

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>8</b>
<b>I Généralités</b>	<b>13</b>
<b>1 Hydrodynamique des hydroliennes</b>	<b>15</b>
1.1 Morphologie d'un site . . . . .	15
1.1.1 Potentiel hydrolien . . . . .	18
1.1.2 Caractérisation de la vitesse du courant par rapport à la profondeur . . . . .	20
1.2 La turbulence dans un site . . . . .	22
1.2.1 Outils statistiques pour l'étude de la turbulence . . . . .	22
1.2.2 Intensité de turbulence . . . . .	26
1.3 Sillage et comportement des hydroliennes . . . . .	28
1.3.1 Sillage proche et sillage lointain . . . . .	28
1.3.2 Modélisation du sillage et du comportement d'hydroliennes . . . . .	29
1.4 Conclusion . . . . .	34
<b>II Outils expérimentaux et Méthodes numériques</b>	<b>37</b>
<b>2 Dispositifs expérimentaux, moyens de mesures et caractérisation de l'écoulement incident</b>	<b>39</b>
2.1 Dispositifs expérimentaux et moyens de mesures . . . . .	39
2.1.1 Bassin d'essais à houle et courant . . . . .	39
2.1.2 Canal de traction . . . . .	42
2.1.3 Maquette d'hydrolienne . . . . .	43
2.1.4 Mesures des efforts et des performances . . . . .	51
2.1.5 Mesures de houle . . . . .	53
2.1.6 Mesures de sillage . . . . .	54
2.2 Caractérisation de l'écoulement incident . . . . .	59
2.2.1 Conditions d'essais courant seul avec différents taux de turbulence . . . . .	61
2.2.2 Conditions d'essais houle-courant . . . . .	69
2.3 Conclusion . . . . .	78
<b>3 Méthodes numériques</b>	<b>79</b>
3.1 Méthode particulaire . . . . .	80
3.1.1 Equation de mouvement . . . . .	80
3.1.2 Discrétisation particulaire . . . . .	81

3.1.3	Diffusion en méthode particulaire . . . . .	84
3.1.4	Remaillage . . . . .	85
3.2	Méthode intégrale . . . . .	88
3.3	Algorithme de résolution . . . . .	92
3.4	Calcul des efforts et moments . . . . .	95
3.5	Validation du code 3D particulaire pour le cas d'une hydrolienne . . . . .	96
3.5.1	Les paramètres de maillage des pales et la détermination du pas de temps . . . . .	97
3.5.2	Convergence en maillage des pales en terme de performances . . . . .	97
3.5.3	Caractérisation des performances et du sillage d'une hydrolienne . . . . .	100
3.6	Conclusion . . . . .	101
<b>III</b>	<b>Résultats</b>	<b>103</b>
<b>4</b>	<b>Comparaison de deux types de pales d'un rotor d'hydrolienne</b>	<b>105</b>
4.1	Comparaison des efforts de traînée . . . . .	105
4.2	Comparaison des coefficients de puissance . . . . .	109
4.3	Comparaison sur les caractéristiques du sillage . . . . .	111
4.4	Conclusion . . . . .	123
<b>5</b>	<b>Effets de l'angle d'incidence et de la profondeur d'immersion d'une hydrolienne sur son comportement</b>	<b>125</b>
5.1	Effets de l'angle d'incidence de l'écoulement . . . . .	126
5.1.1	Influence sur la traînée . . . . .	127
5.1.2	Influence sur la Puissance récupérée . . . . .	131
5.2	Effets de la profondeur d'immersion de la turbine sur son comportement . . . . .	135
5.2.1	Influence sur le coefficient de puissance . . . . .	136
5.2.2	Influence sur le coefficient de traînée . . . . .	136
5.3	Conclusion . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Effets du taux de turbulence ambiant</b>	<b>143</b>
6.1	Influence sur l'efficacité de l'hydrolienne . . . . .	143
6.1.1	Influence sur le rendement . . . . .	144
6.1.2	Influence sur la tenue mécanique . . . . .	144
6.2	Analyse des caractéristiques du sillage d'une hydrolienne . . . . .	149
6.2.1	Evolution du sillage . . . . .	149
6.2.2	Evolution de l'intensité de turbulence dans le sillage . . . . .	160
6.2.3	Evolution de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage . . . . .	164
6.2.4	Evolution de la dissipation d'énergie cinétique turbulente dans le sillage . . . . .	168
6.3	Evolution des lâchers tourbillonnaires en bout de pale . . . . .	171
6.4	Conclusion . . . . .	176
<b>7</b>	<b>Confrontation des résultats expérimentaux avec les simulations numériques</b>	<b>177</b>
7.1	Configuration des cas testés . . . . .	177
7.2	Comparaison des coefficients de traînée et de puissance . . . . .	183
7.3	Caractérisation du sillage . . . . .	184
7.3.1	Cartes de vitesse axiale . . . . .	185
7.3.2	Profils de vitesse axiale . . . . .	186

7.4 Conclusion . . . . .	192
<b>8 Effets combinés houle/courant sur le comportement d'une hydrolienne</b>	<b>193</b>
8.1 Effets sur les efforts de traînée . . . . .	195
8.2 Effets sur la puissance récupérée . . . . .	203
8.3 Conclusion . . . . .	205
<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>209</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>215</b>
<b>A Théorie du disque de Froude et limite de Betz</b>	<b>229</b>
<b>B Qualification du système génératrice de houle / plage d'amortissement</b>	<b>233</b>
B.1 Description des essais . . . . .	233
B.2 Qualification du système batteur - plage sans courant . . . . .	234
B.2.1 Qualification du batteur à houle . . . . .	234
B.2.2 Réflexion de la houle dans le bassin . . . . .	235
<b>C Rappel de la Houle de Stokes</b>	<b>237</b>
C.1 Théorie . . . . .	237
C.2 Conclusion . . . . .	240
<b>D Critères d'identification de structures tourbillonnaires</b>	<b>241</b>
D.1 Fonction indicatrice $\Gamma_2$ . . . . .	241
D.2 Fonction indicatrice $\Gamma_1$ . . . . .	242





# Introduction générale

Face à l'augmentation des émissions de gaz à effet de serre, les pays les plus industrialisés se sont accordés sur des objectifs communs pour leur réduction de 50 % d'ici à 2050. Pour atteindre ces objectifs, le recours aux énergies non polluantes est de mise. Les mers et les océans étant un véritable réservoir d'énergies renouvelables, nombreux sont les pays qui se sont lancés dans la conquête d'exploitation de ces énergies. Compte tenu de sa prévisibilité, l'énergie des courants marins a été identifiée comme l'une des plus prometteuses énergies vertes.

La France, disposant du second potentiel hydrolien et éolien offshore d'Europe, ambitionne d'être un des principaux acteurs du développement des Energies Marines Renouvelables (EMR). Afin d'accélérer le développement de ces énergies sur le plan national, une plate-forme nationale appelée France Energies Marines, associant les acteurs des secteurs public et privé, sous la houlette de l'Ifremer est en cours de création. Elle vise à mutualiser les outils nécessaires aux développements des différentes filières de production d'énergie marine (outils de simulation, sites d'essais en mer...). En parallèle, un Appel à Manifestation d'Intérêt (AMI) a été lancé par l'ADEME pour le développement de démonstrateurs en mer. Cet AMI est financé par le Fonds démonstrateur mis en place grâce au Grenelle de la mer. A ce jour, la France compte quelques acteurs industriels et laboratoires qui se lancent dans l'étape de test préindustriel en mer. En l'occurrence, EDF souhaite se positionner en leader dans ce domaine par l'intermédiaire de son projet de parc pilote préindustriel de Paimpol-Bréhat (figure 1) utilisant la technologie de la société Irlandaise OpenHydro (figure 2-(b)). Ce site pourrait également devenir un centre d'essais en mer pour les systèmes de récupération de l'énergie des courants. Les projets portés par Alstom, Gaz Integral et Sabella font également partie des projets les plus avancés en France. Sabella a déjà testé l'un de ses prototypes appelé D03, de 3 m de diamètre (échelle 1/3, figure 2-(a)) pendant un an, au large de Bénodet.

Cependant, l'exploitation de cette ressource nécessite des investigations sur les impacts potentiels que ce type d'installation pourrait avoir sur son environnement et sur son fonctionnement. Ces impacts sont aujourd'hui mal connus malgré de récentes avancées.

En effet, le comportement et le rendement de ce type de machines sont aujourd'hui encore déterminés pour des conditions spécifiques de fonctionnement, i.e. en présence d'un écoulement incident idéalisé (uniforme et stationnaire). Certains travaux visent à étendre ces études à des conditions de fonctionnement moins spécifiques : interaction avec la surface libre, profil de vitesse vertical. Malgré cela, de nombreuses questions restent aujourd'hui en suspens, telles que l'effet du taux de turbulence ambiant sur le comportement d'une hydrolienne et sur les caractéristiques de son sillage, les variations d'orientation sur son rendement, les effets d'interaction houle-courant sur son comportement...

L'objectif de ce travail de thèse est de répondre à toutes ces questions par le biais de la modélisation expérimentale et numérique. Ce travail est conçu comme la première phase d'une action à plus long terme, visant à aboutir au développement d'un outil numérique fiable et précis permettant de simuler le comportement d'hydroliennes afin de déterminer leur efficacité, de caractériser les effets d'interaction entre plusieurs turbines, mais également les perturbations engendrées sur le

milieu environnant.

Pour satisfaire ces objectifs, nous devons mettre en œuvre des méthodes numériques tridimensionnelles prenant en compte l'évolution instationnaire du sillage. Les développements entrepris sont basés sur des méthodes particulières et intégrales. De manière à valider ces développements, différentes campagnes expérimentales ont été spécialement définies afin de disposer d'une base de données permettant de valider les modèles. Ces campagnes expérimentales permettent également de qualifier le fonctionnement d'une machine générique en terme d'efficacité et de sillage.

La présentation de cette étude se décompose en trois parties. La première partie est constituée du chapitre 1, dans lequel nous donnerons la description d'un site d'exploitation des énergies des courants marins et ses critères de sélection. Une revue non exhaustive des travaux portant sur la problématique hydrodynamique des hydroliennes sera aussi donnée dans ce chapitre. Ceci nous permettra d'avoir une vision globale des travaux et résultats existants sur les études de comportement et de sillage d'hydroliennes, qu'elles soient numériques ou expérimentales. Compte tenu de sa maturité, nous inclurons dans cette bibliographie, quelques exemples d'études du comportement aérodynamique des éoliennes, afin de nous en inspirer dans la suite de nos travaux. Des outils statistiques pour l'étude des caractéristiques de la turbulence dans un écoulement seront également présentés.

Composée de deux chapitres, la deuxième partie portera sur la présentation des outils expérimentaux et numériques. Dans le chapitre 2 nous décrirons en premier lieu, les différents outils expérimentaux utilisés, notamment le bassin à houle et courant de Boulogne-sur-Mer, le canal de traction de Brest, les différents moyens de mesures et de visualisation, et les maquettes d'hydroliennes utilisées. En second lieu, nous présentons les conditions d'essais (profils de vitesse, turbulence, houle-courant, etc) que nous avons considérées. Nous allons à cette occasion montrer comment l'interaction houle-courant influe sur le profil du courant et l'intensité de turbulence.

Dans le chapitre 3 nous présenterons les méthodes numériques : les méthodes vortex et intégrale. Après avoir discrétisé l'écoulement tourbillonnaire en particules tourbillonnaires, nous montrons la nécessité d'utiliser un noyau désingularisé pour le calcul du champ de vitesse et des méthodes d'accélération des calculs. Les méthodes de prise en compte de la diffusion sont aussi présentées. Dans la présentation de la méthode intégrale, nous montrons comment l'obstacle est pris en compte dans l'écoulement en décrivant l'émission des particules sur le bord de fuite de l'obstacle formant une nappe tourbillonnaire. Les efforts et moments sur l'obstacle sont ensuite calculés. Nous présentons ainsi les améliorations apportées au code 3D particulier pour son application aux hydroliennes. La validation du code numérique est présentée, en terme de performances et de sillage pour différents paramètres du modèle.

Dans la troisième partie, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus lors des campagnes d'essais menées pendant ce travail de thèse. Nous présenterons également les comparaisons de ces résultats avec ceux obtenus à l'aide des simulations numériques. Le chapitre 4 portera sur la comparaison de deux types de pales d'un rotor d'hydrolienne dans le but de mieux appréhender l'influence de la géométrie des pales sur le comportement d'un rotor. Les comparaisons porteront sur les efforts de traînée, la puissance récupérée, mais également sur les caractéristiques du sillage généré.

Le chapitre 5 portera sur les effets de l'angle d'incidence de l'écoulement et de la profondeur d'immersion d'une hydrolienne sur son comportement. Les résultats présentés dans ce chapitre seront essentiellement expérimentaux. La variation de l'angle d'incidence de l'écoulement pouvant

avoir des effets non négligeables sur le comportement d'une hydrolienne, et pouvant être à l'origine du phénomène de décrochage dynamique, il est nécessaire de comprendre comment réagit une hydrolienne dans ce type de configuration. La deuxième partie de ce chapitre fera l'objet d'une brève présentation des résultats expérimentaux sur l'influence de la profondeur d'immersion d'une hydrolienne sur son comportement.

Le chapitre 6 portera sur l'influence du taux de turbulence de l'écoulement incident sur le comportement d'une hydrolienne et sur son sillage. Les grandeurs définissant les performances et la tenue mécanique d'une machine seront comparées pour les différents taux de turbulence ambients considérés. Une attention particulière sera portée sur les caractéristiques du sillage généré, en fonction des conditions rencontrées.

La confrontation des résultats expérimentaux avec les simulations numériques feront l'objet du chapitre 7 dans le but de valider le modèle numérique pour des applications aux voiliures tournantes de type hydrolien. Cette confrontation est basée sur l'efficacité d'une turbine tripales à axe horizontal et sur les caractéristiques de son sillage.

Le chapitre 8 portera sur les résultats expérimentaux des effets combinés de la houle et du courant sur le comportement d'une hydrolienne. Les comparaisons se feront sur l'une des maquettes pour trois vitesses de l'écoulement incident, différentes amplitudes et périodes de houle, avec un taux de turbulence ambiant de 5 %.

Des conclusions et perspectives viendront clore cette étude, ce qui permettra de faire un bilan sur les apports de ce travail de thèse par rapport à l'état de l'art et apportera des pistes pour la poursuite de ces travaux.



FIG. 1 – Sites Paimpol–Bréhat étudiés par EDF pour une mise en service d'hydroliennes en 2011/2012 (source : [www.enr-ee.com](http://www.enr-ee.com)).

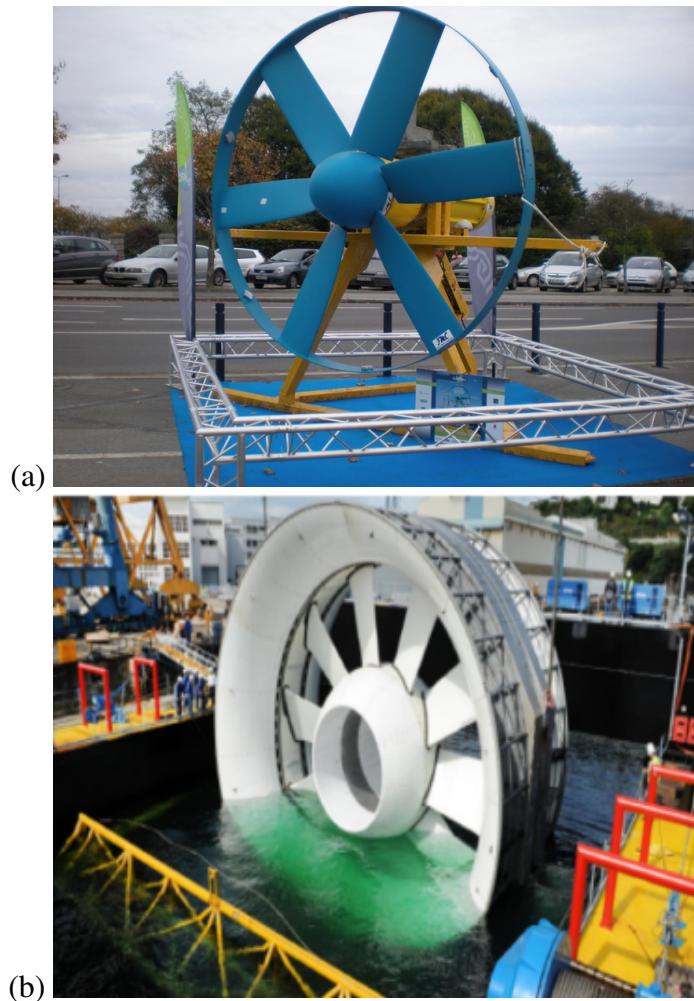


FIG. 2 – (a) Prototype de Sabella exposé à ICOE Brest 2008, (b) Première hydrolienne du parc EDF de Paimpol-Bréhat quittant le port de Brest (source : <http://medias.edf.com>)

## **Première partie**

### **Généralités**



# Chapitre 1

## Hydrodynamique des hydroliennes

Le choix de l'emplacement d'une ferme d'hydroliennes à l'échelle industrielle exige l'évaluation d'un certain nombre de critères physiques et océanographiques. Ces critères de sélection et les moyens permettant de les caractériser sont présentés dans ce chapitre. Sachant que le plus important de ces critères est la détermination de la vitesse du courant du site à exploiter, nous nous attarderons sur l'évaluation de son potentiel. Nous discuterons ensuite de la turbulence dans un site, sachant que l'intensité de turbulence peut varier considérablement d'un endroit à un autre dans la zone d'exploitation. Ces variations de niveau de turbulence peuvent être dues à la bathymétrie et à la houle, entraînant, comme on le verra par la suite, des effets non négligeables sur l'efficacité des hydroliennes. Elles pourraient plus précisément provoquer des variations significatives sur le chargement des pales et les problèmes associés de fatigue et de vibration. Il est donc nécessaire de déterminer au mieux les caractéristiques de turbulence d'un site d'exploitation afin d'adapter en conséquence le dimensionnement des machines. Pour ce faire, des outils statistiques pour l'étude des écoulements turbulents et une modélisation empirique de l'intensité de turbulence dans le sillage d'une hydrolienne sont présentés. Ces outils seront utilisés dans la suite de notre étude pour caractériser la turbulence dans le bassin d'essais de Boulogne-sur-Mer et ensuite les comparer à celles rencontrées dans les mers et les océans.

Ce chapitre sera clos par un état de l'art des études portant sur le comportement des hydroliennes et du sillage généré. Nous allons également nous inspirer de l'expérience acquise dans le domaine de l'éolien pour poser quelques définitions et règles de calculs des grandeurs caractéristiques que nous utiliserons dans la suite de ce travail de thèse.

### 1.1 Morphologie d'un site

La caractérisation d'un site d'exploitation de l'énergie des courants marins se fait à partir d'une sélection de critères. Cette sélection doit satisfaire des contraintes liées aux conditions d'exploitation (la vitesse du courant, sa variabilité spatio-temporelle, la turbulence, la houle, la bathymétrie,...), à la distance à la côte (transport de l'électricité), aux opérations de maintenance et à l'impact environnemental et socio-économique (sédiments, flore, faune, navigation, militaire, pêche,...).

Les critères liés au potentiel hydrolien sont déterminés par :

- La cartographie morpho-bathymétrique de l'ensemble du site d'exploitation jusqu'à la zone de transport de l'énergie récupérée. Elle est réalisée au moyen de sondeur monofaisceau ou multifaisceaux. Connaitre la bathymétrie d'un site est cruciale, car un fond marin rocheux

pourrait avoir un impact sur l'intensité de turbulence et gêner l'installation du dispositif de conversion d'énergie.

- La cartographie des courants de la zone d'exploitation est le critère le plus important. Cette cartographie est réalisée au moyen de courantomètres, profileurs de courant à effet Doppler acoustique ou électromagnétique (ADCP pour Acoustic Doppler Current Profiler, ADV,...). Ces systèmes se sont révélés efficaces dans des études *in situ* en hydrodynamique marine et en océanographie.

On trouve dans la littérature quelques études sur l'évaluation de la ressource exploitabile dans des sites tels que : Orkney (UK), les Skerries d'Anglesey (UK), Pentland Firth (UK), Barfleur (France), Paimpol-Bréhat (France), raz Blanchard (France), l'Île de Marrowstone (US), Admiralty Inlet (US),... Une étude sur la cartographie de SIG (Système d'Information Géographique) des ressources disponibles sur le site de Pentland Firth en Ecosse prenant en compte une multitude de contraintes est présentée par Dillon et Woolf [41].

- La détermination de la distance du site au rivage, car le coût de l'installation dépendra aussi de la distance du rivage à laquelle la profondeur de la zone d'exploitation exigée est atteinte.

Par ailleurs, la caractérisation du potentiel énergétique d'un site peut aussi être réalisée à l'aide des logiciels de simulations numériques. En l'occurrence, le logiciel Telemac [47] développé par EDF, qui permet d'étudier des sites et qui est aussi utilisé pour la modélisation dans le domaine des écoulements à surface libre. Les cartographies des courants des sites Barfleur et Paimpol-Bréhat (figure 1.1) ont aussi été réalisées à l'aide du logiciel Telemac 2D.

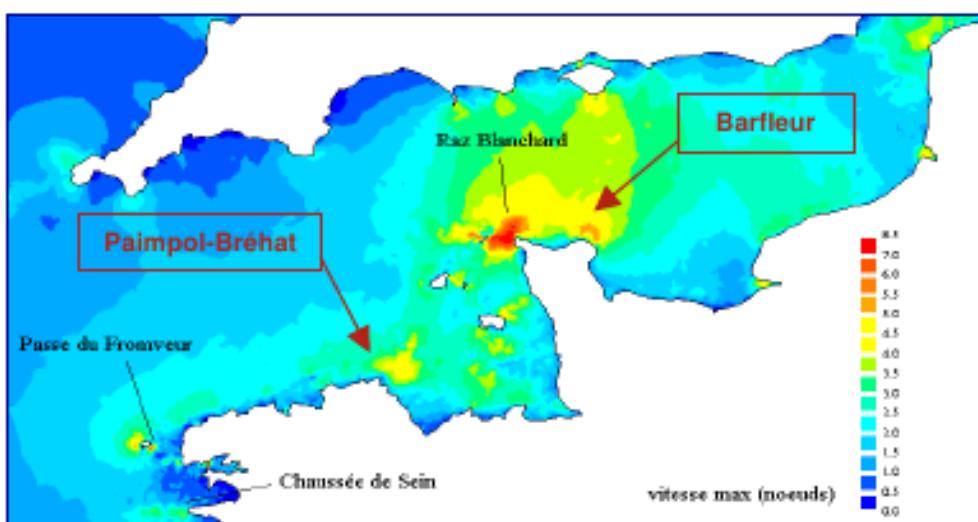


FIG. 1.1 – Cartographie des vitesses sur les sites Barfleur et Paimpol-Bréhat réalisée à l'aide de Télémac 2 par EDF, pour une mise en service d'hydroliennes en 2011/2012 (source : [1]).

Un autre exemple de développement d'outils numériques pour cartographier les courants et la bathymétrie est celui que Lawrence et al. [102] ont utilisé pour le site EMEC à Orkney au Royaume-Uni. Le type de résultats qu'ils ont obtenu est donné figures 1.2-(a) et 1.2-(b). Ils montrent respectivement la répartition de vitesses et de bathymétrie du site EMEC à Orkney.

Les critères liés à l'impact environnemental et socio-économique de l'implantation d'un champ d'hydroliennes sont quant à eux, déterminés à l'aide de :

- La cartographie morpho-sédimentaire de l'ensemble du site d'exploitation jusqu'à la zone de transport d'énergie récupérée. Elle peut être réalisée à l'aide d'un sonar à balayage latéral.

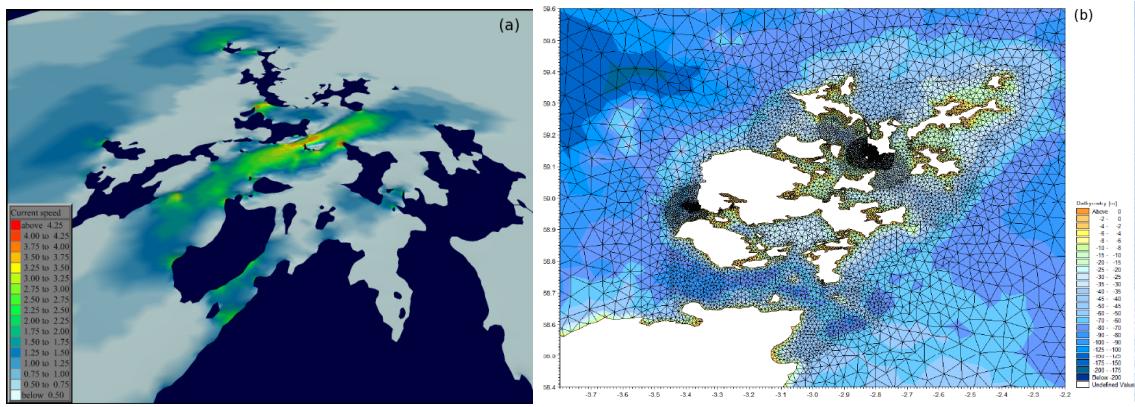


FIG. 1.2 – Cartographies des courants (a) et de bathymétrie (b), sur le site EMEC à Orkney, réalisée à partir de simulations numériques par Lawrence et al. [102].

Elle permettra de connaître la répartition et la nature des formations superficielles (vase, sable, ...), et la morphologie associée (mégarides, rubans, traînées, ....) témoignant de la mobilité des sédiments.

- L'inventaire de la faune et de la flore benthiques, dans la zone concernée et à sa périphérie, afin de déterminer la diversité et la richesse biologiques, et de suivre leur évolution en cours d'exploitation.
- Le recensement des activités de pêche professionnelles ou récréatives, militaires ou de navigation sur le site ou dans ses environs immédiats, et la détermination du poids économique de ces activités. La figure 1.3 montre un scénario d'interaction possible lors de l'implantation de dispositifs de récupération de l'énergie des courants marins.

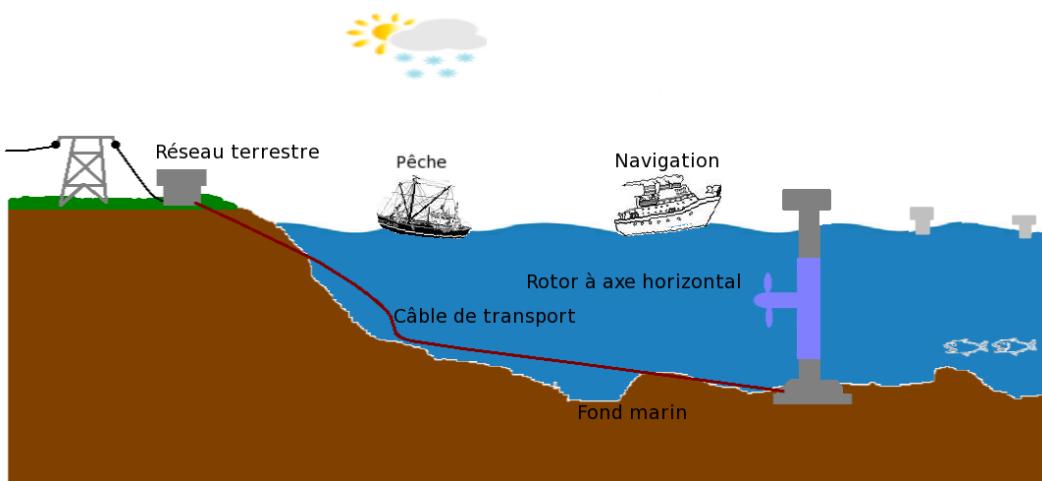


FIG. 1.3 – Scénario d'implantation de dispositifs de récupération de l'énergie des courants marins.

### 1.1.1 Potentiel hydraulien

Les sites les plus intéressants du point de vue du potentiel hydraulien, sont ceux qui sont caractérisés non seulement par des vitesses de courants forts, mais aussi par une bonne répartition spatio-temporelle de l'écoulement. Les détroits entre deux îles, en forme d'immense tube Venturi accélérant l'écoulement peuvent aussi présenter un bon potentiel hydraulien. Les sites les plus intéressants ont une vitesse de courant comprise entre 0.5 et 5 m/s pour une profondeur variable de 20 à 60 m [10]. La meilleure façon d'évaluer le potentiel de production d'électricité d'un site d'exploitation de courants marins est de déterminer la densité de puissance cinétique  $P_{disponible}$  qui s'exprime en kW par mètre carré ( $m^2$ ) de surface balayée :

$$P_d = \frac{1}{2} \rho U^3 \quad (1.1)$$

où  $U$  est la vitesse du courant en  $m/s$  et  $\rho$  est la densité du fluide ( $1025 \text{ kg/m}^3$  pour l'eau de mer).

La densité de puissance étant proportionnelle au cube de la vitesse du courant, ainsi une faible variation de la vitesse du courant aura un impact significatif sur la puissance récupérable. En appliquant la décomposition de Reynolds du champ de vitesse du courant,  $u = U + u'$ , sur la densité de puissance disponible (équation 1.2), nous voyons apparaître l'influence des moments statistiques d'ordre supérieur à l'intensité due à la puissance troisième de la vitesse.

$$P_d = \left(\frac{1}{2}\rho\right)u^3 - \left(\frac{1}{2}\rho\right)u'^3 - \left(\frac{3}{2}\rho\right)u^2u' + \left(\frac{3}{2}\rho\right)uu'^2 \quad (1.2)$$

avec  $U = \langle u \rangle$  et  $\langle u' \rangle = 0$ .

Nous pouvons observer sur la figure 1.4, l'évolution de la densité de puissance en fonction de la vitesse du courant dans la veine d'eau, tirée des travaux de Bryden et al. [28].

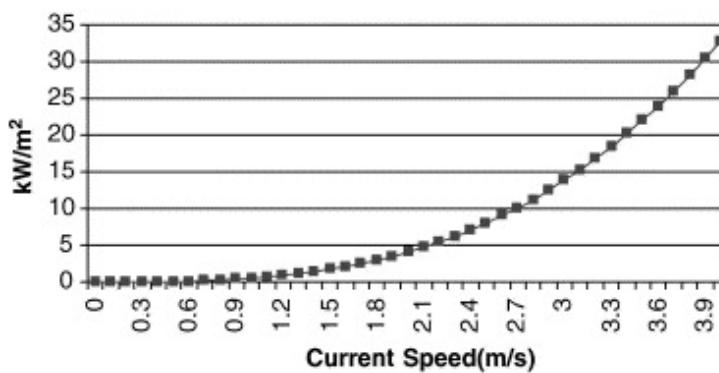


FIG. 1.4 – Influence de la vitesse du courant sur la densité de flux d'énergie cinétique [28].

L'étude menée par le SHOM [161] à différents points de mesures sur le site du Raz Blanchard, présente une estimation de puissance disponible sur ce site (tableau 1.1) en utilisant l'équation (1.1). Ainsi, le courant de marée du Raz Blanchard peut atteindre une vitesse de 5 m/s pour une puissance variant de  $3000 \text{ W/m}^2$  à  $4000 \text{ W/m}^2$  (figure 1.5) et une profondeur d'environ 50 m.



FIG. 1.5 – Répartition des champs de vitesse au raz Blanchard, six heures avant la pleine mer de Saint-Malo (source SHOM).

Point de mesures	Vitesse maximale [m/s]	Vitesse moyenne [m/s]	Densité de puissance (100%) [kW/m <sup>2</sup> ]	Densité de puissance Betz (59%) [kW/m <sup>2</sup> ]	Densité de puissance Gorlov (35%) [kW/m <sup>2</sup> ]	Puissance ferme [kW]
P1	2,78	0,95	1,4	0,8	0,5	
P2	4,34	1,91	6,7	3,9	2,3	
P3	3,02	1,51	3,2	1,9	1,1	
P4	3,24	1,60	4	2,4	1,4	2945
P5	2,92	1,36	2,5	1,5	0,9	3720
P6	2,95	1,40	2,7	1,6	0,9	3255
P7	3,79	1,97	6,7	4	2,4	3472

TAB. 1.1 – Puissance mesurée en sept points au Raz Blanchard (SHOM).

## 1.1.2 Caractérisation de la vitesse du courant par rapport à la profondeur

La compréhension de l'évolution du profil vertical de vitesse dans un écoulement (réduction de vitesse dans la couche limite sur le fond) est nécessaire pour la conception des hydroliennes et peut être déterminante pour le choix de la taille de la structure pour certaines technologies.

La vitesse du courant en milieux naturel pouvant être modifiée par une combinaison de facteurs tels que : l'effet du vent sur la surface libre, la houle, la turbulence, la bathymétrie, une loi de puissance peut être utilisée pour modéliser les profils de vitesse du courant. Pour un écoulement uniforme turbulent, le profil vertical de vitesse à une hauteur  $Z$  au dessus du fond marin suit approximativement une loi de puissance septième suivant la profondeur de l'écoulement ( $h$ ) [51] et est défini comme :

$$\begin{cases} U(Z) = \left(\frac{Z}{p}\right)^{1/7} U_{moy} & \text{si } Z \in [-h, p] \\ U(Z) = U_{moy} & \text{si } Z > p \end{cases} \quad (1.3)$$

$p$  est pris ici comme l'épaisseur de la couche limite sur le fond,  $U_{moy}$  est la vitesse moyenne du courant hors couche limite.

Dans le but de reproduire en bassin les conditions rencontrées en mer, la loi de puissance est utilisée sur les profils de vitesse mesurés. Myers et al. [141] comparent les profils verticaux de vitesse de courant dans le bassin Chilworth de 0.4 m de profondeur pour différents types de fonds (avec et sans rugosité) avec la loi de puissance septième. Ils observent un développement du profil vertical de vitesse dans la veine d'essais proche de la loi de puissance septième modifiée (à noter des variations entre les profils verticaux de vitesse pour le fond avec et sans rugosité). Sur la figure 1.6, on peut également remarquer que la vitesse du courant est sensiblement plus élevée près de la surface libre que près du fond. Les mesures de courant réalisées par Bard [12] sur le site Saltstraumen sound, 30 km à l'Est de Bodø en Norvège, figure 1.7, confirment ce résultat. Les profils de vitesse présentés sur la figure 1.7 sont mesurés au moment du creux, de la crête et entre la crête et le creux d'une vague. On remarque que le courant est plus important près de la surface au passage de la crête.

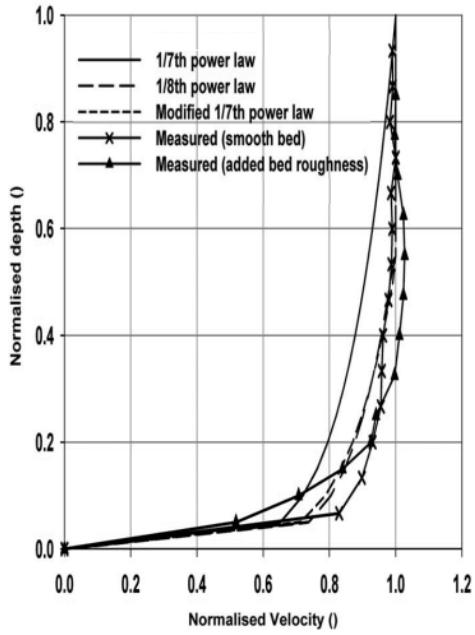


FIG. 1.6 – Profil de vitesse vertical mesuré dans le bassin Chilworth : source Myers et al. [141].

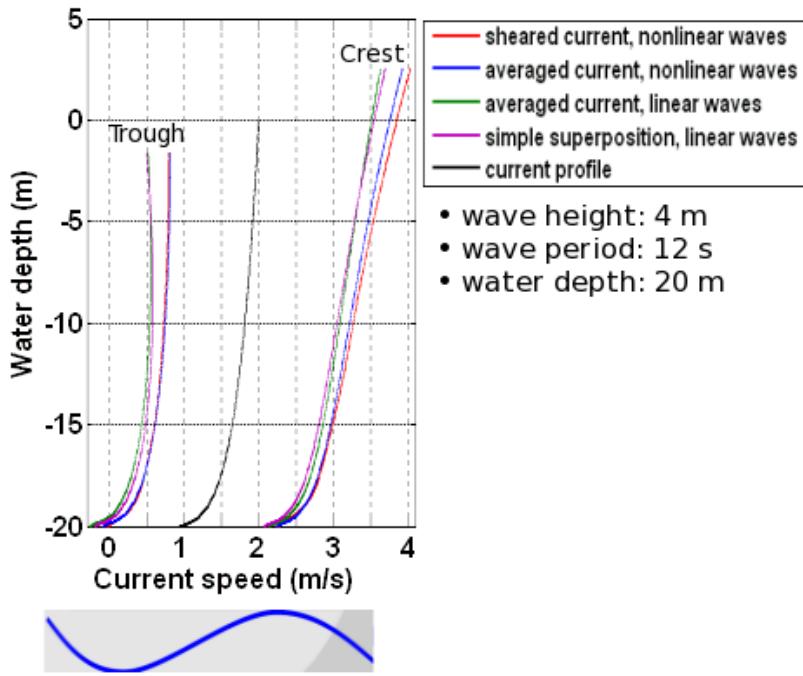


FIG. 1.7 – Profils moyens de vitesse verticale dans un site réel, pour une houle de 4 m et une période de 12 s : source [12].

## 1.2 La turbulence dans un site

En mécanique des fluides, la turbulence désigne l'état d'agitation et de désordre de l'écoulement d'un fluide. La nature turbulente d'un écoulement est déterminée à partir d'un certain seuil du nombre de Reynolds,  $Re$ ; le nombre de Reynolds étant défini comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité dans un fluide en mouvement :  $Re = UL/v$ , où  $U$  et  $L$  sont respectivement la vitesse et la longueur caractéristique de l'écoulement, et  $v$  la viscosité cinématique. Un écoulement est dit turbulent si  $Re \gg 1$ , c'est-à-dire si les forces d'inertie sont très grandes devant les forces de viscosité du fluide.

Un écoulement turbulent est caractérisé par la variation de la vitesse de l'écoulement, par la présence de structures tourbillonnaires à des échelles très différentes (Richardson 1922), et par un mélange et une dissipation efficaces.

Le caractère désordonné d'un écoulement turbulent ne permet pas de prédire l'état instantané de l'écoulement du fluide. On peut utiliser une approche statistique de différentes grandeurs physiques caractéristiques de l'écoulement. Ces grandeurs sont souvent utilisées pour caractériser la turbulence dans des sites d'exploitation d'énergies des courants marins [55, 62, 142, 108].

L'un des objectifs de ce travail de thèse est d'étudier expérimentalement l'influence que la turbulence peut avoir sur le comportement d'une hydrolienne et sur son sillage. Sachant que les écoulements simulés lors de nos mesures dans le bassin d'essais sont des écoulements dont le nombre de Reynolds est compris entre  $10^5$  et  $2.10^6$ , il est nécessaire d'étudier certaines grandeurs caractéristiques d'un écoulement turbulent afin de comprendre par exemple, comment l'énergie cinétique turbulente est dissipée dans le sillage d'une hydrolienne et comment les variations de niveaux de turbulence incidents peuvent modifier l'écoulement en aval de la turbine.

Une meilleure connaissance de la structure de la turbulence autour des hydroliennes, pourra également permettre de prévoir et éventuellement de contrôler son influence sur leur rendement.

### 1.2.1 Outils statistiques pour l'étude de la turbulence

L'approche statistique de la turbulence permet de déterminer un écoulement moyen, au sens de la moyenne statistique en s'intéressant aux processus stochastiques élémentaires de l'agitation du fluide [95, 94, 96]. Pour ce faire, Reynolds émit l'hypothèse que les écoulements turbulents pourraient être décrits en ne considérant que leur comportement moyen, sans avoir à connaître leur comportement détaillé. Cette hypothèse consiste à décomposer les variables temporelles (la vitesse, la température et la pression) d'un écoulement turbulent en une partie moyenne ( $\langle \rangle$ ) et une partie fluctuante ( $'$ ), sachant que les grandeurs statistiques au sens des moyennes sont homogènes, isotropes et stationnaires, c'est-à-dire qu'elles sont invariantes par translation et rotation spatiales et invariante par translation temporelle. La décomposition de Reynolds du champ de vitesse  $u_i$  est donnée par :

$$u_i = \langle u_i \rangle + u'_i \text{ avec } \langle u_i \rangle = U_i \text{ et } \langle u'_i \rangle = 0 \quad (1.4)$$

La définition de la moyenne d'une grandeur pose problème du moment où les fluctuations sont trop rapides pour être décrites en temps et en espace en détail. On ne s'intéresse alors qu'à la moyenne de la vitesse. Les détails de la vitesse sont perdus et on décrit uniquement l'évolution du champ moyen. La moyenne d'ensemble d'une quantité à la position  $r$  et à l'instant  $t$  est la plus satisfaisante. Elle peut être définie comme une moyenne discrète :

$$\langle u_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(r, t) \quad (1.5)$$

La moyenne présentée ci-dessus peut aussi s'écrire sous une forme spatiale ou temporelle, tout dépend du contexte et des données disponibles.

La moyenne spatiale sur un domaine  $\mathcal{D}$  est définie par :

$$\langle u_i \rangle = \frac{\int_D u_i dx dy dz}{\int_D 1 dx dy dz} \quad (1.6)$$

La moyenne temporelle sur un intervalle de temps  $T$  quant à elle est définie pour une position donnée par :

$$\langle u_i \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt \quad (1.7)$$

La décomposition de Reynolds du champ de vitesse permet de simplifier l'équation de Navier-Stokes moyennée. En portant la relation (1.4) dans les équations de Navier-Stokes moyennées, on aboutit à une nouvelle équation dite de Reynolds (1.8) :

$$\rho \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + \sum_j U_j \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \right) = \rho \langle g_i \rangle + \sum_j \left( \frac{\partial}{\partial x_j} \right) (\sigma_{i,j} - \rho \langle u'_i u'_j \rangle) \quad (1.8)$$

avec  $\sigma_{i,j} = -p \delta_{i,j} + \mu \left( \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \left( \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right)$ , où  $\delta_{i,j}=1$  si  $i=j$  et 0 sinon.

L'équation résultante fait apparaître dans le tenseur des contraintes un terme supplémentaire en  $\langle u'_i u'_j \rangle$  appelé tenseur de Reynolds, représentant la fonction de corrélation entre les composantes  $u'_i$  et  $u'_j$  de la fluctuation de vitesse. L'existence de ce terme traduit physiquement le fait que les fluctuations de vitesse induisent une contrainte sur l'écoulement moyen.

Lorsque la turbulence est statistiquement stationnaire, la corrélation double est définie par :

$$R_{ij}(\tau) = \langle u'_i(X_0, t) u'_j(X_0, t + \tau) \rangle \quad (1.9)$$

où  $\tau$  est une variable temporelle.  $R_{ij}(\tau)$  a pour transformée de Fourier :

$$TF(R_{ij}(\tau)) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} R_{ij}(\tau) e^{-ik\tau} d\tau \quad (1.10)$$

$R_{ij}$  nous redonne le tenseur de Reynolds quand on annule  $\tau$ . En posant  $i = j$  dans l'expression du tenseur de Reynolds, on obtient l'énergie cinétique turbulente  $k$  (qui sera notée dans les prochains chapitres, TKE).

$$k = \frac{1}{2} \langle u'^2 \rangle = \frac{1}{2} (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) \quad (1.11)$$

avec  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$  les fluctuations de vitesse suivant respectivement les axes x, y et z.

## Dissipation de l'énergie cinétique turbulente

La mesure de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente est l'un des moyens permettant de caractériser la turbulence dans les océans [55, 62].

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ne décrit pas la dissipation à grande échelle mesurée à partir de l'évolution de l'intensité de turbulence présentée ci-dessus, mais seulement la dissipation réelle se produisant au niveau micro-échelle. Il est défini ici suivant le modèle  $k - \varepsilon$  comme :

$$\varepsilon = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (1.12)$$

où  $k$  (ou TKE pour Turbulent Kinetic Energy) est l'énergie cinétique turbulente (1.11).

Pour les mesures de turbulence effectuées dans ce travail de thèse,  $C_\mu$  est fixé suivant la version standard du modèle  $k - \varepsilon$ , à une valeur de 0.09 (Matsunaga et al., 1999). L'échelle de longueur de turbulence  $l$  a été estimée de l'ordre 7 % de la profondeur d'eau dans le bassin.

Cependant, d'autres méthodes telles que : la méthode directe, la méthode de dissipation inertielle et la méthode des 4/5 peuvent être utilisées pour prédire la dissipation d'énergie turbulente et le spectre d'énergie turbulente.

- Dans la méthode directe, l'énergie dissipée  $\varepsilon$  est obtenue en utilisant le tenseur d'énergie cinétique et l'hypothèse de champ de vitesse « gelé » de Taylor [170] : la moyenne temporelle de la vitesse est non nulle,  $\langle u \rangle = U$  et  $\langle u'^2 \rangle \ll U^2$  et  $1/t = U/r$  permettant de passer des échelles de temps aux échelles de longueur.  $\varepsilon$  est alors définie par :

$$\varepsilon = 15v \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \rangle = \frac{15v}{U^2} \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial t} \right)^2 \rangle \left( 1 + \frac{\langle u'^2 \rangle}{U^2} + 2 \frac{\langle v'^2 \rangle}{U^2} + 2 \frac{\langle w'^2 \rangle}{U^2} \right)^{-1} \quad (1.13)$$

où  $v$  est la viscosité cinématique, et  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  respectivement les composantes axiale, transverse et verticale des fluctuations de vitesse.

- Dans la méthode de dissipation inertielle, on utilise les expressions de l'énergie dissipée  $\varepsilon$  (1.12) et le spectre d'énergie turbulente dans la zone inertielle  $E(k)$ . En introduisant le spectre d'énergie fréquentiel  $Su(f)$ , on obtient :

$$Su(f)f = kE(k) \quad (1.14)$$

avec  $f = \langle u \rangle k / 2\pi$  et  $k$  le nombre d'ondes. L'écoulement étant stationnaire, homogène et isotrope, sous l'hypothèse de Taylor l'expression du taux d'énergie dissipée  $\varepsilon$  devient :

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\langle u \rangle} \left[ \frac{Su(f)}{C_\mu} f^{\frac{5}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (1.15)$$

L'incertitude sur la valeur de la constante de Kolmogorov  $C_\mu$  amène à examiner des fonctions de structure d'ordre supérieur. L'intérêt particulier pour les fonctions de structure vient en partie d'un résultat exact, connu sous le nom de la loi des 4/5.

- La loi des 4/5 ou fonctions de structure d'ordre 3 : les fonctions de structures longitudinales étant définies comme

$$S_n(r) = \langle \delta u^n \rangle = \langle [u(x+r) - u(x)]^n \rangle \quad (1.16)$$

En restant dans le domaine inertiel, puis en considérant les hypothèses de stationnarité, d'isotropie et d'homogénéité de l'écoulement, et l'hypothèse de Taylor, on peut calculer les moments des incrément de vitesse d'ordre 3 sur une distance  $r$  le long de l'écoulement :

$$\langle \delta u^3 \rangle = -\frac{4}{5} \varepsilon r \quad (1.17)$$

Ce résultat suppose une très forte isotropie, difficile à trouver dans la pratique.

Houël [75] a utilisé ces trois méthodes pour accéder à une estimation de la dissipation d'énergie turbulente à partir des mesures de vitesse de vent faites à l'aide d'un anémomètre sonique. Le

résultat du calcul de dissipation d'énergie fait par Houël montre que les méthodes de dissipation inertuelle et des fonctions de structure d'ordre 3 sont légitimes et que la méthode des fonctions de structure d'ordre 3 est moins sensible aux écarts aux conditions idéales, d'où sa robustesse.

Des études présentées par [44, 108], consacrées à déterminer la turbulence dans des sites d'exploitation des énergies des courants marins à partir des mesures de vitesse par ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) utilisent les différentes méthodes présentées ci-dessus pour accéder à l'énergie cinétique turbulente, la dissipation d'énergie, le spectre d'énergie, etc.

D'autres méthodes pour estimer la dissipation d'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  à l'aide des données ADCP comme la méthode des fonctions de structure d'ordre 2 ont été utilisées dans [62, 171, 142]. Ces auteurs utilisent les données brutes de l'ADCP pour estimer la fonction de structure spatiale de la turbulence,  $S_2(z, r)$ . Cette fonction définie comme l'écart type de la différence de vitesse entre deux points de mesure  $z$  et  $z + r$  séparés par une distance  $r$  sur la profondeur d'eau, permet d'estimer la dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$ .

$$S_2(z, r) = \langle [u(z + r) - u(z)]^2 \rangle \quad (1.18)$$

En supposant que la différence de vitesse entre deux points de mesure est proportionnelle à sa fluctuation de vitesse associée  $u'$ , on obtient la relation suivante :

$$S_2(z, r) \sim u'^2 \quad (1.19)$$

D'après la théorie de cascade d'énergie de Kolmogorov on peut écrire :

$$\varepsilon \sim \frac{u'^3}{r} \quad (1.20)$$

La combinaison des relations (1.18), (1.19) et (1.20) permet d'obtenir la relation (1.21), également appelée loi des  $\frac{2}{3}$  de Kolmogorov.

$$S_2(z, r) = (C_2 \varepsilon^{2/3}) r^{2/3} \quad (1.21)$$

$C_2$  dépend de la constante de Kolmogorov  $C = 1.5$  sous l'hypothèse d'isotropie de la turbulence [138]. Les auteurs déterminent  $C_2$  par une estimation empirique à partir des mesures expérimentales [158], soit  $C_2 \approx \frac{72}{55} C$ . La valeur de  $C_2$  utilisée par les auteurs est 2.1. Cette valeur dépend du rapport entre l'échelle de longueur  $r$  et l'échelle de longueur de Kolmogorov  $\eta$  ( $\eta = (v^3/\varepsilon)^{1/4}$ ).

Une variable  $N$  représentant l'incertitude due au bruit pendant les mesures, est introduite dans la relation (1.21) telle que :

$$S_2(z, r) = N + (C_2 \varepsilon^{2/3}) r^{2/3} \quad (1.22)$$

Gargett [55] quant à lui, utilise les méthodes de variance et les méthodes spectrales en prenant en compte la valeur d'incertitude due au bruit de mesures.

La turbulence qui est perçue comme imprévisible, désordonnée et chaotique apparaît grâce à la théorie statistique, comme un mécanisme régulateur favorisant un comportement stable et régulier de l'écoulement. Ces outils statistiques vont permettre de comprendre et de modéliser la turbulence dans les applications pratiques considérées ici.

## 1.2.2 Intensité de turbulence

L'intensité de turbulence (TI) qui est l'un des indicateurs de turbulence dans un écoulement est définie comme l'écart type des fluctuations de vitesse de l'écoulement divisé par la vitesse moyenne de l'écoulement :

$$TI_i = \frac{\sigma_{u_i}}{\langle u_i \rangle} \quad (1.23)$$

L'intensité de turbulence ambiante en mer ou dans les océans dépend de la bathymétrie, de la couche limite sur le fond, de l'altitude considérée et de la houle.

Dans le sillage d'une turbine, l'intensité de turbulence a deux origines : la turbulence ambiante et la turbulence due au cisaillement des pales du rotor.

Dans le cadre des études numériques et expérimentales sur le site éolien UPMWAKE, Quarton et Ainslie [148] proposent une définition quadratique de l'intensité de turbulence effective,  $TI_{effective}$  (équation (1.24)) dans le sillage d'une éolienne seule. Un exemple de résultats obtenus par Frandsen [52] utilise cette définition pour déterminer l'évolution de l'intensité de turbulence supplémentaire dans le sillage d'une éolienne. En comparant ses résultats numériques aux résultats expérimentaux de Quarton et al [148], il trouve un accord satisfaisant entre les résultats numériques et expérimentaux.

$$\Delta TI^2 = TI_{ambiant}^2 - TI_{effective}^2 \quad (1.24)$$

Cette définition permet ensuite à Quarton et Ainslie [148] de déterminer l'intensité de turbulence dans un parc éolien,  $TI_{tot}$ , qui va dépendre de la turbulence ambiante et de la turbulence due au sillage généré par un ensemble d'éoliennes (1.25). Ainsi, l'intensité de turbulence effective dans le sillage d'une éolienne à l'intérieur d'un champ ne dépend plus seulement de la turbulence ambiante et de la turbulence due à son propre sillage, mais également aux sillages des éoliennes placées en espace proche :

$$TI_{tot}^2 = TI_{amb}^2 + \sum_{i=1}^N \Delta TI^2 \quad (1.25)$$

avec  $i = 1, 2, \dots, N$ , le nombre d'éoliennes dans le parc.

Quarton et Ainslie [148] proposent une caractérisation empirique pour calculer l'intensité de turbulence  $\Delta TI$  due au sillage d'une éolienne et définissent  $\Delta TI$  en fonction de la turbulence ambiante, du coefficient de traînée du rotor  $C_T$ , de la distance  $X$  en aval du rotor et de la longueur du sillage proche  $X_n$  de l'ordre de 1 à 4 D (D : diamètre du rotor). Cette définition va être améliorée par Hassan [71] (1.26) à partir de résultats expérimentaux. Une définition similaire (1.27) a été proposée par Crespo et al. [39] en remplaçant la distance du sillage proche  $X_n$  par le diamètre du rotor D. Cette définition est bien appropriée pour déterminer  $\Delta TI$  dans le sillage lointain ( $X/D > 5$ ).

$$\Delta TI = 5.7 C_T^{0.7} TI_{amb}^{0.68} \left( \frac{X_n}{X} \right)^{0.96} \quad (1.26)$$

$$\Delta TI = 0.73 a^{0.83} TI_{amb}^{-0.0325} \left( \frac{D}{X} \right)^{0.32} \quad (1.27)$$

où  $a$  est fonction du déficit de vitesse  $\Delta U_0$ , soient  $a = \Delta u_0 / 2U_\infty$  et  $C_T = 4a(1-a)$  selon [39]. Les différentes considérations de Quarton et Ainslie [148] sur l'intensité de turbulence pour l'éolien seront utilisées dans ce travail de thèse pour caractériser l'intensité de turbulence dans le sillage proche et lointain et déterminer leurs effets sur la dissipation du sillage.

Différents modèles empiriques développés pour l'éolien [177, 70] ont pour point de départ la définition de l'intensité de turbulence effective. Ces modèles permettent de calculer l'intensité de turbulence de l'écoulement incident dans le sillage d'un rotor à l'intérieur d'un champ d'éoliennes pour optimiser le positionnement des turbines. Ils décrivent le profil d'intensité de turbulence effective et d'intensité de turbulence due au sillage rapproché suivant l'axe de symétrie du rotor pour la modélisation du sillage.

L'étude expérimentale présentée par Højstrup [79] montre que l'intensité de turbulence effective dans le sillage proche d'une éolienne terrestre est comprise entre 30 et 45%, pour une turbulence ambiante de l'écoulement amont de l'ordre de 25 % dans un terrain plat et homogène. Ce pourcentage peut varier selon le type d'éolienne, la traînée du rotor, etc. Rehman et al [152] montrent aussi dans une étude du site KACST en Arabie Saoudite que pour une vitesse de vent de 4 m/s, le taux de turbulence ambiant est de l'ordre de 25 %. En général, les niveaux de turbulence ambients à la surface des mer sont plus bas qu'à la surface des terres, avec des valeurs typiques de 6-8 % offshore et de 10-12 % "onshore" (au niveau de la hauteur du hub de la turbine) [14, 16].

De nombreuses études [74, 150, 85, 172, 110] menées sur l'influence du taux de turbulence ambiant sur le comportement et le sillage d'éoliennes montrent en général que la turbulence décroît avec la distance à l'aval de la turbine et que le déficit de vitesse décroît d'autant plus vite que l'intensité de turbulence de l'écoulement amont est grande. Ces études montrent aussi que les fluctuations d'efforts axiaux augmentent avec l'intensité de turbulence, et elles prédisent un recouvrement plus rapide de l'écoulement dans les zones d'intensité de turbulence les plus élevées. Des résultats similaires obtenus par Etienne [49], sur la modélisation de l'écoulement de fluide visqueux autour de faisceaux de cylindres circulaires montrent que le coefficient de traînée diminue avec l'augmentation de l'intensité de turbulence.

Ces informations sont donc d'une importance capitale pour la modélisation expérimentale et numérique de ce type de turbine. Si ces données sont facilement disponibles pour l'éolien, elles sont difficiles à obtenir du côté de l'hydraulique compte tenu de son manque de maturité, d'où le travail entrepris ici.

Plusieurs études de sites menées [22, 21, 42] ne sont basées que sur le potentiel énergétique hydraulique sans précision sur la turbulence. Lawrence et al. [102] présentent les mesures de courant, la bathymétrie et les vagues sur le site EMEC à Orkney (UK). Les résultats qu'ils ont obtenus ont montré que ce site a un bon potentiel hydraulique avec des vitesses moyennes allant de 1.3 à 3.5 m/s.

Osalusi et al. [142], Gooch et al. [62], Gargett et al. [55] et Thomson et al. [171] sont parmi les rares auteurs ayant publiés les données sur la turbulence rencontrée dans des sites réels. Un exemple des résultats de mesures in situ faites par Thomson et al. [171] est donné dans le tableau 1.2. Nous pouvons voir les ordres de grandeurs de l'intensité de turbulence en milieu naturel avec des vitesses de courant inférieures à 1.25 m/s. Ces études montrent que généralement, dans le milieu marin le taux de turbulence ambiant varie avec la vitesse du courant de la zone, le type de fond... Il est important de noter que l'intensité de turbulence en mer peut aller au-delà de 50 % [171].

Les mesures de turbulence devraient faire partie des évaluations des sites d'exploitation des courants marins, afin de mettre en place une base de données pouvant permettre un bon calage des modèles numériques et servir à la modélisation physique, comme c'est le cas du côté de l'éolien, où on peut facilement trouver des données sur l'intensité de turbulence rencontrée dans des sites réels, mais aussi en laboratoire [183, 78, 52, 61, 178].

Du côté de l'éolien, il existe même des normes pour la conception des turbines. Par exemple, les normes IEC (International Electrotechnical Commission) de conception d'éoliennes spécifient qu'une turbine doit être conçue pour des niveaux de turbulence ambients du site d'exploitation

Site	MLLW	EMEC
Vitesse(m/s)	2	1.4
TI (%)	5-30	>5
$\epsilon (m^2/s^3) \times 10^{-4}$	0.01-1	0.04-5
Densité de puissance ( $kW/m^2$ )	4	1.37
Profondeur (m)	22	12-50

TAB. 1.2 – Données des sites d’exploitation des énergies des courants marins collectées dans les site de l’Île de Marrowstone (MLLW) pour le projet américain TISEC [171] et EMEC à Orkney [142].

supérieur à 18 % à des vitesses moyennes de vent de 15 m/s [80]. Actuellement, peu de données sont disponibles sur la caractérisation des effets de la turbulence sur les hydroliennes, que ce soit en milieu naturel ou en bassin d’essais. C’est dans cette perspective que nous avons initié pendant ce travail de thèse, une étude sur l’influence du taux de turbulence ambiant sur le comportement et le sillage d’hydroliennes.

