, puis sa valeur augmente jusqu'à $\lambda = 1,5$. Il y a ensuite une diminution de sa valeur jusqu'à $\lambda = 2$, puis une remontée. Ce phénomène n'a pas pu être étudié dans le cadre de cette thèse. Les courbes sont très proches quel que soit le cas de turbulence étudié, et en tenant compte des incertitudes de mesure, **aucune différence n'a été mesurée pour les coefficients de force entre les différents cas de turbulence.** À $\lambda = 2$, les valeurs retenues dans chaque cas pour C_x et C_y sont résumées dans le Tableau 3.5.

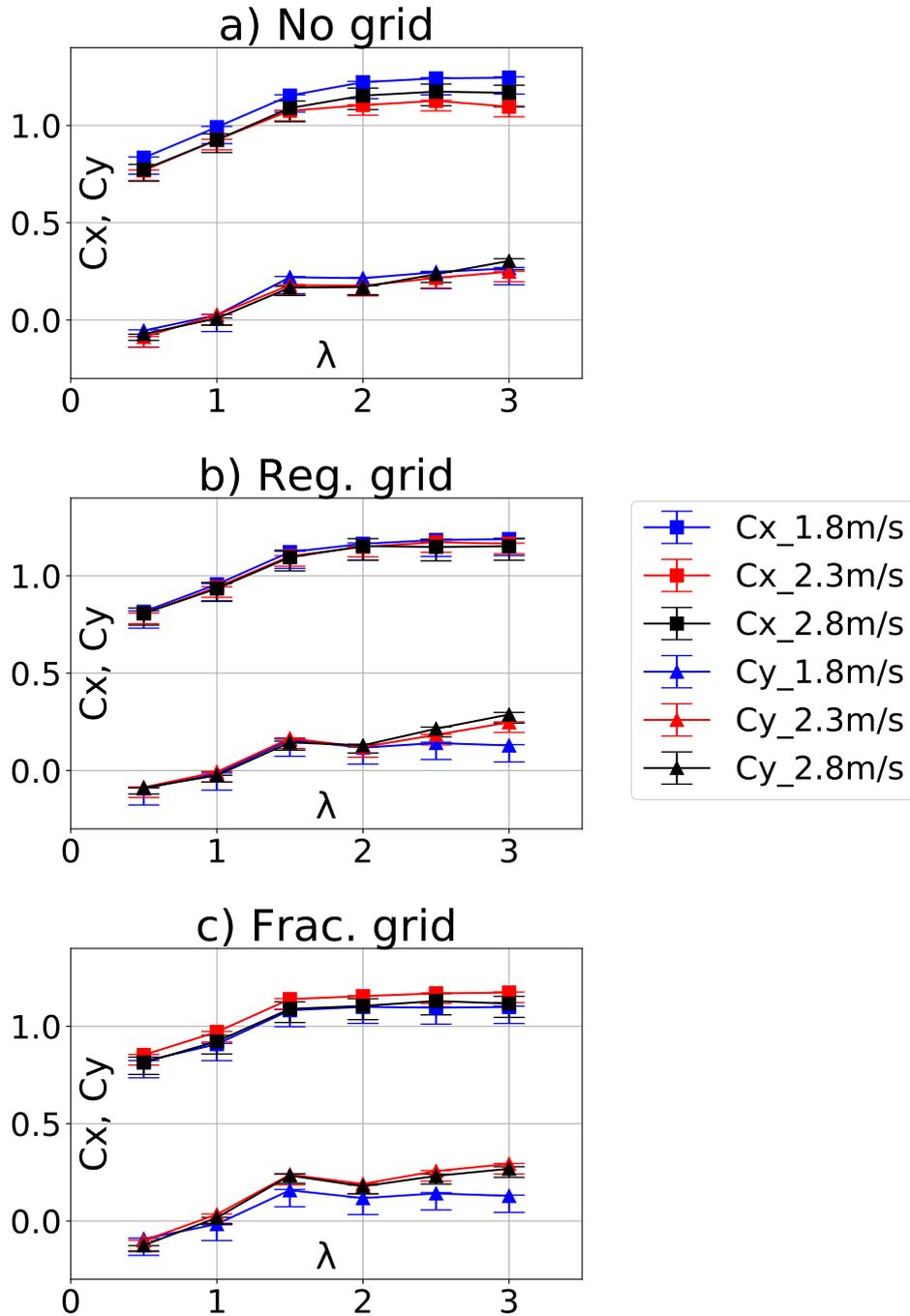


Figure 3.26 Courbes de coefficients de force C_x et C_y pour trois vitesses du tunnel, pour les trois niveaux de turbulence: a) Sans grille b) Grille régulière c) Grille fractale

	Sans grille	Grille simple	Grille fractale
C_x à 2,3 m/s	1,104(+0,002/ - 0,052)	1,149(+0,002/ - 0,052)	1,155(+0,002/ - 0,052)
C_y à 2,3 m/s	0,176(+0,002/ - 0,052)	0,120(+0,002/ - 0,052)	0,190(+0,002/ - 0,052)
C_x à 2,8 m/s	1,153(+0,038/ - 0,072)	1,153(+0,039/ - 0,072)	1,105(+0,037/ - 0,070)
C_y à 2,8 m/s	0,169(+0,007/ - 0,040)	0,129(+0,006/ - 0,039)	0,190(+0,007/ - 0,040)

Tableau 3.5 Tableau des valeurs de C_x et C_y mesurées à $\lambda=2$ (proche du paramètre d'avance optimal) pour deux vitesses du tunnel (2,3 m/s et 2,8 m/s)

3.3.3 Mesures PIV des sillages

3.3.3.1 Mesures au paramètre d'avance optimal $\lambda=2$

Les sillages obtenus pour le cas $\lambda=2$ sont tout d'abord présentés. Les différents plans PIV horizontaux mesurés sur toute la longueur du sillage permettent de caractériser l'écoulement en 3 dimensions derrière l'hydrolienne. Ce ne sera pas possible pour les cas $\lambda=1$ et $\lambda=3$ pour lesquels les mesures PIV n'ont été réalisées que dans le plan central. Les résultats sont présentés de la façon suivante:

- Une carte de vitesse moyenne U_x de l'écoulement à l'aval de la turbine est présentée en Figure 3.27 pour le cas avec grille de turbulence régulière, dans le plan horizontal d'altitude $z=1$ cm.
- Les profils verticaux de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ et d'énergie cinétique turbulente k (TKE pour Turbulent Kinetic Energy) sont reconstruits à partir des valeurs mesurées pour chaque plan d'altitude z à la position $y=0$ cm, pour différentes positions à l'aval de la turbine en Figures 3.28 à 3.30. La vitesse à l'amont U_∞ est la vitesse du tunnel utilisée pendant la mesure.
- Les profils transverses (selon l'axe y) de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ de l'écoulement, ainsi que les profils transverses de TKE sont présentés en Figures 3.31 à 3.38, à différentes distances à l'aval de la turbine pour certains plans d'altitude comprise entre +21 cm et -19 cm. Les profils de TKE sont préférés aux profils d'intensité turbulente, puisque l'intensité turbulente atteint de très fortes valeurs dans les zones où la vitesse est proche de zéro, et semble moins représentative.

- Enfin un profil de l'intensité turbulente le long de l'axe x est présenté dans le cas avec grille régulière en Figure 3.39, afin de visualiser la décroissance de l'intensité turbulente dans le sillage de la turbine.

La carte de vitesse moyenne axiale U_x est tout d'abord présentée en Figure 3.27 pour le cas avec grille de turbulence régulière, pour le plan d'altitude $z=1$ cm. Sur cette figure et sur les prochaines figures, la distance est adimensionnée par le diamètre D de la turbine. Cela permet de connaître la forme des profils à une distance comptée en nombre de diamètres de turbine. Nous pouvons visualiser sur cette figure les raccords entre les différentes positions PIV, pour lesquelles les mesures n'ont pas forcément été réalisées le même jour. Le sillage est visible et s'étend jusqu'à plus de 12 diamètres après la turbine. La zone bleutée comprise entre $x=8D$ et $x=10D$ correspond à la zone sans hublot latéral du tunnel, où aucune mesure n'a pu être réalisée. De manière qualitative, nous observons que le déficit est important dans la zone proche de la turbine ($x<3D$), puis le déficit de vitesse se résorbe assez rapidement grâce au mélange turbulent dans le fluide.

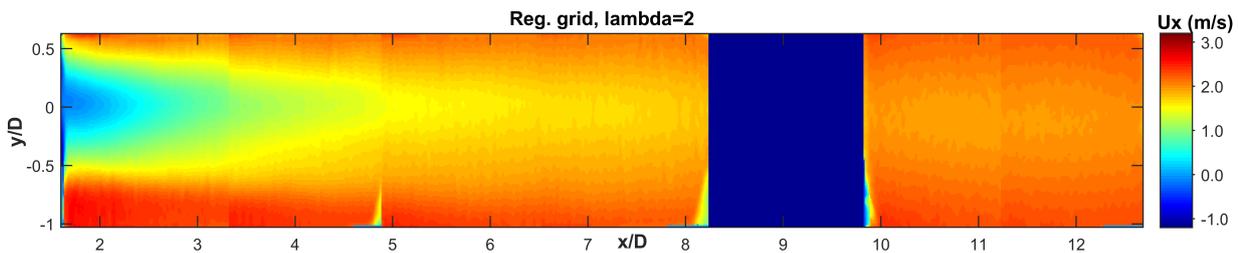


Figure 3.27 Carte de vitesse moyenne U_x dans le plan horizontal d'altitude $z=1$ cm pour $\lambda = 2$

Nous pouvons maintenant observer quantitativement les résultats sur les figures suivantes. Nous observons sur la Figure 3.28 que le sillage n'est pas centré par rapport au plan de symétrie $z=0$ cm de la turbine. Cela est valable quel que soit le cas de turbulence étudié. Le sillage possède un décalage de 3 cm environ vers le haut à $2D$. Ce décalage vers le haut semble s'amplifier lorsque l'on s'éloigne encore de la turbine. Cela semble cohérent avec le fait qu'il existe une vitesse verticale résiduelle dans le tunnel due au convergent asymétrique, qui décale le sillage vers le haut. Cette vitesse n'a pas pu être mesurée tout au long du tunnel (les mesures PIV ne permettent pas d'accéder aux vitesses verticales). Une correction constante de toutes les courbes de -3 cm selon z est proposée faute de connaître cette vitesse. Les courbes de vitesse adimensionnée dans le sillage avec cette correction sont proposées en Figure 3.29. Mais même avec cette correction, nous observons une dissymétrie entre le haut et le bas du sillage. Cela s'explique soit par le fait que le sillage se décale davantage vers le haut que vers le bas, soit parce que l'axe de la turbine est présent uniquement dans la moitié supérieure.

Pour toutes les prochaines courbes, la correction de -3 cm selon z sera appliquée. Cela signifie que les résultats du plan de mesure d'altitude $z=1$ cm correspondraient à une mesure du sillage généré à $z=-2$ cm derrière la turbine s'il n'y avait pas de dérive verticale du sillage. Les résultats expérimentaux dans le plan $z=1$ cm seront donc comparés aux résultats numériques dans le plan $z=-2$ cm.

Concernant cette courbe des profils verticaux de vitesse dans le sillage, tous les cas de turbulence donnent sensiblement les mêmes résultats, avec un déficit de vitesse légèrement plus marqué à $x=2D$ dans le cas sans grille. Le déficit de vitesse dans le sillage se résorbe approximativement à la même vitesse dans tous les cas. Le déficit de vitesse s'est déjà beaucoup résorbé à la distance de $8D$ à l'aval de la turbine, puisque nous mesurons la vitesse $U_x/U_\infty = 0,75$ dans la zone centrale du sillage. Pour le cas de la grille simple, le déficit s'étend plus loin vers le haut que pour les autres cas. Cela peut s'expliquer par la dérive vers le haut des sillages, qui est peut-être légèrement différente dans ce cas de turbulence, comme l'a déjà montré la Figure 3.12. Il est possible aussi que le sillage généré soit légèrement différent dans ce cas, mais les incertitudes de mesures empêchent de tirer une conclusion.

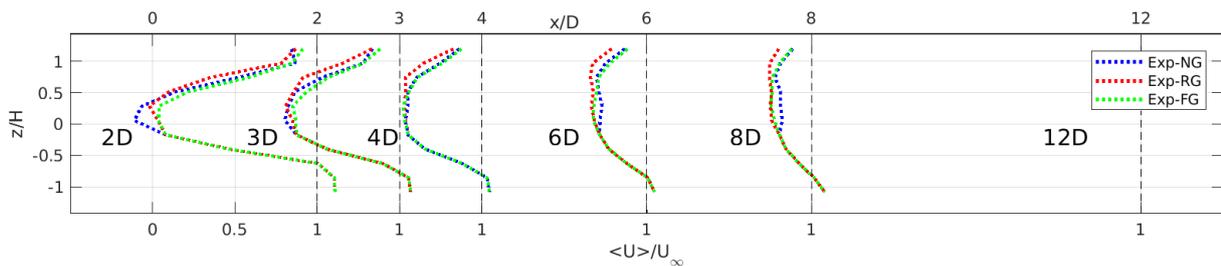


Figure 3.28 Profils verticaux de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ en $y=0$ cm, à différentes distances derrière la turbine sans correction

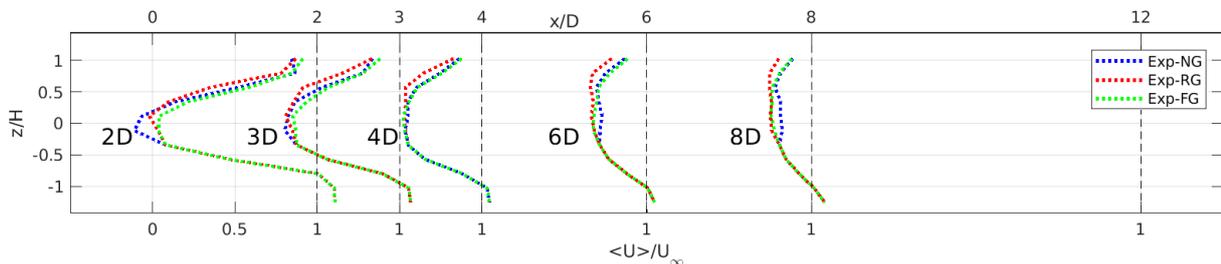


Figure 3.29 Profils verticaux de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ en $y=0$ cm, à différentes distances derrière la turbine avec décalage de -3 cm selon z

Le profil vertical d'énergie cinétique turbulente k est ensuite tracé en tenant compte de la correction de -3 cm selon z , en Figure 3.30. Nous observons un profil relativement symétrique dans tous les cas. Comme pour les profils de vitesse, les niveaux d'énergie cinétique turbulente

atteints sont similaires dans tous les cas de turbulence. A l'altitude $z=1$ cm, nous notons en $x=2D$ un pic de chaque côté du sillage, en $z/H=0,5$ et $z/H=-0,5$. Ces pics correspondent aux extrémités des pales de la turbine, où il y a détachement de tourbillons. Il y a une forte production de turbulence dans ces zones, qui est ensuite convectée dans le sillage.

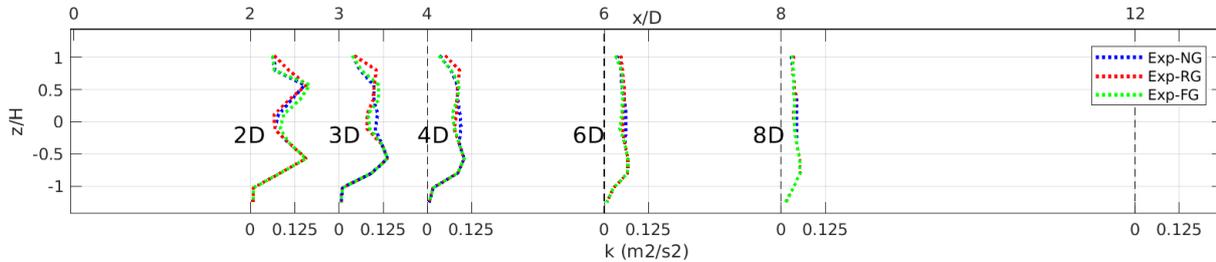


Figure 3.30 Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente k en $y=0$ cm, à différentes distances derrière la turbine avec décalage de -3 cm selon z

Les profils horizontaux de vitesse adimensionnée sont ensuite tracés à différentes hauteurs (non corrigées) à l'aval de la turbine. Comme pour les profils verticaux, nous observons que le sillage n'est pas symétrique par rapport à $z=0$. Par exemple, en comparant les Figures 3.31 et 3.35, nous observons en $y/D=0$ un déficit pour $z=+21$ cm, qui n'apparaît pas pour $z=-19$ cm. Ce déficit est sans doute créé par l'axe de la turbine, qui est présent dans la partie supérieure de la turbine ($z>0$) mais pas dans la partie inférieure ($z<0$). Les profils tracés à ces altitudes dans le cas de la grille fractale font aussi apparaître les sillages des barreaux de la grille, de manière similaire aux mesures réalisées sans turbine dans les parties précédentes. Sur la Figure 3.33 dans le plan d'altitude $z=1$ cm, le déficit est une fois encore légèrement plus grand dans le cas sans grille à $x=2D$ par rapport aux autres cas de turbulence. Les déficits dans le sillage se résorbent approximativement à la même vitesse dans tous les cas. **À la distance de $12D$ à l'aval de la turbine, la vitesse a déjà recouvré environ 84% de la vitesse amont ($U_x/U_\infty = 0,84$).**

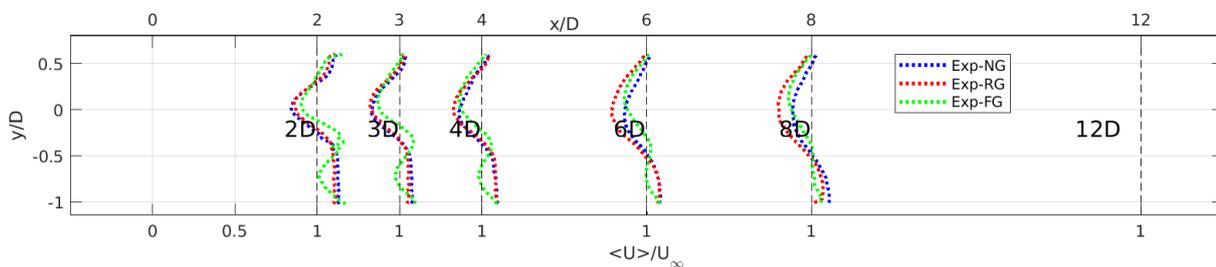


Figure 3.31 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=+21$ cm

Les profils horizontaux d'énergie cinétique turbulente sont tracés aux hauteurs $z=+13$ cm, $z=1$ cm, et $z=-11$ cm (non corrigées) en Figures 3.36 à 3.38. Une fois de plus, les trois cas

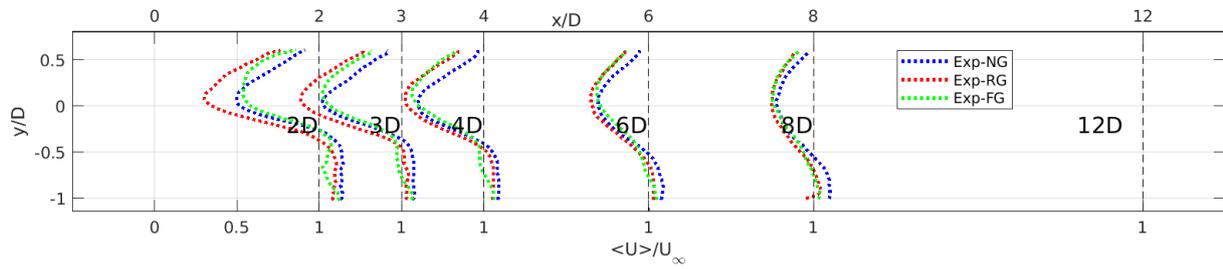


Figure 3.32 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=+13$ cm

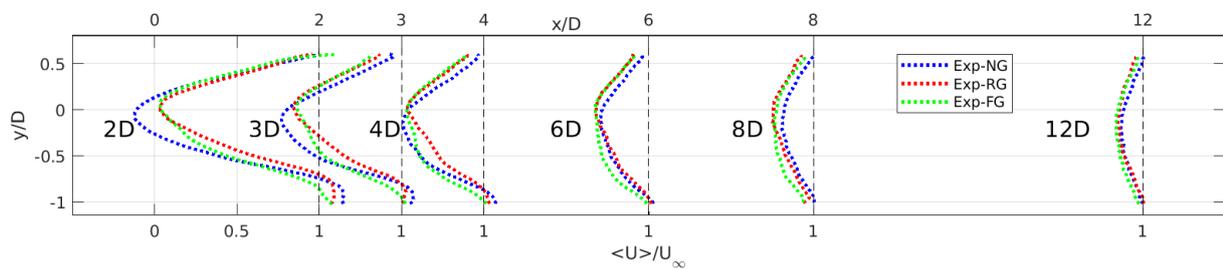


Figure 3.33 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=1$ cm

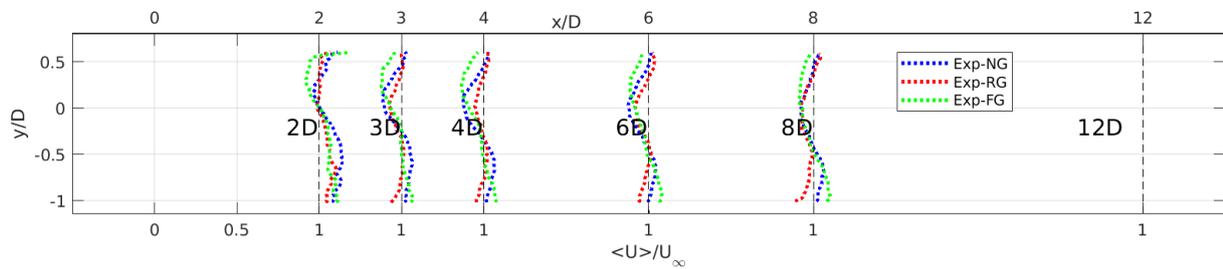


Figure 3.34 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=-11$ cm

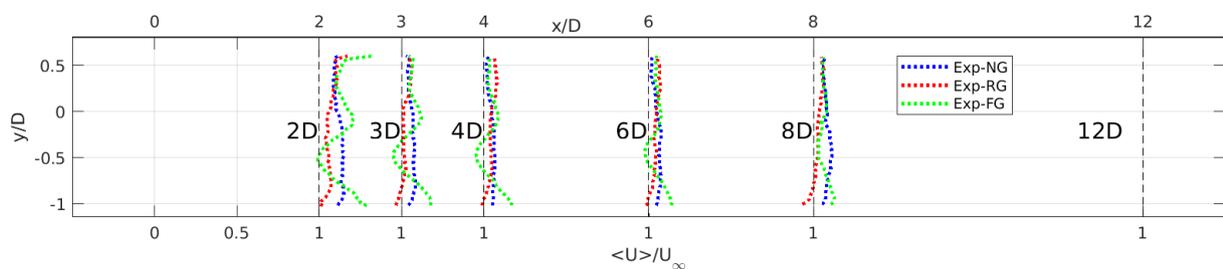


Figure 3.35 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=-19$ cm

de turbulence sont très similaires. Les valeurs atteintes aux distances entre 2D et 4D sont légèrement plus grandes pour le cas sans grille. La même analyse que pour les profils de vitesse s'applique. Pour l'altitude $z=1$ cm, nous notons en $x=2D$ un pic de chaque côté du sillage, en $y/D=0,5$ et $y/D=-0,5$. Ces pics correspondent aux extrémités de la turbine. C'est dans cette zone que le cisaillement de vitesse est le plus important au niveau de la turbine, et c'est certainement la zone où il y a eu le plus de production de turbulence. Ces pics se retrouvent ensuite dans le sillage. Malheureusement nous ne disposons pas de mesures avant $x=2D$ pour vérifier ceci, mais les simulations CFD réalisées par la suite pourront le vérifier.

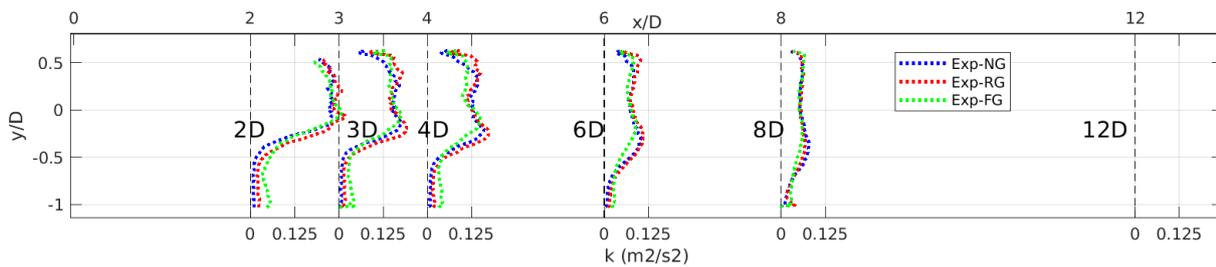


Figure 3.36 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente k , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=+13$ cm

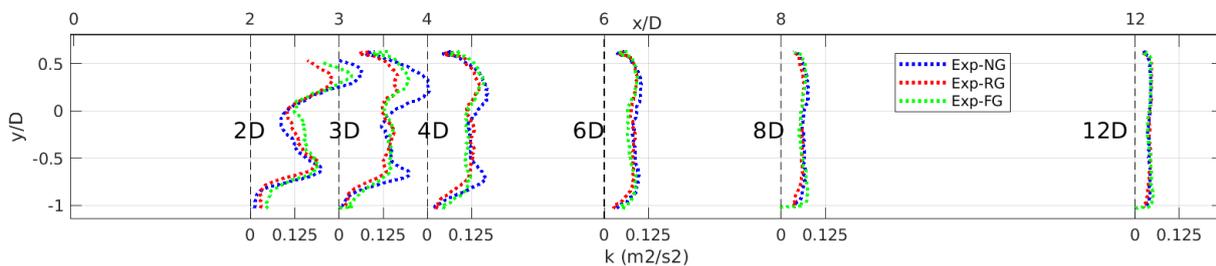


Figure 3.37 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente k , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=1$ cm

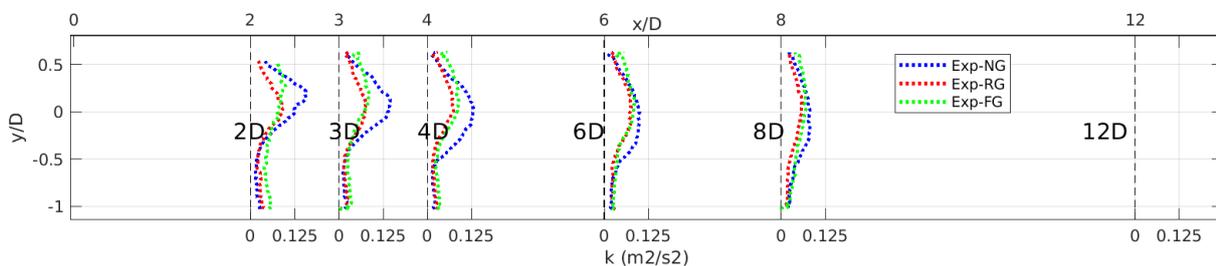


Figure 3.38 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente k , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=-11$ cm

Le profil d'intensité turbulente le long de l'axe x est présenté en Figure 3.39 pour le cas avec grille régulière. Les valeurs sont très élevées dans le proche sillage puisque la vitesse

est presque nulle dans cette zone. À la distance de 4D, l'intensité turbulente vaut 23 %. Elle diminue à 15 % à la distance de 6D, puis 10 % aux alentours de 8 à 10D. Sa décroissance est ensuite très faible plus loin dans le sillage.

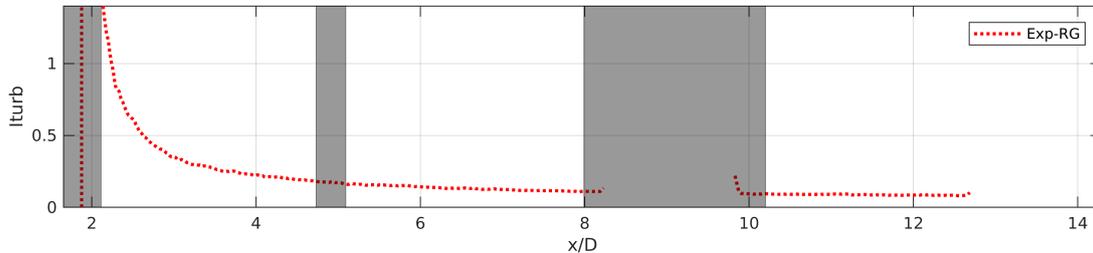


Figure 3.39 Profil d'intensité turbulente dans le sillage le long de l'axe x, dans le cas de la grille régulière. Les zones grisées correspondent aux brides du tunnel et les mesures y sont erronées

En conclusion, aucune différence sensible n'a pu être observée dans le sillage entre les différents cas de turbulence étudiés. Ce constat est cohérent avec l'étude de Boudreau et Dumas [100], qui montrent que le niveau de turbulence amont impacte moins le sillage des turbines Darrieus que celui d'une turbine à axe horizontal. Les niveaux d'intensité turbulente étudiés sont cependant relativement proches (2,9 %, 5,5 % et 7,5 %). L'intensité turbulente n'a donc pas d'influence jusqu'à des niveaux de l'ordre de ceux mesurés par Togneri et al. sur le site au large d'Anglesey [10]. Pour d'autres sites comme celui de l'EMEC où l'intensité turbulente est plus proche de 15 % [9], il faudrait réaliser des mesures pour des niveaux plus élevés afin de voir si une différence est constatée. Ceci n'est malheureusement pas réalisable dans le tunnel du CERG si l'on souhaite avoir une turbulence relativement homogène au niveau de la turbine. Par ailleurs, les mesures de coefficient de puissance et traînée sont moins dépendantes de la vitesse amont et du nombre de Reynolds de la machine pour le cas avec grille régulière de turbulence. Moins de fluctuations de mesures sont obtenues dans ce cas (voir les Parties 3.3.1 et 3.3.2). Il en va sans doute aussi de même avec les mesures PIV de sillage, c'est pourquoi les résultats de sillage expérimentaux seront toujours présentés dans le cas avec grille régulière de turbulence dans les prochains chapitres.

3.3.3.2 Mesures à $\lambda=1$

Les sillages sont maintenant étudiés pour le cas $\lambda=1$. Il s'agit du cas où l'hydrolienne tournerait à très haute vitesse d'écoulement (mais dans les cas trop extrêmes il pourrait être choisi de mettre les hydroliennes à l'arrêt). La carte de vitesse axiale U_x est présentée en Figure 3.40 pour le cas avec grille de turbulence régulière, pour le plan d'altitude $z=1$ cm. Cette figure est à comparer avec les Figures 3.27 et 3.43 pour les autres valeurs de λ . Nous observons un déficit de vitesse plus faible dans ce cas. Sur le bord du sillage dans la région $y<0$, nous

observons des franges qui se détachent du sillage. Ces franges correspondent au lâcher de tourbillon à chaque passage de pale, et sont un phénomène instationnaire. Il faut rappeler que toutes les mesures PIV sont réalisées avec la même position des pales. Nous distinguons entre les franges une période spatiale qui correspond à la distance parcourue par un tourbillon détaché par une pale et convecté dans le sillage. Ce phénomène est visible pour le cas $\lambda = 1$ uniquement, sans doute parce que c'est le seul cas où la vitesse dans cette zone est proche de la vitesse amont. Il y a peu de mélange dans cette zone car peu de cisaillement de vitesse.

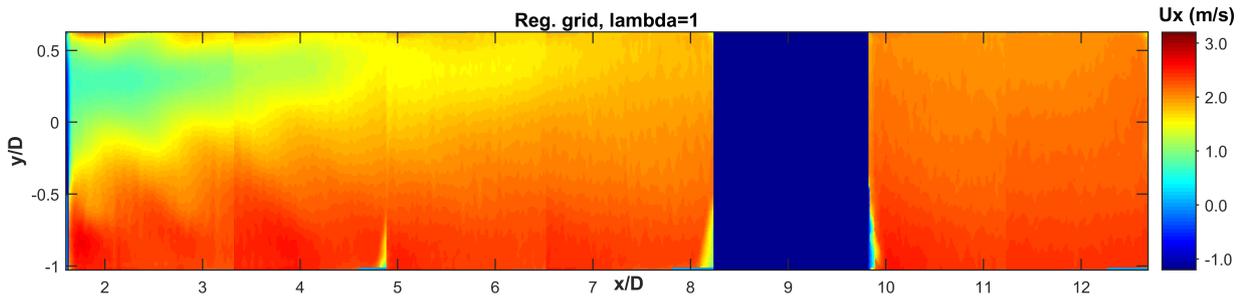


Figure 3.40 Carte de vitesse U_x dans le plan horizontal d'altitude $z=1$ cm pour $\lambda = 1$

Les mesures PIV n'ont été réalisées que dans le plan central d'altitude $z=1$ cm. Les profils horizontaux de vitesse adimensionnée sont tracés à cette hauteur (non corrigée), pour différentes distances à l'aval de la turbine, en Figure 3.41. Par rapport au cas $\lambda = 2$ en Figure 3.33, le déficit de vitesse est plus faible et le minimum de vitesse trouvé à $x=2D$ vaut ($U_x/U_\infty = 0,4$). **La forme du sillage est différente : le cisaillement de vitesse est plus important du côté $y>0$, et le maximum de déficit de vitesse est trouvé en $y/D=0,25$.** Les résultats sont similaires pour les trois cas de turbulence. A la distance $x=12D$, il est difficile de donner une valeur pour le déficit de vitesse maximum vu que celui-ci se situe sur le bord du plan de mesure, mais il est du même ordre de grandeur que dans le cas $\lambda = 2$.

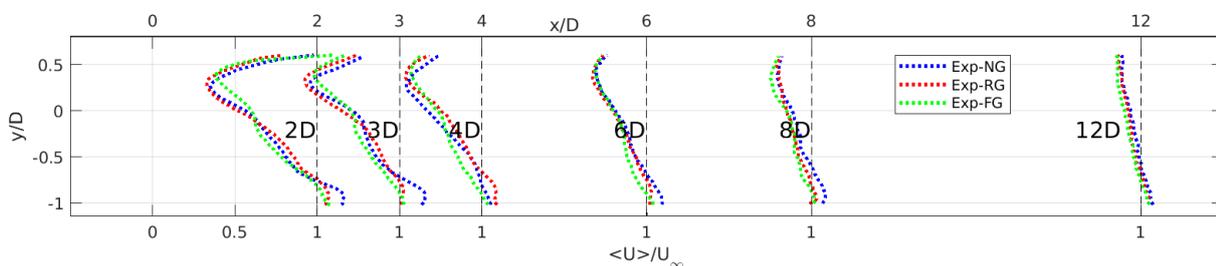


Figure 3.41 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=1$ cm, pour $\lambda = 1$

Les profils horizontaux d'énergie cinétique turbulente sont tracés à la hauteur non corrigée $z=1$ cm en Figure 3.42. Ces courbes sont à comparer avec la Figure 3.37 dans le cas $\lambda = 2$.

Comparé à ce cas, les niveaux de turbulence atteints sont beaucoup plus faibles, et il n'y a pas de pic d'énergie cinétique turbulente de chaque côté du sillage de la turbine en $x=2D$.

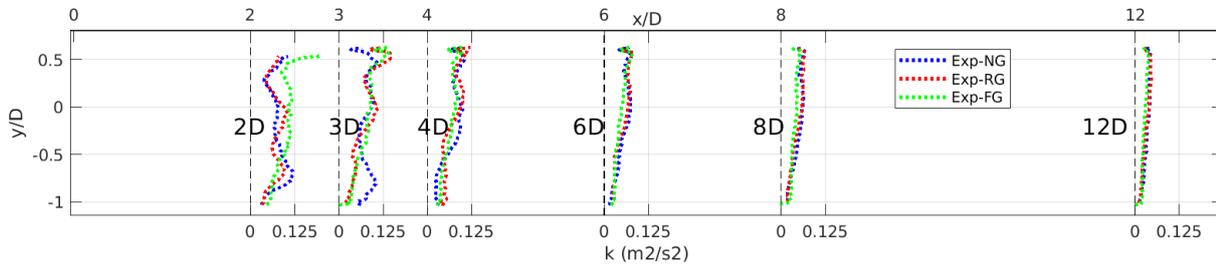


Figure 3.42 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente k , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=1$ cm, pour $\lambda = 1$

3.3.3.3 Mesures à $\lambda=3$

Les mesures réalisées à $\lambda = 3$ correspondent au cas où l'hydrolienne tournerait à haute vitesse de rotation, par exemple si on la laissait tourner à l'emballement en la déconnectant du réseau électrique. La carte de vitesse moyenne axiale U_x est présentée en Figure 3.43 pour le cas avec grille de turbulence régulière, pour le plan d'altitude $z=1$ cm. Nous observons un sillage très similaire à celui du cas $\lambda = 2$ de la Figure 3.27.

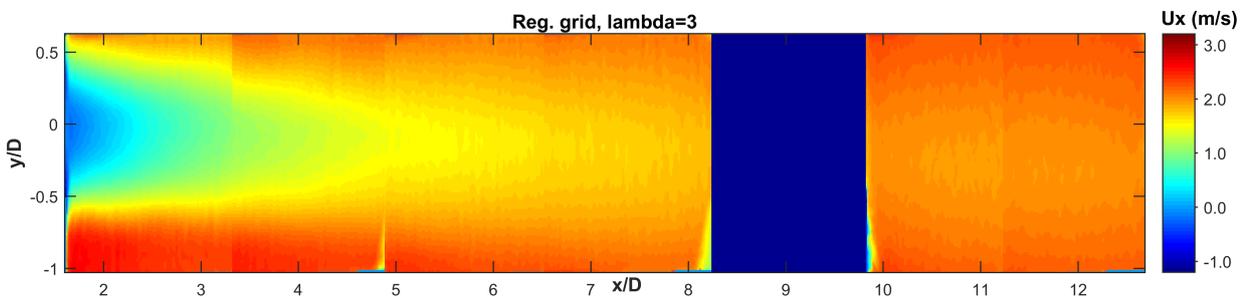


Figure 3.43 Carte de vitesse U_x dans le plan horizontal d'altitude $z=1$ cm pour $\lambda = 3$

Les mesures PIV n'ont été réalisées que dans le plan central d'altitude $z=1$ cm. Les profils horizontaux de vitesse adimensionnée sont tracés à cette hauteur (non corrigée), pour différentes distances à l'aval de la turbine, en Figure 3.44. **Par rapport au cas $\lambda = 2$ en Figure 3.33, le déficit de vitesse n'est pas plus fort et le minimum de vitesse trouvé à $x=2D$ vaut $U_x/U_\infty = -0,15$ pour le cas sans grille. Le sillage est par contre beaucoup plus large. Il est décalé vers le côté $y<0$ dans le cas sans grille, et dans une moindre mesure pour le cas avec grille fractale. Le sillage est d'ailleurs légèrement plus large dans le cas de la grille fractale. A la distance $x=12D$, le déficit de vitesse a recouvert le même niveau que dans le cas $\lambda = 2$: $U_x/U_\infty = 0,84$.**

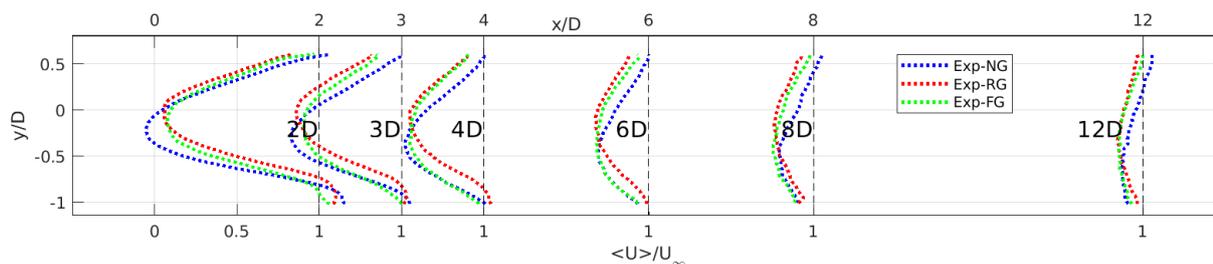


Figure 3.44 Profils transverses de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=1$ cm, pour $\lambda = 3$

Les profils horizontaux d'énergie cinétique turbulente sont tracés à la hauteur non corrigée $z=1$ cm en Figure 3.45. Ces courbes sont à comparer avec la Figure 3.37 dans le cas $\lambda = 2$. Comparé à ce cas, les niveaux de turbulence atteints sont plus importants. La turbine crée davantage de turbulence dans ce régime de fonctionnement. Deux pics apparaissent toujours dans les zones derrière les extrémités de la turbine. Le pic en $y < 0$ est cependant beaucoup plus fort que l'autre dans le cas sans grille.

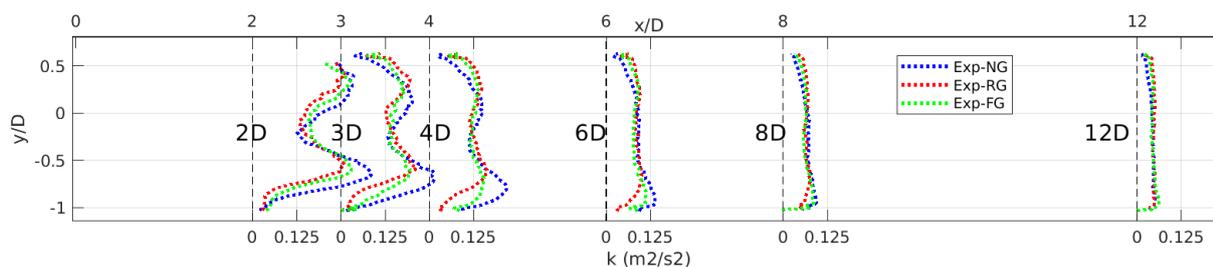


Figure 3.45 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente k , à différentes distances derrière la turbine dans le plan d'altitude $z=1$ cm, pour $\lambda = 3$

Chapitre 4

Mise en œuvre du modèle simplifié à conservation de force

Dans cette partie, le modèle simplifié à conservation de force est développé pour une seule turbine afin d'être confronté aux résultats expérimentaux obtenus au CERG (cf. chapitre précédent). Pour cette turbine, les conditions aux limites (vitesse amont, confinement...) ainsi que la vitesse de rotation sont imposées. Ceci permet de réaliser un calcul URANS pour cette configuration et d'obtenir la répartition de force correspondante pour le modèle simplifié. Ces forces sont imposées dans le modèle simplifié, d'où la dénomination de modèle à conservation de force. Lorsque la turbine opère au sein d'un parc, il n'est plus possible d'utiliser cette approche car l'écoulement autour de la turbine n'est pas connu. Pour cette raison, une version spécifique aux parcs dénommée modèle adaptatif a été développée et fait l'objet du Chapitre 5.

4.1 Méthodologie du modèle simplifié à conservation de force

Le principe général du modèle étudié présentement est fondé sur la méthode Actuator Disk. La distribution de force (ou répartition de force) employée pour représenter la turbine joue un rôle important sur le calcul de l'écoulement. Une répartition stationnaire, obtenue à partir de calculs préliminaires décrits dans cette section, est utilisée.

4.1.1 La distribution azimutale des forces du modèle simplifié

La répartition de force utilisée dans les calculs dépend de la position dans un maillage cylindrique, dont les mailles sont les volumes élémentaires du repère cylindrique (O, r, θ, z) avec l'axe z confondu avec celui de la turbine Darrieus. Une vue de la répartition stationnaire des forces appliquées sur les pales de la turbine est présentée en Figure 4.1. Seule la moitié supérieure de la turbine est représentée, et nous pouvons voir les 3 pales de la turbine en rouge. L'écoulement incident arrive avec une vitesse U_∞ . Les forces s'appliquent essentiellement sur les pales de la turbine. C'est pour cela que les forces ont ici été représentées sur le contour cylindrique balayé par la corde des pales. Par le principe d'action-réaction, la force appliquée sur l'écoulement est l'opposée de la force appliquée sur la turbine. La répartition imposée dans nos simulations de modèle simplifié sera donc l'opposée de la répartition présentée ici.

La répartition des forces utilisée est stationnaire, ce qui est une hypothèse importante. Il n'est pas certain qu'imposer une répartition moyenne des forces dans un calcul stationnaire donne le même sillage qu'en moyennant le sillage d'un calcul instationnaire de la turbine. Les résultats seront donc analysés en détails dans ce chapitre pour évaluer la pertinence de l'approche stationnaire.

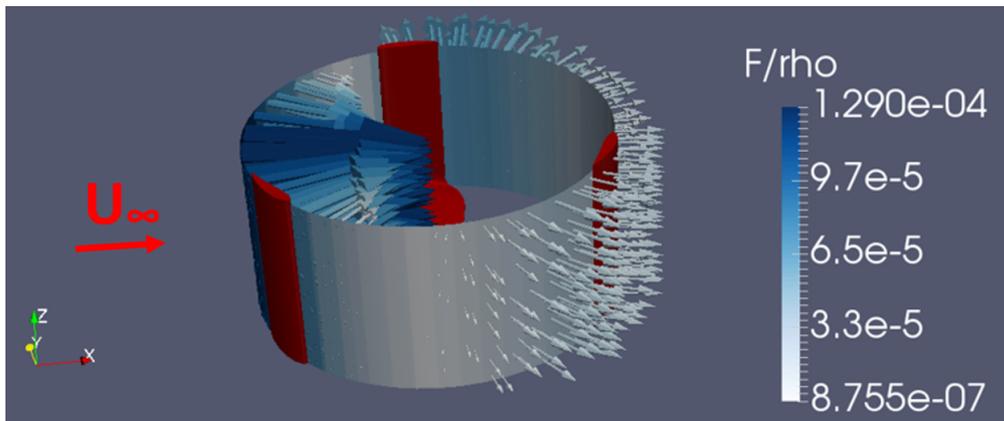


Figure 4.1 Vue des forces moyennes appliquées sur les pales de la turbine au cours d'une révolution pour $\lambda = 2$

4.1.2 Obtention des distributions de force

Les expériences ne permettent pas d'obtenir une répartition détaillée des forces mais seulement les forces totales appliquées sur la turbine. C'est pour cela que des simulations URANS de la géométrie détaillée de la turbine ont été réalisées. Les calculs URANS permettent d'obtenir les forces en chaque point de la turbine. Ces forces sont ensuite projetées sur un maillage fixe cylindrique, qui peut être utilisé dans le modèle simplifié. La moyenne de ces forces sur un tour de turbine est effectuée, afin d'obtenir une répartition stationnaire. Ces étapes sont décrites en détail plus loin dans ce chapitre. Les forces totales ont été mesurées expérimentalement, comme déjà décrit en partie 3.2.4. Cela permet de vérifier les résultats des simulations URANS, et éventuellement de corriger les répartitions de force obtenues afin d'avoir les valeurs expérimentales des résultantes de force selon x et y. La Figure 4.2 illustre cette démarche. Des tests seront effectués par la suite pour discuter de l'intérêt de cette correction.