## 1.3 Sillage et comportement des hydroliennes

Une hydrolienne en extrayant l’énergie des courants marins génère un sillage. Ce sillage interagi avec son environnement (surface libre, fond marin, les turbines placées en espace proche, animaux et végétation sous-marins, etc.), mais également avec l’hydrolienne elle-même. Il est donc nécessaire de comprendre comment évolue le sillage des hydroliennes afin de pouvoir déterminer son influence sur ses performances, celle des hydroliennes voisines et sur son environnement.

Généralement, la géométrie d’un rotor d’hydrolienne influe sur les caractéristiques du sillage généré, mais également sur ses performances. Le sillage généré par une hydrolienne à axe horizontal dépend principalement du nombre et de la géométrie des pales (envergure, corde, épaisseur, vrillage,...), du diamètre du rotor, de l’angle de calage, de la vitesse spécifique (le rapport entre la vitesse de rotation en bout de pale et la vitesse du courant), des conditions hydrodynamiques rencontrées (turbulence, gradients de courant, houle, bathymétrie,...).

Le sillage d’une hydrolienne comme celui d’une éolienne est typiquement divisé en deux régions intimement liées : le sillage proche et le sillage lointain [172], que nous allons décrire ci-après.

### 1.3.1 Sillage proche et sillage lointain

Le sillage proche est situé juste derrière l’hydrolienne jusqu’à la distance où le profil de vitesse commence à prendre une forme gaussienne. Cette distance est estimée entre 1 et 5D [172, 15], et dépend de l’intensité de turbulence de l’écoulement incident. Dans cette zone, les propriétés du rotor (voir même de la nacelle) peuvent encore être perceptibles (tourbillons de bout de pales, diamètre du rotor,...). Cette région est caractérisée par un taux de turbulence supérieur au taux de turbulence ambiant, un fort cisaillement, des lâchers tourbillonnaires en bout de pales, un gradient de pression axial important agissant sur le développement du déficit de vitesse dans le sillage et sur les performances de l’hydrolienne, et un déficit de vitesse dans le sillage élevé pouvant atteindre les 2/3 de la vitesse de l’écoulement incident d’après la théorie du disque de Froude (Cf. annexe A).

La compréhension du sillage proche est utile pour mieux cerner le processus d'extraction d'énergie et l'optimisation des performances de l'hydrolienne.

Le sillage lointain est quant à lui, situé tout de suite après la région de sillage proche. Dans cette région la largeur du sillage généré devient moins importante comparée à celle du sillage proche qui dépend du diamètre du rotor (le sillage s'effile au fur et à mesure qu'on s'éloigne du rotor), et les tourbillons lachés en bout de pales sont dissipés. Il s'avère que, le sillage lointain persiste après plusieurs diamètres en aval du rotor, ceci ayant des impacts sur l'emplacement des hydroliennes dans un parc, les turbines positionnées en aval étant soumises à un écoulement perturbé.

### 1.3.2 Modélisation du sillage et du comportement d'hydroliennes

Le sillage et le comportement d'hydroliennes peuvent être modélisés expérimentalement et numériquement. Comme nous l'avons déjà expliqué, ces deux approches s'inspirent beaucoup de la maturité de l'éolien, lui même inspiré de l'expérience de l'aéronautique, mais aussi de l'expérience de l'hydrodynamique navale. Par exemple, le transfert vers l'éolien des méthodes numériques utilisées autrefois pour les profils d'ailes d'avion ou les souffleries qui étaient utilisées pour les tests d'aéronautique ou encore les méthodes utilisées pour les propulseurs de bateaux.

#### Modélisation expérimentale

Dans la littérature on trouve plusieurs travaux expérimentaux menés pour caractériser le sillage d'une hydrolienne et son comportement. Cependant, ces études sont généralement réalisées pour des conditions idéales de l'écoulement [9] (écoulement uniforme, stationnaire,...). Compte tenu du coût élevé de fabrication d'une maquette d'hydrolienne, du phénomène de blocage dans les infrastructures d'essais et du problème de contrôle du fonctionnement d'une turbine de faible puissance, certains auteurs mènent leurs expériences sur des disques pleins ou poreux simulant le rotor d'une hydrolienne [141]. Les études présentées ici, ne sont qu'une revue non exhaustive des avancées actuelles. L'intérêt de cette revue est de connaître l'état actuel d'avancement des travaux expérimentaux sur le comportement hydrodynamique des hydroliennes afin de situer nos propres travaux.

La recherche sur l'hydrodynamique des hydroliennes se divise naturellement en trois catégories : l'étude sur l'hydrolienne seule, l'étude sur l'interaction entre plusieurs hydroliennes et l'étude sur la ressource exploitabile. Concernant la première catégorie, plusieurs travaux sont menés. En l'occurrence des études menées par Bahaj et al. [9] sur une maquette d'hydrolienne de 0.8 m de diamètre pour différents angles de calage dans un canal de traction et un tunnel de cavitation. Ces études ont permis de déterminer les performances et les efforts sur une hydrolienne, et de caractériser l'influence de l'angle de calage sur les performances du système. Ils discutent aussi de l'effet de blocage (rapport entre la section du bassin d'essais et les dimensions de la turbine) sur les grandeurs mesurées. Un blocage de 7.5 % (en canal de traction) et de 17 % (en tunnel de cavitation) entraînent respectivement une réduction des coefficients de puissance et de traînée de l'ordre de 5 % et de plus de 10 % dans le second cas. On peut également citer les études faites par [29, 82] sur le comportement des hydroliennes. Concernant des études sur plusieurs hydroliennes, Clarke et al. [36] présentent une étude expérimentale sur une turbine contrarotative de 2.5 m de diamètre (turbine CoRMat) et sur une maquette de 0.82 m de diamètre. Les résultats obtenus portaient essentiellement sur l'interaction entre deux hydroliennes placées l'une derrière l'autre. Ces études montrent une réduction de la traînée et de la puissance mécanique récupérée, le tout mesuré sur l'hydrolienne placée dans le sillage de la première.

A ce jour, il existe peu de sites d'expérimentation pour tester les prototypes afin d'obtenir des données sur leur comportement en milieu réel pouvant servir à la validation des modèles. La recherche sur le comportement hydrodynamique des hydroliennes est plus limitée à l'extraction d'énergie dans les bassins d'essais, tunnels hydrodynamiques ou canal de traction [56]. L'étude menée par Myers et al. [140] en bassin avec une maquette de 0.8 m de diamètre indiquent que le sillage généré par la structure portant la turbine a un effet significatif sur la région du sillage proche, ces effets sont plus prononcés suivant l'axe du rotor de l'hydrolienne.

La partie ressource exploitable est discutée dans la section 1.1 où sont présentés quelques exemples de cartographies de courants et bathymétries en milieu réel. En ce qui concerne la modélisation physique des conditions d'essais, Giles et al. [59] présentent une étude simulant la bathymétrie d'un fond par la présence de rampes dans un bassin d'essais. Cette étude a montré que la présence des rampes modifiait le profil de vitesse et l'intensité de turbulence de l'écoulement (figure 1.8). Ils ont observé une légère diminution de l'intensité de turbulence et une accélération de la vitesse axiale quand l'écoulement traverse la rampe. Ces résultats sont significatifs du fait que les conditions d'écoulement simulées sont susceptibles d'être rencontrées en milieu naturel suivant la bathymétrie du site exploité.

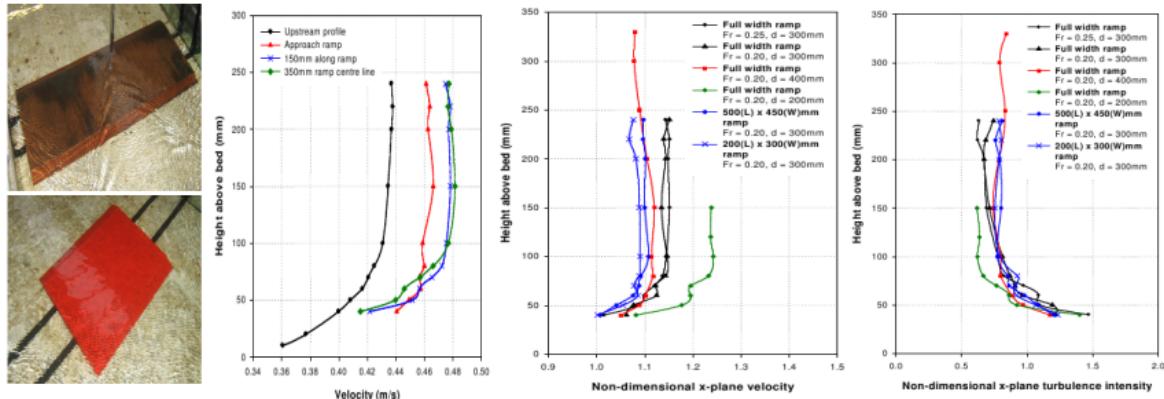


FIG. 1.8 – (a) Rampes, (b) Profil de vitesse, (c) Profil de vitesse adimensionalisée, (d) Intensité de turbulence adimensionalisée. Source : [59].

Malgré les nombreux travaux trouvés dans la littérature, peu sont ceux qui portent sur la quantification du fonctionnement d'une hydrolienne en terme d'efficacité et de sillage pour des conditions réalistes de l'écoulement amont (profil de vitesse, intensité de turbulence, interaction houle-courant,...). Les travaux expérimentaux menés dans le cadre de cette thèse apporteront des réponses à certaines questions qui se posent encore, notamment l'influence du taux de turbulence amont sur le comportement d'une hydrolienne et son sillage, l'effet de l'interaction houle-courant sur le comportement d'une hydrolienne, etc.

## Modélisation numérique

Une large variété de méthodes numériques pour l'études de sillage et de performances utilisées dans l'éolien sont transférables dans le domaine hydrolien. Parmi cette variété de modèles, les plus utilisés dans l'hydrolien sont :

- La théorie de l'élément de pales encore appelée BEM (Blade Element Momentum) [124], basée sur la théorie du disque de Froude est partiellement décrite en annexe A. Glauert [60] est le premier à avoir proposé cette méthode ; il propose de décomposer l'écoulement en trois volumes de contrôle en forme de tube auxquels, il applique le bilan de la quantité de mouvement et d'énergie cinétique. Cette théorie suppose que les efforts sur un élément de pale peuvent être calculés à partir des caractéristiques bidimensionnelles du profil. L'angle d'attaque est déterminé à partir des composantes de la vitesse (à une position radiale donnée, exprimées en fonction de la vitesse du courant), des paramètres de l'écoulement et de la vitesse de rotation. La composante radiale de la vitesse n'est pas prise en compte et les effets tridimensionnels sont quant à eux ramenés par tranches à des effets bidimensionnels. Les efforts sur les pales sont déterminés à partir des coefficients de traînée et de portance des profils.

L'avantage du modèle est qu'il est facile à mettre en œuvre et qu'il contient les phénomènes physiques majeurs de l'aérodynamique des voilures tournantes. Il s'est avéré précis pour différentes conditions de l'écoulement autour d'une turbine quelque soit la configuration. Cette méthode est la plus utilisée pour la conception des pales que ce soit en éolien ou en hydrien [132, 168, 124, 69].

Bahaj et al. [9] l'utilisent pour déterminer les coefficients de puissance et de traînée d'une hydrolienne ; ces résultats sont comparés aux expériences menées dans un canal de traction et de circulation. L'approche BEM est aujourd'hui satisfaisante pour la conception des premiers prototypes hydroliens.

Batten et al. [19, 20] montrent dans leurs travaux, comment la méthode BEM peut être utile pour la recherche hydrodynamique des hydroliennes, particulièrement pour la prédiction des performances de l'hydrolienne, de l'effet du profil de vitesse de l'écoulement et de l'effet de la rugosité des pales.

L'un des inconvénients de ce modèle est qu'il est basé en grande partie sur des données expérimentales (coefficients de traînée et de portance obtenus pour des conditions stationnaires), et qu'il connaît quelques limites quand il s'agit de prendre en compte des conditions plus réalistes de l'écoulement amont : la turbulence, la houle. Par exemple pour le cas des éoliennes, le modèle BEM devient inefficace lorsque la vitesse moyenne du vent est très élevée, car il n'est plus possible de ne faire qu'une modélisation statistique à partir des données 2D des profils de pale. Dans ces conditions, il est nécessaire de prendre en compte la géométrie réelle des pales, leur vitesse de rotation et le sillage généré. Ceci ne peut être implémenté dans un modèle BEM standard que par approximation [169, 32].

- La méthode des éléments de frontière (boundary element method) est généralement employée pour la conception des propulseurs de bateau [11]. Elle consiste en la résolution des équations d'Euler à partir d'une représentation intégrale. La méthode des éléments de frontière a pour avantages : de réduire la dimension du problème à la dimension 1 si le problème à résoudre est de dimension 2 (à la dimension 2 si le problème est de dimension 3), de nécessiter moins de temps de calcul et de stockage, d'avoir une grande précision (sur le calcul d'efforts et qu'il n'y a aucune approximation imposée à la solution aux points du domaine intérieur), de filtrer l'information non désirée et de ne se focaliser que sur la section du domaine que l'on souhaite étudier.

Cependant, les inconvénients de cette méthode sont qu'elle n'est pas efficace pour la résolution des problèmes non linéaires, que les équations mathématiques appliquées dans cette méthode ne sont pas familières au monde industriel et que les matrices résultant de cette méthode peuvent poser des problèmes de résolution.

- Plusieurs modèles développés sont basés sur la solution approchée des équations de Navier-

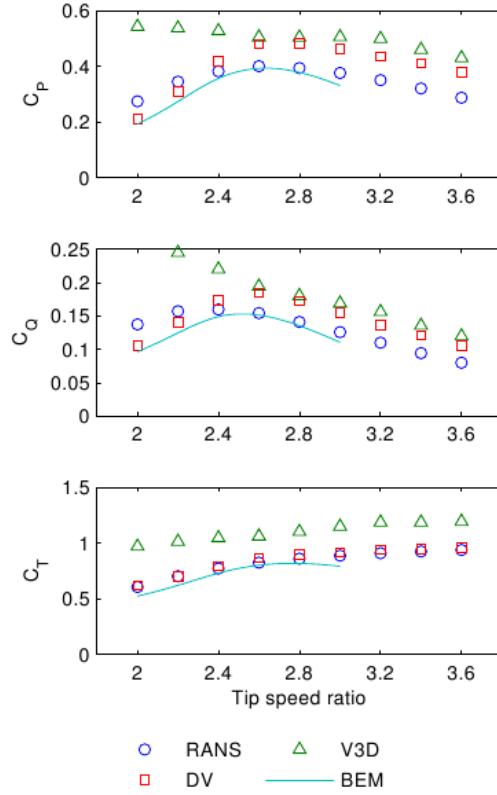


FIG. 1.9 – Coefficients de puissance  $C_P$ , de couple  $C_Q$  et de traînée  $C_T$ , source : [83].

Stokes avec divers niveaux de paramétrisation. Le degré d'approximation utilisé varie pour chaque modèle dans la représentation de la turbine, la modélisation du sillage proche ou lointain, la paramétrisation de la turbulence, la description de la couche limite et la superposition du sillage [15]. Ces différents modèles sont basés sur les méthodes RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) [5, 123, 86].

Johnson et al. [83] présentent une étude comparative des méthodes BEM (Blade Element Momentum), DV (Discrete vortex : méthode basée sur une intégration explicite en temps d'un champ d'écoulement potentiel décrit par un nombre fini de tourbillons), du modèle V3D (combinaison des méthodes Boundary Element, VOF et Vortex) et du modèle RANS. Ces comparaisons ont été faites sur les coefficients de puissance et les efforts d'une turbine à axe vertical. Ces résultats ont montré un bon accord entre les modèles BEM et DV bien que ces deux modèles soient très différents. Ces résultats ont aussi montré que le modèle RANS est efficace pour la prédiction des efforts sur les pales. Le modèle V3D quant à lui est très rapide en temps de calcul. L'auteur avance que le manque de reproduction de la forme en cloche caractéristique du coefficient de puissance (figure 1.9) proviendrait de la vitesse du courant considérée (2.5 m/s), trop faible pour le modèle. Selon l'auteur ce modèle est plus adapté pour les écoulements de fortes vitesses. On observe cependant que le coefficient de puissance du modèle V3D a le même comportement que celui des modèles RANS, DV et BEM à partir du  $TSR = 2.6$ ,  $TSR$  à partir duquel le maximum est atteint pour ces trois derniers modèles. On voit clairement que les valeurs erronées du coefficient de puissance (qui continuent à décroître au lieu de croître) du modèle V3D appartiennent à la zone de décrochage dynamique (faibles  $TSR$ , de 2 à 2.4), zone dans laquelle prédomine l'influence du décollement de la couche limite sur les pales. Ce qui nous amène à dire que ce comportement devrait être relié au

défaut du modèle V3D ne pouvant prendre en compte le décollement pour les faibles TSR.

Kalitzin et al. [86, 87] ont proposé une méthode de frontière immergée IB (Immersed Boundary) utilisant la méthode RANS et la simulation numérique directe (DNS), ces simulations consistent à étudier un écoulement turbulent autour de la pale d'une turbine. Leur méthode est basée sur les équations incompressibles stationnaires de Navier-Stokes avec une équation de fermeture ou avec une équation d'un modèle de turbulence décrit par Spalart et Allmaras (1994) ou un modèle de deux équations de Kalitzin et Iaccarino (2002) [86]. Ils utilisent des équations de Navier-Stokes en formulation vitesse-pression et un schéma de second ordre de discréétisation cartésienne centrée par cellule.

La principale difficulté de cette formulation est que la pression n'apparaît pas explicitement dans l'équation de continuité. Or, le rôle de la pression est de s'assurer que l'équation de continuité soit satisfait à chaque instant. Une manière d'éviter ce problème est de rapporter la pression à l'équation de continuité en présentant une limite artificielle de compressibilité. Ainsi, la plupart des auteurs résolvent une équation de transport artificielle pour la pression avec les équations de Navier-Stokes, assurant un champ de vitesse solenoïdal quand un état stationnaire est atteint. L'inconvénient de cette méthode est que seules les problèmes indépendants du temps peuvent être considérés. Une autre approche de la méthode de correction de pression est d'approcher les champs de vitesse et de pression par la résolution d'une équation de Poisson. Ceci est obtenu en calculant la divergence de l'équation de continuité.

Une alternative est d'utiliser la formulation vitesse-tourbillon des équations de Navier-Stokes. Speziale [166] a discuté des avantages d'utiliser la formulation vitesse-tourbillon des équations de Navier-Stokes en mécanique de fluide numérique. Ces avantages sont : la linéarité de la relation entre la vitesse et la vorticité, le champ de vitesse solenoïdal est obtenu en résolvant l'équation (1.28) ; le calcul explicite de la pression n'est plus nécessaire. De plus, le champ de vitesse étant à divergence nulle, l'introduction d'une fonction de courant permet de satisfaire implicitement la condition d'incompressibilité.

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \wedge \mathbf{U} \quad (1.28)$$

La formulation vitesse-tourbillon des équations de Navier-Stokes est le point de départ des méthodes vortex. Ces méthodes combinées aux méthodes intégrales de frontières seront utilisées dans ce travail de thèse. Elles seront décrites dans le chapitre 3. Les méthodes vortex ont déjà été utilisées dans le domaine hydronien [127, 107] et éolien [176, 162, 4] pour les études de sillage voir même de performances en les couplant parfois à d'autres méthodes.

Dans une étude de McCombes et al. [128], une méthode vortex a été utilisée pour modéliser le sillage tridimensionnel instationnaire généré par une hydrolienne. Le modèle utilise les équations de transport du tourbillon et consiste à assimiler le sillage émis sur le bord de fuite de chaque pale (figure 1.10) à une nappe tourbillonnaire d'épaisseur nulle (égalité de pressions entre les deux côtés de la nappe). Cette nappe est une zone rotationnelle de forte intensité. Ces simulations donnent pour un certain nombre d'itérations un sillage émis par le rotor de forme hélicoïdale (figure 1.11), mais semble relativement couteux en temps de calcul.

Dans le cas de l'éolien, Miller dans ces travaux [133, 134, 136, 135] utilise les méthodes vortex pour calculer le sillage généré par une éolienne fortement chargée en l'assimilant à un système d'anneaux tourbillonnaires. Malgré la simplicité du modèle, il a pu obtenir des résultats plus satisfaisants que les corrections empiriques des théories BEM proposées par Glauert [60]. Øye [184, 186, 185] utilise un modèle semblable à celui de Miller pour calculer les effets et déterminer les effets d'expansion du sillage généré par un rotor d'éolienne ayant un nombre infini de pales. Les résultats obtenus avec ce modèle ont montré que les vitesses axiales dans le sillage du rotor

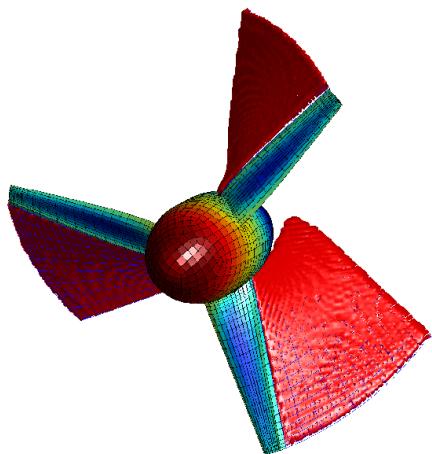


FIG. 1.10 – Champ de vorticité derrière un rotor triples : simulations numériques de McCombes et al. [128]

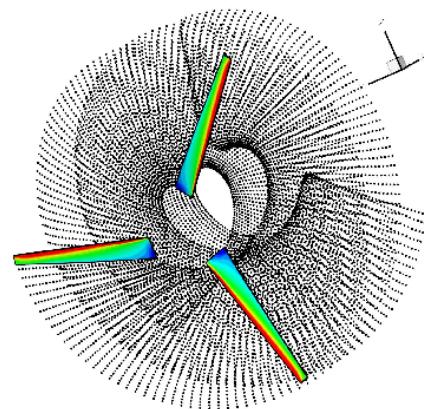


FIG. 1.11 – Sillage tourbillonnaire en forme hélicoïdale derrière un rotor triples : simulations numériques code 3D particulaire [117].

étaient moins élevées que celles obtenues avec la méthode BEM. Il a également remarqué une sous-estimation du coefficient de puissance obtenu avec la méthode BEM, due probablement aux manques de détails du sillage proche et aussi par le recouvrement moins rapide du sillage lointain.

On trouve dans la littérature d'autres références sur la simulation numérique du sillage d'hydroliennes ou d'éoliennes utilisant des méthodes dites exotiques ou hybrides [87, 54]. D'autres méthodes comme les méthodes particulières en compressible (SPH : Gingold et Monaghan 1982) peuvent être appliquées. Cependant aucune de ces méthodes ne permet de prendre en compte tous les points qui concernent la modélisation du comportement hydrodynamique des hydroliennes et leur impact environnemental : prise en compte de la surface libre et du fond, effet de la turbulence, interaction houle-courant, interaction de plusieurs machines, etc.

## 1.4 Conclusion

La caractérisation d'un site d'exploitation de l'énergie des courants marins est une des premières étapes pour le développement d'un système de conversion des énergies marines. La morphologie du fond marin joue un rôle important dans l'installation des dispositifs d'exploitation des courants marins. Aussi bien que la houle et la turbulence, un fond marin rocheux peut gêner l'installation du dispositif de conversion d'énergie. Le levé bathymétrique est nécessaire pour déterminer l'emplacement des machines et pour le transport de l'énergie récupérée. Le levé morphosédimentaire est utile pour le suivi du transport des sédiments pendant l'exploitation (impact environnemental). Le recensement des activités de pêche, militaires ou de navigation sur le site ou dans ses environs immédiats est obligatoire pour l'étude d'impacts environnementaux et socio-économiques.

Sur l'ensemble des méthodes numériques exposées dans ce chapitre aucune d'elles n'est parfaite, chacune d'elles a ses limites selon la complexité du problème traité : par exemple l'approche URANS (pour Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) basé sur des modèles de fermeture au premier ordre sont peu coûteuses mais ne permettent pas une prédiction satisfaisante des écoulements instationnaires tridimensionnels. De ce point de vu, les méthodes vortex semblent les plus

adaptées pour la modélisation des écoulements instationnaires compte tenu de leur robustesse. Malgré les efforts concentrés en Recherche et Développement sur la modélisation numérique de la problématique hydrodynamique des hydroliennes, aucun code de calcul ou logiciel n'est à ce jour disponible pour traiter toutes les questions qui se posent. Ce travail de thèse vise à répondre à cette problématique et est conçu comme la première phase d'une action à plus long terme, permettant la mise au point d'outils numériques nécessaires pour le développement des énergies marines. La présentation de la méthode numérique mise en place fera l'objet du chapitre 3.

Malgré de récentes avancées, le comportement des hydroliennes est aujourd'hui encore déterminé pour des conditions bien spécifiques de fonctionnement, c'est-à-dire en présence d'un écoulement incident uniforme et stationnaire. De nombreuses questions restent aujourd'hui en suspens, telles que l'effet du taux de turbulence ambiant sur le comportement d'une hydrolienne et sur les caractéristiques de son sillage, les variations d'orientation sur son rendement, les effets d'interaction houle-courant sur son comportement, etc. Par exemple, la compréhension des effets du taux de turbulence de l'écoulement incident sur les hydroliennes est importante non seulement pour l'étude de sites d'exploitation sur l'emplacement d'hydroliennes mais peut également être utile pour la conception de l'hydrolienne, afin de prévenir les phénomènes de fatigue, de variations de chargement et de vibration pouvant jouer sur le rendement et la tenue mécanique de la turbine. Les conditions de l'écoulement rencontrées dans des sites réels (turbulence, interaction houle-courant, gradient de vitesse,...) sont reproduites en bassin afin d'apporter des réponses à certaines questions qui sont encore posées. Ces conditions d'entrée sont présentées dans le chapitre qui suit.



## **Deuxième partie**

# **Outils expérimentaux et Méthodes numériques**



# **Chapitre 2**

## **Dispositifs expérimentaux, moyens de mesures et caractérisation de l'écoulement incident**

Différents moyens expérimentaux sont utilisés dans ce travail de thèse. L'objectif de ce travail de thèse étant de caractériser le fonctionnement (en terme de rendement et de sillage) d'une hydrolienne pour différentes conditions de fonctionnement (courant, turbulence, profondeur, houle-courant,...), il faut non seulement choisir une échelle d'hydrolienne adaptée au bassin d'essais utilisé, mais aussi faire un choix sur les caractéristiques de l'hydrolienne et les outils de mesures utilisés. Ainsi nous avons choisi une hydrolienne dont on peut contrôler les paramètres d'entrée (la vitesse de rotation, l'angle de calage,...).

Les essais réalisés dans le cadre de ce travail de thèse ont été menés au canal de traction de Brest et au bassin à houle et courant de Boulogne-sur-Mer, le premier permettant d'obtenir un taux de turbulence nul, alors que le second permet d'obtenir des taux de turbulence variant de 5 à 25 %.

Les mesures d'efforts sur l'hydrolienne ont nécessité l'utilisation d'une balance d'efforts à six composantes. La mesure du sillage généré a été faite à l'aide de systèmes de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et de Vélocimétrie par Image de particules (PIV). La houle quant à elle, a été mesurée avec des sondes résistives.

Tous les moyens d'essais et de mesures cités ci-dessus font l'objet d'une description détaillée dans la première partie de ce chapitre. La seconde partie de ce chapitre fera l'objet de la caractérisation de l'écoulement incident généré en bassin, un parallèle avec les conditions réelles rencontrées en mer étant régulièrement effectué.

### **2.1 Dispositifs expérimentaux et moyens de mesures**

#### **2.1.1 Bassin d'essais à houle et courant**

Le bassin d'essais de l'Ifremer Boulogne-sur-Mer (figure 2.1a) est une veine à circulation d'eau verticale et surface libre, équipé d'un batteur à houle et d'une plage d'amortissement pour réaliser les essais nécessitant la prise en compte des interactions houle-courant.

## **Caractéristiques du bassin d'essais**

Le bassin d'essais de Boulogne-sur-Mer possède des caractéristiques assez uniques de par sa longueur utile de 18 m et une longueur d'observation de 8 m (partie vitrée sur bâbord permettant la visualisation directe du comportement des maquettes et la localisation du point ou de la surface de mesure), une largeur de 4 m et une hauteur de 2 m. La vitesse de la veine d'eau peut être ajustée dans une gamme de 0,10 m/s à 2,2 m/s. L'écoulement est généré grâce à deux pompes hélices. Le bassin est doté de passerelles mobiles de mise à l'eau et d'observation et dispose d'une capacité volumique de 700 m<sup>3</sup>.

Des nids d'abeilles à mailles carrées (figure 2.1b) sont placés en amont du bassin pour assurer l'homogénéité de l'écoulement. Ceux-ci permettent de reduire considérablement l'intensité de turbulence ambiante de l'écoulement incident à 8% et permettent d'avoir deux types d'écoulement : un écoulement avec gradient de vitesse latéral, et un écoulement homogène. En plaçant des grilles en amont du nid d'abeille, le taux de turbulence ambiant est de 5 % et l'écoulement est plus régulier dans la direction transversale. Lorsque le nid d'abeilles et les grilles en amont du bassin sont retirés, le taux de turbulence ambiant atteint 25 %.

Ainsi, nous avons la possibilité de réaliser des mesures avec trois taux de turbulence ambients dans le bassin d'essais : 5, 8 et 25 % pour des vitesses de courant allant de 0.3 à 1 m/s. Pour cette gamme de vitesse, la vitesse transverse est de l'ordre de 0.5% à 5% de la vitesse axiale suivant le taux de turbulence incident considéré.

## **Caractéristiques du batteur à houle**

Le générateur de houle du bassin d'essais de Boulogne-sur-Mer a été conçu avec la société Edinburgh Designs Ltd, fin 2009. Cette société conçoit et produit des batteurs à houle de type volet ou piston depuis plus de 20 ans. Elle a notamment équipé le Bassin d'essais des carènes du Val de Reuil, le bassin de Centrale Nantes ou encore celui de l'université de Caen.

Ce générateur de houle (figure 2.2(b)) a une largeur de 4m. Il est constitué de huit modules piston de 50 cm de large, en fibres de verre résinées. Ces modules sont creux et permettent ainsi un ajustement de leur flottabilité par l'intermédiaire de trappes situées sur leur face supérieure. Ils sont immergés à une profondeur de 50 cm. Ces modules ont un mouvement indépendant les uns des autres. Le mouvement pendulaire d'une forme amont présentée en gris foncé sur la figure 2.2-(a) est transformé et transmis à une seconde forme (gris clair) en mouvement de translation horizontal permettant de générer la houle. Le mouvement de rotation de la première forme, dont le rayon décrit la courbure arrière de cet élément, évite la formation de houle vers l'arrière. Chaque couple module/élément pousseur est fixé sur une armature métallique supportant l'ensemble du dispositif et possède un servo-moteur électrique qui lui est propre. Un espacement d'environ 1 centimètre entre les modules et 2 centimètres contre les parois du bassin permet d'éviter les frottements sans dégrader la qualité de la houle produite. Ce batteur à houle permet de générer des houles régulières et irrégulières, avec une amplitude maximale de 30 cm crête à creux sur une gamme de périodes allant de 0.5 s à 3.5 s. Il permet également d'obtenir des spectres de JONSWAP, Bretschneider, Neuman, Gauss,... [72, 26, 145]. La particularité de ce batteur est de permettre de faire varier l'incidence de la houle (pouvant atteindre 30°) sans pour autant modifier la position de son ancrage et, il permet aussi de focaliser la houle à un endroit donné dans le bassin. Le batteur peut être placé à l'une ou l'autre extrémité du bassin suivant la combinaison houle/courant ou houle/contre-courant que l'on souhaite réaliser.

Une plage d'amortissement parabolique en acier perforé de trous circulaires de 5 mm de diamètre (figure 2.2-c) de 8 % de porosité est placée à l'extrémité opposée du batteur afin d'absorber

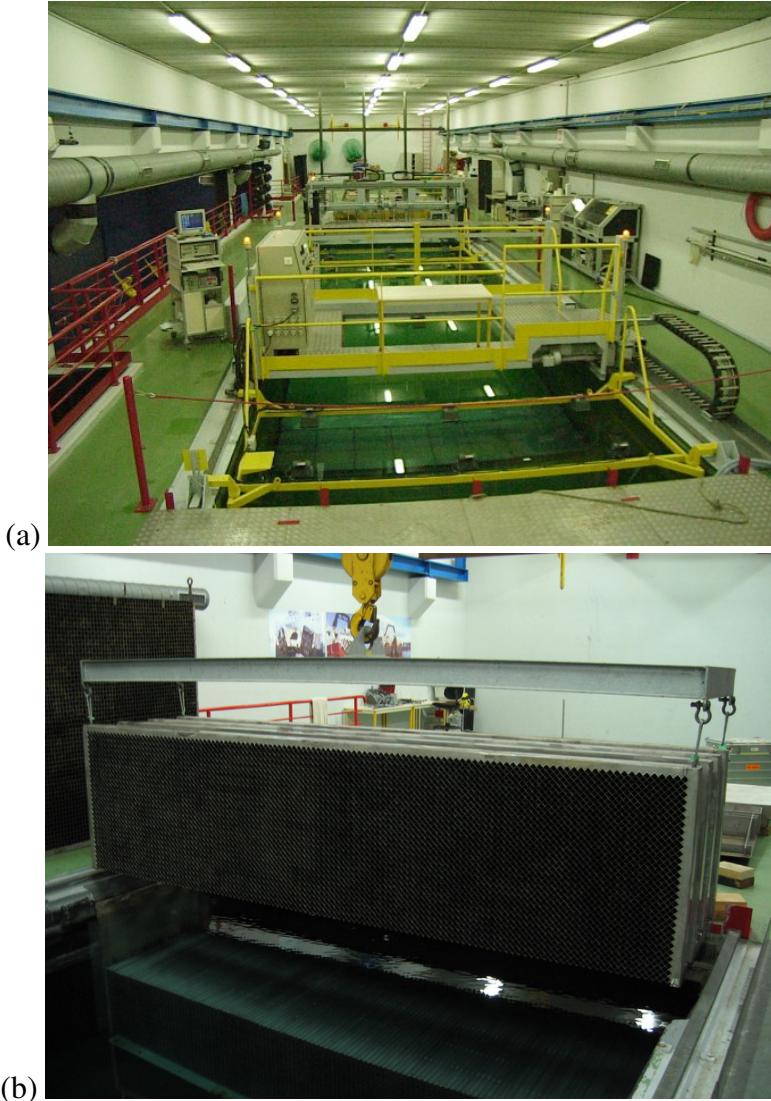


FIG. 2.1 – (a) Photographie du bassin d'essais d'Ifremer de Boulogne-sur-Mer, (b) Photographie des nids d'abeilles.

les vagues. Les dimensions de cette plage sont de 3,98 m de large et 2,70 m de long pour une épaisseur de 2,5 mm.

Une étude a été préalablement menée sur la qualification du générateur de houle et de la plage d'amortissement, avant la réalisation des essais. L'efficacité de cette plage d'amortissement a été déterminée pour une immersion de -35 cm : un taux de réflexion inférieur à 8 % est obtenu pour des périodes de houles allant de 0,5 s à 1 s et un taux de réflexion inférieur à 16 % pour les périodes supérieures ou égales à 1,33 s (rapport interne [57] et annexe B).

L'étude détaillée des conditions combinées houle-courant sera présentée dans la section 2.2, sachant que les houles régulières générées pendant nos mesures étaient de 50, 75, 90, 100 et 120 mm d'amplitude (crête à creux) pour des fréquences de 0.50, 0.60 et 0.75 Hz. Ces études ont été menées sans courant, contre courant et avec courant pour des vitesses de 0.4, 0.6 et 0.8 m/s.

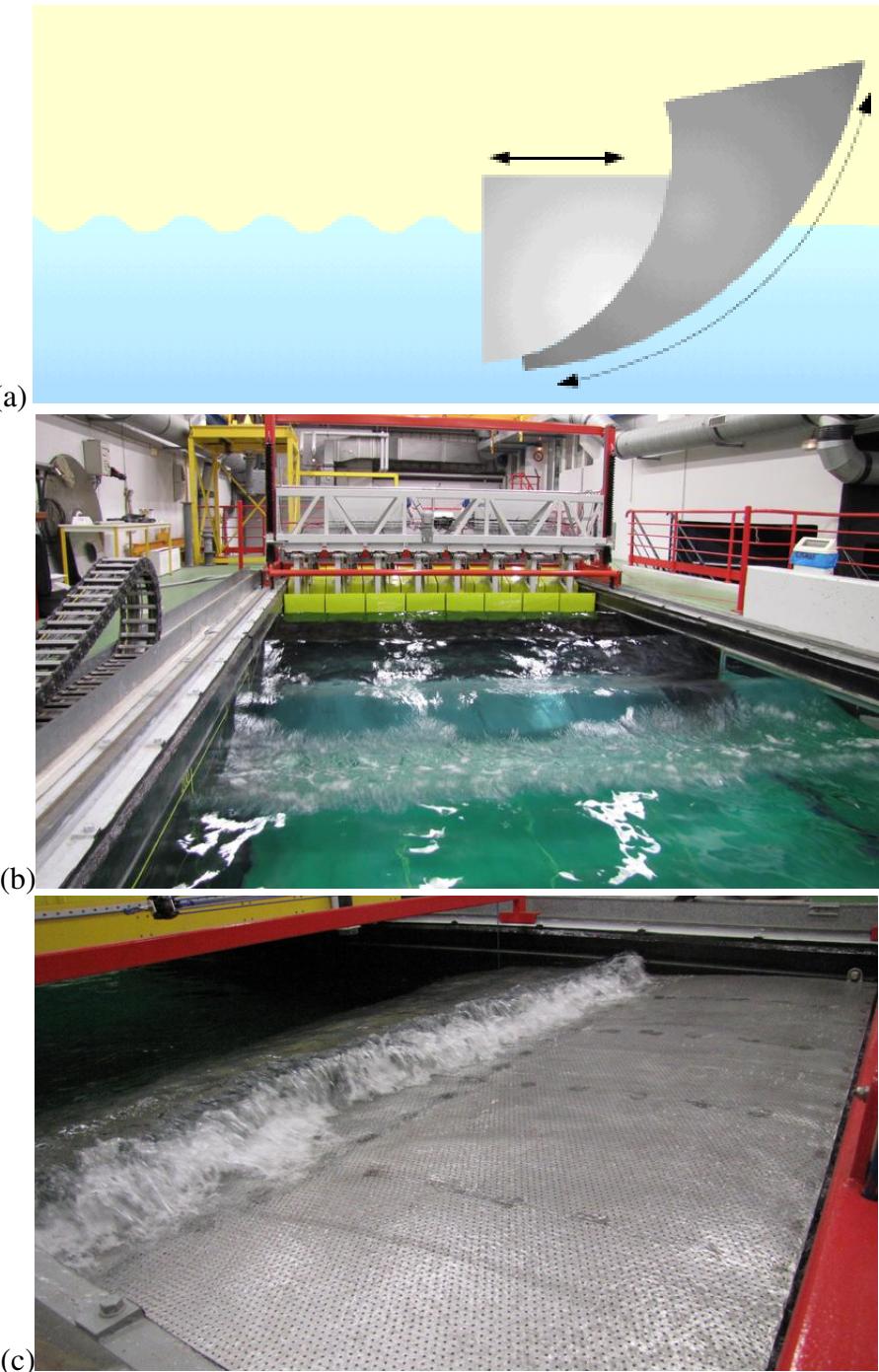


FIG. 2.2 – (a) Schématisation du mouvement des modules du générateur de houle en haut, (b) Batteur à houle au milieu, (c) Plage d'amortissement dans le bassin d'essais, en bas.

### 2.1.2 Canal de traction

Le canal de traction de Brest (figure 2.3) a une longueur de 50 m, une largeur de 4 m et une profondeur de 3 m. Il est doté d'un chariot de traction de vitesse réglable de 0 à 4,5 m/s.

Ce chariot est muni d'un chassis permettant de tracter les maquettes à tester et l'instrumentation associée. Ce canal nous a permis de faire des mesures de performances d'une hydrolienne disposée

dans le sens de traction du chariot et immergée à une profondeur de 1.30 m dans le canal, pour des vitesses de traction de 0.4, 0.6 et 0.8 m/s et un taux de turbulence nul. La durée d'acquisition pour chaque mesure était limitée par la longueur utile du bassin, soit un temps d'acquisition de 50 secondes par mesure avec une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz.



FIG. 2.3 – Canal de traction de Brest et son chariot de traction.

### 2.1.3 Maquette d'hydrienne

L'un de nos objectifs étant de caractériser le comportement hydrodynamique d'une hydrienne pour des conditions réalistes de l'écoulement amont, il nous a fallu faire un choix sur les caractéristiques des maquettes en tenant compte des moyens d'essais (bassin d'essais à courant et houle et canal de traction) dont nous disposions (Cf. sections 2.1.1 et 2.1.2).

Parmi les deux principaux types d'hydriennes qui existent (axe horizontal et axe vertical), nous nous sommes intéressés dans le cadre de ce travail au fonctionnement d'une turbine tripales à axe horizontal uniquement.

#### Description

Les maquettes d'hydrienne utilisées pour nos essais expérimentaux ont été conçues dans le contexte où TGL (Tidal Generation Limited, [www.tidalgeneration.co.uk](http://www.tidalgeneration.co.uk)) venait de tester une maquette d'échelle 1/30 au bassin d'essais de Boulogne-sur-Mer d'un prototype de 500 kW (figure 2.4) entièrement submersible destiné aux eaux profondes. Cette maquette était équipée d'un système électronique permettant de contrôler son fonctionnement, contrairement aux maquettes déjà testées au bassin d'essais par d'autres sociétés, où on ne pouvait pas contrôler la vitesse de rotation des pales. Après la réussite de ces tests, nous avons défini un cahier des charges pour la réalisation de deux maquettes dédiées à nos futurs essais. A cette occasion, une collaboration a été mise en place entre Ifremer et TGL permettant la mise en commun des compétences d'un institut de recherche et d'un industriel.

Deux types de maquettes ont été développés en collaboration avec TGL. La différence entre ces deux types de maquettes se situe au niveau de la forme et des dimensions des pales (cambrure, vrillage, dimension des cordes) et des dimensions de la nacelle (voir tableau 2.1). Chaque ma-

quette (figure 2.7) est constituée d'un moyeu, d'un rotor, d'une nacelle, de trois pales, d'un mât portant la turbine et d'un système électronique de pilotage.

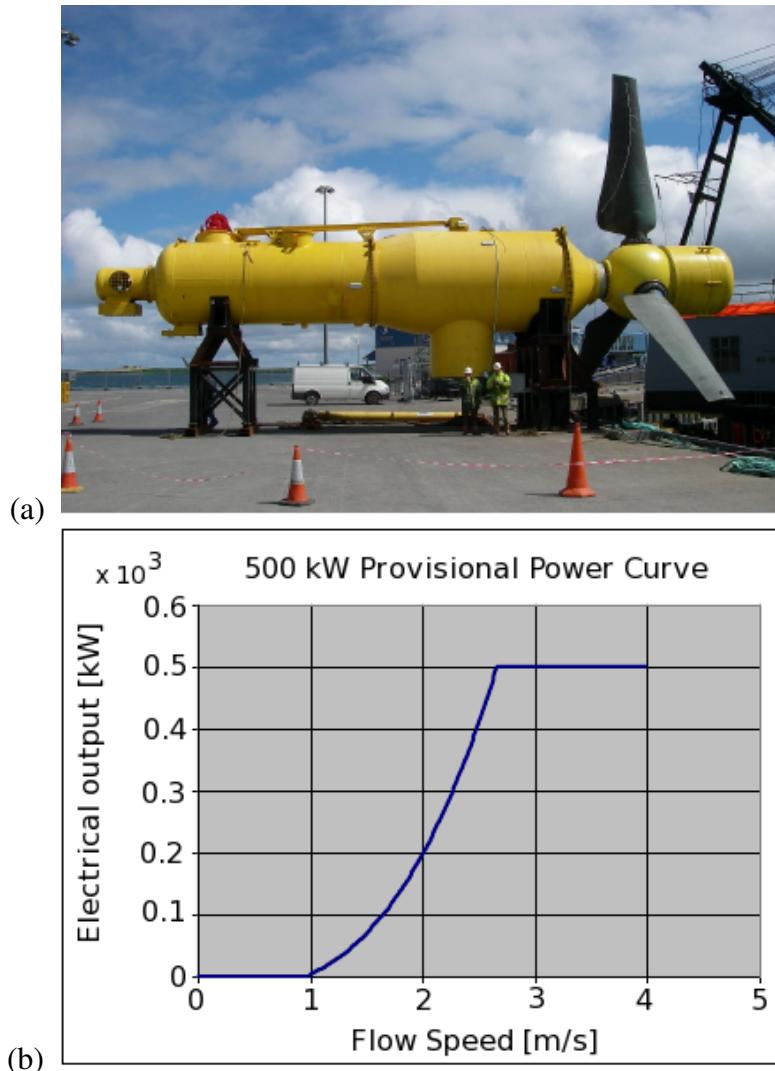


FIG. 2.4 – (a) Prototype d'échelle 1 d'une hydrolienne TGL de 500 kW de puissance. (b) Courbe prévisionnelle de puissance du prototype. Source : [www.tidalgeneration.co.uk](http://www.tidalgeneration.co.uk).

Le rotor de 70 cm de diamètre est constitué de trois pales et est entraîné par une génératrice. Les principales caractéristiques des différentes pales utilisées dans ces travaux sont données dans le tableau 2.1. Les caractéristiques de la pale (figure 2.5a) utilisée sur la "maquette NACA63418" sont détaillées dans le tableau 2.2. On peut aussi observer la variation non linéaire de l'angle de vrillage de cette pale, figure 2.6, avec un angle de calage fixé à zéro et ne variant pas pendant la mesure. Les caractéristiques de la géométrie de la pale (figure 2.5b) utilisée sur la maquette "NACA64xxx" ne sont pas détaillées ici par souci de confidentialité.

La nacelle quant à elle est en aluminium et loge une génératrice de type maxon DC avec un rapport de réduction de 4, un rendement de 0.8, un couple nominal de 0.58 Nm, une vitesse à vide de 948 tr/min, une vitesse en charge 797 tr/min et un courant nominal de 6 A.

Trois mâts de tailles différentes ont été utilisés en fonction de la profondeur d'immersion de la turbine que nous souhaitions obtenir : 0.94D, 1.57D et 2.11D (hauteur d'immersion entre la surface

	Maquette 1	Maquette 2
Diamètre du rotor (cm)	70	70
Nombre de pale	3	3
Corde moyenne (cm)	6	8
Pitch ( $^{\circ}$ )	0	0
Vitesse de rotation (tr/min)	0 à 200	0 à 200
Rayon du moyeu (cm)	4.6	4.6
Longueur de la Nacelle (cm)	72	41
Vrillage des pales	moins	plus
Sens de rotation	anti-horaire	anti-horaire
Profils	NACA63418	NACA64xxx

TAB. 2.1 – Principales caractéristiques des maquettes utilisées.

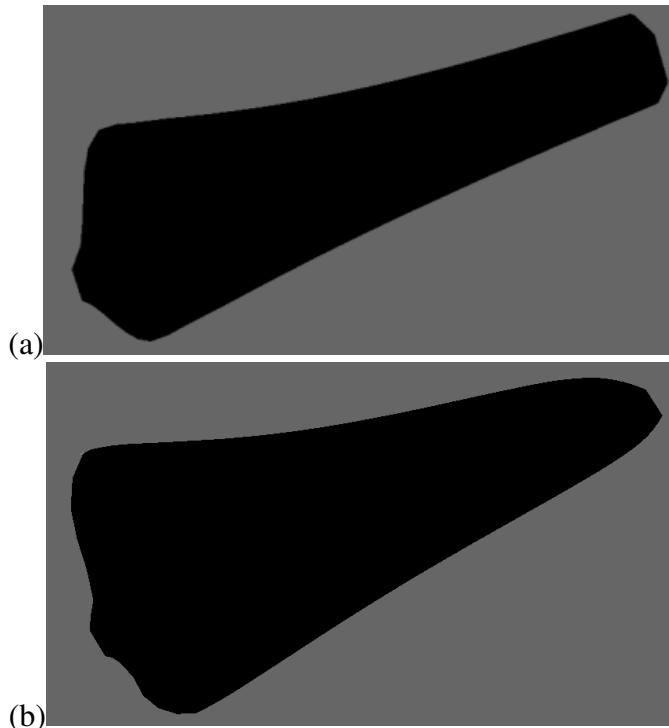


FIG. 2.5 – Différents types de pales utilisés : (a) NACA63418, (b) NACA64xxx.

libre et l'axe du rotor). La turbine est reliée à un circuit électronique (figure 2.8) permettant de la contrôler. Le circuit électronique est relié à son tour à une carte DAQ de National Instruments pour l'acquisition des données de sortie (vitesse de rotation, le courant de la génératrice et la puissance de sortie).

Ces maquettes ont été développées de sorte que l'on puisse imposer à la turbine une vitesse de rotation donnée, dans une gamme de 0 à 250 tr/min. Le fait de contrôler la rotation de la turbine présente un avantage pour des études de performances de rotors, mais aussi pour la caractérisation du sillage. L'intérêt annexe de ces maquettes est qu'elles peuvent fonctionner en différents modes (courant, puissance,...) grâce au choix de la génératrice et à son système de pilotage.

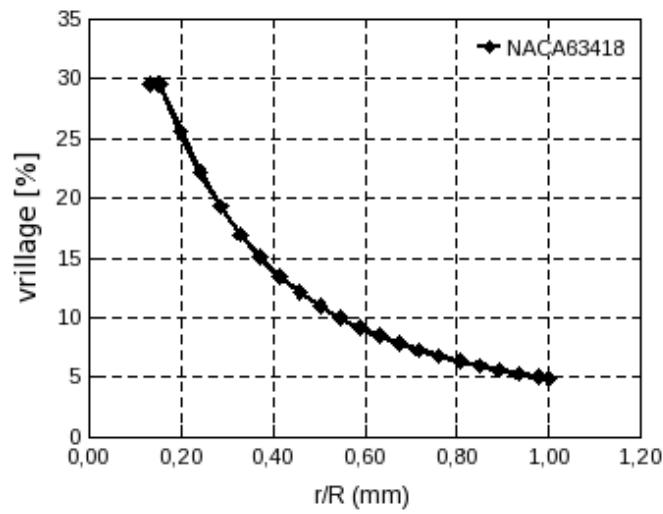


FIG. 2.6 – Distribution de l'angle de vrillage suivant la longueur de la pale : NACA63418.

r/R	r (mm)	vrillage (deg)	corde c (mm)	épaisseur en %	épaisseur (mm)
0.13	46	29.57	20	0.80	15.9
0.15	48	29.57	20	1.00	19.8
0.16	50	29.57	20	1.00	19.8
0.20	70	25.63	53	0.36	19.2
0.24	80	22.15	87	0.21	18.5
0.29	100	19.30	83	0.21	17.8
0.33	110	16.97	79	0.22	17.1
0.37	130	15.05	75	0.22	16.5
0.42	150	13.46	71	0.22	15.8
0.46	160	12.12	67	0.22	15.1
0.50	180	10.98	64	0.23	14.4
0.55	190	10.01	61	0.23	13.8
0.59	210	9.18	58	0.22	13.1
0.63	220	8.45	56	0.22	12.4
0.68	240	7.82	54	0.22	11.7
0.72	250	7.26	51	0.21	11.1
0.76	270	6.77	50	0.21	10.4
0.81	280	6.34	48	0.20	9.7
0.85	300	5.95	46	0.19	9.0
0.89	310	5.61	45	0.19	8.4
0.94	330	5.29	44	0.18	7.9
0.98	340	5.01	42	0.18	7.6
1.00	350	4.87	23	0.25	5.7

TAB. 2.2 – Caractéristiques de la pale réalisée avec le profil NACA63418 modifié.

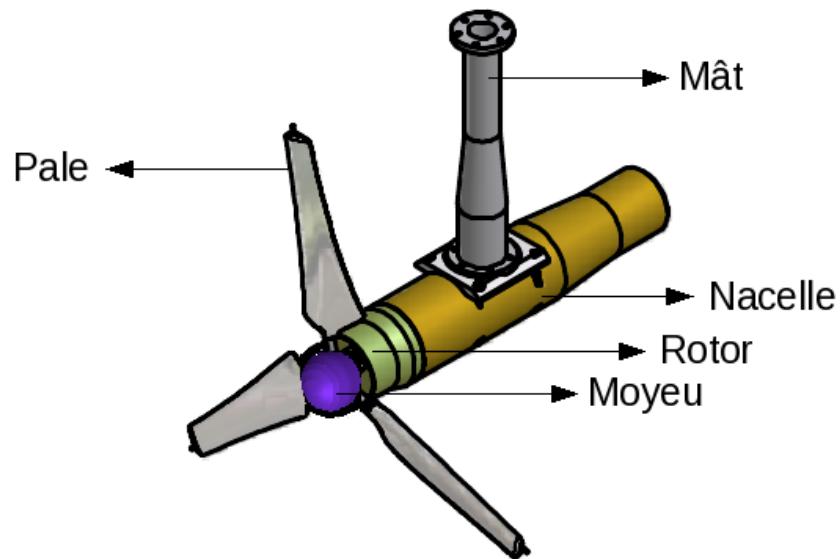


FIG. 2.7 – Maquette d'hydrolienne : profil NACA63418.

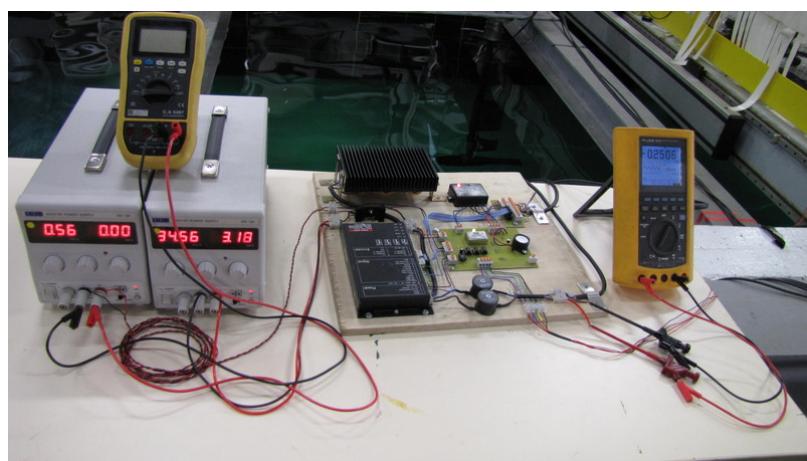


FIG. 2.8 – Système de contrôle de l'hydrolienne.

## Géométrie d'une pale : cas turbine à flux axial

Une pale d'hydrolienne est principalement caractérisée par son envergure, sa longueur de corde et par sa cambrure (voir figure 2.9). Nous pouvons observer sur la figure 2.10, les caractéristiques physiques mises en jeu sur un profil de pale placé dans un écoulement de fluide (air ou eau), faisant intervenir les notions d'angle de calage, d'angle d'attaque, de vitesse de rotation, de traînée et de portance. Les profils 2D sont beaucoup utilisés en simulations numériques dans certaines méthodes comme dans les méthodes BEM (Blade Element Momentum), présentées au chapitre 1.

La géométrie des pales, l'angle de calage, l'angle d'attaque et la vitesse de rotation des pales ont une importance majeure sur les performances du rotor (traînée, puissance...) et influent sur la forme du sillage généré. Ces paramètres sont définis pour une puissance donnée et adaptée par rapport aux conditions de l'écoulement du site exploité.

L'angle de calage ( $\beta$ ) est l'angle formé par l'axe de référence de la pale (ou la corde du profil) et le plan perpendiculaire à l'axe de rotation (voir figure 2.10 à gauche). On peut agir sur l'angle de calage pour faire démarrer la turbine à la vitesse du courant quand sa vitesse de démarrage est réduite, réguler la vitesse de rotation  $\Omega$  quand la vitesse du courant est supérieure à la vitesse nominale, optimiser le régime de conversion de l'énergie lorsque la vitesse du courant tend vers les vitesses de démarrage et nominale. L'aire balayée par le rotor diminue avec l'augmentation de l'angle de calage ce qui entraîne la diminution de la traînée et l'augmentation de la portance. L'angle de calage des maquettes utilisées dans notre étude était variable, mais une fois qu'il était fixé, il ne pouvait plus varier pendant la mesure.

L'angle d'attaque ( $\alpha$ ) est défini comme l'angle formé entre par l'axe de référence de la pale (ou la corde du profil) avec la direction de l'écoulement incident (vitesse du courant amont). L'augmentation de cette angle diminue la quantité de l'écoulement vue par la pale à un instant  $t$ , et fait intervenir une limite introduite par la notion de décrochage [122].

Un paramètre intéressant à contrôler est la force exercée par l'écoulement sur les pales, caractérisée par les coefficients de traînée et de portance. La portance contribue positivement à la rotation des pales, elle induit une force dans le sens de rotation. Cet effet est recherché pour un meilleur rendement de la machine. La traînée est la force que l'écoulement exerce sur un corps en s'opposant à son mouvement. Cette force parallèle à la direction moyenne de l'écoulement, a tendance à freiner la rotation des pales et réduit la quantité d'énergie cinétique récupérable par le rotor (voir figure 2.10). C'est l'une des sources de pertes parce qu'une partie de l'énergie du courant freine l'hydrolienne. Dans ce contexte, les pales d'hydrolienne doivent être conçues pour avoir la traînée la plus faible possible pour une portance donnée.

## La rotation des pales

Une hydrolienne à l'échelle 1 tourne à une vitesse relativement faible de l'ordre de quelques dizaines de tours par minute pour une vitesse de courant supérieure à 2 m/s, suivant la taille de la machine et le choix du convertisseur. Le point de fonctionnement de la machine dépend de la vitesse de rotation de la machine ( $\Omega$ ) et de la vitesse du courant ( $U_\infty$ ). Ces deux éléments permettent de déterminer la vitesse spécifique (TSR pour Tip Speed Ratio =  $\Omega R / U_\infty$ ). Le TSR permet d'avoir une équivalence entre un modèle réduit et une machine réelle, car la vitesse de rotation d'une hydrolienne à l'échelle réduite est différente de celle d'une hydrolienne à l'échelle 1.