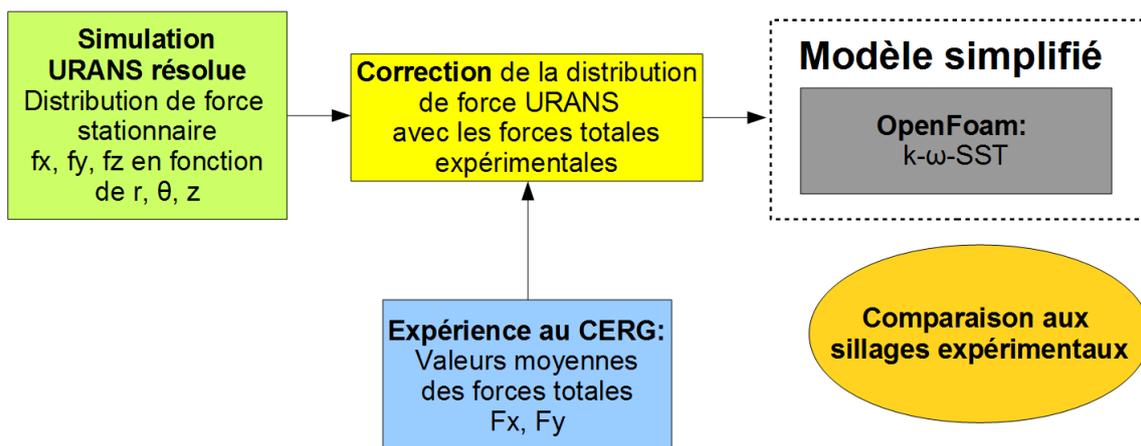


Figure 4.2 Méthode pour obtenir les distributions de force du modèle simplifié

4.1.3 Domaine de calcul et calage de la turbulence

4.1.3.1 Domaine de calcul

Comme dans le Chapitre 3 sur les mesures expérimentales, l'origine du système de coordonnées est situé sur l'axe de rotation et à mi-hauteur de pale de la turbine. Le domaine simulé est un parallélépipède rectangle. Il inclut une zone allant jusqu'à $x_{inlet} = -0,5m \approx 3D$ à l'amont du centre de la turbine, et jusqu'à $x_{outlet} = 2,5m \approx 14D$ à l'aval du centre de la turbine (cf Figure 4.3). Cela permet de minimiser l'effet de ces frontières sur les résultats des simulations. La largeur et la hauteur du canal sont prises pour correspondre aux dimensions du

tunnel hydrodynamiques du CERG, et la turbine est en général positionnée conformément à sa position dans le tunnel du CERG, c'est à dire avec un décalage de +5 cm dans la direction y . Une mention sera faite quand cela ne sera pas le cas. Ces dimensions sont résumées dans le Tableau 4.1.

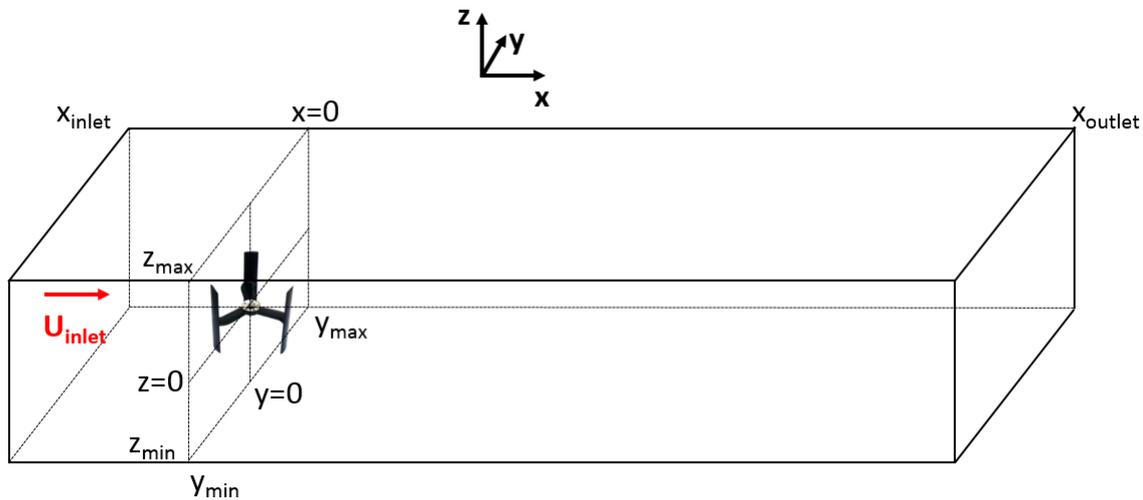


Figure 4.3 Schéma du domaine utilisé pour les simulations

x_{inlet}	x_{outlet}	y_{min}	y_{max}	z_{min}	z_{max}
-0,5 m	2,5 m	-0,25 m	0,35 m	-0,275 m	0,275 m

Tableau 4.1 Dimensions du domaine de calcul utilisé pour les simulations du modèle simplifié

Le maillage utilisé dans les simulations du modèle simplifié est un maillage structuré. Il s'agit d'un maillage par blocs, avec 9 zones qui s'étendent de l'entrée jusqu'à la sortie du domaine, présentées en Figure 4.4. La zone centrale (notée A sur la Figure 4.4) contient des mailles cubiques dont la taille des arêtes est prise à 0,01 m ($dx=dy=dz=0,01$ m). Il s'agit de la zone dans laquelle se développe le sillage de l'hydrolienne, et le maillage doit y être suffisamment fin. C'est également la zone dans laquelle la distribution de force représentant la turbine est imposée. Par rapport au diamètre de l'hydrolienne qui mesure 17,5 cm, cette taille de maille permet d'avoir plus de 17 cellules pour un diamètre de l'hydrolienne. Une étude de sensibilité au maillage de cette zone centrale sera réalisée par la suite. Il aurait été possible d'utiliser un maillage moins raffiné en amont de la zone de l'hydrolienne et suffisamment loin en aval là où il y a moins de cisaillement dans le sillage, mais les temps de calcul du modèle simplifié sont suffisamment rapides et cela aurait complexifié l'étude de sensibilité au maillage. Enfin, les zones proches des parois du tunnel ont été raffinées afin de calculer les couches limites du tunnel. Ce sont les huit autres zones de la Figure 4.4.

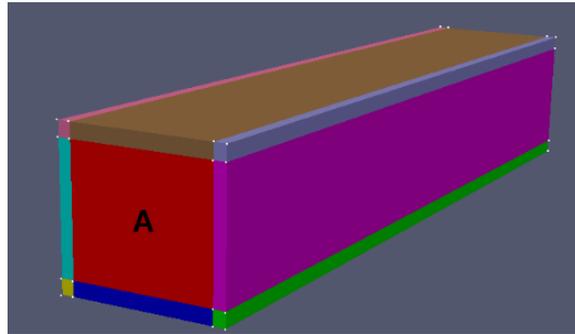


Figure 4.4 Les différents blocs du maillage structuré

4.1.3.2 Les conditions aux limites turbulentes des simulations

Les conditions aux limites appliquées dans toutes les simulations réalisées sur OpenFoam sont les suivantes :

- **Entrée** : La vitesse est uniforme et vaut 2,3 m/s. Une condition zéro gradient est appliquée pour la pression. Une valeur uniforme est imposée pour les variables de turbulence k et ε ou ω en fonction de la turbulence du cas expérimental que l'on souhaite simuler (sans grille, avec grille régulière ou grille fractale).
- **Sortie** : La pression est uniforme égale à 0 Pa. Une condition inletOutlet est appliquée sur la vitesse. Cela impose une condition zéro gradient sur la vitesse lorsque le flux est sortant, tandis qu'une valeur choisie à 0 est imposée sur la vitesse quand le flux est rentrant. Dans nos simulations il faudra donc s'assurer qu'il n'y a jamais de flux rentrant, ce qui est correct car la sortie est située loin en aval de la turbine. Enfin, une condition de zéro gradient est imposée en sortie pour k et ε ou ω .

Des simulations stationnaires ont été réalisées sans turbine afin d'obtenir les niveaux de turbulence dans le tunnel correspondant à chaque cas expérimental, dont les valeurs sont présentées en Partie 3.1.2 :

- **Cas sans grille** : L'intensité turbulente mesurée expérimentalement est d'environ 2,9 % au centre du tunnel, sans décroissance le long du tunnel. Elle a été imposée à 2,9 % en entrée dans nos simulations (ce qui correspond à $k = 0,00667 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). Il n'est pas possible pour ce cas de turbulence de connaître expérimentalement la valeur de la dissipation turbulente ε (ou la valeur ω correspondante) à imposer en entrée des simulations. Cependant elle est faible puisque l'intensité turbulente reste constante le long du tunnel. Imposer une trop faible valeur pour ε (donc également trop faible pour ω selon la définition de l'équation 2.15) crée une viscosité turbulente trop forte lors

des simulations (obtenue par l'équation 2.19), ce qui rend le calcul URANS instable. La valeur a donc été augmentée progressivement dans les calculs jusqu'à ne plus avoir d'instabilités. La valeur retenue est alors $\omega = 1s^{-1}$, ou la valeur correspondante $\varepsilon = 6,01 \times 10^{-4}m^2/s^3$. Pour comparaison, la relation $l_t = 0,038d_h$ permet d'estimer l'échelle de longueur turbulente l_t d'un écoulement développé dans une conduite de diamètre hydraulique d_h (en prenant pour l_t la définition utilisée dans le logiciel OpenFoam présentée dans l'équation 2.20). Cela donne une longueur $l_t = 2,18 \times 10^{-2}m$, d'où les valeurs $\varepsilon = 2,25 \times 10^{-3}m^2/s^3$ ou $\omega = 3,75s^{-1}$. Cependant ces valeurs sont élevées et font décroître l'intensité turbulente le long du tunnel dans nos calculs préliminaires. Cette relation est inadaptée dans notre cas, où la turbulence ambiante du tunnel est très élevée comparé à des conduites classiques. De plus, il est probable que le convergent en amont de la section d'essai crée de grandes échelles de turbulence et que l'échelle de longueur turbulente soit ainsi différente. Nous utiliserons donc la valeur $\omega = 1s^{-1}$. La Figure 4.5 compare la valeur d'énergie cinétique turbulente obtenue par PIV le long de l'axe x du tunnel avec le profil simulé pour les valeurs de turbulence d'entrée choisies. Les deux courbes sont en adéquation.

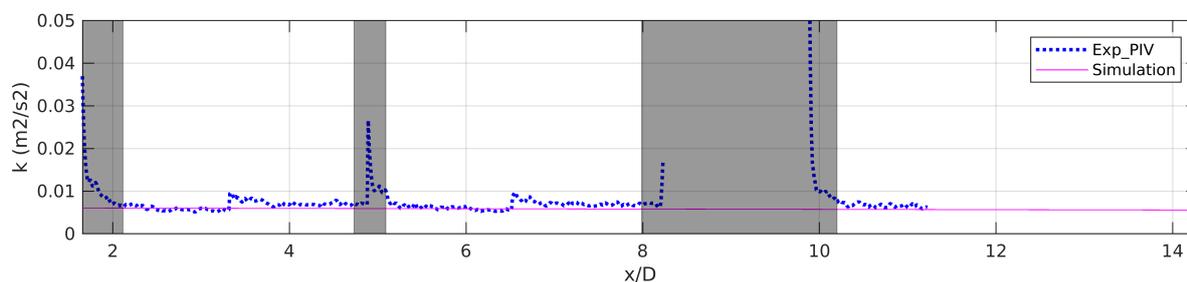


Figure 4.5 Profil expérimental PIV d'énergie cinétique turbulente dans le cas sans grille de turbulence et profil simulé avec les valeurs d'entrée $I_{turb}=2,9 \%$, et $\omega = 1s^{-1}$ (cas sans turbine)

- **Cas avec grille régulière :** Pour ce cas, la turbulence mesurée expérimentalement est homogène loin des parois, et nous avons mesuré une décroissance de la turbulence. La turbulence dans la simulation de canal sans turbine doit décroître de la même manière, et cela n'est possible que si le bon couple (k, ε) ou (k, ω) est imposé en entrée des simulations. Différentes simulations ont donc été réalisées en modifiant à chaque fois ces valeurs. Les résultats finaux donnent pour valeurs d'entrée $k = 0,0701m^2s^{-2}$ (ce qui correspond à $I_{turb} = 9,4 \%$), et $\omega = 90s^{-1}$ ou $\varepsilon = 0,568m^2/s^3$. Cela permet d'obtenir la valeur de $5,5 \%$ d'intensité turbulente au niveau de la turbine en $x=0$ (qui correspond à la valeur extrapolée à cet emplacement à partir des mesures expérimentales), ainsi qu'une décroissance de la turbulence correspondant aux mesures expérimentales. La courbe expérimentale de décroissance de l'énergie cinétique turbulente k le long du tunnel

obtenue par LDV (la seule disponible pour ce cas de turbulence) et celle numérique sont présentées en Figure 4.6. Les profils sont tracés au milieu du tunnel, en $y=5$ cm et $z=0$. Nous observons que le profil numérique est proche du profil expérimental dans la zone de mesure.

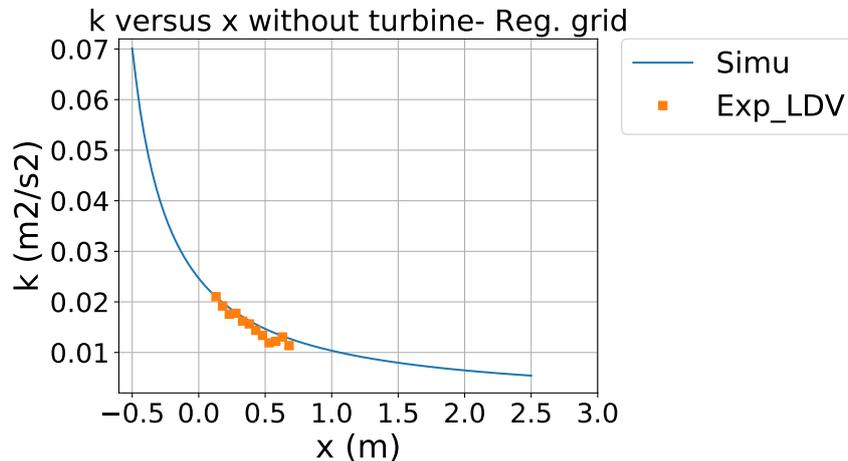


Figure 4.6 Profil expérimental LDV d'énergie cinétique turbulente dans le cas avec grille régulière et profil simulé après calage des valeurs d'entrée (cas sans turbine)

- Cas avec grille fractale :** Dans ce cas, la turbulence n'est pas homogène. Le profil d'intensité turbulente utilisé pour notre calage est le profil mesuré par PIV sur la Figure 3.13 du paragraphe 3.1.2.3. Il permet d'ajuster les valeurs des paramètres de turbulence en entrée du domaine. Après calage, les valeurs $k = 0.064 m^2 s^{-2}$ (ce qui correspond à $I_{turb} = 9,0 \%$), et $\omega = 23,5 s^{-1}$ ou $\varepsilon = 0.136 m^2 / s^3$ ont été choisies. Cela donne le profil présenté en Figure 4.7. La courbe numérique possède de légers écarts par rapport à la courbe expérimentale. En particulier, la décroissance rapide de la turbulence juste en aval de la grille fractale est mal reproduite. La décroissance de l'intensité turbulente ne suit pas de loi connue comme la loi en puissance derrière une grille régulière de turbulence [98]. Le code n'est pas capable de modéliser cette décroissance en imposant des conditions sur k et ω en entrée du domaine. Il faudrait simuler l'écoulement sur la grille fractale elle-même, mais les modèles de turbulence employés ne sont pas fiables pour simuler cet écoulement. Les mesures expérimentales ne sont pas disponibles non plus pour imposer une condition limite d'entrée plus réaliste.

Enfin, avec le développement des couches limites dans les simulations, la vitesse en milieu du tunnel devient légèrement supérieure à la vitesse de 2,3 m/s imposée en entrée. La vitesse expérimentale du tunnel est quant-à-elle imposée à 2,3 m/s au milieu du tunnel, avec une certaine incertitude décrite précédemment en Partie 3.1.1.2. Dans un simple but de vérification,

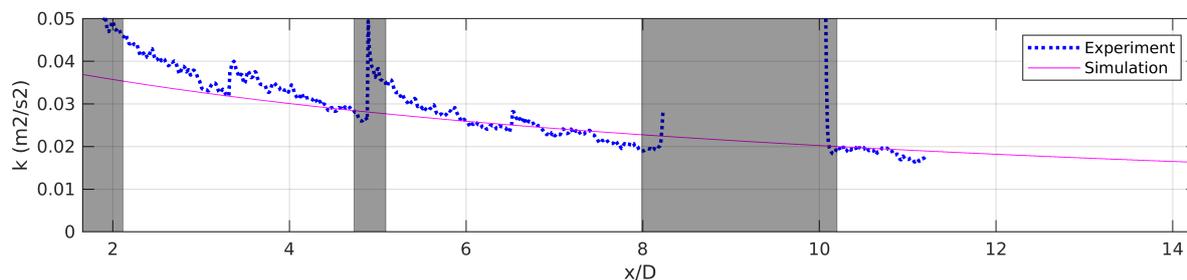


Figure 4.7 Profil expérimental d'énergie cinétique turbulente dans le cas avec grille fractale et profil simulé après calage des valeurs d'entrée (cas sans turbine)

les profils de vitesse de la simulation sans turbine ont été tracés à différentes positions x dans le tunnel à la hauteur $z=0$. La Figure 4.8 présente ces profils transverses en entrée, à $x=0$ m, à $x=1$ m et à $x=2$ m. La vitesse à la position $x=0$ m vaut 2,315 m/s, légèrement supérieure à la vitesse expérimentale. La vitesse augmente encore pour des valeurs x plus grandes, et les couches limites ne sont pas établies quelle que soit la distance. Cependant nous ne connaissons pas les caractéristiques exactes de l'écoulement (vitesse et turbulence) à l'amont du domaine de calcul (en $x=-0.5$ m), et il ne nous a pas paru judicieux de travailler avec des couches limites établies qui sont non physiques puisque la veine d'essais est située à l'aval d'un fort convergent. **Nous conserverons donc la vitesse uniforme de 2,3 m/s en entrée du domaine.**

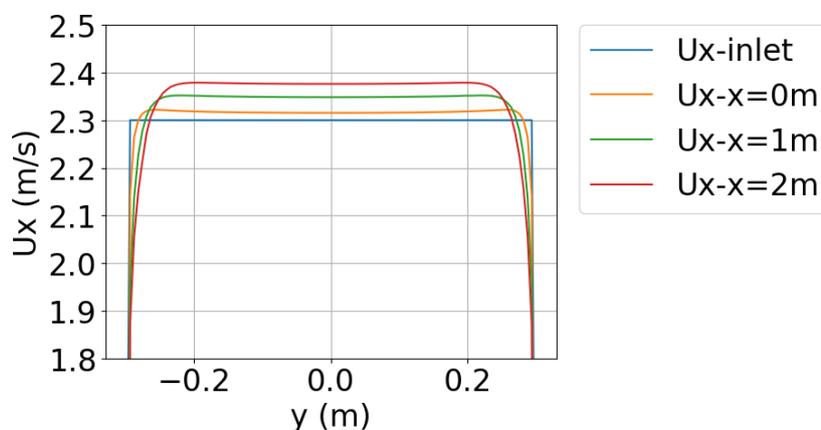


Figure 4.8 Profils transverses de vitesse axiale simulés pour différentes positions dans le tunnel, pour $z=0$ cm

4.2 Simulations URANS préliminaires pour obtenir les répartitions de force

Pour utiliser le modèle simplifié, une répartition détaillée des forces doit exister comme fichier de données d'entrée de la simulation. Cette répartition détaillée de force n'a pas été obtenue expérimentalement du fait de la difficulté à installer des capteurs de manière précise à différents endroits de la turbine. Elle a été obtenue par des calculs URANS menés par Thibault Oudart lors d'un post-doctorat dans le cadre de notre projet. Le cadre et les étapes suivies pour réaliser ces simulations sont décrits dans ce paragraphe. Ces simulations sont également confrontées aux résultats expérimentaux obtenus au CERG.

4.2.1 Setting des simulations URANS

4.2.1.1 Solveur utilisé dans OpenFoam

La version OpenFoam4.1 est utilisée pour ces simulations, avec le solveur `pimpleDyMFoam`. Ce solveur est une extension du solveur `pimpleFoam` (qui résout les écoulements instationnaires incompressibles). Par rapport à celui-ci, il permet d'utiliser des maillages dynamiques. La méthode AMI (Arbitrary Mesh Interface) est employée, avec une partie tournante (une zone cylindrique légèrement plus large que la turbine dans chaque direction) tournant à la vitesse de rotation de la turbine, et une partie fixe dont les limites correspondent au tunnel d'essai. Les deux parties sont maillées séparément avec une correspondance des mailles entre elles à l'instant $t=0s$. Aux différents pas de temps, il n'y a pas forcément correspondance entre les faces des cellules dans la zone d'interface. Une interpolation a donc lieu à partir des cellules les plus proches pour calculer les contributions des cellules du domaine voisin dans les équations à l'interface. Le paramètre de tolérance sur le recoupement des faces entre elles avant interpolation est fixé dans nos calculs à $matchTolerance = 0,001$. Pour chaque pas de temps, différentes sous-itérations sont réalisées :

- une estimation du correcteur de pression `pcorr` est réalisée;
- un certain nombre d'itérations de résolution de l'algorithme `pimple` (méthode couplée pour la vitesse et la pression) est réalisé, avec la sous-relaxation intermédiaire choisie;
- lors de la dernière itération, la sous-relaxation finale choisie (qui théoriquement doit être choisie à 1) est appliquée. La résolution des équations de turbulence n'est faite que lors de cette dernière itération en général (il serait possible d'imposer cette résolution à chaque sous-itération mais cela augmente les temps de calcul et rend plus difficile la

convergence des calculs). Seul le cas de calcul $\lambda = 2,5$ a été calculé avec la résolution de la turbulence à chaque sous-itération car les résidus n'étaient paradoxalement pas suffisamment petits sinon.

Les schémas utilisés sont du second ordre (Gauss linear). Un limiteur est imposé pour le calcul de k et ω dans les cellules où la convergence ne serait pas suffisante.

4.2.1.2 Maillage et test de sensibilité

Le maillage est créé par l'application Meshing de la suite Ansys. Les deux zones décrites précédemment (fixe et tournante) sont séparées, et visibles sur la Figure 4.9. La géométrie de la turbine est prise telle quelle (seul un léger chanfrein est ajouté près des raccords bras pales puisque les angles dans cette zone étaient trop fins et complexes pour permettre un maillage avec des cellules de taille raisonnable). Un maillage fin de couche limite est réalisé sur toutes les parties de la turbine. Une hauteur de première maille de 1×10^{-5} m est utilisée, avec 15 cellules selon la normale aux parois et un taux de croissance de 1,17. Les tailles latérales de maille le long des parois sont comprises entre 1×10^{-4} m et 9×10^{-4} m. Une vue du maillage d'une pale est présentée en Figure 4.10. Ce maillage de couche limite permet lors des calculs d'avoir une valeur maximale pour y^+ toujours inférieure à 2,4, et une valeur moyenne pour y^+ toujours inférieure à 0,2.

Les valeurs pour y^+ ont été calculées après convergence tous les 5° de rotation, et pour les cas de calcul $\lambda = 1$, $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$ afin de trouver ces valeurs maximales. Ces valeurs sont conformes avec celles préconisées pour ce modèle de turbulence par Maitre et al. [99] pour une simulation en 2D de turbine Darrieus, et Marsh et al. [39] pour une simulation de la turbine en 3D. Une "inflation" est ensuite réalisée en s'éloignant de la turbine. Dans la zone fixe, le maillage possède une taille maximale de 0,005 m de côté environ, ce qui garantit des mailles suffisamment petites dans le sillage. Le maillage est légèrement raffiné près des parois du tunnel, et les valeurs pour y^+ simulées sont proches de 40 (ce qui est suffisant pour calculer la couche limite de parois planes). Ce maillage possède environ 14 millions de mailles, dont 9 millions de mailles dans la zone en rotation.

Le maillage est ensuite exporté sur OpenFoam, puis des étapes de conversion sont nécessaires afin d'imposer les conditions cyclicAMI (propres à OpenFoam) sur les surfaces à l'interface.

Une étude de sensibilité au maillage a été réalisée afin de voir si les mailles sont suffisamment raffinées dans le sillage et sur la turbine. Un second maillage, moins raffiné, a été utilisé pour réaliser la même simulation. Il possède la même hauteur de première maille dans les couches limite de parois sur la turbine, tandis que leur taille latérale et les longueurs maximales

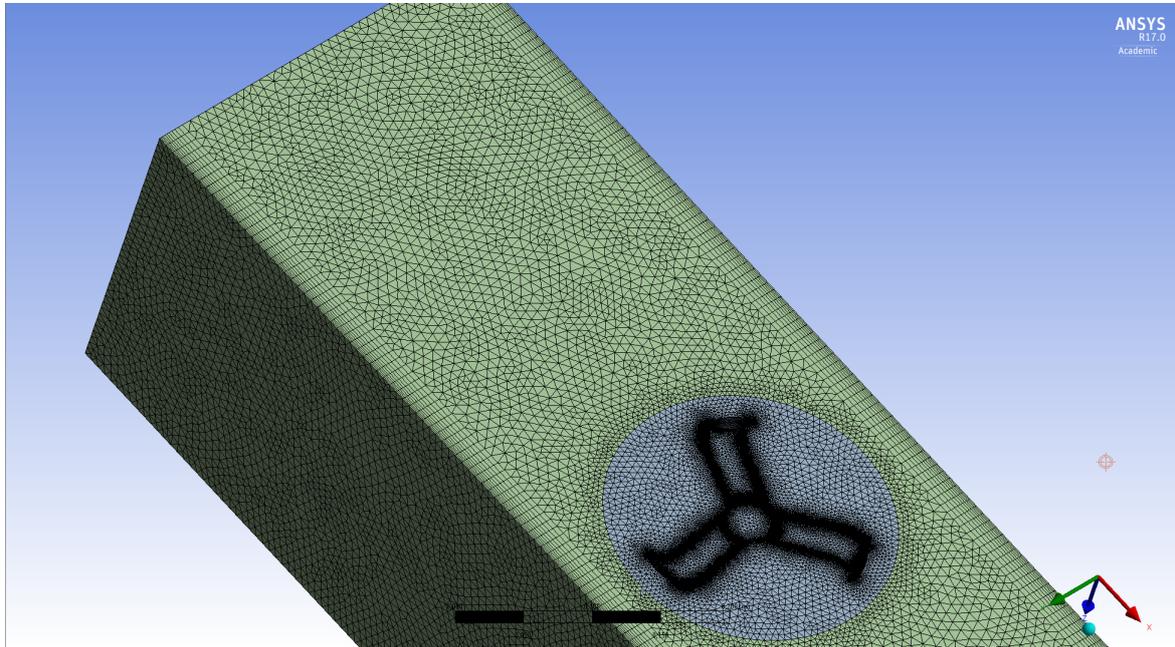


Figure 4.9 Vue globale du maillage réalisé sur Ansys pour les calculs URANS

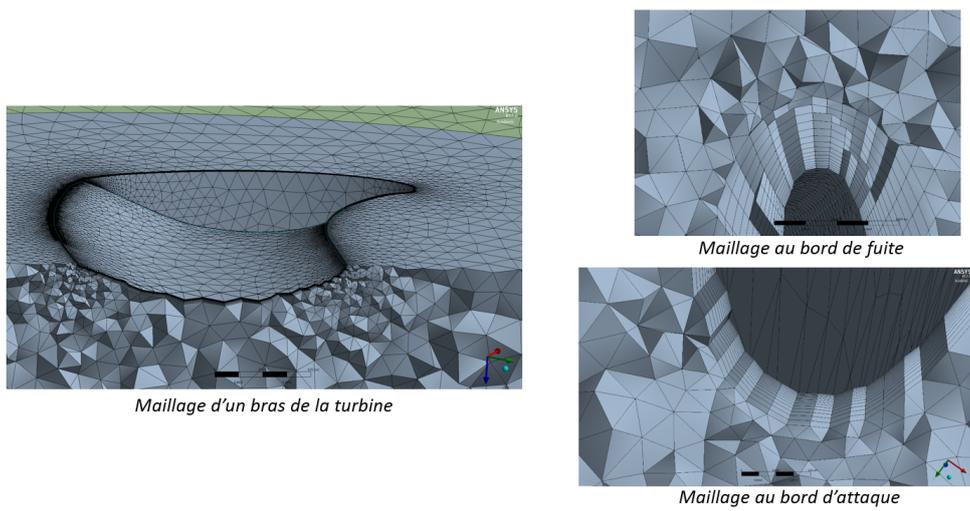


Figure 4.10 Vue des raffinements du maillage sur les bras et les pales pour les calculs URANS

des autres mailles sont multipliées par deux. Cela permet de conserver les mêmes valeurs du paramètre y^+ le long des parois de la turbine pour rester cohérent avec les préconisations existantes [99, 39]. La taille totale du maillage est d'environ 6 millions de mailles. Les paramètres C_p , et les forces selon x et y moyennées sur un tour sont calculées dans le Tableau 4.2 pour les deux maillages. Nous observons qu'il y a très peu d'écart sur les valeurs de force et de puissance. Les profils transverses de vitesse dans le plan horizontal d'altitude $z=0$ cm sont présentés en Figure 4.11. La vitesse a été moyennée sur un tiers de tour de turbine, ce qui revient dans notre cas à réaliser la moyenne sur un tour car la turbine possède 3 pales. Le processus utilisé pour moyenner les vitesses sera décrit au Chapitre 5. Nous observons que le sillage a globalement convergé. Un très léger écart existe à la distance de 2 diamètres à l'aval de la turbine. Les résultats des deux maillages sont proches, et **il n'est pas nécessaire d'utiliser un maillage à plus de 14 millions d'éléments pour obtenir des résultats de simulation corrects. Le maillage de 14 millions d'éléments sera utilisé pour tous les prochains calculs.**

Maillage utilisé	F_x	Écart F_x	F_y	Écart F_y	C_p	Écart C_p
14M mailles	79,91	—	6,569	—	0,261	—
6M mailles	80.49	0,7 %	6,743	2,6 %	0,267	0,4 %

Tableau 4.2 Écarts sur les forces et le coefficient de puissance en fonction du maillage utilisé

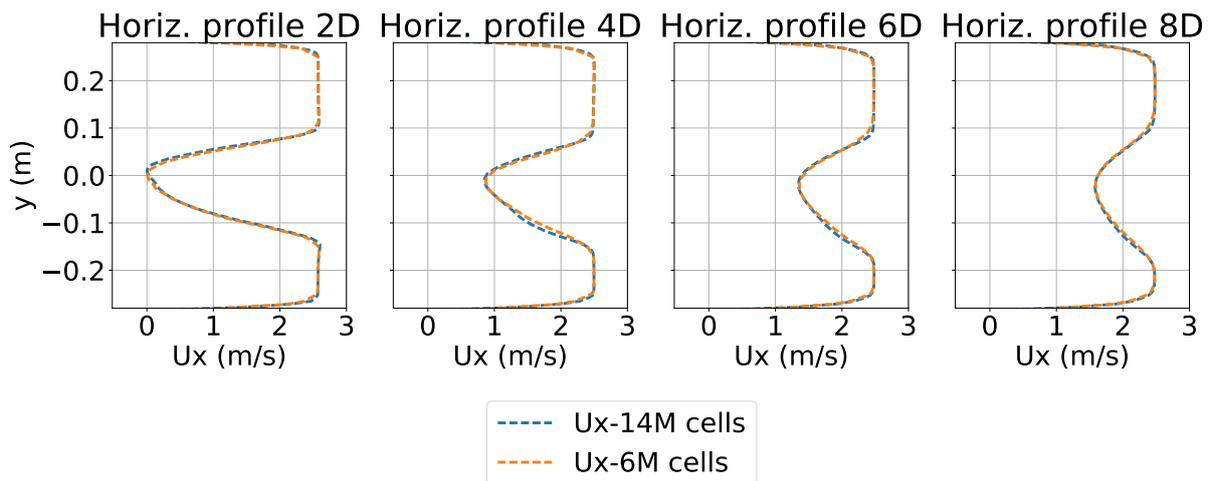


Figure 4.11 Comparaison des sillages moyennés sur un tour pour les maillages à 6M et 14M de mailles, dans le plan horizontal $z=0$ à plusieurs distances en aval de la turbine

4.2.1.3 Convergence des calculs

Les résidus sur la vitesse, pression, et les paramètres k et ω sont contrôlés au cours du calcul. Même si les résidus sont faibles, un temps de calcul suffisamment long doit être laissé. L'écoulement doit s'établir le long des pales et bras de la turbine, et un nombre minimum de tours est nécessaire afin d'avoir une convergence des coefficients de puissance et de force moyens (moyennés sur un tour). Simuler au moins douze tours de turbine est suffisant quel que soit le paramètre d'avance étudié. L'écoulement dans le sillage doit aussi s'établir, et cela nécessite environ 1,4 s physique de calcul dans nos cas, quel que soit le paramètre d'avance λ (c'est la vitesse amont de l'écoulement qui influe sur cette durée). Cela correspond à 6 tours de turbine à $\lambda = 1$, 12 tours à $\lambda = 2$ et 18 tours à $\lambda = 3$. **Au final, les simulations sont considérées comme ayant convergé si les deux critères suivants sont respectés : au moins 12 tours de turbine ont été réalisés, et au moins 1,4 s de temps physique a été calculé.** La résultante de force F_y est la valeur la plus sensible et nécessite un nombre de tours de turbine important pour converger. La Figure 4.12 présente les valeurs instantanées et moyennes de C_p et de force F_y au cours du temps pour une simulation URANS à $\lambda = 2$. Les courbes instantanées semblent devenir périodiques à partir de $t=0,7$ s, soit 6 tours de turbine, mais pour obtenir une convergence fine au moins 12 tours de turbine sont calculés. Il faut noter que la période des courbes après convergence correspond au passage de chaque pale, soit un tiers du temps nécessaire pour réaliser un tour de turbine. Sur la courbe de valeur instantanée F_y , nous notons aussi une très légère différence entre deux maximum consécutifs qui demeure même après convergence des calculs. Cette différence est certainement due au fait que le maillage construit n'est pas le même sur chaque pale (il n'a pas été construit par symétrie cyclique) et des petits écarts de calcul existent encore. Cependant, après convergence, la différence entre deux maximum successifs est inférieure à 2 % et l'effet de cette dissymétrie est très faible.

4.2.1.4 Domaine de calcul et conditions limites utilisées

Les conditions aux limites utilisées en entrée sont proches de celles du cas **sans grille de turbulence** : $U_{inlet} = 2,3\text{m/s}$, $I_{turb} = 2,5\%$, $\omega = 1\text{s}^{-1}$. L'impact de la turbulence amont sur le calcul URANS fera l'objet de la section 4.2.2.2 .

Les calculs URANS ont été réalisés avec une géométrie légèrement différente de celle des expériences au CERG : la turbine n'a pas été décalée de 5 cm vers la droite du tunnel mais est centrée dans le tunnel. Cependant, le confinement est faible avec une valeur $\epsilon_{conf} = 0,093$ (voir équation 1.5). Ce décalage de la position de la turbine par rapport aux parois a une influence négligeable, comme le montre un calcul présenté en Annexe B.

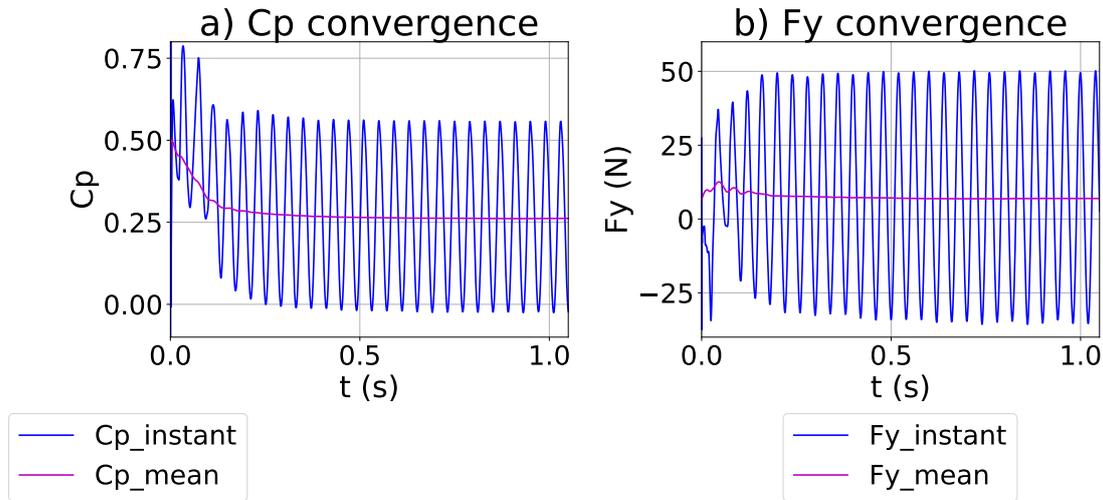


Figure 4.12 Convergence des valeurs de Cp et Fy instantanées et moyennées sur un tour lors des simulations URANS

4.2.2 Résultats des simulations URANS

4.2.2.1 Comparaison des résultats URANS aux résultats expérimentaux

Pour valider les simulations, les premiers paramètres à comparer sont les coefficients de puissance, et les forces totales axiales et transverses appliquées sur la turbine. Les trois composantes du couple total et les trois résultantes des forces appliquées sur la turbine sont calculées à chaque pas de temps dans OpenFoam à l'aide de la librairie forces.so. Les forces visqueuses et les forces de pression appliquées sur toutes les parois de la turbine sont additionnées, et les couples correspondants sont calculés à l'origine (sur l'axe de la turbine). Vu qu'une seule moitié de la turbine est simulée (grâce à la condition de symétrie), il faut doubler les valeurs de force et de couple pour obtenir celles de la turbine entière. Les sorties ont lieu à chaque pas de temps, soit chaque degré ou demi-degré de rotation selon le cas de calcul, ce qui permet une précision raisonnable. Une moyenne temporelle des termes sur un tiers de tour de turbine a ensuite été réalisée pour obtenir les valeurs moyennes.

La même courbe de coefficient de puissance obtenue par les simulations URANS pour le cas sans grille de turbulence est reportée sur chaque image de la Figure 4.13. Elle est comparée aux différentes courbes expérimentales obtenues pour les différents cas de turbulence.

Nous observons une fois encore que **les courbes de C_p expérimentales tracées à $U_{inlet}=2,8$ m/s sont proches les unes des autres, quelles que soit le cas de turbulence. Les résultats URANS sont également très proches de ces courbes.** Seul le point à $\lambda = 2$ est légèrement au-dessus des mesures expérimentales, avec une erreur relative de 9,3 %. Le décrochage dy-

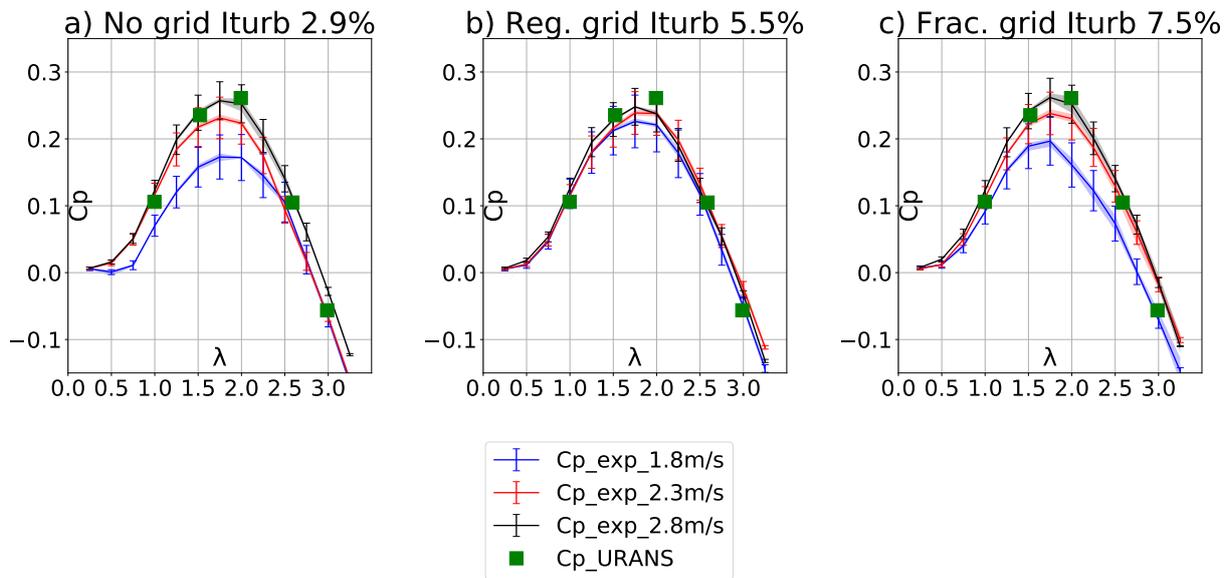


Figure 4.13 Coefficient de puissance obtenu par simulation URANS pour le cas sans grille, comparé aux courbes expérimentales obtenues sans grille, avec grille régulière et avec grille fractale de turbulence

namique le long des pales de la turbine est peut être sous-estimé à ce point de fonctionnement, et pourrait expliquer ce décalage.

Le calcul URANS est réalisé sans arbre, alors qu'un arbre est présent expérimentalement sur toute la moitié supérieure de la turbine. La traînée générée par cet arbre a été estimée en utilisant la courbe de traînée d'un cylindre infini fixe dans un écoulement. Comme la vitesse est relativement faible dans la zone balayée par la turbine, une estimation consiste à négliger cette partie et considérer la vitesse constante égale à 2,4 m/s sur toute la longueur de l'axe qui dépasse de la turbine (du fait du blocage de l'écoulement créé par la turbine, la vitesse est accélérée et est proche de cette valeur dans cette zone). Cette longueur mesure 18,8 cm, et le diamètre de l'axe 2,2 cm. A la vitesse d'entrée de 2,4 m/s, le nombre de Reynolds de l'arbre est de l'ordre de 10^4 , ce qui donne un coefficient de traînée de 1,03 (nous sommes dans la zone turbulente sur la courbe de traînée). **La valeur de traînée calculée est alors $F_x^{\text{shaft}} = 12,3\text{N}$** , avec une incertitude de $\pm 2\text{ N}$. Elle est ajoutée à la composante selon x de la force obtenue par le calcul URANS, afin d'obtenir le coefficient de force axiale corrigé de la turbine. La composante transverse doit également être considérée. Comme l'axe est en rotation, l'effet Magnus peut produire une composante de force transverse, qui dépend de la vitesse de rotation de l'axe. Les données disponibles sur les études illustrant cet effet manquent de précision pour les faibles vitesses de rotation traitées dans notre cas, et il se peut même que nous soyons dans une zone à effet Magnus inverse. Dans notre cas, le rapport des vitesses $\lambda_{\text{shaft}} = \frac{\Omega D_{\text{shaft}}}{2U_{\infty}}$ est compris entre 0,1 et 0,4, tandis que le nombre de Reynolds défini avec le diamètre de l'axe vaut 50 000. Ces valeurs sont proches du domaine d'apparition de l'effet Magnus inverse citées par

[101], qui sont un rapport de vitesse $\lambda_{shaft} \geq 0,35$ et $Re_{shaft} \geq 100000$. La force transverse générée ne doit dans tous les cas pas dépasser 4,4 N dans une direction ou l'autre (en prenant un coefficient de portance maximal de 0,4). Il se peut aussi que les conditions limites influent grandement sur les conditions d'apparition de ces différents phénomènes. Pour toutes ces raisons, seule une modélisation CFD ou des mesures expérimentales pourraient nous donner en détail la valeur de force transverse induite par la rotation de l'axe. Elle n'a donc pas été prise en compte dans nos travaux.

Les courbes de coefficient de force axiale et transverse obtenues par les simulations URANS (avec pour intensité turbulente d'entrée 2,5 %) sont ensuite tracées. Elle sont comparées aux courbes expérimentales obtenues pour les cas sans grille et avec grille régulière en Figure 4.14.