Lorsque la vitesse du courant est supérieure à une vitesse nominale (vitesse du courant à partir de laquelle une turbine est dimensionnée pour produire sur son arbre une puissance  $P_n$  appelée puissance nominale), la turbine doit modifier ses paramètres de sorte que sa vitesse de rotation reste constante. Les maquettes utilisées dans ce travail de thèse ont été conçues pour fonctionner

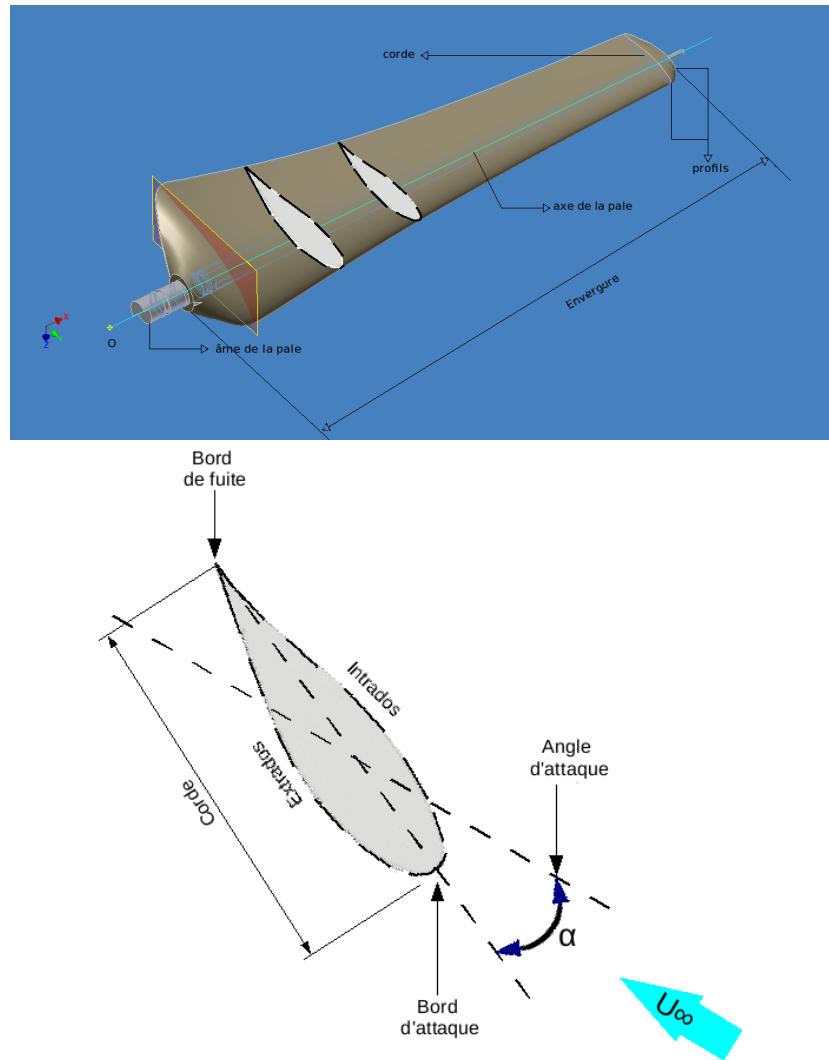


FIG. 2.9 – Schématisation de la coupe 2D d'une pale placée dans un écoulement.  $U_\infty$  est la vitesse de l'écoulement incident.

à des vitesses de rotation pouvant atteindre 230 tr/min. La puissance maximale récupérée par ces maquettes est atteinte pour des TSR entre 4 et 6 suivant les conditions d'entrée de l'écoulement. Le prototype réel est une machine de 500 kw dont le point de fonctionnement est à TSR = 6. Cette machine peut fonctionner à une vitesse de rotation constante ou variable.

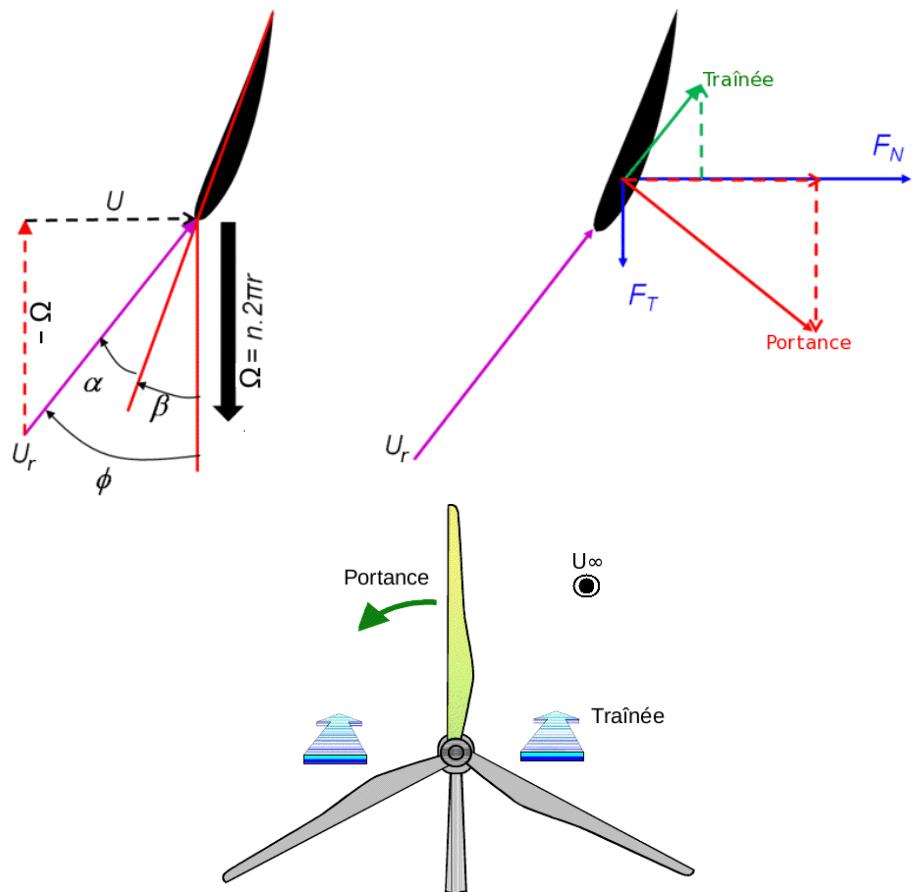


FIG. 2.10 – Schématisation des vitesses et efforts exercés sur un profil d'une pale et sur un rotor.  $\alpha$  est l'angle d'attaque,  $\beta$  est l'angle de calage,  $U_r$  est la vitesse relative du courant, et  $F$  est la résultante des forces dues au courant et à la rotation des pales.

## 2.1.4 Mesures des efforts et des performances

La Balance d'efforts à six composantes utilisée pour nos mesures (figure 2.11) permet de mesurer des efforts suivant les axes **x**, **y** et **z**, dans une gamme de 0 à  $\pm 100$  daN et des moments associés dans une gamme de 0 à  $\pm 80$  daN.m. La balance d'efforts est reliée à un rack de conditionnement qui est à son tour relié à une carte SCXI de National Instruments puis à une interface PC pour l'acquisition des données à l'aide du logiciel LabView. De manière à mesurer les efforts et moments que l'écoulement exerce sur la structure, la balance d'efforts est placée au dessus du mât portant l'hydrolienne (voir figure 2.12). L'hydrolienne est ensuite placée dans la section centrale de l'écoulement. Les mesures sont effectuées pour des vitesses de rotation du rotor allant de 0 à 200 tr/min et des vitesses d'écoulement incident allant de 0.3 à 1 m/s. Chaque mesure est faite à une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz sur une durée de 100 s. Les mesures d'efforts et moments sont synchronisées avec les mesures de courant de la génératrice, la vitesse de rotation des pales et la puissance de sortie via le logiciel LabView.



FIG. 2.11 – Banlance six composantes.

### Calcul d'efforts et moments

Les efforts que l'écoulement exerce sur le rotor sont obtenus en soustraillant les efforts mesurés sur la structure sans pales aux efforts exercés sur toute l'hydrolienne. Les moments associés à chaque effort sont calculés de la même manière.

Par exemple pour la force axiale le calcul se fait de la manière suivante :

$$F_{X_{rotor}} = F_{X_{hydrolienne}} - F_{X_{structure}}$$

En ce qui concerne les mesures de couple  $M_x$ , les valeurs obtenues par la méthode présentée ici (mesures avec la balance d'efforts) sont similaires à celles que l'on obtiendrait en utilisant un couplemètre (mesure de couple sur l'arbre du rotor).

L'effet de blocage (noté  $e_b$ ) sur les mesures est minimisé compte tenu du rapport entre les dimensions de la maquette et la section de la veine d'essais de l'ordre de 5 %. Ce pourcentage est obtenu à partir de la relation suivante :

$$e_b = \frac{\pi R^2}{l \times h} \quad (2.1)$$

où R est le rayon du rotor, l et h sont respectivement la largeur et la profondeur du bassin d'essais.

Pour caractériser les efforts exercés par l'écoulement sur le rotor, nous utilisons le coefficients

de traînée  $C_T$ , déterminé à partir de la force axiale  $F_X$  (composante selon la direction de l'écoulement). Il caractérise la résistance du rotor à l'écoulement :

$$C_T = \frac{F_X}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^2} \quad (2.2)$$

avec  $\rho$  la densité du fluide,  $S$  la surface balayée par le rotor et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement incident.

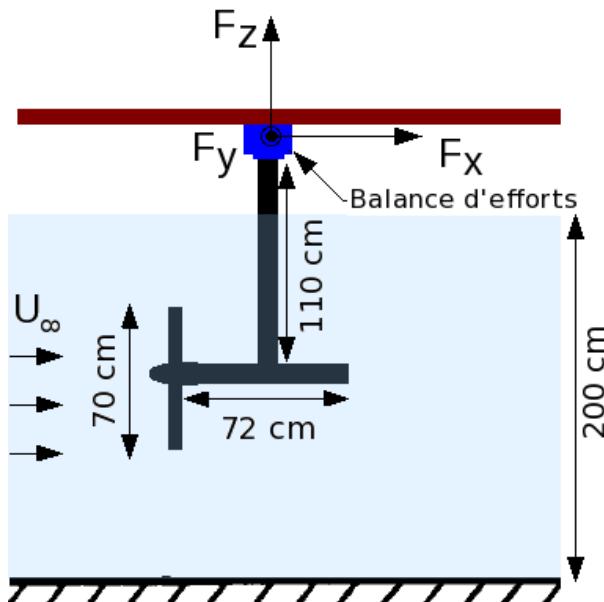


FIG. 2.12 – Schéma représentant les efforts globaux exercés sur une hydrolienne (turbine avec mât) mesurés avec une balance d'efforts à six composantes.

### Calcul de la puissance extraite par le rotor

La puissance mécanique récupérée par la machine est évaluée à partir de la puissance consommée par la génératrice pour assurer la vitesse de rotation constante fixée.

La mesure de la puissance consommée se fait à partir du courant de la génératrice. La valeur de sortie du courant mesurée s'exprime en volts. La fonction de transfert pour la conversion des volts en ampère est 1V/A. Le courant étant proportionnel au couple, on peut alors déterminer le couple comme ci-après :

$$\Gamma_G = kI$$

avec  $k = 30.2^{-3} N.m/A$  la constante de couple du bobinage (aussi appelée constante de proportionnalité entre le courant et son couple) donnée par le fournisseur. Compte tenu des pertes au niveau de la boîte de vitesse, le couple du rotor est obtenu en multipliant le couple de la génératrice,  $\Gamma_G$ , avec le rapport de boîte de vitesse 42.875 :1. Soit :

$$\Gamma = 42.875\Gamma_G \quad (2.3)$$

La puissance mécanique disponible sur l'arbre d'un rotor d'hydrolienne est définie par :

$$P = \Gamma\Omega \quad (2.4)$$

où  $\Gamma$  est le couple développé sur l'arbre du rotor. Ce couple est fonction de la vitesse de rotation  $\Omega$  et de la vitesse de l'écoulement  $U$  traversant la surface du rotor :

$$\Gamma = \Gamma(\Omega, U) \quad (2.5)$$

Pour évaluer le rendement d'une hydrolienne, on utilise le coefficient de puissance  $C_P$  défini par la relation :

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho\pi R^2 U_\infty^3} \quad (2.6)$$

où  $R$  est la longueur de la pale ou rayon du rotor,  $\rho$  la densité du fluide et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement incident.

$C_P$  est fonction de la vitesse spécifique, en anglais Tip Speed Ratio ( $TSR$ ), définie comme étant le rapport entre la vitesse de rotation en bout de pale et la vitesse de l'écoulement traversant la surface du rotor :

$$TSR = \frac{\Omega R}{U_\infty} \quad (2.7)$$

Le coefficient de puissance permet d'évaluer la puissance  $P$  disponible sur l'arbre de l'hydrolienne (la puissance mécanique extraite par le rotor). Le couple sur l'arbre est défini par :

$$\Gamma = \frac{P}{\Omega} = \frac{1}{2} \frac{C_P}{TSR} \rho \pi R^3 U_\infty^2 \quad (2.8)$$

ou par la relation

$$\Gamma = \frac{1}{2} C_\Gamma \rho \pi R^3 U_\infty^2 \quad (2.9)$$

où  $C_\Gamma$  est le coefficient de couple, relié au coefficient de puissance par l'équation (2.10)

$$C_P(TSR) = TSR \times C_\Gamma(TSR) \quad (2.10)$$

Le moment de force axiale,  $\mathcal{M}_x$ , mesuré à l'aide de la balance d'efforts à six composantes permet également de déterminer le coefficient de puissance,  $C_{P_{hydro}}$ .

$$C_{P_{hydro}} = \frac{\mathcal{M}_x \Omega}{\frac{1}{2} \rho \pi R^2 U_\infty^3} \quad (2.11)$$

où  $R$  est le rayon du rotor ou la longueur de la pale en  $m$ ,  $\Omega$  la vitesse de rotation du rotor en  $rad/s$ ,  $\mathcal{M}_x$  moment en  $x$  en  $N.m$  et  $U_\infty$  la vitesse amont du courant en  $m/s$ .

## 2.1.5 Mesures de houle

La houle a été mesurée avec des sondes résistives. Chaque sonde est constituée de deux câbles parallèles en acier rigide de 1.5 mm de diamètre, 50 cm de long et séparés de 12.5 mm.

La première partie des mesures de houle effectuées ont permis de caractériser le phénomène d'interaction houle – courant en utilisant cinq sondes résistives, plongées au centre du bassin et réparties suivant le schéma B.1 de l'annexe B. Ces sondes ont été branchées sur un châssis Churchill Control cinq voies, lui-même relié à un châssis SCXI connecté à un ordinateur. L'acquisition a été effectuée avec le logiciel Labview à une fréquence de 100 Hz sur un temps d'environ 200 s.

La seconde partie des mesures de houle ont été effectuées pour déterminer la variation de hauteur de la surface de l'eau avec une hydrolienne en fonctionnement. Deux sondes résistives ont été ainsi disposées dans la direction de l'écoulement, l'une derrière l'autre à une distance de 21.70

cm, et fixées sur une table de déplacement à trois axes ayant une précision de mouvement inférieure au dixième de millimètre. Ces sondes ont été orientées perpendiculairement à la direction de l'écoulement (figure 2.13). Les mesures de houle ont été synchronisées avec les mesures d'efforts et moments et de courant de la génératrice à partir du logiciel LabView.



FIG. 2.13 – Disposition des sondes à houle dans le bassin.

## 2.1.6 Mesures de sillage

Le sillage généré par une hydrolienne a pu être caractérisé grâce à deux techniques de mesures : les systèmes de Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) et de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Le système de Vélocimétrie par Image de Particules a aussi permis de déterminer les structures de turbulence de l'écoulement sans hydroliennes pour différentes conditions de l'écoulement (vitesse du courant et taux de turbulence), afin de les comparer avec les structures de turbulence des sites réels.

### La Vélocimétrie Doppler Laser (LDV)

La Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) encore appelée Anémométrie Doppler Laser (LDA) est une technique optique non intrusive utilisée en Mécanique des Fluides pour mesurer la vitesse d'un fluide en un point particulier.

Le principe de cette technique (figure 2.14) est basé sur celui de l'effet Doppler [46, 45, 3].

La LDV de Type DANTEC FiberFlow 60X41 utilisée pour nos mesures est un système à deux composantes dont la source laser est décomposée en deux rayons, l'un ayant une longueur d'onde de 488 nm permettant de mesurer la vitesse suivant X et l'autre une longueur d'onde de 514.5 nm permettant de mesurer la vitesse suivant Y. Ces rayons sont décomposés en deux faisceaux de lumière monochromatique cohérente et de même polarisation. Ces faisceaux formant deux réseaux perpendiculaires sont focalisés par une lentille (dont la distance focale dans l'eau est de 500 mm) et se croisent en un point où se forme alors un réseau de franges d'interférence appelé volume de mesure. Les dimensions du volume de mesure de ce système laser est de 0.1 mm dans la direction axiale et de 2.5 mm dans la direction transverse. La sonde laser est munie d'un système de déplacement suivant trois axes ayant une précision de mouvement inférieure au dixième de millimètre.

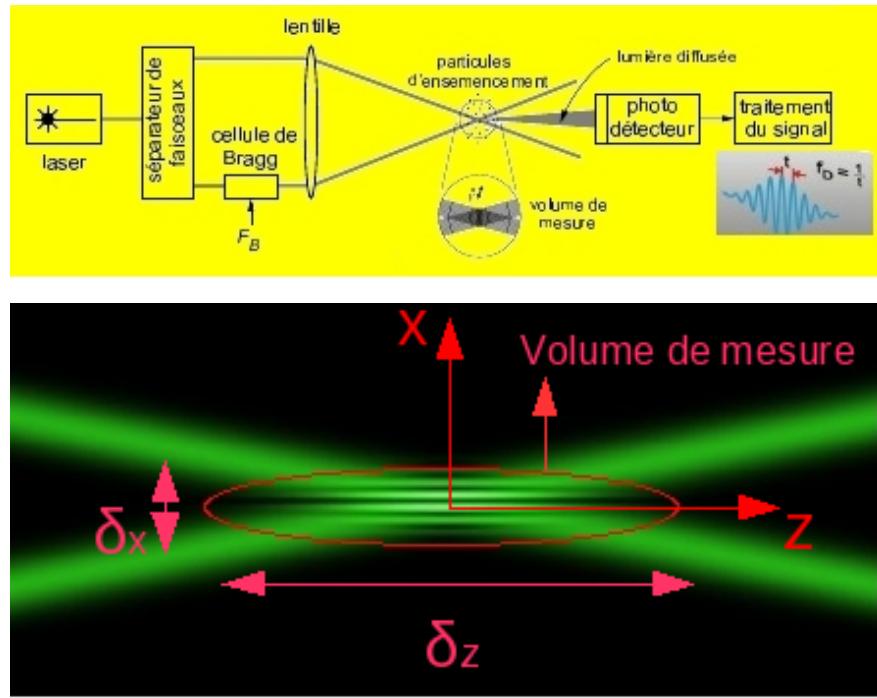


FIG. 2.14 – Principe de la vélocimétrie laser à effet Doppler 2D (en haut) et ses axes de mesure (en bas), [www.dantecdynamics.com](http://www.dantecdynamics.com).

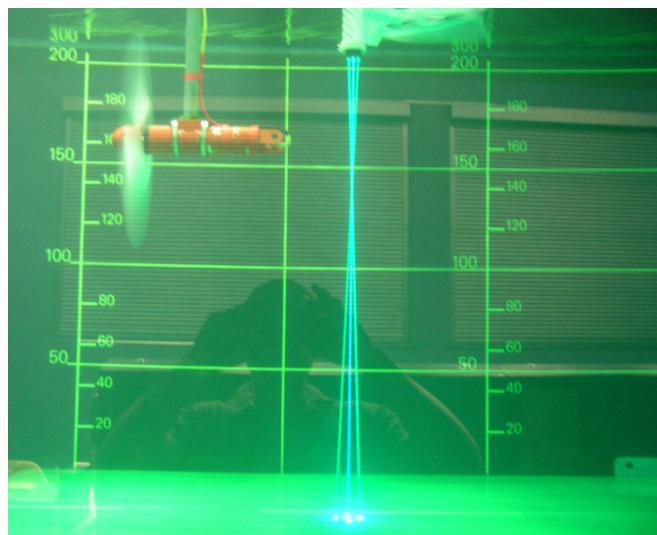


FIG. 2.15 – Disposition du système LDV par rapport à l'hydrolienne.

Afin d'obtenir des séries de mesures le plus homogène possible, nous avons basé nos mesures sur le temps d'acquisition plutôt que sur le nombre de particules détectées. En effet, les mesures de vitesse étant basées sur la détection des particules traversant le volume de mesure, il y aura des régions (avec un écoulement régulier) où le taux d'acquisition sera élevé, avec une fréquence d'acquisition de l'ordre de 50 Hz, et des régions (où l'écoulement est turbulent) où le taux d'acquisition sera plus faible, avec une fréquence d'acquisition de l'ordre de 10 Hz. Ceci étant, nous avons utilisé un temps d'acquisition par point de mesure de 200 secondes, et nous avons obtenu pas

moins de 2000 données par point de mesure, ce qui assure la convergence des mesures effectuées.

Dans le but de quantifier l'influence du taux de turbulence sur les caractéristiques du sillage généré par une turbine, un nombre conséquent de profils de vitesses a été effectué. Les profils ont été effectués tous les diamètres de 1D (D étant le diamètre du rotor) jusqu'à une distance de 10D, chacun d'entre eux étant constitué de 25 points de mesures avec un pas d'espace de 10 cm (soit 0.14D). L'ensemble des profils nous a permis d'obtenir des champs de vitesse moyenne suivant les axes X et Y sur le plan horizontal. Pour toutes les mesures LDV du sillage de l'hydrolienne effectuées, la turbine a été immergée à mi-profondeur du bassin, soit une profondeur de 1.57D. La figure 2.15 présente la photographie de la sonde laser disposée dans le sillage l'hydrolienne.

La mesure d'une série chronologique de vitesse instantanée de chaque profils de 25 points (figure 2.16) sur le plan horizontal et de 10 points sur le plan vertical (figure 2.17) nous permet d'obtenir la moyenne des vitesses en X (équation 2.12) et en Y ( $\langle v \rangle$ ), l'écart type des vitesses ( $\sigma_u$ ), les éléments caractéristiques de turbulence (équation 2.14) et les contraintes de cisaillement (équation 2.15).

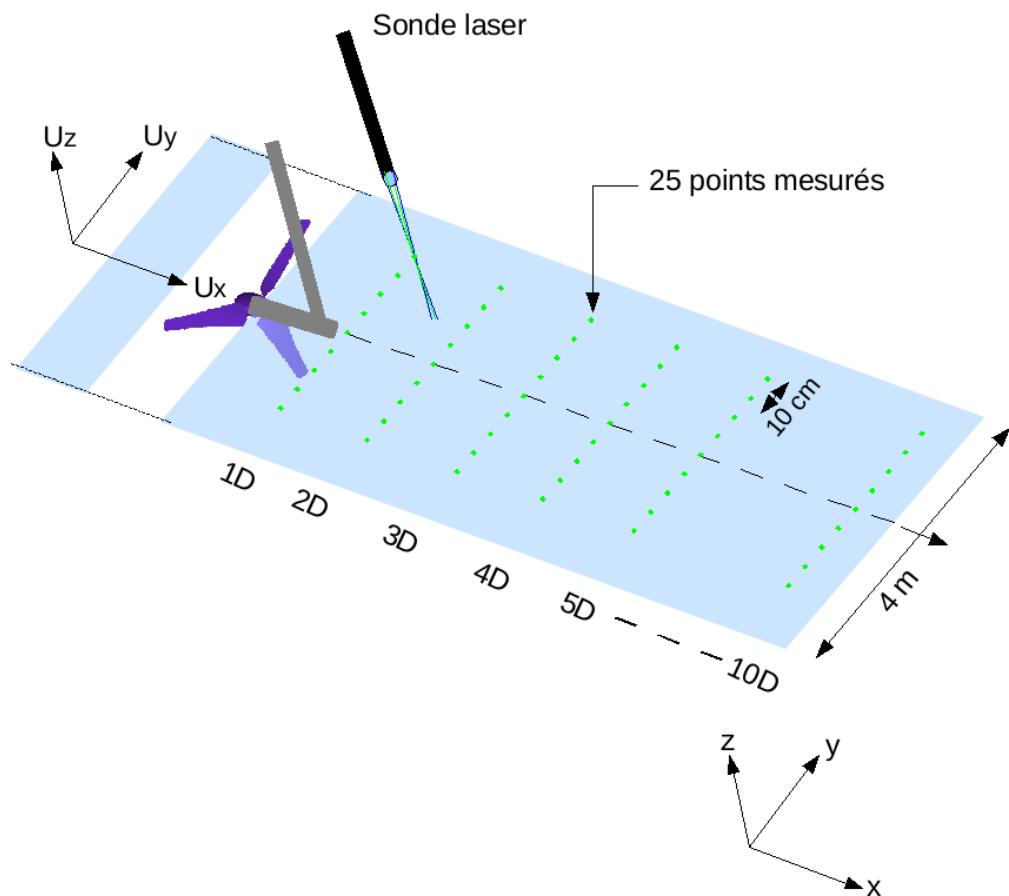


FIG. 2.16 – Schéma des points de mesure LDV dans le sillage de la turbine : plan longitudinal **xy** sur l'axe du rotor .

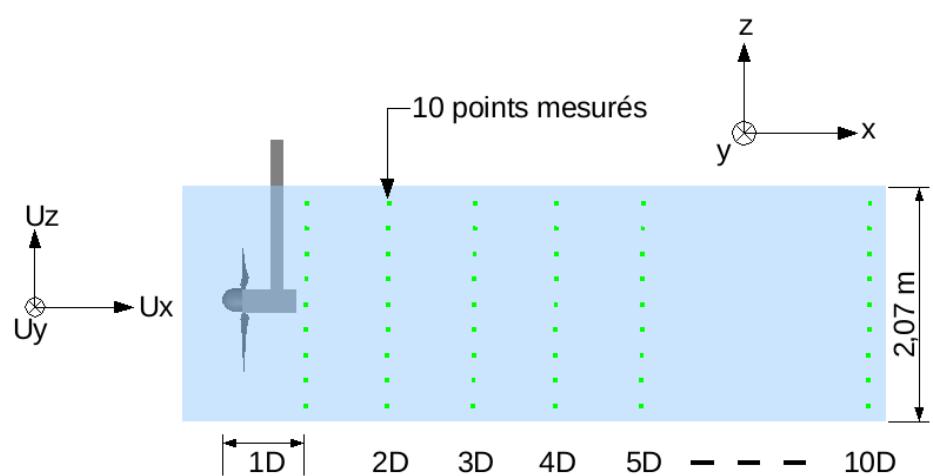


FIG. 2.17 – Schéma des points de mesure LDV derrière dans le sillage de la turbine : plan vertical (xz) suivant l’axe du rotor .

## La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)

La PIV est également une technique optique non intrusive. Elle permet d'obtenir quasi instantanément des champs de vitesse (2D ou 3D) et la visualisation rapide des champs dynamiques dans un écoulement préalablement ensemencé par des particules traçantes, contrairement à la LDV où l'obtention des champs de vitesse est plus longue et fastidieuse. Le principe de la PIV est basé sur la visualisation de l'écoulement par coupes [154, 155].

Le système PIV disponible au bassin de Boulogne sur Mer est constitué d'une sonde laser à deux chambres Nid-Yag 2x120 mJ à 15 Hz, d'une caméra Hi-sense, ayant une résolution d'images de 1280x1024 pixels<sup>2</sup> et d'un objectif de 60 mm de distance focale.

Cette sonde laser nous a permis de créer des nappes lumineuses verticales en aval du rotor. La caméra permettant d'effectuer les prises de vues des particules éclairées par la nappe lumineuse a été disposée perpendiculairement à la nappe laser.

Les mesures PIV réalisées en aval du rotor étaient faites sur un plan de 380x280 mm<sup>2</sup>, à des fréquences de 5, 12 et 15 Hz pour des vitesses d'écoulement incident de 0,4, 0,5 et 0,8 m/s et des vitesses de rotation de 100 et 120 tr/min.

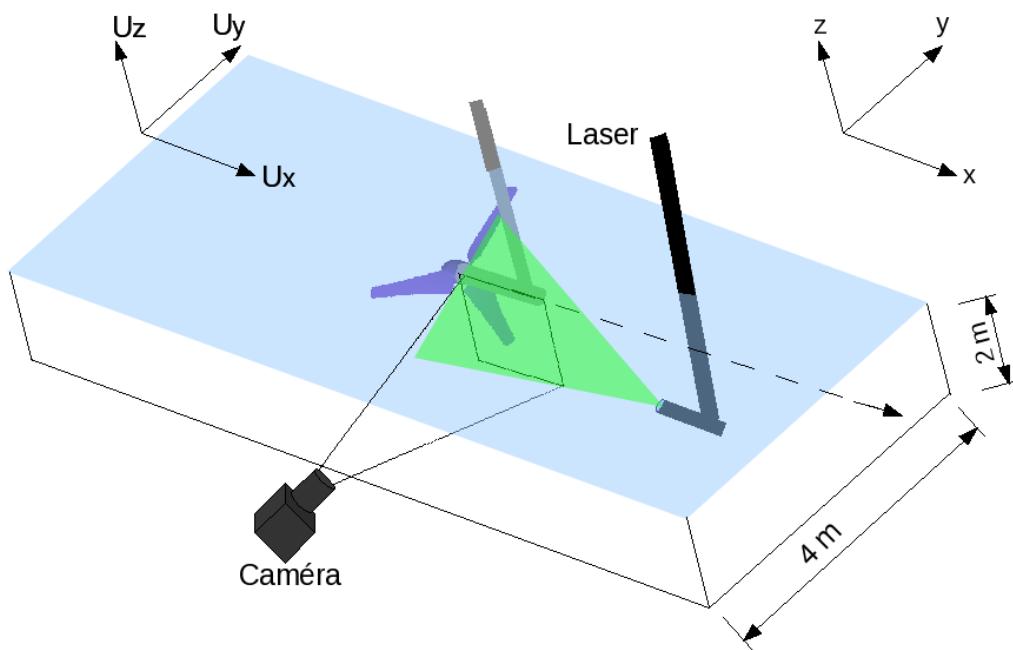


FIG. 2.18 – Schéma du dispositif PIV derrière l'hydrolienne

Les images ont été traitées par inter-corrélation d'images sur des régions de 32x32 pixels<sup>2</sup>, avec un taux de recouvrement de 25 %, à l'aide du logiciel FlowMap 1500 de la société Dantec Dynamics. Lors du dépouillement, les vecteurs faux ont été supprimés pour favoriser l'exploitation des résultats.

En plus de la détermination du champ moyen de vitesses et la moyenne des vitesses, cet outil nous a permis d'obtenir des champs de vorticité et des lignes de courant, et de visualiser les lâchers tourbillonnaires en bout de pale du rotor et de déterminer la taille des structures dans l'écoulement pour différents taux de turbulence ambients.

$$\langle u \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (2.12)$$

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)^2} \quad (2.13)$$

$$TI_u = \frac{\sigma_u}{\langle u \rangle} \quad (2.14)$$

$$\langle u'v' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)(v_i - \langle v \rangle) \quad (2.15)$$

Les mesures de vitesse effectuées à l'aide des systèmes LDV et PIV permettent de calculer les grandeurs statistiques présentées ci-dessus. Ces grandeurs nous permettent non seulement de comprendre comment le sillage est dissipé derrière l'hydrienne, mais également de déterminer l'efficacité des turbines testées par rapport aux conditions d'entrée de l'écoulement et de déterminer les structures turbulentes.

## 2.2 Caractérisation de l'écoulement incident

Nous nous sommes dans un premier temps attachés à caractériser les conditions d'entrée utilisées pour cette étude. Ainsi et de manière à s'approcher des conditions d'essais les plus réalistes possibles, nous avons considéré différents taux de turbulence de l'écoulement incident ( $TI_\infty$ ) :  $TI_\infty = 5, 8$  et  $25\%$ . Les essais combinés houle/courant ont quant à eux été réalisés pour différents couples hauteur/période de vague, en considérant uniquement des conditions de houles régulières. Trois types de mesures ont été entrepris pour caractériser les conditions d'essais. Le premier a consisté à réaliser des profils LDV pour caractériser les profils de vitesses sur la colonne d'eau, soit sur une profondeur de 2 m suivant l'axe **z** au centre de la veine d'essais. Le second type a été entrepris pour caractériser à l'aide des mesures LDV une section englobant la surface balayée par le rotor, soit une section de  $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$  dans le plan **yz** au centre de la veine (figure 2.19), dans le but de vérifier l'homogénéité de l'écoulement et de calculer l'énergie théoriquement exploitable. Enfin, des mesures PIV ont été réalisées dans le but de caractériser les échelles de turbulence et d'identifier les structures tourbillonnaires présentes dans la veine d'essais. Les mesures PIV ont été faites sur une fenêtre de  $0.37 \text{ m} \times 0.27 \text{ m}$  dans le plan **xz** au centre de la veine (figure 2.20). L'ensemble des mesures présenté ci-après a permis de déterminer des profils verticaux de vitesse, ainsi que des cartes de vitesse, de turbulence, de vorticité, d'énergie cinétique turbulente (TKE pour Turbulent kinetic Energy) et de dissipation d'énergie ( $\epsilon$ ) pour l'ensemble des conditions de l'écoulement considérées (taux de turbulence ambiant, houle sans courant, houle avec courant, houle contre courant, etc).

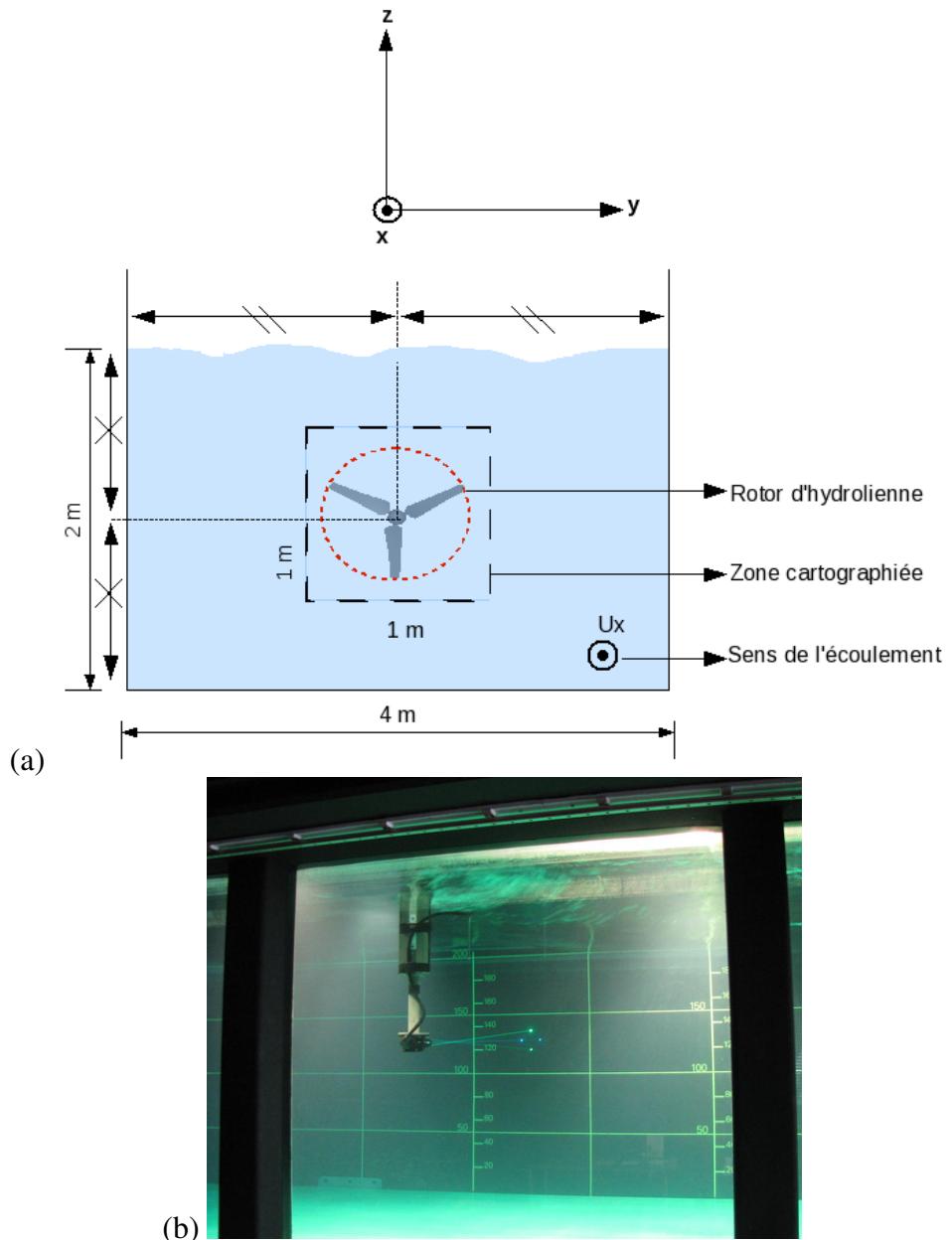


FIG. 2.19 – (a) Schématisation de la zone cartographiée à l'aide du système LDV dans le plan  $yz$ .  
(b) Déplacement de la sonde laser du système LDV dans le plan  $yz$ .

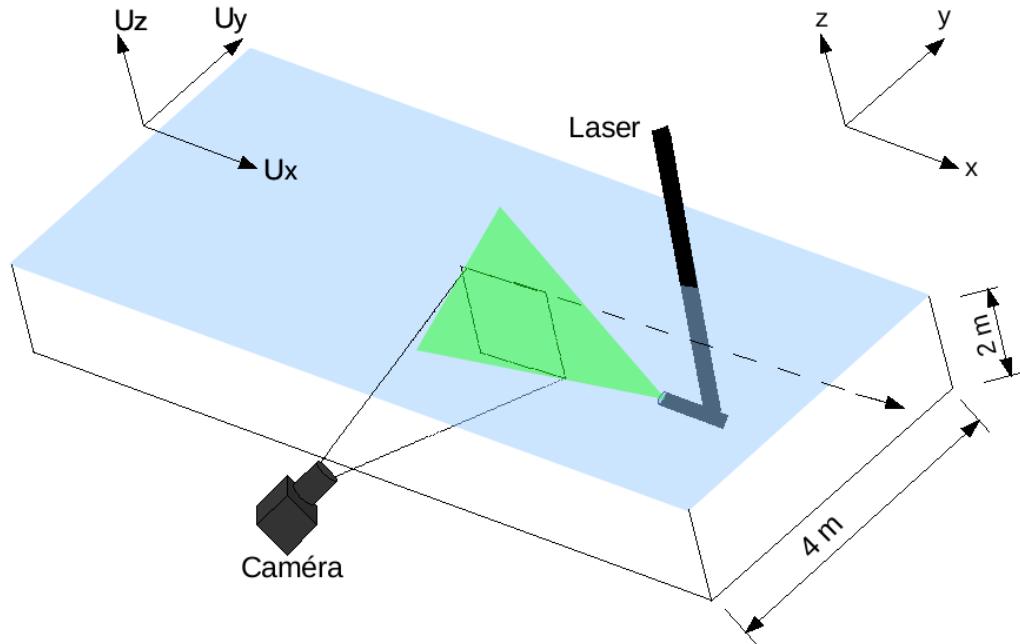


FIG. 2.20 – Schématisation de la zone cartographiée à l'aide du système PIV : plan xz.

## 2.2.1 Conditions d'essais courant seul avec différents taux de turbulence

### Evolution temporelle de l'écoulement incident : courant seul

Tout d'abord, nous présentons l'évolution temporelle de vitesse, mesurée en un point au centre de la zone de mesures à mi-profondeur du bassin, afin d'évaluer les variations d'amplitude de la vitesse dans le temps en fonction du taux de turbulence considéré. Pour la lisibilité des figures, seuls les résultats des 100 premières secondes sont présentés sur les figures 2.21 à gauche, pour  $TI_\infty = 25, 8$  et  $5\%$  de haut en bas. On observe sur ces figures, de fortes variations d'amplitude de vitesse pour le taux de turbulence le plus fort ( $25\%$ ), comparées aux fluctuations de vitesse des deux autres cas ( $TI_\infty = 8$  et  $5\%$ ). Les variations d'amplitude de vitesse sont plus élevées pour le cas  $TI_\infty = 25\%$  d'un facteur 3.4 comparées aux variations d'amplitude de vitesse du cas  $TI_\infty = 8\%$  et d'un facteur 7.4 comparée au cas  $TI_\infty = 5\%$ .

Notons qu'entre les taux de turbulence de  $8\%$  et  $5\%$ , en comparant les graphiques au milieu et en bas à gauche, on remarque des écarts de variations d'amplitude de vitesse significatifs : l'écart-type de vitesse pour le cas  $TI_\infty = 8\%$  est de  $0.033 \text{ m/s}$  tandis que celui du cas  $TI_\infty = 5\%$  est de  $0.015 \text{ m/s}$ , soit un facteur de 2.2 entre les fluctuations de vitesse des deux cas ( $TI_\infty = 8$  et  $5\%$ ).

Ces mesures permettent de caractériser les fluctuations de vitesses induites par l'augmentation du taux de turbulence.

L'analyse de Fourier du signal calibré, utilisant un algorithme de FFT (Fast Fourier Transform) de Matlab permet de déterminer l'amplitude et la fréquence de toutes les composantes du signal. Les spectres de vitesse adimensionnalisée, figure 2.21, présentent le même comportement pour les taux de turbulence de  $25\%$  et  $8\%$  (l'évolution du spectre de vitesse suit une même pente), tandis

que pour le taux de turbulence de 5 %, le spectre de vitesse ne varie plus à partir de la fréquence  $f = 1$  Hz.

On remarque cependant, des valeurs plus élevées de l'amplitude du spectre pour le cas  $TI_{\infty} = 25$  % (figure 2.21 en haut à droite) comparée aux deux autres cas ( $TI_{\infty} = 8$  et 5 %). Pour  $f = 1$  Hz, l'amplitude du spectre de vitesse axiale est très proche de  $10^{-2}$  et toujours au-dessus de  $10^{-4}$  à  $f = 5$  Hz pour le cas  $TI_{\infty} = 25$  % ; pour le cas  $TI_{\infty} = 8$  %, elle est à environ  $10^{-3}$  à  $f = 1$  Hz et très proche de  $10^{-4}$ , et elle est en-dessous de  $10^{-4}$  à  $f = 1$  Hz pour le cas  $TI_{\infty} = 5$  %.

L'amplitude du spectre de vitesse axiale est d'autant plus élevée que le taux de turbulence de l'écoulement est grand. Ceci confirme bien ce qui a été observé sur les fluctuations de l'évolution temporelle de la vitesse axiale.

Nous considérons deux taux de turbulence de l'écoulement ( $U_{\infty} = 0.8$  m/s) :  $TI_{\infty} = 25$  % et  $TI_{\infty} = 8$  %, afin d'évaluer l'influence du taux de turbulence sur les variations d'amplitude de vitesse transverse. On observe clairement sur la figure 2.22 un écart important des variations de l'amplitude de vitesse transverse entre les cas  $TI_{\infty} = 25$  % et  $TI_{\infty} = 8$  %. Ces variations sont 4.3 fois plus élevées pour le cas  $TI_{\infty} = 25$  % comparées à celles du cas  $TI_{\infty} = 8$  %.

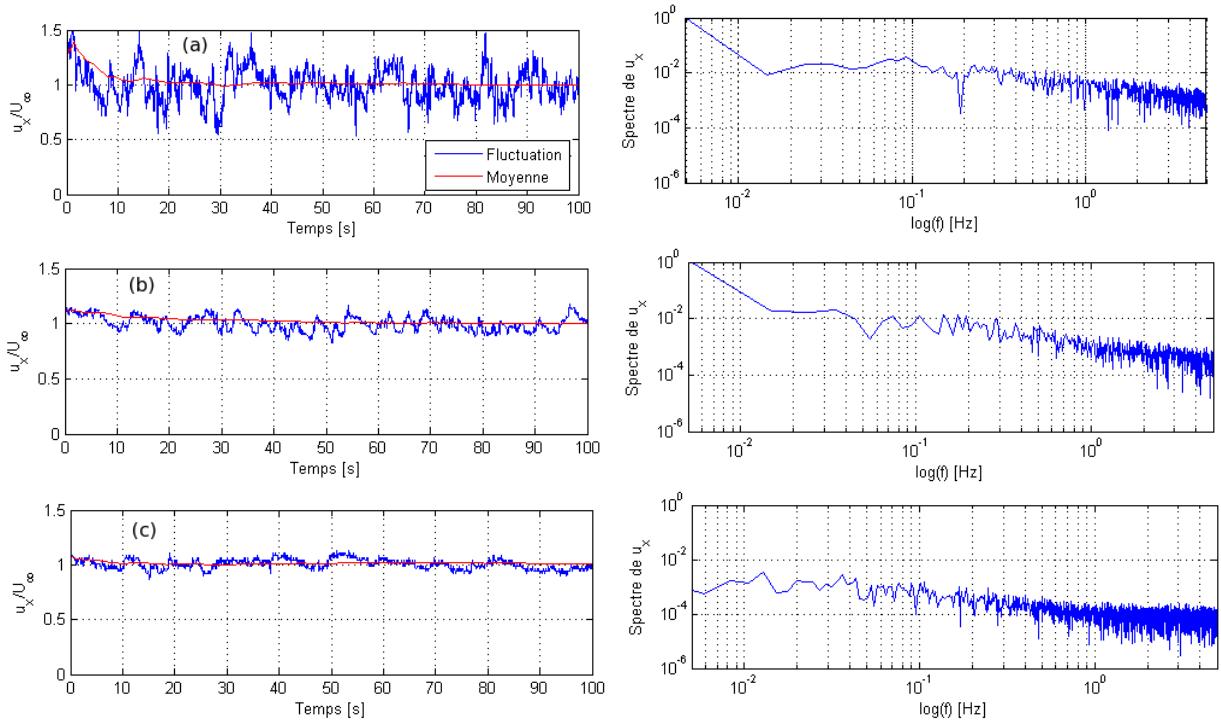


FIG. 2.21 – Evolution temporelle de vitesse axiale adimensionnalisée (à gauche) et sa transformée de Fourier correspondante (à droite), mesurée en un point à mi-profondeur du bassin ( $z = -1$  m), pour les cas : (a)  $TI_{\infty} = 25$  % et  $U_{\infty} = 0.8$  m/s, (b)  $TI_{\infty} = 8$  % et  $U_{\infty} = 0.8$  m/s, (c)  $TI_{\infty} = 5$  % et  $U_{\infty} = 0.4$  m/s. La moyenne glissante de vitesses présentée en rouge est une moyenne temporelle (voir chapitre 2, section 1.2.1), calculée à partir d'un échantillon mesuré en un point sur un intervalle de temps allant de 0 à 100 s.

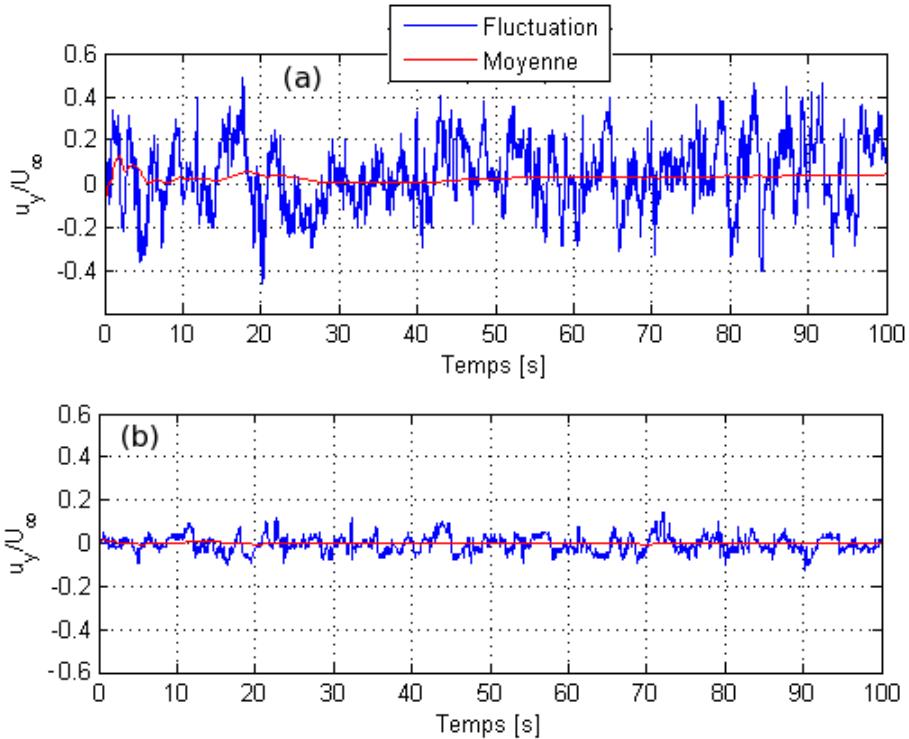


FIG. 2.22 – Evolution temporelle de vitesse transverse adimensionnalisée mesurée en un point à mi-profondeur d'eau du bassin ( $z = -1 \text{ m}$ ), pour les cas : (a)  $TI_\infty = 25\%$  et  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$  et (b)  $TI_\infty = 8\%$  et  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ .

### Profils moyens de l'écoulement incident : courant seul

Rappelons que  $z = 0 \text{ m}$  correspond à la surface libre,  $z = -2 \text{ m}$  correspond au fond de la veine d'eau et  $h = 2 \text{ m}$  est la profondeur d'eau dans la veine.

Les profils verticaux de vitesse moyenne adimensionnalisée pour les taux de turbulence ambients ( $TI_\infty$ ) de 5, 8 et 25 % sont présentés sur la figure 2.23. On observe un développement uniforme du profil de vitesse sur toute la colonne d'eau pour les trois taux de turbulence amont.

Le profil de vitesse des écoulements de 5 % et 8 % se développant quasiment de la même façon sur la colonne d'eau, l'évolution du profil d'intensité de turbulence ne sera présentée que pour les taux de turbulence de 5 % et 25 %. Les figures 2.24-(a) et 2.24-(b) montrent respectivement les profils moyens verticaux de l'intensité de turbulence normalisée pour les taux de turbulence amont de 5 % et 25 %. On observe une intensité de turbulence uniforme sur la colonne d'eau excepté près du fond où le niveau augmente, et cela pour les deux taux de turbulence amont. Les valeurs élevées de l'intensité de turbulence près du fond s'expliquent par la présence la couche limite sur le fond.

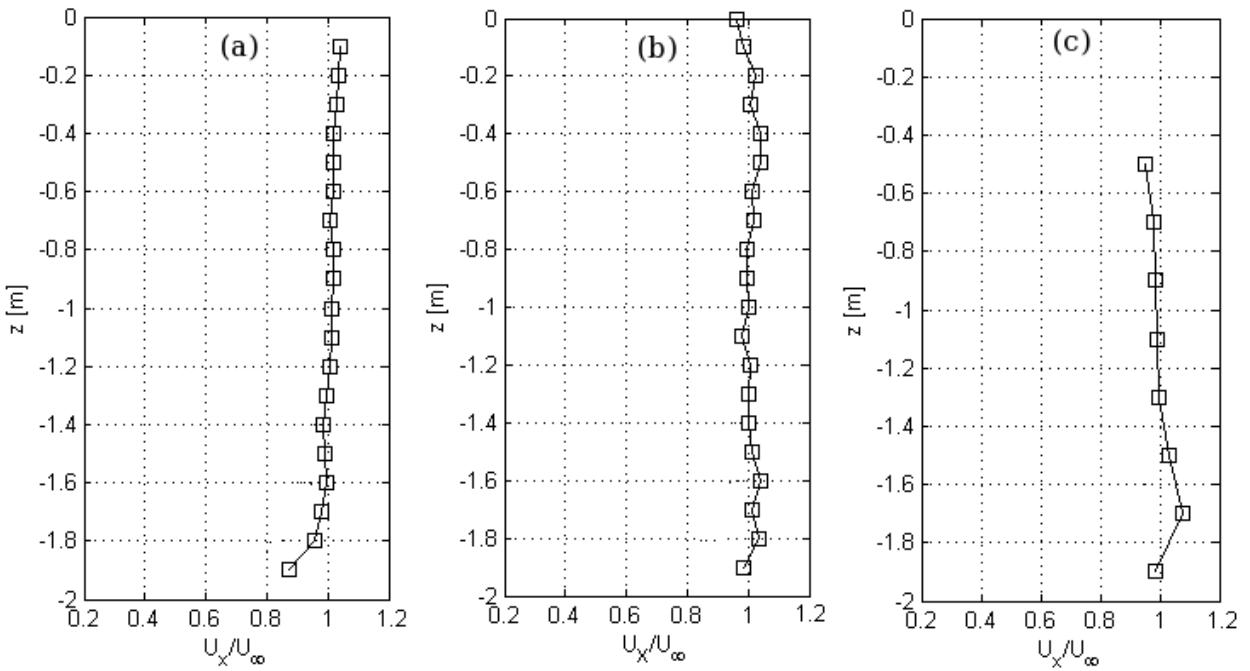


FIG. 2.23 – Profils verticaux des vitesses moyennes adimensionnalisées, mesurées pour les cas : (a)  $TI_{\infty} = 5 \%$  et  $U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$ , (b)  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $U_{\infty} = 0.8 \text{ m/s}$  et (c)  $TI_{\infty} = 25 \%$  et  $U_{\infty} = 0.8 \text{ m/s}$ .

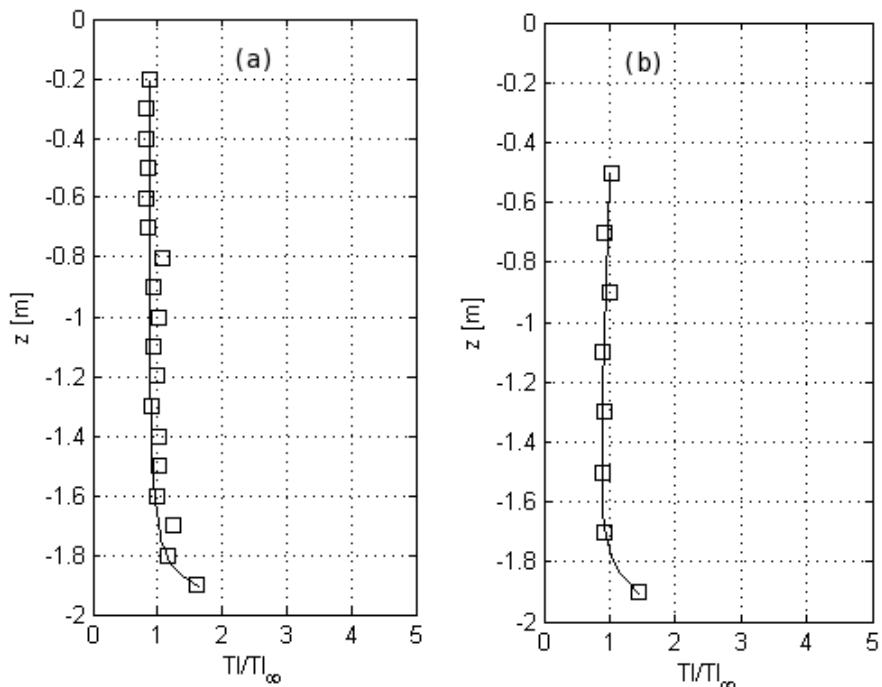


FIG. 2.24 – Profils verticaux de l'intensité de turbulence adimensionnalisée, pour les cas : (a)  $TI_{\infty} = 5 \%$  et  $U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$ , (b)  $TI_{\infty} = 25 \%$  et  $U_{\infty} = 0.8 \text{ m/s}$ .

## Cartographie de l'écoulement : courant seul

La distribution de l'écoulement étant quasiment la même entre les taux de turbulence incidents de 5 % et 8 %, les cartographies réalisées à l'aide des mesures LDV porteront uniquement sur les taux de turbulence incidents de 25 % et 8 %.

La figure 2.25 montre les cartographies des vitesses moyennes adimensionnalisées pour les taux de turbulence incidents de 25 % (figure 2.25 en haut à gauche) et 8 % (figure 2.25 en bas à gauche) avec leur distribution respective d'énergie théoriquement exploitable, figure 2.25 en haut à droite et figure 2.25 en bas à droite.

On peut observer une distribution homogène de vitesse dans la zone de mesures (zone encerclée) pour les deux taux de turbulence incidents ( $TI_{\infty} = 25\%$  et  $8\%$ ). La comparaison des cartes de vitesse des deux taux de turbulence incidents montre que la vitesse du courant est nettement plus élevée pour l'écoulement ayant le taux de turbulence le plus élevé (25 %). On remarque aussi une différence d'homogénéité entre les deux écoulements ; sur la carte de vitesse de l'écoulement de 25 % de taux de turbulence, la vitesse est nettement plus élevée lorsqu'on se rapproche du fond de la veine. Ceci vient confirmer ce qui a été observé sur le profil de vitesse mesuré sur la colonne d'eau au même taux de turbulence incident (figure 2.23-(c)).

En analysant les cartes de distribution de puissance théorique, figures 2.25 à droite, pour  $TI_{\infty} = 25\%$  (en haut) et  $TI_{\infty} = 8\%$  (en bas), on aboutit aux mêmes remarques faites sur les cartes de vitesse : bonne distribution de l'énergie théoriquement exploitable dans la zone de mesures et densité d'énergie nettement plus élevée pour le taux de turbulence de 25 %, soit un écart de plus de 14 %. En calculant précisément la densité de puissance disponible dans l'écoulement traversant la section balayée par le rotor pour les deux taux de turbulence ( $TI_{\infty} = 25\%$  et  $8\%$ ), on obtient  $245 \text{ W/m}^2$  pour le taux de turbulence de 25 % et  $210 \text{ W/m}^2$  pour celui de 8 %. On note une différence d'homogénéité de la densité de puissance disponible entre le taux de turbulence de 25 % et celui de 8 % : la densité de puissance est plus élevée quand on se rapproche du fond pour le taux de turbulence de 25 %. Ceci est dû à des fortes vitesses observées près du fond.

Quant aux cartographies de l'intensité de turbulence adimensionnalisée de l'écoulement, figures 2.26 à gauche pour  $TI_{\infty} = 25\%$  et à droite pour  $TI_{\infty} = 8\%$ , elles montrent une différence d'homogénéité entre les deux écoulements. La distribution verticale de l'intensité de turbulence est plus homogène sur toute la section pour  $TI_{\infty} = 8\%$ . Tandis que pour  $TI_{\infty} = 25\%$ , l'intensité de turbulence est plus élevée près de la surface que près du fond. Ce qui confirme les résultats obtenus sur le profil d'intensité de turbulence, figure 2.24 à droite.

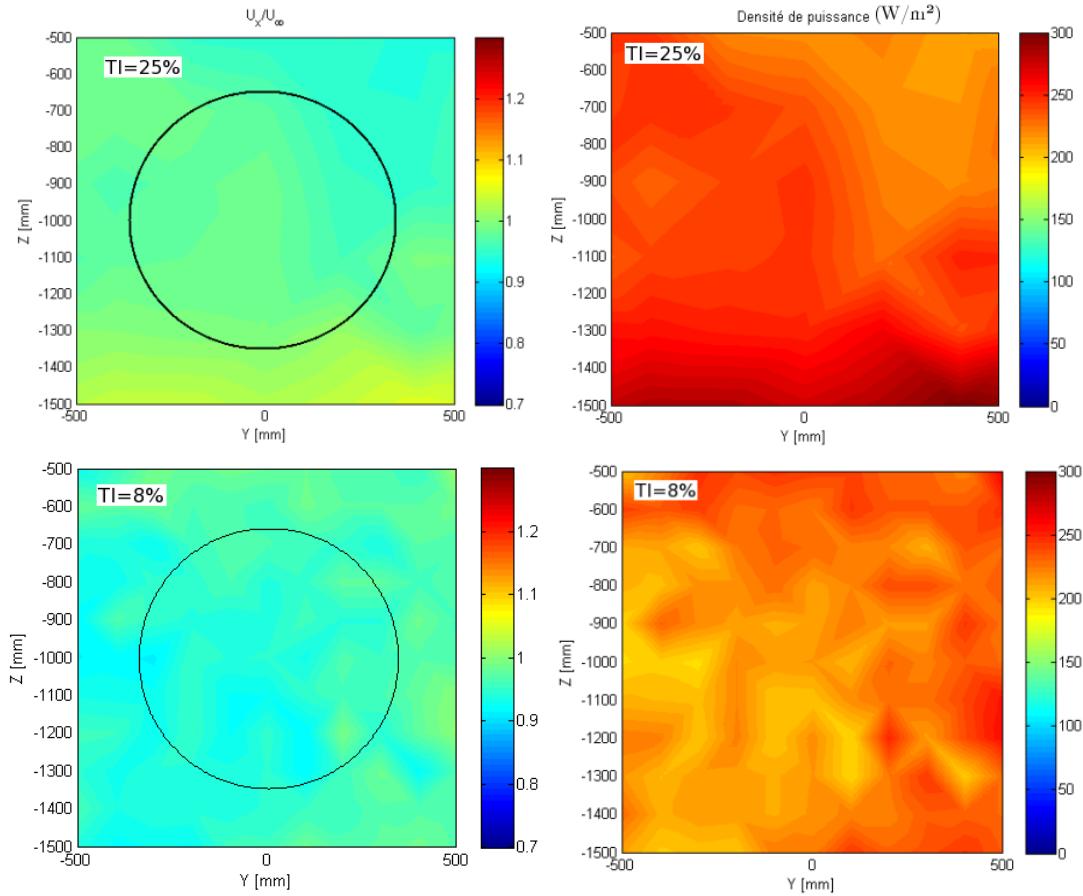


FIG. 2.25 – Cartes de vitesse axiale moyenne normalisée à gauche et de densité de puissance à droite, mesurés au centre de la veine dans le plan  $yz$ , pour deux taux de turbulence ambients : en haut  $TI_\infty = 25 \%$ , en bas  $TI_\infty = 8 \%$ .

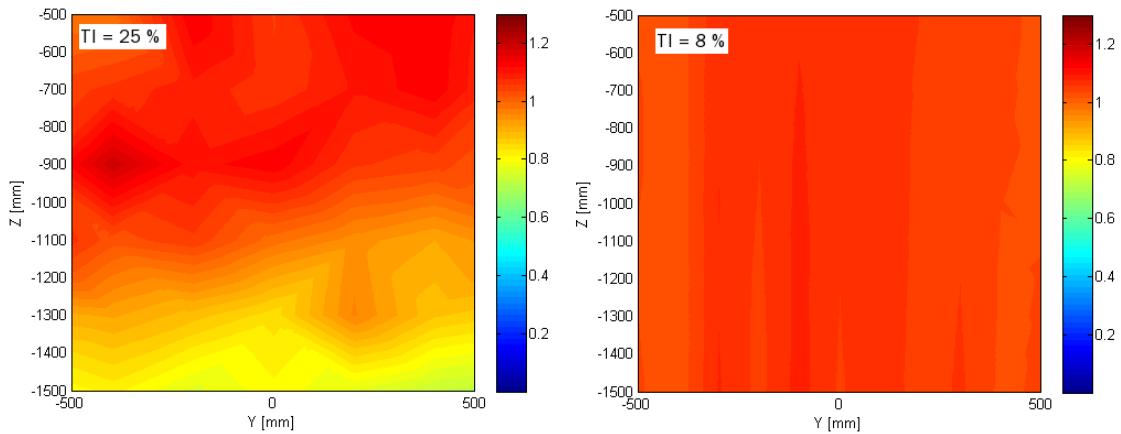


FIG. 2.26 – Cartes d'intensité de turbulence normalisée pour les taux de turbulence incidents de 25 % à gauche et de 8 % à droite, mesurés au centre de la veine dans le plan  $yz$ .

On note que sur une moyenne de 500 images, les valeurs de l'énergie cinétique turbulente sont plus grandes pour le taux de turbulence de 25 % avec un facteur 9.6 comparées à celles de la

TKE<sup>(1)</sup> pour  $TI_\infty = 8\%$ , et un facteur 12.6 comparées aux valeurs de la TKE déterminées à partir de l'écoulement ayant un taux de turbulence moyen de 5 %. Les valeurs de la TKE pour le taux de turbulence de 8 % sont plus élevées d'un facteur 1.3 comparées à celles du taux de turbulence de 5 % (voir tableau 2.3).

Le taux de dissipation est 27 fois plus élevé pour l'écoulement ayant le taux de turbulence de 25 % comparé à l'écoulement de 8 % de taux de turbulence et 40 fois plus élevé comparé à l'écoulement de 5 % de taux de turbulence (Cf. tableau 2.3).

Ce résultat n'est pas surprenant puisque le taux de dissipation est d'autant plus élevé que le taux de turbulence de l'écoulement est grand. Ceci est dû en particulier à la présence de nombreuses échelles dans l'écoulement qui interagissent entre elles.

Une faible variation du taux de turbulence influe sur les caractéristiques de turbulence de l'écoulement. De ces cartes de TKE et  $\epsilon$ , nous n'avons pas pu mettre en évidence de structures à forte énergie cinétique dans la zone cartographiée, essentiellement dû au caractère 3D des structures tourbillonnaires.

Les valeurs moyennes et maximales de la TKE et de la dissipation de la TKE obtenues sur une moyenne de 500 images (tableau 2.3) sont du même ordre que celles rencontrées en milieu naturel [142, 174, 62].

Taux de turbulence (%)	TKE ( $m^2 s^{-2}$ )		$\epsilon$ ( $m^2 s^{-3}$ )		$ \omega_z $ ( $s^{-1}$ )	
	Maximum	Moyenne	Maximum	Moyenne	Maximum	Moyenne $\times 10^{-6}$
25	0.03020	0.00960	0.0176	0.00320	0.0021	5.39
8	0.00510	0.00100	0.0012	0.00012	0.0005	11.61
5	0.01640	0.00076	0.0071	0.00008	0.0018	18.46

TAB. 2.3 – Valeurs maximales et moyennes de la TKE, de la dissipation de TKE et de la vorticité mesurées à différents taux de turbulence moyens dans une région de la veine d'essais de Boulogne-sur-Mer.

La vorticité est un critère naturel permettant l'identification et la localisation des tourbillons dans un écoulement. Les mesures PIV de l'écoulement réalisées dans le plan médian (**xz**) au centre de la veine ont permis de calculer la vorticité  $|\omega_z|$  dans une section de 37 cm × 27 cm. La distribution de la vorticité pour les taux de turbulence de 25, 8 et 5 % sont présentés sur la figure 2.27. La vorticité longitudinale dans ces trois cartes est représentée par des pseudo-couleurs. Ces pseudo-couleurs sont plus claires quand on est dans les zones de fort cisaillement. Les champs de vorticité laissent apparaître quelques structures visibles sur ces cartes. Ces tourbillons de tailles très différentes interagissant entre eux sont bien visibles sur la représentation de ces iso-contours.

Les écoulements avec des taux de turbulence amont de 25 % et 8 % présentent des paires de tourbillons contrarotatifs pleinement développés comparés à l'écoulement de 5 % de taux de turbulence, ceci a été vérifié pour plusieurs images des plans mesurés. Ceci peut être dû au caractère tridimensionnelle des tourbillons. Cependant, aucune zone de recirculation stable et pleinement développée n'a été observée à l'aide du système PIV 2D.

La taille des structures dans chacun des trois types d'écoulements dépend des moyens utilisés pour générer la turbulence dans l'écoulement. Le taux de turbulence de 8 % étant obtenu en plaçant les nids d'abeilles en amont de l'écoulement, la taille des structures devrait être au plus égale à la taille de maille du nid d'abeilles, c'est à dire 12 mm. Le taux de turbulence de 5 % étant obtenu

<sup>1</sup>TKE = Turbulent Kinetic Energy

en ajoutant des grilles aux nids d'abeilles ; dans ce cas la taille des structures devrait être au plus égale à la taille de maille de la grille, c'est à dire 4 mm. Quant à la turbulence de 25 %, elle a été obtenue en retirant les nids d'abeilles et les grilles de la veine ; dans ce cas il est difficile de donner une approximation de la taille des structures dans la veine.

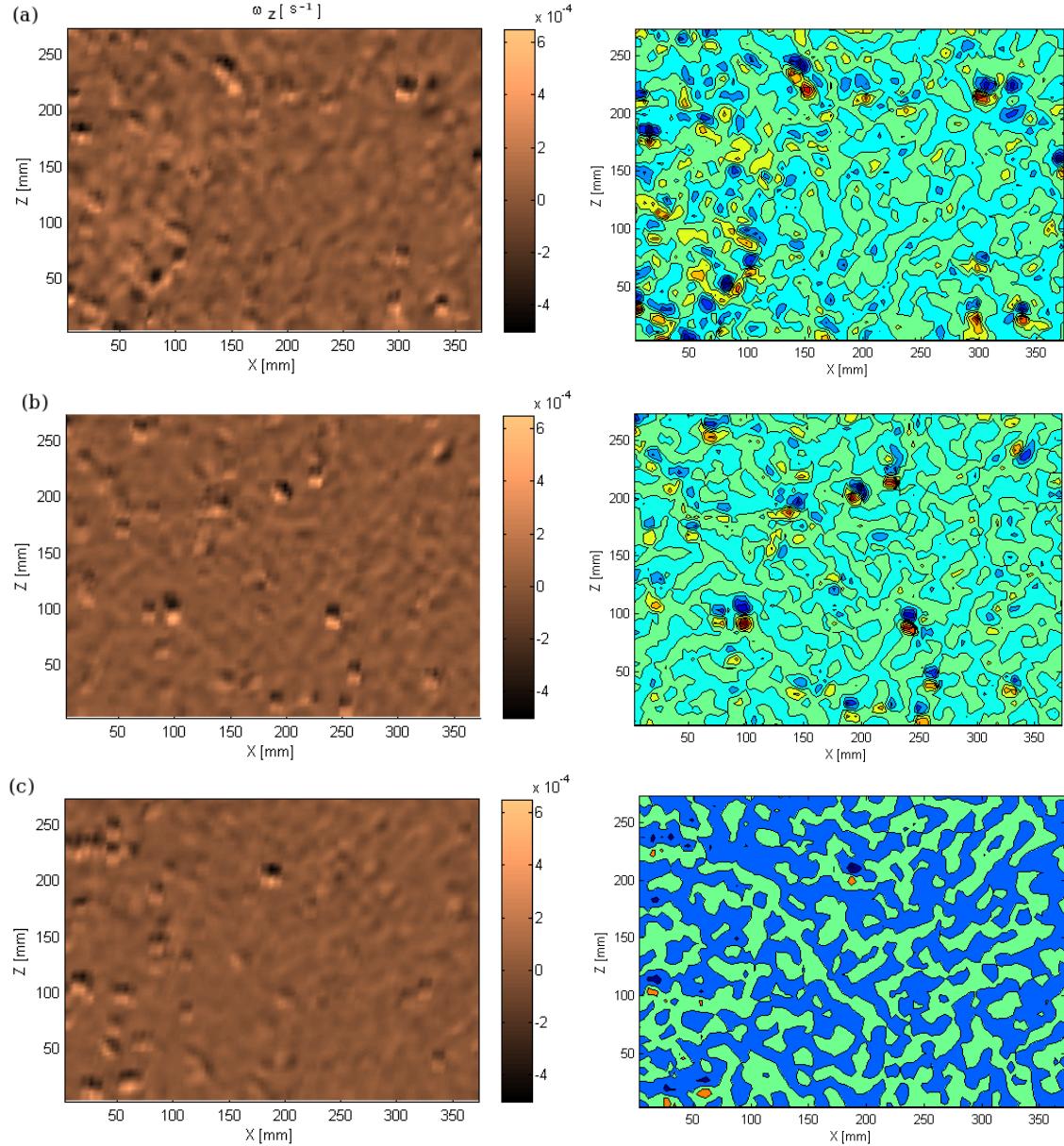


FIG. 2.27 – Champs de vorticité sur une image et des iso-contours pour des taux turbulence incidents de 25 % en haut, 8 % au milieu et 5 % en bas.

## 2.2.2 Conditions d'essais houle-courant

La caractérisation des conditions d'essais houle-courant a été menée dans le contexte où le bassin d'essais à circulation d'eau de Boulogne-sur-Mer venait de se doter d'un générateur de houle et d'une plage d'amortissement pour faire face à la demande croissante d'essais nécessitant la prise en compte des effets combinés houle-courant (énergies marines, offshore pétrolier,...). Afin de caractériser les effets d'interaction houle-courant-structure, le calibrage du batteur à houle et de la plage d'amortissement était nécessaire, mais également la qualification des conditions d'essais houle-courant (cf. Rapport interne Ifremer [57]).

Ici nous présentons uniquement les conditions d'essais houle-courant utilisées pour nos mesures. Tout d'abord, nous déterminons l'influence du batteur à houle et de la plage d'amortissement sur le profil du courant et l'intensité de turbulence lorsqu'ils sont immergés dans la veine d'eau. Ensuite, nous regardons comment la génération de la houle dans le sens du courant et contre courant modifie le profil du courant et l'intensité de turbulence dans le bassin : les mesures de courant sont faites avec le système LDV, et la houle est mesurée à l'aide des sondes résistives (Cf. section 2.1.5). Les conditions d'entrée de l'écoulement et de la génération de houle sont présentées dans le tableau ci-après :

Courant [m/s]	Houle avec courant [Hz ; mm]	Houle contre courant [Hz ; mm]
0.4	0	0
0.6	0	0
0.4	0.6 ; 75	0.6 ; 75
0.4	0.6 ; 120	0.6 ; 120
0.4	0.5 ; 50	0.5 ; 50
0.4	0.5 ; 75	0.5 ; 75
0.6	0.6 ; 75	0.6 ; 75
0.6	0.6 ; 120	0.6 ; 120
0.6	0.5 ; 50	0.5 ; 50
0.6	0.5 ; 75	0.5 ; 75

TAB. 2.4 – Configuration d'essais.

### Profils moyens de l'écoulement : courant seul, batteur et plage non immergés et immergés

Les profils moyens de vitesses mesurés sur l'ensemble de la colonne d'eau sont présentés, figure 2.28, pour deux vitesses de courant (0.4 et 0.6 m/s). Nous examinons le cas du courant seul sans immerger le batteur et la plage et les cas du courant seul avec batteur et plage immergés, dans le sens du courant ou contre le courant. On note ainsi l'effet de perturbation sur le profil moyen dû à la présence du batteur ou de la plage en amont par rapport à un profil non perturbé.

Nous pouvons observer, figure 2.28 que la présence du batteur ou de la plage en amont a pour conséquence une diminution de plus de 30 % de la vitesse moyenne en surface jusqu'à  $z \simeq -0.8$  m, puis une augmentation de celle-ci de plus de 8 % jusqu'au fond. On remarque que le profil moyen de vitesse obtenu pour le cas de la plage en amont est plus perturbé que celui obtenu avec le batteur en amont (plus de 13 % d'écart). De plus, les écarts sont plus marqués avec l'augmentation de la vitesse.

Quant à l'intensité de turbulence dans l'écoulement, les résultats montrés sur la figure 2.29 présentent les profils moyens de référence de l'intensité de turbulence, pour deux vitesses moyennes

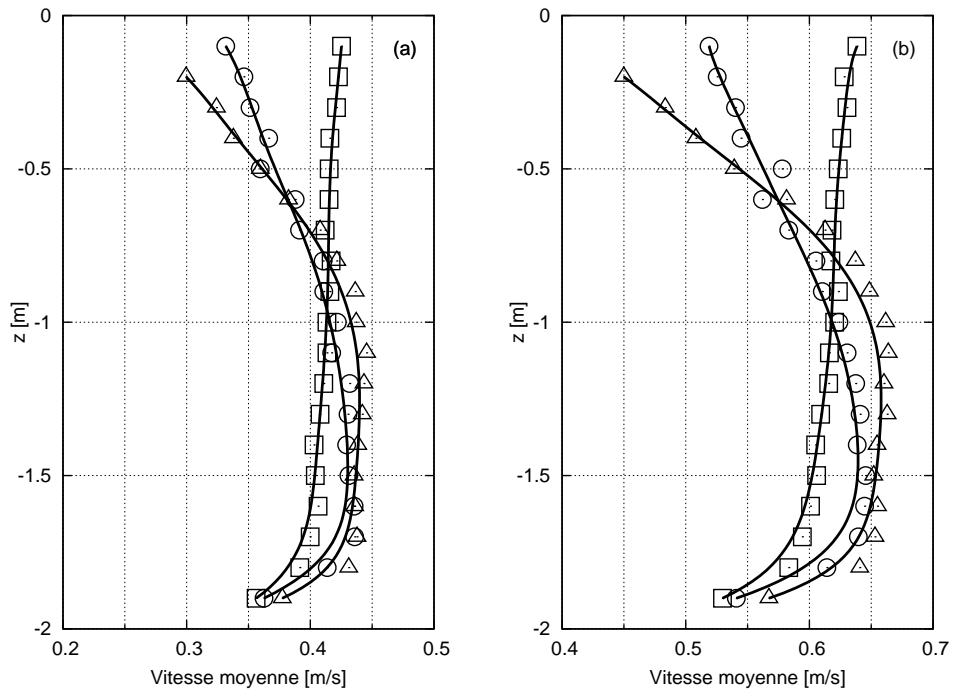


FIG. 2.28 – Profils des vitesses moyennes sans houle pour les courants : a) 0.4 m/s et b) 0.6 m/s.  
 □ sans batteur et sans plage, ○ avec le batteur immergé en amont et la plage immergée en aval de l’écoulement et △ avec le batteur immergé en aval et la plage immergée en amont de l’écoulement.

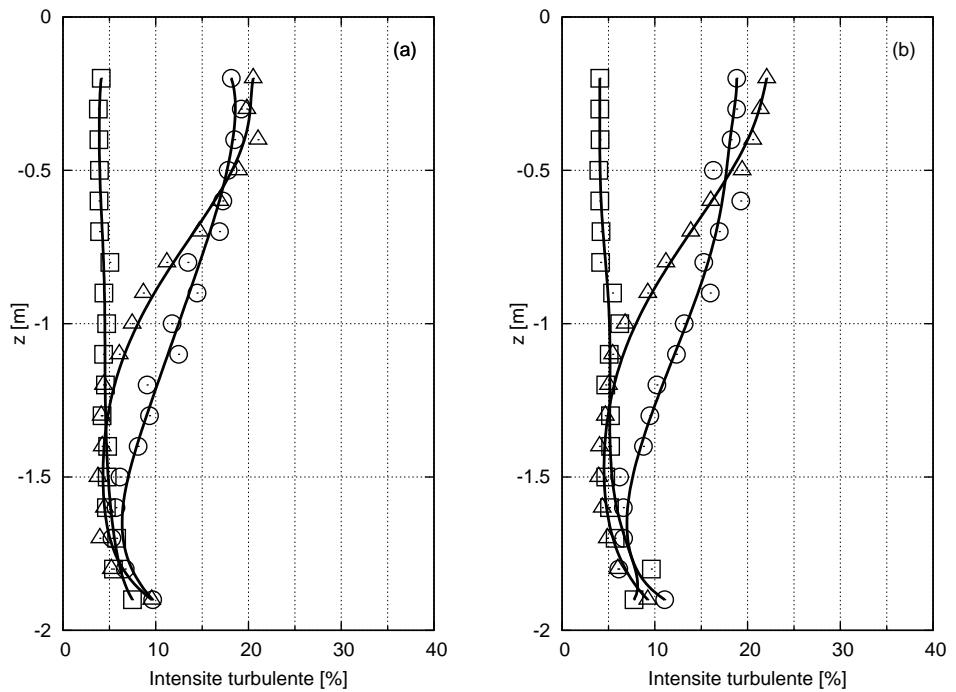


FIG. 2.29 – Profils de l’intensité de turbulence moyenne sans houle pour les courants : à gauche 0.4 m/s et à droite 0.6 m/s. □ sans batteur et sans plage, ○ avec le batteur immergé en amont et la plage immergée en aval et △ avec le batteur immergé en aval et la plage immergée en amont.

de courant (0.4 et 0.6 m/s), sachant que le taux de turbulence initial avant l'immersion du batteur et de la plage d'amortissement est de 5 %. Les cas avec batteur et plage émergés ou immergés, dans le sens du courant ou contre le courant, sont différenciés. Comme pour les profils de vitesse, on note ainsi l'effet de perturbation sur le profil moyen de l'intensité turbulente dû à la présence du batteur ou de la plage en amont par rapport à un profil non perturbé.

On observe ici que la présence du batteur ou de la plage en amont a pour conséquence une augmentation de l'intensité turbulente en surface. Pour le cas contre courant (plage en amont) le profil est perturbé jusque  $z \simeq -1.3$  m retrouvant ensuite la turbulence naturelle moyenne de 5 % du bassin. Pour le cas dans le sens du courant on observe que le batteur augmente l'intensité turbulente sur presque toute la profondeur rejoignant le taux de turbulence moyen de 10 % dans le fond du bassin.

L'écart relatif de l'intensité turbulente en surface est conséquent et équivalent pour les deux cas (observation du premier point en surface) : il est de 20 % soit 4 fois plus important que la référence, avec un retour à la normale plus lent pour le cas dans le sens du courant (batteur en amont).

### **Profils moyens des vitesses axiales : houle en présence du courant**

Les profils moyens des vitesses en présence de houle (pour les conditions de Tab 2.4) sont ensuite comparés aux profils de référence respectifs (plage et batteur immergés mais non actifs). On remarque que pour une même vitesse les profils moyens dans le sens du courant ou contre courant sont différents (comparaison des cas a) et b) ; c) et d)). En effet, pour les cas dans le sens du courant a) ou c), la présence de la houle diminue le profil moyen de vitesses en surface. Dans les cas contre courant b) ou d), l'effet inverse est observé, le profil moyen de vitesses est redressé en surface, ce qui a pour avantage de compenser les pertes de vitesses dues à l'immersion de la plage en amont.

Notons que pour les cas contre courant, la perturbation due à la houle est moindre en profondeur, le profil moyen de vitesses est plus proche de son profil de référence ce qui engendre une augmentation du débit. Pour les cas dans le sens du courant, les vitesses en surface sont inférieures à celles des profils de référence mais subissent une accélération en profondeur.

On peut observer entre la figure 2.31 et la figure 2.32, c'est-à-dire pour une même amplitude de houle mais avec une fréquence différente, que l'écart relatif entre les profils moyens de vitesses et leurs références reste constant. Si l'on compare la figure 2.32 et la figure 2.33, c'est-à-dire pour une même fréquence de houle mais avec une amplitude différente, l'écart relatif entre les profils moyens de vitesses et leurs références est beaucoup plus marqué avec l'augmentation de l'amplitude.

Ainsi on remarque de manière générale que plus l'amplitude de la houle est élevée plus elle a une influence sur le profil moyen de vitesses et ce sur une plus grande profondeur. Notons que quel que soit le cas considéré, les vitesses ont tendance à augmenter près du fond aux environs de -1 mètre sous la surface.

On peut remarquer sur la figure 2.32 et la figure 2.33 cas d), une dispersion des points de mesure en surface, ceci à cause du déferlement et de la déformation de la houle pour ces cas contre courant.

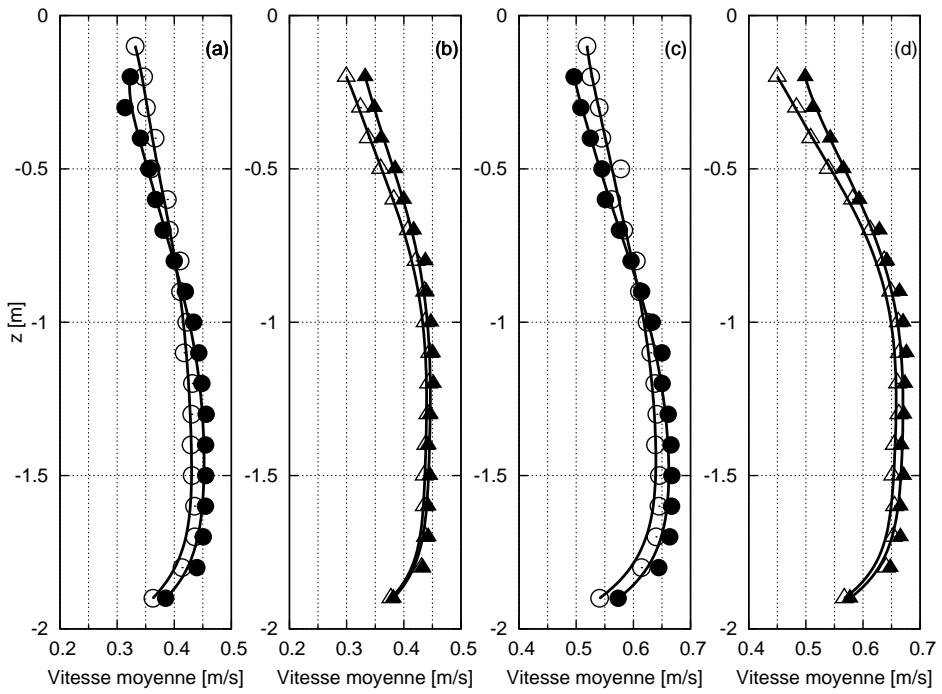


FIG. 2.30 – Evolution des profils moyens de vitesse pour une houle d'amplitude (crête à creux) 50 mm à une fréquence de 0.5 Hz pour les cas : a) houle avec un courant de 0.4 m/s, b) houle contre un courant de 0.4 m/s, c) houle avec un courant de 0.6 m/s et d) houle contre un courant de 0.6 m/s. Les marqueurs vides représentent les profils moyens de vitesse avec le batteur et la plage en place mais non actifs.

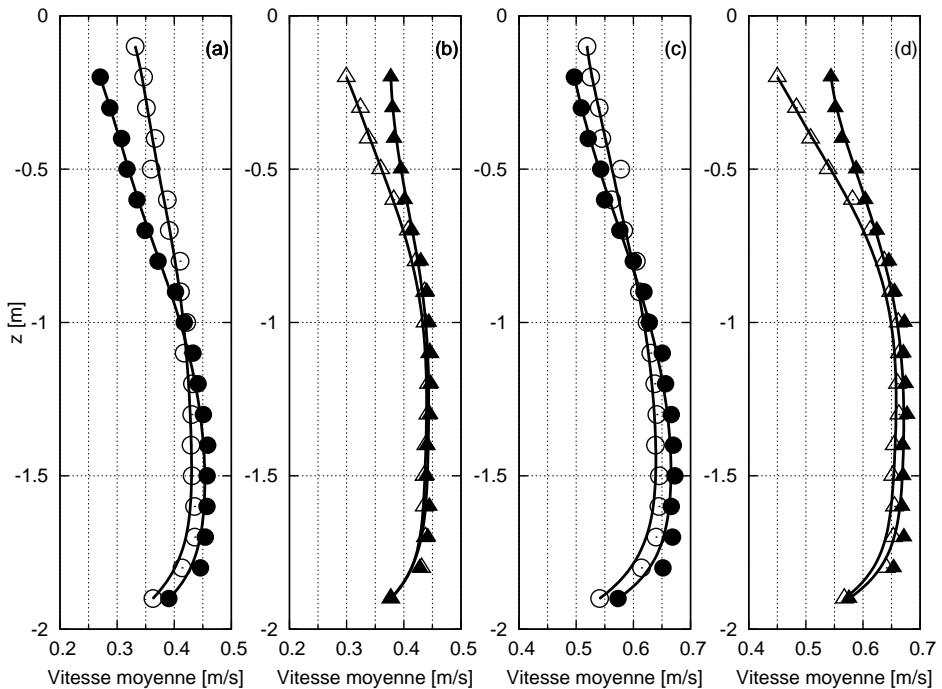


FIG. 2.31 – Evolution des profils moyens de vitesse pour une houle d'amplitude (crête à creux) 75 mm à une fréquence de 0.5 Hz pour les cas identiques à la figure 2.30.

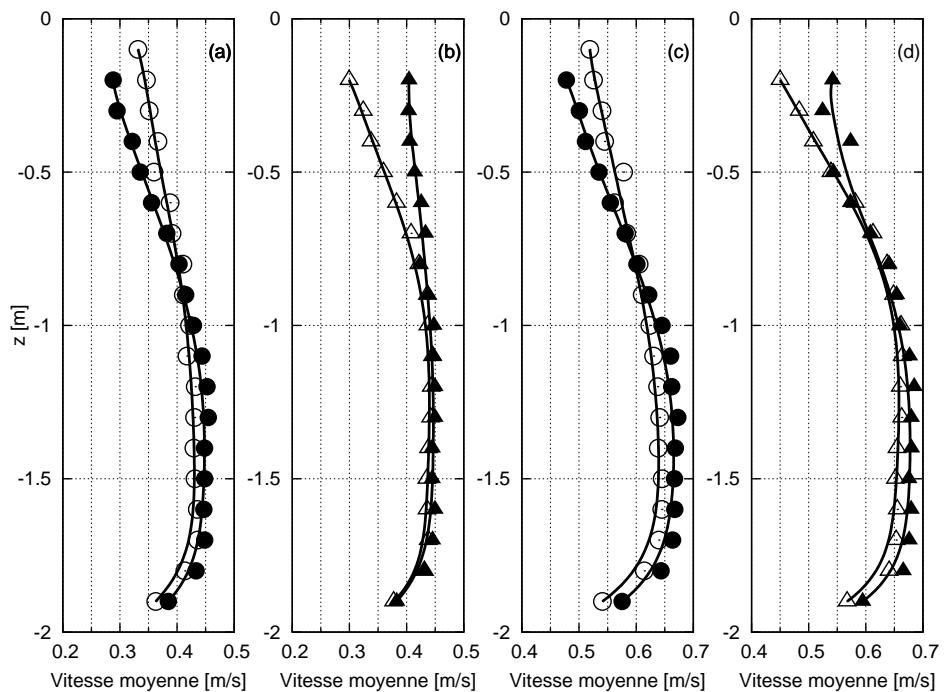


FIG. 2.32 – Evolution des profils moyens de vitesse pour une houle d'amplitude (crête à creux) 75 mm à une fréquence de 0.6 Hz pour les cas identiques à la figure 2.30.

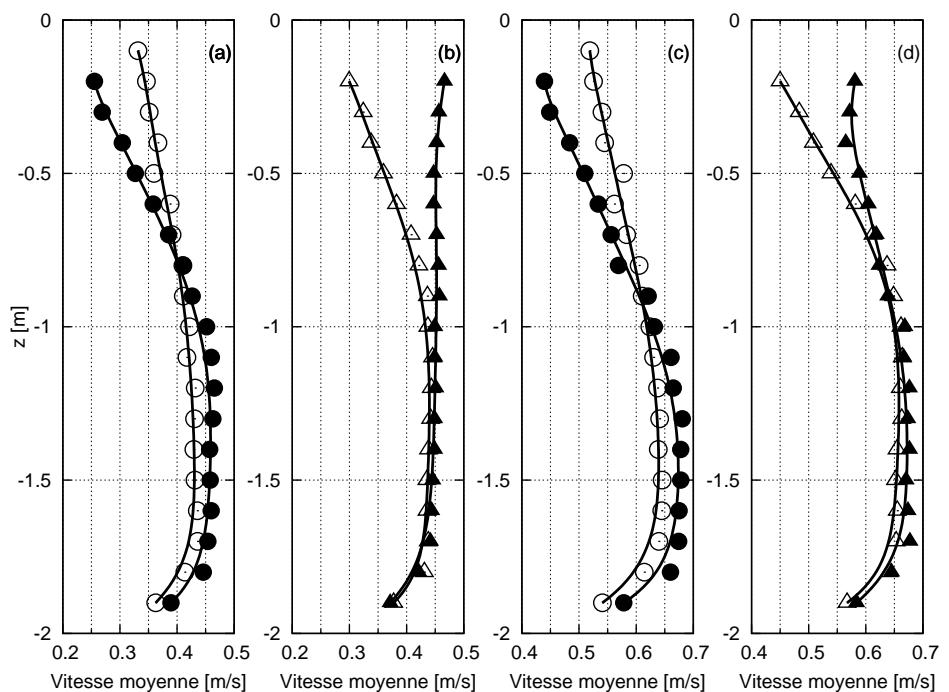


FIG. 2.33 – Evolution des profils moyens de vitesse pour une houle d'amplitude (crête à creux) 120 mm à une fréquence de 0.6 Hz pour les cas identiques à la figure 2.30.

## Profils moyens des vitesses orbitales : houle en présence du courant

Les profils moyens de vitesse orbitale suivant la direction de propagation des vagues présentés ici sont obtenus à partir de la relation suivante :

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh(2\pi \frac{z+h}{L})}{\cosh(2\pi \frac{h}{L})} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) \quad (2.16)$$

où :

H - la hauteur de houle (distance crête à creux),

h - la profondeur de l'eau par rapport au niveau de l'eau au repos, h = 2 m,

T - la période de houle,

L - la longueur d'onde de houle (distance entre deux crêtes successives).

Ces paramètres sont décrits en annexe C. Les éléments (hauteur H, période T, longueur d'onde L) de la houle sont déterminés à partir des mesures de houle utilisant trois sondes résistives.

La figure 2.34 présente les profils moyens des vitesses orbitales pour des houles de différentes amplitudes et fréquences en présence des courants de 0.4 m/s et 0.6 m/s. On remarque sur chaque courbes a), b), c) et d) que les profils évoluent toujours dans le même sens croissant, effet visible surtout en surface. Ceci est dû à l'augmentation de la fréquence et surtout à l'accroissement de l'amplitude. Plus la fréquence est élevée plus les vitesses orbitales sont importantes en surface et plus l'amplitude est grande plus cet effet est marqué. On peut aussi noter qu'en surface, pour les mêmes cas a) et b) ou c) et d), les vitesses sont plus importantes dans le sens contre courant d'un facteur 1.5, par rapport au sens du courant.

La mesure de vitesse orbitale suivant la direction de propagation de houle permet également de déterminer le flux d'énergie associé à la houle. Pour la gamme de vitesses orbitales mesurées, de 0.05 à 0.375 m/s, nous obtenons une gamme de densité de puissance moyenne allant de 0.06 à 26.37 w/m<sup>2</sup>. L'action de la houle sur le courant permet d'augmenter le flux d'énergie récupérable sur la colonne d'eau jusqu'à plus de 10 %, suivant les conditions de houle considérées.

## Profils moyens de l'intensité turbulente : houle en présence du courant

La figure 2.35 représente les profils moyens de l'intensité turbulente en présence de houle, à comparer avec leurs profils de référence respectifs (figure 2.29, plage et batteur immergés mais non actifs). On observe que pour des houles différentes et pour des vitesses de courant différentes, les profils restent proches de leurs références. Le seul profil divergeant quand on est près de la surface est le cas à (0.6 Hz ; 120 mm).

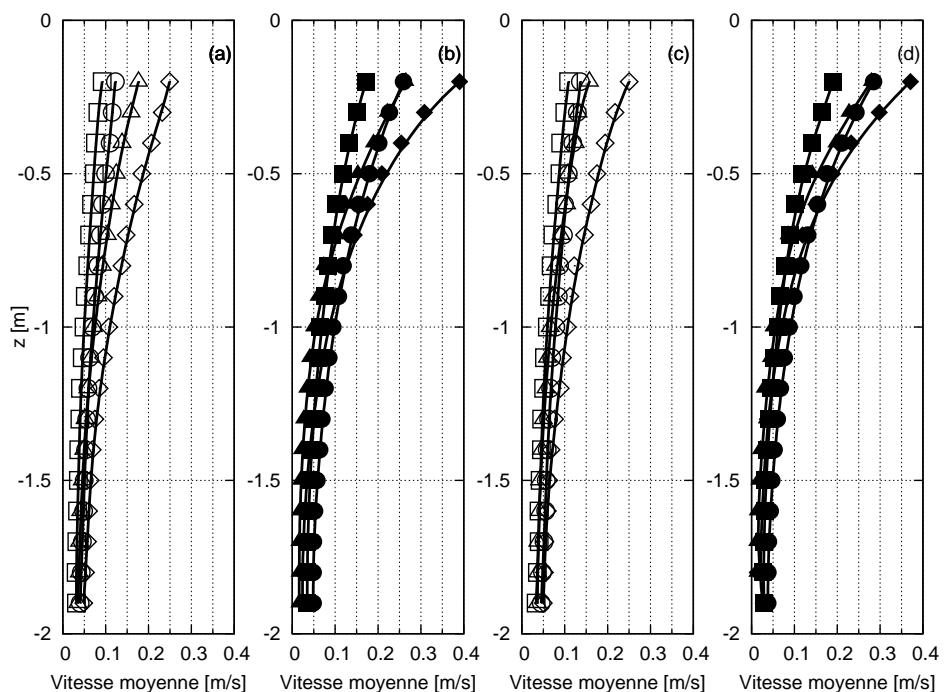


FIG. 2.34 – Evolution des profils moyens de vitesse orbitales pour les cas identiques à la figure 2.30 pour les houles de 50 mm à 0.5 Hz  $\square$ , 75 mm à 0.5 Hz  $\circ$ , 75 mm à 0.6 Hz  $\triangle$  et 120 mm à 0.6 Hz  $\diamond$ . Les marqueurs vides représentent les profils dans le sens du courant, les marqueurs pleins les profils dans le sens contre courant.

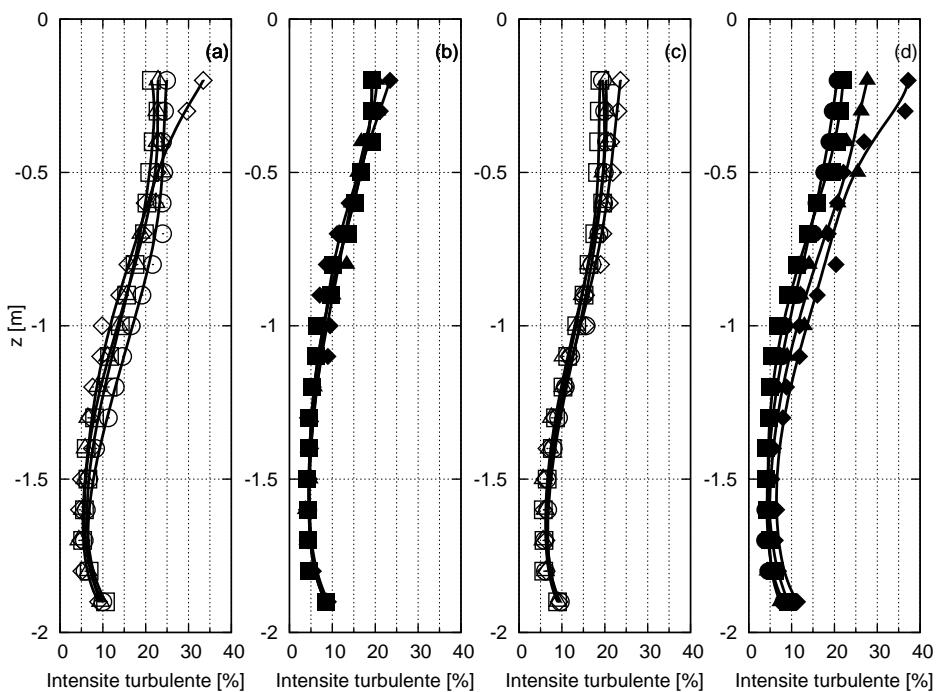


FIG. 2.35 – Evolution des profils moyens de l'intensité turbulente pour les cas de la figure 2.30 pour des houles d'amplitude (crête à creux) 50 mm à une fréquence de 0.5 Hz  $\square$ , 75 mm à une fréquence de 0.5 Hz  $\circ$ , 75mm à une fréquence de 0.6 Hz  $\triangle$  et 120 mm à une fréquence de 0.6 Hz  $\diamond$ . Les marqueurs vides représentent les profils dans le sens du courant, les marqueurs pleins les profils dans le sens contre courant.

## Cartes des moyennes des vitesses axiales : houle en présence du courant

Les résultats qui suivent montrent sous forme de cartographies les vitesses moyennes adimensionnalisées du courant sur une section d'1m × 1m au centre de la veine. On peut alors observer l'homogénéité de la vitesse du courant dans la section.

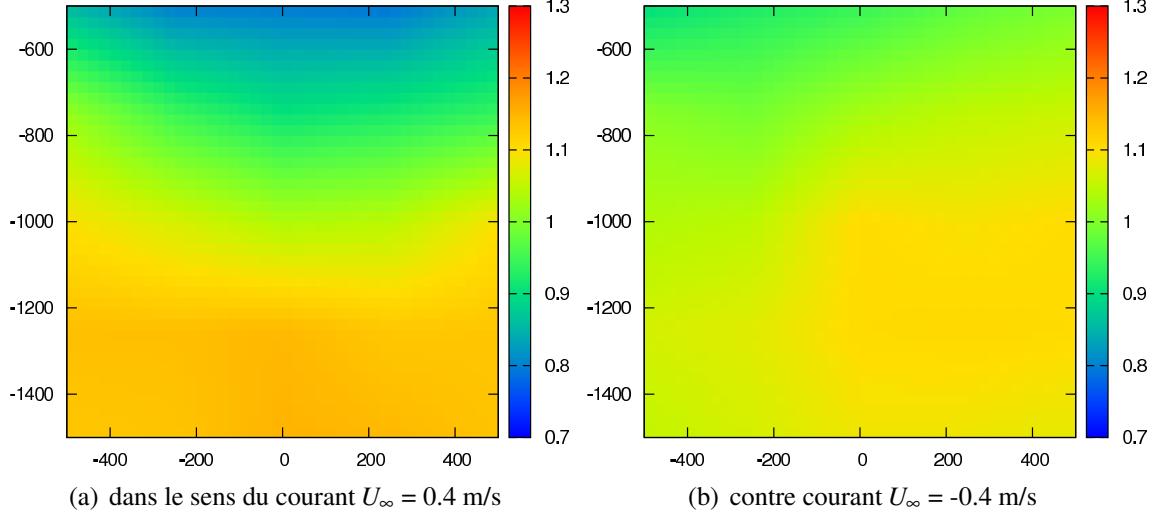


FIG. 2.36 – Champs moyens de vitesse du courant adimensionnalisés, pour la houle 0.5 Hz 75 mm. Les longueurs sont en mm.

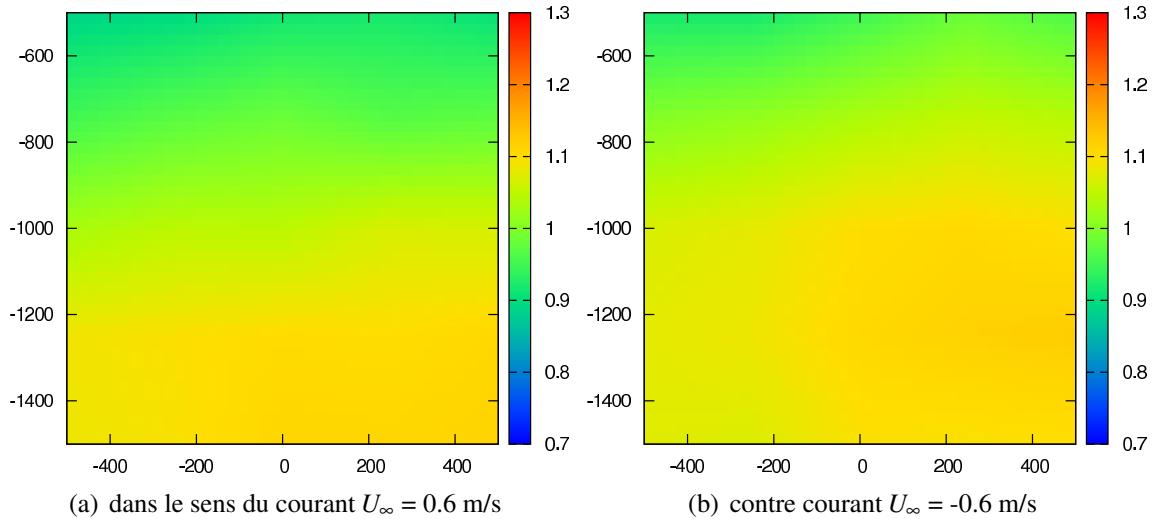


FIG. 2.37 – Champs moyens de vitesse du courant adimensionnalisés, pour la houle (0.5 Hz ; 75 mm). Les longueurs sont en mm.

On remarque sur la figure 2.36 la différence d'homogénéité de la vitesse dans le sens du courant ou contre courant. En effet dans le sens du courant, figure 2.36(a), les paliers d'augmentation de vitesse sont observables très nettement sur la profondeur alors que dans le sens contre courant, figure 2.36(b), la vitesse du courant est plus homogène sur la section de la veine ; la vitesse adimensionnalisée intermédiaire à une profondeur de -1 m en (a) est d'environ 1.1, tandis qu'en (b), cette valeur est répartie sur une grande partie de la section. Sur la cartographie de gauche, on observe aussi que les lignes séparant les paliers de vitesses sont incurvées vers le bas au centre du bassin.

Avec l'augmentation de la vitesse du courant visible sur la figure 2.37, une homogénéisation des vitesses s'opère pour le cas dans le sens du courant (a). On observe pour le cas contre courant (b) que l'homogénéité semble rester à peu près constante.

Il est nécessaire de comparer les conditions d'essais houle-courant mesurées en bassin aux données des sites réelles afin de savoir si ces conditions sont proches ou non des celles rencontrées en mer et de s'assurer de leur influence sur le comportement des machines subissant ce phénomène. Des mesures complémentaires seront nécessaires (houles irrégulières en présence du courant notamment) afin de faire ces comparaisons, même si les données *in situ* sur l'interaction vagues/courant sont difficiles à trouver dans la littérature.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, des outils expérimentaux et moyens de mesures ont été présentés. Ces outils permettent l'étude des champs d'écoulement autour des hydroliennes pour différents paramètres hydrodynamiques, cinématiques et géométriques, mais également l'étude de leur comportement.

Les conditions d'essais permettant d'aboutir à des résultats fiables et proches des écoulements réalistes ont également été présentées. Les résultats de cette étude permettent de connaître précisément les conditions d'écoulement (courant seul avec différents taux de turbulence et interaction houle-courant) avec lesquelles seront effectuées nos essais. Il est ainsi possible de prévoir à l'avance un positionnement optimal des maquettes dans la veine, en fonction des profils moyens verticaux de courant, et des cartographies des moyennes de vitesse, de densité de puissance, d'intensité de turbulence et d'autres caractéristiques de la turbulence (TKE et dissipation de la TKE) pour diverses vitesses de l'écoulement incident. Les analyses d'efforts, de déformation de structures ou du sillage observées pourront alors être reliées aux phénomènes hydrodynamiques précédemment déterminés, tels que l'influence du taux de turbulence ambiant, les effets d'interaction houle-courant, influence de la profondeur d'immersion de la turbine...

La caractérisation des conditions d'essais courant seul avec différents taux de turbulence et interaction houle-courant ont permis de savoir si nos conditions d'essais étaient proches des sites réels, notamment sur les niveaux de taux de turbulence rencontrés dans les mers et les océans. En effet, les valeurs de la TKE et de la dissipation de la TKE obtenues ici sont très proches des celles rencontrées dans les mers ou dans les océans. Dans plus de 65 % de l'océan on rencontre des valeurs de TKE inférieures à  $0.03 \text{ m}^2/\text{s}^2$  ([www.aviso.oceanobs.com/fr](http://www.aviso.oceanobs.com/fr)) pour des taux de turbulence de plus de 5 %. C'est le cas du site EMEC à Orkney possédant une TKE comprise entre  $1 \times 10^{-6}$  et  $4 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^2$  avec des vitesses supérieure à 2 m/s suivant les conditions de mer (flot ou jusant) [142]. On peut également citer le site Puget Sound (sur l'île de Marrowstone) à l'Ouest de l'État de Washington [171]. Ce site a une profondeur de 22 m avec des vitesses moyennes de l'ordre de 2 m/s, des taux de turbulence de plus de 10 %, des TKE allant de 0.005 à  $0.08 \text{ m}^2/\text{s}^2$  et une dissipation de TKE comprise entre  $1 \times 10^{-6}$  et  $\times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ . En générale, les grands courants de bord ouest du Gulf-Stream possèdent une TKE significative, souvent supérieure à  $0.45 \text{ m}^2/\text{s}^2$  pour les taux de turbulence allant jusqu'à plus de 20 %.

La qualification du système batteur-plage en présence de courant a également permis d'obtenir un aperçu des phénomènes d'interaction houle-courant vérifiant ce qui est habituellement observé dans la littérature [182, 27, 89, 90, 92].

Cette étude montre la nécessité de prendre en considération les particularités de l'écoulement en termes d'homogénéité, d'intensité de turbulence ambiante, de l'incidence de l'écoulement et d'interaction houle-courant pour la caractérisation du comportement et du sillage d'une hydrolienne.

# Chapitre 3

## Méthodes numériques

La compréhension et la quantification de l'évolution du sillage d'hydroliennes est un enjeu économique et environnemental pour le développement de ce secteur. Le contrôle du sillage des hydroliennes est particulièrement important, notamment dans le but d'optimiser les performances d'un champ d'hydroliennes, d'étudier le transport sédimentaire...

Actuellement, les stratégies utilisées pour optimiser l'efficacité d'une hydrolienne reposent essentiellement sur l'amélioration de forme de pales en utilisant les méthodes BEM (Blade Element Momentum) [112, 60, 135]. Cependant, les contraintes environnementales et de gestion de l'espace marin nécessitent la prise en compte de l'écoulement et des modifications engendrées par ce type de structure.

En effet, le positionnement des turbines dans un champ passe en général par l'étude du sillage, afin de savoir à quelle distance (longitudinale ou transverse) peuvent être placées les hydroliennes les unes par rapport aux autres. L'étude des interactions entre un champ d'hydroliennes avec son milieu étant également basée sur la modélisation de l'écoulement, l'approche numérique permettrait donc de compenser les limites de la modélisation physique. L'approche numérique devient une alternative intéressante compte tenu des coûts élevés ou des difficultés pratiques liées à la réalisation d'essais expérimentaux. L'expérimentation est confrontée aux avancées rapides de la puissance informatique en raison de l'augmentation des capacités des calculateurs et de la baisse des coûts des simulations numériques.

Cependant, afin de devenir complémentaire aux expériences, les méthodes numériques doivent remplir des conditions fortes. La demande principale est que les simulations soient efficaces et mènent à des résultats précis, fiables et exploitables. Chaque méthode a ses propres contraintes et points forts : stabilité, précision, rapidité, flexibilité, etc. D'après les différentes investigations qui ont été faites dans la littérature sur la robustesse des méthodes numériques [172, 83], il n'existe pas de méthode numérique surpassant les autres sur tous ces points. Néanmoins, il existe un point commun à la plupart de ces méthodes : les conditions de stabilité imposent de choisir des pas de temps petits, qui rendent difficiles les calculs d'écoulements fortement instationnaires, tels que les sillages. De ce point de vue, la robustesse et l'efficacité des méthodes vortex les rendent attractives pour ce type de calcul.

Ce chapitre est consacré à la description de l'approche numérique utilisée pour simuler le sillage généré par une hydrolienne et étudier son comportement. L'écoulement est modélisé par une méthode particulière de type vortex et l'hydrolienne est quant à elle prise en compte par une méthode intégrale de frontière.

## 3.1 Méthode particulaire

La première tentative de simulation par la méthode particulaire a été faite par Rosenhead en 1931 [157]. Rehbach [151] reprend cette méthode pour l'adapter aux écoulements tridimensionnels instationnaires de fluide incompressible autour de profils minces. Plusieurs travaux de recherche ont ensuite été menés concernant la résolution d'écoulements incompressibles à partir des méthodes particulières [97, 76, 37, 93]. Cette méthode consiste en la discréétisation des zones rotationnelles présentes dans le domaine fluide  $\mathcal{D}$  en particules  $P$  de volume  $\mathcal{V}$ . Le déplacement de ces particules, transportant une information tourbillonnaire sont suivies dans le temps de façon lagrangienne.

Le code numérique développé ici a fait l'objet de plusieurs travaux de thèse [73, 25, 63]. Des améliorations (modernisation, parallélisation, optimisation,...) ont ensuite été apportées à ce code pendant les travaux de thèse de Pinon [63], pour la modélisation des jets transverses des inverseurs de poussée d'un avion. Ce code est ensuite adapté dans le cadre de ce travail de thèse pour la modélisation du sillage généré par une voilure tournante de type hydrolien.

Dans notre cas nous considérons un écoulement tourbillonnaire avec des particules qui sont émises sur le bord de fuite des pales d'un rotor tripales à axe horizontal. Ainsi une description lagrangienne est appliquée aux équations gouvernant l'écoulement (équations de Navier-Stokes en formulation vitesse-tourbillon), qui une fois résolues déterminent l'évolution des champs à calculer. L'émission des particules sur le bord de fuite des pales se fait grâce aux méthodes de calcul de doublets normaux utilisant la condition de Kutta-Joukovski comme condition d'émission.

Les avantages des méthodes vortex sont que seule la partie du domaine où la vorticité est non nulle est prise en compte dans les calculs, les conditions aux limites à l'infini sont satisfaites naturellement et seules les parois solides sont maillées. Les inconvénients de ces méthodes sont qu'elles nécessitent des temps de calcul importants et ne peuvent pas prendre entièrement en compte les effets du décrochage dynamique.

### 3.1.1 Equation de mouvement

L'écoulement instationnaire d'un fluide visqueux incompressible est régi par les équations de Navier-Stokes définies par :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{U} \quad (3.2)$$

où  $\mathbf{U} = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$  est le champ de vitesse,  $\rho$  la masse volumique,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $p$  la pression. En prenant le rotationnel de l'équation (3.2) et sachant que le vecteur tourbillon  $\omega = \nabla \wedge \mathbf{U}$ , on obtient les équations de Navier-Stokes en formulation vitesse-tourbillon ( $\mathbf{U}, \omega$ ) :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{U} + \nu \Delta \omega \quad (3.4)$$

où  $\omega = \omega(\mathbf{x}, t)$  est le champ de vorticité de l'écoulement et  $D\omega/Dt = \partial\omega/\partial t + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \omega$  la dérivée particulaire.

L'équation (3.4) est le point de départ de la méthode particulaire utilisée dans ce travail de thèse, avec le terme  $D\omega/Dt$  désignant le transport tourbillonnaire,  $(\omega \cdot \nabla) \mathbf{U}$  le terme de déformation et

$v\Delta\omega$  le terme de diffusion.

Le champ de vitesse suit la décomposition Helmholtz :

$$\mathbf{U} = \nabla \wedge \psi + \nabla \phi = \mathbf{U}_\omega + \mathbf{U}_\phi \quad (3.5)$$

où  $\psi$  est un potentiel vecteur et  $\phi$  un potentiel.

$\psi$  et  $\phi$  vérifient respectivement les conditions suivantes :

$$\Delta\psi = -\omega \quad (3.6)$$

$$\Delta\phi = \nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.7)$$

En considérant que l'écoulement est non visqueux c'est-à-dire que la viscosité du fluide est nulle ( $\nu = 0$ ), l'équation de Navier-Stokes (3.4) est réduite à l'équation dite d'Euler, donnée ci-après :

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{U} \quad (3.8)$$

La loi de Biot et Savart (1880) permet de relier la contribution rotationnelle de la vitesse de l'écoulement à la vorticité par une représentation intégrale. Le champ de vitesse induit par le rotationnel présent dans le sillage est donné en dimension 3 par :

$$\mathbf{U}_\omega(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \mathbf{K}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \wedge \omega(\mathbf{r}') d\omega(\mathbf{r}') \quad (3.9)$$

avec  $\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{r}}{r^3}$  et  $\mathbf{r} - \mathbf{r}' = MM'$ , où  $M$  et  $M'$  sont deux points du domaine de l'écoulement  $\mathcal{D}$ .

### 3.1.2 Discréétisation particulière

La discréétisation particulière consiste à discréétiser le champ de vorticité en particules. Ces particules portant la vorticité sont ensuite suivies dans leur déplacement de façon lagrangienne, en utilisant une représentation lagrangienne des équations de transport. On utilise dans un premier temps les équations d'Euler (3.8), c'est-à-dire que le terme visqueux des équations de Navier-Stokes est omis. Il sera pris en compte pour la modélisation de la diffusion.

#### Position et poids des particules

On considère un domaine fluide  $\mathcal{D}$  dans lequel on trouve des zones rotationnelles discréétisées en particules de volume  $\mathcal{V}$ . Afin de définir la position et le poids des particules, on considère un petit élément de volume  $d\omega$  en  $\mathbf{x}$  ayant un champ de vorticité  $\omega$ .

A cet élément de volume est associée la particule  $i$  de support  $\mathcal{P}_i$ . La position  $\mathbf{X}_i$  et l'intensité de vorticité  $\Omega_i$  portée par la particule  $i$  sont respectivement définies en dimension 3 par :

$$\mathbf{X}_i = \frac{\int_{\mathcal{P}_i} \mathbf{x} d\omega}{\int_{\mathcal{P}_i} d\omega} \quad \text{et} \quad \Omega_i = \int_{\mathcal{P}_i} \omega d\omega \approx \omega(\mathbf{X}_i) v_i \quad (3.10)$$

où  $\mathbf{X}_i = (x_i, y_i, z_i)$  et  $\Omega_i = (\Omega_{x_i}, \Omega_{y_i}, \Omega_{z_i})$ .

## Transport lagrangien

La représentation lagrangienne des équations de transport de la position  $\mathbf{X}_i$  et de l'intensité  $\Omega_i$  de la particule  $i$  sont respectivement définies en dimension 3 dans (3.11) et (3.12) en omettant le terme de diffusion.

$$\frac{D\mathbf{X}_i}{Dt} = \mathbf{U}_i \quad (3.11)$$

$$\frac{D\Omega_i}{Dt} = (\boldsymbol{\Omega}_i \cdot \nabla) \mathbf{U}_i \quad (3.12)$$

où  $\mathbf{U}_i = \mathbf{U}(\mathbf{X}_i)$  est la vitesse en  $\mathbf{X}_i$  et  $\mathbf{U}$  est la somme de l'ensemble de contribution des champs tourbillonnaires. Le terme  $(\boldsymbol{\Omega}_i \cdot \nabla) \mathbf{U}_i$  du second membre de l'équation (3.12) désigne le terme de déformation.

Après discréttisation des zones rotationnelles en un ensemble de particules portant la vorticité, on applique la loi de Biot-Savart au champ de vitesse  $\mathbf{U}_\omega$  induit par l'ensemble du champ tourbillonnaire discréttisé, et on obtient en dimension 3, la forme discrète de l'équation (3.9) :

$$\mathbf{U}_\omega = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \mathbf{K}_3(\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j) \wedge \boldsymbol{\Omega}_j \quad (3.13)$$

$\mathbf{X}_j$  et  $\boldsymbol{\Omega}_j$  sont respectivement la position et le poids de la particule  $j$  qui contribue à la vitesse en  $\mathbf{X}_i$ . Les  $N$  particules couvrent le domaine rotationnel de  $\mathcal{D}$ .

Les équations (3.11) et (3.12) représentent un système de  $6 \times N$  équations aux dérivées partielles (3 composantes pour la position et 3 composantes pour le poids particulaire). Ce système est résolu à des intervalles de temps réguliers par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 2.