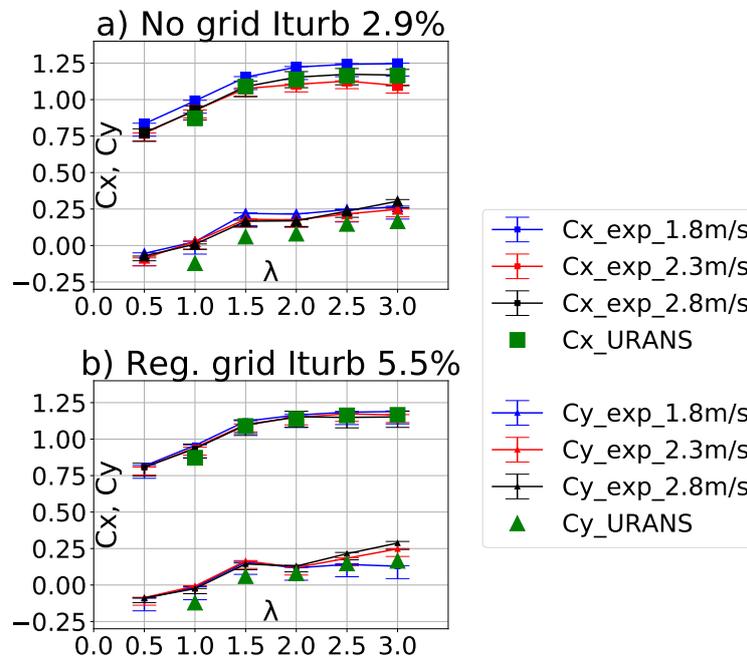


Figure 4.14 Coefficients de force axiale et transverse obtenus par simulation URANS pour le cas sans grille, comparé aux courbes expérimentales obtenues sans et avec grille régulière de turbulence

Nous observons que les coefficients C_x simulés sont très proches de ceux mesurés expérimentalement, à part pour la valeur $\lambda = 1$ où une erreur de 8% existe. Les courbes C_y sont plus éloignées, avec des écarts relatifs importants vu que les valeurs absolues des forces mesurées sont faibles (voire même quasi-nulles dans le cas $\lambda = 1$). Cependant, la mesure expérimentale comportait une forte incertitude à cause de la dérive temporelle des capteurs. Imposer une correction constante de -3 N semble réaliste et améliorerait les résultats, mais comme cette dérive n'avait pas été enregistrée aucune correction n'a été réalisée ici.

4.2.2.2 Influence de la turbulence amont sur le sillage URANS

Nous avons vu en Partie 3.3.3.1 de cette thèse que le sillage de la turbine Darrieus était très peu impacté par le niveau de turbulence dans nos mesures. Nous n'avons pas pu tester expérimentalement de plus forts niveaux de turbulence en amont de la turbine (la valeur maximale testée est $I_{turb}=7,5\%$), mais cela est possible numériquement dans les calculs URANS. Cette partie présente les sillages obtenus pour différents cas de turbulence testés. Ils sont comparés au sillage mesuré expérimentalement avec grille régulière de turbulence. Comme cela a été indiqué en Partie 3.3.3.1, le sillage expérimental possède une dérive de +3 cm selon l'axe z. L'altitude des plans expérimentaux a donc été corrigée de -3 cm. Le plan expérimental d'altitude sans correction $z=+1$ cm correspond au plan d'altitude $z=-2$ cm dans la simulation, et nous le nommerons dorénavant plan d'altitude $z=-2$ cm (nous avons choisi de prendre comme référence l'altitude de la simulation ou l'altitude expérimentale corrigée).

Trois niveaux de turbulence (trois couples de valeurs (I_{turb}, ω)) ont été testés et sont résumés dans le Tableau 4.3. Ils ont été choisis arbitrairement et sont proches des niveaux de turbulence des cas expérimentaux sans grille et avec grille régulière pour le cas de référence et le cas 2, tandis que le cas 3 présente le même ordre de grandeur pour ω mais une intensité turbulente beaucoup plus grande. L'intensité turbulente et la valeur ω calculées sans turbine à la position $x=0$ dans chaque cas sont également présentées, afin de connaître notamment le niveau d'intensité turbulente impactant la turbine.

Cas simulé	I_{turb}^{inlet}	ω_{inlet}	$I_{turb}^{x=0}$	$\omega^{x=0}$
Cas de référence : $I_{turb}=2,5\%$	2,5%	$1s^{-1}$	2,5%	$1s^{-1}$
Cas 2 : $I_{turb}=5\%$	6,74%	$45,5s^{-1}$	4,8%	$25s^{-1}$
Cas 3 : $I_{turb}=21\%$	23,4%	$10s^{-1}$	21%	$8,8s^{-1}$

Tableau 4.3 Valeurs des conditions de turbulence en entrée du domaine et au niveau de la turbine, pour les différents niveaux de turbulence testés

La Figure 4.15 présente les résultats de sillage dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour ces différents taux de turbulence.

Nous observons tout d'abord que les résultats URANS pour les cas à 2,5% et 5% d'intensité turbulente produisent des sillages quasiment identiques. Cela confirme les mesures expérimentales où aucune différence notable n'avait été trouvée entre ces deux cas. Nous notons aussi que le profil tracé à la distance $2D$ après la turbine est proche du profil expérimental. Il semble que l'écoulement turbulent dans la turbine et dans le sillage proche soit correctement reproduit par le modèle de turbulence $k-\omega$ -SST. Par contre, dès une distance de $4D$ et jusqu'à la fin du domaine de mesures, le déficit de vitesse est surestimé par les simulations. Cela peut provenir des équations de turbulence du modèle $k-\omega$ -SST. Celui-ci est employé car il est

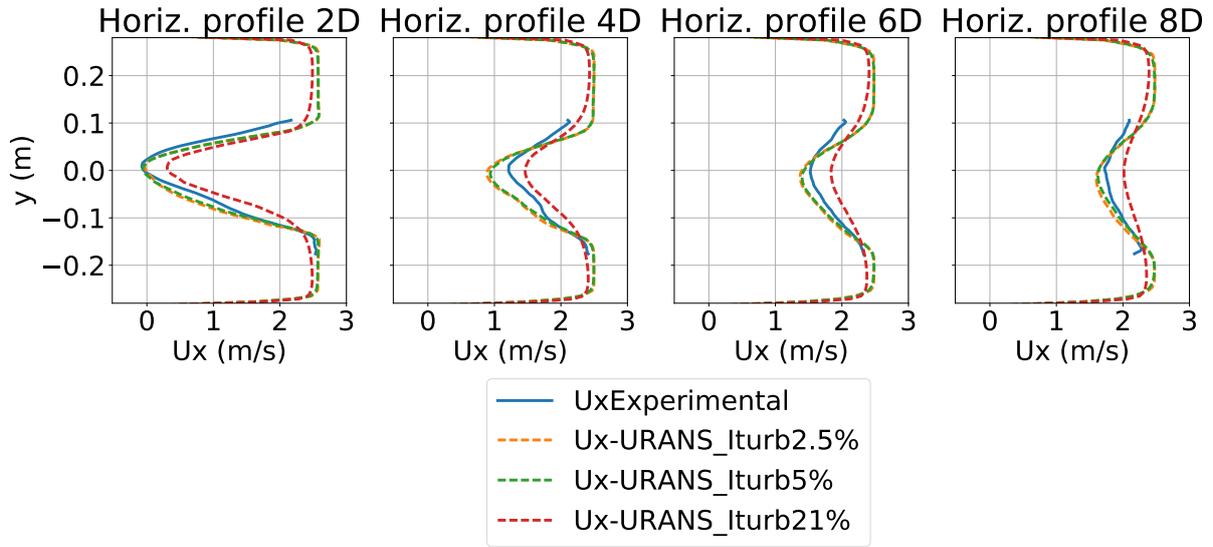


Figure 4.15 Comparaison des profils transverses de vitesse moyenne U_x dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, pour l'expérience et les trois niveaux de turbulence testés pendant les calculs URANS

connu pour donner de bons résultats concernant le calcul des performances et des efforts sur la turbine. Cependant, concernant la dissipation dans le sillage, ce n'est pas forcément le modèle le plus adapté. Les simulations de sillage de turbine axiale menées par Stergiannis et al. [102] montraient le même comportement : le déficit de vitesse dans le sillage n'est pas recouvert suffisamment rapidement pour les simulations URANS de turbine entièrement résolue avec le modèle de turbulence $k-\omega$ -SST. Enfin, le cas 3 avec un haut niveau de turbulence présente des écarts par rapport aux autres cas. Le sillage est moins marqué dès la distance de $2D$ à l'aval de la turbine, et se résorbe plus rapidement.

Les profils d'énergie cinétique turbulente moyennée sur une révolution de turbine sont maintenant présentés en Figure 4.16. Les profils sont très légèrement différents à la distance $x=2D$ dans le sillage pour les cas à 2,5 % et 5 % d'intensité turbulente, mais sont ensuite quasiment identiques plus loin dans le sillage. Le cas 3 présente une fois de plus de forts écarts, à la fois à l'intérieur et à l'extérieur du sillage, car l'intensité turbulente ambiante (imposée en amont) est très différente par rapport aux autres cas.

L'échelle de turbulence peut également s'écrire de la façon suivante à partir de l'équation 2.20 :

$$l_t = \frac{k^{1/2}}{\omega} = \frac{\sqrt{3/2}U_{turb}}{\omega} \quad (4.1)$$

Les échelles de turbulence calculées sont donc $l_t=7,04$ cm pour le cas de référence, $l_t=0,42$ cm pour le cas 2, et $l_t=6,72$ cm pour le cas 3. Pour le cas 3, l'échelle de turbulence est beaucoup plus grande que pour le cas 2. Il n'a pas été possible de la choisir du même ordre de grandeur

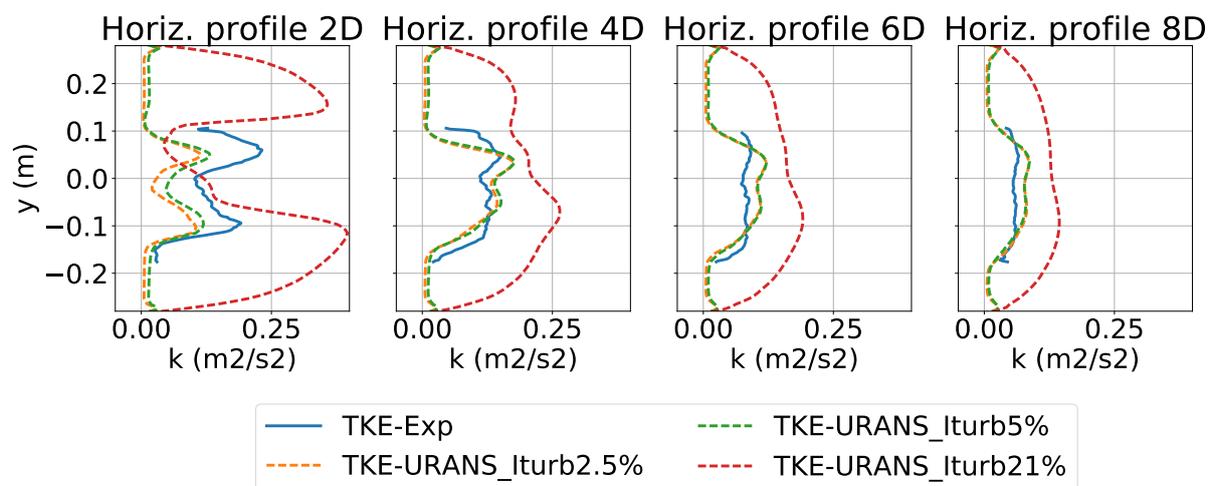


Figure 4.16 Comparaison des profils horizontaux d'énergie cinétique turbulente (TKE) à l'altitude $z = -2$ cm, pour l'expérience et les trois niveaux de turbulence testés pendant les calculs URANS

car cela créait une trop forte décroissance de la turbulence dans le tunnel. De plus amples tests seraient nécessaires pour déterminer si les écarts proviennent de l'augmentation de l'intensité turbulente à partir d'un haut niveau de turbulence, de l'augmentation des échelles de turbulence, ou des deux. **Quoi qu'il en soit, le sillage reste moins sensible à la turbulence que pour la turbine axiale étudiée par Mycek et al. [8].**

4.3 Implémentation des distributions de force dans le modèle simplifié

Nous avons vu en partie précédente que les simulations URANS donnent des résultats très proches des mesures expérimentales concernant les coefficients de puissance et de force. Il n'est donc pas nécessaire de corriger les forces totales par la mesure expérimentale, et les résultats URANS bruts sont en général utilisés. Cela sera précisé dans le cas contraire. Il faut maintenant extraire les forces appliquées sur la turbine obtenues par la simulation URANS, et les moyennier sur un tour afin d'avoir une distribution de force stationnaire

La distribution de force est obtenue en 2 étapes :

- une projection du maillage URANS initial vers un maillage cylindrique bien adapté à la géométrie de la turbine, qui permet de stocker efficacement les forces tout en possédant beaucoup moins de mailles que le maillage initial;
- puis une projection du maillage cylindrique vers le maillage utilisé par le modèle simplifié (cartésien dans le présent travail). La densité de ce maillage peut être quelconque pourvu qu'elle soit comparable ou plus grossière que celle du maillage cylindrique.

4.3.1 Extraction des répartitions de force URANS sur le maillage cylindrique

Dans les calculs URANS, les forces sont calculées numériquement sur les faces de chaque cellule appartenant aux parois de la turbine. Nous avons choisi de projeter les forces sur un maillage cylindrique, présenté en Figure 4.17. Ce maillage est adapté à la description des forces s'appliquant sur la turbine. Il permet de ne pas perdre en précision tout en ayant des mailles de taille plus grande que celles du maillage du calcul URANS, afin de ne pas avoir de discontinuité du champ de force lors de la projection. Pour appliquer les forces sur n'importe quel maillage du modèle simplifié (que nous prenons cartésien dans ce travail), une seconde projection sera réalisée par la suite (décrite en Partie 4.3.2). Seule la moitié supérieure de la turbine est simulée et est représentée dans le maillage cylindrique. La Figure 4.17 présente en haut une vue de côté de la turbine, avec le maillage de ses pales. En bas, une vue du dessus est présentée, sur laquelle nous pouvons observer les 3 bras de la turbine au centre et les 3 pales sur l'extérieur. Le maillage des bras de la turbine est présenté sur cette vue. Les mailles sont des sections élémentaires d'un référentiel cylindrique centré sur l'axe de la turbine. Chaque maille possède un angle $d\theta=5^\circ$, et une hauteur $dz=0,9$ cm. Une seule couche selon le rayon est utilisée dans la zone des pales, tandis qu'une seule couche selon l'altitude est utilisée dans la

zone des bras. Dans la zone des bras, les mailles possèdent une longueur $dr=0,8$ cm. La zone des pales débute au rayon de 8 cm. Pour mémoire le rayon de la turbine, qui correspond à la position de la corde des pales, mesure 8,75 cm, et leur épaisseur est de 5 mm. Cela fait que le rayon maximal de la turbine est de 9 cm, et toutes les forces appliquées sur les pales sont projetées sur une couronne comprise entre $r=8$ cm et $r=9$ cm. La taille de maille dr dans la zone des pales est donc de 1cm.

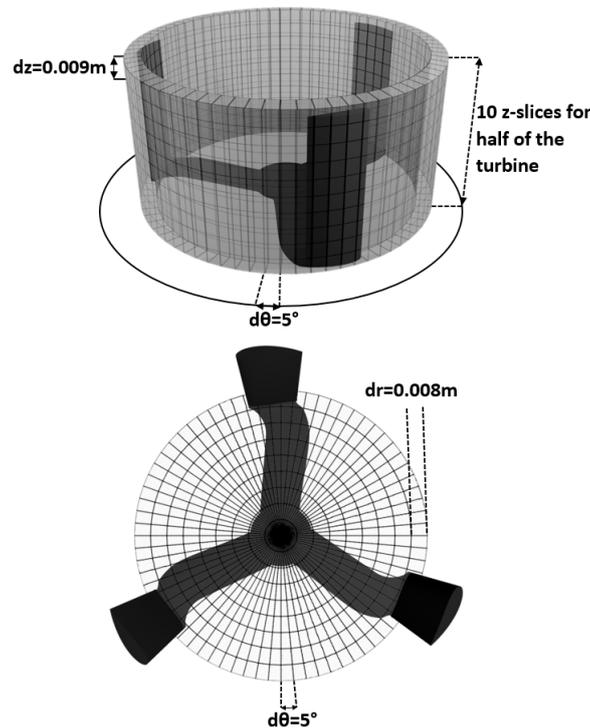


Figure 4.17 Schéma du maillage cylindrique utilisé pour la projection des forces URANS et le moyennage sur un tour de turbine

Pour chaque face des cellules du maillage URANS appartenant aux parois de la turbine, le rayon r , l'angle θ et la hauteur h de son centre sont calculés. Si cette position est incluse dans une cellule du maillage cylindrique, les 3 composantes de force appliquées sur cette face sont ajoutées à la force totale appliquée sur cette cellule. La force appliquée sur chaque cellule du maillage cylindrique est donc la somme des forces de toutes les faces du maillage URANS dont le centre est compris dans cette cellule. Deux fichiers sont créés : un fichier pour la répartition de force dans la zone des bras, et un fichier pour la répartition de force dans la zone des pales. Cela permettra notamment d'étudier l'influence de la présence ou non des bras dans le modèle simplifié. Cette opération est réalisée à chaque pas de temps.

Il faut ensuite moyennner les forces sur un tour de turbine. A chaque pas de temps, soit une force est appliquée sur une cellule du maillage cylindrique si une partie de la turbine est

comprise dans cette cellule, soit une force nulle est appliquée. En faisant pour chaque cellule la moyenne arithmétique des forces sur un tour, nous obtenons la distribution stationnaire des forces qui sera appliquée dans le modèle simplifié.

La répartition des forces appliquées sur la turbine dans la zone des pales (donc l'opposée des forces qui s'applique sur le fluide) est présentée pour différentes altitudes en Figure 4.18. La répartition dans la zone des bras est quant-à-elle présentée pour plusieurs rayons en Figure 4.19. L'angle $\theta = 0^\circ$ correspond à la position la plus à l'aval de l'hydrolienne (cette position est située sur l'axe x). Nous observons que les valeurs de force dans la zone des bras sont beaucoup plus faibles que dans la zone des pales. Elles présentent des discontinuités peut-être dues à une discrétisation pas suffisamment fine du maillage URANS par rapport au maillage cylindrique. Mais ces imprécisions impacteront peu les résultats des simulations du modèle simplifié. Concernant la zone des pales, les distributions sont similaires à celles obtenues par méthode BEM ou une simulation URANS en deux dimensions (en considérant une pale infinie), comme réalisé notamment par Dominguez et al. [23]. Nous observons cependant des variations selon l'altitude : les forces sont en général maximales dans la zone à mi-distance entre les bras et l'extrémité libre des pales, et sont plus faibles proches du bout de pale ou proche du raccord avec les bras. Seule la force F_y est étonnement plus forte près du raccord bras-pale, peut-être à cause de la présence du tourbillon en fer à cheval qui se développe dans cette zone (voir en Partie 2.1.3.1).

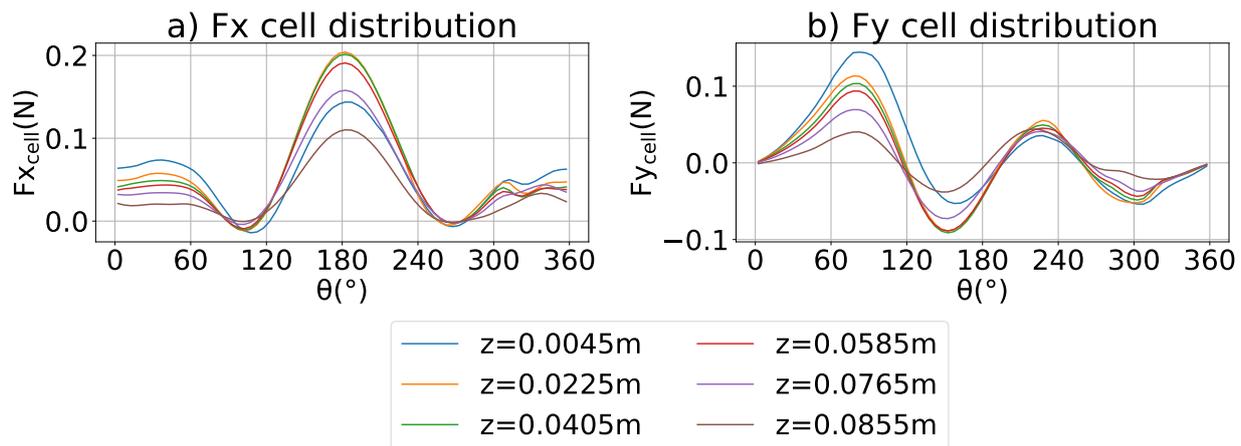


Figure 4.18 Répartition des forces par cellule en fonction de l'angle θ pour différentes altitudes dans la zone des pales

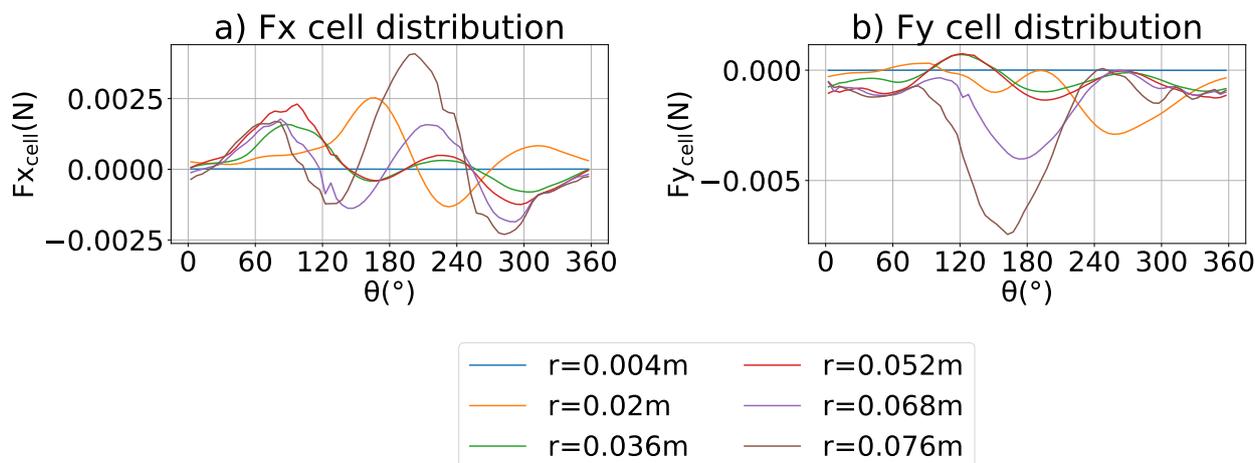


Figure 4.19 Répartition des forces par cellule en fonction de l'angle θ pour différents rayons dans la zone des bras

4.3.2 Projection du maillage cylindrique vers le maillage du modèle simplifié

Les distributions de force obtenues précédemment sont de nouveau projetées sur le maillage choisi pour la simulation du modèle simplifié. Cela permet d'utiliser n'importe quel type de maillage pour le modèle simplifié, et de faire des études de sensibilité à la taille des mailles notamment. Comme indiqué en Partie 4.1.3.1, le maillage utilisé est cartésien dans toute la zone de la turbine et son sillage. Un nouveau script a été implémenté (dans le dictionnaire fvOptions d'OpenFoam5.0) pour projeter les forces du maillage cylindrique précédent sur ce nouveau maillage.

La méthode décrite dans cette partie impose une répartition de force variable selon les trois dimensions, la plus conforme possible à la répartition cylindrique obtenue par le calcul URANS. Les forces appliquées dans la zone des bras et la zone des pales sont prises en compte, et sont traitées séparément. L'algorithme employé est décrit ci-dessous pour la contribution de la zone des pales du maillage cylindrique. Le même algorithme est employé de manière séparée pour la contribution de la zone des bras. Dans la partie suivante, l'indice i est utilisé pour les cellules du maillage du modèle simplifié (dénommé maillage simplifié), tandis que l'indice j est utilisé pour les cellules du maillage cylindrique. La Figure 4.20 illustre la projection des forces sur le maillage simplifié. Une boucle est effectuée sur toutes les cellules i du maillage simplifié proche de la zone des pales, dont les coordonnées du centre sont telles que $8\text{cm} \leq r \leq 10\text{cm}$ et $-10\text{cm} \leq z \leq 10\text{cm}$ (pour les valeurs négatives le champ de force dans le maillage cylindrique est reconstruit par symétrie). Pour chaque cellule, la distance $dist_{i \leftrightarrow j}$ est évaluée par rapport à chaque cellule j du maillage cylindrique dans la zone des pales. Si cette distance est inférieure à une certaine valeur $dist_action$, la force de la cellule du maillage

cylindrique est considérée et ajoutée à la force appliquée sur la cellule, avec une pondération liée à cette distance. Contrairement à de nombreux modèles où une pondération gaussienne est employée, la pondération est ici linéaire et représentée par le paramètre γ_{ij} . Celui-ci est défini par :

$$\gamma_{ij} = \frac{dist_action - dist_{i \leftrightarrow j}}{dist_action} \quad si \quad dist_{i \leftrightarrow j} \leq dist_action \quad (4.2)$$

$$\gamma_{ij} = 0 \quad si \quad dist_{i \leftrightarrow j} > dist_action \quad (4.3)$$

Le paramètre vaut 1 si la distance est nulle, et 0 si la distance est supérieure ou égale à $dist_action$. Une correction est ensuite employée afin d'avoir la conservation de la force totale entre le modèle simplifié et le calcul URANS. Le facteur β_{ij} est employé pour obtenir la contribution de la cellule j du maillage cylindrique ($Mesh_{cyl.}$) sur la cellule i du maillage simplifié ($Mesh_{simp.}$), et vaut :

$$\beta_{ij} = \frac{\gamma_{ij}}{\sum_{k \in Mesh_{simp.}} \gamma_{kj}} \quad (4.4)$$

La contribution des pales sur la force totale appliquée sur la cellule i du maillage simplifié sera :

$$F_{simp.}^i = \sum_{j \in Mesh_{cyl.}} \beta_{ij} \times f_{cyl.}^j = \sum_{j \in Mesh_{cyl.}} \frac{f_{cyl.}^j \times \gamma_{ij}}{\sum_{k \in Mesh_{simp.}} \gamma_{kj}} \quad (4.5)$$

Dans cette équation, $F_{simp.}^i$ est la force appliquée sur la cellule i du maillage simplifié, et $f_{cyl.}^j$ la force de chaque cellule j du maillage cylindrique. Grâce à cette formule, nous retrouvons bien la conservation des forces totales dues à l'action des pales par rapport aux résultats URANS. Un autre avantage de cette formule est le fait de lisser les gradients de force appliqués sur les bords de la turbine. En effet, les forces sont réparties sur toutes les cellules voisines situées dans un rayon $dist_action$. Même si la taille du maillage simplifié devient inférieure à la distance $dist_action$, une force sera ressentie sur toutes ces cellules voisines jusqu'à cette distance. Ce paramètre $dist_action$ est donc un paramètre important qui régule le gradient de force maximum appliqué notamment sur les bords de la turbine dans le modèle simplifié. Son influence sera étudiée en détails plus loin dans ce travail.

Le même algorithme est employé pour la contribution des bras du maillage cylindrique, sur les cellules du maillage simplifié dont les coordonnées du centre sont telles que $-2cm \leq z \leq 2cm$ et $r \leq 0,08m$. En sommant les contributions des bras et des pales nous retrouvons le double de

la force totale calculée lors des simulations URANS (puisque seule la moitié de la turbine était simulée).

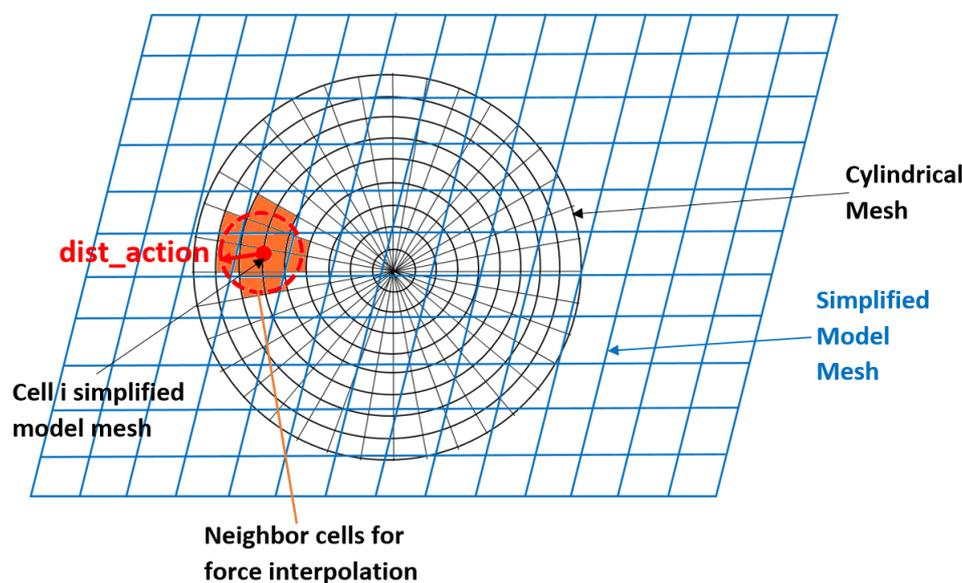


Figure 4.20 Schéma en 2D de la projection des forces : les cellules en orange sont toutes les cellules voisines j du maillage cylindrique utilisées pour obtenir la force appliquée sur la cellule i du maillage du modèle simplifié

Les résultats de répartition de force sont présentés en Figure 4.21 pour le maillage standard (mailles de taille $dx=dy=dz=1$ cm), et le paramètre $dist_action=2$ cm. La Figure de gauche présente la répartition des forces dans le plan horizontal d'altitude $z=+2$ cm qui coupe les pales. La Figure de droite présente la répartition de force dans le plan vertical $y=0$ cm, et permet de visualiser à la fois la zone des bras et des pales dans ce plan.

4.3.3 Les différents modèles simplifiés testés

Différents modèles simplifiés à conservation de force ont été testés afin de connaître la pertinence d'une répartition de force détaillée :

- Le modèle 1 est le modèle simplifié présenté jusqu'à maintenant. La répartition de force dépend de l'angle θ , du rayon r , et de l'altitude h dans le repère cylindrique. Les composantes dans les 3 directions (x , y et z) sont prises en compte. La distribution de force associée a déjà été présentée en Figure 4.21.
- Le modèle 2 est une répartition pseudo-2D : la répartition dépend de l'angle θ , mais plus de l'altitude h . Seules les composantes dans les directions x et y sont représentées (car la force totale dans la direction z est nulle). Seule la force des pales est représentée, et ne

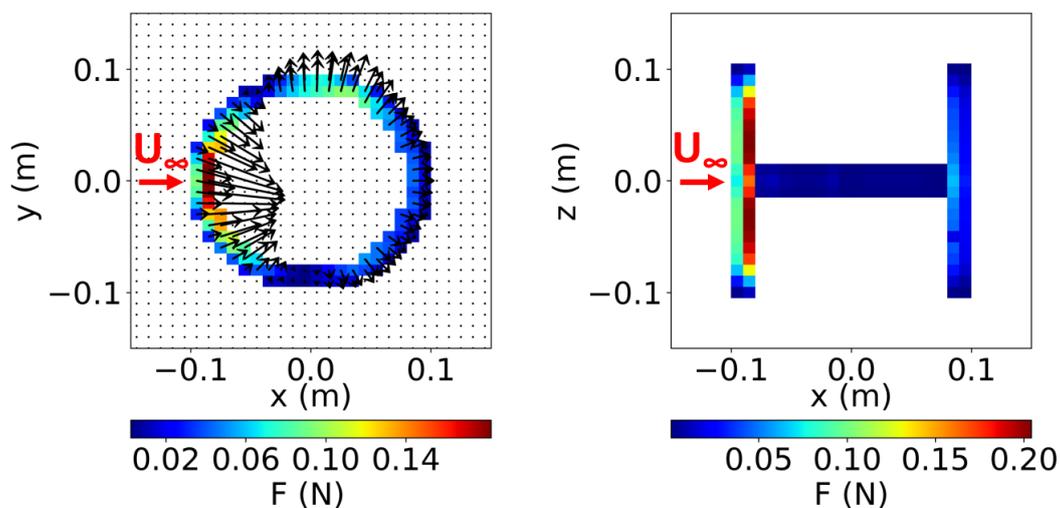


Figure 4.21 Répartition des forces appliquées sur le maillage du modèle simplifié de taille $dx=0,01$ m, pour le cas $\lambda=2$, avec à gauche une vue dans le plan horizontal d'altitude $z=+2$ cm, et à droite une vue dans le plan vertical $y=0$ cm

dépend plus du rayon. Il n'y a pas de lissage près des bords dans ce cas. Il s'agit d'une répartition classique, par exemple utilisée dans [23]. La distribution de force associée est présentée en Figure 4.22.

- Le modèle 3 est une répartition uniforme : la répartition ne dépend pas de l'angle θ , ni du rayon r ou de l'altitude h . Les composantes dans les directions x et y sont représentées. La distribution de force associée est présentée en Figure 4.23.

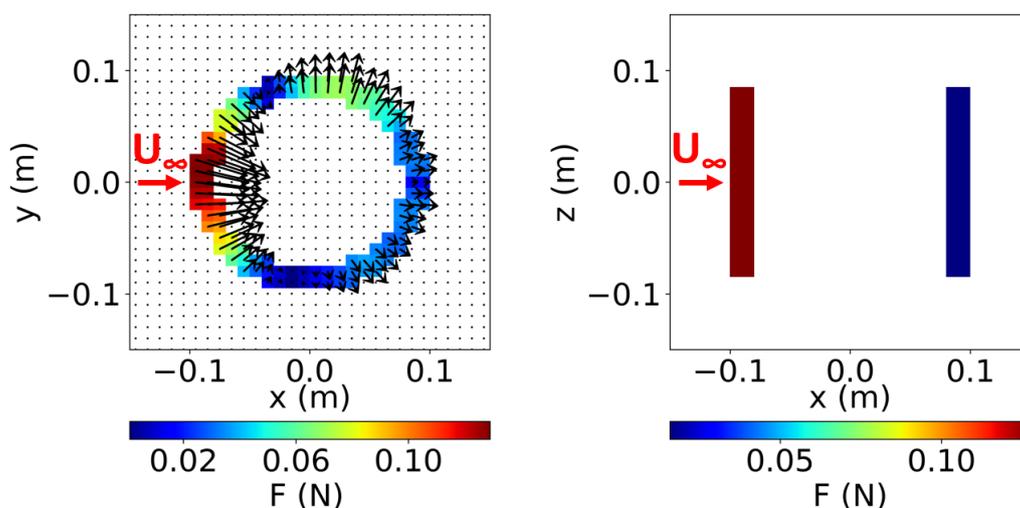


Figure 4.22 Répartition des forces appliquées sur le maillage du modèle 2, pour le cas $\lambda=2$

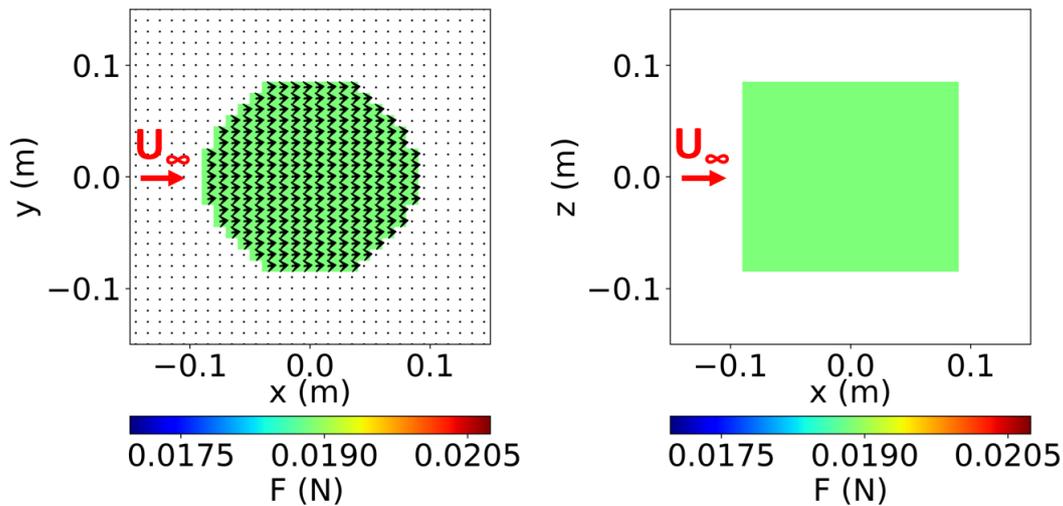


Figure 4.23 Répartition des forces appliquées sur le maillage du modèle 3, pour le cas $\lambda=2$

Nous observons bien trois répartitions de force différentes sur les Figures 4.21 à 4.23. La valeur uniforme appliquée pour le modèle 3 est plus faible que les maximum de force appliqués dans les deux autres modèles puisqu'il s'agit de la moyenne spatiale de la distribution de forces. Pour le modèle 2, nous observons que les directions des forces sont très proches de celles du modèle 1. Pour un même angle θ , la force due aux pales est répartie de manière uniforme sur deux mailles dans la direction r , alors qu'elle est répartie de manière non-uniforme sur ces deux mêmes mailles pour le modèle 1. Cependant la somme des forces de ces cellules est proche entre les deux modèles. Le modèle 2 présente donc peu de différences par rapport au modèle 1, mis à part au niveau des bras qui sont absents dans ce modèle.

4.3.4 Calcul de la vitesse locale dans le modèle simplifié

La vitesse locale (notée U_{local}) est un paramètre de contrôle important pour nos travaux. Nous la calculons comme la moyenne temporelle pendant une rotation de la turbine de la vitesse moyenne dans tout le volume balayé par la turbine. Notre turbine possède un diamètre au niveau de la corde des pales de 17,5 cm et une hauteur de 17,5 cm, mais nous avons choisi d'utiliser un volume légèrement plus grand pour le calcul de la vitesse moyenne. Celui-ci est le cylindre encerclant la turbine de diamètre 18 cm, et de hauteur 18 cm. Il est représenté en Figure 4.24.

Pour le modèle simplifié, puisqu'il s'agit d'un calcul stationnaire, il n'y a pas de moyenne temporelle à réaliser. La vitesse locale est calculée en fonction des composantes de vitesse $U_{x,y,z}^i$ de chaque cellule i du maillage dont le centre est compris dans le volume (noté $Vol.$)

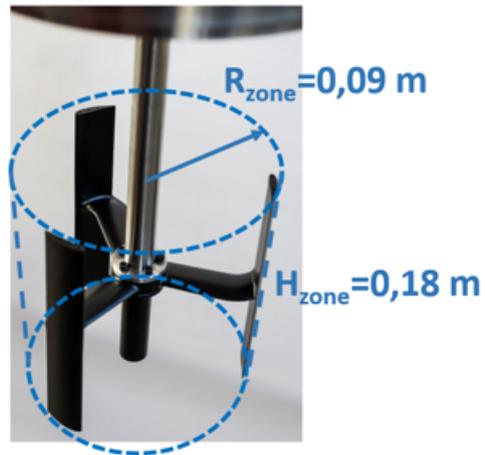


Figure 4.24 Volume utilisé pour le calcul de la vitesse locale de l'écoulement dans la turbine

présenté en Figure 4.24. Le nombre total de cellules présentes dans ce volume est noté N_{cell} . La vitesse locale est définie par l'équation :

$$U_{local} = \frac{\sum_{i \in Vol.} \sqrt{(U_x^i)^2 + (U_y^i)^2 + (U_z^i)^2}}{N_{cell}} \quad (4.6)$$

4.4 Choix des paramètres de calcul et du type de modèle simplifié utilisé

Cette partie consiste à valider le modèle simplifié à conservation de force pour le calcul du sillage d'une hydrolienne. La sensibilité du modèle simplifié vis à vis des paramètres suivants a été étudiée :

- la taille des mailles,
- le modèle de turbulence,
- la correction des forces par les valeurs expérimentales,
- le niveau de turbulence amont,
- le type de modèle : 1, 2 ou 3.

Dans chaque cas de calcul, les sillages et éventuellement la vitesse locale sont comparés. Ces tests ont été réalisés dans le travail de Morocho Rosero [103]. Ils sont présentés ici et interprétés afin de choisir les bonnes valeurs des paramètres de calcul dans le modèle simplifié.

4.4.1 Étude de convergence en maillage

La taille des mailles du maillage simplifié, ainsi que le paramètre *dist_action* sont tout d'abord étudiés pour un cas de simulation choisi. Ces deux paramètres doivent être réglés de manière interdépendante pour améliorer la précision des calculs. En diminuant la taille de maille, la précision des calculs est améliorée sur deux aspects : l'écoulement est mieux calculé dans la zone du sillage grâce à la résolution plus fine de la grille, et la résolution du champ de force peut être améliorée. Le paramètre *dist_action* influe sur le lissage du champ de force. Si la résolution du maillage est suffisamment fine, choisir une valeur faible pour *dist_action* permet d'améliorer la résolution de la répartition de force qui est moins lissée. Cette valeur ne doit cependant pas être trop inférieure à la taille de maille du modèle simplifié sinon certaines cellules risqueraient de se voir appliquer une force nulle alors qu'elles sont comprises dans le volume de la turbine. Il en est de même si le paramètre est trop inférieur à la taille des cellules du maillage cylindrique.

Pour réaliser l'étude suivante, les forces du calcul URANS ont été extraites sur un maillage cylindrique plus raffiné, avec 360 cellules selon θ , 20 cellules selon la direction z et 20 cellules selon la direction r . Cela donne des cellules de taille inférieure à 0,5 cm (aussi bien pour les valeurs dr , dz et $d\theta$). Les répartitions des composantes F_x et F_y de force sur les pales sont

présentées pour ce maillage à différentes altitudes en Figure 4.25. Nous observons de petites discontinuités (qui n'existaient pas sur la Figure 4.18) puisque la taille des cellules se rapproche désormais de celle du maillage URANS d'origine. Un maillage plus raffiné mènerait à de trop importantes discontinuités.

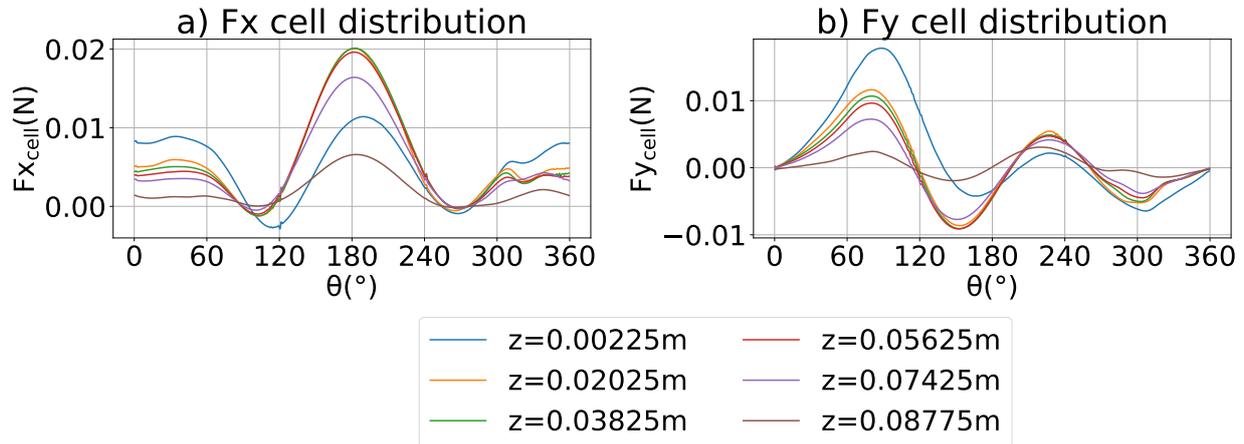


Figure 4.25 Répartition des forces par cellule de la distribution détaillée ($d\theta=1^\circ$) en fonction de l'angle θ pour différentes altitudes dans la zone des pales

Le cas $\lambda = 2$ est simulé avec le modèle de turbulence $k-\omega$ -SST. Le modèle simplifié numéro 1 est utilisé. La valeur de vitesse locale obtenue lors des simulations est tracée sur la Figure 4.26 en fonction de la taille de maille dx et du paramètre $dist_action$ choisis. Pour une même taille de maille, faire baisser le paramètre $dist_action$ permet de se rapprocher de manière asymptotique d'une valeur limite pour la vitesse locale (cela est particulièrement visible pour la courbe $dx=0,25$ cm). Diminuer la taille de maille permet également de calculer U_{local} de manière plus précise. Les valeurs obtenues sont très proches entre les cas $dx=0,5$ cm et $dx=0,25$ cm. La convergence en maillage a donc eu lieu pour des tailles de maille $dx=0,5$ cm. Pour cette taille de maille, utiliser la valeur $dist_action=1$ cm permet de calculer la valeur de U_{local} avec une erreur de 1 % par rapport à notre simulation la plus précise.

L'influence de la taille de maille et du paramètre $dist_action$ sur le champ de vitesse dans le sillage est étudiée, en traçant les profils horizontaux de vitesse à l'altitude $z=-2$ cm aux distances $2D$ et $8D$ à l'aval de la turbine. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.27.