## Régularisation du champ de vitesse

L'approche classique en méthode particulaire consiste en une évaluation de tous les champs par convolution. Par l'approximation du champ de vorticité  $\boldsymbol{\omega}$  par une combinaison linéaire de la fonction  $\zeta_{n\delta}$  qui converge vers la masse de Dirac quand  $\delta$  tend vers 0, on obtient en dimension 3 :

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{X}_i) = \sum_j \boldsymbol{\Omega}_j \zeta_{3\delta}(\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j) \quad (3.14)$$

avec

$$\zeta_{n\delta}(x) = \frac{1}{\delta^n} \zeta_n\left(\frac{x}{\delta}\right) \quad \text{dans la dimension } n, \quad (3.15)$$

et  $\delta$  est le paramètre de régularisation aussi appelé "cut-off". La fonction  $\zeta_{n\delta}$  vérifie les propriétés suivantes :

$$\begin{cases} \int_{\mathbb{R}^n} \zeta_{n\delta}(x) dx = 1 \\ \int_{\mathbb{R}^n} x^m \zeta_{n\delta}(x) dx = 0, \quad m \geq 1 \end{cases} \quad (3.16)$$

On utilise ici, la fonction de régularisation  $\zeta_3$  en dimension 3 définie par :

$$\zeta_3(\theta) = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{(1 + |\theta|^2)^{5/2}} \quad (3.17)$$

où  $\theta = \frac{x}{\delta}$  et  $x = r = |\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j|$  est la distance entre la particule créée à l'instant t avec la position du bord de fuite.

Après l'approximation du champ de vorticité  $\omega$ , le noyau singulier  $\mathbf{K}$  est remplacé par  $\mathbf{K}_\delta$  issu de la convolution avec le noyau  $\zeta_{3\delta}$  :

$$\mathbf{K}_\delta = \mathbf{K} * \zeta_{3\delta} \quad (3.18)$$

Ce qui donne en dimension 3 le noyau régulier défini par :

$$\mathbf{K}_\delta(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{x}}{(|\mathbf{x}|^2 + \delta^2)^{3/2}} \quad (3.19)$$

En considérant un ensemble de N particules, la relation de Biot et Savart discrétisée (3.13) peut alors être réécrite en fonction du nouveau noyau régularisé  $\mathbf{K}_\delta$  en 3D.

$$\mathbf{U}_i = \sum_{j=1}^N \mathbf{K}_\delta(\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j) \wedge \boldsymbol{\Omega}_j \quad (3.20)$$

Le noyau  $\mathbf{K}_\delta$  (équation 3.19) est appelé noyau de Rosenhead-Moore. Ce noyau est largement utilisé dans les méthodes vortex en 3D [107, 24, 147, 7]. Il existe également dans la littérature d'autres expressions du noyau  $\mathbf{K}_\delta$  issu de la convolution avec des noyaux  $\zeta_\delta$  différents [93, 181, 43, 38].

### Formulation discrétisée et régularisée du terme de déformation

La forme discrétisée et régularisée du terme de déformation utilisant le noyau de Rosenhead-Moore (équation 3.19) est donnée par l'expression suivante :

$$(\boldsymbol{\Omega}_i \cdot \nabla) \mathbf{U}_i = -\frac{1}{4\pi} \sum_j \frac{3}{(|\mathbf{X}_j - \mathbf{X}_i|^2 + \delta^2)^{5/2}} (\mathbf{X}_j - \mathbf{X}_i) (\boldsymbol{\Omega}_i \cdot (\boldsymbol{\Omega}_j \wedge (\mathbf{X}_j - \mathbf{X}_i))) + \frac{1}{(|\mathbf{X}_j - \mathbf{X}_i|^2 + \delta^2)^{3/2}} (\boldsymbol{\Omega}_i \wedge \boldsymbol{\Omega}_j) \quad (3.21)$$

Les détails pratiques liés aux développements de la méthode vortex peuvent être trouvés dans les travaux suivants [34, 25].

### Méthodes d'accélération des calculs

Deux manières d'accélérer les calculs ont été utilisées dans le code présenté ici : la première a consisté à utiliser un algorithme d'accélération de calcul du champ de vitesse et la seconde à utiliser au maximum les capacités des calculateurs par le biais de l'utilisation d'architectures parallèles et de l'optimisation scalaire. Rappelons que les calculateurs utilisés ici sont le cluster IBM du CRIHAN possédant 2 nœuds de 32 processeurs Power4 et de 32Go de mémoire partagée, interconnectés par un réseau IBM "colony", avec une puissance crête d'environ 330Gflops, et le cluster de machines du Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC) possédant 6 nœuds possédant chacun 8 cœurs.

Différents types d'algorithmes dits rapides sont utilisés dans les méthodes lagrangiennes [159, 38, 107]. Dans le code de calculs utilisé ici, l'algorithme utilisé est l'algorithme Tree-Code repris des travaux de Lindsay et Krasny [107].

L'origine de Tree-Code vient du fait qu'il y a création d'une arborescence pour calculer les interactions. Lorsque le point où l'on souhaite calculer la vitesse est proche des particules considérées, on

utilise directement l'équation de Biot et Savart ; lorsque le point est suffisamment éloigné des particules considérées, on utilise un équivalent particulaire rendant compte de l'effet d'un ensemble de particules rassemblées au sein d'une cellule. La méthode d'accélération présentée ici est détaillée dans les travaux de thèse de Pinon [63].

### 3.1.3 Diffusion en méthode particulaire

La modélisation de la diffusion est réalisée en considérant le terme visqueux de l'équation 3.4. Ce terme est intégré à l'équation de transport du tourbillon :

$$\frac{D\mathbf{X}_i}{Dt} = \mathbf{U}_i \quad (3.22)$$

$$\frac{D\Omega_i}{Dt} = (\Omega_i \cdot \nabla) \mathbf{U}_i + v \Delta \omega|_{\mathbf{x}_i} v_i \quad (3.23)$$

#### Echange d'intensité de particule - PSE (Particle Strength Exchange)

La modélisation de la diffusion visqueuse se base ici sur la technique PSE. Cette technique est basée sur l'échange de vorticité entre particules sans pour autant modifier leur position et leur volume [35, 103, 104, 97, 146]. La méthode PSE qui est conservative et prend en compte le flux sortant de la particule et le flux entrant provenant de la diffusion des autres particules.

Le but principal de cette méthode est d'évaluer le terme visqueux  $v \Delta \omega(\mathbf{x})$  en passant par une représentation intégrale.

On démarre par la forme continue de l'équation discrète 3.14 :

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}) = \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}') \xi_{\delta}(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) d\mathbf{x}' \quad (3.24)$$

C'est la fonction gaussienne  $\xi_{\delta}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(\pi \delta^2)^{3/2}} \exp(-\frac{\mathbf{x}^2}{\delta^2})$  qui est ici choisie.

Le laplacien du vecteur tourbillon  $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{x})$  s'obtient à partir de [38] :

$$\Delta \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}) = 2 \int_{\mathcal{V}} [\boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}') - \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x})] \eta_{\delta}(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) d\mathbf{x}' \quad (3.25)$$

avec  $\eta_{\delta}(\mathbf{x}) = \frac{\nabla \xi_{\delta}(|\mathbf{x}|) \mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^2} = \frac{2}{\delta^2} \xi_{\delta}(|\mathbf{x}|)$ , toujours dans le cas de la fonction gaussienne.

La forme discrétisée du terme intervenant dans l'équation (3.23) s'écrit alors :

$$v \Delta \omega|_{\mathbf{x}_i} v_i \approx 2v \sum_j (\Omega_j |v_i| - \Omega_i |v_j|) \eta_{\delta}(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|) \quad (3.26)$$

Le schéma d'intégration peut ensuite être appliqué.

#### Modélisation de la diffusion turbulente par la simulation des grandes échelles-LES

La simulation des grandes échelles (LES : Large Eddy Simulation) n'intègre que la dynamique des modes spatiaux à grandes échelles. Elle permet de modéliser le comportement des petites échelles, non-résolues. Par opposition aux méthodes RANS (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes), où l'ensemble des mouvements contribuant aux tenseurs de Reynolds est modélisé, dans

la méthode LES, la modélisation ne porte que sur une partie du mouvement d'agitation turbulente c'est-à-dire sur la composante petite échelle. Une procédure de filtrage est utilisée pour séparer les petites des grandes échelles, en éliminant du champ total toute contribution aux échelles inférieures à une longueur de coupure. La séparation d'échelle est réalisée par l'application d'un filtre passe-haut en échelles à la solution exacte. Pour prendre en compte l'effet des petites échelles, le terme simplifié  $\nabla \cdot (\mathbf{v}_{turb} \nabla \boldsymbol{\omega})$  est ajouté à l'équation du transport du tourbillon (3.23) et devient :

$$\frac{D\boldsymbol{\Omega}_i}{Dt} = (\boldsymbol{\Omega}_i \cdot \nabla) \mathbf{U}_i + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}|_{\mathbf{x}_i} v_i + \nabla \cdot (\mathbf{v}_{turb} \nabla \boldsymbol{\omega})|_{\mathbf{x}_i} v_i \quad (3.27)$$

avec :

$$\nabla \cdot (\mathbf{v}_{turb} \nabla \boldsymbol{\Omega})|_{\mathbf{x}_i} v_i = \sum_j (v_{turb}^i + v_{turb}^j) (\Omega_j |v_i| - \Omega_i |v_j|) \eta_\delta(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|)$$

La modélisation de  $\mathbf{v}_{turb}$  influe directement sur la nature de l'écoulement moyen. Différents modèles existent pour la construction de la viscosité turbulente  $\nu_{turb}$ . En l'occurrence on utilise le modèle de sous-maille de Smagorinsky [163] repris par Winckelmans [180], où la viscosité est donnée par :

$$\nu_{turb} = (C_s dh)^2 (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad (3.28)$$

où  $S_{ij}$  est le tenseur des contraintes,  $S_{ij}S_{ij} = S_{ij}^2 \geq 0$ ,  $dh$  est la taille de la maille et  $0.1 \leq C_s \leq 0.24$

Un autre modèle simplifié de construction de la viscosité turbulente est proposé par Mansour et al. [120], largement utilisé par [25, 63]. Ce modèle est basé sur l'enstrophie locale, équation (3.29). C'est ce dernier qui est utilisé dans cette étude.

$$\nu_{turb} = (C_v dh)^2 (2\omega_i \omega_i)^{1/2} \quad (3.29)$$

avec  $\omega_i \omega_i = \omega^2 \geq 0$ ,  $C_v \approx C_s$  ( $C_v \approx 0.2$ ) et  $dh$  est la taille de la sous-maille pris ici comme le paramètre de régularisation  $\delta$

### 3.1.4 Remaillage

Nous avons discréteisé l'écoulement tourbillonnaire en particules, ces particules qui sont transportées dans l'écoulement de manière lagrangienne vont s'accumuler près des zones de fort gradient, et dans les zones de faible gradient, elles deviennent rares. Or, une distribution régulière des particules est importante pour la précision des simulations numériques. Une solution est d'effectuer régulièrement, un remaillage des particules pour pouvoir obtenir une meilleure répartition des particules dans l'écoulement.

Le remaillage consiste en une interpolation des particules sur une grille en créant de manière conservative, des nouvelles particules de volume uniforme à partir des anciennes particules, ce qui permet d'éviter les distorsions des particules et permet de conserver la condition de recouvrement. Ces nouvelles particules sont créées au centre des mailles de la grille cartésienne. Le remaillage des particules à chaque pas de temps permet éventuellement de résoudre les équations d'Euler sur une grille. Evans et Harlow [50] ont été parmi les premiers à envisager cette technique d'interpolation pour les méthodes PIC (Particle In Cell).

On considère un ensemble de particules  $J$  avant remaillage avec  $j \in J$ , la particule  $j$  ayant une position  $X_j$ , portant la quantité  $q_j$  et  $W$  un noyau d'interpolation vérifiant la conservation des moments de la quantité  $q_j$ . Le but est d'arriver à calculer les nouvelles positions  $\tilde{X}_i$  sur une grille régulière de taille de maille  $h$ , et ces nouvelles intensités  $\tilde{\Omega}_i$  à partir des anciennes particules. Les

nouvelles quantités  $q_i$  aux points de grille  $\tilde{X}_i$  se calculent en fonction des anciennes particules avec la formule suivante :

$$\tilde{q}_i = \sum_{j \in J} q_j W\left(\frac{\tilde{X}_i - X_j}{h}\right) \quad (3.30)$$

Le principe que nous présentons ici repose sur la résolution du système (3.31). Il permet de construire une famille de noyaux d'interpolation en imposant la conservation d'un certain nombre de moments par la répartition des valeurs portées par les particules sur un nombre de points minimal.

$$\sum_{i=1}^M x_i^a W(x - x_i) = x^a \quad \text{pour } 0 \leq a \leq M-1 \quad (3.31)$$

Ici nous décrivons uniquement le noyau  $W$  utilisé dans cette étude c'est-à-dire le noyau d'interpolation  $M'_4$ , largement utilisé en méthode particulaire.

Le célèbre noyau d'interpolation construit par Monaghan [137] appelé noyau d'interpolation  $M'_4$  est de classe  $C^1$  et conserve les trois premiers moments. Il est déterminé à partir de l'équation (3.33), qui est une combinaison linéaire du noyau  $M_4$  (équation 3.32) et de sa dérivée. Le noyau  $M_4$  étant lui-même un noyau de classe  $C^2$ , et ne réalise que l'interpolation d'ordre 2.

$$M_4(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } |x| > 2 \\ \frac{1}{6}(2 - |x|)^3 & \text{si } 1 \leq |x| \leq 2 \\ \frac{1}{6}(2 - |x|)^3 - \frac{4}{6}(1 - |x|)^3 & \text{si } |x| \leq 1 \end{cases} \quad (3.32)$$

$$M'_4(x) = \alpha M_4(x) + \beta \frac{dM_4(x)}{dx} \quad (3.33)$$

Après le calcul de  $\alpha$  et  $\beta$  de manière à conserver la linéarité des moments quadratiques, l'équation (3.33) devient :

$$M'_4(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } |x| > 2 \\ \frac{1}{2}(2 - |x|)^2(1 - |x|) & \text{si } 1 \leq |x| \leq 2 \\ 1 + \frac{5}{2}|x|^2 + \frac{3}{2}|x|^3 & \text{si } |x| \leq 1 \end{cases} \quad (3.34)$$

Ce noyau d'interpolation est utilisé avec succès pour la simulation numérique de fluide incompressible en méthodes particulières [179, 25, 63, 143, 99, 37]. Son évolution est représentée sur la figure 3.1.

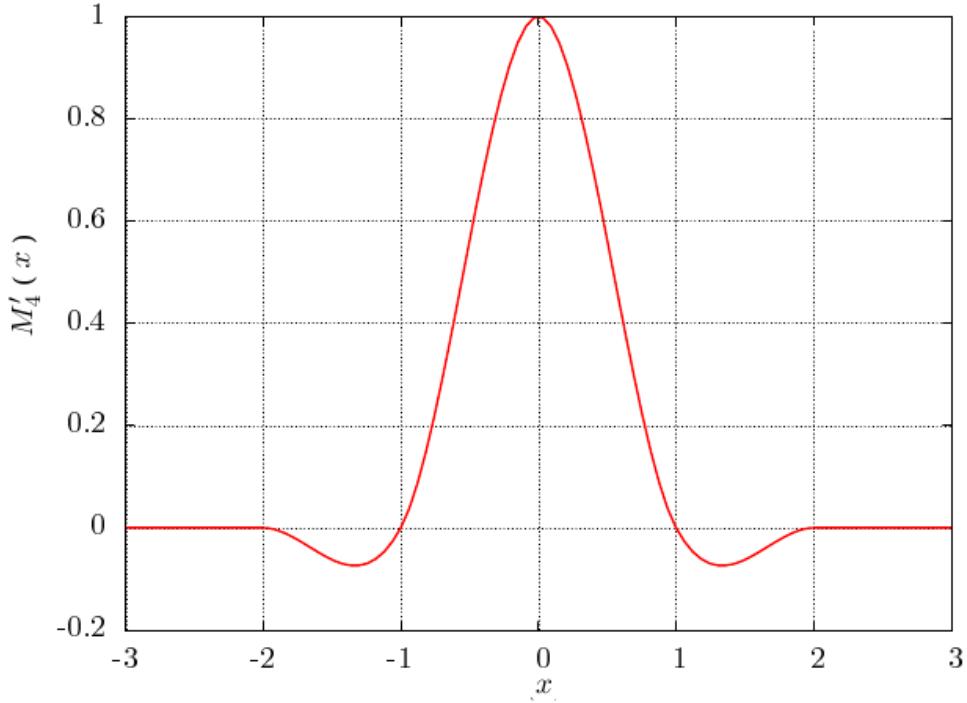


FIG. 3.1 – Noyau d’interpolation  $M'_4$ .

Finalement l’équation suivante permet de déterminer  $\tilde{q}_i$  qui est l’interpolation d’un scalaire  $q_i$  en dimension 3.

$$\tilde{q}_i = \sum_{j \in J} q_j M'_4\left(\frac{\tilde{x}_i - x_j}{h_x}\right) M'_4\left(\frac{\tilde{y}_i - y_j}{h_y}\right) M'_4\left(\frac{\tilde{z}_i - z_j}{h_z}\right) \quad (3.35)$$

où  $(\tilde{x}_i, \tilde{y}_i, \tilde{z}_i)$  sont les coordonnées de la quantité interpolée  $\tilde{q}_i$ ,  $(x_j, y_j, z_j)$  celles de la quantité à interpoler  $q_j$ , et  $h_x$ ,  $h_y$  et  $h_z$  sont respectivement les tailles de mailles de la grille régulière suivant le repère  $(e_x, e_y, e_z)$ .

Si l’on considère une interpolation de particules sur une grille régulière bidimensionnelle représentée par la figure 3.2, où les anciennes particules sont présentées par des points noirs et les nouvelles par des crois, correspondant au centre des mailles, et  $h_x$  et  $h_y$  sont respectivement les tailles de mailles de la grille suivant le repère  $(e_x, e_y)$ . On observe que l’interpolation au point  $(i, j)$  nécessite uniquement les anciennes particules présentes dans les cases grisées. En effet, le noyau de régularisation  $M'_4$  est nul au delà de ces mailles. On peut aussi le remarquer sur l’allure de la fonction d’interpolation  $M'_4$  (équation 3.34) à support compact, représentée sur la figure 3.1.

On peut observer sur la figure 3.3, que le remaillage réalisé grâce à la fonction  $M'_4$  implique un élargissement du champ de particules, en prenant en compte les bords du domaine de calcul des particules qui ont une vorticité initialement nulle. Cet élargissement a pour conséquence principale d’augmenter le nombre de particules, ce qui peut devenir préjudiciable en temps de calcul CPU, en particulier en dimension 3. Pour limiter cet effet, il est possible d’éliminer des particules ayant une information tourbillonnaire jugée trop faible. Les particules remaillées dont la vorticité est inférieure à un seuil noté  $|\omega|_{min}$  sont éliminées. Pour ce faire, un critère sur une intensité minimum de vorticité  $|\omega^e|_{min}$  est établi.  $|\omega|_{min}$  est fixé à priori dans un fichier de paramètres.

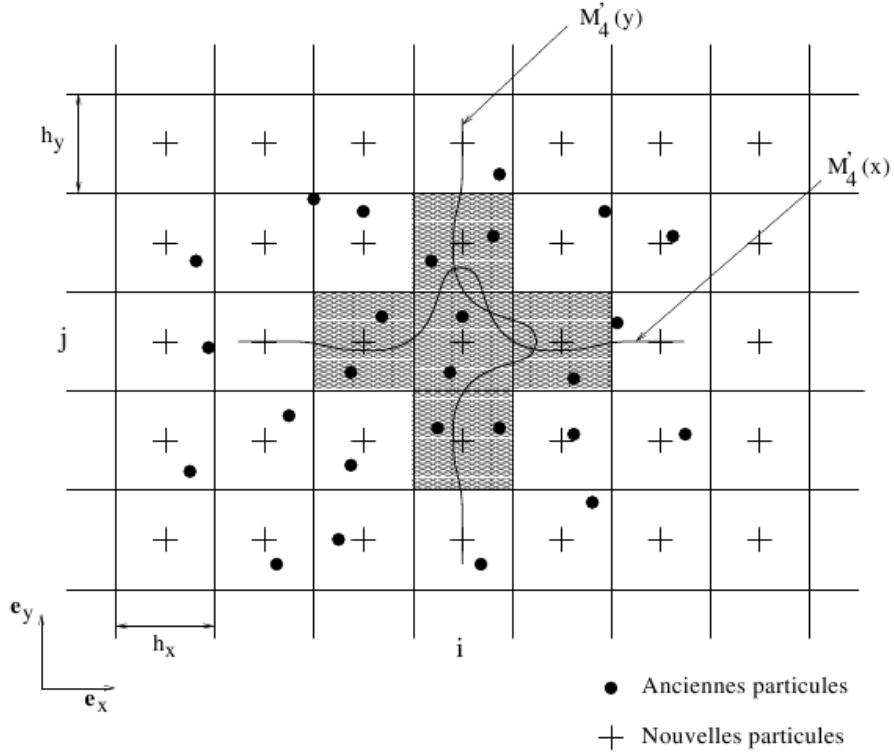


FIG. 3.2 – Remaillage par la fonction d’interpolation  $M'_4$  sur une grille cartésienne de dimension 2 : source [25].

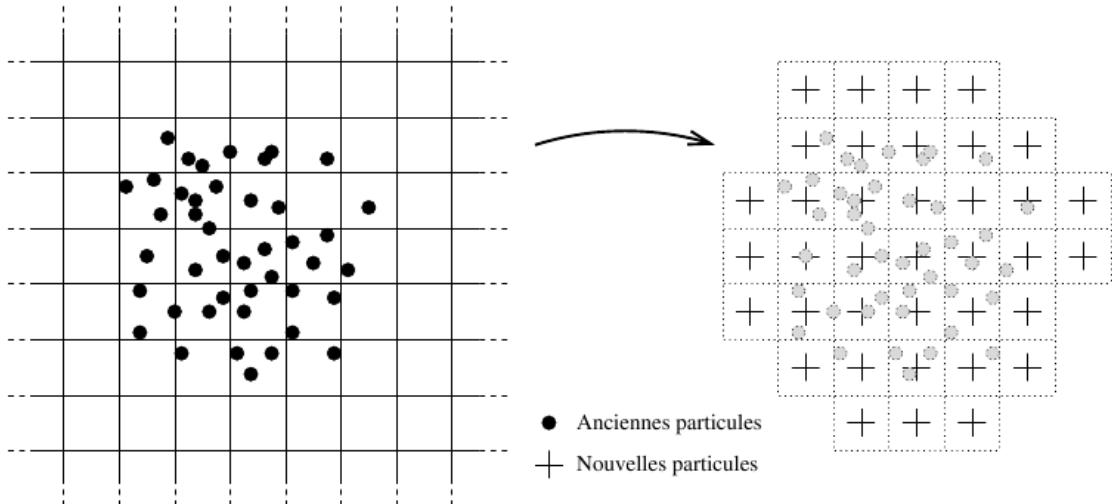


FIG. 3.3 – Elargissement du champ de particules par la fonction d’interpolation  $M'_4$  : source [25].

## 3.2 Méthode intégrale

Dans cette section, nous présentons une méthode complémentaire à la méthode particulaire pour prendre en compte un obstacle dans un écoulement. Dans notre cas, l’obstacle est le rotor d’une hydrolienne tripales à axe horizontal.

On considère un domaine fluide  $\mathcal{D}$  de frontière solide  $\partial\mathcal{D}$ . Soit  $M$  un point de  $\mathcal{D}$ , n'appartenant pas à  $\partial\mathcal{D}$ ,  $P$  un point de  $\partial\mathcal{D}$  et  $\mathbf{n}$ , le vecteur normal à la paroi solide en  $P$ .

La vitesse en tout point  $M$  du domaine fluide  $\mathcal{D}$  se décompose de la manière suivante :

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_\infty + \mathbf{U}_\omega + \mathbf{U}_\phi \quad (3.36)$$

où

$\mathbf{U}_\infty$  : champ de vitesse potentiel correspondant ici à la vitesse de l'écoulement incident, défini de façon analytique dans nos calculs.

$\mathbf{U}_\omega$  : champ de vitesse associé au sillage du rotor, calculé à partir de la loi de Biot-Savart (3.9),

$\mathbf{U}_\phi = \nabla\phi$  : champ de vitesse potentiel dû à la présence de l'hydrolienne aussi appelé champ de perturbation, permettant la vérification les conditions aux limites sur les parois solides  $\partial\mathcal{D}$ .

Cette vitesse qui dérive d'un potentiel  $\phi$ , est déterminée à partir d'une méthode intégrale de frontière que nous détaillons ci-dessous.

Le potentiel  $\phi$  est harmonique dans le domaine  $\mathcal{D}$  et vérifie les conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\phi = 0 \text{ dans } \mathcal{D} \\ \frac{\partial\phi}{\partial\mathbf{n}} = -\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \text{ sur } \partial\mathcal{D} \\ \lim_{|\mathbf{MP}| \rightarrow \infty} |\nabla\phi| = 0 \end{array} \right. \quad (3.37)$$

avec  $\mathbf{V} = \mathbf{U}_\infty + \mathbf{U}_\omega$ .

La première condition traduit la condition d'incompressibilité du fluide, la seconde, la condition de glissement sur les parois solides ici supposées fixes et la troisième est la condition imposant une décroissance du champ potentiel de vitesse à l'infini.

La résolution de  $\phi$  se fait par une méthode intégrale en appliquant la troisième formule de Green [98]. Le potentiel  $\phi$  est défini comme :

$$\phi(M) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}} \mu(P) \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}(P)}{|\mathbf{M}P|^3} ds(P), \quad (3.38)$$

où  $\mu$  (inconnue) est la distribution des doublets normaux sur la surface portante  $\partial\mathcal{D}$  et sera déterminée dans la suite de cette section.

Sachant que le champ de vitesse dit de perturbation  $\mathbf{U}_\phi$  est égal au gradient du potentiel  $\phi$ , en utilisant l'expression (3.38) et les conditions (3.37), on obtient alors le champ de vitesse  $\mathbf{U}_\phi$  en fonction de la distribution  $\mu$  inconnue sur la surface :

$$\mathbf{U}_\phi(M) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}} \mu(P) \nabla \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}(P)}{|\mathbf{M}P|^3} ds(P) \quad (3.39)$$

La forme discrétisée de l'équation (3.39) est obtenue en discréтиisant la surface  $\partial\mathcal{D}$  en  $N_\mu$  doublets d'intensité  $\mu(P) = \mu_p$  et de surface  $ds(P) = ds_p$ .  $\mathbf{U}_\phi$  devient :

$$\mathbf{U}_\phi(M) = \frac{1}{4\pi} \sum_{p=1}^{N_\mu} \mu_p \nabla_M \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}(P)}{|\mathbf{M}P|^3} ds_p \quad (3.40)$$

Connaissant  $\mathbf{U}_\infty$ ,  $\mathbf{U}_\omega$  et  $\mathbf{U}_\phi$  (en fonction de  $\mu$ ), la résolution de l'équation (3.41) permet alors de déterminer les doublets normaux  $\mu$  sur la surface solide  $\partial\mathcal{D}$ .

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}} \mu(P) \nabla \left( \frac{\mathbf{M}\cdot\mathbf{n}(P)}{|\mathbf{M}|^3} \right) \cdot \mathbf{n}(M) ds(P) = -\mathbf{V}(M) \cdot \mathbf{n}(M) \quad (3.41)$$

La forme discrétisée de cette équation est donnée par :

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{p=1}^{N_\mu} \mu_p \nabla_M \frac{\mathbf{M}\cdot\mathbf{n}_P}{|\mathbf{M}|^3} \mathbf{n}(M) ds_p = -\mathbf{V}(M) \cdot \mathbf{n}(M) \quad (3.42)$$

On souhaite obtenir une répartition de vitesse normale nulle  $\mathbf{V}_{P_i} \cdot \mathbf{n}_{P_i} = 0$  sur les  $N_\mu$  éléments surfaciques, en affectant à chaque facette un point de contrôle qui n'est autre que son centre. La discrétisation de l'équation (3.41) permet de l'écrire sous la forme d'un système linéaire à résoudre d'inconnue  $\mu_p$  :

$$[\mathbf{A}][\mu] = [\mathbf{SM}] \quad (3.43)$$

avec :

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_1 \\ \vdots \\ \mu_{N_\mu} \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

$$[\mathbf{A}] = \begin{bmatrix} a_{P_1 P_1} & \cdots & a_{P_1 P_{N_\mu}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{P_{N_\mu} P_1} & \cdots & a_{P_{N_\mu} P_{N_\mu}} \end{bmatrix} \quad (3.45)$$

$$[\mathbf{SM}] = \begin{bmatrix} -\mathbf{V}_{P_1} \cdot \mathbf{n}_{p_1} \\ \vdots \\ -\mathbf{V}_{P_{N_\mu}} \cdot \mathbf{n}_{N_\mu} \end{bmatrix} \quad (3.46)$$

où :

$[\mathbf{A}]$  est la matrice d'influence, constituée des termes  $a_{P_i P_j}$  définissant l'influence du doublet normal de la  $j^{i\text{ème}}$  facette sur le centre de la  $i^{i\text{ème}}$  facette,

$[\mu]$  est le vecteur inconnu représentant la distribution des doublets normaux sur le corps solide,  
 $\mathbf{SM}$  est le second membre de la condition de glissement (éq. 3.37-(2)).

La matrice d'influence  $[\mathbf{A}]$  ne dépendant que du maillage de l'obstacle, les termes  $a_{P_i P_j}$  sont donc constants au cours du temps.  $[\mathbf{A}]$  est donc inversible, elle est inversée une fois pour toute en début de simulation. Le calcul de la matrice d'influence peut occuper une grande partie du temps CPU suivant la discrétisation souhaitée du corps solide.

La distribution de doublets sur l'obstacle est facilement obtenue par simple produit de la matrice d'influence inversée, par le second membre qui impose la condition cinématique sur l'obstacle :

$$[\mu] = [\mathbf{A}]^{-1} [\mathbf{SM}] \quad (3.47)$$

$[\mathbf{A}]$  ne sera pas modifié au cours du processus itératif si les parois solides ne se déforment pas ou qu'il n'y a aucun mouvement relatif entre plusieurs obstacles. Dans notre cas, le solide ne se déforme pas et il n'y a pas d'interaction entre plusieurs corps car nous ne considérons pour l'instant qu'une seule hydrolienne. Cependant, certains auteurs ont déjà mené des études sur plusieurs corps [40, 175] ou sur des corps déformables [139]. La prise en compte de plusieurs hydroliennes dans ce modèle pour l'étude d'interaction entre machines est l'un des points discutés dans les perspectives des développements numériques.

## Emission de particules

Dans le modèle d'émission des particules tourbillonnaires, on utilise la condition de Kutta-Joukowski. Cette condition est classiquement utilisée comme condition de fermeture des équations d'Euler. L'émission consiste à imposer aux lignes de courant de se détacher du bord de fuite de l'obstacle. Dans notre cas, le rotor tripales est considéré comme profil mince où l'épaisseur est négligeable et l'angle mesuré entre l'extrados et l'intrados du bord de fuite est nul. On peut alors appliquer directement la condition de Kutta-Joukovski.

On considère un repère local  $(\mathbf{X}_{bf}, \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{n})$  au bord de fuite de l'obstacle (figure 3.4), où  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal à la plaque au point de contrôle du bord de fuite  $X_{bf}$ ,  $\mathbf{i}$  est le vecteur tangent au bord de fuite et  $\mathbf{j} = \mathbf{n} \wedge \mathbf{i}$ . L'intensité de vorticité qui s'échappe en tout instant  $t$  en tout  $X_{bf}$  du bord de fuite de l'obstacle (pale d'hydrolienne) peut alors s'écrire comme :

$$\omega_{bf} = \mathbf{n} \wedge (\mathbf{U}^+ - \mathbf{U}^-) \quad (3.48)$$

où  $\mathbf{U}^+$  et  $\mathbf{U}^-$  sont respectivement les vitesses à l'extrados et l'intrados de la plaque en  $(X_{bf}, t)$ . Et la différence entre les vitesses  $\mathbf{U}^+$  et  $\mathbf{U}^-$ , noté  $[\mathbf{U}]$  est appelée saut de vitesse.

On peut alors écrire les relations discrètes qui permettent de déterminer la position  $\mathbf{X}_i$  et l'intensité  $\Omega_i$  de la particule  $i$ , en considérant que le champ de vitesse reste constant pendant l'intervalle de temps  $\delta t$  :

$$\begin{cases} \mathbf{X}_i = & \mathbf{X}_{bf} + \mathbf{U}_{bf} \left( \frac{\delta t}{2} \right) \\ \Omega_i = & |\mathbf{U}_{bf}| \delta t \int_{\delta h_i} \omega_{bf} dh \end{cases} \quad (3.49)$$

où  $\mathbf{U}_{bf} = (\mathbf{U}^+ + \mathbf{U}^-)/2$  est la vitesse moyenne de la particule  $i$  entre l'intrados et l'extrados au bord de fuite de la pale et  $\delta h_i$  est la taille de la sous-maille. L'intensité  $\Omega_i$  peut être décomposée en deux composantes  $\Omega_x$  et  $\Omega_y$  telle que :  $\Omega_i = \Omega_x \mathbf{i} + \Omega_y \mathbf{j}$ . La représentation intégrale permet d'écrire :

$$\mu = [\phi] \quad (3.50)$$

$$\nabla \mu = [\mathbf{U}] \quad (3.51)$$

En appliquant la relation de Bernoulli de part et d'autre du bord de fuite de l'obstacle, on détermine la composante suivant  $\mathbf{i}$  de l'intensité particulaire  $\Omega_i$ . La pression à l'extrados étant égale à la pression à l'intrados, on obtient la composante instationnaire du tourbillon qui s'échappe du bord de fuite :

$$\Omega_i \cdot \mathbf{i} = \delta h_i (\mu_i(t + \Delta t) - \mu_i(t)) \quad (3.52)$$

La composante suivant  $\mathbf{j}$  de l'intensité  $\Omega_i$  est calculée connaissant la distribution de doublets normaux suivant le bord de fuite de l'obstacle à partir de l'équation 3.48. Cette composante qui n'apparaît que pour des écoulements tridimensionnels s'écrit :

$$\omega_{bf} \cdot \mathbf{j} = [\mathbf{U}] \cdot \mathbf{i} = \frac{\partial \mu}{\partial x} \quad (3.53)$$

L'introduction de l'équation (3.53) dans le système (3.49) implique :

$$\Omega_i \cdot \mathbf{j} = \delta t |\mathbf{U}_{bf}| \frac{\mu_{i+1} - \mu_{i-1}}{2} \quad (3.54)$$

La compatibilité entre les différents paramètres liés à l'écoulement ( $\mathbf{U}, \delta t$ ), à la géométrie de l'obstacle  $\delta h$  et au paramètre numérique lié à l'écoulement  $\delta$  est effective si :

$$\frac{U\delta t}{\delta h} \approx 1 \quad (3.55)$$

$$\frac{\delta}{\delta h} > 1 \quad (3.56)$$

où  $U$  est la vitesse de l'écoulement incident,  $\delta t$  le pas de temps,  $\delta h$  la taille de la maille de la facette émettrice et  $\delta$  le paramètre de régularisation.

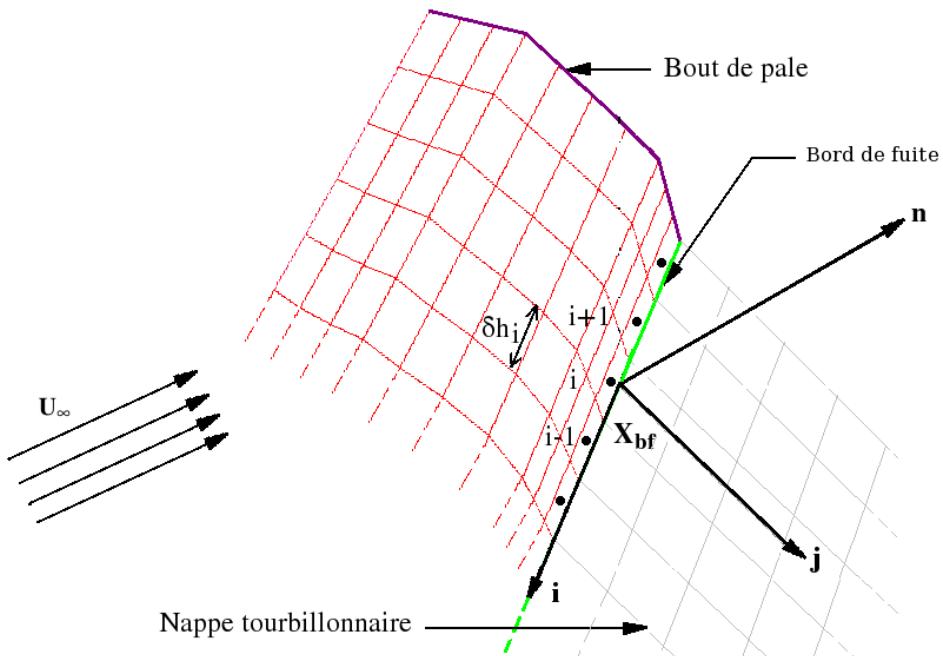


FIG. 3.4 – Repère local et discréttisation.  $\mathbf{i}$  est aligné avec le bord de fuite,  $\mathbf{j}$  avec la nappe tourbillonnaire dans le plan de la dernière facette et  $\mathbf{n}_i = \mathbf{i} \wedge \mathbf{j}$  est la normale à la facette du bord de fuite où sera émise la particule.

### 3.3 Algorithme de résolution

Ici, nous décrivons l'algorithme de résolution d'un écoulement tridimensionnel instationnaire incompressible autour d'un rotor d'hydrolienne par la méthode particulaire. L'algorithme présenté sur la figure 3.5 a pour principales étapes : la construction de la géométrie et le maillage de l'obstacle pour sa prise en compte par la méthode intégrale, l'initialisation et la résolution à chaque pas de temps du transport des particules et l'advection, le remaillage, l'émission des particules et le traitement des conditions aux limites.

Les principales étapes de l'algorithme ayant déjà été présentées précédemment, ici nous allons décrire la construction de la géométrie d'une hydrolienne et la génération de son maillage.

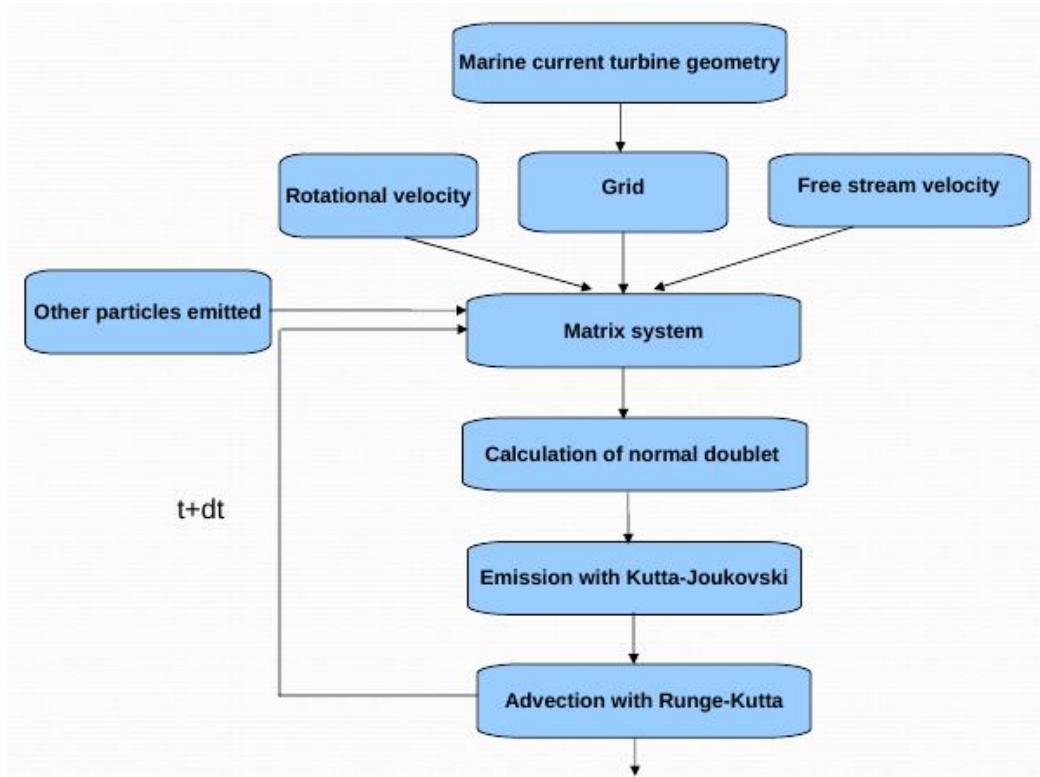


FIG. 3.5 – Algorithme de résolution du code particulaire 3D pour le cas d'un rotor d'hydrolienne [?].

### La géométrie du rotor de l'hydrolienne

Elle est construite à partir des paramètres suivants : l'envergure de la pale, sa corde, son angle de vrillage, les angles de rotation des pales,... Ces paramètres correspondent à la maquette NACA63418 d'échelle 1/30 construite pour nos essais expérimentaux (voir chapitre 2). Les principaux éléments permettant de construire la géométrie de la pale sont présentés au chapitre 2, section 2.1.3 (tableau 2.2). La figure 3.7 montre la pale utilisée. L'épaisseur des pales n'est pas prise en compte ici. Les trois pales sont alors considérées comme des profils minces sans épaisseur.

La construction de la géométrie des pales et du moyeu est dans ce cas surfacique et non volumique, le moyeu étant réduit à un disque ou un culot cylindrique (figure 3.6).

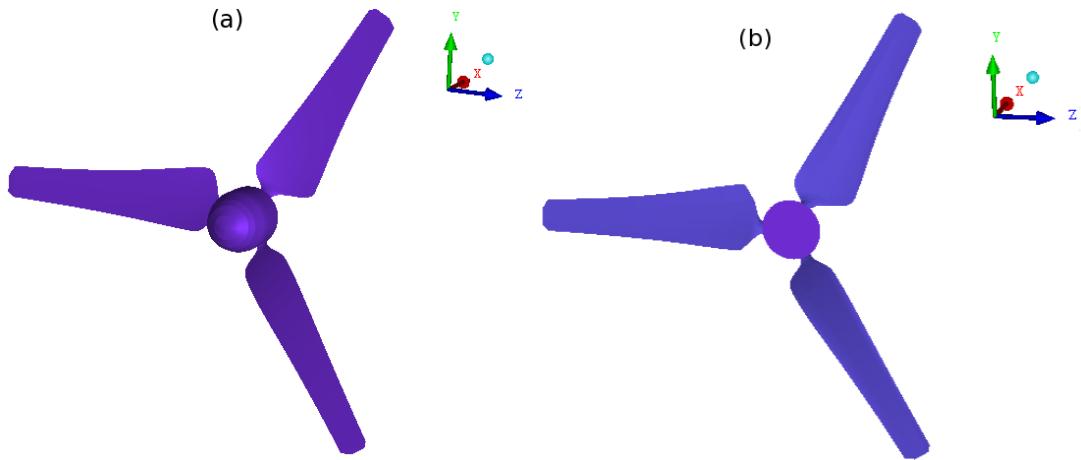


FIG. 3.6 – Géométrie du rotor de la Maquette NACA63418 : (a) avec un culot cylindrique comme hub, (b) avec un disque comme hub.

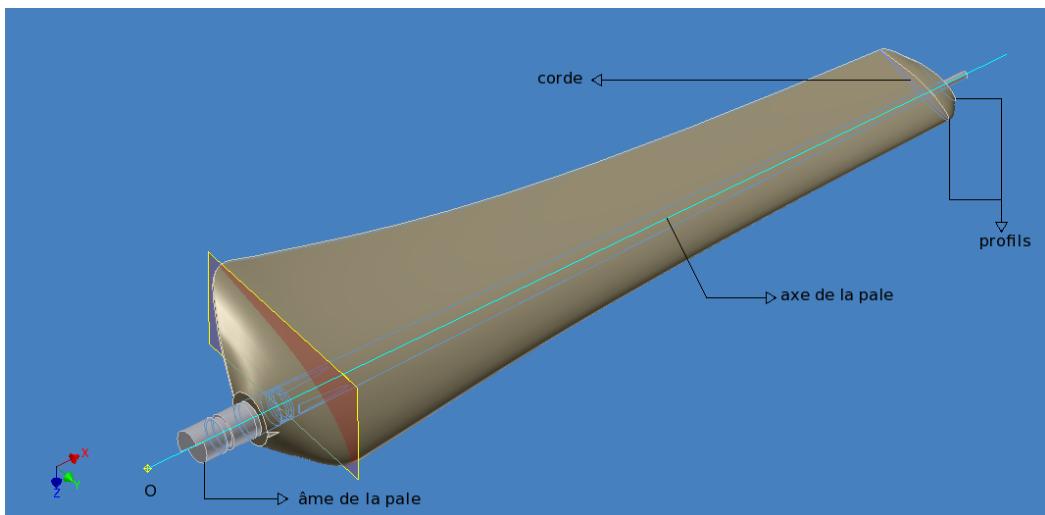


FIG. 3.7 – Pale d’hydrolienne : profil NACA63418 modifié.

## Maillage de l’hydrolienne

Comme nous l’avons évoqué précédemment, seules les parois solides sont maillées. Ici les parois solides sont les surfaces des trois pales et du moyeu constituant le rotor de l’hydrolienne. La géométrie des pales étant des profils minces, son maillage sera dans ce cas surfacique. Nous avons utilisé le mailleur Icem cfd de ANSYS pour générer le maillage du rotor. Ce mailleur permet de générer un fichier "\*.dat" qui se présente sous forme de tableau qui sera lu par le code de calcul lors de la lecture des paramètres. Le maillage de chaque pale est structuré c’est-à-dire qu’il est généré par reproduction de mailles élémentaires de même forme (quadrangulaire). Il est nécessaire d’insister sur le type de maillage à utiliser, car la nature structurée ou non structurée du maillage influe sur les solutions approchées surtout lorsqu’il s’agit des géométries très allongées. Dans le cas des profils minces, le domaine de référence doit être maillé de sorte que les frontières soient correctement prises en compte. L’inconvénient majeur de ce type de maillage est qu’il est difficile de mailler des géométries complexes ayant des frontières courbes. Le maillage des pales est construit

à partir de deux réseaux de courbes définissant simplement les directions de corde et d'envergure (figure 3.8). La pale étant constituée du bord d'attaque, du bord de fuite, du bout de pale et du pied de pale, l'émission des particules tourbillonnaires se fait sur le bord de fuite. On définit au milieu de chaque facette du bord de fuite de la pale un point d'émission de particule tourbillonnaire (cf. section 3.2). On peut aussi définir des points d'émission tourbillonnaire sur le bout de pale si l'on veut prendre en compte le développement de la nappe tourbillonnaire sur toute la longueur de la pale (ou envergure).

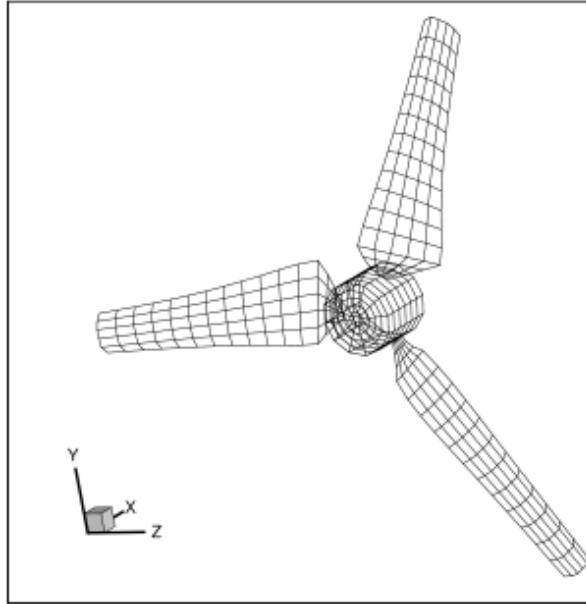


FIG. 3.8 – Maillage du rotor d'hydrolienne avec prise en compte d'un moyeu cylindrique : maquette "NACA63418".

Quant au maillage du moyeu, il peut être structuré ou non et est relié aux pieds des trois pales, afin de raccorder les deux éléments. Le maillage du rotor de l'une des maquettes (Maquette NACA63418) construites pour nos expériences est présenté sur la figure 3.8.

### 3.4 Calcul des efforts et moments

La détermination des efforts que l'écoulement exerce sur le rotor de l'hydoliennne peut se faire par une discréétisation de l'équation de Bernoulli instationnaire [66] ou à partir du formalisme des méthodes de singularités [109]. C'est cette dernière méthode que nous utilisons ; Hemon et Huberson [77] l'ont également utilisée pour l'étude des performances d'un propulseur caréné de chalutier. Charvet [31], à son tour, l'a utilisée pour déterminer les efforts sur les voiles de bateau. Cette formulation permet d'assimiler les singularités portées par les surfaces en des segments tourbillonnaires dérivés de la distribution de doublet constante par facette.

Le calcul de la force élémentaire associée au segment tourbillonnaire d'intensité  $\Omega_i$  portée par la  $i^{ieme}$  facette se fait à partir de la relation suivante :

$$\mathbf{f}_{\Omega,i} = \rho \mathbf{U}_i \wedge \Omega_i + S_i \frac{\partial \mu_i}{\partial t} \cdot \mathbf{n}_i \quad (3.57)$$

Cette formule est dite de Joukowski.

où :

$\mathbf{U}_i$  désigne ici l'ensemble des contributions des vitesses au point  $\mathbf{X}_i$  qui est le centre de la  $i^{ieme}$  facette,  $\rho$  est la masse volumique,  $\mu_i$  est le doublet de la  $i^{ieme}$  facette,  $S_i$  est sa surface et  $\mathbf{n}_i$  son vecteur normal. La force totale agissant sur le corps est obtenue par intégration sur sa surface et peut alors s'écrire sous forme discrétisée comme somme des forces élémentaires associées à chaque facette :

$$\mathbf{F} = \sum_i \mathbf{f}_{\omega,i} \quad (3.58)$$

Et le moment par rapport à un point O s'écrit alors :

$$\mathcal{M}(O) = \sum_i \mathbf{OX}_i \wedge \mathbf{f}_{\omega,i} \quad (3.59)$$

avec  $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$  et  $\mathcal{M} = (\mathcal{M}_x, \mathcal{M}_y, \mathcal{M}_z)$ .

Une fois que les efforts et moments sur le corps sont calculés, nous obtenons après les simulations numériques les efforts et moments instantanés suivants les axes **x**, **y** et **z** pour une vitesse de rotation fixée et une vitesse de courant imposée. Les forces et moments instantanés obtenus sont ensuite moyennés sur le temps pendant lequel la simulation se stabilise.

Pour déterminer les coefficients de puissance  $C_P$  et de traînée  $C_T$  du rotor, on applique les formules présentées dans le chapitre 1 que nous rappelons ci-après :

$$C_P = \frac{\mathcal{M}_x \Omega}{\frac{1}{2} \rho \pi R^2 U_\infty^3} \quad (3.60)$$

$$C_T = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho \pi R^2 U_\infty^2} \quad (3.61)$$

où  $F_x$  représente l'effort axial que l'écoulement exerce sur le rotor et  $\mathcal{M}_x$  son moment associé.  $\Omega$  est la vitesse de rotation du rotor en rad/s,  $R$  est le rayon du rotor,  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $U_\infty$  est la vitesse moyenne de l'écoulement incident. Classiquement, ces quantités peuvent ensuite être représentées en fonction du TSR ( $\Omega R / U_\infty$ ).

### 3.5 Validation du code 3D particulaire pour le cas d'une hydrolienne

Ici, nous évaluons la capacité du code 3D particulaire à simuler l'écoulement tridimensionnel instationnaire incompressible autour d'un rotor d'hydrolienne. La validation du code 3D particulaire se fait avec un rotor d'hydrolienne tripales à axe horizontal tiré de la littérature, notamment des travaux de Bahaj et al. [9]. Le but de cette section est de présenter la méthodologie de calcul des coefficients de puissance  $C_P$ , de réaliser une convergence en maillage pour s'assurer que l'implémentation numérique converge bien et de présenter quelques résultats de sillage numérique.

### 3.5.1 Les paramètres de maillage des pales et la détermination du pas de temps

Plusieurs maillages surfaciques des pales ont été testés lors de ce travail de thèse. Le tableau 3.1 présente l'ensemble des maillages testés. A chaque taille caractéristique de maillage surfacique  $dh$ , correspond une valeur du paramètre de régularisation  $\delta$ . A chaque valeur de  $\delta$  correspond une distance inter particulière caractéristique, qui dans le cas présent est égale à  $dh$ . En ce qui concerne le pas de temps de la simulation, il est différent par chaque discrétisation de l'écoulement.

$\delta$	$dh$	$N_{te}$
0.200	0.133	6
0.150	0.100	8
0.100	0.067	12
0.075	0.050	16
0.050	0.033	24

TAB. 3.1 – Descriptions du maillage de l'hydrolienne (Ref. Bahaj et al. [9]) pour différents paramètres de régularisation  $\delta$ . Trois discrétisations de la corde on été effectuées,  $N_c = 5, 10$  et  $15$ .

Le pas de temps  $dt$  joue un rôle primordial dans le déroulement des calculs. En effet, il détermine le nombre d'itérations à réaliser afin d'atteindre un temps de simulation voulu et, par la même, influe considérablement sur le temps de calcul. Cependant, il est borné supérieurement par le temps mis par une particule pour traverser une “maille” de l'écoulement, typiquement la valeur de  $dh$  (Cf. tableau 3.1). En effet, si le pas de temps est supérieur à cette borne, les particules vont alors effectuer un très grand déplacement dans le sillage ce qui se traduira par une perte d'information.

Dans la pratique, la vitesse la plus grande est celle des particules au moment de leur émission à l'extrémité des pales. La vitesse est alors composée de la vitesse de rotation du bout de la pale et de la vitesse de l'écoulement. Nous avons donc la relation suivante :

$$dt \leq \frac{dh}{\sqrt{\Omega^2 R^2 + U_\infty^2}} = \frac{\delta}{1.5U_\infty\sqrt{TSR^2 + 1}} \quad (3.62)$$

### 3.5.2 Convergence en maillage des pales en terme de performances

La figure 3.9 présente le moment autour de l'axe  $x$  (axe de rotation) en fonction du temps et ce pour différents TSR. Les paramètres de maillage de la simulation sont  $N_c = 5$  et  $\delta = 0.075$  (Cf. Table 3.1). A partir de la donnée du couple  $M_x$ , en calculant la moyenne et l'écart type sur les 2 dernières secondes de la simulation ( $1.0s \leq t \leq 3.0s$ ), nous pouvons en déduire le coefficient de puissance  $C_P$  grâce à l'équation (3.60).

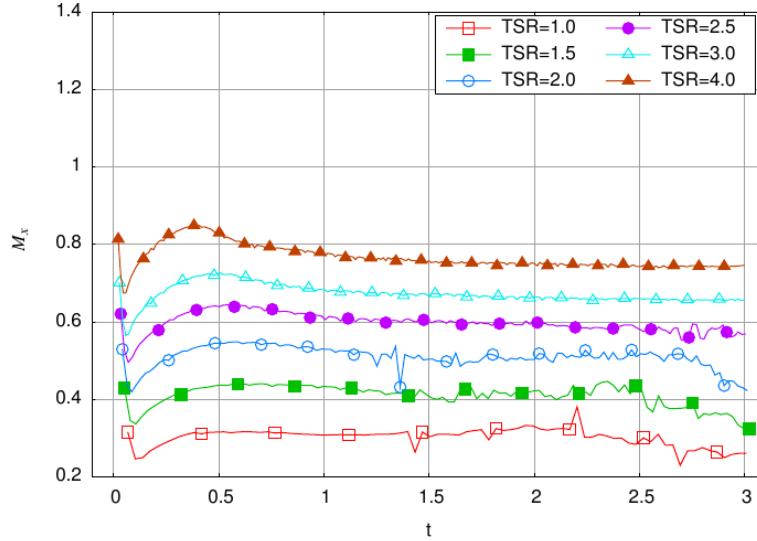


FIG. 3.9 – Couple  $M_x$  autour de l’axe  $x$  (axe de rotation) en fonction du temps, pour différents  $TSR$  et pour une discréétisation  $N_c = 5$  et  $\delta = 0.075$

Une analyse de convergence en maillage a été effectuée. Comme le présente le tableau 3.1, la discréétisation des pales impose, via le modèle d’émission particulière, le paramètre de régulation  $\delta$ . L’ensemble des configurations présentées, tableau 3.1, a été simulé et les résultats de convergence en  $C_P$  sont présentés sur la figure 3.10 pour un  $TSR$  unique égal à 3.

A partir des résultats présentés sur la figure 3.10, on peut voir que l’ensemble des simulations convergent vers une seule et unique valeur du coefficient de puissance  $C_P$ . Ces valeurs sont de plus en cohérence avec les résultats issus de la littérature ([9]). On peut observer que la discréétisation de la corde ne semble pas avoir une influence importante, du moins pour cette valeur du  $TSR$ . On observe néanmoins que la discréétisation de l’envergure et de la corde revêt une importance primordiale dans la qualité des résultats.

La figure 3.11 présente les résultats d’analyse de convergence en maillage pour différentes discréétisations des pales et inter-particulaire (Cf. Table 3.1) et ce pour différents  $TSR$ . Comme nous l’avons observé précédemment, les différentes simulations convergent vers une même valeur de  $C_P$  pour chaque  $TSR$  en fonction des discréétisations utilisées. On peut donc maintenant avoir une bonne confiance dans le fait que les simulations convergent. Un point important reste à valider, les  $C_P$  obtenus convergent-ils vers des valeurs issues de la littérature, notamment les résultats obtenus par Bahaj *et al.* [9].

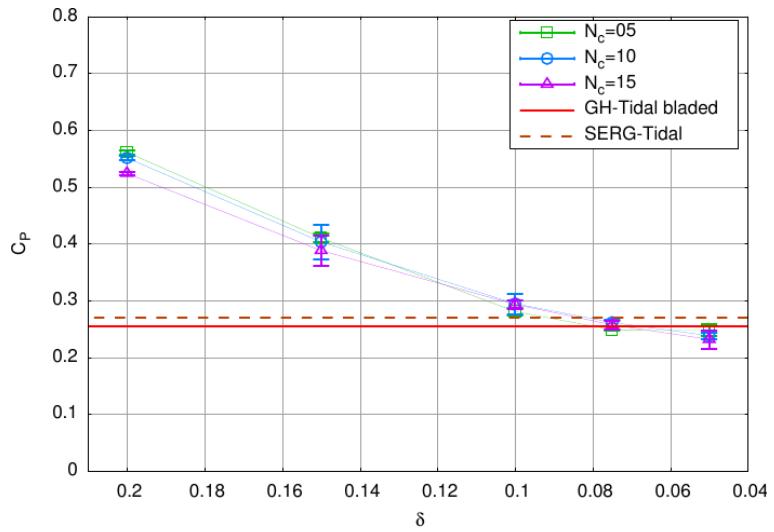


FIG. 3.10 – Analyse de convergence en maillage avec  $TSR = 3$  pour différentes discrétisations des pales et inter particulaire (Cf. Table 3.1) ainsi que différentes discrétisations de la corde  $N_c$ . La valeur moyenne est présentée par les symboles et l'écart type sur les moyennes avec les barres d'erreur. Les résultats des simulations GH-Tidal bladed et SERG-Tidal ont été reprises de Bahaj *et al.* [9].