Lorsque dx et $dist_action$ diminuent, les courbes tendent à se rapprocher de la courbe $dx=0,5$ cm et $dist_action=1$ cm. Cependant, la courbe obtenue pour $dx=1$ cm et $dist_action=2$ cm est plus proche de cette courbe que celle obtenue pour $dx=1$ cm et $dist_action=1$ cm. Dans ce dernier cas, une seule maille est présente dans la hauteur pour modéliser les bras. La force selon z calculée sur les bras est normalement conséquente sur les parties supérieures et inférieures des bras. Quand une seule maille est présente, la composante z est mise à zéro par

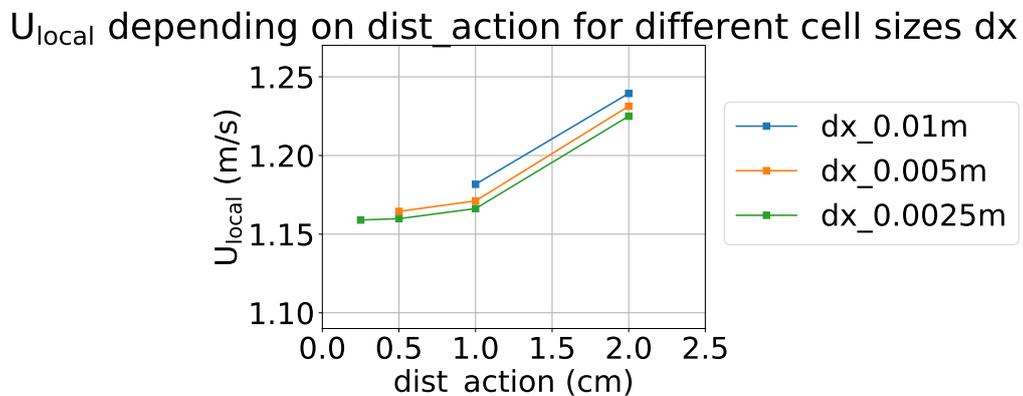


Figure 4.26 Valeurs U_{local} calculées en fonction du paramètre $dist_action$ pour les différentes tailles de maille

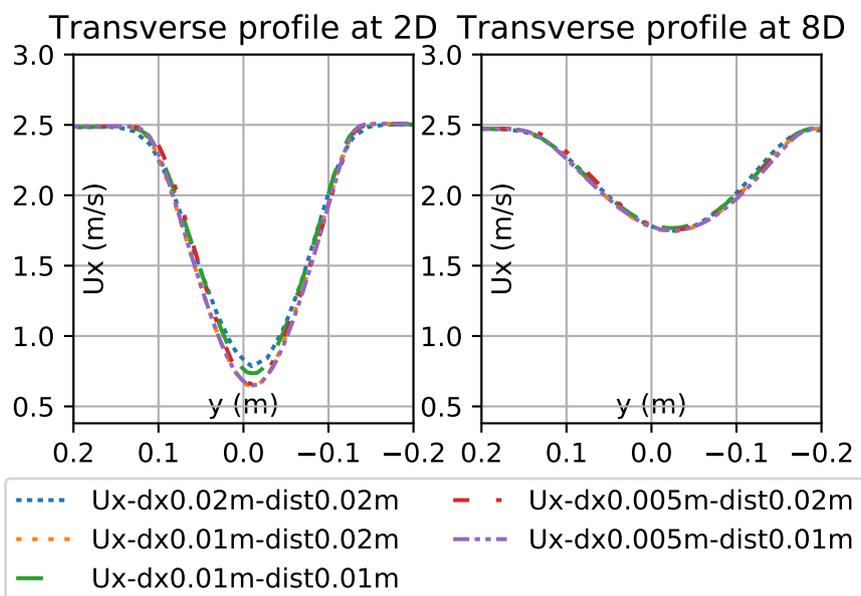


Figure 4.27 Comparaison des sillages pour différentes tailles de mailles et paramètres $dist_action$ testés dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm

symétrie et le contournement des bras n'est pas correctement modélisé. Cela se répercute sur les profils de vitesse à l'aval de la turbine. Dans le calcul avec $dist_action=2$ cm, la composante z de force est représentée avec 3 cellules dans la hauteur pour modéliser les bras (cf Figure 4.21). La représentation est meilleure et cela explique que la courbe soit plus proche de celle pour une plus petite taille de maille.

Les temps de calcul doivent être également pris en compte dans notre modèle. Un calcul réalisé avec cette taille de maille $dx=1$ cm dure en effet 15,1 heures cpu, définies ici comme le nombre d'heures de calcul réalisées multiplié par le nombre de cœurs de calcul utilisés. Les calculs ont ici été réalisés sur un noeud à 20 cœurs Xeon DELL C6420 128Go RAM (6,4Go RAM/Cœur). Pour comparaison, un calcul réalisé avec la taille de maille $dx=0,5$ cm sur la même machine nécessite 274 heures cpu et est donc beaucoup plus coûteux. **Puisque les résultats sont déjà relativement précis avec la taille de maille $dx=1$ cm et le paramètre $dist_action=2$ cm, ces valeurs seront conservées dans toute la suite de ce travail.** Prendre ces valeurs est en effet un compromis entre calculer le sillage dès $x=2D$ de manière précise, et avoir des temps de calcul faibles. La vitesse locale est alors calculée avec une erreur de 7 % par rapport à la répartition de force la plus raffinée mais l'influence de ce paramètre sera discutée par la suite.

4.4.2 Etude des différents modèles de turbulence

Trois modèles de turbulence ont été comparés pour calculer le sillage avec le modèle simplifié numéro 1 : les modèles $k-\varepsilon$, $k-\omega$, et $k-\omega$ -SST déjà présentés en Partie 2.2.1.2. Les profils horizontaux à l'altitude $z=-2$ cm (Figure 4.28) et verticaux dans le plan $y=0$ cm (Figure 4.29) sont tracés pour le cas $\lambda = 2$, avec grille régulière de turbulence, toujours dans la configuration du CERG. Ils sont comparés aux profils expérimentaux obtenus pour ce cas de turbulence.

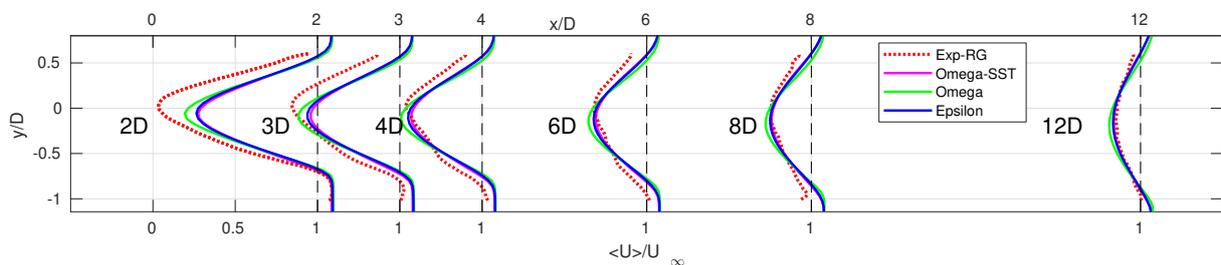


Figure 4.28 Comparaison des profils verticaux de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ pour les différents modèles de turbulence dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, pour le cas $\lambda=2$

Nous observons que les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ -SST donnent des résultats très proches, quelle que soit la position dans le sillage. Cela est cohérent puisque les équations de turbulence

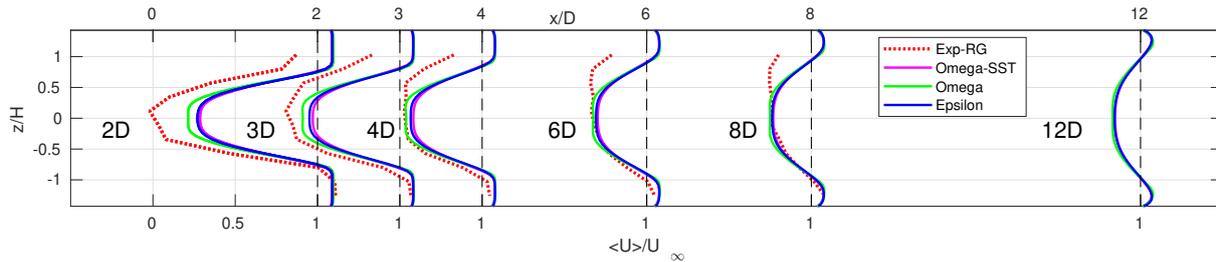


Figure 4.29 Comparaison des profils verticaux de vitesse adimensionnée U_x/U_∞ dans le sillage pour les différents modèles de turbulence, pour le cas $\lambda=2$

sont presque identiques dans ces deux modèles pour notre cas de calcul (nous ne simulons pas les bras et pales de la turbine et il n'y a donc pas d'écoulement proche paroi), et seul un limiteur sur la viscosité turbulente est rajouté pour le modèle $k-\omega$ -SST. Ce limiteur n'est sans doute atteint qu'en de très rares cellules puisque la taille de cellule est relativement grande et les gradients de vitesse faibles, d'où une production de turbulence limitée et une viscosité turbulente limitée. Les équations de turbulence sont par contre différentes dans le modèle $k-\omega$. Ces différences se répercutent dans le sillage, qui est certes plus marqué et proche de l'expérience dans la zone proche (jusqu'à 4D à 6D), mais reste un peu trop marqué dans le sillage lointain. Cela s'aperçoit notamment à 12D sur la Figure 4.28. Il s'agit d'une tendance de ces modèles déjà décrite pour la simulation Actuator Disk de turbine axiale menée par Stergiannis et al. [102]. Puisque nous souhaitons espacer les turbines suffisamment pour ne pas avoir de trop grosses pertes de production, la précision des résultats dans le sillage lointain est privilégiée. **Nous conservons donc le modèle de turbulence $k-\omega$ -SST pour tous les prochains calculs** (le modèle $k-\epsilon$ aurait bien sûr convenu aussi mais cela permet d'employer le même modèle que pour le calcul URANS). Une plus ample comparaison des résultats avec les résultats expérimentaux est réalisée dans les prochaines parties.

Les valeurs de vitesse locale obtenues pour chaque modèle de turbulence sont quant-à-elles résumées dans le Tableau 4.4. Les résultats sont semblables pour les modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$ -SST, et utiliser le modèle $k-\omega$ ne permet de réduire l'erreur par rapport à la simulation URANS que de 2%, passant de 13% à 11%.

Modèle turbulence	U_{local} (m/s)	Erreur vs $U_{local}^{URANS} = 1,094m/s$
$k-\omega$ -SST	1,239	13 %
$k-\epsilon$	1,236	13 %
$k-\omega$	1,215	11 %

Tableau 4.4 Comparaison des vitesses locales obtenues pour chaque modèle de turbulence testé

4.4.3 Discussion sur l'emploi d'une correction expérimentale des forces

Nous avons vu que les résultantes des forces expérimentales et celles obtenues par simulation URANS sont relativement proches pour le cas $\lambda = 2$. Cependant, un écart important existe pour d'autres paramètres d'avance, notamment sur la composante F_y . L'emploi ou non d'une correction expérimentale des résultantes est étudiée ici pour trois paramètres d'avance : $\lambda = 2$, $\lambda = 1$ et $\lambda = 3$. Dans les simulations avec correction expérimentale, les distributions de force du maillage cylindrique obtenues sont multipliées par un correcteur, afin d'obtenir les valeurs expérimentales de résultante selon x et y. La composante selon z est inchangée car nous ne disposons pas de la mesure expérimentale. Les composantes de force pour chaque cellule j du maillage cylindrique valent alors :

$$f_x^{exp,j} = f_x^{URANS,j} \times \frac{F_x^{tot,exp}}{F_x^{tot,URANS}} \quad (4.7)$$

$$f_y^{exp,j} = f_y^{URANS,j} \times \frac{F_y^{tot,exp}}{F_y^{tot,URANS}} \quad (4.8)$$

$$f_z^{exp,j} = f_z^{URANS,j} \quad (4.9)$$

Le Tableau 4.5 résume les différentes valeurs des résultantes de force obtenues expérimentalement et par calcul URANS. Les valeurs de coefficients de force avec grille de turbulence régulière, pour la vitesse du tunnel de 2,3 m/s, sont utilisées pour les résultantes expérimentales. Les valeurs de coefficient de force du cas à 2,5 % d'intensité turbulente sont utilisées pour les résultantes des calculs URANS.

λ	$F_x^{tot,URANS}$ (N)	$F_x^{tot,exp}$ (N)	$F_y^{tot,URANS}$ (N)	$F_y^{tot,exp}$ (N)
1	57,2	62,4	-8,6	-0,6
2	79,9	78,9	6,6	9,6
3	82,5	80,1	13,0	19,6

Tableau 4.5 Résultantes de force expérimentales et obtenues par simulation URANS pour trois paramètres d'avance

Ces valeurs sont maintenant imposées en entrée des simulations du modèle simplifié numéro 1. Les profils horizontaux et verticaux simulés pour la valeur $\lambda = 2$ sont comparés aux profils expérimentaux en Figures 4.30 et 4.31.

Nous observons que le sillage est moins bon dans ce cas avec la correction expérimentale. La valeur de la composante totale F_y expérimentale est plus forte et le sillage est trop décalé vers les valeurs $y < 0$. De même, pour les profils verticaux de vitesse, le déficit de vitesse derrière la zone centrale de la turbine (entre $z = -0,35H$ et $z = 0,35H$) est plus faible lors de l'emploi des forces expérimentales. Cela peut s'expliquer en comparant les lignes de courant notamment à

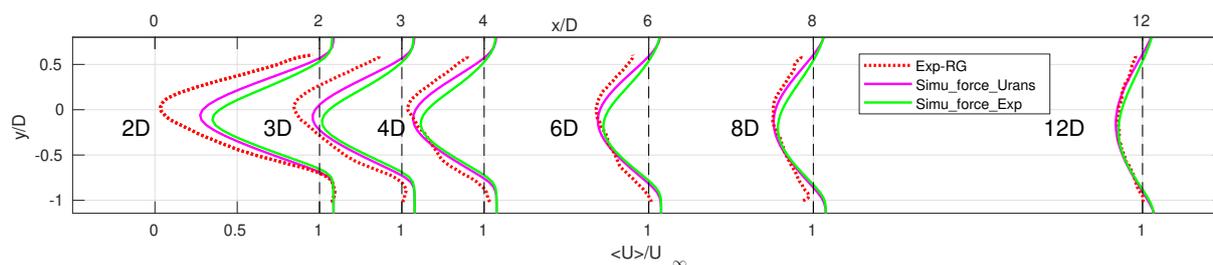


Figure 4.30 Comparaison des sillages dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour l'emploi ou non de la correction de force expérimentale, pour le cas $\lambda=2$

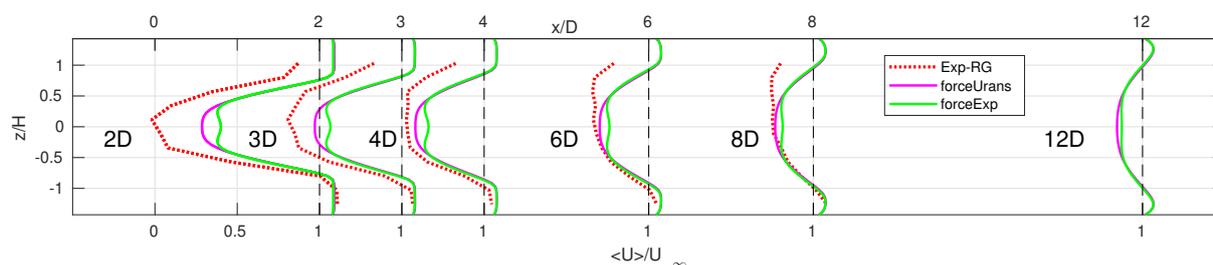


Figure 4.31 Comparaison des sillages dans le plan vertical $y=0$ pour l'emploi ou non de la correction de force expérimentale, pour le cas $\lambda=2$

l'altitude $z=0$ cm, ainsi que les termes sources de force de chaque simulation. Cela est fait en Figure 4.32. Nous observons que les valeurs absolues des termes sources de force sont plus grandes dans le cas de la correction expérimentale. L'écoulement est d'abord davantage écarté, puis la force selon y rabat davantage l'écoulement vers le centre du sillage et même vers des valeurs $y < 0$. Ainsi, l'écoulement est réaccélééré près du centre du sillage, d'où un déficit plus faible.

Les profils horizontaux pour le cas $\lambda = 1$ sont présentés en Figure 4.33. Les mesures expérimentales de profils verticaux de sillage n'existent pas pour ce cas et ces courbes n'ont pas été tracées. Le calcul sans correction de force est plus précis que le calcul avec correction de force. En particulier, la composante de force F_y expérimentale est proche de 0, alors que la composante sans correction possède une valeur négative qui fait se décaler le sillage vers les valeurs $y > 0$. La tendance observée dans les mesures PIV est ainsi respectée dans ce dernier cas, même si l'effet n'est pas tout à fait suffisant.

Les profils horizontaux sont présentés en Figure 4.34 pour le cas $\lambda = 3$. Comme pour le cas $\lambda=1$, les profils verticaux n'ont pas été tracés. Cette fois encore, les calculs sans correction de force expérimentale donnent de meilleurs résultats que les calculs avec correction. En particulier le décalage du sillage vers des valeurs y négatives est mieux représenté, car ce décalage est trop fort pour le modèle avec correction à cause d'une résultante de force F_y vraisemblablement trop forte.

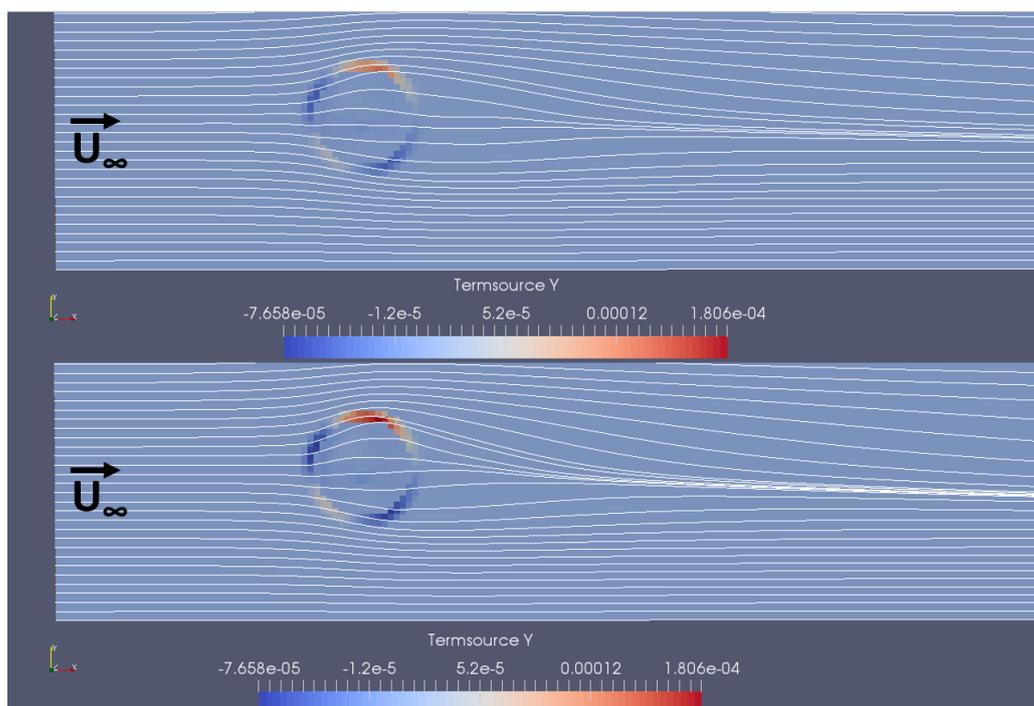


Figure 4.32 Comparaison des composantes selon y de force F_y/ρ (notées Termsource Y), et des lignes de courant dans le plan horizontal $z=0$ cm, pour l'emploi des forces URANS (haut) ou de la correction expérimentale (bas), pour le cas $\lambda=2$

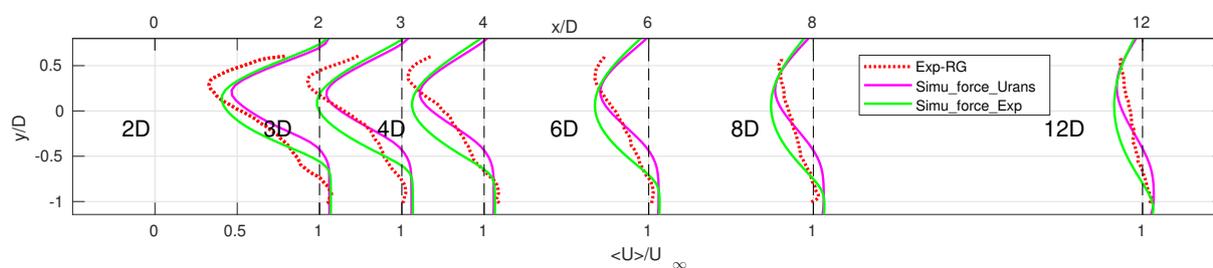


Figure 4.33 Comparaison des sillages dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour l'emploi ou non de la correction de force expérimentale, pour le cas $\lambda=1$

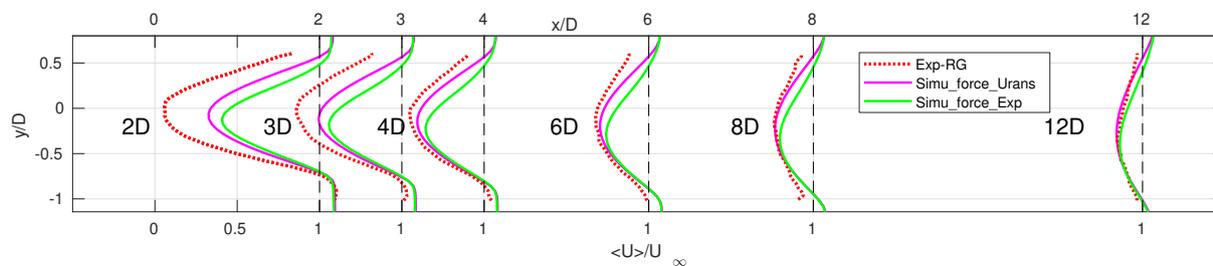


Figure 4.34 Comparaison des sillages dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour l'emploi ou non de la correction de force expérimentale, pour le cas $\lambda=3$

En conclusion, ne pas réaliser de correction de force donne de meilleurs résultats. Cela peut s'expliquer par les incertitudes de mesure expérimentale, notamment sur la composante F_y qui est faible et dont l'incertitude expérimentale est grande. **Aucune correction expérimentale des forces ne sera plus appliquée dans la suite de ce travail.**

4.4.4 Influence du niveau de turbulence amont pour le modèle simplifié

L'influence de la turbulence en entrée du domaine a également été testée pour le modèle simplifié numéro 1. Les trois cas de turbulence présentés en Partie 4.1.3.2 ont été simulés, avec la même distribution de force en entrée (la distribution obtenue par simulation URANS avec une intensité turbulente de 2,5 % en entrée du domaine). Les profils horizontaux obtenus à l'altitude $z=-2$ cm sont comparés en Figure 4.35.

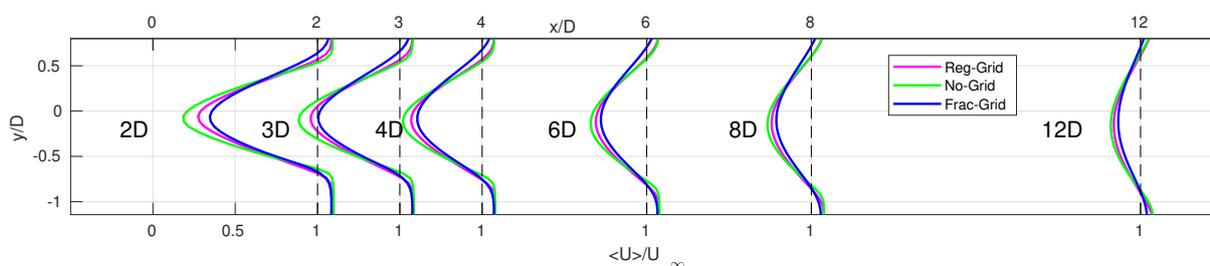


Figure 4.35 Comparaison des vitesses adimensionnées U_x/U_∞ dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour les trois niveaux de turbulence simulés correspondant aux trois cas expérimentaux de turbulence, pour le cas $\lambda=2$

Nous observons que les profils varient sensiblement en fonction de la turbulence amont dans le cas du modèle simplifié. Ce n'était pas le cas pour la simulation URANS, et ne semblait pas être le cas expérimentalement, aux incertitudes de mesure près. Les profils horizontaux d'énergie cinétique turbulente sont maintenant présentés en Figure 4.36, et comparés aux profils expérimentaux et à ceux obtenus dans les simulations URANS pour différents niveaux de turbulence amont. A partir de la distance $2D$, ces écarts entre les modèles simplifiés $I_{turb}=2,9$ % et $I_{turb}=5,5$ % sont du même ordre de grandeur que ceux entre les cas URANS $I_{turb}=2,5$ % et $I_{turb}=5$ %. Les écarts sont cependant plus importants pour le modèle simplifié que pour les cas URANS à la distance $0,5D$ (à la limite aval de la turbine). C'est cette différence qui semble impacter tout le sillage. Les écarts de vitesse dans le sillage pour les différents niveaux de turbulence simulés par le modèle simplifié sont donc davantage dus à la manière de modéliser la turbine, et sont créés au niveau de la turbine. L'annexe C présente de manière plus approfondie les mécanismes qui entraînent ces différences obtenues entre le calcul URANS et le calcul simplifié.

Une correction des forces à appliquer serait donc à réaliser en fonction du niveau de turbulence amont pour compenser ces écarts produits dans le modèle simplifié. Cela permet-

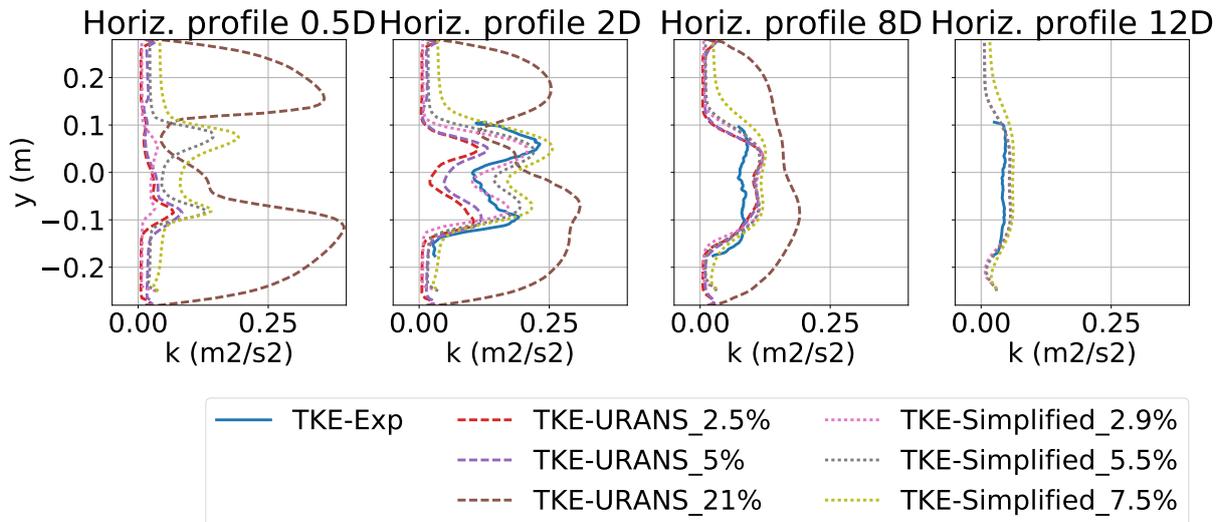


Figure 4.36 Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour les trois niveaux de turbulence simulés par calcul URANS, les trois niveaux simulés par le modèle simplifié, et l'expérience (avec grille régulière de turbulence), pour le cas $\lambda=2$

trait de mieux correspondre aux expériences réalisées, pour lesquelles l'intensité turbulente amont n'avait pas d'influence. Cela n'a pas été réalisé dans nos travaux. **Par la suite, les calculs seront réalisés pour le niveau de turbulence amont correspondant au cas avec grille régulière, afin de comparer les résultats à ce cas expérimental.**

4.4.5 Sillage des modèles à différents niveaux de simplification pour le cas $\lambda=2$

Une fois ces choix effectués, les différents modèles simplifiés présentés en Partie 4.3.3 sont simulés afin de déduire quel niveau de détail est requis pour la distribution de force. Les sillages de ces trois modèles sont comparés dans le plan horizontal $z=-2$ cm avec le sillage expérimental et le sillage moyen obtenu par le calcul URANS, sur la Figure 4.37. La même comparaison est présentée en Figure 4.38 pour les profils verticaux de vitesse.

A partir de 6D dans le sillage, les profils obtenus par les modèles simplifiés sont plus proche de l'expérience que celui obtenu par la simulation URANS, qui comme cela a déjà été dit est relativement mal calculé dans cette région. Concernant les profils verticaux, les profils sont en adéquation pour les valeurs $z \leq 0$ cm, mais présentent des écarts par rapport aux profils expérimentaux pour les valeurs $z > 0$ cm. Ceci est normal puisque l'axe de la turbine n'est pas représenté dans les modèles simplifiés. Il n'est présent dans l'expérience que pour les valeurs $z > 0$, d'où les écarts engendrés. Les profils obtenus par les modèles 1 (distribution la plus détaillée) et 2 (pseudo-2D) sont très similaires, sans doute parce que la distribution de force à

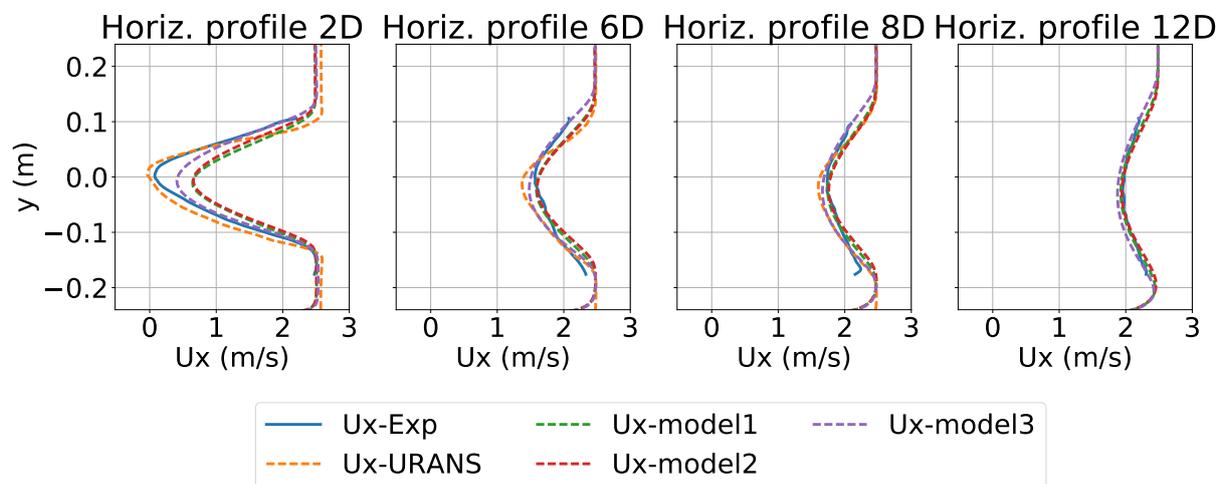


Figure 4.37 Comparaison des sillages dans le plan horizontal $z=-2$ cm pour les trois modèles simplifiés, la moyenne temporelle de la simulation URANS, et l'expérience (avec grille régulière de turbulence) pour le cas $\lambda=2$

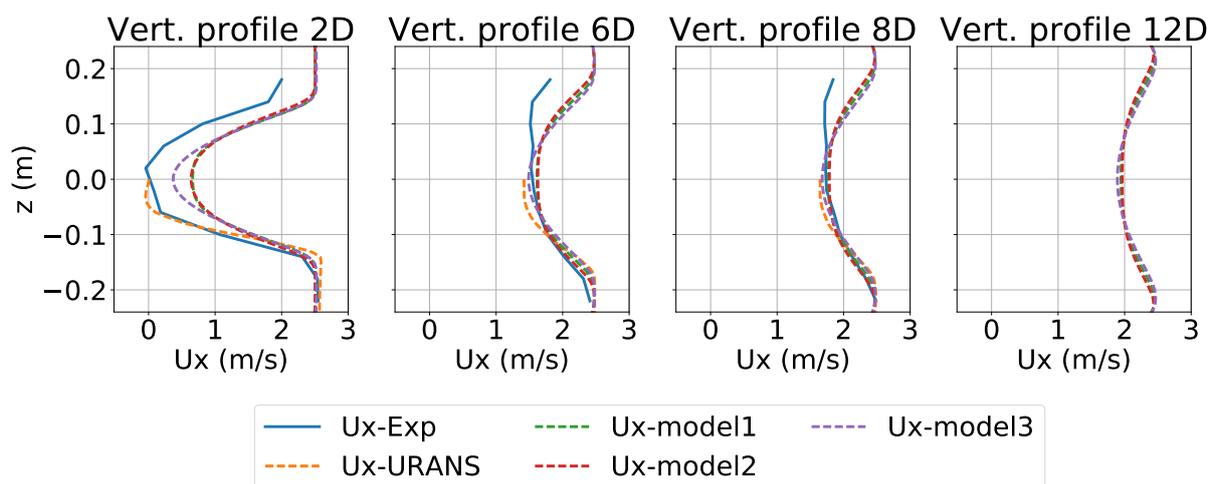


Figure 4.38 Comparaison des sillages dans le plan vertical $y=0$ pour les trois modèles simplifiés, la moyenne temporelle de la simulation URANS, et l'expérience (avec grille régulière de turbulence) pour le cas $\lambda=2$

$\lambda = 2$ est pratiquement 2D comme on le voit sur la Figure 4.21. De plus ils sont les plus proches de l'expérience dans le sillage lointain, qui rappelons-le est la zone que nous souhaitons modéliser la plus finement. L'implémentation du modèle 2 possède approximativement les mêmes performances de calcul que celle du modèle 1. Le modèle 3 à répartition uniforme donne quant-à-lui de moins bons résultats dans le sillage lointain.

La Figure 4.39 présente les profils verticaux de vitesse dans le sillage pour le cas de calcul $\lambda = 1$ (les mesures expérimentales sont indisponibles), pour lequel les effets 3D de l'écoulement se font davantage sentir. On observe en effet des écarts entre les modèles 1 et 2 dans la zone proche des bras. Cela est notamment dû au lâcher du tourbillon en fer à cheval dans la zone de raccord bras-pale déjà décrit auparavant (Partie 2.1.3.1). Le modèle 1 est le plus à-même de reproduire ces effets 3D dès la distance $x=4D$, sans que son temps de calcul ne soit supérieur à celui du modèle 2.

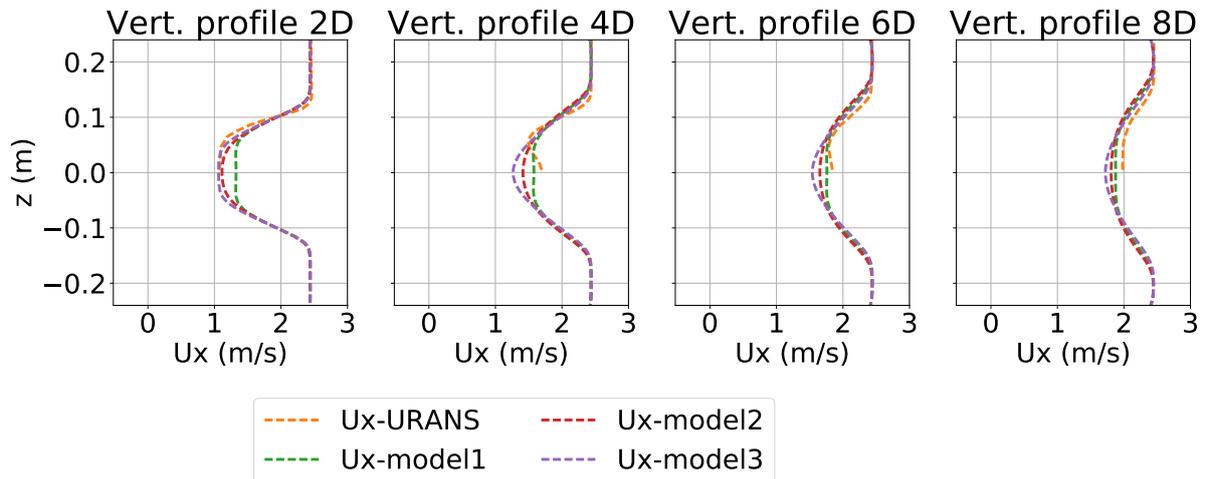


Figure 4.39 Comparaison des sillages dans le plan vertical $y=0$ pour les trois modèles simplifiés et la moyenne temporelle de la simulation URANS pour le cas $\lambda=1$

En conclusion, le modèle 1 (à distribution de force détaillée selon les 3 dimensions) sera conservé par la suite puisqu'il est le plus précis pour tous les paramètres λ sans créer de baisses de performance de calcul.

4.5 Résultats du modèle simplifié et comparaison aux expériences

Une analyse détaillée des résultats du modèle à conservation de force est présentée pour différentes valeurs de λ . Pour chaque cas, les répartitions de force utilisées dans le modèle simplifié sont présentées dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, et disposées de pair avec les sillages expérimentaux et numériques obtenus dans ce plan. Ces résultats sont présentés sur les Figures 4.40 à 4.42. Contrairement aux Figures 4.21 à 4.23, les forces appliquées sur l'écoulement et non plus sur la turbine sont représentées (un signe moins a été ajouté).

Nous pouvons ainsi observer l'influence des composantes F_x et F_y de force sur le sillage. En particulier, l'effet de la résultante de force F_y , dont les valeurs étaient fournies dans le Tableau 4.5, est visible pour chaque cas. Le cas $\lambda = 1$ est le seul pour lequel la résultante des forces F_y appliquée sur la turbine est négative, donc la résultante des forces appliquées sur le fluide est positive. Le centre du sillage est ainsi décalé vers des valeurs $y>0$. Pour les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$, les résultantes des forces appliquées sur le fluide sont négatives. Les centres des sillages sont ainsi décalés vers des valeurs $y<0$. Le sillage est davantage décalé pour le cas $\lambda = 3$, pour lequel la norme de la résultante est plus forte.

L'effet de l'emplacement des forces en fonction de l'angle θ est maintenant analysé. Pour les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$, l'intensité des forces en amont de la turbine est sensiblement identique des deux côtés de la turbine (pour $y>0$ et $y<0$). Ces forces poussent l'écoulement vers l'extérieur de la turbine. Les gradients de vitesse de chaque côté de la turbine dans le sillage sont ensuite relativement égaux entre les côtés $y>0$ et $y<0$. Ce n'est pas le cas pour $\lambda = 1$, où le gradient de vitesse est plus fort pour les valeurs $y>0$ que pour les valeurs $y<0$. L'intensité des forces dans la zone amont de la turbine est également moins forte du côté $y<0$ (voire même proche de zéro), dans la zone encerclée en rouge. Un plus faible gradient de force est ainsi appliqué de ce côté, et crée un plus faible gradient de vitesse dans le sillage. Enfin, les forces placées en aval de la turbine sont plus faibles qu'en amont (la vitesse du fluide dans cette zone est plus faible et les efforts sur la turbine sont plus faibles). Elles ont une influence moindre que les forces situées en amont sur la forme des sillages.

La validité des résultats est maintenant étudiée. Nous observons que les sillages simulés sont proches des sillages expérimentaux pour les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$, à partir d'une distance de 6 diamètres en aval du centre de la turbine. La vitesse est surestimée dans la zone de proche sillage, pour des distances jusqu'à 4 à 6 diamètres en aval de la turbine. Pour le cas $\lambda = 1$, les sillages ne sont pas si proches dans la zone de sillage lointain ($x>6D$). Le déficit de vitesse reste en effet trop marqué. Dans ce cas, des vortex sont créés par le décrochage dynamique, et augmentent le niveau de turbulence et la dissipation turbulente associée. Cela ne semble pas

représenté correctement dans le modèle. L'évolution de l'énergie cinétique turbulente le long du tunnel (dans la direction de l'écoulement, en $y=0$ et $z=-2$ cm) est ensuite comparée pour les 3 cas sur les Figures 4.43 à 4.45, pour confirmer cette hypothèse.

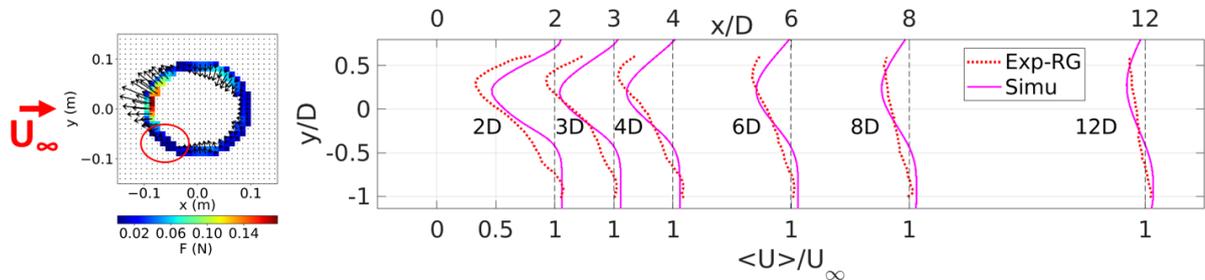


Figure 4.40 Présentation de l'influence des distributions de force sur le sillage dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm pour le cas $\lambda = 1$

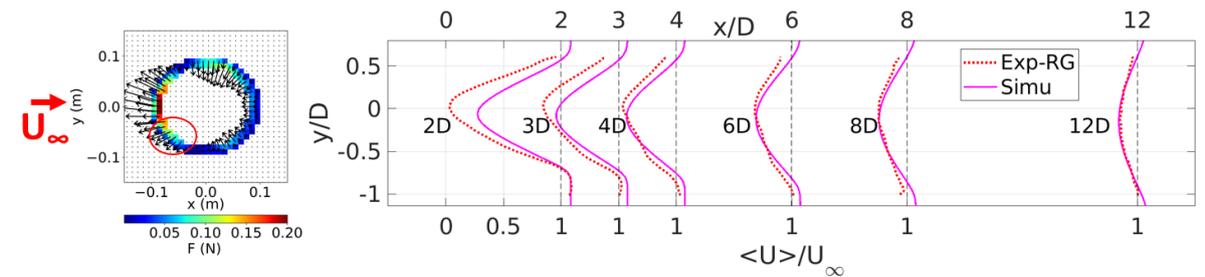


Figure 4.41 Présentation de l'influence des distributions de force sur le sillage dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm pour le cas $\lambda = 2$

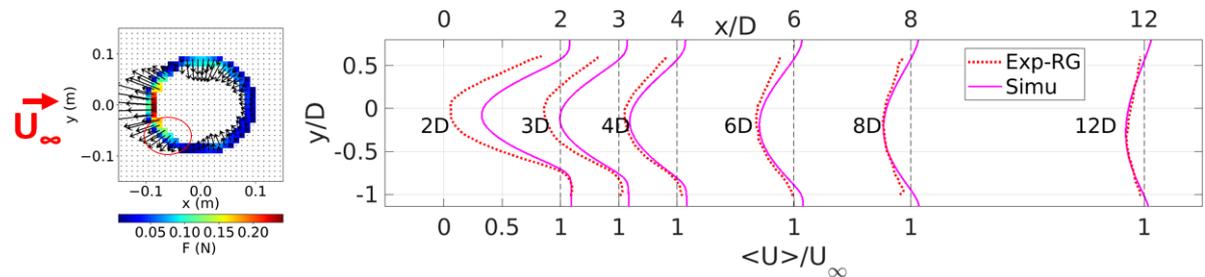


Figure 4.42 Présentation de l'influence des distributions de force sur le sillage dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm pour le cas $\lambda = 3$

Dans le proche sillage, le modèle crée légèrement trop de turbulence par rapport à l'expérience dans les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$. Cependant, cela permet au sillage de se dissiper suffisamment rapidement avec l'emploi de ce modèle de turbulence. Il a en effet déjà été remarqué [45, 46] que le modèle $k-\omega$ -SST ne crée pas suffisamment de turbulence pour le calcul par méthode Actuator Disk du sillage d'une turbine axiale. Les auteurs ont ajouté un terme source de

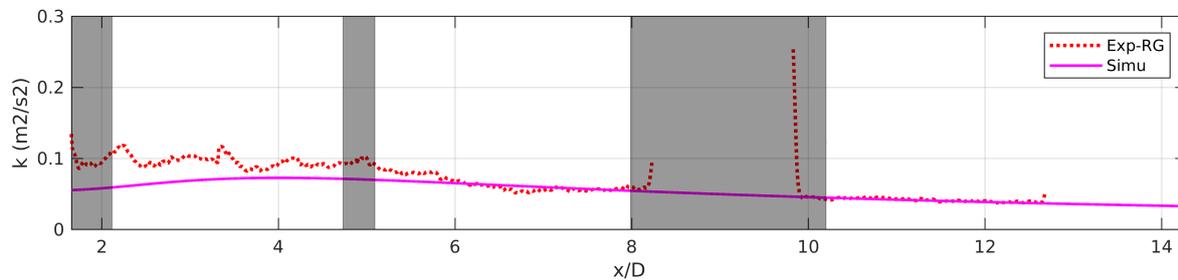


Figure 4.43 Profils d'énergie cinétique turbulente k le long de l'axe x , à l'altitude $z=-2$ cm, pour le cas $\lambda = 1$

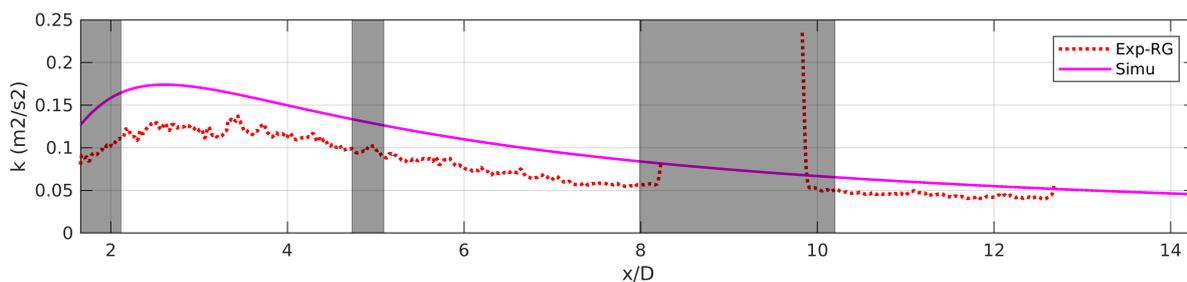


Figure 4.44 Profils d'énergie cinétique turbulente k le long de l'axe x , à l'altitude $z=-2$ cm, pour le cas $\lambda = 2$

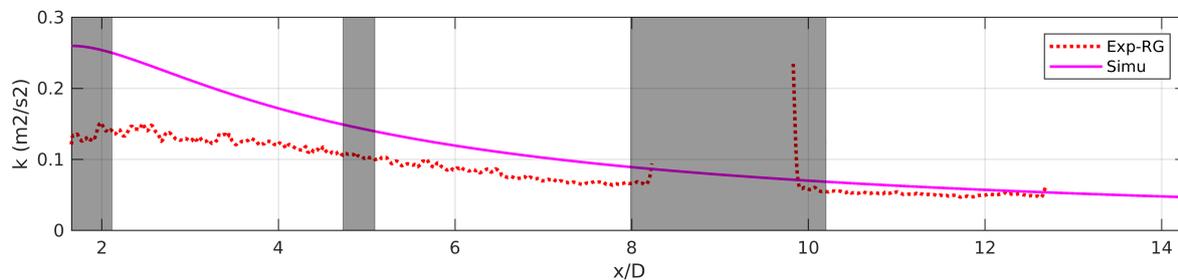


Figure 4.45 Profils d'énergie cinétique turbulente k le long de l'axe x , à l'altitude $z=-2$ cm, pour le cas $\lambda = 3$

turbulence au niveau du disque d'action pour compenser ce phénomène. Dans notre modèle, le fort niveau de turbulence provoque suffisamment de dissipation turbulente et un tel ajout n'est pas nécessaire. Nous pouvons conclure que les défauts de modélisation se compensent dans notre cas. Dans le cas $\lambda = 1$, l'énergie cinétique turbulente est plus proche de l'expérience, et ce niveau ne suffit pas dans la simulation pour que le sillage se résorbe suffisamment rapidement.