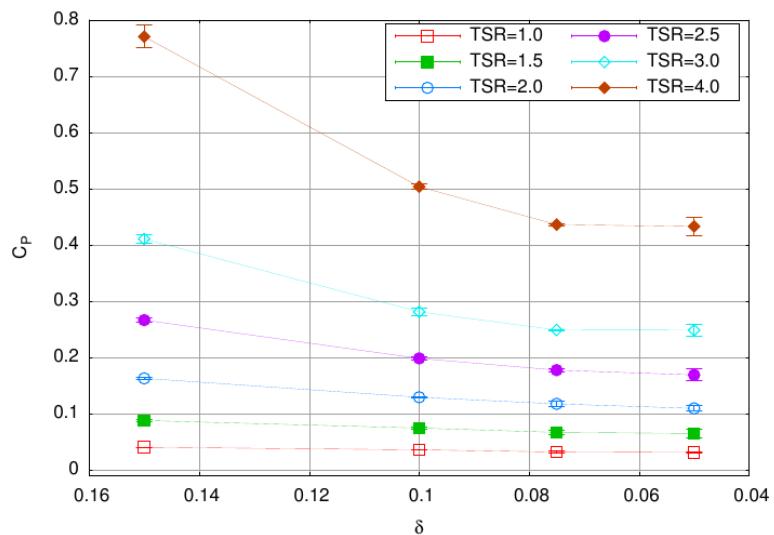


FIG. 3.11 – Analyse de convergence en maillage pour différentes discrétisations des pales et inter particulaire (Cf. Table 3.1) et ce pour différent  $TSR$ . La valeur moyenne est présentée par les symboles et l'écart type sur les moyennes avec les barres d'erreur.

### 3.5.3 Caractérisation des performances et du sillage d'une hydrolienne

Sur les différents graphes de la figure 3.12, nous avons comparé les coefficients de performance ( $C_P$ ) en fonction du  $TSR$  et ce pour différents angles de callage (Cf. ref. [9]) avec les résultats numériques et expérimentaux obtenus dans la littérature [9]. Une seule discréétisation du maillage des pales (correspondant à  $\delta = 0.075$ ) est présentée sur ces graphes, les valeurs des  $C_P$  étant convergées avec cette discréétisation. Pour les quatre angles de callages testés, on observe un accord très satisfaisant entre nos résultats et ceux de la littérature pour des petites valeurs du  $TSR$  (*i.e.*  $TSR \lesssim 4.0$ ), dans la phase ascendante de la courbe des  $C_P$ . Pour des valeurs plus importantes du  $TSR$ , les  $C_P$  numériques continuent à croître de manière erronée. Ce comportement était tout à fait attendu étant donné que la méthode d'émission actuellement implémentée dans le code ne prend pas en compte le décollement de couche limite. Pour des  $TSR$  supérieurs à 4.0, des décollements de couche limite se produisent sur la pale, lorsque l'angle d'attaque devient localement trop élevé. Et plus le  $TSR$  augmente, plus le décollement est important. Ce problème, déjà identifié au début de ce travail, est en cours d'étude en vue d'améliorer le modèle d'émission pour prendre en compte ces cas de décollement.

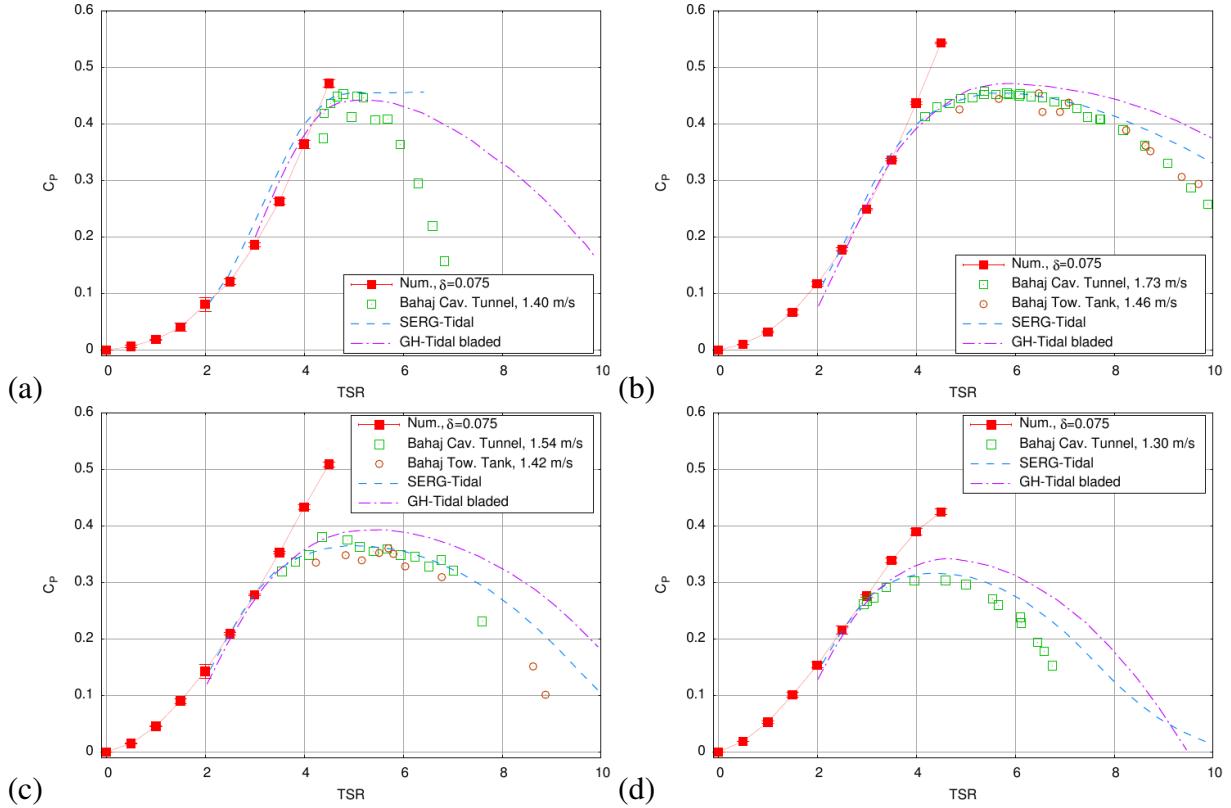


FIG. 3.12 – Comparaison des coefficients de performance ( $C_P$ ) en fonction du  $TSR$  pour différentes valeurs d'angle de callage des pales ( (a)  $0^\circ$ , (b)  $5^\circ$ , (c)  $10^\circ$  et (d)  $13^\circ$ ). La valeur moyenne est présentée par les symboles et l'écart type sur les moyennes avec les barres d'erreur. Les résultats des simulations GH-Tidal bladed et SERG-Tidal ainsi que les résultats expérimentaux ont été repris de Bahaj *et al.* [9].

Grâce à nos simulations, il est possible d'obtenir une carte du déficit de vitesse axiale, comme le présente la figure 3.13, pour une simulation avec  $\delta = 0.2$  (Cf. Tableau 3.1). En ce qui concerne la caractérisation du sillage derrière l'hydrolienne utilisée dans l'étude de Bahaj *et al.* [9], à notre connaissance, aucune publication n'a été réalisée à ce jour. La carte de vitesse présentée ci-dessus, figure 3.13, n'a qu'une valeur descriptive car nous ne pouvons pas la comparer avec des résultats expérimentaux issus de l'hydrolienne utilisée dans les travaux de Bahaj *et al.* [9].

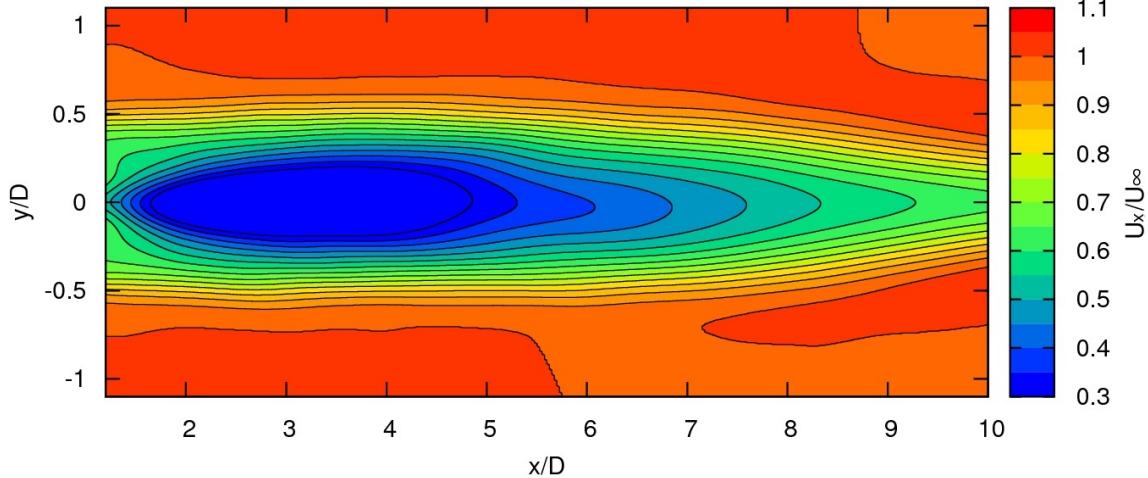


FIG. 3.13 – Carte de deficit de vitesse axiale pour une simulation avec  $\delta = 0.2$  et  $TSR=3.67$ .

## 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les méthodes numériques développées pour modéliser le sillage généré par une hydrolienne et étudier son comportement. Le sillage est discréteisé en particules tourbillonnaires, utilisant les équations de Navier-Stokes exprimées en formulation vitesse-tourbillon. Une description lagrangienne est appliquée à ces équations, qui une fois résolues permet de déterminer l'évolution des champs à calculer. L'hydrolienne est quant à elle, prise en compte par une méthode intégrale permettant l'émission des particules au bord de fuite des pales et la détermination des efforts exercés par l'écoulement sur le rotor de l'hydrolienne.

Nous avons également rappelé l'utilité du remaillage, permettant une redistribution régulière des particules tourbillonnaires dans l'écoulement par interpolation des anciennes particules sur les centres des mailles d'une grille sous-jacente afin de créer des nouvelles particules. Une viscosité a été introduite à l'aide de différents modèles de diffusion, dont les plus utilisés dans ce travail de thèse sont : le modèle de turbulence de type LES (Large Eddy Simulation) [180] incluant le modèle de viscosité turbulente de Mansour [120].

Une fois notre méthode définie, nous avons fait une étude de validation. L'hydrolienne issue des travaux de Bahaj *et al.* [9] a été utilisée permettant d'étudier l'influence de certains paramètres, notamment la convergence en maillage, la discréteisation de l'écoulement... Après la validation de la méthode, dans la suite de ce manuscrit, au chapitre 7, des comparaisons entre les résultats numériques issus de l'une de nos maquettes et les résultats expérimentaux seront réalisées aussi bien sur les coefficients de performance  $C_P$  et de traînée  $C_T$ , que sur la caractérisation du sillage (carte de vitesse, profil de vitesse, déficit de vitesse axiale, etc.).



## **Troisième partie**

### **Résultats**



# Chapitre 4

## Comparaison de deux types de pales d'un rotor d'hydrienne

Deux jeux de pale ont été testés au bassin d'essais de Boulogne-sur-Mer dans le but de mieux appréhender les phénomènes physiques engendrés par la géométrie des pales d'une hydrienne triples à axe horizontal : les comparaisons sont faites sur les efforts de traînée et la puissance récupérée, mais également sur les caractéristiques du sillage généré par les deux types de pales. Les efforts présentés ici sont les efforts que l'écoulement exerce sur les trois pales constituant le rotor, les efforts sur la structure ayant été soustraits (Cf. chapitre 2). L'analyse de Fourier du signal calibré, utilisant un algorithme de FFT (Fast Fourier Transform) de Matlab, permet de déterminer l'amplitude et la fréquence de toutes les composantes des signaux.

La différence entre les deux maquettes utilisées se situe au niveau de :

- La géométrie des pales : les pales de la maquette "NACA64xxx" sont plus vrillées avec une corde moyenne plus large que celles de la maquette "NACA63418" (voir table 2.1).
- La nacelle est longue de 72 cm pour la maquette "NACA63418" et de 41 cm pour la maquette "NACA64xxx".
- Les deux turbines tournent en sens inverse.

Les deux maquettes sont par ailleurs équipées d'une génératrice ayant les mêmes caractéristiques.

### 4.1 Comparaison des efforts de traînée

Les résultats sur les efforts de traînée et la puissance récupérée par les deux rotors sont présentés pour un courant de 0.8 m/s, une intensité de turbulence incidente de 8 % et différentes vitesses de rotations réduite ( $TSR = 0.4\text{--}0.58$ ) constantes pendant la mesure.

La figure 4.1 présente les efforts de traînée (graphe (a)) et les coefficients de traînée (graphe (b)) pour les deux géométries de pales. On peut observer sur ces graphes que la réponse (en terme d'efforts moyens) des deux machines est quasiment la même. On note cependant des fluctuations d'efforts de traînée plus élevées pour les pales ayant une corde moyenne et un vrillage plus petit (maquette "NACA63418") jusqu'à un facteur 2 comparées à celles de la maquette "NACA64xxx".

L'écart des amplitudes d'efforts de traînée entre ces deux maquettes est bien visible sur les figures 4.2 de haut en bas pour tous les  $TSR$  considérés. Les variations d'amplitudes d'efforts de la maquette "NACA63418" sont toujours plus grandes que celles de la maquette "NACA64xxx".

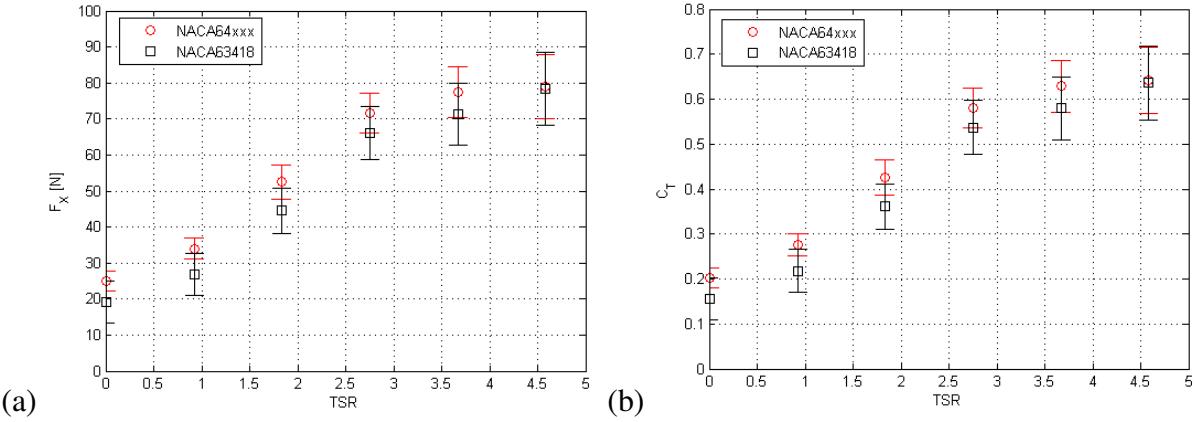


FIG. 4.1 – Comparaison des efforts de traînée (a) et des coefficients de traînée (b) pour deux types de pale à des  $TSR = 0$  à 4.58 (pour des vitesses de rotation imposées à la turbine équivalant à  $0 \leq \Omega \leq 100 \text{ tr/min}$ ), un taux de turbulence amont de 8 % et une vitesse de l’écoulement incident de 0.8 m/s.

Ces fortes variations d’amplitude peuvent être due aux tourbillons lachés en bout de pale, car le bout des pales de la maquette "NACA63418" est moins affiné que celui des pales de la maquette "NACA64xxx" (voir figure 2.5).

La figure 4.3 présente la transformée de Fourier (FFT) des efforts de traînée sur la machine pour  $0 \leq TSR \leq 4.58$  (équivalent à des vitesses de rotation  $0 \leq \Omega \leq 10.466 \text{ rad/s}$ ), un courant de 0.8 m/s et un taux de turbulence amont de 8 %. Sur cette figure, nous pouvons distinguer les deux zones de fonctionnement pour les deux machines : la zone de décrochage dynamique ( $0 \leq TSR \leq 2.75$ ) et la zone de transition ( $2.75 < TSR \leq 4.58$ ). Les spectres des efforts de traînée des points de fonctionnement de la machine appartenant à la zone de décrochage dynamique ( $0 \leq TSR \leq 2.75$ ) ne montrent aucun pic significatif correspondant à la réponse des deux turbines testées. On observe par ailleurs sur les deux derniers graphes ( $TSR = 3.67$  et 4.58) deux pics significatifs pour les deux turbines. Le premier est à la fréquence  $f$  correspondant à chaque vitesse de rotation  $\Omega$  ( $\text{rad/s}$ ) imposée à la machine. Ce pic correspond à la fréquence de rotation d’une pale. Le second pic est observé à la fréquence correspondant à la vitesse de rotation des trois pales, c’est-à-dire  $3 \times \Omega$ , ce qui correspond à la fréquence  $3 \times f$ . On remarque que les deux pics correspondant à la réponse de la machine deviennent plus perceptibles avec l’augmentation de la vitesse de rotation de la machine.

Par exemple pour le dernier graphe (cas  $TSR = 4.58$ ), le premier pic est à  $f \approx 1.66$  correspondant à la vitesse de rotation  $\Omega = 2\pi f = 10.46 \text{ rad/s}$ . Le deuxième pic est à  $f = 5 \text{ Hz}$ , et il correspond à la vitesse de rotation  $\Omega = 31.40 \text{ rad/s}$ .

On observe un écart entre les amplitudes de spectre des deux maquettes au niveau des deux pics significatifs correspondant à la réponse des deux machines : l’amplitude de spectre des efforts de traînée mesurée sur la maquette "NACA64xxx" est toujours plus grande comparée à celle des efforts de traînée mesurée sur la maquette "NACA63418". Les harmoniques (par exemple pour le cas  $TSR = 4.58$  sont à  $f = 10, 15$  et  $20 \text{ Hz}$ ) sont quant à elles perceptibles uniquement pour les spectres issus de la maquette "NACA64xxx". Une forte pente est observée sur le spectre des efforts de traînée de la turbine "NACA64xxx", tandis que le spectre des efforts de traînée de la turbine "NACA63418" sont quasi linéaires à partir de  $f = 1 \text{ Hz}$ .

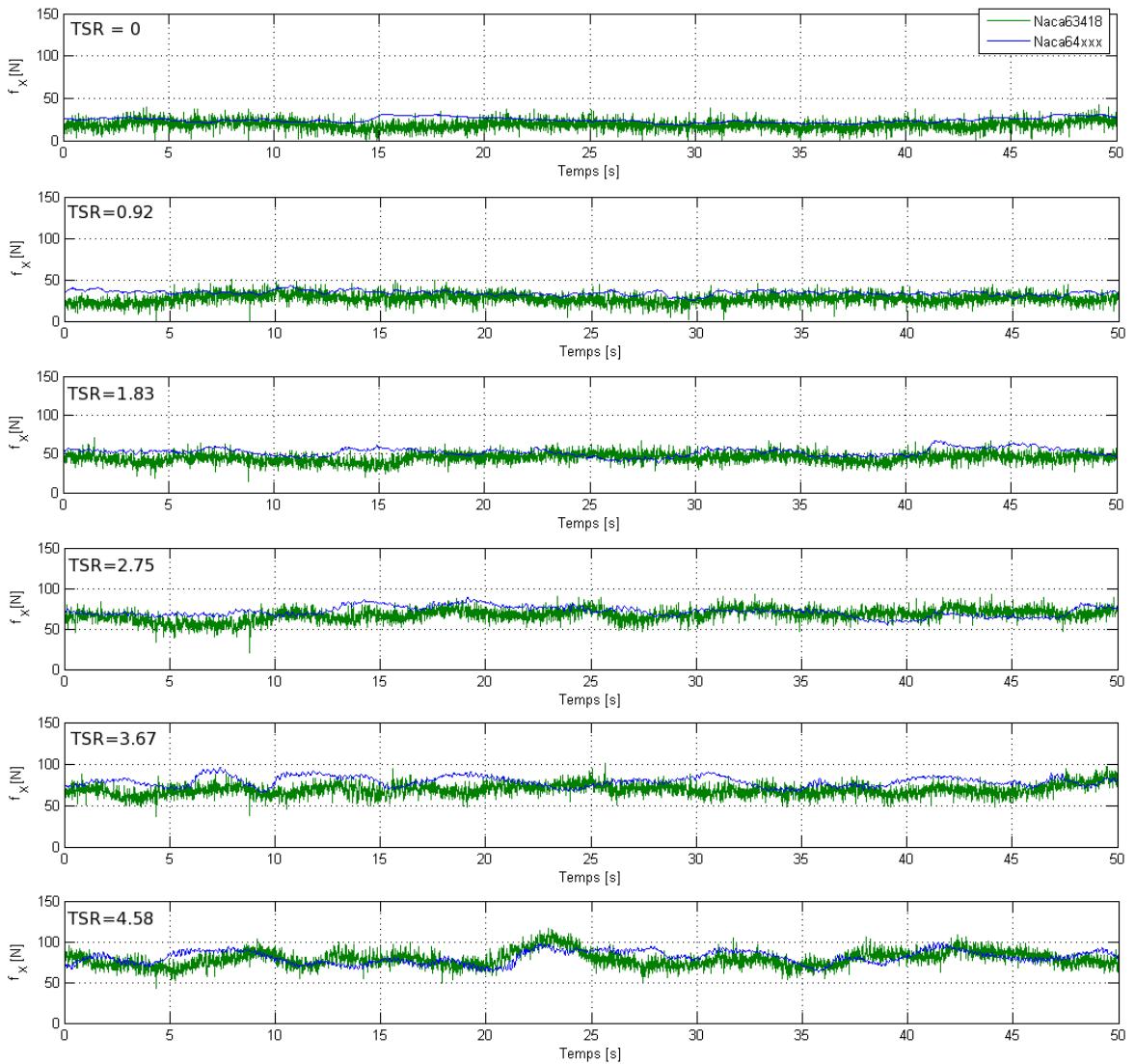


FIG. 4.2 – Comparaison de l'évolution temporelle des efforts de traînée pour deux types de pale à différents TSR : taux de turbulence ambiants de 8 % et une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s. Les TSR = 0 0.92 1.83 2.75 3.67 et 4.58 correspondent à la gamme des vitesses de rotation  $\Omega$  imposée à la machine :  $\Omega = 0, 2.093, 4.186, 6.280, 8.373$  et  $10.466$  rad/s.

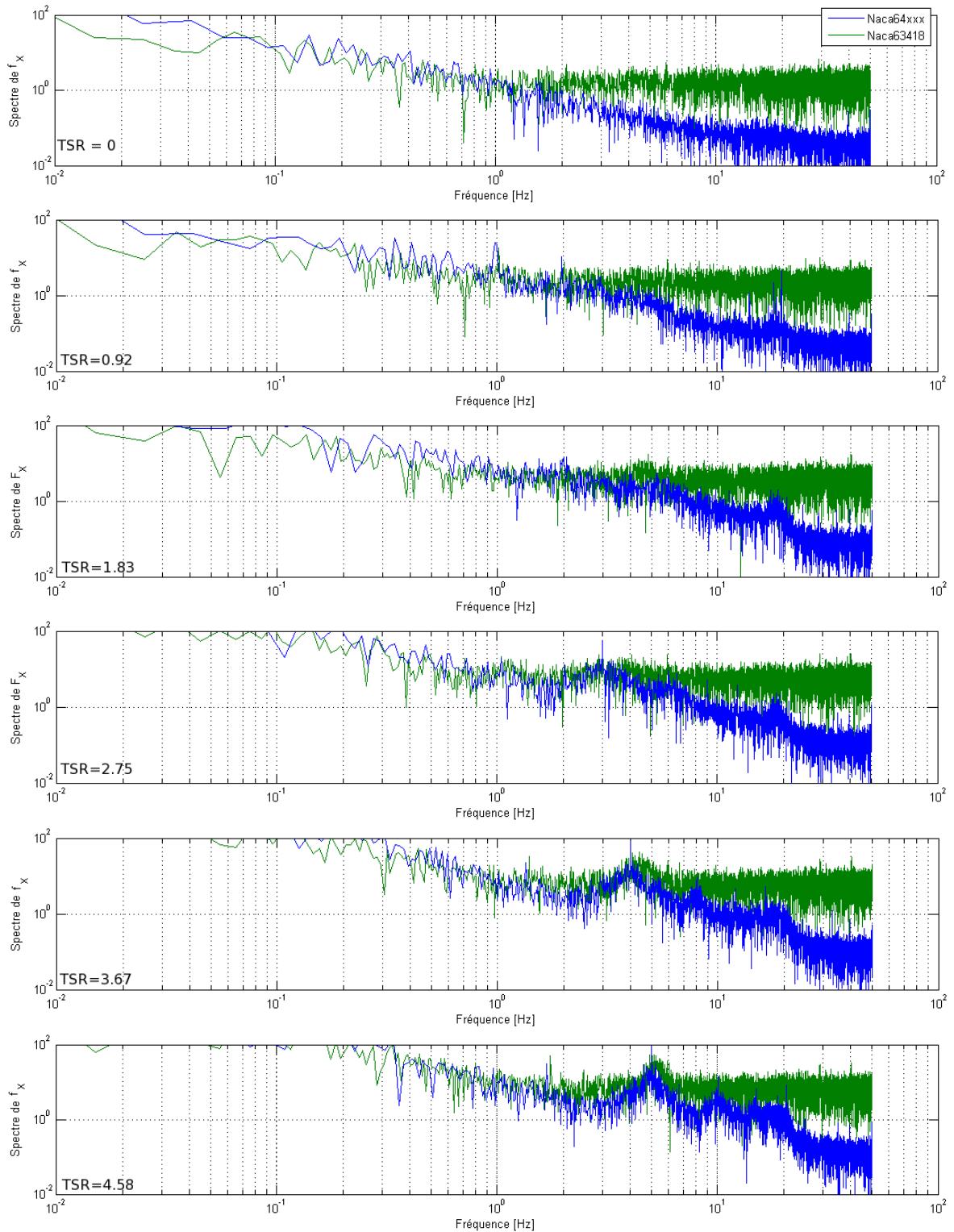


FIG. 4.3 – Comparaison des spectres d'amplitude des efforts de traînée pour deux types de pale à différents TSR : taux de turbulence ambiant de 8 % et une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s. Les TSR = 0 0.92 1.83 2.75 3.67 et 4.58 correspondent à la gamme des vitesses de rotation  $\Omega$  imposée à la machine :  $\Omega = 0, 2.093, 4.186, 6.280, 8.373$  et  $10.466$  rad/s.

## 4.2 Comparaison des coefficients de puissance

Le rendement d'une hydrolienne est déterminé par le coefficient de puissance obtenu ici à partir de la mesure du moment  $\mathcal{M}_x$  (Cf. chapitre 2), le calcul par la puissance consommée s'étant avéré imprécis.

La figure 4.4 présente le coefficient de puissance des deux types de pale : en rouge le  $C_P$  des pales beaucoup plus vrillées (maquette "NACA64xxx") et en noir, le  $C_P$  des pales peu vrillées (maquette "NACA63418"). On distingue clairement deux régions caractéristiques de fonctionnement d'une hydrolienne : la première est la région de croissance à faible TSR (TSR = 0-2.75), c'est la région de décollement dynamique, où les incidences de décollement statiques sont dépassées, entraînant le lâcher de grosses structures tourbillonnaires. La seconde est la région où le maximum est atteint (TSR = 3.67 - 4.58), c'est la région de transition, où la force motrice vient équilibrer les forces extérieures (de frottement et de traînée). La troisième région (région descendante à grand TSR : à partir du TSR = 5.5), dite région des "effets secondaires" n'est pas représentée ici par souci de confidentialité sur les caractéristiques des pales utilisées, compte tenu de la prépondérance de la contribution de la traînée des pales dans cette région.

De la figure 4.4, nous observons un écart allant jusqu'à un facteur 1.6 entre les  $C_P$  des deux maquettes.

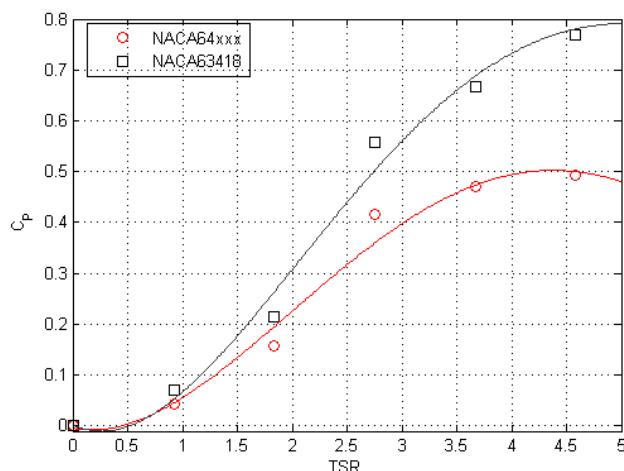


FIG. 4.4 – Comparaison des coefficient de puissance de deux types de pale à un taux de turbulence ambients de 8 % et une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s.

Les écarts observés entre les coefficients de puissance des deux maquettes sont bien perceptibles sur les graphes d'évolution temporelle de puissance, figures 4.5 de haut en bas respectivement pour TSR = 1.83, 2.75, 3.67 et 4.58. On remarque que la puissance n'augmente pas dans les mêmes proportions entre les deux maquettes sur la gamme des TSR = 2.75 jusqu'à un facteur 1.1 (voir tableau 4.1). D'importantes fluctuations de puissance sont observées pour le cas maquette "NACA63418" jusqu'à un facteur  $\approx 8$  comparé au cas de la maquette "NACA64xxx". On peut l'observer sur le tableau 4.1 montrant des valeurs d'écart type de puissance des deux maquettes. Ces importantes fluctuations de puissance observées sur la maquette "NACA63418" peuvent être dues aux mêmes raisons évoquées précédemment pour les fluctuations d'efforts (géométrie des pales, sens de rotation des pales, frottements au niveau du rotor ...).

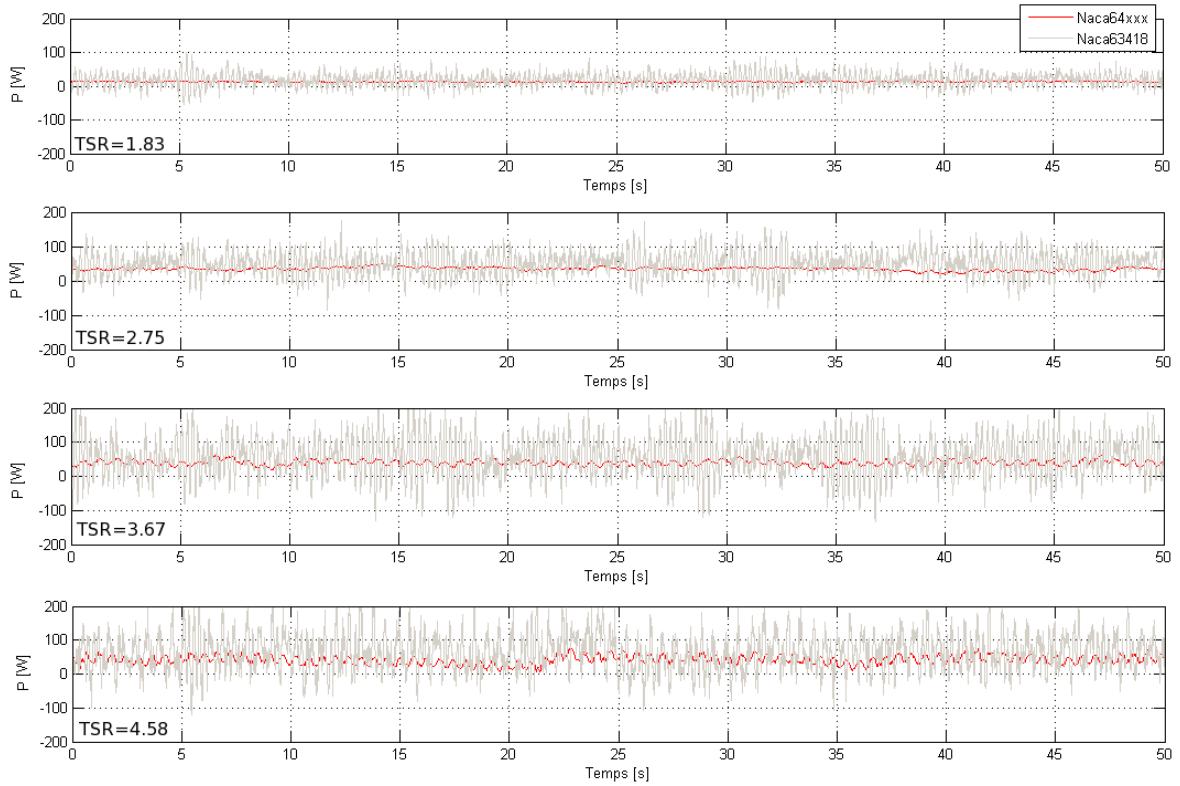


FIG. 4.5 – Comparaison de l'évolution temporelle de la puissance des deux jeux de pales pour différents TSR (de haut en bas), avec un taux de turbulence ambiant de 8 % et une vitesse de l'écoulement incident de  $\sim 0.8$  m/s. Les moyennes de puissance pour les point de fonctionnement considérés ici ( $TSR = 1.83 - 4.58$  pour  $4.18 \leq \Omega \leq 10.46$  rad/s) sont données sur le tableau 4.1.

TSR	NACA64xxx				NACA63418			
	P max	P min	P moy	P std	P max	P min	P moy	P std
1.83	19.15	7.57	13	1.48	109	-80.01	18.1	20.22
2.75	50.83	19.55	34.65	4.95	176.20	-86.61	47.11	30.99
3.67	65.10	19.61	38.93	8.035	275.90	-179.2	56.44	60.74
4.58	74.13	5.362	40.69	12.79	243.10	-130.6	64.97	53.2

TAB. 4.1 – Comparaison des valeurs moyennes de puissance de deux jeux de pales pour différents TSR, un courant de  $\sim 0.8$  m/s et un taux de turbulence amont de  $\sim 8\%$ . P désigne la puissance extraite, moy la moyenne et std l'écart type.

## 4.3 Comparaison sur les caractéristiques du sillage

Dans le but de quantifier l'influence de la géométrie des pales sur les caractéristiques du sillage généré, un nombre conséquent de profils de vitesses a été effectué à l'aide d'un système de vélocimétrie laser Doppler 2D. Les profils ont été effectués tous les diamètres jusqu'à une distance de 10D ( $D = 70$  cm), chacun d'entre eux étant constitué de 25 points de mesures (Cf. chapitre 2).

Nous avons effectué des mesures de sillage généré par les deux types de maquettes décrits au chapitre 2 pour le taux de turbulence ambiant de 8 % et une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s à TSR = 5.5.

Les profils de vitesse axiale issus des mesures LDV 2D dans le plan **xy** suivant l'axe du rotor des maquettes "NACA64xxx" et "NACA63418" sont présentés dans les figures 4.6 de gauche à droite et de haut en bas pour les profils de 1D à 6D, 8D et 10D. Quelque soit la maquette considérée, on distingue deux régions aux caractéristiques et effets distincts dans le sillage généré : le sillage proche de 1D à 4D et le sillage lointain (au-delà de 4D).

On observe sur le premier diamètre derrière l'hydrolienne, l'effet de la nacelle et des tourbillons lâchés en bout de pales sur le sillage qui prédomine sur le cisaillement dû à la rotation des pales : les deux pics à l'extrémité du profil 1D sont dus aux lâchers tourbillonnaires et celui du milieu est dû à la présence de la nacelle. Ces sommets sont plus prononcés pour la maquette ayant une plus longue nacelle et une petite corde moyenne (maquette "NACA63418"). A 2D derrière l'hydrolienne, on a plus que deux sommets correspondant aux lâchers tourbillonnaires en bout de pales. On observe jusqu'à 4D, un écart de déficit de vitesse sur le diamètre du rotor ( $y/D = \pm 0.5$ ) entre les deux maquettes, le déficit de vitesse est plus grand jusqu'à un facteur 1.2 pour le cas du sillage généré par la maquette "NACA63418", zone dans laquelle les effets de la géométrie de la machine prédominent. Cette augmentation de déficit de vitesse pour la maquette "NACA63418" peut être attribuée à la longueur de la nacelle et à la géométrie des pales (voir tableaux 2.1 et 2.2).

A partir de 5D derrière l'hydrolienne, la forme gaussienne du profil de vitesse est pleinement établie pour les deux maquettes ; à ce diamètre (5D) la vitesse du sillage est de 0.62 m/s pour la maquette "NACA64xxx" et 0.615 m/s pour la maquette "NACA63418". Le déficit de vitesse axiale est quasiment le même dans les deux cas. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus sur les efforts de traînée moyens (équivalence des efforts de traînée dans le sens de la moyenne).

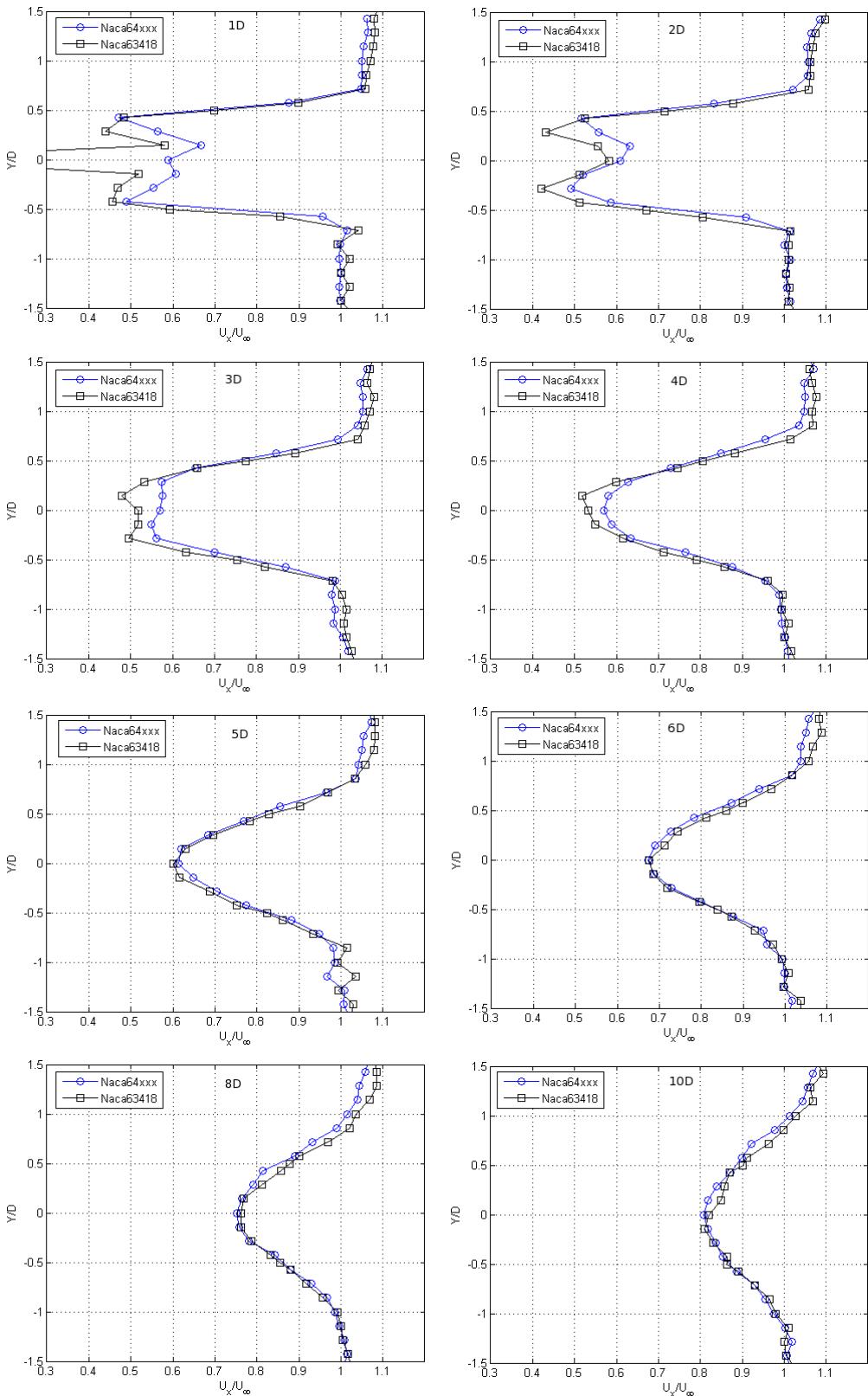


FIG. 4.6 – Comparaison des profils de vitesse axiale du sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite  $TSR = 5.5$  : de haut en bas de 1D à 10D derrière l'hydrolienne.

La figure 4.7 permet de caractériser l'évolution du déficit moyen de vitesse sur le diamètre d'influence du rotor, dans le sillage généré, pour les deux types de maquettes considérées. On note l'effet des caractéristiques des maquettes utilisées dans la région du sillage proche (entre 1D et 4D en aval de la turbine). Le déficit est plus grand dans le cas de la maquette "NACA63418". L'effet de la longueur de la nacelle est perceptible à 1D derrière la turbine, avec un grand écart de déficit de vitesse pour la maquette "NACA63418" comparé à la maquette "NACA64xxx". On observe que le déficit moyen de vitesse est stable entre 2D et 4D dans le cas de la maquette "NACA64xxx". Tandis que dans le cas de la maquette "NACA63418", il continue de décroître. On retrouve la limite de séparation des deux régions du sillage au-delà de 4D. Au-delà de ce diamètre, le déficit de vitesse est quasiment le même dans les deux cas (NACA64xxx et NACA63418).

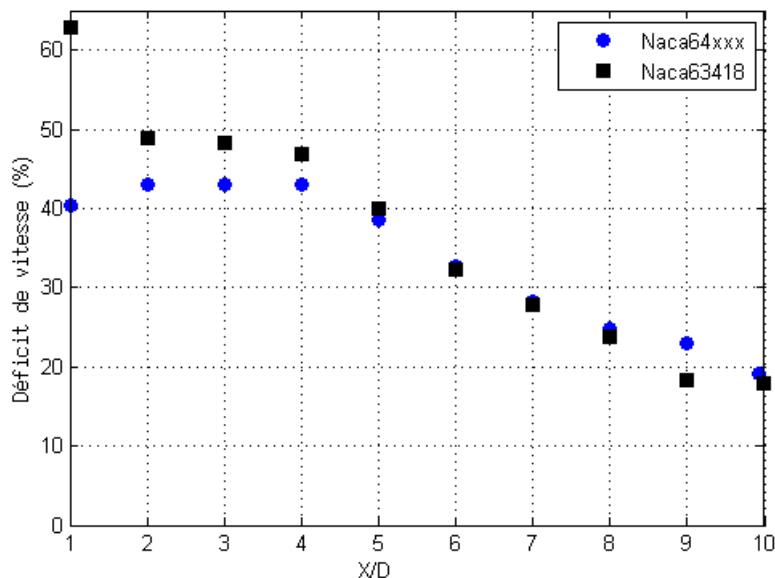


FIG. 4.7 – Comparaison du déficit moyen de vitesse dans sillage généré par deux types d'hydroliennes pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5.

Les cartes de vitesse axiale issues des mesures LDV dans le plan **xy** suivant l'axe central du rotor pour les profils NACA64xxx et NACA63418 sont quant à elles respectivement présentées dans les figures 4.8 à gauche, la maquette "NACA64xxx" et à droite, la maquette "NACA63418". Ces cartes viennent confirmer les résultats obtenus sur les profils de vitesse axiale : prédominance des effets de géométrie de la maquette de 1D à 4D (forte réduction de vitesse dans le sillage) et la séparation des deux régions à 5D, où on retrouve la vitesse du sillage à 0.62 m/s pour la maquette "NACA64xxx" et à 0.615 m/s pour la maquette "NACA63418".

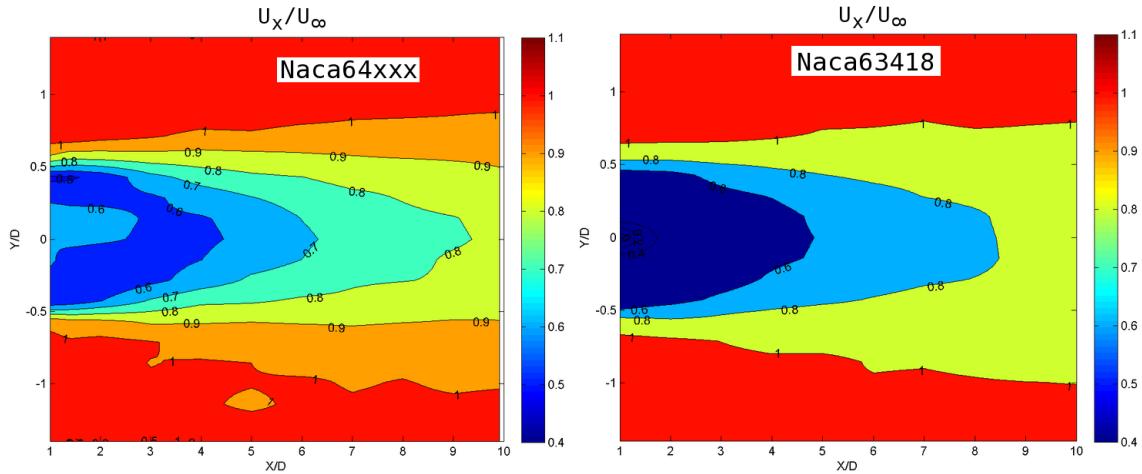


FIG. 4.8 – Comparaison des Champs de vitesse moyenne longitudinale du sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5 : à gauche, la maquette "NACA64xxx" et à droite, maquette "NACA63418".

La figure 4.9 montre les cartes de vitesse transverse dans le sillage des deux maquettes : (a) maquette portant les pales NACA64xxx et (b) maquette portant les pales NACA63418. On retrouve l'antisymétrie de la vitesse transverse dans le sillage sur la largeur du bassin ( $Y/D = \pm 1.7$ ) pour les deux maquettes. Les valeurs de vitesse transverse avec des signes opposés sont dues à la condition de continuité de l'écoulement. On remarque que l'antisymétrie observée ici est opposée entre les sillages générés par les deux maquettes : les valeurs de la vitesse transverse sont négatives du côté du mur ( $Y/D = -1.7$ ) et positives du côté de l'hublot pour la maquette "NACA64xxx", tandis que pour la maquette "NACA63418", on observe l'inverse. Ceci est dû au sens de rotation des deux maquettes dans l'écoulement. Comme nous l'avons évoqué en introduction, les deux machines tournent en sens inverse. On observe également une migration latérale de l'écoulement à partir de la structure qui se dissipe très lentement entre 1D et 10D en aval de la turbine.

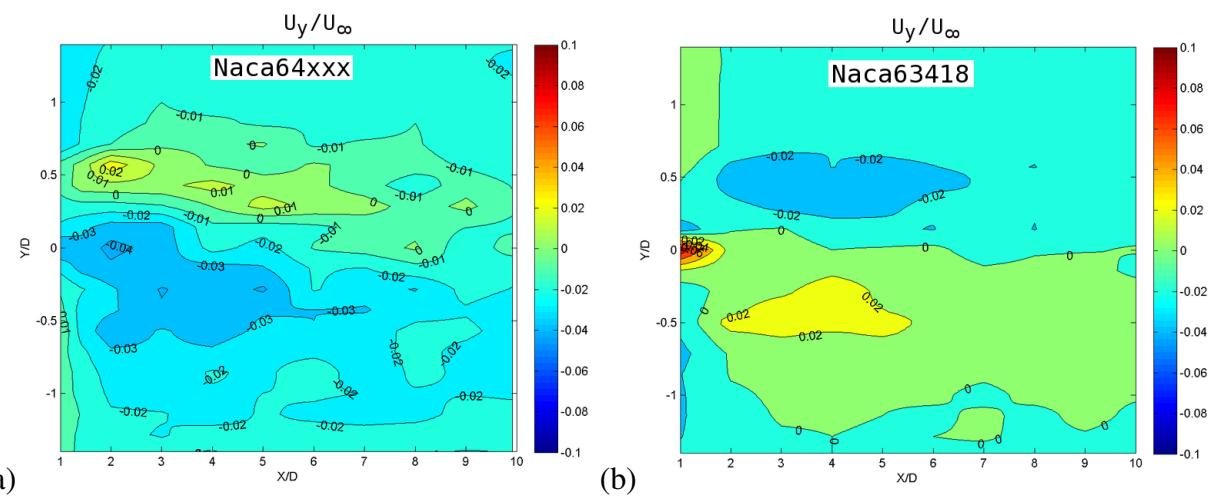


FIG. 4.9 – Comparaison des Champs de vitesse moyenne transverse du sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5 : (a) maquette "NACA64xxx" et (b) maquette "NACA63418".

La figure 4.10 compare les profils d'écart type de vitesse axiale des deux types de maquettes sur dix diamètres en aval de l'hydrolienne dans le plan horizontal symétrique de l'écoulement. On observe une symétrie sur les profils d'écart type de vitesse comme c'était le cas pour la vitesse moyenne. On peut observer sur ces profils comment les tourbillons lâchés en bout de pale influes sur l'écart type des vitesses pour les deux maquettes. Ces tourbillons correspondent aux deux pics aux extrémités du profil. On note cependant, des valeurs d'écart type plus élevées au niveau de ces deux pics pour la maquette "NACA63418" comparé à l'autre maquette.

Les figures 4.11 à gauche (maquette "NACA64xxx") et à droite (maquette "NACA63418") présentent les cartes d'écart type de vitesse axiale des maquettes dans le plan horizontal symétrique de l'écoulement. La symétrie observée sur les profils d'écart type est retrouvée ici dans la distribution de l'écart type de vitesse axiale comme c'était le cas pour la carte de vitesse moyenne. Cette symétrie est plus évidente dans le cas du sillage généré par la maquette portant les pales NACA64xxx (maquette ayant une nacelle moins longue). Des fortes valeurs d'écart type sont observées dans les lâchers tourbillonnaires de bout de pales. Leur dissipation est plus rapide pour la maquette portant des pales beaucoup plus affinées aux extrémités.

La figure 4.12 à droite (maquette "NACA63418") présentant la distribution d'écart type de vitesse transverse dans le plan horizontal symétrique du sillage met clairement en évidence des fortes valeurs d'écart type de vitesse transverse au niveau de la nacelle comparé au cas de la maquette "NACA64xxx", figure 4.12 à gauche. On observe également les lâchers tourbillonnaires de bout de pales, où il y a concentration des fortes valeurs d'écart type

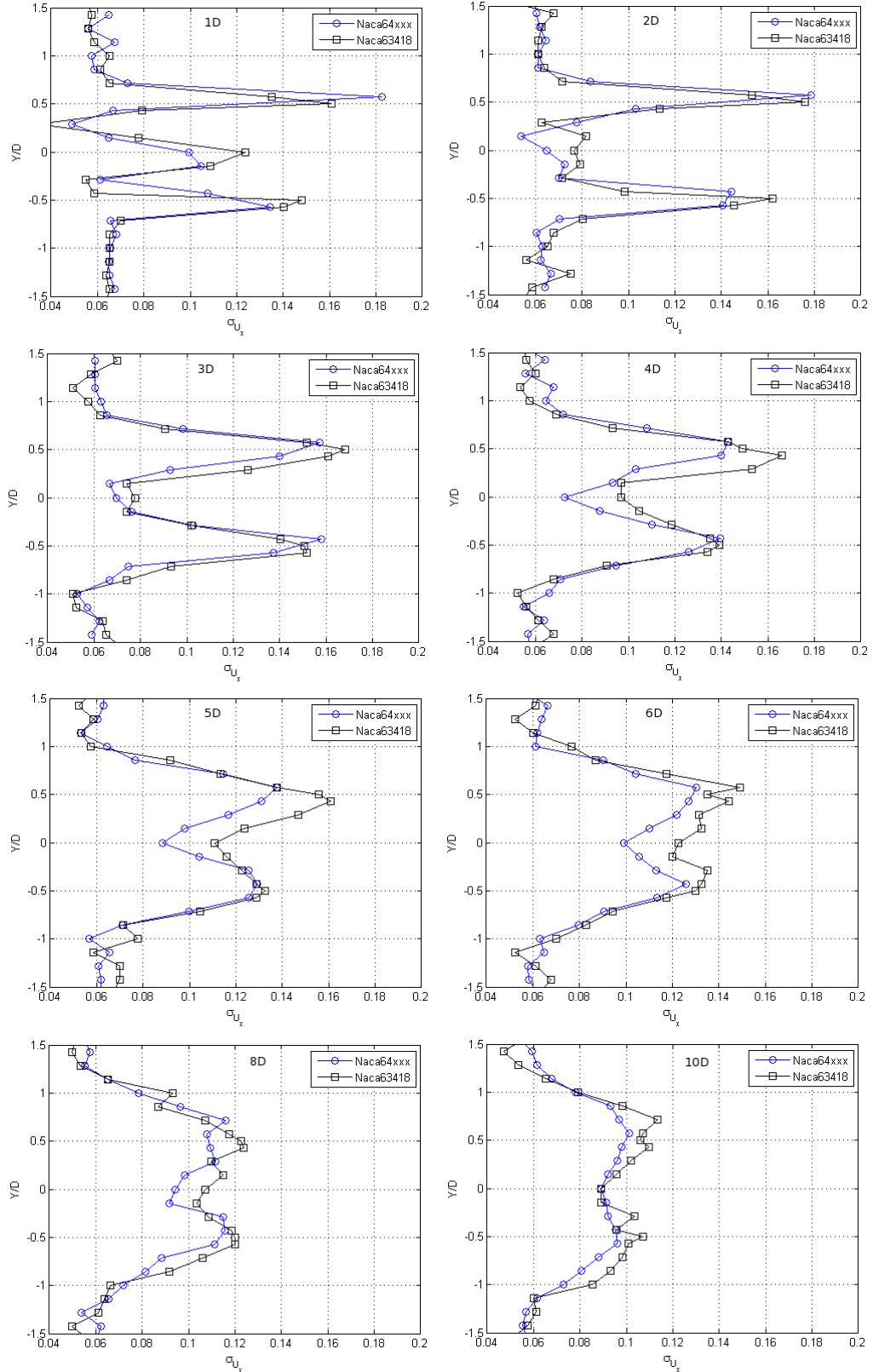


FIG. 4.10 – Comparaison des profils d'écart type de vitesse axiale du sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5 : de haut en bas à 1D à 10D derrière l'hydrolienne.

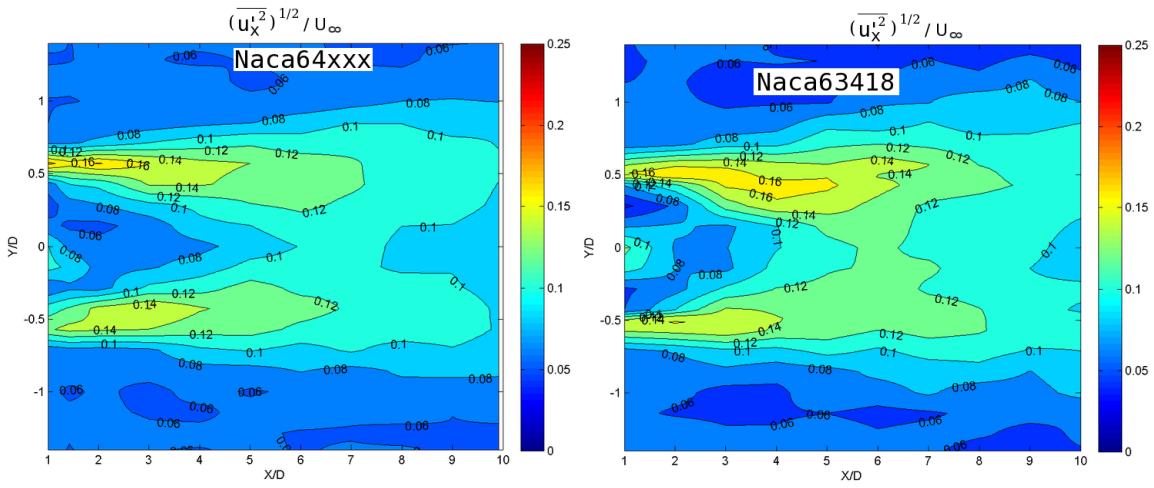


FIG. 4.11 – Carte d'écart type de vitesse axiale du sillage de deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5.

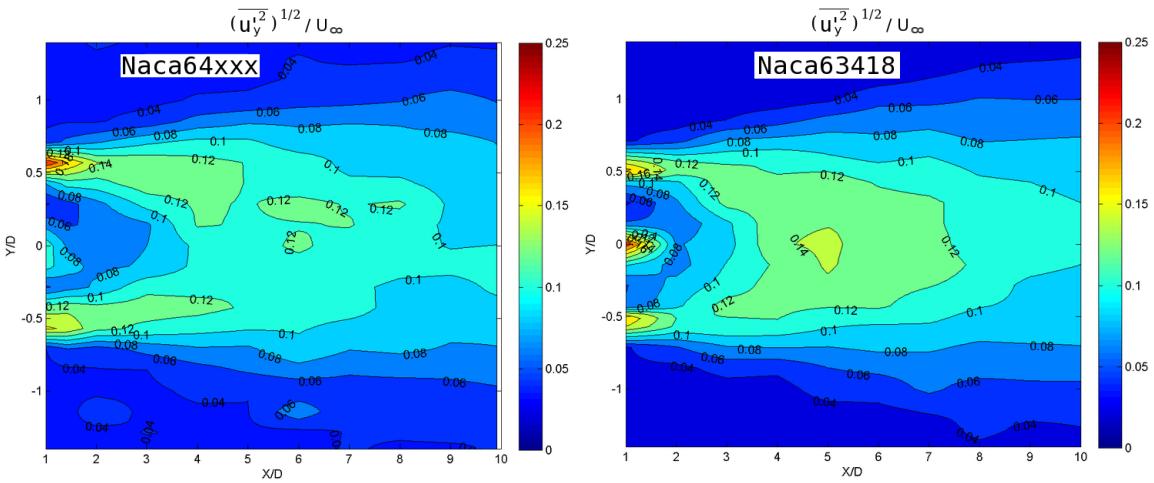


FIG. 4.12 – Carte d'écart type de vitesse transverse du sillage de deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5.

La dépendance de l'expansion de l'intensité de turbulence dans le sillage à la géométrie de l'hydrolienne est clairement mise en évidence sur les figures 4.13 de gauche à droite et de haut en bas, où l'évolution des profils d'intensité de turbulence dans le sillage est donnée sur dix diamètres derrière les deux types de maquettes, pour une vitesse d'écoulement amont de 0.8 m/s, un taux de turbulence ambiant de 8 % et un TSR = 5.5. Cette dépendance est mise en évidence par les variations de taux de turbulence observé sur le diamètre du rotor ( $Y/D = \pm 0.5$ ) sur les cinq premiers diamètres (1D à 5D en aval de la turbine) du sillage des deux maquettes, sachant que le sillage proche est caractéristique de la géométrie de l'hydrolienne. On observe que le taux de turbulence est plus élevé pour la maquette "NACA63418" avec un écart allant jusqu'à 30 % comparé à la maquette "NACA64xxx". Cet écart est réduit de moitié à 6D derrière la turbine. Au-delà de 6D dans le sillage où la géométrie de l'hydrolienne n'a plus beaucoup d'influence cet écart est considérablement réduit.