Les profils transverses d'énergie cinétique turbulente sont maintenant présentés dans le plan $z=-2$ cm sur les Figures 4.46 à 4.48. La forme des profils n'est pas tout à fait respectée et les niveaux atteints sont légèrement trop grands pour le modèle numérique, dans les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$. Nous observons pour le cas $\lambda = 3$ un trop fort niveau de turbulence dans la zone centrale (proche de $y=0$), soit qu'il y ait eu trop de production de turbulence, soit que la turbulence se soit propagée trop vite dans cette zone à cause du mélange dû à la viscosité turbulente. Pour le cas $\lambda = 1$, le profil simulé est fortement asymétrique alors que ce n'est pas le cas pour le profil expérimental. Les aspects turbulents de l'écoulement ne semblent pas correctement représentés dans ce cas.

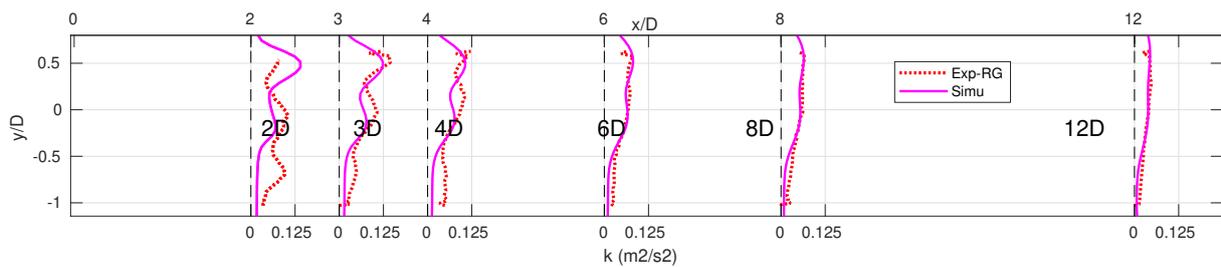


Figure 4.46 Profils horizontaux expérimentaux et simulés d'énergie cinétique turbulente k dans le plan d'altitude $z=-2$ cm pour le cas $\lambda = 1$

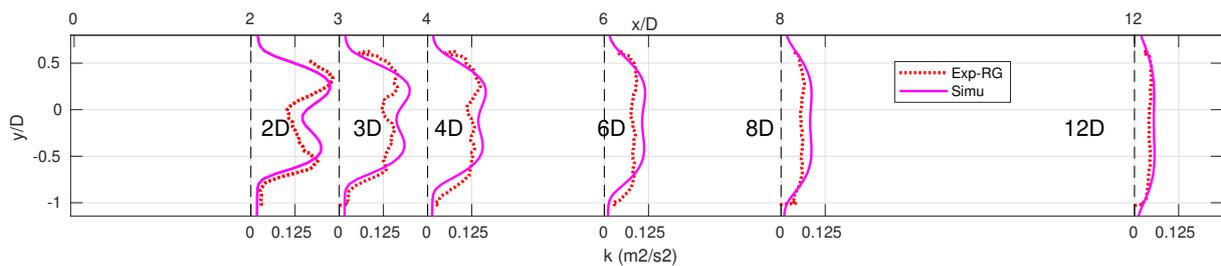


Figure 4.47 Profils horizontaux expérimentaux et simulés d'énergie cinétique turbulente k dans le plan d'altitude $z=-2$ cm pour le cas $\lambda = 2$

En conclusion, même si le modèle simplifié à conservation de force ne prédit pas avec exactitude les profils d'énergie cinétique turbulente, les formes et ordres de grandeur de ces profils sont respectés. **Les profils de vitesse dans le sillage sont correctement calculés pour les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$ au delà de 4 à 6D à l'aval de la turbine. Pour le cas $\lambda = 1$, le sillage**

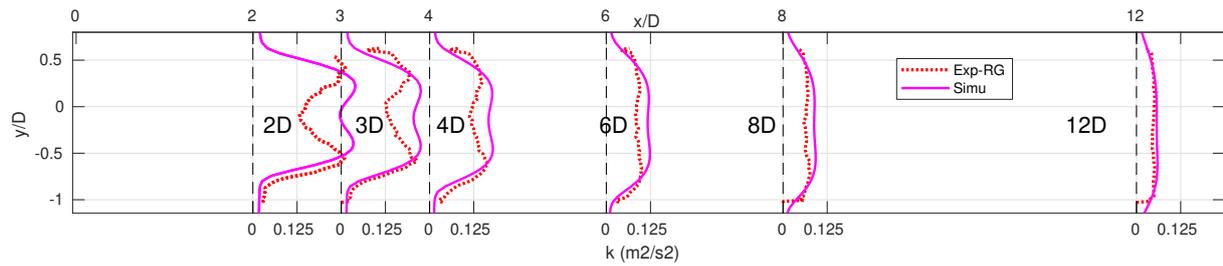


Figure 4.48 Profils horizontaux expérimentaux et simulés d'énergie cinétique turbulente k dans le plan d'altitude $z = -2$ cm pour le cas $\lambda = 3$

ne se résorbe pas assez rapidement dans notre modèle mais la forme globale des profils de vitesse est respectée.

Chapitre 5

Mise en œuvre du modèle adaptatif

Le modèle déployé au chapitre précédent doit être adapté au calcul de parc car l'écoulement autour de la turbine n'est plus connu, et les forces à imposer ne sont plus connues non plus. Un modèle adaptatif, qui adapte les forces en fonction de l'écoulement autour de la turbine, a été développé. Dans un parc, ce sont les effets de confinement ou de blocage local qui modifient l'écoulement localement par rapport à l'écoulement pour une turbine située en milieu infini. Une relation a été trouvée à partir des calculs préliminaires URANS pour connaître les forces à imposer dans le modèle simplifié ainsi que la puissance produite pour chaque vitesse d'écoulement ou cas de confinement. Cette relation est décrite en détail dans ce chapitre, puis elle est implémentée dans le modèle simplifié adaptatif. Ce modèle est validé par une comparaison aux mêmes cas expérimentaux que précédemment. Il est aussi comparé au modèle à conservation de force du chapitre précédent. Il sera ensuite utilisé pour la simulation de parcs d'hydroliennes dans le Chapitre 6.

5.1 Recherche de courbes de fonctionnement de la turbine indépendantes du confinement

La validité des simulations URANS a été prouvée par comparaison aux expériences dans le chapitre précédent. De nouvelles simulations ont été réalisées pour de nouveaux domaines de calculs, avec différents confinements de la turbine. Cela permet de rechercher des courbes adimensionnées semblables aux courbes classiques de coefficient de puissance et de force, mais qui soient indépendantes du confinement. Pour cela, la vitesse locale dans la turbine est utilisée.

5.1.1 Calcul de la vitesse moyenne et de la vitesse locale dans les simulations URANS

La vitesse locale a déjà été définie en Partie 4.3.4. C'est pour rappel la moyenne spatiale des vitesses dans la zone balayée par la turbine, moyennée temporellement sur un tour de turbine. Les simulations URANS sont calculées dans OpenFoam avec un maillage rotatif et un maillage fixe. Dans l'utilitaire existant, les moyennes sont calculées pour chaque cellule du maillage tournant : il s'agit d'une description lagrangienne qui suit la rotation des pales et ne correspond pas à l'écoulement. Aucun utilitaire d'Openfoam ne permet de réaliser la moyenne temporelle des vitesses dans un référentiel absolu. Un script a donc été développé pour calculer les moyennes temporelles des champs de vitesse. A chaque pas de temps, le champ de vitesse est projeté sur un nouveau maillage cartésien fixe, dont la taille des cellules est égale à $dx=0,01$ m. Il n'est pas possible de diminuer cette taille sous peine de ralentir très fortement les calculs. La projection a lieu de la façon suivante pour un pas de temps donné : la vitesse de chaque cellule i du nouveau maillage cartésien est la moyenne arithmétique des vitesses de toutes les cellules du maillage URANS dont le centre est compris dans cette cellule (cet ensemble de cellules est noté $cell_i$). Si N_i est le nombre de ces cellules, les composantes de vitesse sont calculées par :

$$U_{x,y,z}^i = \frac{\sum_{j \in cell_i} U_{x,y,z}^j}{N_i} \quad (5.1)$$

Dans cette formule, les vitesses sont ajoutées lorsqu'une cellule appartient au domaine fluide, mais aucune vitesse n'est ajoutée pour une cellule du domaine solide (pales ou bras). Cependant aucune cellule du nouveau maillage ne possède de vitesse nulle après projection car les pales et les bras sont d'épaisseur inférieure à $dx=0,01$ m. Il y a donc toujours au moins une cellule du domaine fluide dont la vitesse sera projetée pour chaque cellule du nouveau maillage. A partir des champs projetés de vitesse, la moyenne temporelle est ensuite réalisée. La vitesse

locale est calculée conformément à l'équation 4.6. Ce calcul est dépendant de la taille des mailles utilisée pour la projection. L'étude de sensibilité au maillage n'a pas été réalisée du fait de la lenteur des calculs pour de plus petites tailles de mailles. Mais l'erreur due à cette taille de maille est estimée à quelques pourcents (l'erreur est de l'ordre de 8 % en réalisant une translation de 0,5 cm dans les directions x et y du volume utilisé pour calculer la vitesse locale, ce qui a davantage d'influence que l'erreur due à la taille de maille).

Le calcul du champ de vitesse moyenne permet la comparaison des sillages avec les résultats des modèles simplifiés adaptatif et à conservation de force, puisque le champ de vitesse moyenné sur un tour de turbine est calculé dans chaque cas. La vitesse locale sera quant-à-elle utilisée pour construire les courbes adimensionnées et le modèle adaptatif pour le calcul de parcs d'hydroliennes.

5.1.2 Présentation des trois cas de confinement simulés par calculs URANS

Trois cas de confinement ont été simulés par des calculs URANS. Le but est de construire des courbes adimensionnées pour caractériser la turbine, qui soient indépendantes du confinement. Tous ces cas sont réalisés avec des conditions limites de paroi sur les quatre faces latérales. Le premier cas de confinement est celui déjà traité en Partie 4.2.1.4, et correspond au cas expérimental du CERG. Le confinement latéral tel que celui défini dans l'équation 1.6 vaut alors $\epsilon_{lat} = 0,29$. Les deux autres cas traités possèdent la même hauteur de tunnel, mais des largeurs plus petites afin d'augmenter le confinement. Le cas 2 possède une largeur $l_{tunnel}=0,4$ m, ce qui correspond à $\epsilon_{lat} = 0,44$. Le cas 3 possède une largeur $l_{tunnel}=0,3$ m, ce qui correspond à $\epsilon_{lat} = 0,58$. Dans ce dernier cas, les pales de la turbine sont très proches de la paroi du tunnel, comme le montre la Figure 5.1. Il aurait été possible de traiter des cas davantage confinés mais les turbines seront rarement placées plus proches l'une de l'autre en configuration réelle, afin de ne pas avoir de risques de chocs entre elles en fonctionnement ou lors des opérations de maintenance.

Un certain nombre de calculs ont été réalisés dans chaque cas. Le tableau 5.1 résume les cas de calcul testés.

Confinement	Calculs réalisés				
	$\lambda = 1$	$\lambda = 1,5$	$\lambda = 2$	$\lambda = 2,6$	$\lambda = 3$
$\epsilon_{lat} = 0,29$	$\lambda = 1$	$\lambda = 1,5$	$\lambda = 2$	$\lambda = 2,6$	$\lambda = 3$
$\epsilon_{lat} = 0,44$	$\lambda = 1$	X	$\lambda = 2$	$\lambda = 2,5$	X
$\epsilon_{lat} = 0,58$	$\lambda = 1$	X	$\lambda = 2$	$\lambda = 2,5$	X

Tableau 5.1 Cas de calcul URANS simulés pour l'étude de confinement

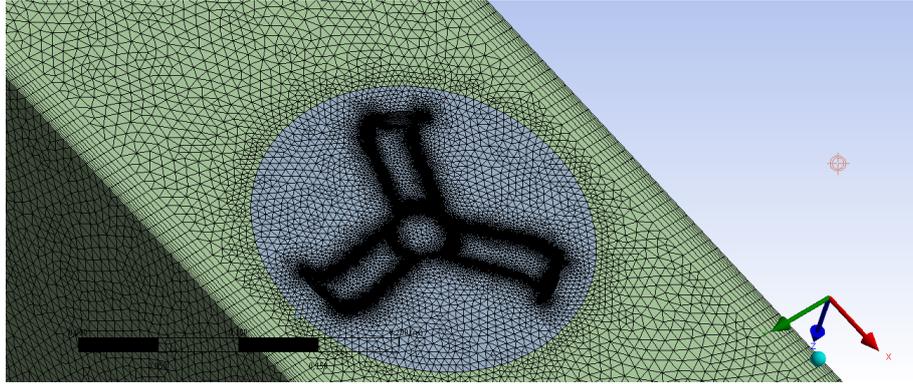


Figure 5.1 Vue du maillage utilisé pour la simulation avec le plus fort taux de confinement $\varepsilon_{lat} = 0,58$

5.1.3 Obtention des courbes adimensionnées indépendantes du confinement

La représentation classique de la courbe de performance d'une turbine utilise la vitesse amont pour le calcul du paramètre d'avance et du coefficient de puissance, conformément aux équations 2.1 et 2.9. Cependant une telle courbe n'est valable que pour la configuration de confinement étudiée. Lorsque le confinement devient suffisamment important, cette courbe de performance est modifiée, comme cela a été mesuré expérimentalement notamment par Blackwell et al. [104] pour des éoliennes à axe vertical. Le but des calculs menés est d'utiliser la vitesse locale au lieu de la vitesse amont pour calculer un paramètre d'avance local et un coefficient de puissance local. Les équations sont alors :

$$\lambda^* = \frac{\Omega R}{U_{local}} \quad (5.2)$$

$$C_p^* = \frac{P}{1/2\rho S(U_{local})^3} \quad (5.3)$$

De même, la vitesse locale peut être utilisée pour calculer les coefficients de force locaux dans chaque direction :

$$C_{x,y,z}^* = \frac{F_{x,y,z}}{1/2\rho S U_{local}^2} \quad (5.4)$$

Pour chaque cas de confinement présenté précédemment, les courbes de puissance C_p en fonction du paramètre d'avance λ sont présentées en Figure 5.2.a, et les courbes C_p^* en fonction de λ^* en Figure 5.2.b. Les nombres en annotation sur cette dernière courbe sont les valeurs de λ correspondant à chaque point calculé.

Nous observons que les courbes C_p versus λ sont différentes selon le cas de confinement. Quand le confinement augmente, le maximum de C_p augmente car l'écoulement est davantage

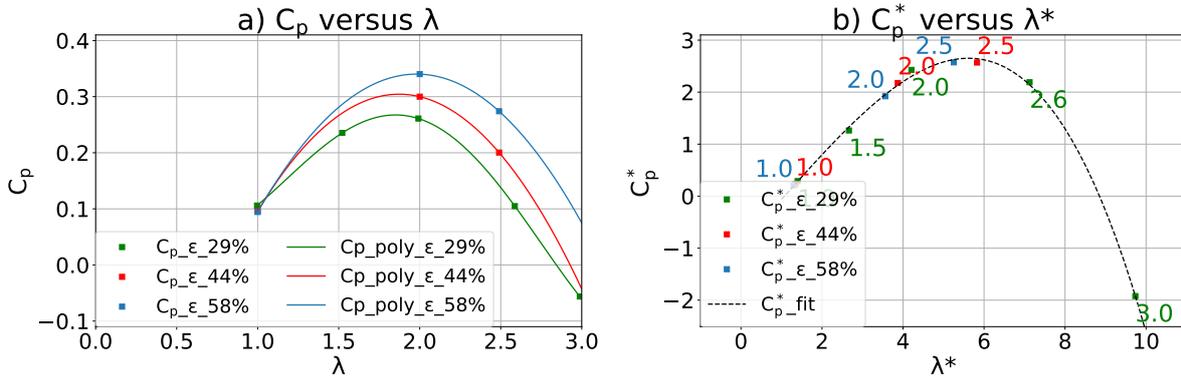


Figure 5.2 a) Courbes C_p versus λ et b) Courbes C_p^* versus λ^* pour les trois cas de confinement testés. Des interpolations polynomiales sont réalisées

canalisé dans la turbine, et davantage de puissance peut en être extrait. Sur le graphe, une interpolation polynomiale a été réalisée. Pour chaque cas, l'ordre du polynôme utilisé est égal au nombre de points de calcul moins un, afin de passer par tous les points (polynôme du second degré pour les cas $\varepsilon_{lat} = 0,44$ et $\varepsilon_{lat} = 0,58$, et quatrième degré pour le cas $\varepsilon_{lat} = 0,29$). Sur ces courbes, le maximum de C_p est décalé vers de plus grandes valeurs de λ quand le confinement augmente. Tous les points calculés sont reportés sur la courbe C_p^* en fonction de λ^* . Une interpolation de tous ces points par un polynôme de degré 4 est réalisée, en utilisant la méthode des moindres carrés. Tous les points calculés sont proches de cette courbe, quel que soit le confinement étudié. **Une courbe de performance indépendante du confinement a donc été trouvée.** Il faut remarquer aussi que les points $\lambda = 2$ proches du maximum d'efficacité ne se retrouvent pas au maximum de la courbe C_p^* versus λ^* . Le maximum de cette dernière courbe ne correspond pas au maximum de rendement de la turbine. Il n'y a d'ailleurs pas forcément un unique point de maximum de rendement sur cette courbe, puisque pour tracer cette courbe une surjection a été réalisée à partir des différentes courbes C_p versus λ : plusieurs configurations d'écoulement et plusieurs rendements différents peuvent se retrouver sur un même point de la courbe.

Les courbes de coefficients de force sont ensuite tracés. La courbe C_x en fonction de λ est présentée en Figure 5.3.a, et la courbe C_x^* en fonction de λ^* est présentée en Figure 5.3.b.

Même si peu de points ont été tracés, les valeurs du coefficient de traînée C_x de la turbine en fonction de λ augmentent quand le confinement augmente. Comme pour le coefficient de puissance, les courbes sont distinctes en fonction du confinement étudié. Cependant, tous les points reportés sur la courbe C_x^* en fonction de λ^* sont proches d'une courbe unique. Celle-ci est obtenue en interpolant l'ensemble des 11 points par un polynôme de degré 4, en utilisant la méthode des moindres carrés. Les courbes C_x^* en fonction de λ^* sont donc confondues, quel

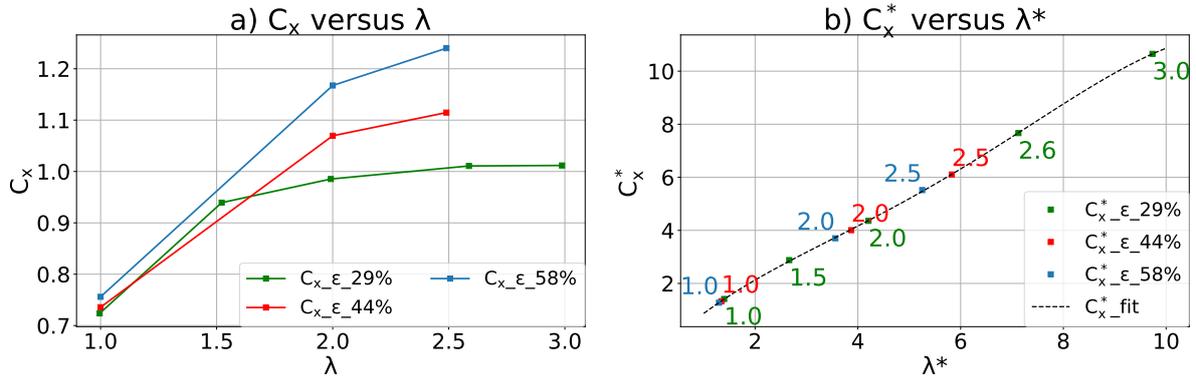


Figure 5.3 a) Courbes C_x versus λ et b) Courbes C_x^* versus λ^* pour les trois cas de confinement testés

que soit le confinement utilisé. L'unique courbe C_x^* en fonction de λ^* est par ailleurs proche d'une droite passant par 0.

La courbe C_y en fonction de λ est présentée en Figure 5.4.a, et la courbe C_y^* en fonction de λ^* est présentée en Figure 5.4.b. Comme déjà constaté en Partie 3.3.2, la courbe tracée pour

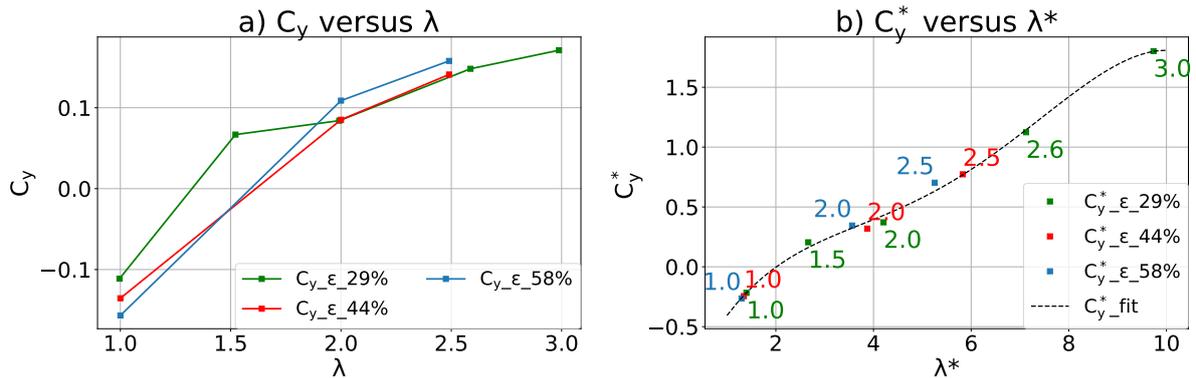


Figure 5.4 a) Courbes C_y versus λ et b) Courbes C_y^* versus λ^* pour les trois cas de confinement testés

$\varepsilon_{lat} = 0,29$ possède une inflexion pour la valeur $\lambda = 2$. Un nombre insuffisant de points a été calculé pour observer ce phénomène dans les autres cas de confinement. Tous les points reportés sur la courbe C_y^* en fonction de λ^* sont proches d'une courbe unique. Celle-ci est obtenue en interpolant l'ensemble des 11 points par un polynôme de degré 4, en utilisant la méthode des moindres carrés. Les courbes C_y^* en fonction de λ^* sont donc quasiment confondues, quel que soit le confinement utilisé. L'interpolation est légèrement moins bonne que pour le coefficient C_x^* , mais comme indiqué en Partie 4.2.1.4 une légère incertitude existe sur les composantes de force F_y obtenues lors des calculs URANS. **Des courbes de coefficients de force totale appliquée sur la turbine indépendantes du confinement ont donc été obtenues pour chaque composante.** La courbe n'est pas présentée pour la composante z mais les résultats sont similaires.

5.1 Recherche de courbes de fonctionnement de la turbine indépendantes du confinement 157

Enfin, pour chaque cellule du maillage cylindrique sur lequel sont obtenues les répartitions stationnaires de force, le même raisonnement peut être appliqué. Les coefficients de force par cellule peuvent être calculés en fonction de la vitesse en amont (ils sont notés $c_{x,y,z_{cell}}$), ou en fonction de la vitesse locale (notés alors c_{x,y,z_{cell}^*}), en prenant la force appliquée sur la cellule au lieu de la résultante de force totale sur la turbine.

Plusieurs cellules du maillage ont été choisies pour tracer ces courbes en fonction de λ ou λ^* . Leur position est présentée sur la Figure 5.5. La position 3 est située le plus en amont de la turbine, à l'altitude $z=4$ cm loin du raccord bras-pale. Les positions 1 et 2 sont situées 27° après cette position dans le sens de rotation de la turbine, dans la zone où les composantes selon x et y sont toutes les deux fortes (voir en Figure 4.21). La position 1 est située à l'altitude $z=4$ cm, tandis que la position 2 est située à l'altitude $z=0$ cm, dans la zone de raccord bras-pale.

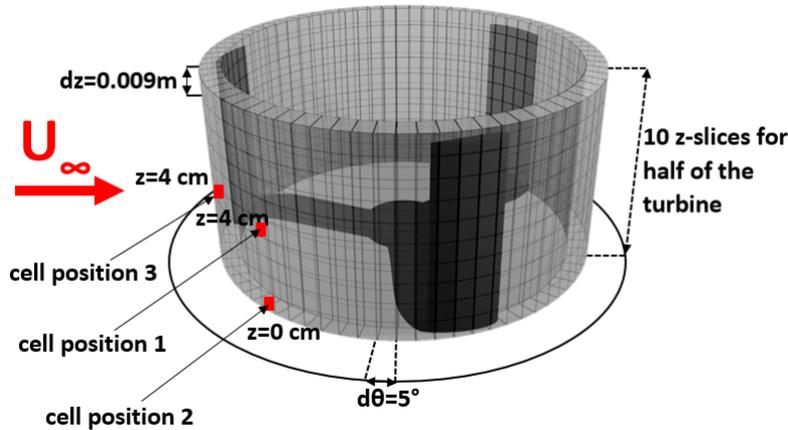


Figure 5.5 Positions des cellules utilisées pour le calcul des courbes de coefficient de force par cellule

Pour chaque position, la courbe $c_{x_{cell}^*}$ en fonction de λ^* est présentée en Figure 5.6.a, et la courbe $c_{y_{cell}^*}$ en fonction de λ^* est présentée en Figure 5.6.b. Seuls trois points sont représentés pour chaque cas de confinement, car les forces n'ont été projetées que pour les cas qui sont résumés dans le Tableau 5.2.

Confinement	Calculs réalisés			
	$\lambda = 1$	$\lambda = 2$	X	$\lambda = 3$
$\varepsilon_{lat} = 0,29$	$\lambda = 1$	$\lambda = 2$	X	$\lambda = 3$
$\varepsilon_{lat} = 0,44$	$\lambda = 1$	$\lambda = 2$	$\lambda = 2,5$	X
$\varepsilon_{lat} = 0,58$	$\lambda = 1$	$\lambda = 2$	$\lambda = 2,5$	X

Tableau 5.2 Cas de calcul URANS pour lesquels les projections de force ont été réalisées

Concernant les coefficients $c_{x_{cell}^*}$, pour une même position, nous observons que les points pour de faibles valeurs de λ^* se confondent sur une unique courbe, quel que soit le confinement utilisé. Pour de plus fortes valeurs de λ^* , en particulier pour la position 3, les courbes

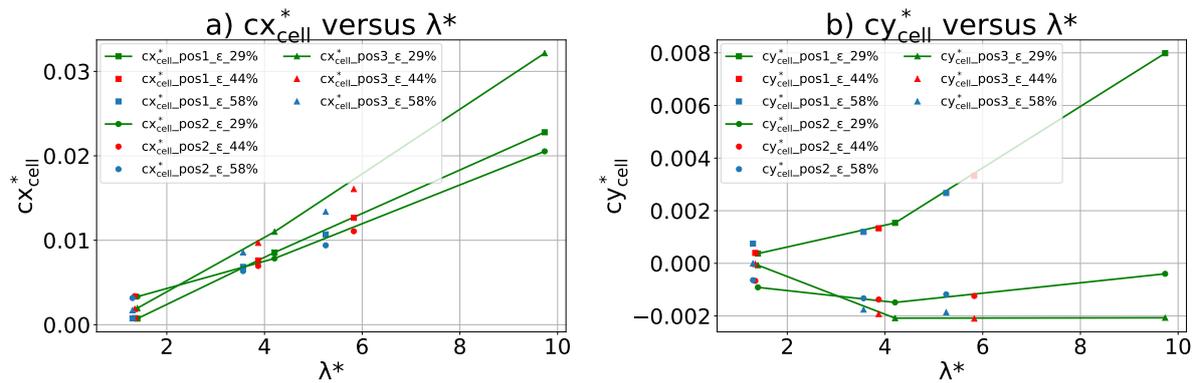


Figure 5.6 a) Courbes Cx_{cell}^* versus λ^* et b) Courbes Cy_{cell}^* versus λ^* pour les trois cas de confinement testés et les différentes cellules choisies

semblent être moins proches entre les différents cas de confinement. Davantage de points de calcul seraient nécessaires pour conclure sur ces écarts. Cependant ces écarts restent faibles et n'apparaissent que pour des paramètres d'avance trop élevés par rapport au point de fonctionnement optimal. Nous pouvons donc considérer **qu'une unique courbe indépendante du confinement existe pour la courbe Cx_{cell}^* en fonction de λ^* . Pour les courbes Cy_{cell}^* en fonction de λ^* , les résultats se superposent quel que soit le confinement. Une unique courbe indépendante du confinement existe.**

Une justification est proposée pour l'existence de toutes les courbes uniques présentées dans cette section. Les performances de la turbine Darrieus augmentent si le triangle de vitesse de l'écoulement incident sur les pales forme un angle proche de l'angle d'attaque optimal. La vitesse locale est une bonne estimation de la vitesse absolue incidente sur les pales qui permet de construire le triangle de vitesse. Cette valeur fonctionne quel que soit le cas de confinement, contrairement à la vitesse de l'écoulement amont qui n'est la vitesse incidente absolue du triangle de vitesse que dans les cas déconfinés. Pour un même paramètre λ^* (qui peut correspondre à différentes vitesses de rotation pour différents cas de confinements), le triangle de vitesse est relativement le même, d'où une même valeur de C_p^* obtenue. Il en va de même pour les différents coefficients de force qui dépendent aussi du triangle de vitesse. L'angle de l'écoulement amont incident est également important dans le triangle de vitesse. Il a été trouvé faible dans tous nos cas de calculs en utilisant l'angle de la vitesse locale (toujours inférieur à $4,5^\circ$) et son influence n'a pas été étudiée, vu que la résolution des répartitions de force dans le maillage cylindrique n'est en général que de 5° . Cependant, par une simple rotation des répartitions de force, il serait possible de construire un modèle qui tienne compte de cet angle incident.

Comme décrit précédemment, les calculs n'ont pas été réalisés pour des configurations davantage confinées. Des calculs seraient à réaliser pour savoir si cette loi est toujours respectée,

en sachant que l'écoulement peut être modifié seulement de manière très locale si les turbines sont proches. Utiliser la vitesse locale, qui est la moyenne sur tout le volume de la turbine, n'est peut-être plus adapté.

5.1.4 Recherche d'un point proche de l'optimum de puissance pour la turbine Darrieus

Nous avons vu sur la Figure 5.2.b que le maximum de rendement ne se retrouve pas au maximum de la courbe C_p^* versus λ^* . Nous cherchons maintenant sur cette courbe s'il y a une zone ou même un point unique correspondant à l'optimum de puissance pour la turbine (la turbine fonctionne alors dans un régime où le coefficient C_p est maximisé).

Pour chaque cas de confinement, les points de maximum de performance sur la courbe C_p versus λ sont obtenus en utilisant les polynômes d'interpolation tracés sur la Figure 5.2.a. Les calculs URANS n'ont pas été réalisés pour ces valeurs de λ et nous ne disposons pas des vitesses locales associées. Une interpolation doit être réalisée à partir des points disponibles. Les courbes de vitesse locale en fonction de λ sont tracées en Figure 5.7 pour chaque cas de confinement. Les polynômes d'interpolation de degré 2 (obtenus par la méthode des moindres carrés pour le cas $\varepsilon_{conf}=0,29$) sont tracés. Cependant, la courbe est assez proche d'une droite et sa courbure est peu marquée. Réaliser une interpolation linéaire entre les différents points disponibles constitue donc une très faible erreur. C'est ce qui a été fait entre les points calculés pour chaque cas de confinement. Les valeurs de U_{local} correspondant aux points de maximum de rendement sont donc calculées, puis les valeurs de C_p^* et λ^* correspondantes en sont déduites. Tous les résultats sont présentés dans le Tableau 5.3 .

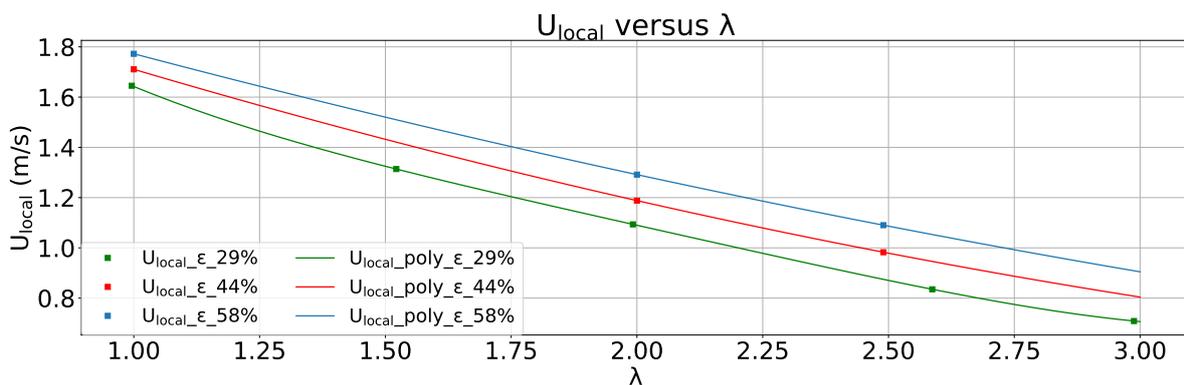


Figure 5.7 Vitesses locales obtenues pour chaque cas de confinement en fonction de λ

Les valeurs de C_p^* et λ^* obtenues pour le maximum de rendement sont proches quel que soit le cas de confinement. Prendre la moyenne de ces valeurs permet de rester proche du maximum

ε_{lat}	λ	C_p	U_{local}	λ^*	C_p^*
$\varepsilon_{lat} = 0,29$	1.825	0.273	1.19	3.53	1.932
$\varepsilon_{lat} = 0,44$	1.925	0.301	1.23	3.61	1.982
$\varepsilon_{lat} = 0,58$	2.05	0.341	1.27	3.70	2.036

Tableau 5.3 Valeurs des maximum de rendement pour chaque confinement en terme de C_p et λ , puis en terme de C_p^* et λ^* , et vitesse locale interpolée

de puissance, quel que soit le cas de confinement choisi. **La valeur $\lambda^* = 3,6$ est choisie comme point de maximum de rendement. La valeur C_p^* correspondante vaut $C_p^*=1,977$.** Un calcul d'incertitude permet d'estimer l'erreur maximale ΔP_{max} réalisée sur le maximum de puissance P_{max} calculé avec cette hypothèse. Les écarts maximum obtenus pour λ^* et C_p^* sont notés $\Delta\lambda^*$ et ΔC_p^* . L'étude d'incertitude est décrite dans l'équation suivante :

$$P_{max} = 1/2\rho S U_{local}^3 C_p^* = \frac{\rho S (\Omega R)^3 C_p^*}{2\lambda^{*3}} \implies \frac{\Delta P_{max}}{P_{max}} = -3 \frac{\Delta\lambda^*}{\lambda^*} + \frac{\Delta C_p^*}{C_p^*} \quad (5.5)$$

Le Tableau 5.3 permet de choisir les valeurs maximales $\Delta\lambda^* = 0,1$, et $\Delta C_p^*=0,055$. Les erreurs relatives associées sont $\Delta C_p^*/C_p^* \leq 2,8\%$ et $\Delta\lambda^*/\lambda^* \leq 2,8\%$, ce qui donne une erreur totale sur le maximum de puissance produite toujours inférieure à 11,2 %.

5.2 Implémentation du calcul des forces dans le modèle adaptatif

Les courbes adimensionnées trouvées en section précédente sont maintenant utilisées pour construire le modèle adaptatif. Les courbes de coefficients de force par cellule sont utilisées pour obtenir la force à imposer dans chaque cellule en fonction de la vitesse locale calculée à chaque itération. Deux stratégies de contrôle sont présentées dans cette section pour déterminer le point de fonctionnement de chaque turbine : la régulation à Ω constant, et la régulation à λ^* constant. Le schéma itératif du modèle adaptatif est présenté, ainsi qu'une adaptation de ces modèles pour des calculs dans un domaine à deux dimensions (calculs 2D).

5.2.1 Les deux types de régulation proposés

Dans la section précédente, il a été montré que prendre la valeur $\lambda^* = 3,6$ permet de rester toujours proche du point de maximum de rendement, quel que soit le cas d'écoulement. Dans nos calculs de ferme, deux types de régulation sont proposés. La première régulation est à valeur λ^* constante et imposée à 3,6. La vitesse de rotation est alors un résultat du calcul. Pour un cas réel d'hydrolienne, réaliser ce type de régulation nécessiterait le calcul de la vitesse locale, donc des capteurs et une méthode pour estimer cette vitesse, ce qui n'est pas trivial. Par contre, une régulation de type MPPT (Maximum Power Point Tracking) permettrait d'être au maximum de rendement des turbines. La condition $\lambda^* = 3,6$ dans les calculs se rapproche donc d'une régulation MPPT des turbines.

Le second type de régulation proposé est à vitesse de rotation fixe. Les turbines ne fonctionnent alors pas forcément à leur maximum de rendement. Cette vitesse de rotation est choisie en début de calcul et est prise identique pour chaque turbine. Il faut dans ce cas recalculer la valeur λ^* correspondant à la vitesse locale à chaque itération, connaissant la vitesse de rotation de la turbine.

5.2.2 Schéma itératif du modèle adaptatif

Le modèle adaptatif requiert peu de changements par rapport au modèle simplifié à conservation de force. La principale différence est que les coefficients de force par cellule correspondant à la bonne valeur de λ^* sont imposés à la place des forces pour chaque cellule du maillage cylindrique. Le schéma itératif de résolution est présenté en Figure 5.8. La vitesse locale est calculée à chaque itération. Selon le type de régulation choisi, λ^* est imposé à 3,6 (régulation en λ^*) ou recalculé à partir de cette vitesse locale (régulation à vitesse de rotation constante). La répartition de coefficient de force pour cette valeur λ^* est ensuite interpolée à partir de trois

répartitions existantes ($\lambda^* = 1,40$, $\lambda^* = 4,20$, et $\lambda^* = 9,73$), par une interpolation linéaire par morceaux des courbes c_{x,y,z_{cell}^*} versus λ^* pour chaque cellule. Dans le cas de la régulation à λ^* constant, cette interpolation peut être réalisée une unique fois lors de l'initialisation du calcul afin de gagner en temps de calcul.

Les coefficients sont ensuite projetés sur chaque cellule du maillage choisi pour le calcul, selon la même méthode que pour le modèle à conservation de force déjà décrite en Partie 4.3.2. Les valeurs de termes sources de force sont ensuite calculées en multipliant les coefficients par le terme $1/2\rho S U_{local}^2$. La résolution des équations de Navier-Stokes a ensuite lieu pour cette itération. Cette boucle itérative se répète jusqu'à ce que les résidus du calcul soient suffisamment faibles. La vitesse locale et les valeurs de forces totales imposées doivent également avoir convergé et sont prises comme critère de convergence.

Après convergence des calculs, la vitesse locale obtenue permet de calculer dans le cas du calcul à Ω constant la valeur finale pour λ^* (dans l'autre cas elle vaut 3,6). La courbe d'interpolation de C_p^* versus λ^* de la Figure 5.2.b est ensuite utilisée pour calculer le coefficient de puissance local puis la puissance produite P en utilisant l'équation 5.3.

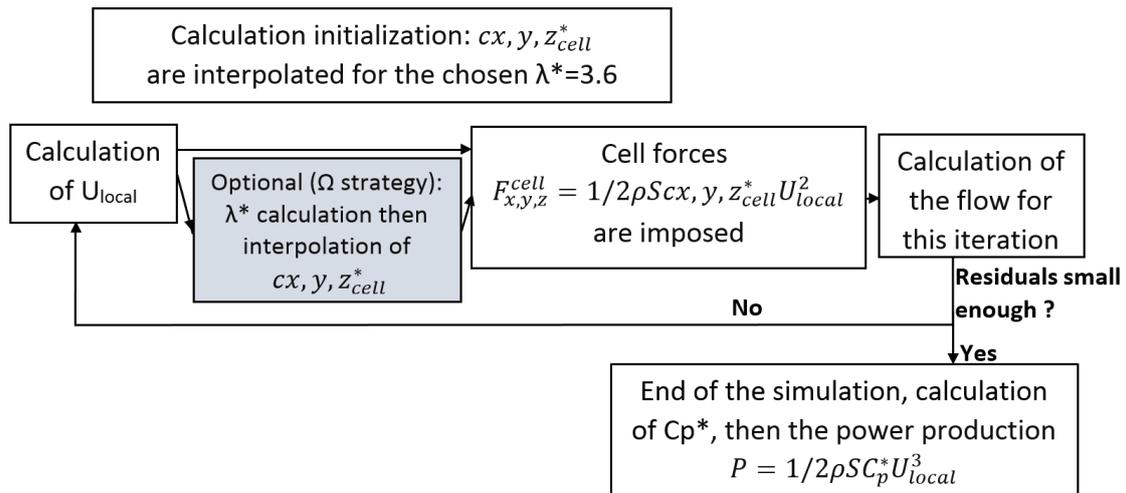


Figure 5.8 Schéma itératif de résolution du modèle adaptatif pour les deux cas de régulation (Ω constant ou λ^* constant)

5.2.3 Présentation des modèles simplifiés 2D équivalents

Une des interrogations de ce projet de recherche est de savoir quel est l'apport d'un modèle simplifié 3D plutôt que d'un modèle 2D. Au cours du projet dans lequel s'inscrit cette thèse, Edoardo Trottni a adapté les modèles simplifiés adaptatifs et à conservation de force pour des calculs 2D [105]. La direction z a été supprimée dans les calculs. Le même solveur et

les mêmes réglages sont utilisés pour les calculs (et les mêmes tailles de cellule $dx=dy=1$ cm dans la zone centrale du domaine de calcul). La taille du domaine a par contre dû être adaptée, afin de respecter le même confinement que dans le cas 3D. Le confinement en 3D vaut $DH/(l_{tunnel}h_{tunnel}) = 0,0928$. En 2D, la valeur $l_{tunnel}=188,6$ cm est utilisée afin d'avoir le même confinement $D/l_{tunnel} = 0,0928$. Les distributions de force sont également adaptées dans les calculs 2D. La composante selon z de force est inexistante en 2D, et les composantes 2D selon x et y (notées $F_{x,y}^{2D}$) sont calculées pour chaque position (r, θ) du maillage cylindrique comme la somme des composantes 3D (notées $F_{x,y}^{3D}$) pour toutes les couches verticales z_k du maillage cylindrique (les indices z_{kmin} et z_{kmax} sont utilisés pour désigner les couches inférieures et supérieures du maillage cylindrique), divisée par la hauteur H de la turbine :

$$F_{x,y}^{2D}(r, \theta) = \sum_{z_k=z_{kmin}}^{z_{kmax}} \frac{F_{x,y}^{3D}(r, \theta)}{H} \quad (5.6)$$

5.3 Résultats et comparaison aux expériences

Les mêmes simulations que précédemment sont réalisées avec le modèle adaptatif, c'est à dire les simulations correspondant au cas expérimental du CERG. Les calculs sont effectués avec les mêmes paramètres que ceux du modèle à conservation de force, déjà validés en Partie 4.4. Les valeurs λ^* correspondant aux trois cas expérimentaux $\lambda = 1$, $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$ sont utilisés dans les calculs. Ces calculs ont lieu à λ^* constant. Les valeurs des calculs URANS correspondant aux trois cas expérimentaux sont choisies, soient $\lambda^* = 4,25$, $\lambda^* = 1,4$ et $\lambda^* = 9,7$. Ces simulations permettent de valider le modèle adaptatif et de connaître sa précision pour le calcul du sillage ainsi que de la puissance produite par l'hydrolienne.

5.3.1 Comparaison des sillages obtenus

Les sillages obtenus par le modèle adaptatif sont comparés aux sillages obtenus par le modèle à conservation de force, et expérimentalement. Le cas $\lambda = 2$ est d'abord présenté. La Figure 5.9 présente les profils transverses de vitesse dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, entre les différents cas 2D, 3D et l'expérience. Les profils verticaux de vitesse sont tracés en Figure 5.10 dans le plan $y=0$ cm pour l'expérience et les simulations 3D (la direction verticale n'existe pas en 2D). Les deux modèles 3D donnent sensiblement les mêmes résultats. La vitesse dans le sillage est en effet peu sensible aux valeurs de force totale imposées ($F_x=84,4$ N et $F_y=7,02$ N pour le modèle adaptatif; et $F_x=79,9$ N et $F_y=6,64$ N pour le modèle à conservation de force) : une petite variation de force crée peu de différences de vitesse dans le sillage. Le modèle adaptatif donne donc les mêmes résultats de vitesse dans le sillage que le modèle à conservation de force, qui avait déjà été validé en Partie 4.5. **Le modèle adaptatif est donc satisfaisant pour calculer le sillage lointain, mais des erreurs existent sur le champ de vitesse pour des distances dans le sillage inférieures à 4D.**

Les profils d'énergie cinétique turbulente sont tracés dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm en Figure 5.11, pour les modèles 3D adaptatif et à conservation de force, ainsi que pour l'expérience. Le modèle adaptatif crée cette fois légèrement plus d'énergie cinétique turbulente que le modèle à conservation de force. Les forces imposées sont en effet légèrement plus forte, et les gradients de vitesse créés au niveau de la machine (à la distance 0D non représentée ici) peuvent être plus forts, comme le calcul de la vitesse locale pourra le déterminer par la suite. Cependant cette différence n'est pas suffisamment forte pour créer de différence sensible de vitesse dans le sillage dès la distance de 2D.

Concernant les profils de vitesse des modèles 2D tracés en Figure 5.9, des écarts existent entre les modèles et l'expérience y-compris dans le sillage lointain. Dans la théorie de la turbulence [91], le déficit de vitesse dans un sillage axisymétrique en 3D en fonction de la

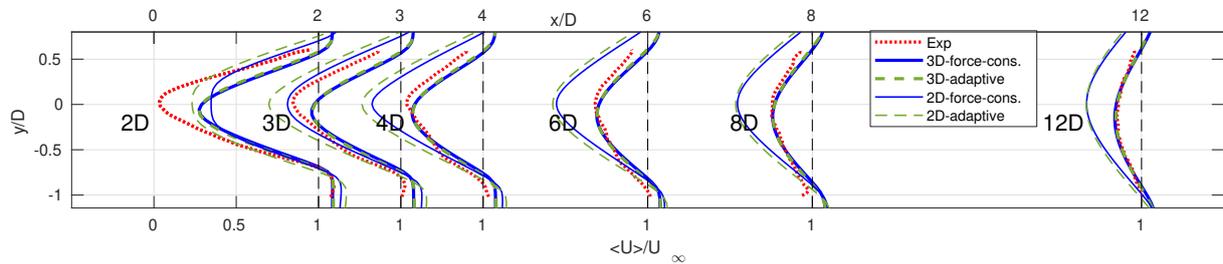


Figure 5.9 Profils transverses de vitesse adimensionnée pour chaque modèle et l'expérience dans le plan horizontal d'altitude $z = -2$ cm, pour $\lambda = 2$

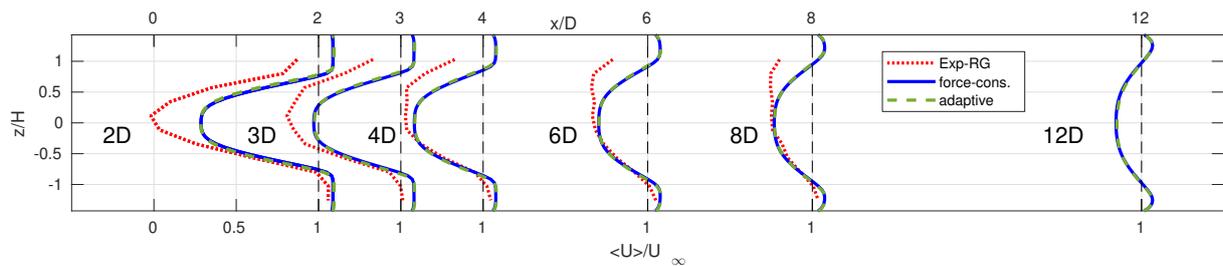


Figure 5.10 Profils verticaux de vitesse adimensionnée pour chaque modèle et l'expérience dans le plan vertical $y = 0$ cm, pour $\lambda = 2$

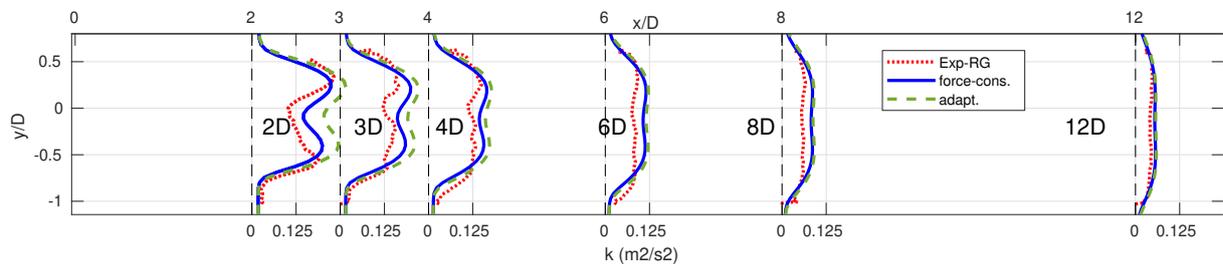


Figure 5.11 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente pour chaque modèle et l'expérience dans le plan horizontal d'altitude $z = -2$ cm, pour $\lambda = 2$

position x décroît selon la fonction $x^{-2/3}$. En 2D, il suit la fonction $x^{-1/2}$ qui décroît moins vite. Le principal moteur de cette décroissance du déficit de vitesse est le mélange par viscosité laminaire ou turbulente sur les bords du sillage. En 2D, cette zone est constituée par deux droites alors qu'il s'agit de toute la surface axisymétrique délimitant le sillage en 3D. **Les modèles 2D ne sont donc pas supposés donner les bons déficits de vitesse dans le sillage sans ajout de terme correctif de force ou d'énergie cinétique turbulente additionnel.** Cependant les modèles 2D requièrent peu de temps de calcul et il est intéressant de connaître l'erreur commise en les employant pour le calcul de fermes. Les résultats 2D pour le calcul de ferme seront comparés aux résultats 3D par la suite.

Les profils horizontaux de vitesse obtenus par les modèles 3D sont maintenant comparés pour le cas $\lambda = 1$ en Figure 5.12, et $\lambda = 3$ en Figure 5.13. Comme pour le cas $\lambda = 2$, aucune différence n'est détectable. Les profils horizontaux d'énergie cinétique turbulente sont présentés pour le cas $\lambda = 1$ en Figure 5.14, et $\lambda = 3$ en Figure 5.15. Pour le cas $\lambda = 1$, aucune différence n'existe. Les forces imposées dans les modèles adaptatifs et à conservation de force sont en fait quasiment identiques, d'où des sillages parfaitement identiques même pour les profils d'énergie cinétique turbulente. Pour le cas $\lambda = 3$, des différences du même ordre de grandeur que pour le cas $\lambda = 2$ existent mais sont insuffisantes pour provoquer des écarts sur les profils de vitesse.

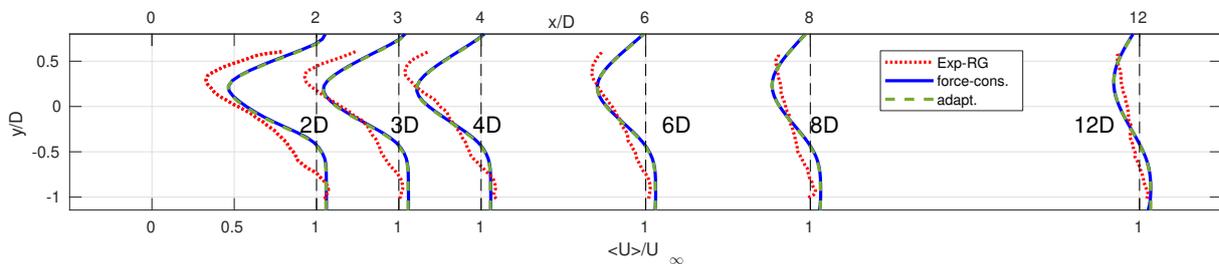


Figure 5.12 Profils transverses de vitesse adimensionnée pour chaque modèle et l'expérience dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, pour $\lambda = 1$

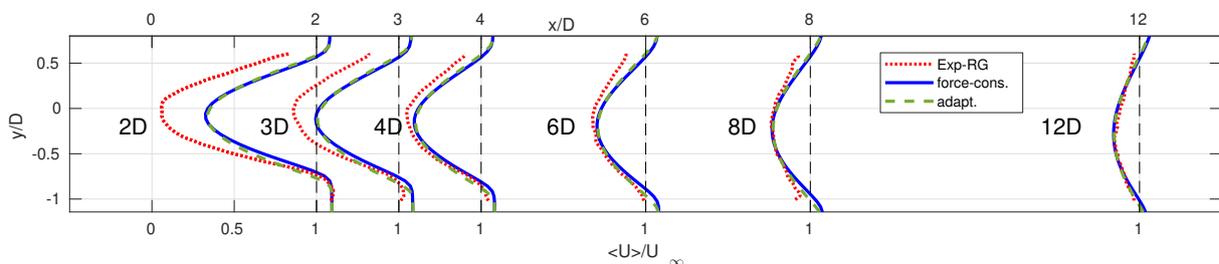


Figure 5.13 Profils transverses de vitesse adimensionnée pour chaque modèle et l'expérience dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, pour $\lambda = 3$

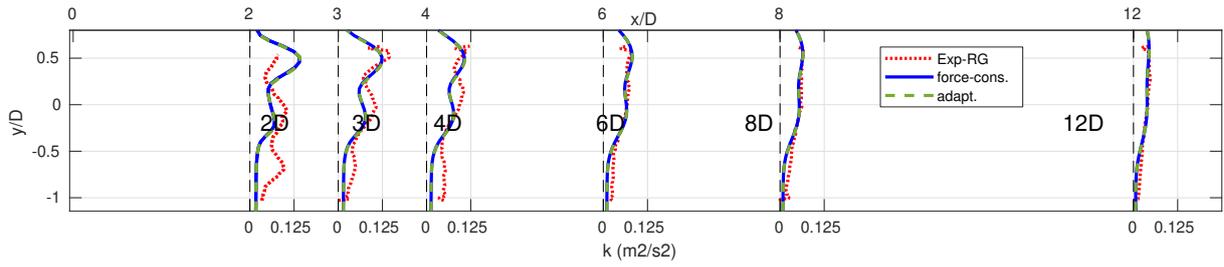


Figure 5.14 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente pour chaque modèle et l'expérience dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, pour $\lambda = 1$

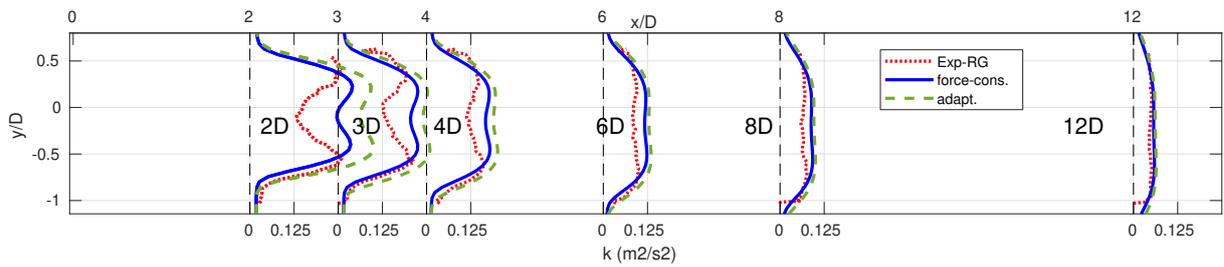


Figure 5.15 Profils transverses d'énergie cinétique turbulente pour chaque modèle et l'expérience dans le plan horizontal d'altitude $z=-2$ cm, pour $\lambda = 3$

5.3.2 Comparaison des vitesses locales et puissances produites

Les valeurs de vitesse locale et de puissance produite sont maintenant comparées pour chaque modèle, dans les cas 2D et 3D. Dans les modèles adaptatifs, les valeurs $\lambda^* = 1,4$, $\lambda^* = 4,25$ et $\lambda^* = 9,7$ sont imposées. A partir de ces valeurs λ^* et de la vitesse locale calculée, le paramètre λ équivalent est calculé par :

$$\lambda = \lambda^* \frac{U_{local}}{U_{\infty}} \quad (5.7)$$

Pour les modèles à conservation de force, les répartitions de force pour $\lambda = 1$, $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$ sont imposées dans la simulation. Le paramètre équivalent λ^* est déduit après la simulation et le calcul de U_{local} grâce à l'équation 5.7.

Enfin, dans le modèle adaptatif comme dans le modèle à conservation de force, le coefficient de puissance local C_p^* correspondant au paramètre λ^* est interpolé grâce à la courbe de la Figure 5.2.b. La puissance produite est ensuite calculée en utilisant la relation 5.3. L'écart relatif par rapport à la puissance produite dans la simulation URANS est calculé. Cette puissance sert de référence plutôt que la puissance mesurée dans le cas expérimental, puisque les modèles simplifiés se rapprochent le plus de ce calcul (les résultantes de forces obtenues par la simulation URANS sont utilisées, et non pas celles obtenues expérimentalement). Tous les résultats sont synthétisés dans le Tableau 5.4.

Modèle $\lambda = 2$	$U_{local}(m/s)$	λ	λ^*	C_p^*	P (W)	Erreur Puissance
URANS (ref)	1.094	2	4.25	2.32	48.9	—
Expérience	—	2	—	—	44.3	-9.4%
force-cons. 3D	1.239	2	3.71	2.04	59.4	21.5%
adaptatif 3D	1.125	2.08	4.25	2.32	50.6	3.5%
force-cons. 2D	1.421	2	3.24	1.75	76.5	56.4%
adaptatif 2D	1.163	2.15	4.25	2.32	55.9	14.3%
Modèle $\lambda = 1$	$U_{local}(m/s)$	λ	λ^*	C_p^*	P (W)	Erreur Puissance
URANS (ref)	1.644	1	1.4	0.29	19.7	—
Expérience	—	1	—	—	21.4	8.6%
force-cons. 3D	1.657	1	1.4	0.29	18.8	-4.6%
adaptatif 3D	1.649	1.01	1.4	0.29	19.9	1.0%
force-cons. 2D	1.715	1	1.4	0.28	21.4	9.6%
adaptatif 2D	1.652	1.01	1.4	0.29	20.0	1.4%
Modèle $\lambda = 3$	$U_{local}(m/s)$	λ	λ^*	C_p^*	P (W)	Erreur Puissance
URANS (ref)	0.709	3	9.7	-1.92	-10.5	—
Expérience	—	3	—	—	-4.4	-58.1%
force-cons. 3D	0.964	3	7.2	2.12	29.1	-377%
adaptatif 3D	0.743	3.12	9.7	-2.03	-11.4	8.6%
force-cons. 2D	1.271	3	5.4	2.65	83.0	-890%
adaptatif 2D	0.786	3.31	9.7	-1.81	-13.5	28.6%

Tableau 5.4 Comparaison des principaux paramètres de calcul pour l'expérience, la simulation URANS, et les deux modèles simplifiés dans les cas 2D et 3D pour différents paramètres d'avance

Une fois encore, les modèles 2D ne donnent pas des valeurs correctes pour la vitesse locale. Tous les paramètres sont ensuite calculés de manière erronée, ce qui mène à une erreur sur la puissance de 14,3 % pour le modèle adaptatif 2D pour le cas $\lambda = 2$. Le modèle 2D à conservation donne des résultats encore moins proches avec une erreur de 56,4 %.

Concernant les modèles 3D, le modèle à conservation de force donne de forts écarts sur la vitesse locale par rapport au calcul URANS. Utiliser cette vitesse locale mène ensuite à de fortes erreurs sur le calcul de la puissance, avec un écart relatif de 21,5 % par rapport au calcul URANS dans le cas nominal $\lambda = 2$. **La vitesse locale calculée par le modèle adaptatif 3D est par contre proche de celle calculée par la simulation URANS pour tous les paramètres d'avance. Cela permet de calculer correctement la puissance produite par la turbine, avec des erreurs de seulement 3,5% pour le cas $\lambda = 2$, 1,0% pour le cas $\lambda = 1$, et 8,6% pour le cas $\lambda = 3$.** Le calcul de la vitesse locale et de la puissance par le modèle adaptatif est donc validé pour toute la plage de fonctionnement à laquelle opérera la turbine Darrieus, de $\lambda = 1$ à $\lambda = 3$. Les erreurs sont plus élevées pour le cas $\lambda = 3$ mais la puissance produite est négative, et de telles valeurs de paramètre d'avance ne seront jamais atteintes en fonctionnement normal de la turbine.

Dans les cas $\lambda = 1$ et $\lambda = 2$, les calculs URANS donnent un écart relatif d'environ 9 % sur la puissance par rapport aux mesures expérimentales. L'écart est plus important pour le cas $\lambda = 3$. Ces écarts ont déjà été analysés en Partie 4.2.2.1.

Finalement, le modèle adaptatif donne de meilleurs résultats que le modèle à conservation de force pour le calcul de la vitesse locale, tout en conservant les mêmes champs de vitesse dans le sillage à partir de 2D à l'aval de la turbine. La vitesse locale calculée est plus proche de la vitesse URANS car la condition imposée est un compromis entre la conservation des forces et la conservation de la vitesse locale, en choisissant le paramètre λ^* de la simulation URANS. **En choisissant la valeur $\lambda^* = 3,6$ pour les différentes turbines d'un parc, le sillage et la puissance produite par chaque turbine seront correctement calculés et la turbine fonctionnera proche de son point de meilleur rendement** pourvu que la distance entre deux turbines successives soit supérieure à 4D ou 5D.

Un seul bémol existe cependant dans ce modèle adaptatif : bien que l'influence de la turbulence amont soit négligeable pour les expériences aussi bien que pour les calculs URANS, une différence a été trouvée en modifiant le niveau de turbulence amont dans le modèle simplifié à conservation de force (voir en Partie 4.4.4). Une étude serait à réaliser pour voir si le modèle adaptatif réagit de la même façon, et si oui une correction devrait être appliquée en fonction du niveau de turbulence impactant la turbine, qui pourrait être calculé de manière similaire à la vitesse locale.

Chapitre 6

Calculs de parcs d'hydroliennes

Le modèle adaptatif développé dans le chapitre précédent est maintenant utilisé pour calculer plusieurs configurations de parcs d'hydroliennes. Les mêmes modèles réduits de turbine que précédemment sont simulés. Une première simulation est réalisée avec des turbines très rapprochées. Un parc de plusieurs turbines en configuration en ligne est ensuite étudié, ainsi qu'une configuration sur deux rangées. Les résultats des modèles 2D et 3D sont comparés pour chaque cas. Les deux types de régulation vus précédemment sont étudiés pour contrôler le point de fonctionnement des turbines.

6.1 Première étude d'un parc d'hydroliennes rapprochées

Le premier calcul de parc est effectué pour des turbines très rapprochées, afin de tester la stabilité du modèle pendant les calculs. Il faut en effet vérifier que la boucle de calcul itérative est stable, ce qui n'est pas assuré au premier abord.

6.1.1 Domaine de calcul et position des turbines

Le domaine de calcul possède la même hauteur de 0,55 m que dans les parties précédentes. La longueur totale du domaine est de 5 m, avec 0,5 m en amont du centre de la première turbine. La largeur du domaine est de 1,2 m. La Figure 6.1 montre la position des turbines et les dimensions du domaine dans un plan horizontal. Les turbines 0, 1 et 4 sont centrées dans la direction y , tandis que les turbines 2 et 3 sont décalées respectivement de +0,2 m et -0,2 m dans la direction y par rapport au centre du domaine. L'axe des turbines est parallèle à la direction z . Une fois de plus, le centre de chaque turbine est positionné à mi-hauteur de la colonne d'eau, et définit l'altitude $z=0$ (le domaine s'étend donc de $z=-27,5$ cm à $z=+27,5$ cm). Les conditions limites en entrée et sortie du domaine (parois en $x=-0,5$ m et $x=4,5$ m) sont du même type que dans les parties précédentes. La vitesse $U_{inlet}=2,3$ m/s, les valeurs $I_{turb}=6,74$ % et $\omega = 45,5s^{-1}$ sont imposées en entrée. Les parois latérales, supérieures et inférieures possèdent des conditions limite de paroi lisse déjà utilisées auparavant. Le maillage est raffiné près de chaque paroi, et possède des mailles cubiques de taille $dx=dy=dz=1$ cm dans le reste du domaine (qui inclut les turbines ainsi que leur sillage). Il est construit par blocs de la même manière que le maillage du Chapitre 4 (voir en Figure 4.4).

Cette configuration de parc est également étudiée avec le modèle 2D. Dans ce cas, des lois de paroi sont également appliquées sur les parois latérales, mais leur distance au centre du domaine est augmentée afin de conserver le même confinement des turbines entre le cas 3D et 2D, conformément à la méthode décrite dans la partie 5.2.3. La nouvelle largeur de domaine employée vaut 3,76 m, ce qui permet de conserver un confinement $\epsilon_{conf} = 4,65\%$ dans les deux cas (en utilisant la définition de l'équation 1.5 pour une seule turbine présente dans le tunnel).

6.1.2 Simulation à valeur λ^* imposée

La première simulation est réalisée à valeur λ^* imposée, avec la valeur $\lambda^* = 3,51$ choisie pour chaque turbine du parc. Cette valeur est proche de l'optimum de puissance trouvé pour $\lambda^* = 3,6$ dans la Partie 5.1.4. Chaque turbine fonctionnera proche de son optimum de puissance, et la puissance produite par chaque turbine sera maximisée par rapport à l'écoulement traversant

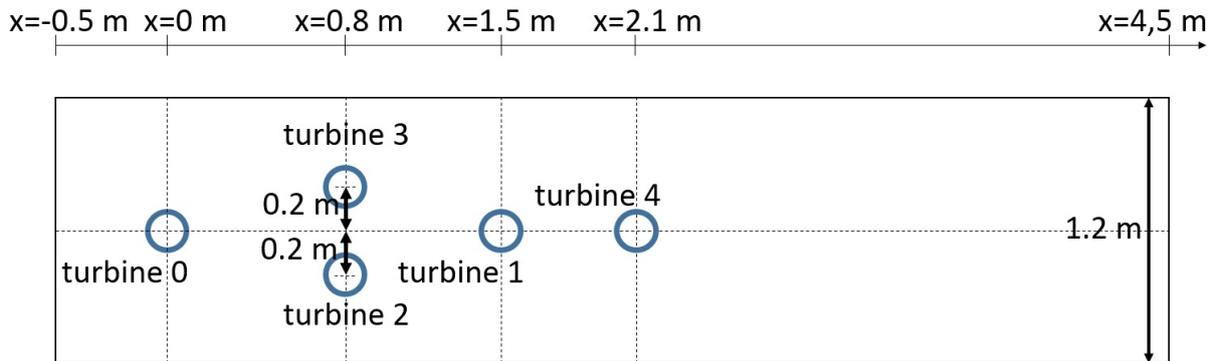


Figure 6.1 Dimensions du domaine de calcul et position des 5 turbines du parc

chacune. Le calcul nécessite 16 000 itérations pour obtenir la convergence des résultats dans le sillage. Les cartes de sillage sont tout d'abord présentées en Figure 6.2 pour le modèle 3D, et en Figure 6.3 pour le modèle 2D. Nous observons des effets très différents entre les modèles 2D et 3D, malgré le fait que le confinement global ϵ_{conf} soit conservé. Pour le modèle 2D, le sillage de chaque turbine a tendance à être plus large et plus long et représente mal la réalité. Ce phénomène avait déjà été observé pour l'étude d'une turbine seule en Partie 5.3.1. Il est pour rappel dû au fait que l'écoulement ne peut contourner les turbines que dans une dimension au lieu de deux dimensions dans le cas 3D. Le sillage global généré par le parc est ainsi plus étendu dans le cas 2D, et les vitesses impactant les turbines 1 et 4 sont plus faibles que dans le cas 3D. Les puissances produites par ces turbines risquent donc d'être inférieures à celles obtenues pour le cas 3D.

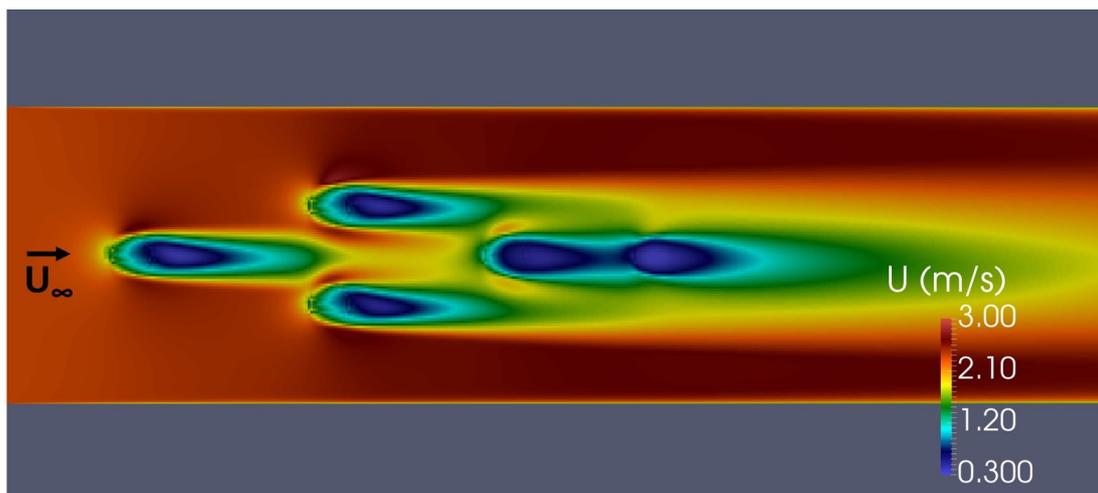


Figure 6.2 Carte de vitesse U (norme du vecteur vitesse) dans le plan d'altitude $z=2$ cm pour la simulation 3D à λ^* imposé

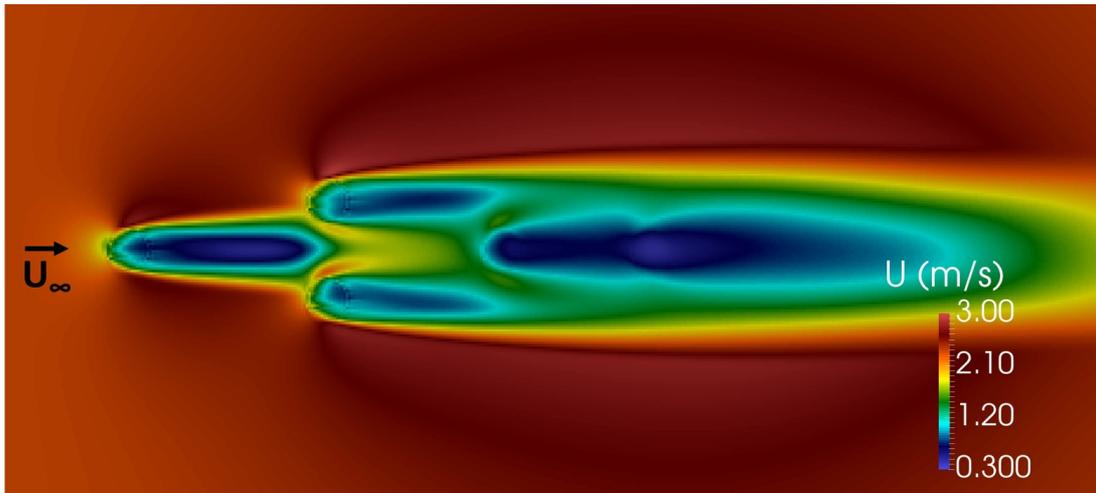


Figure 6.3 Carte de vitesse U (norme du vecteur vitesse) dans le plan horizontal $z=2$ cm pour la simulation 2D à λ^* imposé

Les paramètres de calcul ainsi que la puissance produite par chaque turbine sont maintenant résumés pour chaque cas dans le Tableau 6.1. La vitesse de rotation Ω est déduite de la relation 5.2. La vitesse locale est adimensionnée par la vitesse amont d'entrée de 2,3 m/s. La puissance produite par chaque turbine est adimensionnée par la puissance nominale P_n , qui est la puissance maximale que peut produire cette turbine placée en milieu infini avec la même vitesse amont de 2,3 m/s. Cette puissance vaut :

$$P_n = 1/2\rho S C_p^{max} U_\infty^3 \quad (6.1)$$

$C_p^{max} = 0,273$ est la valeur maximale du coefficient de puissance de la turbine en milieu infini, obtenue par les simulations URANS dans le cas de calcul le moins confiné du Tableau 5.3. Nous supposons en effet que ce cas de calcul est très peu confiné, puisque $\epsilon_{conf} = 9,3\%$.

Les résultats du modèle 3D sont d'abord analysés. Nous observons que la vitesse de rotation calculée dépend fortement de la turbine étudiée puisqu'elle dépend de la vitesse locale calculée. La puissance adimensionnée produite par la turbine 0 est légèrement inférieure à 1, et vaut $P/P_n=0,97$. Cela peut s'expliquer soit par des approximations du modèle, soit parce que les interactions de sillage avec les turbines en aval font diminuer la production de la première turbine. La puissance adimensionnée produite par les turbines 2 et 3 est supérieure à 1. L'écoulement est accéléré sur chaque côté du sillage de la première turbine, d'autant plus que les parois du tunnel canalisent l'écoulement, et la vitesse impactant les turbines 2 et 3 est ainsi plus grande, augmentant la puissance produite. La puissance est d'ailleurs légèrement plus grande pour la turbine 3 ($P/P_n=1,11$) que pour la turbine 2 ($P/P_n=1,10$) du fait de l'asymétrie du sillage produit par la première turbine, qui vient légèrement impacter la turbine 2. Il y a

Numéro turbine	0	1	2	3	4
λ^* modèle 3D	3,51	3,51	3,51	3,51	3,51
U_{local}/U_{∞} modèle 3D	0,515	0,438	0,537	0,540	0,321
P/P_n modèle 3D	0,97	0,60	1,10	1,11	0,23
Ω modèle 3D (rad/s)	47,5	40,4	49,5	49,8	29,5
Numéro turbine	0	1	2	3	4
λ^* modèle 2D	3,51	3,51	3,51	3,51	3,51
U_{local}/U_{∞} modèle 2D	0,524	0,363	0,549	0,549	0,228
P/P_n modèle 2D	1,02	0,34	1,17	1,17	0,08
Ω modèle 2D (rad/s)	48,3	33,4	50,6	50,6	21,0

Tableau 6.1 Valeur λ^* imposée, vitesse locale, puissance produite adimensionnée et vitesse de rotation Ω calculées pour chaque turbine du parc pour les simulations 2D et 3D à régulation λ^* constant

par contre un déficit de vitesse non négligeable en amont de la turbine 1 (avec des vitesses de 1,5 m/s environ) du fait de la présence des autres turbines. La puissance adimensionnée produite par cette turbine est donc plus faible, et vaut $P/P_n=0,60$. Enfin, la turbine 4 est placée à une distance de 0,6 m en aval de la turbine 1, soit 3,4 diamètres de turbine. Cette distance est inférieure à la distance de $4D$ à partir de laquelle le sillage du modèle adaptatif devient correctement reproduit. Ce calcul ne rentre pas dans les hypothèses du modèle et les valeurs de puissance calculées sont certainement erronées. Cependant la tendance est correcte puisque la puissance produite est très faible et vaut $P/P_n=0,23$. Le comportement du code a donc pu être validé pour des configurations de turbine resserrées, et notamment de faibles distances entre deux turbines consécutives.

Les résultats du modèle 2D sont maintenant analysés. Les vitesses locales sont calculées avec de forts écarts par rapport au modèle 3D pour les turbines 1 et 4. La vitesse locale est sous-estimée, ce qui mène à de fortes diminutions de la puissance produite. A l'inverse, la vitesse locale des turbines 2 et 3 est légèrement surestimée, ce qui entraîne une surestimation de la puissance produite par ces turbines avec des valeurs $P/P_n=1,17$ pour chaque turbine. **Le calcul de la puissance produite par chaque turbine est donc mal reproduit dans le modèle 2D.**

6.1.3 Simulation à vitesse de rotation imposée

La seconde simulation a été réalisée uniquement pour le modèle 3D, avec la régulation à vitesse de rotation Ω constante. Cette vitesse a été calculée pour maximiser la puissance produite par la turbine placée en milieu infini. Ainsi, en utilisant l'équation 5.2 avec pour valeur $\lambda^* = 3,51$ utilisée précédemment, et la valeur $U_{local} = 1,19\text{m/s}$ obtenue dans le Tableau 5.3 pour maximiser la puissance produite de la turbine dans le cas le moins confiné, nous

trouvons $\Omega = 47,74 \text{ rad/s}$. Cette valeur est imposée pour chaque turbine lors des calculs. Pour cette simulation, 16 000 itérations sont également nécessaires pour obtenir la convergence des résultats dans le sillage.

La carte de vitesse dans le plan horizontal d'altitude $z=2 \text{ cm}$ est tout d'abord présentée. Par rapport au cas précédent de la régulation à λ^* imposé (voir Figure 6.2), seule la vitesse dans la zone de la turbine 4 change légèrement, avec un plus fort déficit dans ce nouveau calcul.

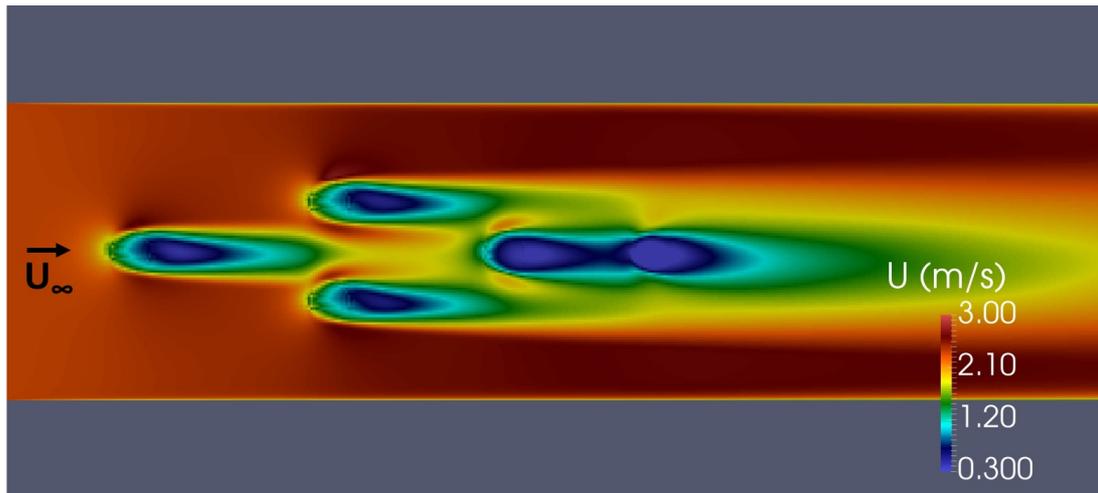


Figure 6.4 Carte de vitesse U (norme du vecteur vitesse) dans le plan d'altitude $z=2 \text{ cm}$ pour la simulation 3D à Ω imposé

Les paramètres de calcul ainsi que la puissance adimensionnée P/P_n de chaque turbine sont maintenant résumés dans le Tableau 6.2, et sont à comparer avec les valeurs obtenues avec la régulation à λ^* imposé dans le Tableau 6.1.

Numéro turbine	0	1	2	3	4
Ω (rad/s)	47,74	47,74	47,74	47,74	47,74
U_{local}/U_∞	0,509	0,380	0,545	0,551	0,227
P/P_n	0,96	0,50	1,07	1,09	-0,01
λ^*	3,56	4,78	3,33	3,30	8,01

Tableau 6.2 Vitesse de rotation Ω imposée, vitesse locale, puissance produite adimensionnée et valeur λ^* calculées pour chaque turbine du parc pour la simulation 3D à régulation Ω constante

Les valeurs de vitesse locale et λ^* trouvées pour les turbines 0, 2, et 3 sont proches de celles trouvées dans le cas de la régulation à λ^* imposé. La puissance adimensionnée produite est également très proche pour ces turbines. Pour les turbines 1 et 4, les valeurs de λ^* sont assez différentes et valent respectivement $\lambda^* = 4,78$ et $\lambda^* = 8,01$. Ces valeurs sont très éloignées de la valeur optimale $\lambda^* = 3,51$ utilisée dans le calcul précédent. La puissance produite est alors grandement diminuée par rapport à la simulation à λ^* imposé, avec des valeurs $P/P_n=0,50$

au lieu de $P/P_n=0,60$ pour la turbine 1, et $P/P_n=-0,01$ au lieu de $P/P_n=0,23$ pour la turbine 4. Tourner à vitesse de rotation imposée ne permet donc pas d'optimiser la puissance produite par les turbines. **Le total des puissances adimensionnées produites vaut 3,61 dans le cas de la régulation à Ω constant, contre 4,01 pour la régulation à λ^* constant. Une perte relative de 10 % de la puissance produite par le parc est donc enregistrée. La régulation à λ^* est donc à privilégier, et sera toujours utilisée dans les prochaines études.**

6.2 Étude de l'espacement des turbines dans un parc

La régulation à λ^* constant est choisie en vue des résultats précédents pour le calcul de configurations de parc d'hydroliennes. Des configurations standard d'hydroliennes, en ligne et sur deux lignes décalées, sont étudiées dans le but de trouver quelle configuration permet de produire le maximum de puissance pour un même nombre de machines. L'influence de l'espacement entre les différentes turbines sur la puissance produite est également analysée.

6.2.1 Domaine de calcul et paramètres utilisés

Le même maillage est employé pour les différents cas de calcul. Une vue 2D de ce maillage est présentée en Figure 6.5. Il est raffiné dans la zone centrale, avec des mailles cubiques de taille $dx=dy=dz=1$ cm. Comme déjà indiqué en Partie 4.4.1, cette taille de maille permet d'obtenir une bonne précision des résultats. La hauteur du domaine est 55 cm, et les turbines sont situées à mi-hauteur. Cela permet de rester proche des configurations océaniques où la turbine occupe environ le tiers du milieu de la hauteur d'eau. La taille de maille selon la hauteur est constante dans tout le domaine et vaut $dz=1$ cm. La zone centrale s'étend jusqu'à une distance de $18D$ (18 diamètres de turbine) dans les deux directions de l'axe y , jusqu'à $3D$ en amont et $25D$ en aval de la première ligne de turbines. La distance $L=7D$ est introduite comme la distance caractéristique du parc hydrolien. Pour une ligne de 8 turbines côte-à-côte se touchant selon leur diamètre, c 'est la distance entre les centres des turbines des deux extrémités. A l'extérieur du domaine central, le maillage est moins raffiné. Un taux de croissance des cellules inférieur à 1,2 est utilisé pour passer progressivement à des cellules de taille plus grandes. Le domaine s'étend jusqu'à une distance de $5L$ en amont de la zone centrale, $20L$ en aval, et $6,6L$ sur chaque côté. Cela permet d'avoir un maillage suffisamment grand pour ne pas que les bords du domaine influent sur les calculs (nous souhaitons modéliser le comportement des turbines en milieu infini).

Le maillage 3D possède un total d'environ 26 millions de cellules, ce qui est conséquent. Des conditions de symétrie sont employées sur les parois supérieures, inférieures, et latérales du domaine. Il n'a pas été choisi d'imposer des conditions limites de paroi sur les bords supérieurs et inférieurs du domaine pour pouvoir comparer les résultats à ceux du modèle 2D. Les calculs seraient cependant plus représentatifs d'un calcul de parc où les profils de vitesse ne sont pas constants selon la direction z , contrairement à notre étude. Des conditions limites du même type que dans les parties précédentes sont imposées pour la vitesse, la pression, k et ω . La vitesse $U_{inlet} = 2,253$ m/s est employée sur la paroi d'entrée, et l'intensité turbulente en entrée est prise à $I_{turb} = 2,5\%$, avec $\omega = 1s^{-1}$. Cela assure qu'il n'y ait presque pas de décroissance de la turbulence dans le domaine et que les niveaux ne soient pas trop bas proches de la sortie

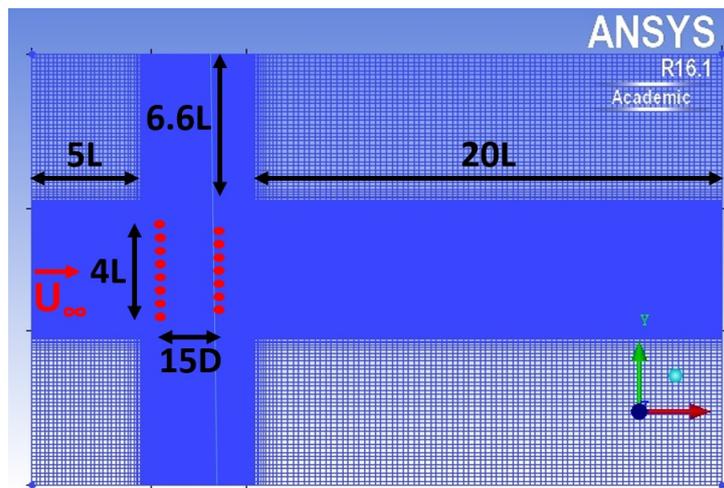


Figure 6.5 Vue 2D du maillage utilisé pour les calculs et position des turbines dans le cas où leurs centres sont espacés de $4D$ selon y , avec les deux lignes espacées de $15D$. Il s'agit de la configuration étudiée la plus espacée

du domaine. A l'inverse, choisir un niveau de turbulence correspondant au cas de la grille de turbulence régulière provoquerait une décroissance de la turbulence tout le long du domaine, qui atteindrait des niveaux proches de zéro à l'extérieur de la zone centrale en sortie du domaine puisqu'il n'y a pas dans ce calcul de parois permettant de réalimenter la turbulence.

Le maillage 2D est construit en employant les mêmes dimensions du domaine de calcul, puisque cette fois le milieu est déconfiné et la position des bords du domaine n'influe plus. Le même maillage est utilisé dans les directions x et z , avec une seule maille dans la direction z , ce qui permet de réduire le nombre de mailles par 55. Les forces de l'équation 5.6 du chapitre précédent sont imposées dans les cellules correspondant aux turbines.

Toutes les simulations sont réalisées avec le mode de régulation à λ^* constant, en imposant pour chaque turbine $\lambda^* = 3,6$ qui était la valeur calculée en Partie 5.1.4 afin d'être proche de l'optimum de puissance. Les turbines tournent dans le même sens de rotation que dans les chapitres 4 et 5. Un nombre de 20 000 itérations est choisi pour les simulations, afin que le sillage ait le temps de s'établir dans le calcul stationnaire. Cela mène à des calculs durant environ 4600 heures cpu sur des nœuds Intel Sandy Bridge EP E5-2670, 8c/2.6GHz/20M/8 GT/s, avec 4GB RAM/cœur. Ce temps de calcul est acceptable (cela représente 2 jours de calcul sur les 128 cœurs du centre de calcul que nous avons utilisé), et il est inférieur à la durée d'une seule simulation URANS menée lors de notre démarche. L'influence de la taille des cellules et de la taille du domaine de calcul sur les résultats n'a pas été testée, et il est probable que le nombre de cellules pourrait être grandement diminué sans différence significative dans les résultats, afin de diminuer de beaucoup les temps de calcul.

6.2.2 Configuration en ligne

La configuration d'une ligne de 8 hydroliennes est tout d'abord étudiée. Les centres des turbines sont espacés d'une même distance latérale les uns par rapport aux autres. Plusieurs valeurs ont été testées pour cette distance et sont résumées dans le Tableau 6.3.

Distance latérale				
1,2D	1,5D	2D	3D	4D

Tableau 6.3 Espacements latéraux testés pour les simulations d'une ligne d'hydroliennes

Les sillages obtenus pour le cas avec la distance latérale la plus petite (1,2D) sont d'abord présentés à la fois pour le modèle 3D (Figure 6.6.a) et le modèle 2D (Figure 6.6.a). Les cartes de couleur de vitesse axiale et les lignes de courant sont présentées dans le plan horizontal d'altitude $z=0$ cm. Pour cette distance latérale, dans les deux modèles, les sillages de chaque hydrolienne se rejoignent pour former un unique sillage qui reste présent jusqu'à une distance de plusieurs L à l'aval de la ligne de turbines. On peut l'appeler le sillage de parc. Une légère déviation de ce sillage de parc existe dans la direction $y < 0$. Cette déviation existait pour une turbine seule dans les chapitres 4 et 5. Le même sens de rotation est utilisé pour chaque turbine, et chaque sillage est décalé dans la même direction, d'où également un décalage du sillage du parc. Pour le modèle 2D, le déficit de vitesse est surestimé dans le sillage lointain. Cela correspond aux résultats trouvés précédemment pour lesquels le déficit de vitesse était surestimé dans le sillage lointain d'une seule turbine.

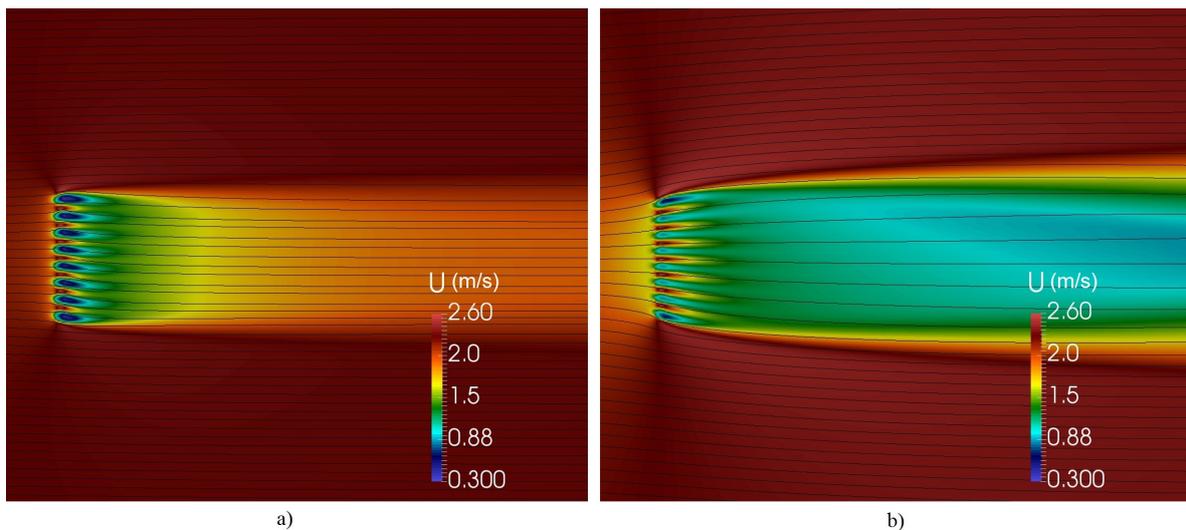


Figure 6.6 a) Résultats 3D; et b) Résultats 2D, des lignes de courant et des cartes de couleur de la vitesse axiale dans le plan horizontal d'altitude $z=0$ cm, pour une ligne d'hydroliennes avec la distance latérale 1,2D

Les sillages dans le cas de la distance latérale de 4D sont présentés en Figure 6.7. Cette fois, dans les deux cas, les sillages de chaque turbine sont distincts et l'écoulement s'engouffre davantage entre deux turbines consécutives.