Par ailleurs, dans le sillage à 1D derrière la turbine, on identifie une zone d'émission tourbillonnaire en bout de pales correspondant aux deux sommets situés aux extrémités du profil et le sommet au milieu correspondant à la présence de la nacelle. A partir de 2D jusqu'à 4D seuls les effets des lâchers tourbillonnaires de bout de pales sont perceptibles : présence de deux pics.

Un taux de turbulence allant jusqu'à plus de 40 % est observé dans le sillage proche, alors qu'un taux de turbulence de l'ordre de 20 % est rencontré jusqu'à plus de 10D, sur le diamètre du rotor ( $Y/D = \pm 0.5$ ) pour les deux maquettes.

On remarque que l'intensité de turbulence dans le sillage recouvre moins vite l'écoulement initial que la vitesse dans le sillage. En d'autres termes, les effets de turbulence sont plus persistants que ceux du déficit de vitesse.

La figure 4.14 montre l'apport d'intensité de turbulence dans l'écoulement dû au sillage généré par une hydrolienne, appelée intensité de turbulence ajoutée, notée  $\Delta TI$ .  $\Delta TI$  est calculé à partir de la relation empirique de Quarton [148] donnée par la relation 1.25, que nous rappelons ci-après :

$$\Delta TI = (TI_{effective}^2 - TI_{ambante}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

L'influence de la géométrie de l'hydrolienne sur le sillage généré est une fois de plus mise en évidence par rapport l'évolution d'intensité de turbulence ajoutée par le sillage généré. On observe dans la figure 4.14 une augmentation du taux de turbulence dans l'écoulement due au sillage le long de l'axe central du rotor pour les deux maquettes considérées. On remarque que cette augmentation d'intensité de turbulence dans le sillage est plus importante dans la région du sillage proche, région dans laquelle l'influence de la géométrie de l'hydrolienne prédomine. Un écart important du taux de turbulence ajouté est observé entre les deux maquettes dans le sillage proche. Le taux de turbulence ajouté est plus élevé, jusqu'à 26 %, dans le sillage proche généré par la maquette "NACA63418" comparé au sillage proche de la maquette "NACA64xxx". A 6D cet écart est considérablement réduit. A partir de 7D le taux de turbulence ajouté est quasiment le même pour les deux maquettes. Ce résultat est en accord avec ceux obtenus par Frandsen [52] et ceux obtenus par Quarton [148] pour les éoliennes.

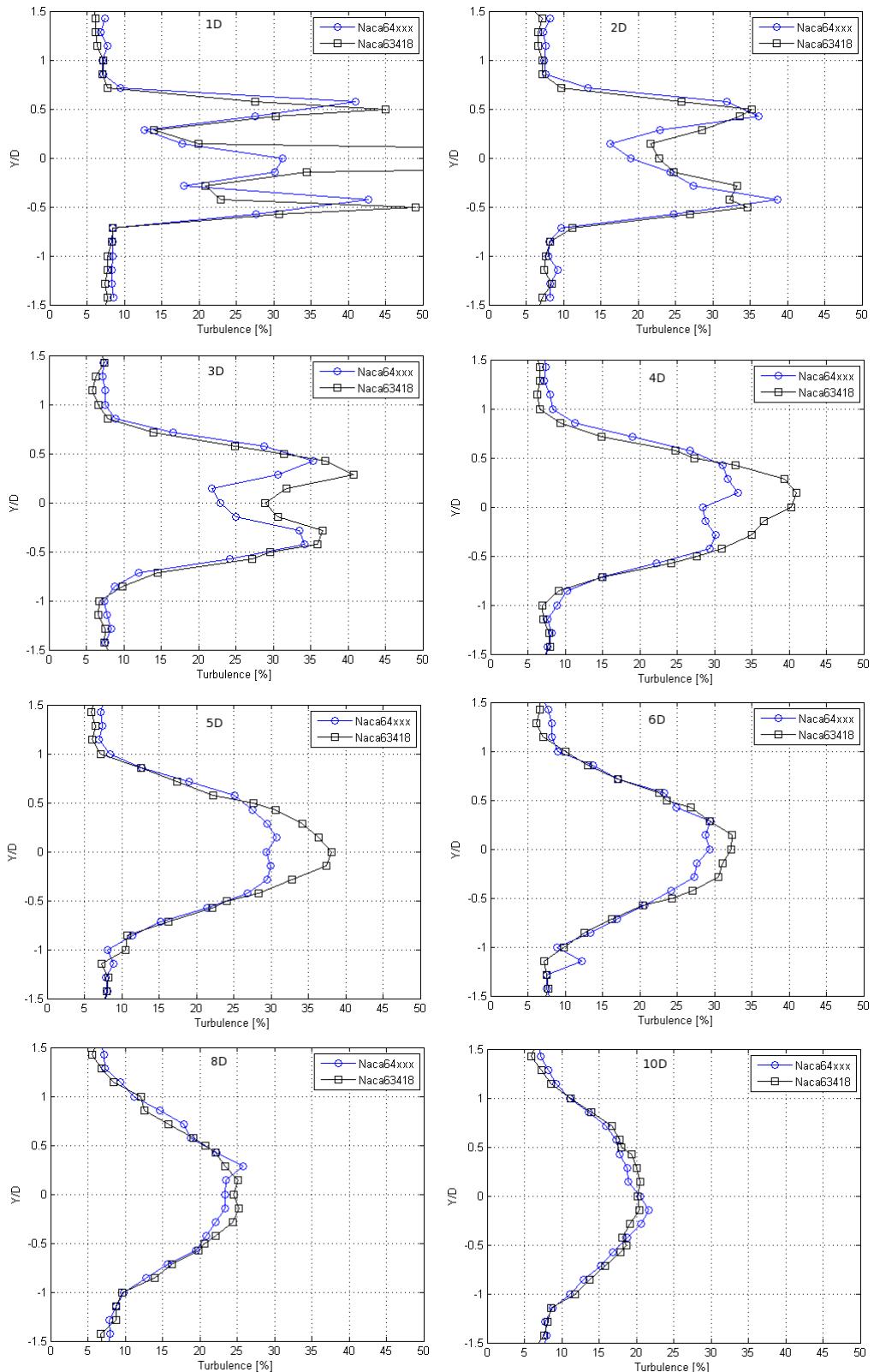


FIG. 4.13 – Comparaison des profils d'intensité de turbulence dans sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite  $TSR = 5.5$  : de haut en bas à 1D à 10D derrière l'hydrienne.

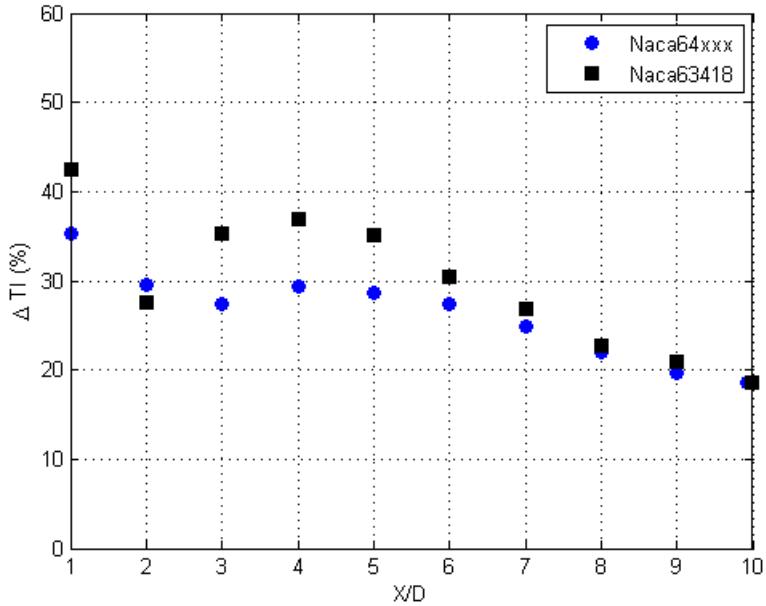


FIG. 4.14 – Comparaison du déficit d'intensité de turbulence dans sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite TSR = 5.5.

Les analyses faites sur une autre caractéristique de la turbulence de l'écoulement, l'énergie cinétique turbulente (TKE) vient confirmer l'influence de la géométrie de l'hydrienne sur les caractéristiques du sillage proche.

La figure 4.15 présente les profils de la TKE à différents diamètres derrière l'hydrienne. On observe à 1D (figure 6.18 en haut à gauche), trois sommets : les deux sommets aux extrémités caractérisent la concentration de la TKE transportée par les structures tourbillonnaires lachées en bout de pales. Le sommet au milieu caractérise quant à lui la présence de la nacelle et est très prononcé pour la maquette ayant une nacelle plus longue (courbe NACA63418). A partir de 2D (figure 6.18 en haut à droite) jusqu'à 5D (figure 6.18 en bas à gauche), la présence de la nacelle n'est plus perceptible et on observe une augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage avec une diminution sur l'axe du rotor pour les deux maquettes. Un plateau peut être observé à partir de 6D sur le diamètre du rotor (entre  $Y/D = \pm 5$ ) ; dans cette zone, les effets de cisaillement occasionnés par la rotation des pales sont moins perceptibles.

La forme des profils de TKE obtenue ici pour les deux maquettes est en accord avec les résultats obtenus par España et al. [48] pour le cas d'un disque simulant une éolienne sur quatre diamètres (1D à 4D) en aval du rotor. Ce type de résultat est également obtenu par Højstrup [79] pour le cas d'une éolienne. Une comparaison directe avec ces résultats n'est cependant pas réaliste compte tenu des différences de masse volumique entre l'air et l'eau, les conditions de l'écoulement (taux de turbulence, vitesse,...), la géométrie du rotor...

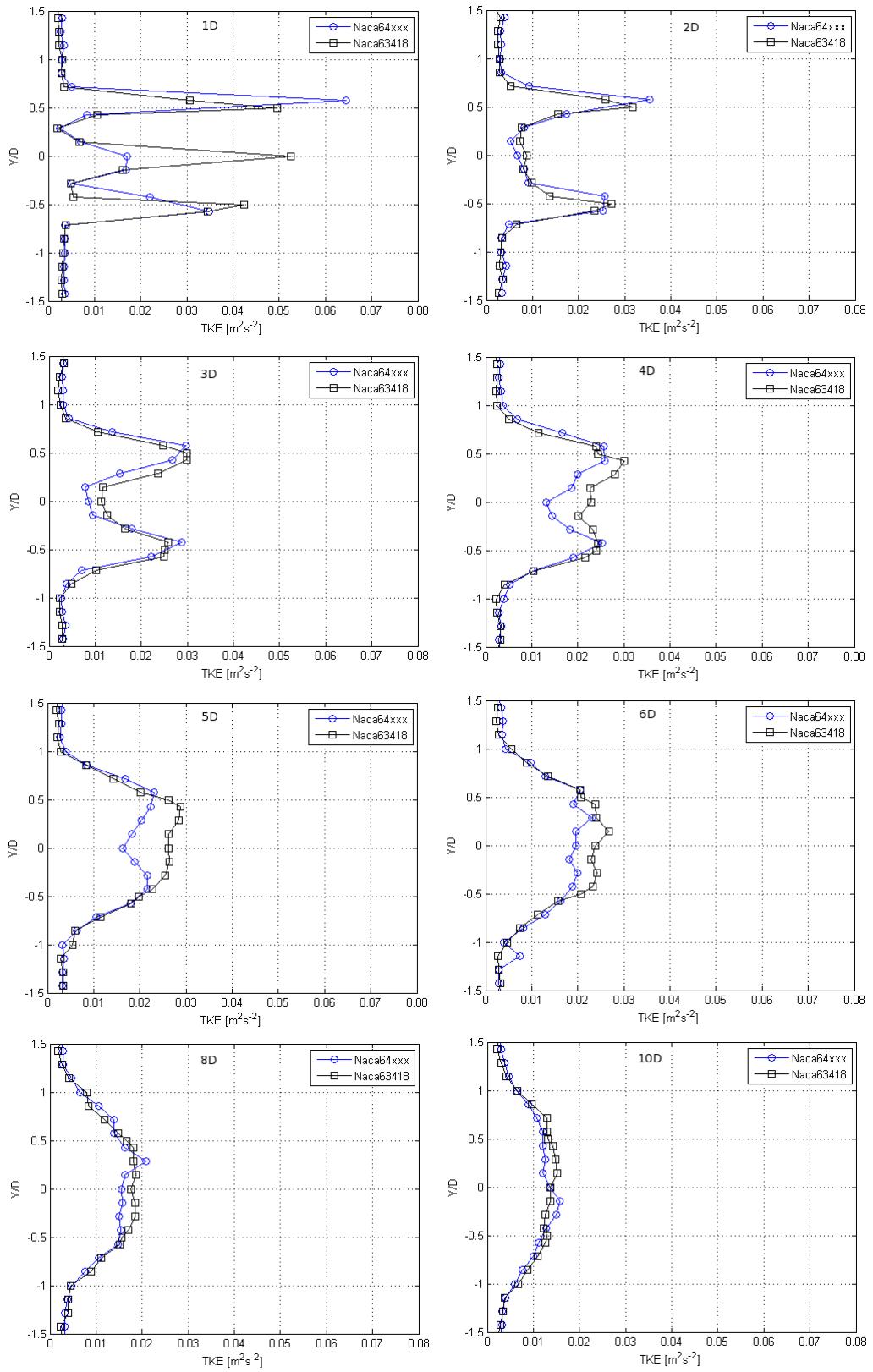


FIG. 4.15 – Comparaison des profils de TKE du sillage généré par deux types de pales pour le taux de turbulence ambiant de 8 %, une vitesse du courant de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite  $\text{TSR} = 5.5$  : de haut en bas à 1D à 10D derrière l'hydrolienne.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons comparé à partir des résultats expérimentaux deux hydroliennes munies de deux types de pales : Profil NACA64xxx et profil NACA63418. Cette comparaison a été faite sur le comportement mécanique de ces deux types de rotor et sur les caractéristiques des sillages générés. La différence entre les deux rotors portait sur le vrillage des pales (les pales NACA64xxx sont beaucoup plus vrillées que les pales NACA63418), la distribution de la corde sur l'envergure (plus homogène sur les pales NACA63418 que sur les pales NACA64xxx), la largeur de la corde en bout de pale (forme de bout de pale plus affinée et arrondie pour les pales NACA64xxx) et une corde moyenne plus large pour les pales NACA64xxx, les deux rotors ayant le même diamètre. La longueur de la nacelle est cependant deux fois plus longue pour la maquette portant les pales NACA63418. L'effet de la longueur de la nacelle est perceptible uniquement sur le sillage généré, car le calcul des efforts de traînée ne se fait que sur le rotor constitué de trois pales, les efforts sur la structure ayant été soustraits.

Ces résultats expérimentaux ont montré que, les deux rotors ont une réponse identique en terme d'efforts moyens, avec cependant des variations d'amplitude d'efforts de traînée plus grandes d'un facteur 2 dans le cas du rotor portant les pales NACA63418. En effet, les pales les plus affinées en leur extrémité induisent moins de fluctuations d'efforts. Cette optimisation de forme lors la construction des pales pourrait permettre de lutter contre les phénomènes de fatigue, car des fluctuations d'efforts très élevées peuvent influer sur la tenue mécanique.

Les mesures réalisées à l'aide du système LDV ont permis de mettre en évidence l'influence de la géométrie de l'hydrolienne sur les caractéristiques du sillage généré sur les trois premiers diamètres en aval de l'hydrolienne. On a pu mettre en évidence l'influence de la longueur de la nacelle sur le premier diamètre derrière l'hydrolienne sur l'expansion du sillage et sur ces caractéristiques : une forte réduction de vitesse, une forte augmentation d'intensité de turbulence et de TKE ont pu être observées sur l'axe central de rotation de l'hydrolienne. On a également observé que le sillage proche était beaucoup plus influencé par la forme de l'hydrolienne que le sillage lointain : les écarts de vitesse, d'intensité de turbulence et de TKE sont plus grands entre les deux maquettes dans le sillage proche ( $X/D = 1-3$ ) que dans le sillage lointain (au-delà de  $X/D = 3$  derrière la turbine). Les profils de vitesse mesurés montrent qu'en général les sillages des deux maquettes sont quasiment identiques. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus sur les efforts de traînée moyens (équivalence des efforts de traînée dans le sens de la moyenne).

Cependant, on a noté une forte augmentation du  $C_P$  à partir du  $TSR = 2.75 - 4.58$  pour le rotor portant les pales NACA63418 jusqu'à un facteur 4 comparé au  $C_P$  du rotor portant les pales naca64xxx. Cet important écart entre les  $C_P$  des deux maquettes est inexplicable bien que les deux jeux de pales ne soient pas montés sur des structures identiques (différence au niveau du volume et de la longueur de la nacelle), car en tenant compte des résultats sur le déficit de vitesse et sur les efforts de traînée moyens des deux maquettes, si le déficit de vitesse ainsi que les efforts de traînée moyens sont quasiment identiques pour les deux maquettes on devrait récupérer une puissance équivalente, ce qui n'est pas le cas ici.

Par ailleurs nous n'avons pas pu comparer les  $C_P$  obtenues à partir des mesures de puissance consommée par la génératrice, cette dernière méthode de mesure ne permettant pas d'obtenir des valeurs correctes de la puissance extraite. La meilleure façon de déterminer la puissance mécanique extraite par l'hydrolienne est de mesurer le couple mécanique directement sur l'arbre du rotor.



# **Chapitre 5**

## **Effets de l'angle d'incidence et de la profondeur d'immersion d'une hydrolienne sur son comportement**

La validation des projets hydroliens nécessite l'approfondissement, par calcul et expérimentation, de différentes questions telles que l'orientation de l'angle d'incidence de l'écoulement, le positionnement du système dans la colonne d'eau... Ces questions peuvent se poser non seulement dans le but d'optimiser le rendement du système, mais également pour anticiper les efforts cycliques pouvant entraîner la fatigue des pales et le chargement de la structure, mais également pour des études environnementales (en ce qui concerne la profondeur d'immersion du rotor : transport sédimentaire, visibilité et gène occasionnée). Cette étude a pour but d'apporter des éléments de réponses à ces questions.

Dans le cas de l'éolien, certaines études ont montré que quand une éolienne n'est pas alignée avec l'orientation du vent, d'importantes variations de vitesse peuvent se produire pouvant être à l'origine du phénomène de fatigue des matériaux [112, 126, 122, 30]. Ces études montrent également que le choix de la hauteur d'une éolienne a une importance majeure pour la récupération de l'énergie des vents, compte tenu du phénomène de turbulence (turbulence atmosphérique, terrain très accidentée ou des obstacles) qui peut entraîner des chargements aérodynamiques et des difficultés d'exploitation de la ressource : plus le terrain est accidenté ou plus il y a d'obstacles, plus la hauteur de l'éolienne sera élevée. Dans le cas des énergies des courants marins, l'hydrolienne va interagir avec le fond marin et la surface libre. Il n'y a pas dans ce cas d'interaction avec la turbulence atmosphérique, mais avec la turbulence due à la bathymétrie et/ou la houle à la surface de la mer. La hauteur de l'hydrolienne va dépendre principalement de la profondeur d'eau de la zone d'exploitation.

A ce jour, peu d'études sont menées sur ces deux points (orientation de l'angle d'incidence de l'écoulement et profondeur d'immersion). Seuls certains auteurs comme Bossard et al [23], Amet et al [6] ont mené des études sur le décrochage dynamique des pales d'hydroliennes.

Ce chapitre s'organise en deux parties. Dans un premier temps, les effets de l'angle d'incidence de l'écoulement sur le comportement d'une hydrolienne sont présentés. La seconde partie traite des effets de la profondeur d'immersion de la turbine sur son comportement.

## 5.1 Effets de l'angle d'incidence de l'écoulement

La variation de l'angle d'incidence de l'écoulement amont sur un rotor peut être à l'origine du phénomène de décrochage dynamique. En général, le décrochage dynamique est dû à une variation de la direction ou de la vitesse de l'écoulement incident, mais également à des mouvements du corps lui-même. Quelques études ont déjà été menées sur cette question pour le cas d'un profil d'aile en aérodynamique ou pour les rotors d'hélicoptères [68, 126, 129, 122, 30]. Ces études ont toutes révélé l'influence de l'angle d'incidence sur la portance, la traînée et le moment de tangage.

L'influence de l'angle d'incidence sur la traînée, le couple du rotor et la puissance d'une hydrolienne est étudiée ici afin de caractériser les effets de défaut d'alignement des turbines pendant l'installation mais également les effets des variations de l'orientation de l'écoulement pendant un cycle de marée. Des angles d'incidence compris entre -10 et 20° sont considérés ici, l'angle d'incidence étant mesuré entre l'axe du rotor et la direction de l'écoulement incident (voir figure 5.1).

Cette étude est menée sur une hydrolienne tripales à axe horizontal munie de pales "NACA64xxx" (voir la forme des pales dans la figure 2.5-(b)). L'hydrolienne est testée pour des vitesses de rotation réduites (TSR) allant de 0 à 10. Cependant, seuls les résultats des TSR = 0 - 4.58 sont présentés ici, par souci de confidentialité, comme évoqué dans le chapitre 2. Deux taux de turbulence sont étudiés :  $TI_\infty = 8\%$  et  $25\%$ , pour une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s.

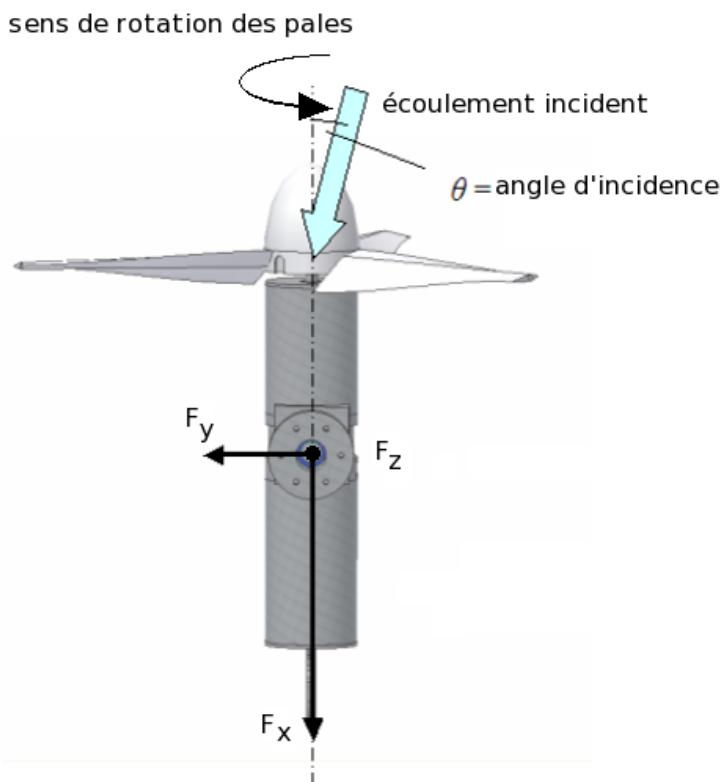


FIG. 5.1 – Schéma de l'orientation de la turbine dans la veine d'eau.

### 5.1.1 Influence sur la traînée

On peut observer sur les efforts de traînée mesurés pour un écoulement de 8 % de taux de turbulence ambiant, figure 5.2-(a), des effets non négligeables pour une variation d'angles d'incidence de  $\pm 10^\circ$ . Une déviation d'alignement de  $-10^\circ$  de la turbine peut causer des pertes de traînée significatives alors qu'un défaut d'alignement de  $10^\circ$  semble être non significatif.

Pour des orientations supérieures à  $10^\circ$ , les pertes de traînée sont significatives : de l'ordre de 12 % comparées à l'orientation de  $0^\circ$ . La figure 5.3, présentant l'évolution du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement pour trois TSR, montre bien la réduction de la traînée avec l'augmentation de l'angle d'incidence.

On présente également les efforts de traînée mesurés pour un écoulement de 25 % de taux de turbulence ambiant, figure 5.2-(b). Les observations faites sur la traînée mesurés pour une turbulence ambiante de 8 % sont valables pour la turbulence de 25 %, à la différence que l'augmentation du taux de turbulence à 25 % conduit à une diminution de traînée de plus de 10 % quelque soit l'angle d'incidence. On remarque cependant pour des  $TSR = 2.75 - 4.58$ , un écart plus important sur la traînée mesurée entre les variations d'angle d'incidence de  $\pm 10^\circ$  pour le taux de turbulence de 25 %, comparé à celle mesurée pour un taux de turbulence de 8 %. Ceci peut être dû au fort taux de turbulence ambiant conduisant à une déviation de la direction de l'écoulement incident ; on peut le voir sur le sillage longitudinal mesuré pour le taux de turbulence de 25 %, figure 6.5 du chapitre 6, et sur la figure 6.8 du même chapitre montrant un fort gradient de vitesse transverse pour l'écoulement ayant un taux de turbulence ambiant de 25 %. Ceci fait que l'angle d'incidence mesuré dans ce cas soit plus ou moins égal à celui mesuré pour un taux de turbulence de 8 %. Comme pour le taux de turbulence de 8 %, on observe clairement que la traînée diminue avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Cette réduction de traînée est due à la réduction de la quantité de l'écoulement traversant le rotor de l'hydrolienne quand l'angle d'incidence est élevé.

On remarque que ce type de machine est très sensible à des grandes variations d'angles d'incidence quelque soit le taux de turbulence considéré.

Afin de compléter les analyses sur les efforts de traînée mesurés et de déterminer la réponse hydrodynamique du rotor d'hydrolienne, les spectres des efforts de traînée s'exerçant sur le rotor pour quatre angles d'incidence (-10, 0, 10 et 20 degrés) sont présentés, figures 5.4-(b) pour le taux de 8 % et figures 5.5-(b) pour le taux de turbulence de 25 %. Les spectres des efforts de traînée ne montrent aucune différence significative entre les différents angles d'orientation quelque soit le taux de turbulence considéré. Par ailleurs, ils présentent deux pics significatifs correspondant au fonctionnement mécanique de l'hydrolienne : le premier est à  $f_0 \approx 1.66 \text{ Hz}$  et correspond à la fréquence de rotation d'une pale pour une vitesse de rotation  $\Omega_0 = 2\pi f_0 = 10.46 \text{ rad/s}$ , ceci correspond à la vitesse de rotation imposée à l'hydrolienne. Le second pic est à  $f \approx 5 \text{ Hz}$ ,  $f = 3 \times f_0$ , ce qui correspond à la fréquence de rotation du rotor, c'est-à-dire à la rotation des trois pales, avec une vitesse de rotation correspondante  $\Omega = 2\pi f = 31.40 \text{ rad/s} = 3 \times \Omega_0$ . Les harmoniques sont également perceptibles à  $f \approx 10 \text{ Hz}$  et  $f \approx 20 \text{ Hz}$ .

Quant à l'évolution temporelle des efforts de traînée pour les quatre angles d'incidence, figure 5.4-(a) pour le taux de 8 % et figure 5.5-(a) pour le taux de turbulence de 25 %, elle vient confirmer que les efforts de traînée varient dans le temps en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement pour les deux taux de turbulence considérés. Les écarts observés sur la traînée entre les différents angles d'incidence sont retrouvés ici. On note cependant des variations d'amplitude des efforts de traînée plus élevées pour le taux de turbulence le plus grand ( $T_\infty = 25 \%$ ). Cette question sur l'influence du taux de turbulence sur le comportement d'une hydrolienne sera détaillée dans le prochain chapitre.

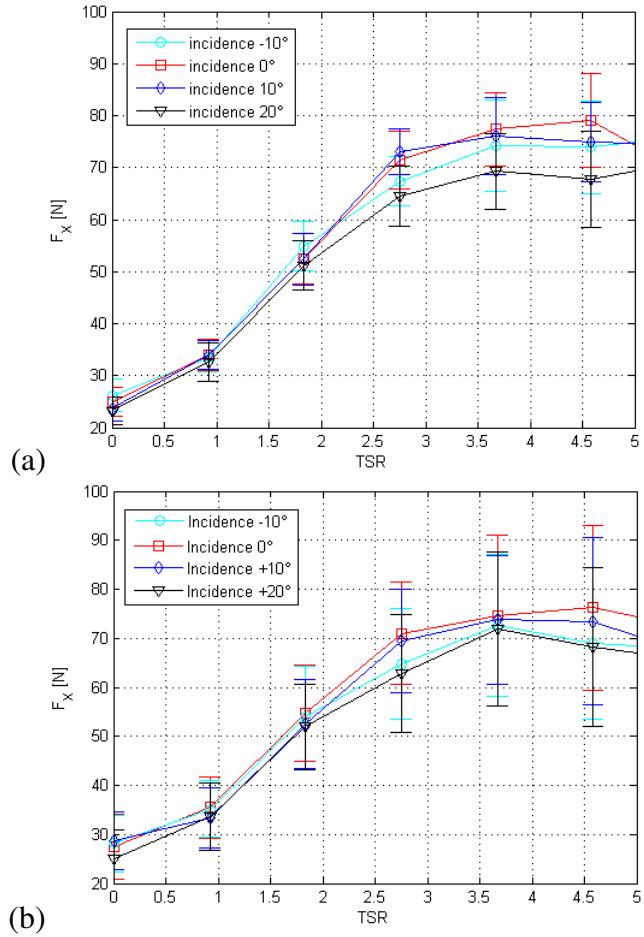


FIG. 5.2 – Efforts de traînée pour quatre incidences à une vitesse du courant de 0.8 m/s : (a)  $TI_{\infty} = 8\%$  et (b)  $TI_{\infty} = 25\%$ .

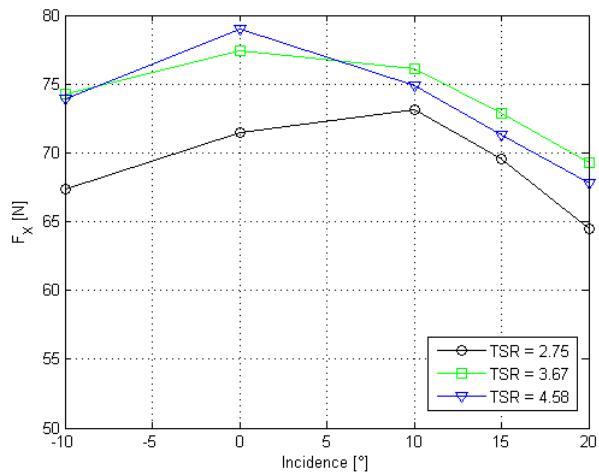


FIG. 5.3 – Influence de l'angle d'incidence sur la traînée pour différentes vitesses de rotation réduites de la turbine :  $U_{\infty} = 0.8$  m/s et  $TI_{\infty} = 8\%$ .

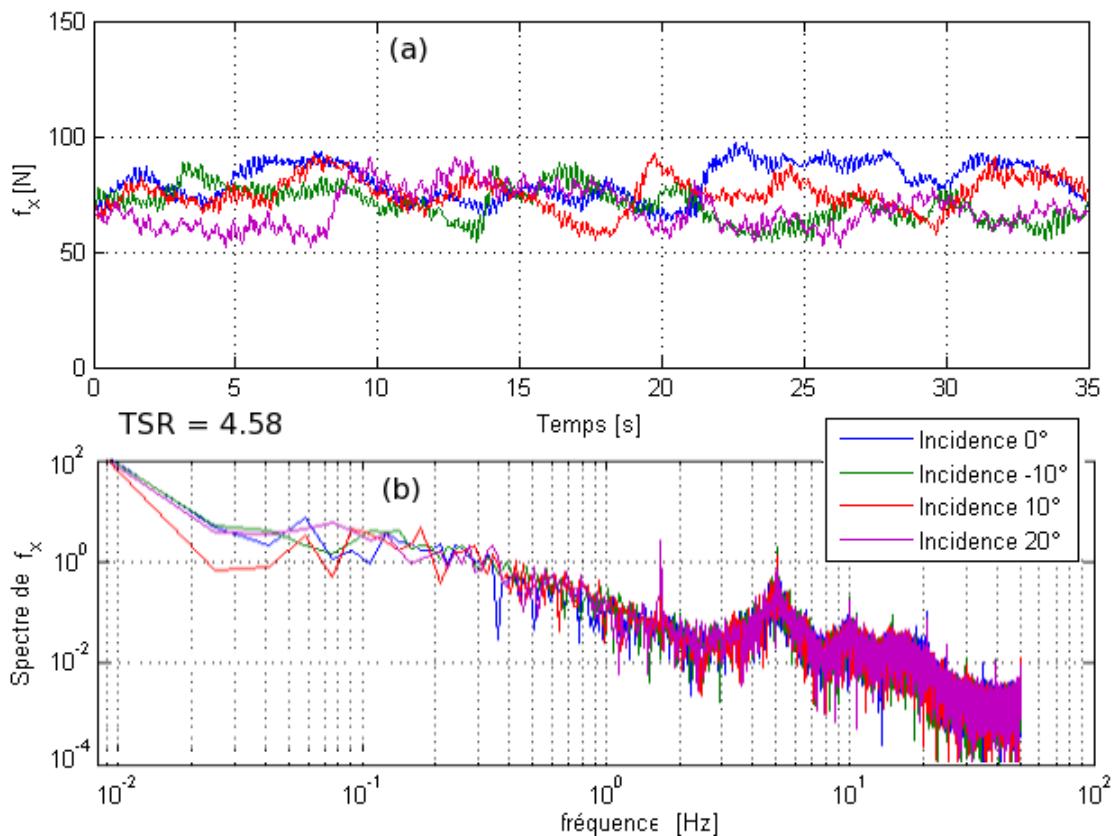


FIG. 5.4 – Comparaison des fluctuations des efforts de traînée (a) et ses spectres d'amplitude (b), pour quatre incidences à  $TSR = 4.58$ ,  $TI_\infty = 8\%$  et  $U_\infty = 0.8$  m/s.

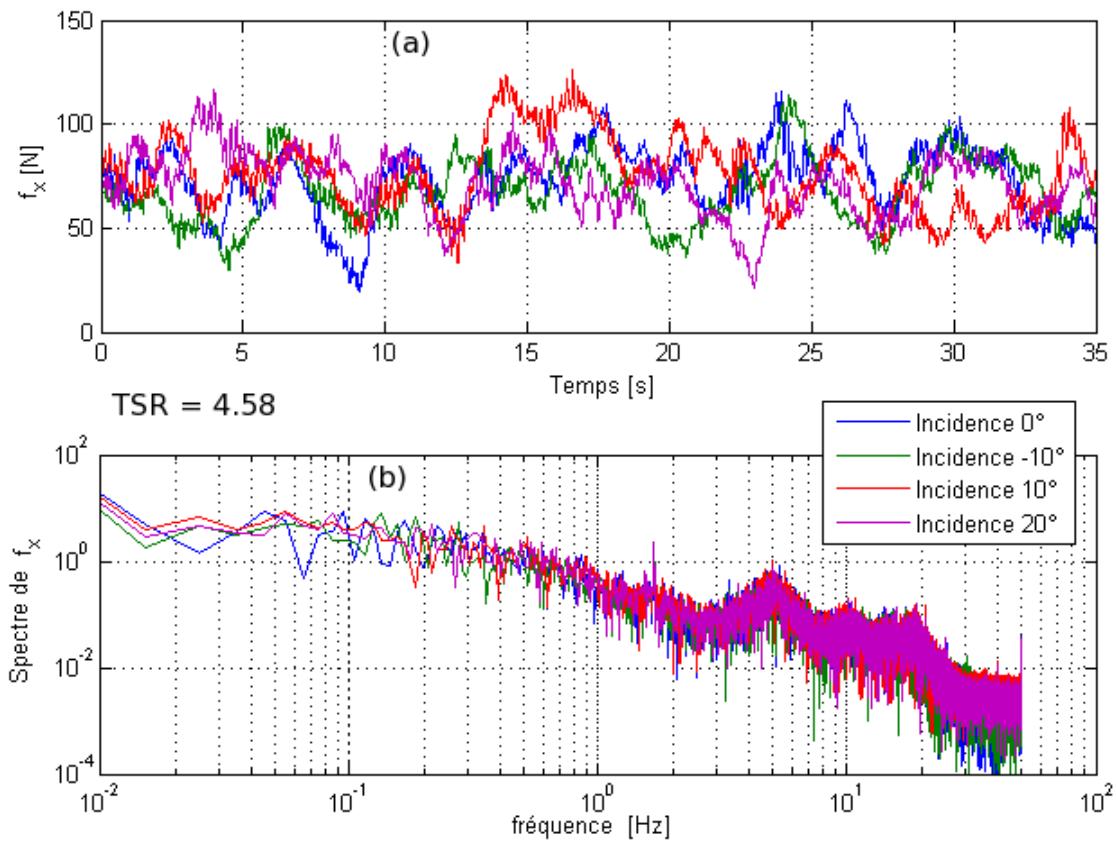


FIG. 5.5 – Comparaison des fluctuations des efforts de traînée (a) et ses spectres d'amplitude (b), pour quatre incidences à  $TSR = 4.58$ ,  $TI_\infty = 25\%$  et  $U_\infty = 0.8$  m/s.

### 5.1.2 Influence sur la Puissance récupérée

La figure 5.6 présente le coefficient de puissance déterminé à partir du moment en  $x$  en fonction du TSR, pour quatre angles d'incidence de l'écoulement ( $0, 10, 15$  et  $20^\circ$ ) à une vitesse de l'écoulement de  $0.8 \text{ m/s}$  et  $TI_\infty = 8\%$ . Nous pouvons observer que le coefficient de puissance diminue avec l'augmentation de l'angle d'incidence pour les deux taux de turbulence amont considérés. Une déviation d'alignement de  $10^\circ$  de la turbine peut causer des pertes de puissance significatives tandis qu'une déviation d'alignement de  $-10^\circ$  entraîne une augmentation significative du coefficient de puissance par rapport à l'orientation de référence  $0^\circ$ .

D'une manière générale, une grande variation de l'angle d'incidence de l'écoulement implique une réduction significative du rendement de la machine. La figure 5.7 présentant l'évolution du coefficient de puissance en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement montre clairement la réduction de la puissance avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Ce graphe montre également que le maximum du rendement de la machine est obtenu à la vitesse de rotation réduite  $TSR = 4.58$  pour l'angle d'incidence de  $-10^\circ$ .

Ces résultats sont qualitativement en accord avec ceux de Von Backstrom [8] obtenus avec une maquette de la turbine tripales à axe horizontal Stellenbosch (voir figure 5.8).

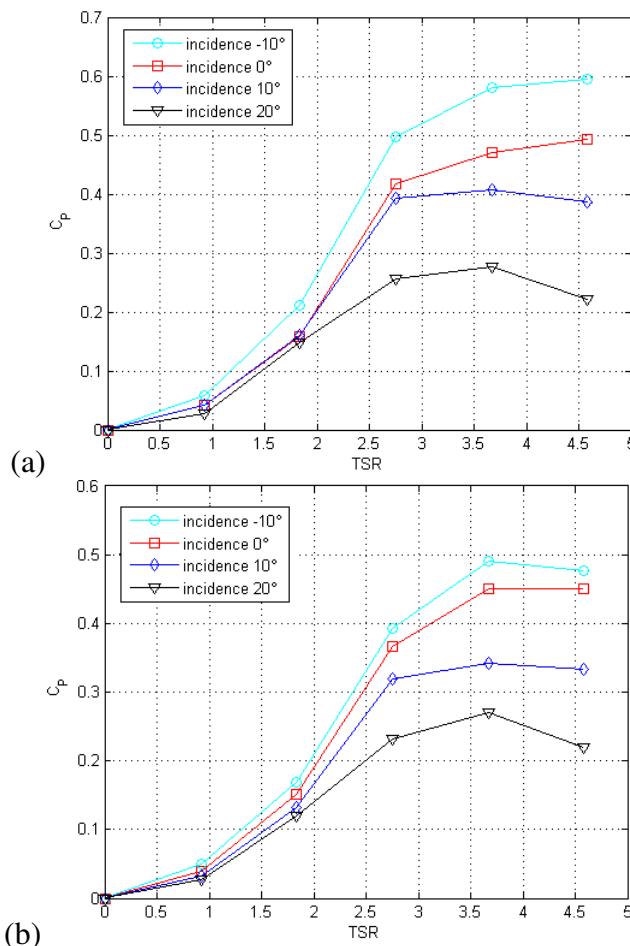


FIG. 5.6 – Coefficients de puissance pour quatre angles d'incidence, une vitesse de courant de  $0.8 \text{ m/s}$  : (a)  $TI_\infty = 8\%$  et (b)  $TI_\infty = 25\%$ .

Les variations du moment des efforts axiaux,  $M_x$ , figure 5.9 imposées par l'écoulement à la

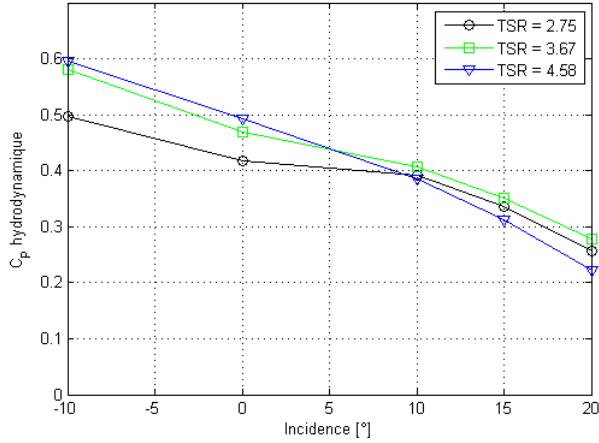


FIG. 5.7 – Influence de l’angle d’incidence sur le coefficient de puissance pour différentes vitesses de rotation réduites de la turbine :  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$  et  $TI_\infty = 8\%$ .

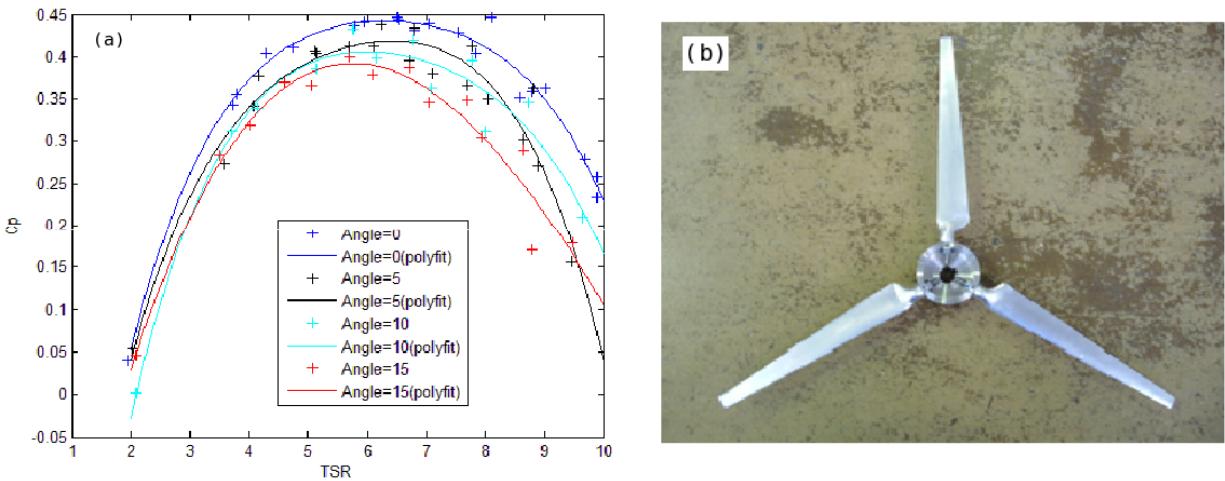


FIG. 5.8 – (a) Influence de l’angle d’incidence sur le coefficient de puissance à gauche et (b) rotor de la maquette Stellenbosch utilisé [8].

turbine en fonction de son alignement pour les deux taux de turbulence considérés correspondent à ce que nous nous attendions : une diminution de moment en  $x$  avec la réduction de la quantité d’écoulement vue par les pales et le comportement de l’écoulement autour des pales. Les charges sur les pales présentent un écart significatif entre les orientations 0 et 20°. Le moment des efforts en  $x$  est également influencé par l’incidence de l’écoulement comme il en est le cas pour les efforts de traînée.

Les figures 5.10-(a) et 5.11-(a) comparent l’évolution temporelle de puissance d’une hydrolienne pour quatre incidences de l’écoulement (0, -10, 10 et 20°) et deux taux de turbulence respectivement 8 % et 25 %. Ces figures montrent une forte instationnarité de la puissance pour les quatre angles d’incidence à des taux de turbulence ambients respectifs de 8 % et 25 %. On observe une évolution non linéaire (oscillations de la puissance avec une importante amplitude) de la fluctuation de puissance pour les quatre incidences quelque soit le taux de turbulence considéré. Cette évolution temporelle de puissance est représentative de l’apparition du décrochage dynamique dans

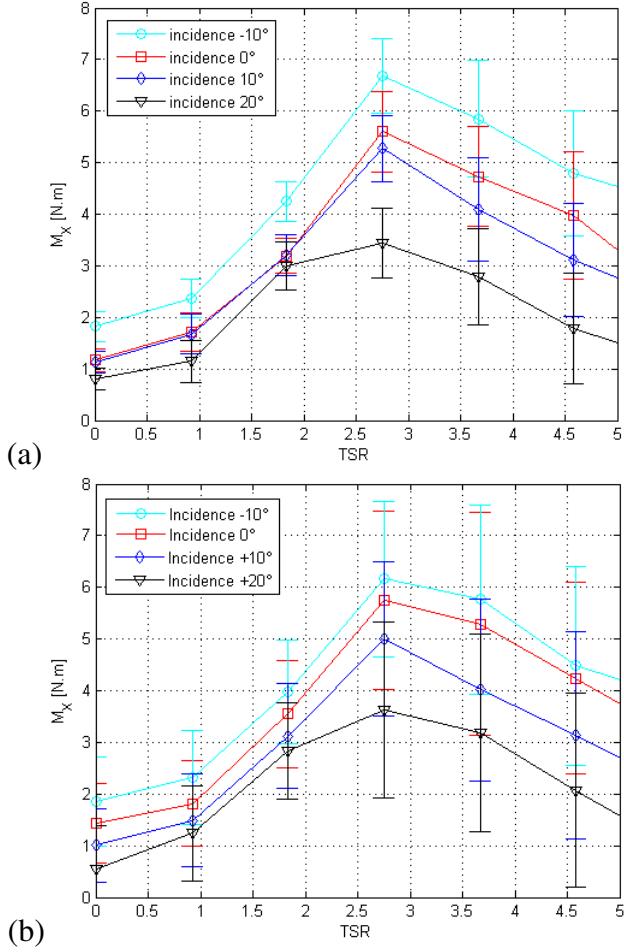


FIG. 5.9 – Comparaison des moments en  $x$  pour quatre incidences à  $U_\infty = 0.8$  m/s : (a)  $TI_\infty = 8\%$  et (b)  $TI_\infty = 25\%$ .

le cas des faibles vitesses de rotation réduites ( $TSR = 0 - 2.75$ ).

Pour ce qui est des comparaisons de la puissance entre les différents angles d'incidence, on peut observer comment l'augmentation de l'angle d'incidence influe sur la puissance récupérée pour les deux taux de turbulence ambients (8 et 25 %). On remarque qu'une variation de l'angle d'incidence de  $10^\circ$  entraîne une perte significative de la puissance, tandis que pour une variation de l'angle d'incidence de  $-10^\circ$ , on obtient une augmentation de la puissance comparé à l'angle d'incidence de référence  $0^\circ$ .

Cependant, pour les variations d'angles d'incidence positifs, des pertes de charge et de puissance significatives sont observées. L'augmentation de l'angle d'incidence conduit alors à une réduction de charge et de puissance de la turbine. Plus l'angle d'incidence est important, plus les chutes de traînée et de charge sont importantes. Une fois de plus, l'influence du taux de turbulence ambiant sur l'évolution temporelle de la puissance est observée. On relève des fortes fluctuations de puissance pour les quatre angles d'incidence mesurés à  $TI_\infty = 25\%$  comparées à celles de  $TI_\infty = 8\%$ .

Les spectres de puissance représentés pour les quatre angles d'incidence ( $0, -10, 10$  et  $20^\circ$ ) à des taux de turbulence ambients de 8 et 25 %, respectivement figures 5.10-(b) et 5.11-(b), ne montrent aucune différence entre les quatre angles d'incidence. Par ailleurs, on retrouve, les deux pics significatifs à  $f \approx 1.66$  Hz et  $f \approx 5$  Hz correspondant respectivement à la fréquence de

rotation d'une pale et à la fréquence de rotation du rotor, comme nous l'avons développé pour le cas des spectres d'efforts de traînée. Les autres pics observés à  $f \approx 10 \text{ Hz}$  et  $f \approx 20 \text{ Hz}$  représentent les harmoniques.

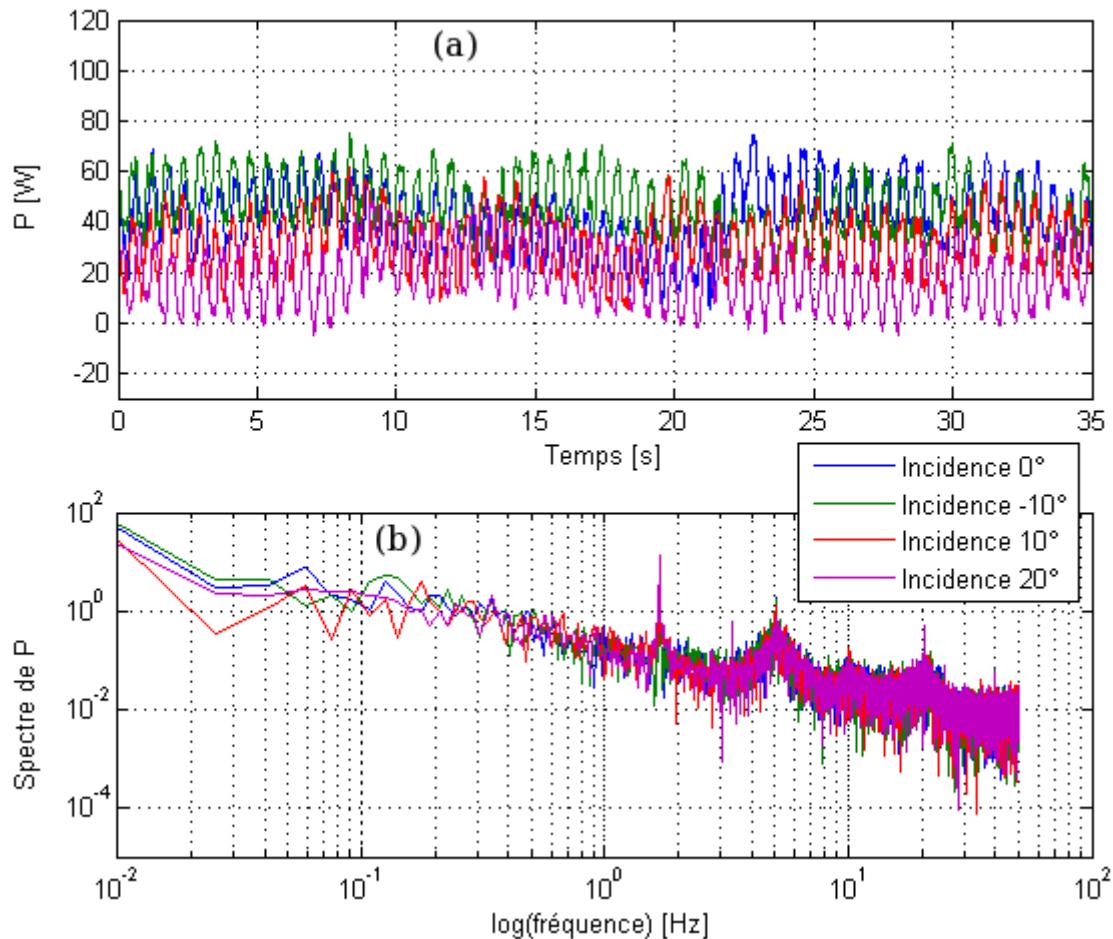


FIG. 5.10 – Spectre de puissance pour quatre angles d'incidence,  $\text{TSR} = 4.58$ ,  $TI_\infty = 8\%$  et  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ .

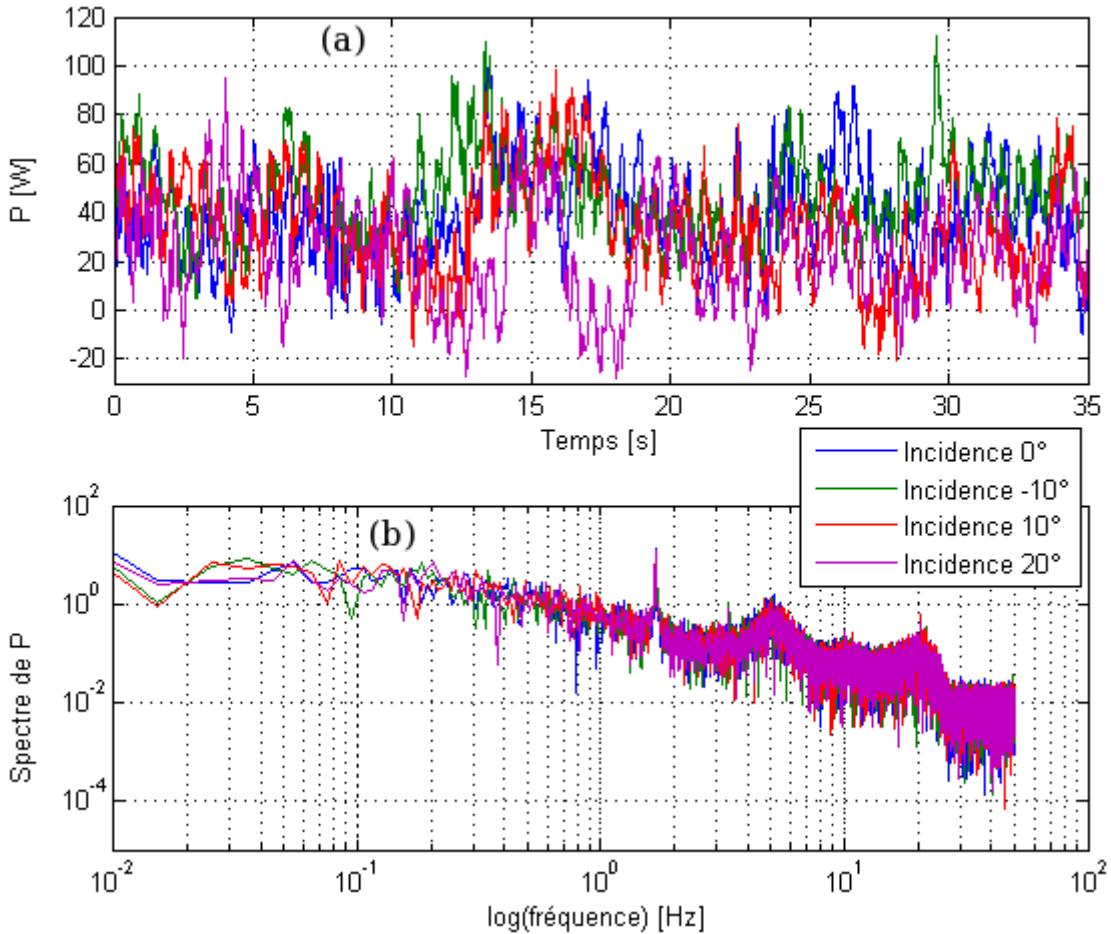


FIG. 5.11 – Spectre de puissance pour quatre angles d’incidence,  $TSR = 4.58$ ,  $TI_\infty = 25\%$  et  $U_\infty = 0.8$  m/s.

## 5.2 Effets de la profondeur d’immersion de la turbine sur son comportement

La nécessité de maximiser la puissance captée par une hydrolienne est primordiale pour l’intérêt économique d’un projet hydraulique. La puissance récupérable par une hydrolienne étant proportionnelle au cube de la vitesse du courant, il est donc particulièrement avantageux de positionner l’hydrolienne dans une zone où la vitesse du courant qui traverse l’aire balayée par le rotor de la turbine est la plus forte. Dans ce contexte, les rotors placés plus près de la surface libre récupèrent plus d’énergie, car le courant est plus fort près de la surface que près du fond, proche de la couche limite.

Cependant, près de la surface, beaucoup de phénomènes peuvent entrer en interaction avec l’hydrolienne et avoir des effets sur son comportement et sur son efficacité. Il est donc nécessaire de savoir à quelle profondeur il est avantageux de placer une hydrolienne et ainsi obtenir un rendement maximum.

Pour répondre à ces interrogations, la maquette "NACA64xxx" a été testée dans la veine d’essais de Boulogne-sur-Mer dans le cas courant seul à une vitesse de 0.8 m/s et  $TI_\infty = 8\%$  pour

trois profondeurs d'immersion de la turbine : près de la surface à une hauteur de 0.44D entre l'axe du rotor et la surface libre, au milieu de la veine d'eau à une hauteur de 1.57D et près du fond à une hauteur de 2.51D (soit une hauteur de 0.45D entre l'axe du rotor et le fond du bassin, sachant que la profondeur d'eau dans la veine est  $h = 2$  m soit  $h/D = 2.86$ ), avec D le diamètre du rotor d'hydraulienne.

### 5.2.1 Influence sur le coefficient de puissance

Les résultats obtenus sur le rendement de la machine pour les trois cas présentés sur la figure 5.12(a), montrent l'évolution du coefficient de puissance en fonction de la vitesse de rotation réduite. On observe que le rendement de la machine est quasiment le même dans la première région ( $TSR = 0$  à 2.75), tandis que dans la région de transition ( $TSR = 2.75$  à 4.58), on note une légère réduction du coefficient de puissance pour les positionnements à mi-profondeur et près du fond comparé au positionnement près de la surface. On remarque que le maximum du rendement est atteint à  $TSR = 3.67$  dans les trois cas. A ce point de fonctionnement, on obtient un écart des coefficients de puissance de 8 % entre le premier cas (profondeur  $z = 0.44D$ ) et le deuxième cas et un écart de 5 % entre le premier cas (profondeur  $z = 0.44D$ ) et le troisième cas (profondeur  $z = 2.51D$ ). On remarque aussi que le rendement de la machine est quasiment le même dans les deux derniers cas ( $z = 1.57D$  et  $z = 2.51D$ ).