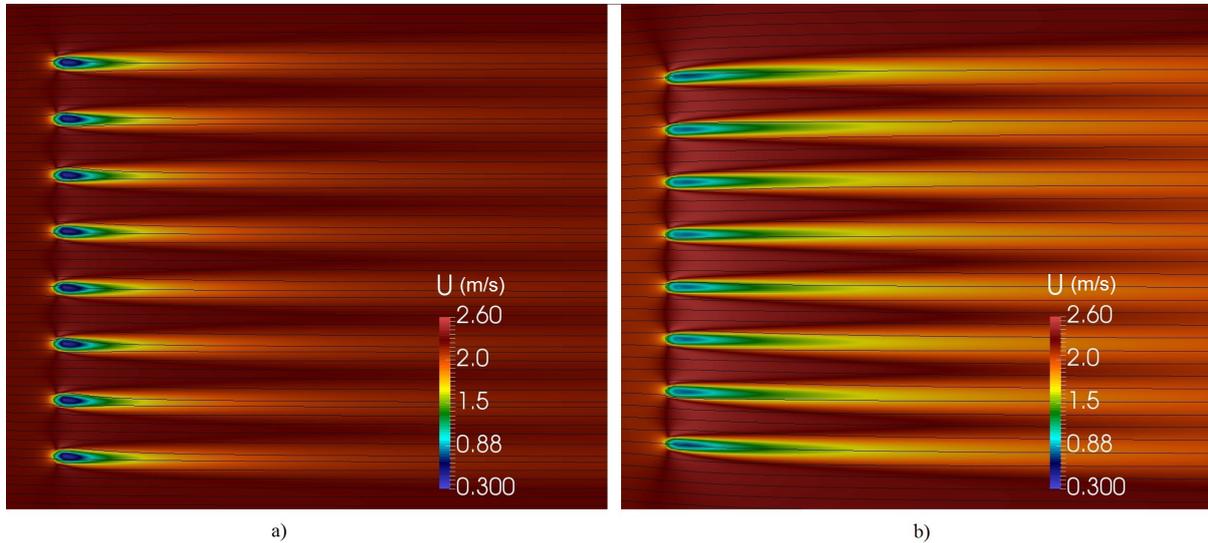


Figure 6.7 a) Résultats 3D; et b) Résultats 2D, des lignes de courant et des cartes de couleur de la vitesse axiale dans le plan horizontal d'altitude $z=0$ cm, pour une ligne d'hydroliennes avec la distance latérale 4D

La puissance adimensionnée du parc (DFP pour Dimensionless Farm Power en anglais) est maintenant définie comme le rapport de la puissance totale produite par le parc et de la puissance maximale produite par le même nombre N_{turb} de turbines en milieu infini. Elle est définie par:

$$DFP = \sum_{i=0}^{N_{turb}} \frac{P_i}{N_{turb} \times 1/2\rho SC_p^{max} U_\infty^3} \quad (6.2)$$

$C_p^{max} = 0,273$ est la valeur maximale du coefficient de puissance de la turbine en milieu infini, obtenue par les simulations URANS dans le cas de calcul le moins confiné du Tableau 5.3. P_i est la puissance produite par chaque turbine i du parc. Les résultats de DFP en fonction de la distance latérale dans la ligne sont présentés en Figure 6.8, pour les modèles 2D et 3D.

Ces résultats montrent que plus les turbines d'une configuration en ligne sont proches les unes des autres, plus la puissance extraite dans le parc est grande. Le même comportement est observé dans les modèles 2D et 3D. Cependant, le modèle 2D surestime l'effet de blocage local car l'écoulement ne peut pas passer au-dessus ou au-dessous des turbines. **Pour le modèle 3D, une augmentation de production comprise entre 10 % quand l'espacement latéral est égal à 3D, et 24 % pour un espacement de 1,2D est obtenue par rapport au même nombre de turbines en milieu infini.** Ceci est cohérent avec les résultats présen-

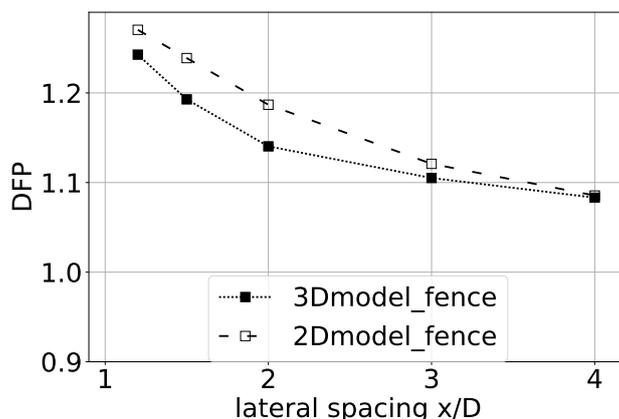


Figure 6.8 Puissance adimensionnée du parc en fonction de la distance latérale, pour les simulations d'une ligne d'hydroliennes

tés par McNaughton et al. [106], qui trouvent une augmentation de puissance de 20 % en mesurant expérimentalement la puissance produite par une ligne de deux turbines rapprochées d'hydroliennes à axe horizontal. Vogel et al. [79] ont trouvé une augmentation maximale de 16% pour leur ligne de 8 turbines à axe horizontal simulées par une méthode BEM, pour laquelle une optimisation du paramètre d'avance est réalisée grâce à plusieurs calculs afin d'avoir les turbines fonctionnant au maximum de puissance. La tendance est respectée dans nos simulations. Une question reste encore en suspens: savoir s'il est possible de dépasser la limite de Betz-Lanchester-Joukowski comme présumé dans les travaux de Venell [22]. La turbine étudiée dans nos travaux possède un coefficient de puissance maximal de 0,24, et l'augmentation supplémentaire obtenue de 24 % de puissance produite n'est pas suffisante pour dépasser la limite de Betz-Lanchester-Joukowski de $16/27=0,593$. Cependant, pour des turbines dont le coefficient de puissance maximal serait meilleur et approcherait cette limite, cette augmentation de puissance permettrait de la dépasser.

Notre modèle confirme donc que les effets de blocage local permettent d'augmenter la puissance produite par des hydroliennes disposées en configuration en ligne. Cependant, ce surplus de puissance extraite du fluide crée un fort déficit de vitesse dans le sillage, qui pourrait faire décroître la production d'une potentielle seconde ligne de turbines dans un parc hydrolien. C'est ce point que nous allons étudier ci-après.

6.2.3 Deux lignes en configuration décalées

Un parc de deux lignes d'hydroliennes en configuration décalée (voir Figure 1.13) est maintenant étudié. L'influence de l'espacement entre les des deux lignes de turbine, appelé ici distance axiale, est analysée en même temps que l'influence de la distance latérale entre les

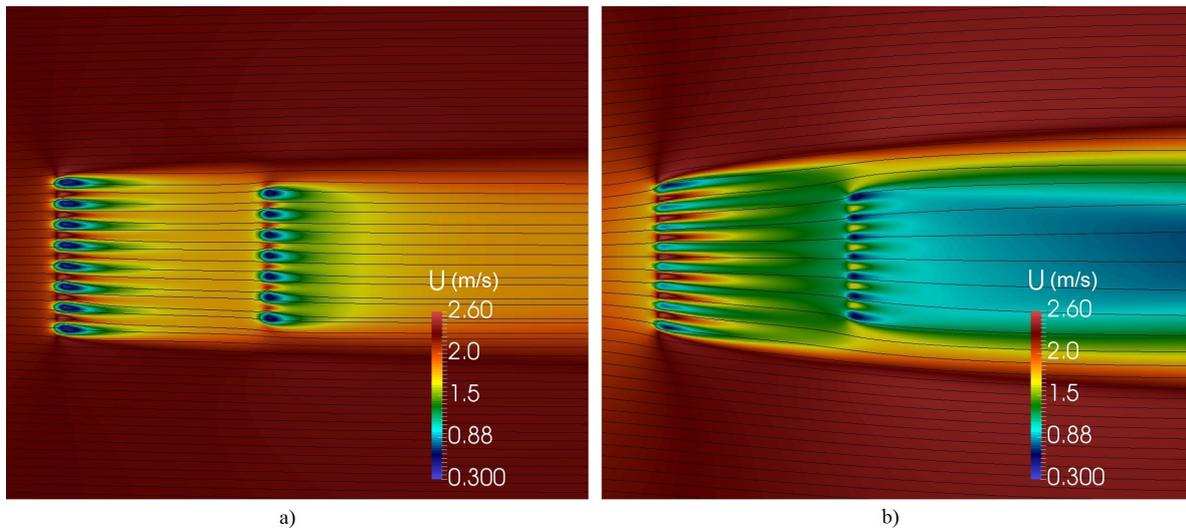


Figure 6.9 a) Résultats 3D; et b) résultats 2D, des lignes de courant et des cartes de couleur de la vitesse axiale dans le plan horizontal d'altitude $z=0$ cm, pour la configuration de deux lignes décalées avec distance axiale de $15D$ et distance latérale de $1,5D$

centres des turbines d'une même ligne. Deux distances latérales sont testées: $1,5D$ et $4D$. Les valeurs testées sont résumées dans le Tableau 6.4.

	distance axiale			
distance latérale $1,5D$	—	$5D$	$10D$	$15D$
distance latérale $4D$	$0D$	$5D$	$10D$	$15D$

Tableau 6.4 Distances axiales et latérales testées pour les simulations de deux lignes d'hydroliennes en configuration décalée

Les sillages obtenus dans cette configuration sont présentés en Figure 6.9 pour l'espacement latéral de $1,5D$ et l'espacement axial de $15D$, et en Figure 6.10 pour la distance latérale de $4D$ et la distance axiale de $15D$. Les résultats des modèles 2D et 3D sont présentés.

Pour le cas de faible espacement latéral, le déficit de vitesse dans le sillage de la première ligne est bien plus important que dans le second cas. Dans ce dernier cas, le faible blocage local autorise le fluide à s'écouler dans les espaces entre les turbines. La vitesse locale au niveau du second rang sera plus grande dans ce cas, et la puissance produite attendue est plus élevée. Le sillage de parc possède aussi des déficits de vitesse moins importants et se résorbe plus rapidement. Une fois encore, le modèle 2D donne des résultats différents du modèle 3D. Sur la Figure 6.9.b, le déficit de vitesse juste en amont du second rang est bien plus grand que celui calculé par le modèle 3D. Il faut donc s'attendre à une puissance produite beaucoup plus faible que pour le modèle 3D. Sur la Figure 6.10.b, les sillages des deux turbines au centre de la première ligne se développent entre les turbines de la seconde ligne et n'impactent pas leur

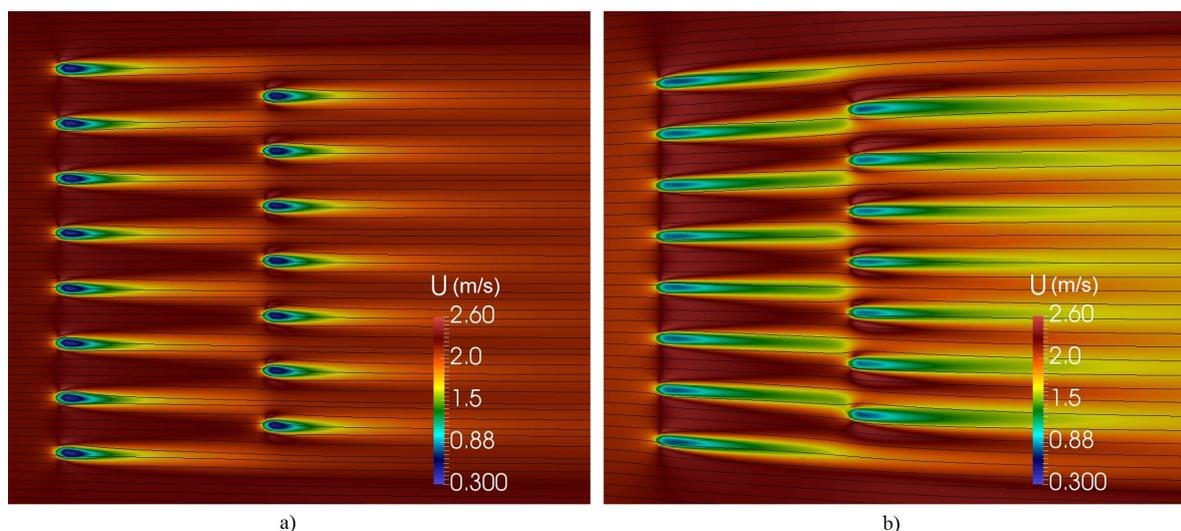


Figure 6.10 a) Résultats 3D; et b) résultats 2D, des lignes de courant et des cartes de couleur de la vitesse axiale dans le plan horizontal d'altitude $z=0$ cm, pour la configuration de deux lignes décalées avec distance axiale de $15D$ et distance latérale de $4D$

performance. Mais les sillages des autres turbines sur les côtés de la première ligne impactent partiellement les turbines de la seconde ligne. La vitesse locale de ces turbines est plus petite, et leur puissance produite risque d'être plus faible.

Les résultats de puissance produite par le parc (DFP) dans chaque simulation sont présentés en Figure 6.11. Les résultats du modèle 3D sont tout d'abord analysés. La solution qui maximise la puissance produite est pour une distance axiale de $0D$, et une distance latérale de $4D$. Ce cas revient en fait à disposer toutes les turbines sur une seule ligne de quinze hydroliennes, avec un espacement latéral de $2D$ entre les centres de chaque turbine. En comparant les Figures 6.8 and 6.11, nous observons que dans ce cas le DFP vaut $1,18$ et est plus grand que le DFP obtenu pour une ligne de seulement 8 turbines avec le même espacement latéral de $2D$ (DFP= $1,14$). Ajouter des turbines sur une ligne fait augmenter l'effet de blocage local, et donc également la puissance produite. **Dans les configurations décalées, avec des distances axiales non nulles, la distance latérale de $1,5D$ n'est pas suffisante pour que le fluide s'écoule entre les turbines du premier rang, et l'écoulement atteignant le second rang possède un fort déficit de vitesse. La puissance produite par le second rang est ainsi grandement réduite et la valeur DFP est fortement diminuée, avec des valeurs inférieures à 1 dans la plupart des cas.** Les conséquences sont moins graves si le second rang est suffisamment loin en aval du premier rang, avec un DFP légèrement supérieur à 1 pour la distance axiale de $15D$. Pour l'espacement latéral de $4D$, l'écoulement qui atteint les turbines de la seconde ligne ne possède pas de déficit de vitesse, et est même légèrement accéléré (Figure 6.10.a). L'augmentation de puissance du parc est proche de 10 % pour toutes les valeurs de distance axiale entre $5D$ et

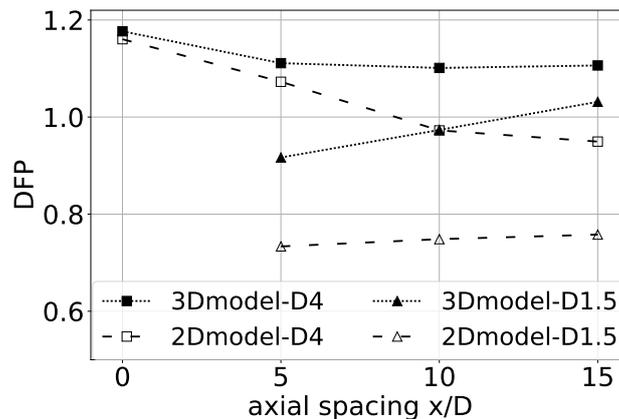


Figure 6.11 Puissance adimensionnée du parc en fonction de la distance axiale et de la distance latérale, pour les simulations de deux lignes d'hydroliennes en configuration décalée

15D. Cette valeur est moins élevée que le maximum obtenu pour la configuration d'une unique ligne de 15 turbines et la configuration décalée profite moins de l'effet de blocage que la configuration en ligne.

Enfin, la répartition de la puissance produite par chaque turbine du parc est présentée dans le Tableau 6.5 pour la simulation avec la distance latérale de 4D et la distance axiale de 15D. Les turbines sont numérotées de 1 à 8 de bas en haut sur la Figure 6.5 pour la première ligne, et de 1 à 7 de bas en haut pour la seconde ligne. Nous observons pour le calcul 3D que les turbines de la seconde ligne produisent davantage que celles de la première ligne grâce à l'accélération du fluide déjà décrite. Pour la seconde ligne, les turbines du centre produisent davantage que celles de l'extérieur. De plus, comme dans le calcul de la Partie 6.1, les turbines placées dans la région $y > 0$ ont une puissance légèrement supérieure à celles dans la région $y < 0$. Ce phénomène est dû à l'asymétrie du sillage d'une turbine seule.

Numéro turbine	1	2	3	4	5	6	7	8
P_i (W) ligne 1 cas 3D	50,54	50,95	51,04	51,09	51,15	51,24	51,31	51,17
P_i (W) ligne 2 cas 3D	53,76	54,63	55,03	55,22	55,23	55,07	54,59	—
P_i (W) ligne 1 cas 2D	46,91	47,55	47,39	47,37	47,59	48,09	48,81	49,00
P_i (W) ligne 2 cas 2D	39,44	47,90	52,91	54,23	53,49	49,05	40,89	—

Tableau 6.5 Puissance P_i produite par chaque turbine du parc pour la distance latérale de 4D et la distance axiale de 15D, dans les calculs 3D et 2D

Concernant le modèle 2D, sur la Figure 6.11, les mêmes comportements sont observés que pour le modèle 3D mais de fortes erreurs sont obtenues pour le calcul du DFP. Avec un espacement latéral de 1,5D, la puissance produite par le second rang est toujours grandement diminuée parce que le déficit de vitesse créé par le second rang est surestimé dans le sillage

avec le modèle 2D. Les valeurs de DFP calculées sont toujours inférieures à 0,8, et même la distance axiale de 15D n'est pas suffisante pour observer la résorption du sillage des turbines du premier rang et diminuer son impact, contrairement au modèle 3D. Pour l'espacement latéral de 4D, les sillages des turbines du premier rang se développent entre les turbines du second rang si les deux rangs sont suffisamment proches (pour la distance axiale de 5D). La puissance produite n'est pas diminuée par rapport au modèle 3D. Pour des distances axiales plus importantes, les sillages de certaines turbines du premier rang impactent les turbines du second rang (cf Figure 6.10.b) et font diminuer leur puissance produite. Cela s'observe dans le Tableau 6.5 pour les turbines 1,2, 6, et 7 de la seconde ligne, qui ont une puissance fortement diminuée par rapport aux turbines au centre de cette seconde ligne. Pour le modèle 3D les sillages sont moins déviés, et cette forte diminution de puissance pour les turbines de l'extérieur du seconde ligne ne s'observe pas. En conclusion, dans tous les calculs présentés, le modèle 2D n'est pas approprié pour calculer les valeurs DFP de parcs.

Enfin, en ajoutant de nouvelles lignes de turbines, la puissance adimensionnée du parc risque de décroître si les turbines ont une distance latérale trop faible mais également une distance axiale trop faible. Garder une distance latérale suffisante pour que le fluide s'écoule entre les turbines des premiers rangs et une distance axiale de 15D entre deux rangs consécutifs semble suffisant pour avoir une résorption du sillage généré par chaque ligne, et pouvoir ajouter de nouvelles lignes sans trop décroître la puissance adimensionnée du parc. De nouvelles simulations 3D pourraient être réalisées dans le futur pour tester ces aspects, mais elles requièrent des temps de calcul plus conséquents.

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Le travail mené durant cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR 3DMMTA, qui vise à développer un outil numérique pour le calcul de parcs d'hydroliennes nécessitant relativement peu de ressources de calcul. Un état de l'art a été réalisé dans le Chapitre 1 pour présenter les différents modèles existants pour le calcul de sillages d'hydroliennes ou de parcs d'hydroliennes. Il s'avère que les modèles simplifiés sont les seuls autorisant des calculs de plusieurs machines dans un parc d'hydroliennes, pour de faibles coûts de calcul. Un modèle simplifié a été développé en modélisant la turbine par les forces moyennes qu'elle applique sur l'écoulement au cours d'une révolution. C'est une amélioration du modèle Actuator Disk couramment utilisé dans le domaine puisque les forces utilisées pour représenter la turbine dépendent cette fois de la position. Le modèle développé est également adaptatif, c'est à dire que les forces représentant chaque turbine s'adaptent en fonction de la vitesse de l'écoulement qui impacte cette turbine.

Le modèle a été développé pour les turbines Darrieus, qui sont un type d'éoliennes ou d'hydroliennes à axe vertical couramment utilisé. Le Chapitre 2 a présenté leurs principales caractéristiques. L'écoulement dans ces turbines est complexe et la puissance produite dépend fortement du paramètre d'avance utilisé. Elle est en effet maximale pour des valeurs médianes de paramètre d'avance ($\lambda = 2$), lorsqu'il y a le moins de détachement de l'écoulement le long des pales et des bras. Elle décroît pour de faibles valeurs de paramètres d'avance ($\lambda = 1$) à cause du phénomène de décrochage dynamique. De même, elle décroît pour de fortes valeurs de ce paramètre ($\lambda = 3$) puisque l'angle d'attaque sur les pales est alors moins approprié. Ces trois configurations ont été étudiées dans les résultats expérimentaux et numériques de ce présent travail.

Des mesures expérimentales ont été réalisées en tunnel d'essai sur un modèle réduit de turbine Darrieus, et sont présentées dans le Chapitre 3. L'influence de la turbulence amont sur les performances et le sillage de l'hydrolienne a été testée, grâce à l'emploi ou non de grilles de turbulence en amont de la section d'essai. L'écoulement dans le tunnel a été caractérisé dans

chaque cas par mesures LDV (parfois complétées de mesures PIV). Les niveaux de turbulence mesurés à la position de la turbine sont de 2,9 % pour le cas sans grille, 5,5 % pour le cas avec grille régulière de turbulence, et 7,5 % avec grille fractale de turbulence. La turbulence n'est homogène et isotrope dans la section d'essai que pour le cas avec grille régulière de turbulence, et la vitesse n'est pas uniforme dans le centre de la section d'essai pour le cas de la grille fractale. Pour ces trois cas, les courbes de coefficients de puissance, et de coefficients de force axiale (la traînée) et transverse sont très proches. Les sillages obtenus pour chaque paramètre d'avance sont également proches dans les trois cas de turbulence. De légères différences existent sur les profils de vitesse sans qu'aucune tendance ne se dégage clairement, et ces différences semblent plutôt provenir du fait que la turbulence n'est pas homogène ou que la vitesse est peut-être non uniforme dans les cas sans grille et avec grille fractale. Les sillages sont par ailleurs décalés dans nos mesures d'environ +3 cm vers le haut du tunnel du fait de la présence d'un demi-convergent uniquement sur la section basse du tunnel, en amont de la section d'essai. Une correction de hauteur constante de 3 cm est proposée pour compenser cette erreur. Les profils d'énergie cinétique turbulente mesurés dans chaque cas sont également relativement proches dans le centre du sillage. Le centre du sillage obtenu pour le cas $\lambda = 2$ a tendance à se décaler légèrement vers la région $y < 0$. Cette région correspond à la direction inverse de la force appliquée sur la turbine : l'opposée de cette force est appliquée sur le fluide qui se déporte bien vers des valeurs $y < 0$. Les mesures pour des paramètres d'avance $\lambda = 1$ et $\lambda = 3$ présentent quelques différences par rapport au cas $\lambda = 2$. Le sillage est de même forme mais légèrement plus large pour le cas $\lambda = 3$. Sa forme est cependant très différente pour le cas $\lambda = 1$ du fait des décrochages dynamiques. C'est le seul cas pour lequel les effets instationnaires sont visibles dans les mesures PIV. Ils sont dus au lâcher périodique de tourbillons lors du décrochage dynamique.

Un premier modèle simplifié a ensuite été développé et comparé à ces résultats expérimentaux, dans le Chapitre 4. La répartition de force imposée dans ce modèle est celle obtenue par une simulation préliminaire URANS pour le même cas d'écoulement (même dimension du domaine, même paramètre d'avance et même vitesse amont). Ce modèle est dit à conservation de force puisque la résultante de force exacte obtenue par le calcul URANS est imposée. Il est possible également de corriger ces valeurs de résultantes de force, pour utiliser les mêmes forces totales que celles mesurées expérimentalement. Le modèle simplifié est testé pour les trois paramètres d'avance de l'expérience, et nécessite donc trois calculs URANS préliminaires. Ceux-ci sont réalisés avec le modèle $k-\omega$ -SST et un maillage de 14 millions de mailles respectant les critères de la littérature, afin d'obtenir des résultats cohérents. Les courbes de coefficients de puissance et de force ont été tracées, et comparées aux courbes expérimentales. Les courbes de puissance sont très proches, avec une erreur relative maximale

de 9,3 % pour le cas $\lambda = 2$, qui est par ailleurs le seul point présentant de tels écarts. Les courbes de C_x sont également très proches. Seuls les écarts relatifs pour C_y sont élevés, du fait de la faible valeur absolue des coefficients obtenus, mais les incertitudes expérimentales sont également élevées et peuvent être une source d'erreur. Une étude réalisée par la suite prouve que la valeur de C_y obtenue par les calculs URANS donne de meilleurs résultats que celle obtenue expérimentalement pour la simulation du modèle simplifié. Le sillage obtenu par calcul URANS possède cependant une légère erreur par rapport aux expériences.

Différents paramètres ont été testés pour le modèle simplifié. La taille de maille $dx=1$ cm, soit environ 17 mailles pour un diamètre de turbine, est suffisamment petite pour que l'écoulement dans le sillage soit calculé correctement à des distances supérieures ou égales à 4 à 6 diamètres en aval de la turbine. De légères erreurs apparaissent dans la zone de la turbine du fait de ce choix de taille de maille, avec une erreur sur la vitesse locale de 7 % par rapport aux résultats obtenus pour la résolution la plus fine du domaine calculée. Les modèles de turbulence $k-\omega$ -SST ou $k-\varepsilon$ donnent approximativement les mêmes résultats, qui sont meilleurs que pour le modèle $k-\omega$. Une étude de différents niveaux de simplification de la répartition de force utilisée montre également qu'une répartition de force constante dans la direction z donne des sillages très proches de ceux du modèle le plus détaillé obtenus avec une distribution dépendant de la direction z . Des différences apparaissent cependant pour le cas $\lambda = 1$, et la répartition de force la plus détaillée donne des résultats légèrement meilleurs sans augmenter les temps de calcul. Elle a donc été utilisée dans nos différents calculs.

Une fois ces paramètres choisis, les calculs du modèle à conservation de force menés pour $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$ donnent de bons résultats pour le calcul des profils de vitesse dans le sillage lointain, pour des distances supérieures à 4 ou 6 diamètres de turbine. La vitesse est moins bien calculée dans le sillage proche, ce qui est inhérent aux modèles de calculs simplifiés qui utilisent des termes sources de force. Ces résultats sont cependant satisfaisants puisque les turbines d'un parc ne sont normalement jamais aussi rapprochées. La distance minimale de 4 diamètres entre deux turbines doit donc être respectée dans ce modèle sous peine d'obtenir de grandes erreurs de calcul. Pour le cas $\lambda = 1$, de légers écarts de vitesse subsistent dans le sillage lointain mais la forme des profils est respectée. Par contre, les calculs menés avec les conditions de turbulence d'entrée correspondant aux trois conditions turbulentes expérimentales produisent des profils de vitesse différents dans le sillage. Ce n'était le cas ni pour les expériences, ni pour le calcul URANS, et le modèle représente donc mal l'influence de la turbulence en amont de la turbine.

Un modèle simplifié adaptatif a ensuite été développé dans le Chapitre 5. Il calcule automatiquement la puissance produite par les hydroliennes d'un parc quelle que soit la vitesse en amont de ces turbines ou leur confinement. Il se base sur de nouvelles lois démontrées dans

ce Chapitre. Des calculs URANS de la turbine Darrieus ont été réalisés pour trois confinements de la turbine, allant de fortement déconfinée à fortement confinée. Les courbes de coefficient de puissance local C_p^* en fonction du paramètre d'avance local λ^* sont tracées en utilisant la vitesse locale au lieu de la vitesse amont dans la définition de ces deux paramètres. Une unique courbe est alors trouvée, quel que soit le confinement utilisé, ce qui diffère de la définition classique du coefficient de puissance qui dépend du confinement de la configuration étudiée. De même, les coefficients de force locaux ne dépendent plus du confinement. Il est également montré que pour tous les cas de confinement, les points de fonctionnement permettant d'obtenir une production maximale possèdent tous des valeurs de λ^* et C_p^* proches. Utiliser les valeurs $\lambda^* = 3,6$, et $C_p^* = 1,977$ permet de réaliser une erreur au maximum de 11,2 % sur la puissance produite, quel que soit le cas de confinement. Le modèle adaptatif est construit en calculant à chaque itération la valeur λ^* , puis en déduisant la valeur des forces à imposer en utilisant les courbes uniques de coefficients de force locaux. Deux types de régulation sont implémentés : à vitesse de rotation Ω constante, ou à λ^* constant. Les trois cas expérimentaux ($\lambda = 1$, $\lambda = 2$, $\lambda = 3$) sont simulés pour valider le modèle, en imposant pour le modèle adaptatif les valeurs λ^* obtenues dans les simulations URANS correspondantes. Pour chaque cas, bien que les résultantes de force imposées dans les calculs soient légèrement différentes de celles du modèle à conservation de force, les profils de vitesse obtenus par ces deux modèles sont identiques dans le sillage dès la distance de $2D$ en aval de la turbine. Les mêmes conclusions que pour le modèle à conservation de force s'appliquent donc pour le calcul du sillage. Une version 2D du modèle adaptatif a également été implémentée, mais surestime le déficit de vitesse dans le sillage dès 4 diamètres en aval de la turbine. Les puissances produites calculées par le modèle adaptatif 3D sont très proches de celles du modèle URANS qui sert de référence, avec une erreur relative de 3,5 % pour le cas $\lambda = 2$, 1,0 % pour le cas $\lambda = 1$, et 8,6 % pour le cas $\lambda = 3$. Le modèle adaptatif est donc satisfaisant tant du point de vue du calcul du sillage que du calcul de la puissance produite.

Ce modèle a été employé pour le calcul de différentes configurations de parc dans le Chapitre 6. Un premier calcul d'une configuration de 5 turbines rapprochées a permis de comparer les résultats des deux types de régulation implémentés. La régulation à λ^* constant, choisi ici à $\lambda^* = 3,51$ (proche de la valeur optimale proposée dans ces travaux), donne une puissance totale produite supérieure de 10 % à celle obtenue pour la régulation à Ω constant. La production est ainsi optimisée et cette régulation est à privilégier. Une configuration d'une ligne de 8 turbines est ensuite étudiée, en faisant varier la distance entre les centres des turbines. Plus les turbines sont resserrées, plus la production totale de la ferme est élevée, dépassant de 24 % la puissance obtenue par le même nombre de turbines isolées situées en milieu infini. La turbine étudiée possède un rendement maximal de 0,24, et cette augmentation supplémentaire

de 24 % n'est pas suffisante pour dépasser la limite de Betz-Lanchester-Joukowsky qui vaut 0,593. Cependant, pour des turbines dont le rendement serait meilleur et approcherait cette limite, cette augmentation de puissance permettrait de la dépasser. La configuration en ligne avec les turbines rapprochées donne par ailleurs une plus grande augmentation de puissance que pour une configuration de turbines décalées. Pour une configuration décalée, le meilleur cas est lorsque l'espacement latéral des turbines de la première ligne est suffisant pour que leurs sillages n'impactent pas (au sens propre) les turbines de la seconde ligne. Un espacement de $4D$ permet cela et une augmentation de la puissance adimensionnée du parc d'environ 10 % est obtenue. Pour un faible espacement de $1,5D$, la puissance produite par la seconde ligne est grandement diminuée, tout comme la puissance adimensionnée du parc, sauf si une distance suffisamment grande (supérieure ou égale à $15D$) est utilisée entre les deux lignes. Dans ce cas le sillage des turbines de la première ligne a le temps de se résorber, et la puissance adimensionnée du parc connaît une légère augmentation. Pour le calcul des sillages aussi bien que des puissances produites dans un parc, le modèle 2D donne par contre de très grandes erreurs sur les résultats.

Perspectives

Le modèle adaptatif 3D développé est à même de calculer des configurations variées de parcs d'hydroliennes avec des temps de calcul raisonnables. Il n'a cependant été validé que pour calculer le sillage d'une turbine seule, et une validation reste à effectuer pour le calcul des interactions de plusieurs turbines. En particulier, des expériences avec deux turbines relativement proches (séparées d'une distance entre $4D$ et $15D$) alignées dans l'axe de l'écoulement restent à effectuer pour valider le modèle. Réaliser des simulations URANS ne semble pas totalement satisfaisant pour valider cette configuration, puisqu'une légère erreur est obtenue sur le sillage d'une turbine seule, et la vitesse de l'écoulement impactant la seconde turbine sera légèrement erronée.

De plus, dans cette configuration, l'intensité turbulente dans le sillage de la première turbine est relativement élevée avec des valeurs de 20 à 25 % à la distance de 4 diamètres. Les expériences ont été réalisées pour des intensités turbulentes toujours inférieures à 7,5 %, et la turbine Darrieus n'est pas influencée par le niveau de turbulence dans cette gamme de valeurs. Cependant les résultats semblent être différents à partir d'un certain niveau de turbulence, comme le montre la simulation URANS réalisée pour une intensité turbulente de 21 %. Des expériences avec de plus forts niveaux de turbulence permettraient d'étudier cet aspect, cependant elles semblent compliquées à mener en écoulement en eau puisqu'un fort niveau de turbulence généré par des grilles est souvent associé à une forte décroissance de la

turbulence. Dans le modèle simplifié, l'influence de la turbulence amont est également mal représentée pour des valeurs d'intensité turbulente inférieures ou égales à 7,5 %. Il faudrait tester si les résultats du modèle simplifié deviennent davantage en adéquation avec des mesures expérimentales pour des intensités turbulentes plus élevées. De plus, une correction pourrait être apportée au modèle simplifié afin qu'il ne dépende plus de l'intensité turbulente lorsqu'elle ne dépasse pas 7,5 % en amont des turbines.

Les calculs ont également tous été réalisés sans surface libre avec des conditions d'écoulement correspondant à celles d'un tunnel d'essai. L'implémentation du modèle dans un code océanique reste à effectuer pour calculer des configurations de parc en milieu réel. La même démarche reste valable pour des turbines Darrieus de taille réelle, mais les courbes URANS de coefficient de puissance local et de coefficients de force locaux doivent être recalculées pour prendre en compte les nouveaux rendements et les nouvelles forces d'une turbine de taille réelle. La même méthode pourrait être employée pour d'autres modèles de turbine, y-compris des hydroliennes à axe horizontal, moyennant un nouveau calcul de ces mêmes courbes URANS. Il faut cependant vérifier que le modèle simplifié permette de modéliser correctement le sillage d'une hydrolienne à axe horizontal seule, ce qui n'est pas le cas pour les méthodes Actuator Disk classiques.

Enfin, cet outil de calcul pourrait être utilisé pour optimiser le placement des turbines dans un parc. Un algorithme d'optimisation pourrait être développé en réalisant plusieurs simulations pour différentes positions des turbines, puisque les temps de calcul du modèle restent raisonnables.

Communications scientifiques

Présentations en conférence :

Clary V., Oudart T., Maître T., Sommeria J., Larroude P., et al. "A simple 3D river/tidal turbine model for farm calculations-Comparison with experiments." Seventh International Conference on Ocean Energy (ICOE-2018), June 12-14, 2018, Cherbourg, France. Poster (hal-01897936).

Clary V., Oudart T., Maître T., Sommeria J., Zeidan W., et al. "A simple 3D river/tidal turbine model for farm computation – Comparison with experiments." Sixth International Conference on Estuaries and Coasts (ICEC-2018), Aug 2018, Caen, France. (hal-01897925). Soumis pour publication.

Vincent Clary V., Pierre Luc Delafin, Thierry Maître, Thibault Oudart. "An adaptive 3D force distribution model for calculating interactions and power production in an array of vertical axis water turbines." In proceedings of the 7th Oxford Tidal Energy Workshop, Oxford, United Kingdom (hal-02172138).

Articles soumis :

Clary, V., Oudart, T., Larroude, P., Sommeria, J., and Maître, T., 2019. "An adaptive RANS Actuator force model for efficient computations of tidal turbine arrays". Article soumis pour publication.

Financements et moyens techniques du projet

Cette thèse fait partie du projet ANR 3DMMTA. Nous remercions l'Agence Nationale de la Recherche qui a financé ce projet et ces travaux de thèse. Le projet est une collaboration entre le laboratoire LEGI (cotutelle CNRS, Université Grenoble Alpes, et Grenoble INP), l'entreprise Artelia Eau & Environnement et l'entreprise CERG. Nous remercions ces partenaires. Une part importante des calculs a été réalisée dans le mésocentre de calcul GRICAD de Grenoble que nous remercions également.

Annexe A. Simulation de l'écoulement dans le convergent du tunnel TH2

Dans le tunnel hydrodynamique TH2 du CERG où ont été réalisées les mesures expérimentales, un convergent est disposé en amont de la section d'essai au niveau de l'espace prévu pour les grilles de turbulence. Il est visible sur la Figure 3.3. Il n'est pas symétrique sur les parois horizontales : il n'existe que sur la paroi du bas du tunnel tandis que la paroi supérieure est plate. Les mesures de vitesse réalisées en aval de l'hydrolienne montrent un décalage du sillage vers le haut du tunnel. Cela peut être provoqué par la présence d'une composante verticale de la vitesse de l'écoulement dans le tunnel sans turbine. Le but de cette étude est donc de comparer les mesures de vitesse verticale dont nous disposons avec une simulation de l'écoulement dans le tunnel sans turbine. Seul le cas sans grille de turbulence est étudié, car il est très difficile de simuler l'écoulement dans les grilles de turbulence pour les autres cas.

La Figure 3.12 (mesures réalisées sans turbine) laissait déjà supposer la présence d'une composante verticale de la vitesse, plus marquée dans le cas avec grille régulière. Des profils LDV verticaux ont été réalisés sans turbine, aux positions ($x=13,5$ cm, $y=5$ cm) et ($x=72,5$ cm, $y=5$ cm). Ils sont présentés en Figure A1. Malheureusement seule la partie supérieure du tunnel a pu être observée. Les mesures sont presque identiques entre les positions $x=13,5$ cm et $72,5$ cm (les mesures sont réalisées le même jour donc avec la même vitesse de tunnel, et nous avons une incertitude de moins sur les mesures de vitesse). La composante verticale de vitesse reste donc présente jusqu'à une distance relativement éloignée du convergent. De plus, la vitesse verticale est presque deux fois plus grande pour le cas avec grille régulière que pour les autres cas dans toute la zone où la vitesse est positive. Un comportement différent existe en fonction de la grille de turbulence utilisée.

L'étude numérique est réalisée par un calcul stationnaire de l'écoulement réalisé sur le logiciel Ansys Fluentv17, en utilisant le modèle de turbulence $k-\varepsilon$. Le domaine étudié est présenté en Figure A2.a. Il a été généré à partir de la géométrie CAO du tunnel TH2 du CERG. Les différentes dimensions sont présentées sur cette Figure. Outre le convergent asymétrique dont il a déjà été question, des convergents de même forme sont présents sur chaque paroi

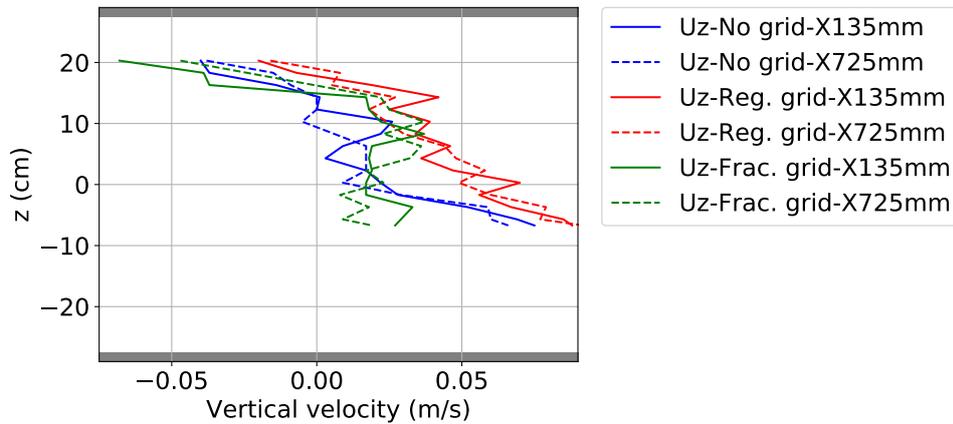


Figure A1 Vitesse verticale mesurée par LDV en $x=13,5$ cm (trait plein) et $x=73$ cm (pointillé) au milieu du tunnel ($y=5$ cm)

latérale du tunnel immédiatement en amont, faisant passer la largeur du tunnel de 1 m en amont à 0,6 m dans la section d'essai. Leurs effets ne se font pas remarquer sur les mesures expérimentales puisqu'ils sont symétriques, et l'écoulement reste symétrique dans la direction transverse du tunnel. Une distance de 3,5 m a été simulée en amont du premier convergent. Cela permet aux couches limites de se développer dans cette section. Le maillage utilisé est raffiné près de chaque paroi. Des zones de recirculation (où la vitesse pourra être proche de zéro) peuvent exister dans chaque coin des convergents. Ces convergents sont constitués d'une marche à angle droit sur une distance h_{step} , avant de se poursuivre par un convergent de courbure progressive, comme cela est visible sur la Figure A2.b. Dans ces zones, le maillage est raffiné. Le maillage possède environ 450 000 mailles et a été réalisé avec Ansys meshing.

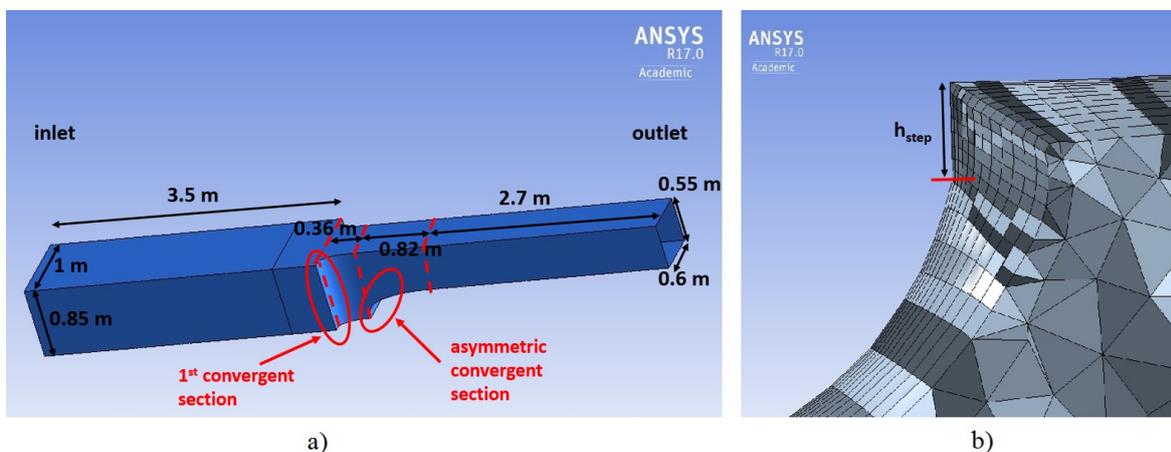


Figure A2 a) Dimensions du domaine de calcul et b) raffinement du maillage dans l'angle du convergent

Les conditions limites employées sur les parois du tunnel sont de type paroi 'no-slip', avec rugosité. La rugosité choisie possède une hauteur de rugosité $k_s=5$ mm selon la définition de Nikuradse, et une constante de rugosité de 0,5 (valeur standard). La hauteur de rugosité de 5 mm semble représentative des rugosités observées dans le tunnel avec la présence de défauts sur la paroi.

La condition de sortie est une pression constante égale à 0 Pa. Les conditions limites employées en entrée sont une vitesse imposée à $U_{inlet}=0,8215$ m/s, une intensité turbulente $I_{turb}=0,6$ %, et une échelle caractéristique de la turbulence $l_t^{Fluent}=0,1$ m, en utilisant la définition de Fluent pour cette grandeur (différente de la définition OpenFoam) donnée dans l'équation suivante:

$$l_t^{Fluent} = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (3)$$

Un calage de ces conditions limites d'entrée a été réalisé au cours de différentes simulations successives, puisqu'aucune mesure expérimentale n'était possible en amont du convergent pour obtenir ces valeurs. La comparaison des résultats aux courbes expérimentales de vitesse axiale et d'intensité turbulente obtenues dans la section d'essai a permis de valider ces conditions limites. Les profils transverses (pour $z=0$) de vitesse axiale et d'intensité turbulente à la position $x=13,5$ cm sont comparés en Figure A3.

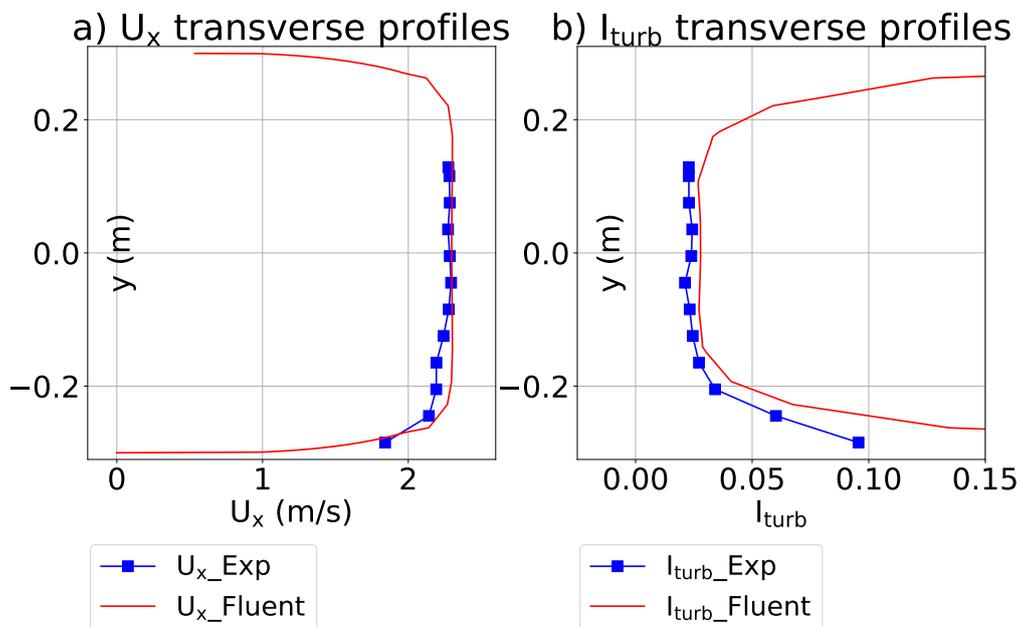


Figure A3 Profils obtenus expérimentalement et par simulation Fluent dans la direction transverse en position $x=13,5$ cm et $z=0$ cm pour a) la vitesse axiale; et b) l'intensité turbulente

Nous observons que le profil de vitesse simulé est proche de celui obtenu expérimentalement. De même les profils d'intensité turbulente sont proches bien que la simulation surestime légèrement l'intensité turbulente dans la zone centrale. L'écoulement n'est donc pas reproduit de manière parfaite avec ces valeurs de calage, cependant nous ne disposons d'aucune grandeur mesurée (ni U_{inlet} , ni I_{turb} , ni I_t^{Fluent} , ni k_s) et le problème posé pour réaliser ce calage n'est pas contraint (il possède trop de degrés de liberté).

Avec ce calage, les vitesses verticales obtenues numériquement sont comparées à celles mesurées expérimentalement à la position $x=13,5$ cm. Les profils transverses sont présentés en Figure A4.a, et les profils verticaux en Figure A4.b. Les valeurs simulées et expérimentales présentent de forts écarts. Cependant, les tendances sont respectées dans les simulations. Dans les deux cas, pour le profil transverse, la vitesse verticale est négative près des parois, et positive dans la zone centrale. Pour les profils verticaux, la vitesse expérimentale est négative près de la paroi supérieure du tunnel, et positive plus bas dans le tunnel (vers le milieu du tunnel). La vitesse simulée est également négative près de la paroi supérieure du tunnel, et positive dans la moitié inférieure du tunnel. Elle s'annule pour $z=4$ cm, alors que la vitesse expérimentale s'annule plus haut dans le tunnel en $x=10$ cm environ.

Les écarts de valeur peuvent s'expliquer de deux façons. Les paramètres de la simulation (U_{inlet} , I_{turb} , I_t^{Fluent} , ou k_s) présentent certainement des erreurs. Des erreurs de calcul sont peut-être également réalisées lors de la simulation avec le modèle k- ϵ . Malgré son raffinement, le maillage utilisé n'est pas parfait avec des valeurs y^+ pouvant aller jusqu'à 600 dans la zone d'accélération du convergent, et à l'inverse pouvant descendre jusqu'à des ordres de grandeurs de 1 dans les zones de recirculation formées par les marches du convergent.

Néanmoins la tendance obtenue lors des simulations permet d'expliquer les valeurs expérimentales obtenues. En particulier la Figure A5 présente la vitesse verticale simulée dans différents plans verticaux aux abscisses $x=-37,8$ cm= $-2,2D$; $x=12,3$ cm= $0,7D$; $x=62,3$ cm= $3,6D$; $x=112,3$ cm= $6,4D$; et dans le plan vertical $y=5$ cm du centre du tunnel. Nous observons des vitesses verticales positives dans la zone du convergent asymétrique puisque l'écoulement doit contourner ce convergent. La vitesse verticale reste positive dans le fond du tunnel mais devient négative près du haut du tunnel à la distance de $-2,2D$. Cette tendance (vitesse verticale positive en bas et négative en haut) se poursuit jusqu'à assez loin dans la section d'essai du tunnel.

Dans ces mêmes plans, la Figure A6 présente l'intensité turbulente de l'écoulement. Le convergent crée une forte production de turbulence dans la section d'essai. Cela est dû à la recirculation qui se crée dans les zones formées par les recoins du convergent. Un fort cisaillement existe proche de ces zones. L'intensité turbulente est ainsi augmentée, puis convectée dans l'écoulement à des distances relativement loin des parois. En temps normal un convergent permet de recoller les couches limites et d'avoir une épaisseur de couche limite

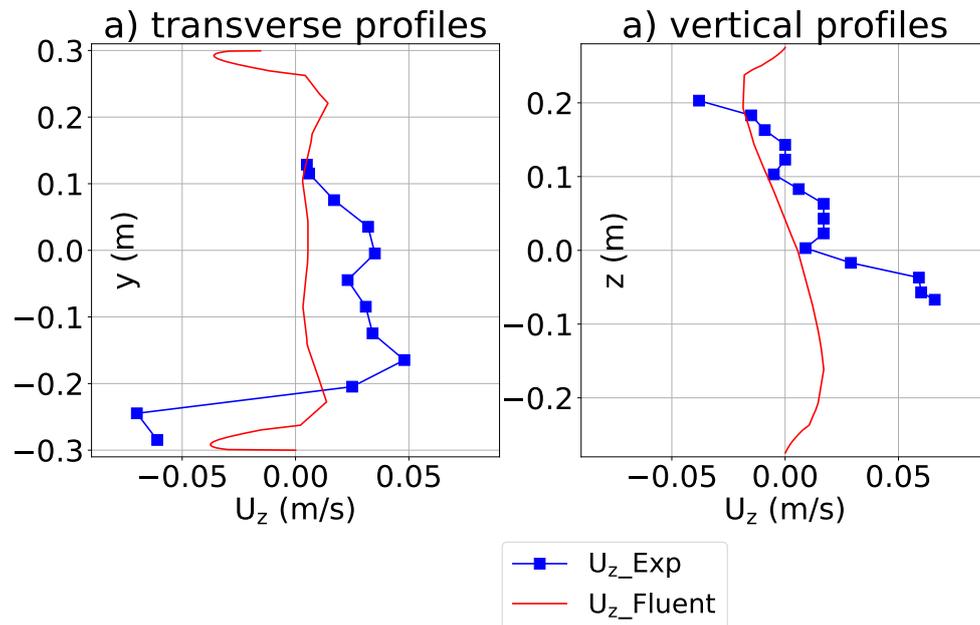


Figure A4 a) Profils transverses (en $z=0$ cm); et b) Profils verticaux (en $y=5$ cm) de vitesse verticale expérimentale et obtenue par simulation Fluent en position $x=13,5$ cm

plus faible, d'où un profil d'intensité turbulente relativement uniforme dans une plus large zone centrale. Ce n'est pas le cas pour les résultats de notre simulation, où l'intensité turbulente varie selon la position, avec une intensité turbulente plus forte dans la moitié inférieure du tunnel (proche de 3 %) et moins forte dans la partie supérieure (proche de 2,4 %). Cela correspond aux mesures expérimentales.

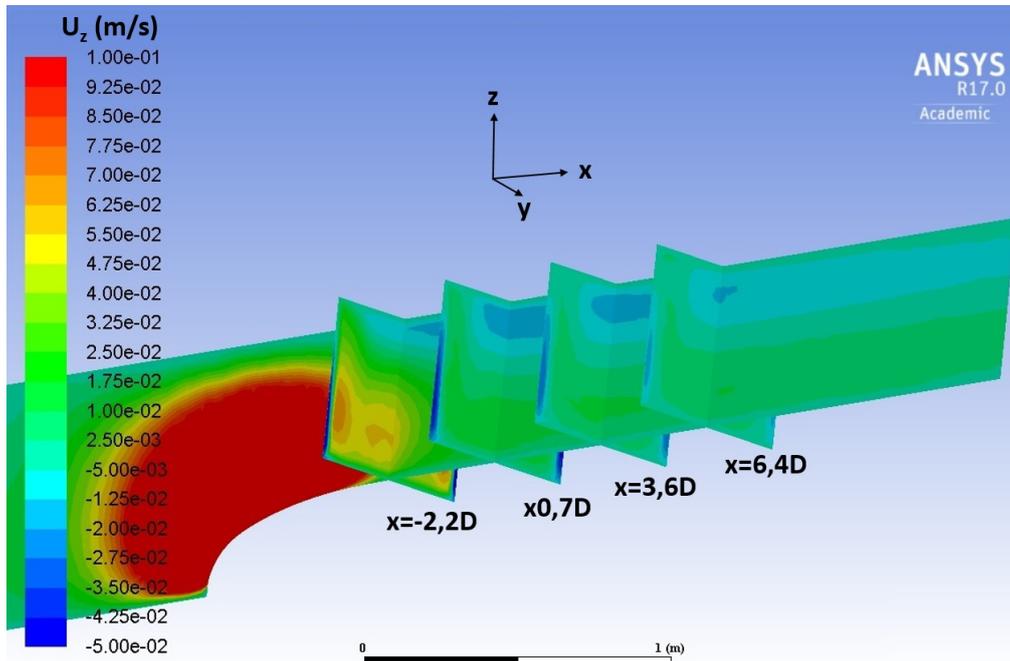


Figure A5 Carte de couleur de vitesse verticale obtenue numériquement dans les plans verticaux $x=-37,8$ cm= $-2,2D$; $x=12,3$ cm= $0,7D$; $x=62,3$ cm= $3,6D$; $x=112,3$ cm= $6,4D$; et dans le plan vertical $y=5$ cm

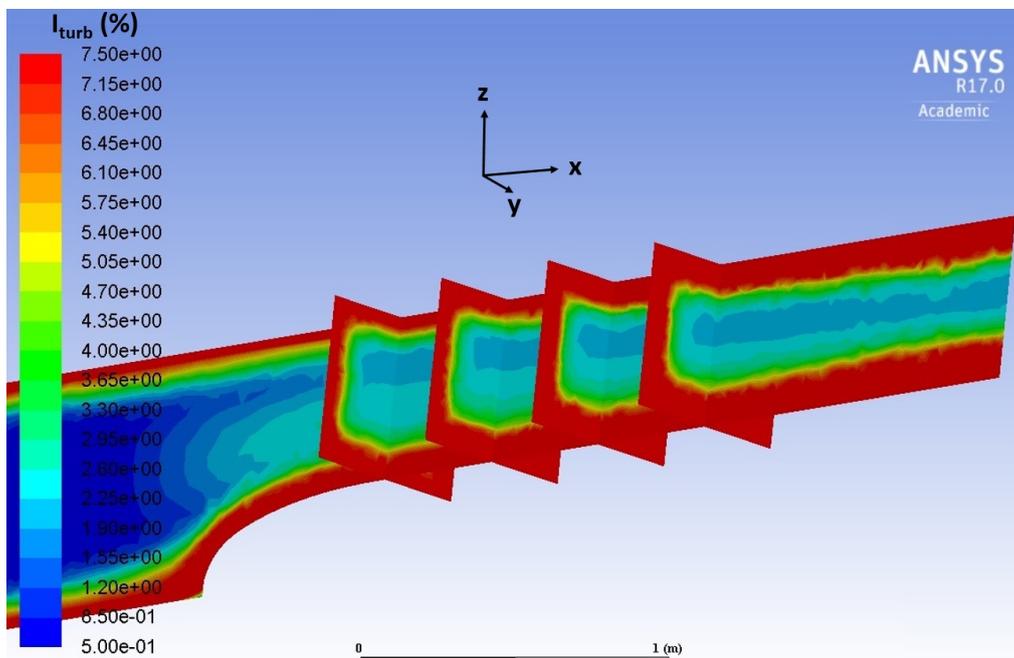


Figure A6 Carte de couleur de l'intensité turbulente obtenue numériquement dans les plans verticaux $x=-37,8$ cm= $-2,2D$; $x=12,3$ cm= $0,7D$; $x=62,3$ cm= $3,6D$; $x=112,3$ cm= $6,4D$; et dans le plan vertical $y=5$ cm

Annexe B. Influence de la position y de la turbine dans le calcul URANS

La simulation URANS a été réalisée avec la turbine située au centre du tunnel, alors qu'en réalité elle est décalée de -5 cm dans la direction y par rapport au centre du tunnel. Pour vérification, une nouvelle simulation a été réalisée avec la turbine placée à sa position réelle, pour le cas $\lambda = 2$. Les sillages sont comparés en Figure B1. Les vitesses dans le sillage sont moyennées sur un tour de turbine afin d'effectuer la comparaison. Les profils horizontaux de vitesse sont présentés à l'altitude $z=0$ cm, à différentes distances en aval de la turbine (ces distances sont notées en nombre de diamètres de turbine, soit $x=2D$, $x=4D$, $x=6D$ et $x=8D$ à l'aval de la turbine). Nous observons bien que les parois du tunnel sont placées à des endroits différents, avec des couches limites à des positions y différentes. Cependant, les écarts sur le sillage moyen sont infimes. Il en est de même pour toutes les autres positions dans le sillage, qui ne sont pas présentées ici.

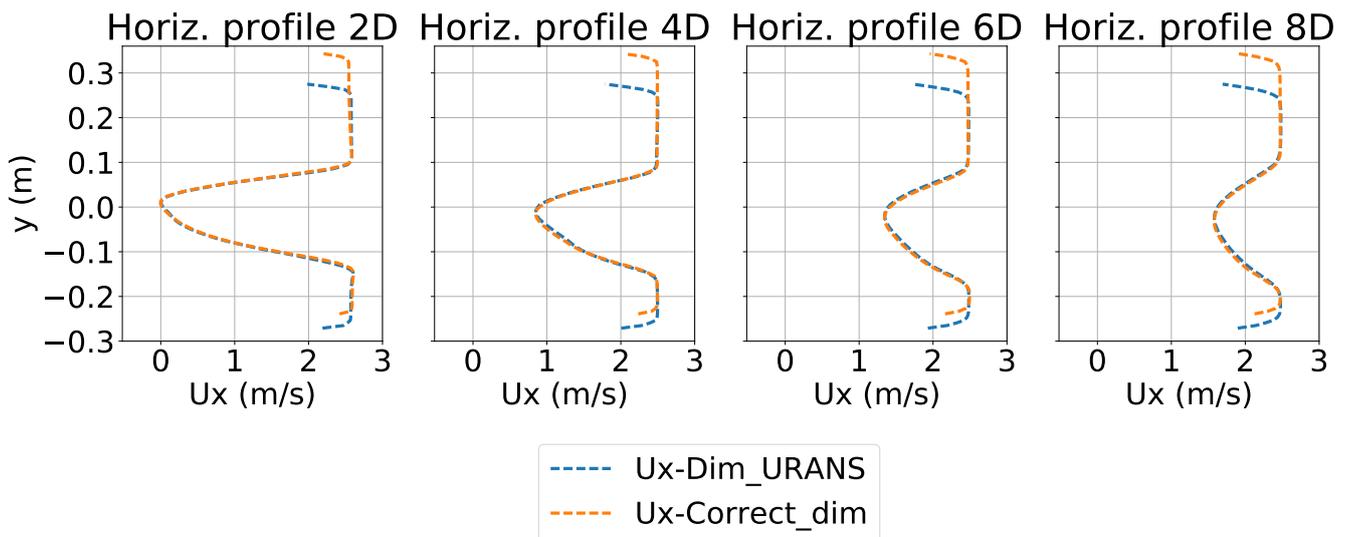


Figure B1 Comparaison des profils transverses URANS de vitesse moyenne à l'altitude $z=0$, pour les deux domaines de calcul de largeur selon y différente

Les écarts sur les coefficients de puissance, les efforts et la vitesse locale sont également présentés dans le Tableau 6. La vitesse locale est calculée conformément à la section 5.1.1. Les écarts sont faibles, d'autant plus qu'il faut noter qu'une incertitude existe sur la convergence des calculs et une légère variation des valeurs moyennes existe encore, surtout pour la composante de force F_y .

Position simulée	F_x (N)	Écart F_x	F_y (N)	Écart F_y	C_p	Écart C_p	U_{local} (m/s)	Écart U_{local}
Position URANS	79,91	—	6,569	—	0,261	—	1,0936	—
Position expérience	79,62	0,4 %	6,685	1,8 %	0,264	1,3 %	1,0991	0,5 %

Tableau 6 Écarts sur les valeurs de force, de C_p et de vitesse locale selon le domaine de calcul utilisé

En conclusion, l'erreur réalisée sur le placement de la turbine dans le tunnel lors des simulations a une influence négligeable sur les résultats.

Annexe C. Influence de la turbulence amont sur les différentes simulations

L'influence de la turbulence amont sur les différentes simulations n'est pas intuitive. Dans les calculs URANS, la turbulence amont n'a pas d'influence sur les profils de vitesse dans le sillage jusqu'à une certaine valeur seuil comprise entre 5,5 % et 21 % (aucune simulation n'a été entreprise pour rechercher cette valeur seuil). Dans les calculs avec le modèle simplifié, le sillage est différent même pour de faibles valeurs de turbulence amont, entre les cas $I_{turb}=2,9\%$ et $I_{turb}=5,5\%$ notamment. Cette annexe propose une explication des différences obtenues entre les deux types de simulations réalisées.

Dans le calcul URANS, les forces visqueuses et de pression appliquées sur les parois de la turbine déterminent la viscosité turbulente dans le sillage. La viscosité cinématique turbulente calculée dans toute la zone de la turbine est relativement faible, comme le montre la Figure C1 pour le cas $I_{turb}=2,5\%$. Dans le modèle simplifié, c'est l'emploi de termes sources de force qui joue sur cette viscosité. Elle est plus élevée dans la moitié $x>0$ de la zone de la turbine que dans le cas URANS, comme le montre la Figure C2. L'énergie cinétique turbulente est alors augmentée dans la machine, et cela crée l'écart d'énergie cinétique turbulente visible sur la Figure 4.36 à la distance $0,5D$ entre les profils URANS et le modèle simplifié. Tous les profils de vitesse dans le sillage sont alors impactés.

De plus, le niveau d'énergie cinétique dans la zone de la machine est identique pour les simulations URANS à 2,5 % et 5 % d'intensité turbulente (voir Figure 4.36). Le fait d'imposer des forces dans le modèle simplifié crée des profils d'énergie cinétique turbulente différents dans la zone de la machine en fonction de l'intensité turbulente amont (notamment des profils très différents pour $I_{turb}=2,9\%$ et $I_{turb}=5,5\%$). La façon de modéliser la turbine explique donc que le modèle simplifié soit dépendant du niveau d'intensité turbulente amont, alors que le calcul URANS ne le soit pas jusqu'à un certain seuil (jusqu'à au moins 5,5 % d'intensité turbulente).

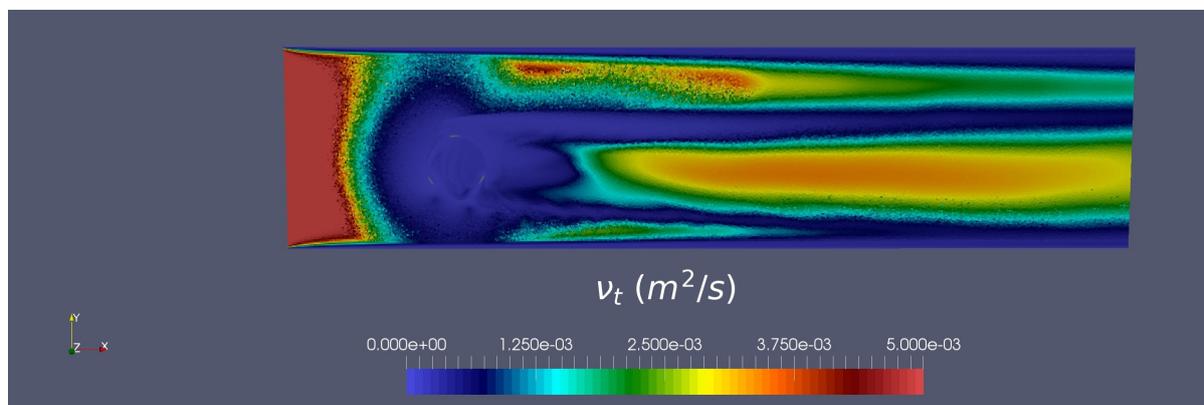


Figure C1 Viscosité turbulente instantanée obtenue dans le plan horizontal $z=+2$ cm dans le calcul URANS pour $I_{turb}=2,5$ % en entrée, et $\lambda = 2$

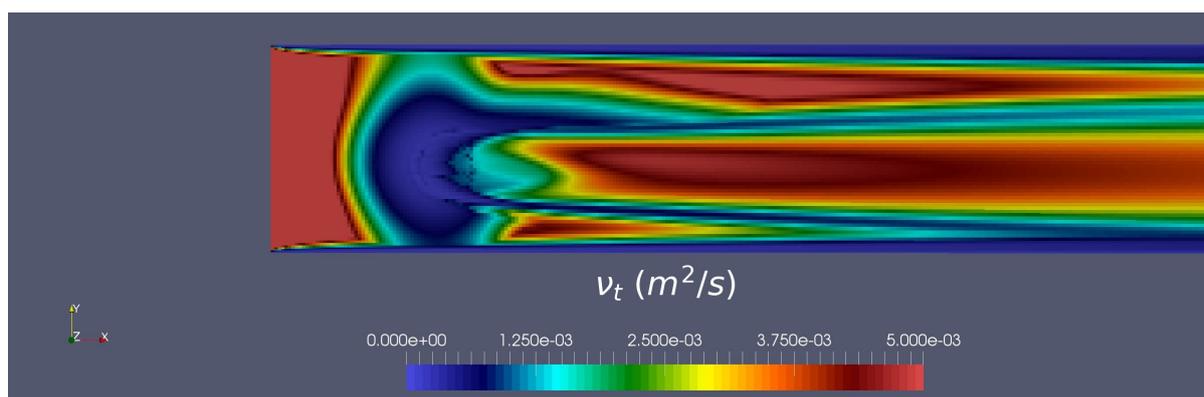


Figure C2 Viscosité turbulente obtenue dans le plan horizontal $z=+2$ cm avec le modèle simplifié numéro 1, pour $I_{turb}=2,9$ % en entrée, et $\lambda = 2$

Bibliographie

- [1] Direction Régionale de l'Environnement de l'Amenagement et du Logement de Basse-Normandie, 2012. Détermination du potentiel hydrolien en Basse-Normandie : Croisement du gisement hydrolien et des contraintes du domaine côtier – détermination du potentiel. Rapport 171 3186.
- [2] Ray, R. D., 1999. A global ocean tide model from Topex/Poseidon altimetry : GOT99.2. Rapport 209478, NASA.
- [3] Egbert, G. D., and Erofeeva, S. Y., 2002. “Efficient Inverse Modeling of Barotropic Ocean Tides”. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **19.2**, p. 22.
- [4] Hervouet, J., 2003. *Hydrodynamique des écoulements à surface libre, modélisation numérique avec la méthode des éléments finis*. Presses des Ponts et Chaussées.
- [5] Thiébot, J., Bailly du Bois, P., and Guillou, S., 2015. “Numerical modeling of the effect of tidal stream turbines on the hydrodynamics and the sediment transport - Application to the Alderney Race (Raz Blanchard), France”. *Renewable Energy*, **75**, pp. 356–365.
- [6] Michelet, N., 2018. “Modélisation numérique de l'impact d'une ferme hydroliennes sur les conditions hydrodynamiques et sédimentaires du Passage du Fromveur en Mer d'Iroise”. Thèse, Université de Caen Normandie.
- [7] ADEME, 2018. Etude stratégique de la filière hydrolien marin - Synthèse non confidentielle extraite des résultats de l'étude. Rapport, France.
- [8] Mycek, P., Gaurier, B., Germain, G., Pinon, G., and Rivoalen, E., 2014. “Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part I : One single turbine”. *Renewable Energy*, **66**, pp. 729–746.
- [9] Sellar, B. G., Wakelam, G., Sutherland, Duncan R J, Ingram, David M, and Venugopal, Vengatesan, 2018. “Characterisation of Tidal Flows at the European Marine Energy Centre in the Absence of Ocean Waves”. *Energies*, **11**(1), Jan., p. 176.

- [10] Togneri, M., Lewis, M., Neill, S., and Masters, I., 2017. “Comparison of ADCP observations and 3D model simulations of turbulence at a tidal energy site”. *Renewable Energy*, **114**, Dec., pp. 273–282.
- [11] Mycek, P., Gaurier, B., Germain, G., Pinon, G., and Rivoalen, E., 2014. “Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part II : Two interacting turbines”. *Renewable Energy*, **68**, pp. 876–892.
- [12] Garrett, C., and Cummins, P., 2005. “The power potential of tidal currents in channels.”. *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, **461**(2060), pp. 2563–2572.
- [13] Blanchfield, J., Garrett, C., Wild, P., and Rowe, A., 2008. “The extractable power from a channel linking a bay to the open ocean”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, **222**(3), pp. 289–297.
- [14] Blanchfield, J., Garrett, C., Rowe, A., and Wild, P., 2008. “Tidal stream power resource assessment for Masset Sound, Haida Gwaii”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, **222**(5), pp. 485–492.
- [15] Betz, A., 1920. “Das maximum der theoretisch möglichen ausnützung des windes durch windmotoren”. *Z. Gesamte Turbinenwesen*, **Heft 26**.
- [16] Joukowsky, N., 1920. “Windmill of the NEJ type”. *Transactions of the Central Institute for Aero-Hydrodynamics of Moscow*.
- [17] Lanchester, F. W., 1915. “A contribution to the theory of propulsion and the screw propeller”. *Trans. Inst. Naval Archit.*, **LVII**, pp. 98–116.
- [18] Hansen, M. O. L., 2008. *Aerodynamics of wind turbines*, reprinted ed. Earthscan, London.
- [19] Whelan, J. I., Graham, J. M. R., and Peiró, J., 2009. “A free-surface and blockage correction for tidal turbines”. *Journal of Fluid Mechanics*, **624**(March 2009), pp. 281–291.
- [20] Garrett, C., and Cummins, P., 2007. “The efficiency of a turbine in a tidal channel”. *Journal of Fluid Mechanics*, **588**(2007), pp. 243–251.
- [21] Vogel, C. R., Houlsby, G. T., and Willden, R. H. J., 2016. “Effect of free surface deformation on the extractable power of a finite width turbine array”. *Renewable Energy*, **88**, pp. 317–324.

- [22] Vennell, R., 2013. “Exceeding the Betz limit with tidal turbines”. *Renewable Energy*, **55**, pp. 277–285.
- [23] Dominguez, F., Achard, J.-L., Zanette, J., and Corre, C., 2016. “Fast power output prediction for a single row of ducted cross-flow water turbines using a BEM-RANS approach”. *Renewable Energy*, **89**, Apr., pp. 658–670.
- [24] Nishino, T., and Willden, R. H. J., 2012. “The efficiency of an array of tidal turbines partially blocking a wide channel”. *Journal of Fluid Mechanics*, **708**, Oct., pp. 596–606.
- [25] Jensen, N. O., 1983. A note on wind generator interaction. Rapport Risø-M No 2411, Roskilde : Risø National Laboratory.
- [26] Stansby, P., and Stallard, T., 2016. “Fast optimisation of tidal stream turbine positions for power generation in small arrays with low blockage based on superposition of self-similar far-wake velocity deficit profiles”. *Renewable Energy*, **92**, pp. 366–375.
- [27] Lam, H., and Peng, H., 2017. “Development of a wake model for Darrieus-type straight-bladed vertical axis wind turbines and its application to micro-siting problems”. *Renewable Energy*, **114**, Dec., pp. 830–842.
- [28] Ducoin, A., Astolfi, J. A., Deniset, F., and Sigrist, J.-F., 2009. “Computational and experimental investigation of flow over a transient pitching hydrofoil”. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, **28**(6), Nov., pp. 728–743.
- [29] Ducoin, A., Shadloo, M., and Roy, S., 2017. “Direct Numerical Simulation of flow instabilities over Savonius style wind turbine blades”. *Renewable Energy*, **105**, May, pp. 374–385.
- [30] Ahmed, U., Apsley, D., Afgan, I., Stallard, T., and Stansby, P., 2017. “Fluctuating loads on a tidal turbine due to velocity shear and turbulence : Comparison of CFD with field data”. *Renewable Energy*, **112**, Nov., pp. 235–246.
- [31] Carlier, C., Pinon, G., Gaurier, B., Germain, G., and Rivoalen, E., 2015. “A Synthetic-Eddy-Method to represent the ambient turbulence in numerical simulation of marine current turbine”. In Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference.
- [32] Chawdhary, S., Hill, C., Yang, X., Guala, M., Corren, D., Colby, J., and Sotiropoulos, F., 2017. “Wake characteristics of a TriFrame of axial-flow hydrokinetic turbines”. *Renewable Energy*, **109**, Aug., pp. 332–345.

- [33] Guillaud, N., Balarac, G., Goncalvès, E., and Zanette, J., 2016. “Large Eddy Simulations on Vertical Axis Hydrokinetic Turbines and flow phenomena analysis”. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, **49**, Nov., p. 102010.
- [34] Posa, A., Parker, C. M., Leftwich, M. C., and Balaras, E., 2016. “Wake structure of a single vertical axis wind turbine”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **61**, Oct., pp. 75–84.
- [35] Posa, A., and Balaras, E., 2018. “Large Eddy Simulation of an isolated vertical axis wind turbine”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **172**, Jan., pp. 139–151.
- [36] Shamsoddin, S., and Porté-Agel, F., 2016. “A Large-Eddy Simulation Study of Vertical Axis Wind Turbine Wakes in the Atmospheric Boundary Layer”. *Energies*, **9**(5), May, p. 366.
- [37] Mason-Jones, A., O’Doherty, D., Morris, C., and O’Doherty, T., 2013. “Influence of a velocity profile & support structure on tidal stream turbine performance”. *Renewable Energy*, **52**, Apr., pp. 23–30.
- [38] Nuernberg, M., and Tao, L., 2018. “Three dimensional tidal turbine array simulations using OpenFOAM with dynamic mesh”. *Ocean Engineering*, **147**, Jan., pp. 629–646.
- [39] Marsh, P., Ranmuthugala, D., Penesis, I., and Thomas, G., 2015. “Three-dimensional numerical simulations of straight-bladed vertical axis tidal turbines investigating power output, torque ripple and mounting forces”. *Renewable Energy*, **83**, Nov., pp. 67–77.
- [40] Shaaban, S., Albatal, A., and Mohamed, M., 2018. “Optimization of H-Rotor Darrieus turbines’ mutual interaction in staggered arrangements”. *Renewable Energy*, **125**, Sept., pp. 87–99.
- [41] Pinon, G., Mycek, P., Germain, G., and Rivoalen, E., 2012. “Numerical simulation of the wake of marine current turbines with a particle method”. *Renewable Energy*, **46**, Oct., pp. 111–126.
- [42] Harrison, M. E., Batten, W. M. J., Myers, L. E., and Bahaj, A. S., 2010. “Comparison between CFD simulations and experiments for predicting the far wake of horizontal axis tidal turbines”. *IET Renew. Power Gener.*, **4**(6).
- [43] Johnson, B., Francis, J., Howe, J., Whitty, J., Park, T. S., Road, P., and Ch, C., 2014. “Computational Actuator Disc Models for Wind and Tidal Applications”. *Journal of Renewable Energy*, **2014**.

- [44] Abolghasemi, M. A., Piggott, M. D., Spinneken, J., Viré, A., Cotter, C. J., and Crammond, S., 2016. “Simulating tidal turbines with multi-scale mesh optimisation techniques”. *Journal of Fluids and Structures*, **66**, Oct., pp. 69–90.
- [45] Nguyen, V. T., Guillou, S. S., Thiébot, J., and Santa Cruz, A., 2016. “Modelling turbulence with an Actuator Disk representing a tidal turbine”. *Renewable Energy*, **97**, pp. 625–635.
- [46] Shives, M., and Crawford, C., 2016. “Adapted two-equation turbulence closures for actuator disk RANS simulations of wind & tidal turbine wakes”. *Renewable Energy*, **92**, pp. 273–292.
- [47] van der Lann, P., 2014. “Efficient CFD Modeling for CFD Wake Simulations”. Thèse, DTU Wind Energy.
- [48] Paraschivoiu, I., 1988. “Double-multiple streamtube model for studying Vertical-Axis wind turbines”. *J. Propulsion Power*, pp. 370–377.
- [49] Ponta, F. L., and Jacovkis, P. M., 2001. “A vortex model for Darrieus turbine using finite element techniques”. *Renewable Energy*, **24**(1), Sept., pp. 1–18.
- [50] Wang, L., Zhang, L., and Zeng, N., 2007. “A potential flow 2-D vortex panel model : Applications to vertical axis straight blade tidal turbine”. *Energy Conversion and Management*, **48**(2), Feb., pp. 454–461.
- [51] Delafin, P.-L., Nishino, T., Kolios, A., and Wang, L., 2017. “Comparison of low-order aerodynamic models and RANS CFD for full scale 3D vertical axis wind turbines”. *Renewable Energy*, **109**, Aug., pp. 564–575.
- [52] Jo, C. H., Lee, J. H., Rho, Y. H., and Lee, K. H., 2014. “Performance analysis of a HAT tidal current turbine and wake flow characteristics”. *Renewable Energy*, **65**, pp. 175–182.
- [53] Edmunds, M., Williams, A. J., Masters, I., and Croft, T. N., 2017. “An enhanced disk averaged CFD model for the simulation of horizontal axis tidal turbines”. *Renewable Energy*, **101**, pp. 67–81.
- [54] Bai, G., Li, J., Fan, P., and Li, G., 2013. “Numerical investigations of the effects of different arrays on power extractions of horizontal axis tidal current turbines”. *Renewable Energy*, **53**, pp. 180–186.

- [55] Malki, R., Masters, I., Williams, A. J., and Nick Croft, T., 2014. “Planning tidal stream turbine array layouts using a coupled blade element momentum - computational fluid dynamics model”. *Renewable Energy*, **63**, pp. 46–54.
- [56] Schluntz, J., and Willden, R. H. J., 2015. “The effect of blockage on tidal turbine rotor design and performance”. *Renewable Energy*, **81**, pp. 432–441.
- [57] Baba-ahmadi, M. H., and Dong, P., 2017. “Numerical simulations of wake characteristics of a horizontal axis tidal stream turbine using actuator line model”. *Renewable Energy*, **113**, pp. 669–678.
- [58] Elie, B., 2015. “Modélisation numérique de sillages lointains d’hydroliennes par une approche volumes finis faiblement compressible”. Thèse, Ecole Centrale de Nantes.
- [59] Farthing, S. P., 2009. “Vertical axis wind turbine induced velocity vector theory”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, **223**(2), Mar., pp. 103–114.
- [60] Mercier, G., 2014. “Modélisation de parcs d’hydroliennes à flux transverse avec une méthode d’équivalence”. Thèse, Université de Grenoble.
- [61] Bertrand, O., Rebai, A., Girard, C., Zanette, J., and Dominguez, F., 2015. “Development of a three-dimensional model of a vertical-axis and transverse-flow hydrokinetic turbine”. In 22nd Telemac & Mascaret User Club, STFC Daresbury Laboratory.
- [62] Gebreslassie, M. G., Sanchez, S. O., Tabor, G. R., Belmont, M. R., Bruce, T., Payne, G. S., and Moon, I., 2016. “Experimental and CFD analysis of the wake characteristics of tidal turbines”. *International Journal of Marine Energy*, **16**, Dec., pp. 209–219.
- [63] Mendoza, V., Bachant, P., Ferreira, C., and Goude, A., 2019. “Near-wake flow simulation of a vertical axis turbine using an actuator line model”. *Wind Energy*, **22**(2), pp. 171–188.
- [64] Roc, T., Conley, D. C., and Greaves, D., 2013. “Methodology for tidal turbine representation in ocean circulation model”. *Renewable Energy*, **51**, pp. 448–464.
- [65] Fairley, I., Masters, I., and Karunarathna, H., 2015. “The cumulative impact of tidal stream turbine arrays on sediment transport in the Pentland Firth”. *Renewable Energy*, **80**, pp. 755–769.
- [66] Yang, Z., Wang, T., and Copping, A. E., 2013. “Modeling tidal stream energy extraction and its effects on transport processes in a tidal channel and bay system using a three-dimensional coastal ocean model”. *Renewable Energy*, **50**, pp. 605–613.

- [67] Li, X., Li, M., McLelland, S. J., Jordan, L.-B., Simmons, S. M., Amoudry, L. O., Ramirez-Mendoza, R., and Thorne, P. D., 2017. “Modelling tidal stream turbines in a three-dimensional wave-current fully coupled oceanographic model”. *Renewable Energy*, **114**, Dec., pp. 297–307.
- [68] Kramer, S. C., and Piggott, M. D., 2016. “A correction to the enhanced bottom drag parameterisation of tidal turbines”. *Renewable Energy*, **92**, pp. 385–396.
- [69] Vogel, C. R., Willden, R. H. J., and Houlby, G. T., 2017. “Power available from a depth-averaged simulation of a tidal turbine array”. *Renewable Energy*, **114**, pp. 513–524.
- [70] Thiébot, J., Guillou, S., and Nguyen, V. T., 2016. “Modelling the effect of large arrays of tidal turbines with depth-averaged Actuator Disks”. *Ocean Engineering*(126), pp. 265–275.
- [71] De Dominicis, M., O’Hara Murray, R., and Wolf, J., 2017. “Multi-scale ocean response to a large tidal stream turbine array”. *Renewable Energy*, **114**, Dec., pp. 1160–1179.
- [72] Coles, D. S., Blunden, L. S., and Bahaj, A. S., 2013. “Resource Assessment of Large Marine Current Turbine Arrays”.
- [73] Fallon, D., Hartnett, M., Olbert, A., and Nash, S., 2014. “The effects of array configuration on the hydro-environmental impacts of tidal turbines”. *Renewable Energy*, **64**, pp. 10–25.
- [74] Plew, D. R., and Stevens, C. L., 2013. “Numerical modelling of the effect of turbines on currents in a tidal channel – Tory Channel, New Zealand”. *Renewable Energy*, **57**, Sept., pp. 269–282.
- [75] Wimshurst, A., and Willden, R., 2016. “Tidal power extraction on a streamwise bed slope”. *Ocean Engineering*, **125**, Oct., pp. 70–81.
- [76] Olczak, A., Stallard, T., Feng, T., and Stansby, P., 2016. “Comparison of a RANS blade element model for tidal turbine arrays with laboratory scale measurements of wake velocity and rotor thrust”. *Journal of Fluids and Structures*, **64**, Jul., pp. 87–106.
- [77] Apsley, D. D., Stallard, T., and Stansby, P. K., 2018. “Actuator-line CFD modelling of tidal-stream turbines in arrays”. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*, **4**(4), Nov., pp. 259–271.
- [78] Vogel, C., and Willden, R., 2017. “Multi-rotor tidal stream turbine fence performance and operation”. *International Journal of Marine Energy*, **19**, Sept., pp. 198–206.

- [79] Vogel, C. R., and Willden, R. H. J., 2019. “Improving Tidal Turbine Performance Through Multi-Rotor Fence Configurations”. *Journal of Marine Science and Application*, **18**(1), Mar., pp. 17–25.
- [80] Draper, S., and Nishino, T., 2014. “Centred and staggered arrangements of tidal turbines”. *Journal of Fluid Mechanics*, **739**, Jan., pp. 72–93.
- [81] Dabiri, J. O., 2011. “Potential order-of-magnitude enhancement of wind farm power density via counter-rotating vertical-axis wind turbine arrays”. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, **3**(4), Jul., p. 043104.
- [82] Zhang, M. I., and Shen, Y. m., 2008. “Three-dimensional simulation of meandering river based on 3-D RNG k-epsilon turbulence model”. *Journal of Hydrodynamics*, **20**(4), pp. 448–455.
- [83] Constant, E., Favier, J., Meldi, M., Meliga, P., and Serre, E., 2017. “An immersed boundary method in OpenFOAM : Verification and validation”. *Computers & Fluids*, **157**, Nov., pp. 55–72.
- [84] Aumelas, V., 2011. “Modélisation des hydroliennes à axe vertical libres ou carénées : développement d’un moyen expérimental et d’un moyen numérique pour l’étude de la cavitation”. Thèse, Université de Grenoble.
- [85] Sheldahl, R. E., and Klimas, P. C., 1981. Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines. Rapport SAND-80-2114, 6548367, Mar.
- [86] Bossard, J., 2012. “Caractérisation expérimentale du décrochage dynamique dans les hydroliennes à flux transverse par la méthode PIV (Particle Image Velocimetry). Comparaison avec les résultats issus des simulations numériques”. Thèse, Université de Grenoble.
- [87] McCroskey, W. J., 1981. The phenomenon of dynamic stall. Rapport TM-81264, NASA.
- [88] Lee, T., and Gerontakos, P., 2004. “Investigation of flow over an oscillating airfoil”. *Journal of Fluid Mechanics*, **512**, Aug.
- [89] Brochier, G., Fraunie, P., Beguier, C., and Paraschivoiu, I., 1986. “Water channel experiments of dynamic stall on Darrieus wind turbine blades”. *Journal of Propulsion and Power*, **2**(5), Oct., pp. 445–449.

- [90] Pellone, C., Maitre, T., and Amet, E., 2012. “3D RANS Modeling of a Cross Flow Water Turbine”. In *SimHydro 2012 : New trends in simulation – Hydroinformatics and 3D modeling*, Springer Singapore.
- [91] Pope, S. B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- [92] Launder, B., and Spalding, D., 1974. “The numerical computation of turbulent flows”. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **3**(2), pp. 269–289.
- [93] Wilcox, D. C., 2008. “Formulation of the k- ω Turbulence Model Revisited”. *AIAA Journal*, **46**(11), Nov., pp. 2823–2838.
- [94] Menter, F. R., Kuntz, M., and Langtry, R., 2003. “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”. *Heat and Mass Transfer*, **4**, pp. 625–632.
- [95] Shives, M., and Crawford, C., 2015. “Turbulence Modelling for Accurate Wake Prediction in Tidal Turbine Arrays”. In *5th International Conference on Ocean Energy*.
- [96] Makhour, A., 2017. “Experimental study of water turbine wakes”. Thèse de Master, Université Grenoble Alpes.
- [97] Mohamed, M. S., and Larue, J. C., 1990. “The decay power law in grid-generated turbulence”. *Journal of Fluid Mechanics*, **219**(-1), Oct., p. 195.
- [98] Laizet, S., and Vassilicos, J. C., 2011. “DNS of Fractal-Generated Turbulence”. *Flow, Turbulence and Combustion*, **87**(4), Dec., pp. 673–705.
- [99] Maître, T., Amet, E., and Pellone, C., 2013. “Modeling of the flow in a Darrieus water turbine : Wall grid refinement analysis and comparison with experiments”. *Renewable Energy*, **51**, Mar., pp. 497–512.
- [100] Boudreau, M., and Dumas, G., 2017. “Comparison of the wake recovery of the axial-flow and cross-flow turbine concepts”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **165**, June, pp. 137–152.
- [101] Gowree, E. R., and Prince, S. A. “A computational study of the aerodynamics of a spinning cylinder in a crossflow of high Reynolds number”. p. 11.
- [102] Stergiannis, N., van Beeck, J., and Runacres, M. C., 2017. “Full HAWT rotor CFD simulations using different RANS turbulence models compared with actuator disk and experimental measurements”. *Wind Energy Science Discussions*, Feb., pp. 1–20.

-
- [103] Morocho Rosero, L. A., 2018. “Turbine wake simulation in OpenFoam”. Thèse de Master, Université Grenoble Alpes.
- [104] Blackwell, B., Sheldahl, R., and Feltz, L., 1977. Wind tunnel performance data for two- and three-bucket Savonius rotors. Rapport SAND76-0131, Sandia National Laboratories.
- [105] Trottini, E., 2019. “2D CFD simulations of a farm of vertical axis water turbines”. Thèse de Master, Université Grenoble Alpes.
- [106] McNaughton, J., Cao, B., Vogel, C., and Willden, R. H. J., 2019. “Experimental study on interactions between two closely spaced rotors”. In Proceedings of the 7th Oxford Tidal Energy Workshop.

Résumé

Des projets d'installation de parcs de plusieurs hydroliennes rapprochées en rivières ou dans les océans ont été récemment démarrés, afin de développer cette source d'énergie renouvelable. Dans ces parcs, les interactions de sillage entre les hydroliennes doivent être calculées puisqu'elles peuvent affecter leur puissance produite. Un modèle CFD stationnaire de type disque d'action couplé aux équations RANS est développé dans ce travail pour calculer la puissance produite et l'écoulement au sein d'un parc d'hydroliennes Darrieus. Ce modèle utilise des répartitions détaillées de force dont l'intensité dépend de la position sur la turbine. Elles sont obtenues par des calculs préliminaires URANS de l'écoulement sur la géométrie de la turbine en rotation. De nouvelles lois sont obtenues pour les coefficients de puissance et de force en utilisant la vitesse locale (vitesse au niveau de la turbine) au lieu de la vitesse amont dans leur définition. Ces coefficients deviennent alors indépendants du confinement de la turbine. Ces lois servent à construire un modèle qui calcule les distributions de force représentant chaque turbine du parc en fonction de la vitesse locale du fluide, pour simuler chaque turbine fonctionnant proche de son point de maximum d'efficacité. Une validation du modèle est réalisée par comparaison à de nouvelles expériences d'une turbine Darrieus à échelle réduite. Différentes configurations de parcs sont ensuite simulées par le modèle 3D, ainsi que par une version 2D du modèle. Les distances entre turbines qui permettent d'obtenir une puissance produite par le parc maximale sont notamment recherchées.

Mots clés : Parc d'hydroliennes, Sillage, Darrieus, Disque d'Action, Simulation numérique

Abstract

New projects have recently been launched to build farms of several tidal or river turbines, which are part of the renewable energy systems. The turbine wake interactions in the farm must be considered, as they can affect the power production of the turbines. A steady-state Actuator force model using the RANS equations is developed in the present work to calculate the power production and the flow through arrays of tidal or river Darrieus turbines. It uses detailed three dimensional force distributions depending on the position on the turbine, obtained beforehand by a set of blade-resolved URANS simulations of the turbine. New power coefficient and force coefficient laws depending on the local velocity (flow velocity at the machine position) instead of the upstream velocity are established and appear to be independent from the local turbine blockage in an array. Those laws are used to construct a model that adapt the Actuator force distributions to the local velocity of the flow reaching each turbine, in order to simulate each turbine functioning close to its maximum efficiency point. The model is validated against experimental measurements on a reduced-scale Darrieus turbine. Different farm configurations are simulated and compared to results of the same model adapted in two dimensions. The distances between turbines that are optimizing the farm power production are especially investigated.

Keywords: Tidal turbine array, Turbine wake, Darrieus, Actuator, Numerical simulation