Nous avons testé deux autres vitesses de courant,  $U_\infty = 0.5$  et 1 m/s, avec les mêmes conditions que celles utilisées précédemment afin de vérifier si les effets observés précédemment sur le rendement de la machine sont toujours perceptibles. Le comportement de la machine n'a quasiment pas changé, comparaison figure 5.12(b) et figure 5.12(c). Le maximum du rendement de la machine est toujours à  $TSR = 3.67$ . On note un écart de 15 % entre le  $C_P$  de la machine en position  $z = 2.51D$  et les  $C_P$  des deux autres cas, quasiment le double de l'écart entre les  $C_P$  des mêmes cas obtenus pour le courant de 0.8 m/s. On remarque aussi qu'au point maximum de rendement de la machine, on a le même  $C_P$  pour les deux premiers cas ( $z = 0.44D$  et  $z = 1.57D$ ), tandis qu'à ce même point de fonctionnement le  $C_P$  obtenu pour le cas  $z = 1.57D$  était plus proche de celui du cas  $z = 2.51D$ .

La figure 5.15 présentant le coefficient de puissance en fonction de la profondeur d'immersion de la turbine pour les  $TSR = 2.75$ , 3.67 et 4.58 vient confirmer l'augmentation du coefficient de puissance quand on est proche de la surface. On remarque également que sur les trois TSR présentés ici (figure 5.15), le minimum de rendement est obtenu pour l'immersion à mi-profondeur. Par ailleurs, on observe l'effet d'augmentation de la vitesse du courant sur la puissance récupérée : augmentation du rendement de la machine pour certaines vitesses de rotation de la machine.

Ces résultats ne montrent pas de variations significatives du coefficient de puissance entre les trois cas (immersion de la turbine à  $z = 0.44D$ , 1.57D et 2.51D). La machine se comporte de la même façon dans les trois cas. Ceci est dû au fait que les variations de vitesse axiale sur la hauteur ne sont pas assez importes pour être significatives, soit une variation de  $\pm 5\%$  (voir figures 2.23 et 2.25).

### 5.2.2 Influence sur le coefficient de traînée

La figure 5.14(a) montre les efforts de traînée pour les différentes profondeurs d'immersion de l'hydraulienne ( $z = 0.44D$ , 1.57D et 2.51D) à une vitesse du courant de 0.8 m/s,  $TI_\infty = 8\%$  et une incidence de  $0^\circ$ . Le comportement de la machine est quasiment le même dans les trois cas. Ceci est dû aux variations non significatives de la vitesse du courant sur la hauteur d'eau.

On note cependant, des fluctuations d'efforts nettement plus élevées quand l'hydraulienne est

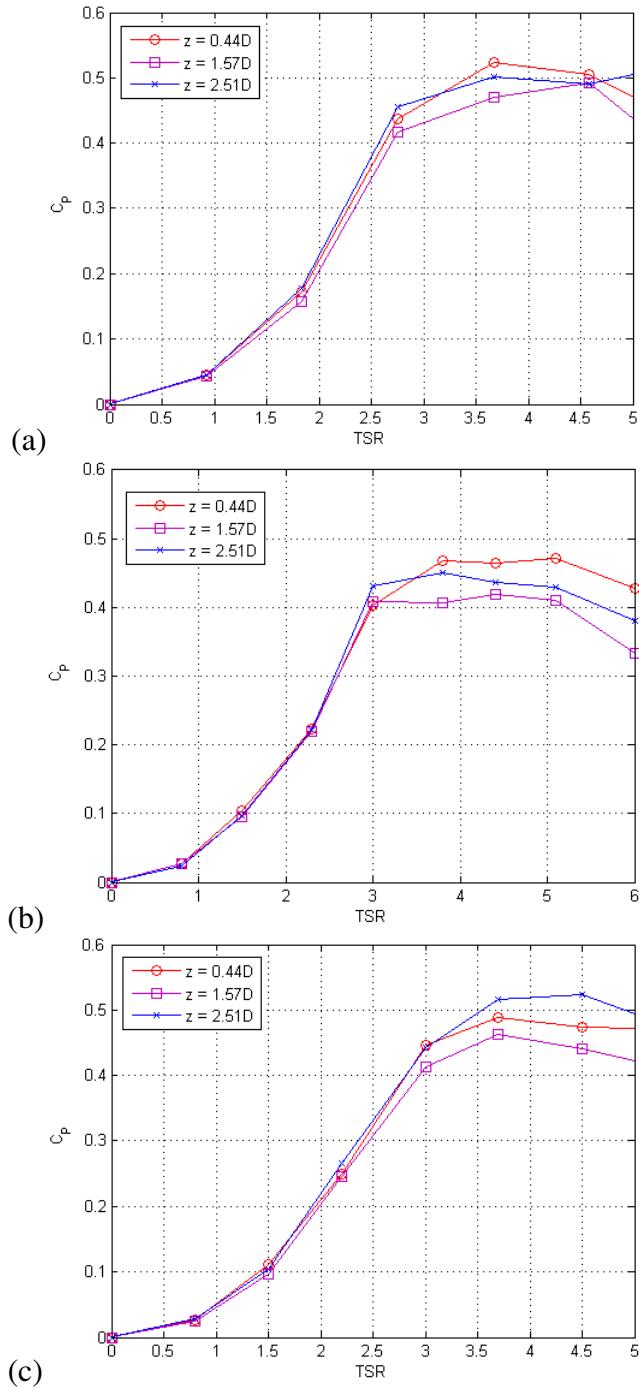


FIG. 5.12 – Comparaison des coefficients de puissance pour différentes immersions de la turbine à  $TI_\infty = 8\%$  : (a)  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ , (b)  $U_\infty = 0.5 \text{ m/s}$ , (c)  $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ .

positionnée près du fond ( $z = 2.51D$ ) comparée aux deux autres cas ( $z = 0.44D$  et  $1.57D$ ). Cette observation est plus évidente au point de fonctionnement  $TSR = 3.67$ , vitesse de rotation à laquelle le rendement de la machine atteint son maximum.

La figure 5.15 présentant le coefficient de traînée en fonction de la profondeur d'immersion de la turbine pour les  $TSR = 2.75$ ,  $3.67$  et  $4.58$  montre clairement qu'il n'y a pas de variations

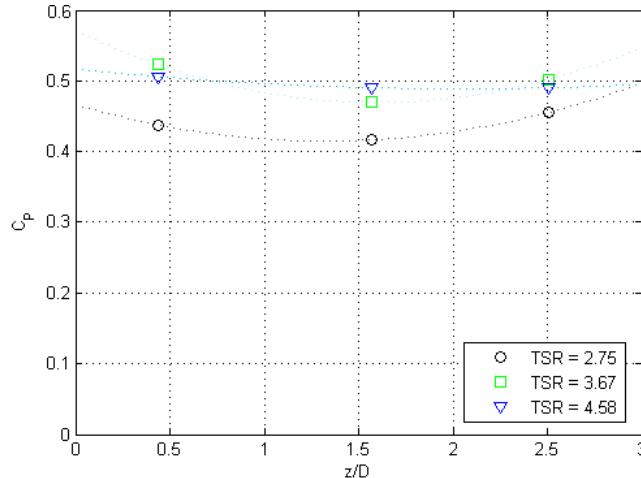


FIG. 5.13 – Influence de la profondeur d’immersion de la turbine sur le coefficient de puissance pour différents TSR :  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$  et  $TI_\infty = 8 \%$ .

significatives des efforts de traînée moyens pour les trois cas.

Pour approfondir nos analyses, nous examinons les transformées de Fourier (FFT) des signaux d’efforts de traînée pour  $TSR = 3.67$  et  $4.58$  (TSR pour lesquels on observe un écart-type d’efforts plus élevé), figures 5.16 respectivement de haut en bas. Ces spectres ne montrent aucune différence entre les trois cas. Ils laissent apparaître par ailleurs, deux pics significatifs comme nous l’avons évoqué dans la section 5.1, le premier à  $f \approx 1.33 \text{ Hz}$  pour le cas  $TSR \approx 4$  et  $f \approx 1.66 \text{ Hz}$  pour le cas  $TSR \approx 5$ . Le second pic à  $f \approx 4 \text{ Hz}$  (pour le cas  $TSR \approx 4$ ) et  $f \approx 5 \text{ Hz}$  (pour le cas  $TSR \approx 5$ )

On remarque cependant des spectres d’amplitude plus élevées entre les fréquences  $f = 15 \text{ Hz}$  et  $f = 30 \text{ Hz}$  et une chute d’amplitude à partir de  $f = 30 \text{ Hz}$  dans les deux premiers cas ( $z = 0.44D$  et  $z = 1.57D$ ) tandis que dans le premier cas ( $z = 2.51D$ ) la décroissance de l’amplitude du spectre reste quasi linéaire, et cela pour les deux TSR.

Nous avons cherché à observer la tenue mécanique (en terme de fluctuations d’efforts) de l’hydrolienne en fonction des trois profondeurs d’immersion testées, en faisant varier la vitesse du courant :  $1 \text{ m/s}$  et  $0.5 \text{ m/s}$ . Ainsi, nous observons, figure 5.14, une augmentation d’écart-type des efforts de traînée avec l’augmentation du TSR. Cependant, aucune différence n’est observée entre les fluctuations des efforts de traînée des trois profondeurs d’immersion de la turbine.

Notons qu’entre les vitesses  $0.8 \text{ m/s}$ ,  $0.5 \text{ m/s}$  et  $1 \text{ m/s}$ , graphes respectifs (a), (b) et (c) de la figure 5.14, on ne remarque pas de changement significatif sur le comportement de la machine pour les trois cas, sauf une augmentation des efforts moyens de traînée avec l’augmentation de la vitesse du courant.

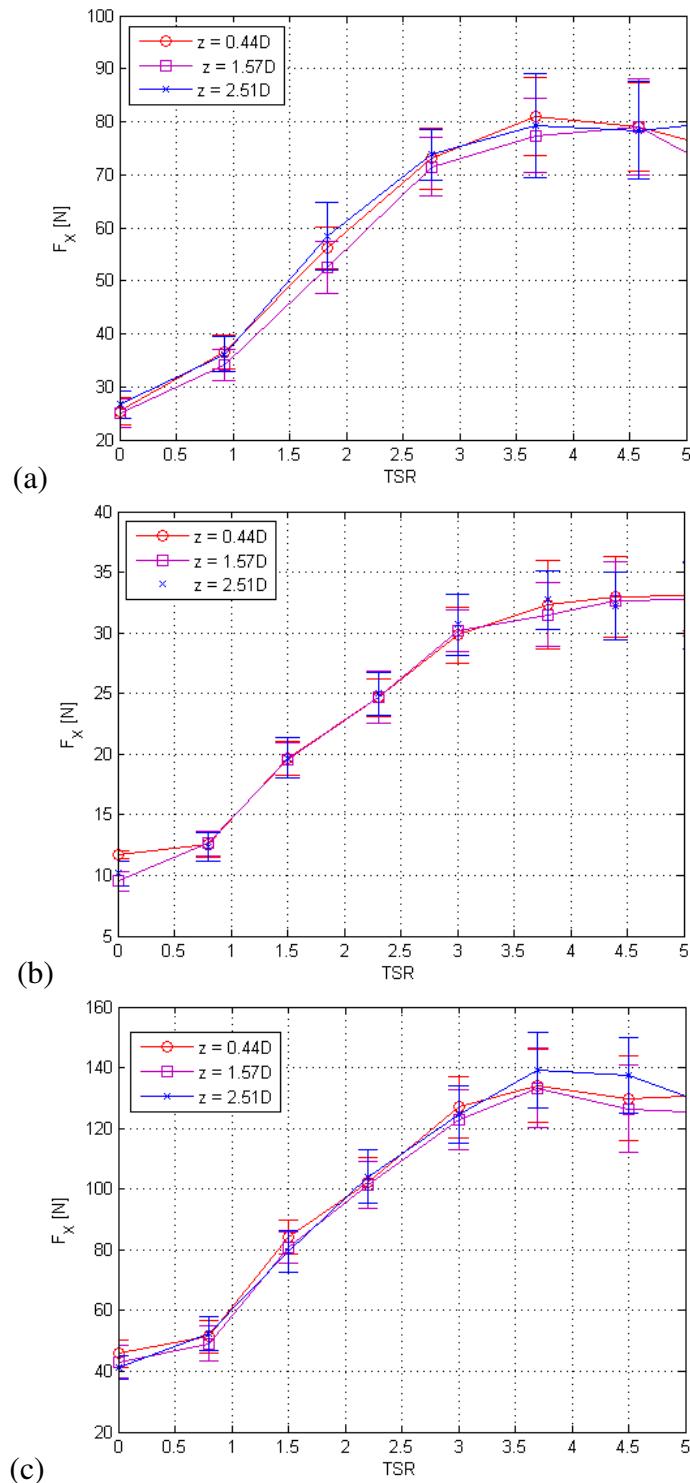


FIG. 5.14 – Comparaison des efforts de traînée pour différentes immersions ( $z$ ) de la turbine à  $TI_\infty = 8\%$  : (a)  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ , (b)  $U_\infty = 0.5 \text{ m/s}$  et (c)  $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ .

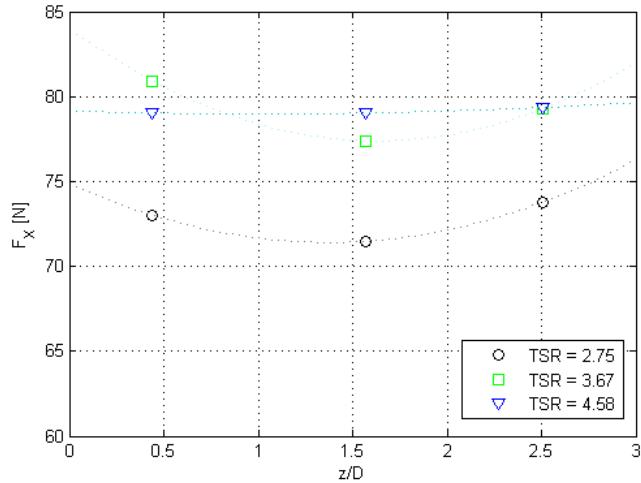


FIG. 5.15 – Influence de la profondeur d'immersion de la turbine sur les efforts de traînée pour différentes vitesses de rotation réduites de la turbine :  $U_\infty = 0.8$  m/s et  $TI_\infty = 8\%$ .

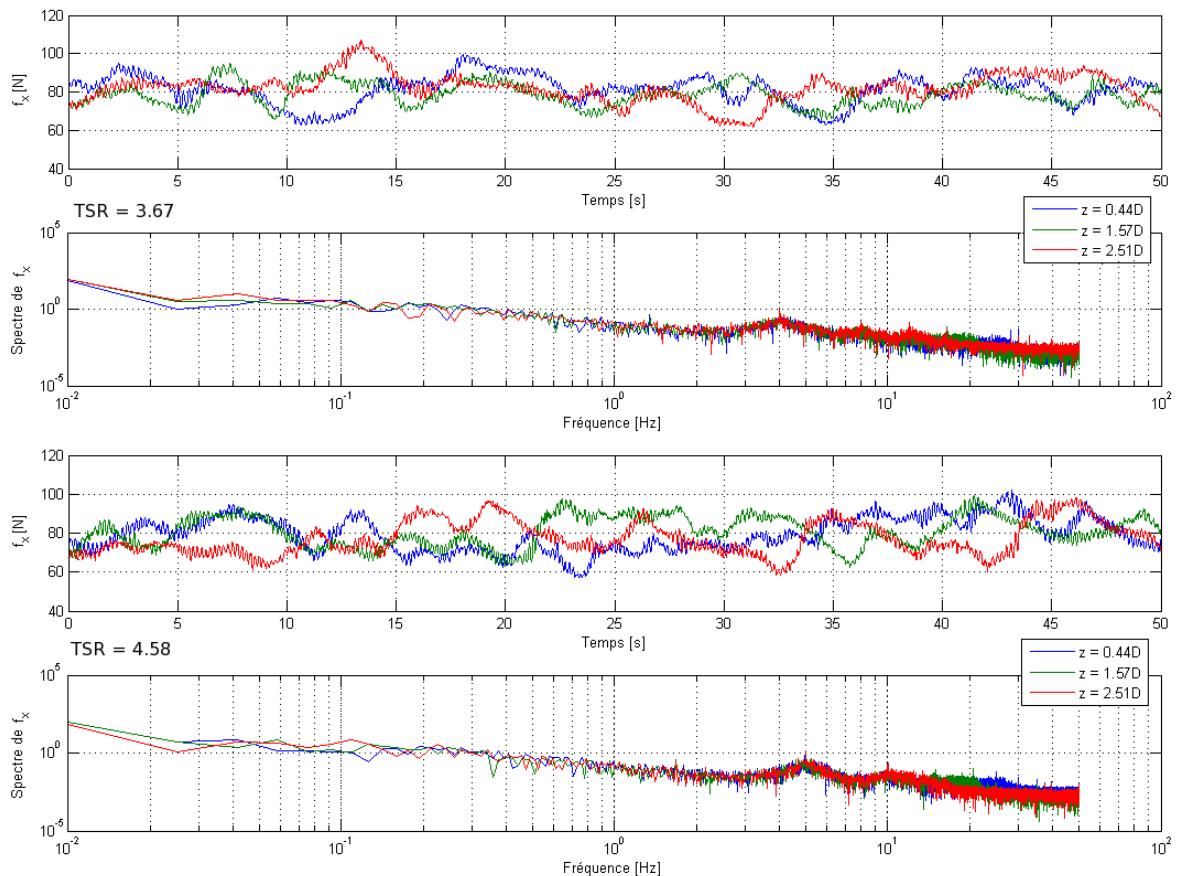


FIG. 5.16 – Evolution temporelle des efforts de traînée pour différentes immersions de la turbine à  $TI_\infty = 8\%$  et  $U_\infty = 0.8$  m/s.

## 5.3 Conclusion

Ces résultats expérimentaux montrent qu'un défaut d'alignement d'une turbine peut causer une perte significative de traînée et de puissance [8]. Quelque soit le taux de turbulence amont considéré, l'augmentation de l'orientation de la turbine a une influence significative sur le comportement de ce type de machine pour d'importante variation d'angles d'incidence. La variation d'angle d'incidence maximal a un impact majeur sur le décrochage dynamique. Plus l'angle d'incidence est important, plus la réduction de traînée et de charge est importante. On a pu mettre en évidence l'instationnarité des oscillations d'efforts et de puissance pour les faibles TSR due au décrochage dynamique. Des mesures PIV de l'écoulement derrière l'hydrolienne pour les différents points de fonctionnement et différents angles d'incidence pourraient permettre par la visualisation des champs de vorticité et mettre en évidence le phénomène de décrochage dynamique caractérisé par une apparition des zones de recirculation et des grosses structures dans la couche limite, le détachement tourbillonnaire, etc.

Les résultats expérimentaux ont également permis de mettre en évidence l'influence de la profondeur d'immersion de la turbine sur son rendement et sur les fluctuations d'efforts de traînée, même si les variations observées ne sont pas très significatives, dues aux faibles variations des conditions d'entrée considérées ici.

D'une manière générale, le positionnement d'une hydrolienne plus proche de la surface augmente son rendement. Et placer une hydrolienne plus proche du fond peut augmenter les fluctuations d'efforts de traînée.

On a pu observer des écarts de coefficient de puissance entre l'immersion près de la surface et les deux autres cas allant jusqu'à 12 % pour un courant de 1 m/s, mais également des fluctuations d'efforts plus élevées dans le cas où la turbine était placée près du fond (profondeur  $z = 2.51D$ ) comparés aux deux premiers cas ( $z = 0.44D$  et  $1.57D$ ).

Par ailleurs, la réalisation de cette étude pour des profondeurs plus proche de la surface ou du fond par des mesures d'efforts et de sillage permettraient de mieux appréhender l'influence de la variation de la profondeur d'immersion de la turbine sur son rendement et son efficacité, mais également sur les interactions qui peuvent y avoir entre le sillage généré et la surface libre, puis entre le sillage et le fond. Ce qui peut être très important suivant la nature des fonds marins.



# Chapitre 6

## Effets du taux de turbulence ambiant

L'intensité de turbulence peut varier considérablement d'un endroit à un autre à travers la zone d'exploitation. Celle-ci pouvant provoquer des variations significatives sur le chargement des pales et les problèmes associés de fatigue et de vibration, il est important de connaître les caractéristiques de turbulence dans un champ d'hydroliennes et de déterminer les effets de variations des niveaux de turbulence de l'écoulement incident sur le comportement des machines.

A cet effet, nous présentons dans ce chapitre les résultats d'une étude expérimentale visant à déterminer l'influence du taux de turbulence de l'écoulement incident sur le fonctionnement d'une hydrolienne et sur les caractéristiques du sillage généré.

Les résultats présentés sont issus des essais expérimentaux réalisés dans la veine hydrodynamique à houle et courant de l'Ifremer, dont on peut faire varier le taux de turbulence de l'écoulement, typiquement entre 5 et 25 % (Cf. chapitre 2) ; et du canal de traction de l'Ifremer de Brest permettant d'obtenir un taux de turbulence amont nul. Les valeurs de taux de turbulence considérées pour cette étude sont de 0, 5, 8 et 25 %, ce qui correspond à des niveaux de turbulence pouvant être rencontrés dans des zones à plus ou moins forts courants en milieu naturel [62, 125, 67].

Des considérations sur l'efficacité de la turbine sont effectuées dans un premier temps pour les différents taux de turbulence amont, mais l'essentiel des résultats expérimentaux permet de quantifier l'influence du taux de turbulence de l'écoulement amont sur les caractéristiques du sillage généré par la turbine. Les mesures de sillage sont effectuées à l'aide d'un système de vélocimétrie laser Doppler 2D en un nombre conséquent de profils. Ainsi, les effets du taux de turbulence de l'écoulement ambiant sur les caractéristiques du sillage sont analysés à partir des cartes de vitesses moyennes, d'intensité de turbulence, d'énergie cinétique turbulente, des contraintes de cisaillement et de dissipation d'énergie cinétique turbulente. Les résultats présentés ici sont obtenus avec un angle de calage nul et un angle d'incidence égal à zéro.

### 6.1 Influence sur l'efficacité de l'hydrolienne

Afin de quantifier l'influence du taux de turbulence de l'écoulement incident sur le comportement d'une hydrolienne, nous avons effectué des mesures d'efforts et moments, et de puissance récupérée par l'hydrolienne pour les taux de turbulence ambients de 0, 5, 8 et 25 %, à une vitesse moyenne du courant  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ , sur une gamme des vitesses de rotation réduites (TSR) de la machine allant de 0 à 10. Les résultats présentés ici sont issus des deux maquettes décrites au chapitre 2, le cas  $TI_\infty = 0\%$  étant appliqué uniquement sur la maquette portant les pales "NACA63418", les comparaisons se feront entre la turbulence nulle et les trois autres taux de turbulence ambients (pour la maquette portant les pales NACA64xxx).

Les résultats sont analysés à partir de séries temporelles, moyennes, et de coefficients d'efforts et de puissance. L'analyse de Fourier du signal calibré permet également de déterminer pour chaque composante de la balance d'efforts, l'amplitude et la fréquence grâce à un algorithme de FFT (Fast Fourier Transform) sous Matlab ou octave.

### 6.1.1 Influence sur le rendement

Le coefficient de puissance de l'hydrolienne est calculé à partir de la relation (2.11) présentée au chapitre 2. Rappelons que la vitesse moyenne de l'écoulement incident  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ . Compte tenu de la différence de plus de 5 % observée sur la vitesse moyenne de l'écoulement traversant le disque balayé par le rotor (figure 2.25 du chapitre 2, section 2.2) entre les écoulements à faibles taux de turbulence (5 et 8 %) et celui de 25 %, la puissance théoriquement récupérable par le rotor d'hydrolienne est calculée ici non pas avec la vitesse moyenne de l'écoulement incident ( $U_\infty$ ), mais avec la vitesse moyenne de l'écoulement traversant le disque balayé par le rotor ( $U_{disque} \approx 0.76 \text{ m/s}$  pour  $TI = 5$  et 8 %,  $U_{disque} \approx 0.81 \text{ m/s}$  pour  $TI = 25\%$ ).

La figure 6.1 montre l'évolution du coefficient de puissance en fonction du TSR pour quatre taux de turbulence ( $TI_\infty = 0, 5, 8$  et 25 %). En comparant les coefficients de puissance des quatre cas ( $TI_\infty = 0, 5, 8$  et 25 %), on observe une réduction de puissance atteignant jusqu'à 20 % pour la machine subissant un taux de turbulence amont le plus élevé (25 %) comparé aux cas  $TI_\infty = 0, 5$  et 8 %. On observe cependant un écart plus important entre le cas  $TI_\infty = 0\%$  et le cas  $TI_\infty = 5$  comparé à l'écart entre les  $C_P$  des cas  $TI_\infty = 5$  et  $TI_\infty = 8$  au-delà de  $TSR = 2.75$ . Ceci est dû au fait que le cas  $TI_\infty = 0$  a été réalisé avec la maquette portant les pales NACA63418, alors que les autres cas ( $TI_\infty = 5, 8$  et 25 %) ont été réalisés avec la maquette portant les pales NACA64xxx : la différence entre ces deux maquettes pour  $TI_\infty = 8\%$  faite au chapitre 4 a déjà montré un important écart entre les  $C_P$  de ces deux cas.

Si, comme nous l'avons mentionné au chapitre 2, section 2.2, la puissance théoriquement exploitables de l'écoulement traversant l'aire du rotor pour un taux de turbulence de 25 % est supérieure de l'ordre de 10 % à celle de l'écoulement avec le taux de turbulence ambiant de 8 et 5 %, la comparaison de la puissance récupérée par la machine pour les taux de turbulence ambients de 5, 8 et 25 % montre l'inverse : c'est-à-dire la puissance récupérée est moins importante pour le taux de turbulence de 25 %, avec une différence plus importante que prévue : jusqu'à -10 % (pour les  $C_P$  comparé au 10 % de puissance théoriquement récupérable supplémentaire des cas  $TI_\infty = 5$  et 8 %).

Les résultats sur l'influence du taux de turbulence amont sur les performances d'une hydrolienne montrent que le coefficient de puissance d'une turbine diminue avec l'augmentation du taux de turbulence ambiant de l'écoulement. Ceci peut s'expliquer par le fait que, dans un écoulement à fort taux de turbulence le cisaillement est plus élevé et agit sur le couple du rotor.

### 6.1.2 Influence sur la tenue mécanique

Les courbes de  $C_T$  (figure 6.2) présentent des pertes de traînée de plus de 15 % pour l'intensité de turbulence la plus élevée (25 %) par rapport aux taux de turbulence 0, 5 et 8 %. On observe une réduction de traînée moyenne lorsque le taux de turbulence ambiant augmente. Cette observation a été également faite dans le cas des éoliennes [101], des cylindres [49], etc. Cependant, le grand écart observé entre les cas  $TI_\infty = 0\%$  et  $TI_\infty = 5\%$  vient de la différence entre les deux maquettes utilisées (Cf chapitre 4).

Par ailleurs, d'importantes fluctuations des efforts de traînée sont observées lorsque le taux de turbulence augmente, jusqu'à un facteur de 4 comparé au taux de turbulence de 0, 5 et 8 %.

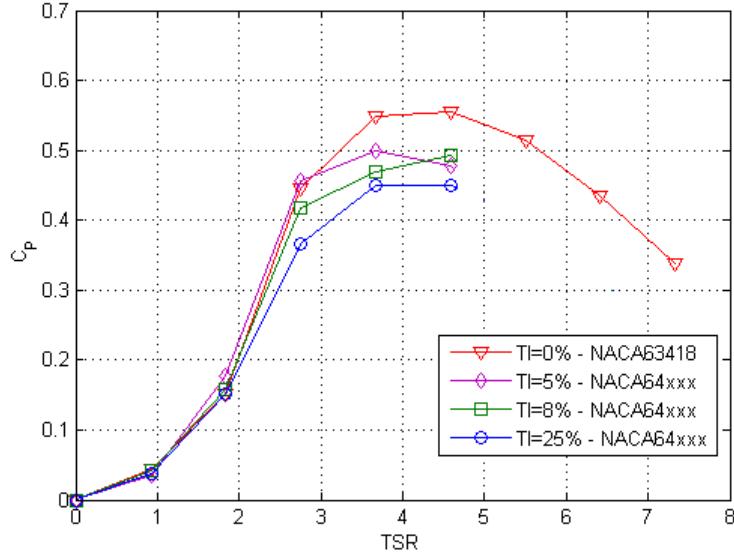


FIG. 6.1 – Coefficients de puissance pour quatre taux de turbulence ambiants à une vitesse de l’écoulement incident de 0.8 m/s.

Même si le cas  $TI_{\infty} = 0 \%$  a été réalisé avec une maquette différente des trois autres cas ( $TI_{\infty} = 5, 8$  et  $25 \%$ ), les fluctuations d’efforts évoluent dans le même sens que celles mesurées sur la maquette NACA64xxx pour les cas  $TI_{\infty} = 5, 8$  et  $25 \%$ , c’est-à-dire les fluctuations des efforts de traînée augmentent avec le taux de turbulence amont. On remarque également que les fluctuations d’efforts augmentent avec le TSR pour les trois derniers cas ( $TI_{\infty} = 5, 8$  et  $25 \%$ ) contrairement au cas  $TI_{\infty} = 0\%$ .

Les résultats sur les efforts moyens de traînée sur la turbine pour les taux de turbulence de 0, 5, 8 et 25 % mettent en évidence l’influence du taux de turbulence sur la tenue mécanique de l’hydrolienne. L’augmentation du taux de turbulence amont entraîne une augmentation des chargements mécaniques de la machine et une réduction des efforts moyens atteignant plus de 15 % entre les taux de turbulence amont de 25 % et 0 %.

Cette analyse est complétée ici par une représentation des fluctuations d’efforts et une représentation de ses spectres d’amplitude. Les fluctuations d’efforts de traînée et leurs spectres d’amplitude pour trois taux de turbulence (5, 8 et 25 %) à des TSR de 4, 5 et 6 (TSR pour lesquels on a les plus grandes valeurs de  $C_P$  et  $C_T$ ) sont comparés sur la figure 6.4. On observe d’importantes fluctuations d’efforts pour le taux de turbulence de 25 % quelque soit le TSR utilisé : le double pour le taux de turbulence de 25 % comparé à celui 8 %. Et le triple comparé à celui de 5 %.

Quelque soit le taux de turbulence ambiant considéré, l’analyse de la transformée de Fourier des efforts de traînée, figures 6.4-(b) montre bien la réponse de la rotation des trois pales pour chaque TSR considéré, pics à  $f \approx 1, 2, 3, 4, 5$  et  $6 \text{ Hz}$  correspondant respectivement à trois fois la vitesse de rotation de la machine considérée,  $3 \times (0 \lesssim \Omega \lesssim 12,56 \text{ rad/s})$ , c’est-à-dire pour la rotation des trois pales : par exemple pour le pic à  $f = 6 \text{ Hz}$ , la vitesse de rotation est  $\Omega = 2\pi f = 37.68 \text{ rad/s}$ . Cette vitesse angulaire correspond à la fréquence de rotation des trois pales qui constituent notre rotor. La fréquence de rotation d’une pale est donc  $f/3 = 2 \text{ Hz}$  et la vitesse de rotation est  $\Omega = 2\pi f/3 = 12.56 \text{ rad/s}$  ou  $120 \text{ tr/min}$ , ceci est la vitesse de rotation de la machine correspondant au  $TSR \approx 6$  pour un courant de  $\sim 0.8 \text{ m/s}$ .

En comparant les spectres d’amplitude des efforts de traînée pour les trois taux de turbulence ambiants, on observe que le spectre d’amplitude des efforts de traînée mesurés sur la machine

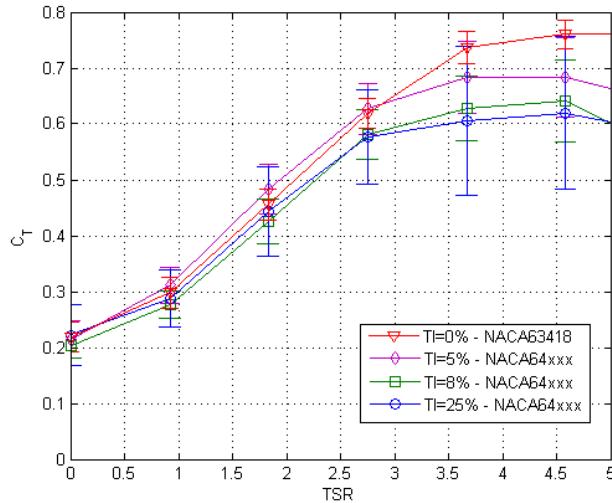


FIG. 6.2 – Coefficient de traînée pour quatre taux de turbulence ambients à une vitesse de l’écoulement incident de 0.8 m/s.

subissant le taux de turbulence le plus élevé (25 %) est plus grand comparé à ceux mesuré sur la machine subissant des taux de turbulence faibles (8 % et 5 %).

Les figures 6.3-(b) montrent des spectres d’amplitude des efforts de traînée pour chaque taux de turbulence ambiant pour des  $TSR = 5.5, 5$  et  $4$ , respectivement de haut en bas. On observe que le spectre d’amplitude des efforts de traînée est d’autant plus grand que le  $TSR$  est grand, quelque soit le taux de turbulence considéré. On retrouve pour chaque taux de turbulence, la fréquence de rotation des trois pales correspondant à  $3 \times \Omega$  ( $\Omega$  étant la vitesse de rotation de la machine) pour chaque  $TSR$  considéré. L’amplitude correspondant à la fréquence de rotation des trois pales est moins perceptible pour les  $TSR$  les plus faibles (voir également figures 6.4-(b) de haut en bas).

Les figures 6.3-(a) montrent les fluctuations d’efforts en  $x$  pour chaque taux de turbulence ambiant à différents  $TSR$ . Pour chaque taux de turbulence, on observe que les fluctuations d’efforts de traînée sont d’autant plus grandes que le  $TSR$  augmente, il en est de même pour les spectres d’amplitude correspondants. Comme attendu, les fluctuations d’efforts sont toujours plus importantes pour le taux de turbulence le plus élevé que pour les plus faibles quelque soit le  $TSR$  utilisé.

L’analyse des performances et de la tenue mécanique de la machine montre que ce type de perturbations peut avoir des conséquences non négligeables sur le fonctionnement d’une hydrolienne pouvant se trouver dans le sillage d’une machine positionnée en amont.

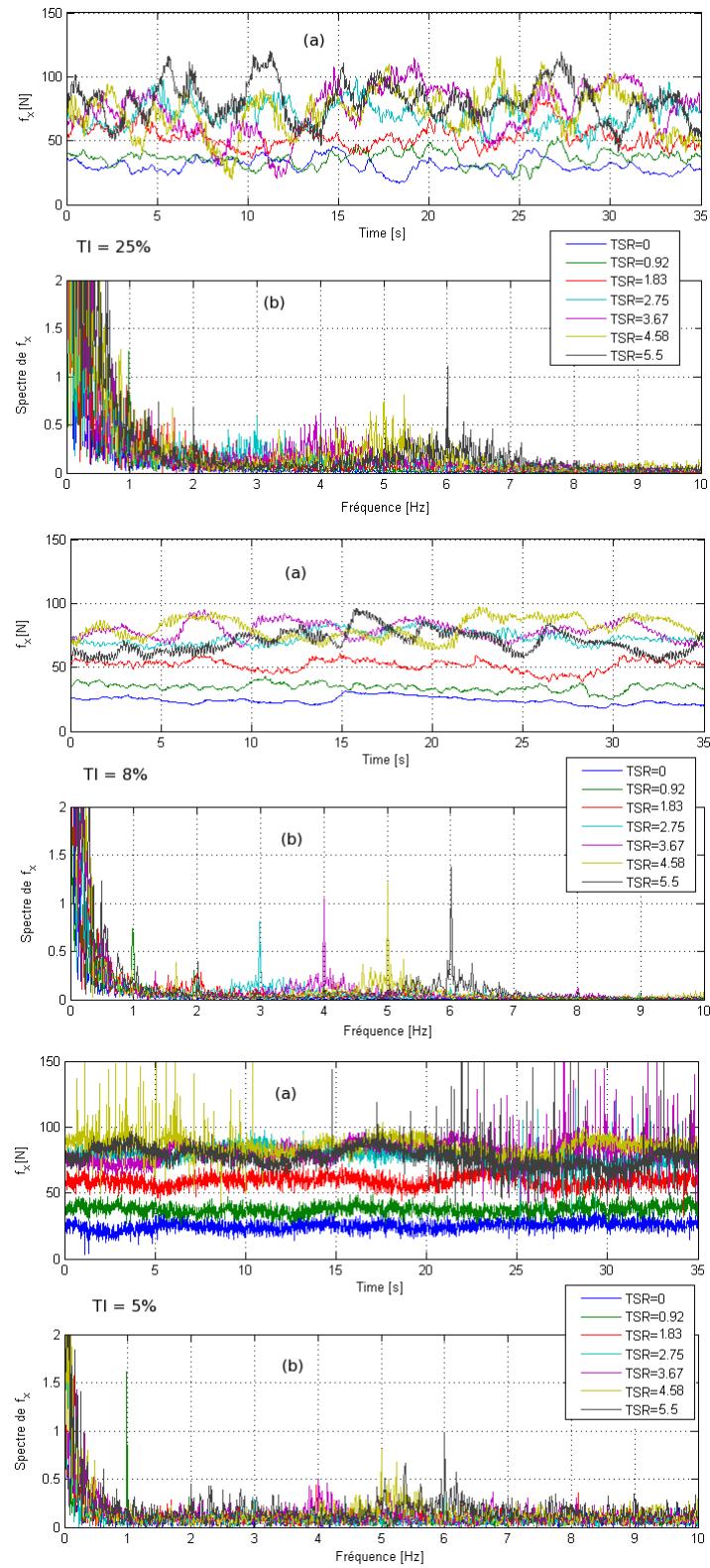


FIG. 6.3 – Fluctuation et spectre d'amplitude de force axiale pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s : maquette "NACA64xxx".

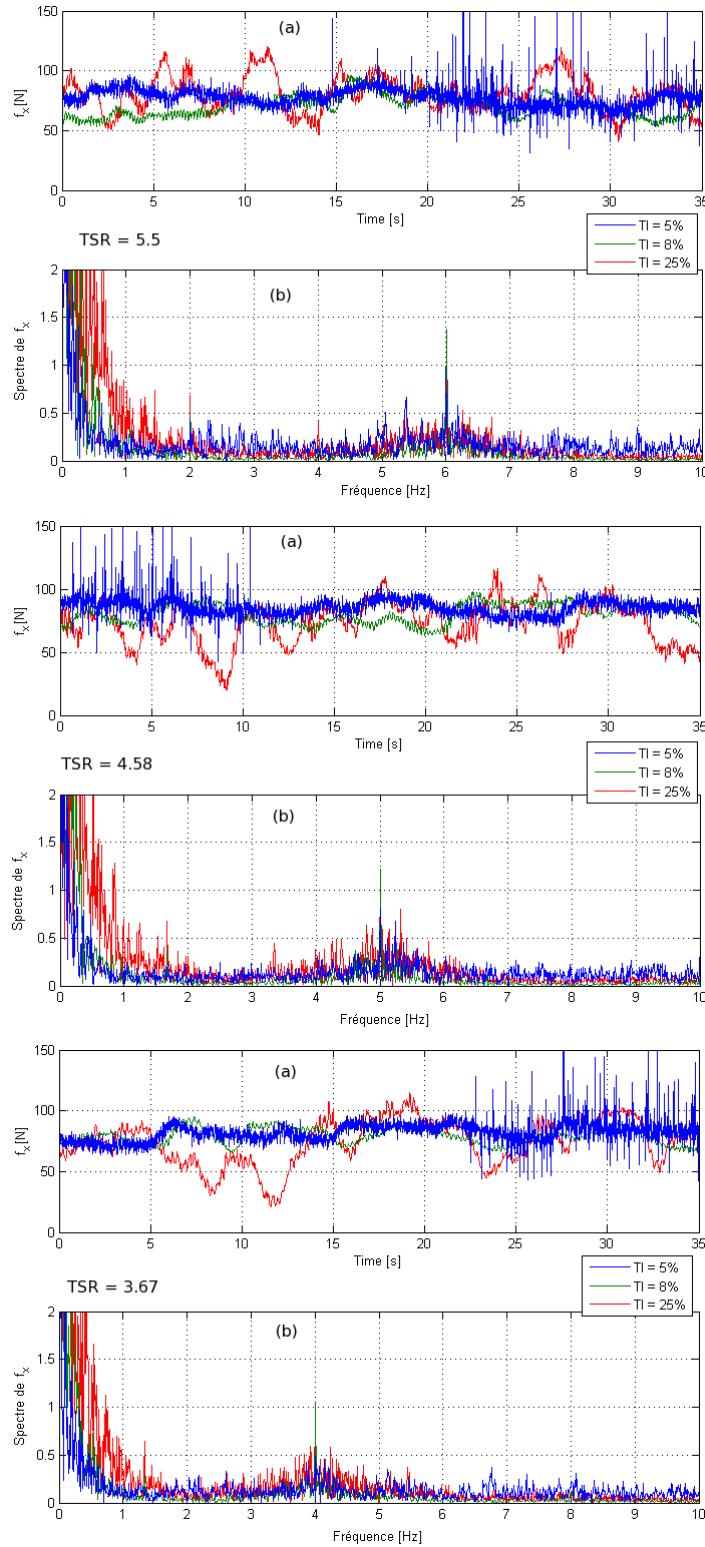


FIG. 6.4 – Comparaison des fluctuations (a) et spectres d'amplitude (b) de force axiale pour trois taux de turbulence ambients à différents TSR et  $U_\infty = 0.8$  m/s : maquette "NACA64xxx".

## 6.2 Analyse des caractéristiques du sillage d'une hydrolienne

Dans le but de quantifier l'influence du taux de turbulence sur les caractéristiques du sillage généré par la turbine, un nombre conséquent de profils de vitesse a été effectué à l'aide d'un système de vélocimétrie laser Doppler 2D. Les profils ont été effectués tous les diamètres jusqu'à une distance de 10D, chacun d'entre eux étant constitué de 25 points de mesures (Cf. chapitre 2).

### 6.2.1 Evolution du sillage

Nous avons effectué des mesures de sillage sur la maquette portant les pales NACA64xxx, pour les taux de turbulence ambiants de 25, 8 et 5 % à une vitesse de l'écoulement incident de 0.8 m/s et une vitesse de rotation réduite de 5.5. Les champs de vitesse correspondant à ces trois taux de turbulence sont présentés sur la figure 6.5, ces cartes de vitesse sont issues des mesures LDV dans le plan horizontal de l'axe principal de la turbine. Nous n'avons pas pu réaliser les mesures de sillage pour le taux de turbulence amont nul compte tenu des caractéristiques du bassin d'essais de Brest.

#### Déficit de vitesse

Ces champs de vitesse permettent de caractériser l'expansion et le déficit de vitesse dans le sillage de la turbine pour chaque taux de turbulence de l'écoulement amont. Le retour à une vitesse correspondant à 80 % de la vitesse incidente s'effectue trois fois plus rapidement pour un taux de turbulence de 25 % que pour un taux de turbulence de 8 %, alors que cette valeur n'est toujours pas retrouvée à une distance de 10D pour un taux de turbulence de 5 %. Les effets de sillage sont négligeables après seulement 5D dans le cas où  $TI_{\infty} = 25 \%$ , alors qu'ils restent conséquents dans les deux autres cas ( $TI_{\infty} = 5$  et 8 %). L'extension transverse du sillage est quant à elle d'autant plus large que le taux de turbulence de l'écoulement incident est élevé. Ces résultats sont en accord avec les considérations généralement effectuées dans le cas d'une sphère, d'un cylindre [2] ou d'une éolienne [173]. Ces résultats montrent la similarité entre le sillage issus d'une hydrolienne et celui issus d'une éolienne [88]. Une comparaison directe n'est cependant pas réaliste à cause de la forte dépendance du développement du sillage au coefficient de traînée de la turbine, au taux de turbulence de l'écoulement incident et à la densité du fluide.

La figure 6.5 de haut en bas (à droite) montrent l'évolution de la densité de puissance dans le sillage d'une hydrolienne pour les trois taux de turbulence ambiant. Nous observons une perte de puissance récupérable dans le sillage de l'hydrolienne de plus de 50 % jusqu'à 8D derrière l'hydrolienne pour les taux de turbulence ambiants faibles (8 et 5 %), tandis que pour le taux de turbulence ambiant le plus élevé (25 %), la perte de puissance récupérable dans le sillage de plus de 50 % est atteinte jusq'à 2D.

Les analyses sur l'influence du niveau de turbulence ambiant sur l'évolution du sillage sont complétées ici par la représentation des profils de vitesse moyenne (figure 6.7) à tous les diamètres derrière l'hydrolienne jusqu'à 10D. On peut observer une perte de vitesse dans le sillage de l'hydrolienne à chaque diamètre. Cette perte de vitesse est très prononcée jusqu'à 4D pour les cas  $TI_{\infty} = 8 \%$  et 5 %, et commence à devenir négligeable au-delà de 4D. Pour le cas  $TI_{\infty} = 25 \%$ , le déficit de vitesse commence à devenir négligeable à partir de 3D. Nous pouvons observer pour les taux de turbulence amont faibles ( $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$ ), deux sommets sur le profil 1D (figure 6.7 en haut à gauche), aux extrémités dues aux lâchers tourbillonnaires en bout de pales. De 2D

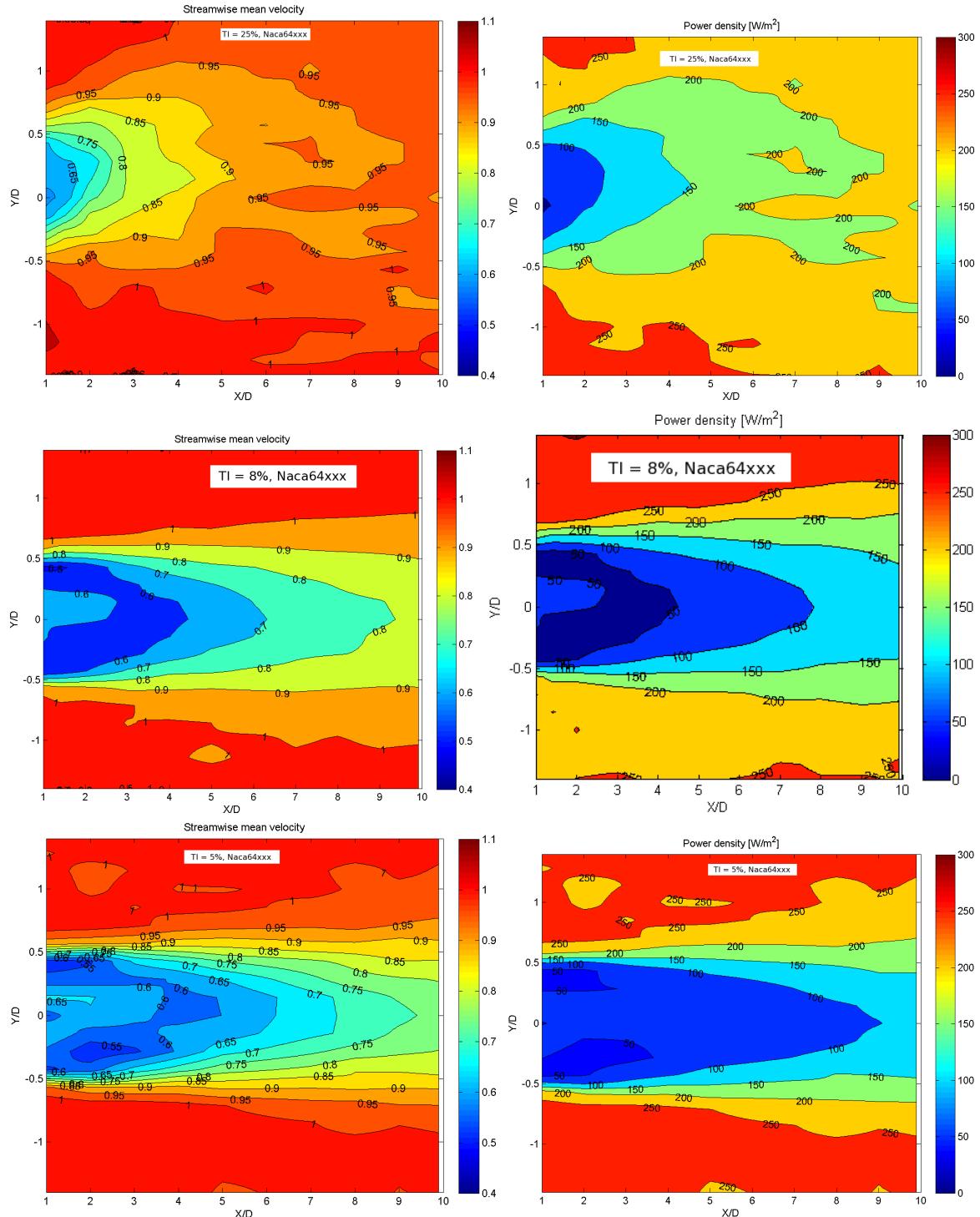


FIG. 6.5 – Cartes de vitesse moyenne axiale (de haut en bas à gauche) du sillage d'une hydrolienne et sa densité de puissance disponible (de haut en bas à droite) correspondante pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

à 3D, on observe une augmentation du déficit dans le sillage avec une diminution sur l'axe du rotor ; à ce stade la présence de la nacelle n'est plus perceptible. A 4D, on commence à retrouver la forme gaussienne du profil de vitesse. A 5D, la forme gaussienne du profil de vitesse est totalement

établie. Pour  $TI_{\infty} = 25 \%$ , la forme gaussienne du profil de vitesse s'établie à 1D.

On remarque que pour les écoulements les plus stables ( $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $5 \%$ ), le maximum de déficit de vitesse dans le sillage lointain est atteint sur l'axe principal du rotor.

L'analyse précédente est typiquement représentée sur la figure 6.6, où on peut observer une réduction du déficit moyen de vitesse sur le diamètre d'influence du rotor au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la turbine, pour les trois taux de turbulence ambiant considérés.

On note cependant, l'effet du taux de turbulence dans la région du sillage proche (entre 1D et 4D en aval de la turbine). On observe une faible variation du déficit de vitesse entre 1D et 4D pour les cas  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$ , tandis que pour le cas  $TI_{\infty} = 25 \%$ , il décroît très vite. Au-delà de 4D, on observe l'inverse entre les faibles taux de turbulence ( $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $5 \%$ ) et le taux de turbulence le plus fort ( $TI_{\infty} = 25 \%$ ), c'est-à-dire que le déficit de vitesse devient quasiment stable pour le cas  $TI_{\infty} = 25 \%$ , tandis que pour les cas  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$ , il continue de décroître. A 1D derrière l'hydrolienne, le déficit de vitesse est quasiment le même pour les trois taux de turbulence. Ceci veut dire qu'à 1D derrière l'hydrolienne, le cisaillement dû à la rotation des pales et à la nacelle prédomine sur l'effet de l'intensité de turbulence ambiante. A partir de 2D jusqu'à 10D, la réduction de déficit de vitesse est très élevée d'un facteur 2 à 6 pour le cas  $TI_{\infty} = 25 \%$  comparés aux cas  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$ . Ce résultat montre une fois de plus que l'écoulement recouvre plus vite sa vitesse initiale avec le taux de turbulence le plus fort, soit 2 à 6 fois plus vite suivant la distance derrière l'hydrolienne à laquelle on se place. On retrouve également la limite de séparation des deux régions du sillage : au-delà de 5D, diamètre à partir duquel, le déficit de vitesse est quasiment stable pour  $TI_{\infty} = 25 \%$  et où commence une forte décroissance de déficit de vitesse pour  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$ . C'est également entre ces diamètres c'est-à-dire, 5D et 6D, qu'il y a un écart plus élevé de la réduction de déficit moyen de vitesse avec un facteur 6 entre le taux de turbulence de 25 % et ceux de 8 et 5%.

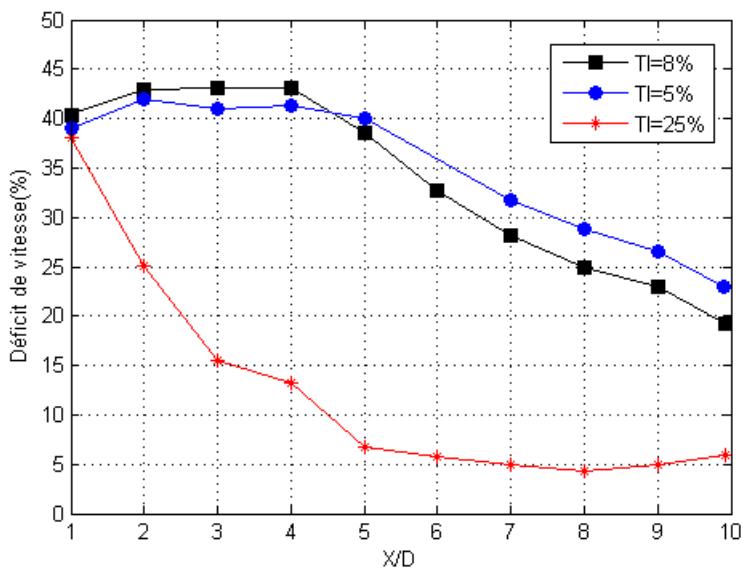


FIG. 6.6 – Evolution du déficit moyen de vitesse sur le diamètre d'influence du rotor à  $TSR = 5.5$

Quant à la vitesse transverse, on peut observer (figure 6.8) une antisymétrie des deux côtés du sillage ( $Y/D = \pm 1.7$ ) pour les taux de turbulence ambients faibles (8 et 5 %). Les valeurs de vitesses transverses avec des signes opposés sont dues à la condition de continuité de l'écoulement.

Ces effets ne sont pas perceptibles pour le taux de turbulence ambiant le plus élevé ; néanmoins, on retrouve une symétrie dans l'expansion du sillage sur la largeur du bassin. La différence de vitesse transverse entre le côté mur ( $Y/D = -1.7$  à  $0$ ) et le côté vitrage ( $Y/D = 0$  à  $+1.7$ ) observée sur les profils de l'écoulement sans structure est retrouvée ici.

On observe une migration latérale de l'écoulement à partir de la structure qui se dissipe généralement entre  $4D$  et  $6D$  en aval de la turbine.

La symétrie observée sur les cartes de vitesse transverse sont clairement perceptibles sur les profils de vitesse transverse, figures 6.9 pour les taux de turbulence les plus faibles (8 % et 5 %). Les effets de rotation de la turbine y sont également perceptibles. Sur le diamètre du rotor (entre  $Y/D = -0.5$  et  $+0.5$ ) on observe une augmentation de vitesse transverse à  $Y/D = -0.5$  et une diminution de celle-ci à  $Y/D = +0.5$ , jusqu'à  $5D$  en aval de la turbine. Au-delà de  $5D$  ces effets sont négligeables. Pour le taux de turbulence de 25 %, ces effets sont perceptibles jusqu'à  $2D$ . Au-delà de  $2D$  ces effets deviennent négligeables.

On remarque une fois de plus que l'écoulement retrouve plus vite sa vitesse transverse initiale pour le taux de turbulence le plus fort ( $TI_\infty = 25\%$ ).

Les figures 6.10 de haut en bas présentent la distribution des fluctuations de vitesse transverse, respectivement pour les cas  $TI_\infty = 25\%$ , 8 % et 5 %, dans le plan horizontal symétrique du sillage. Ces cartes mettent clairement en évidence des fortes valeurs d'écart type de vitesse transverse dans des zones de fort cisaillement : tourbillons de bout de pales, nacelle. Une symétrie peut être observée pour les taux de turbulence de 8 % et 5 %. Cette symétrie n'est pas directement perceptible pour  $TI_\infty = 25\%$ .

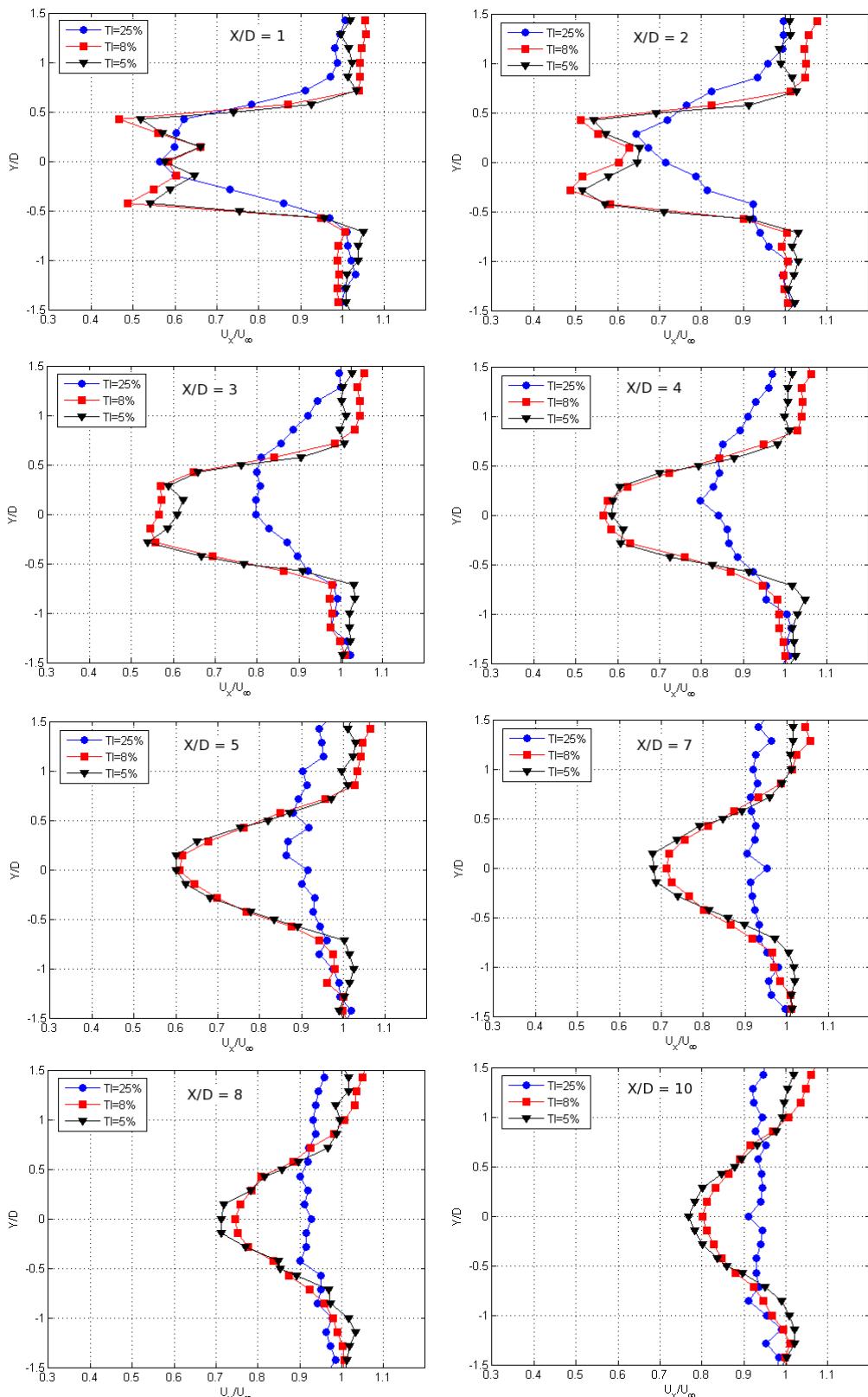


FIG. 6.7 – De gauche à droite et de haut en bas : Profils moyens de vitesse axiale mesurée de 1D à 10D derrière une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l’écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

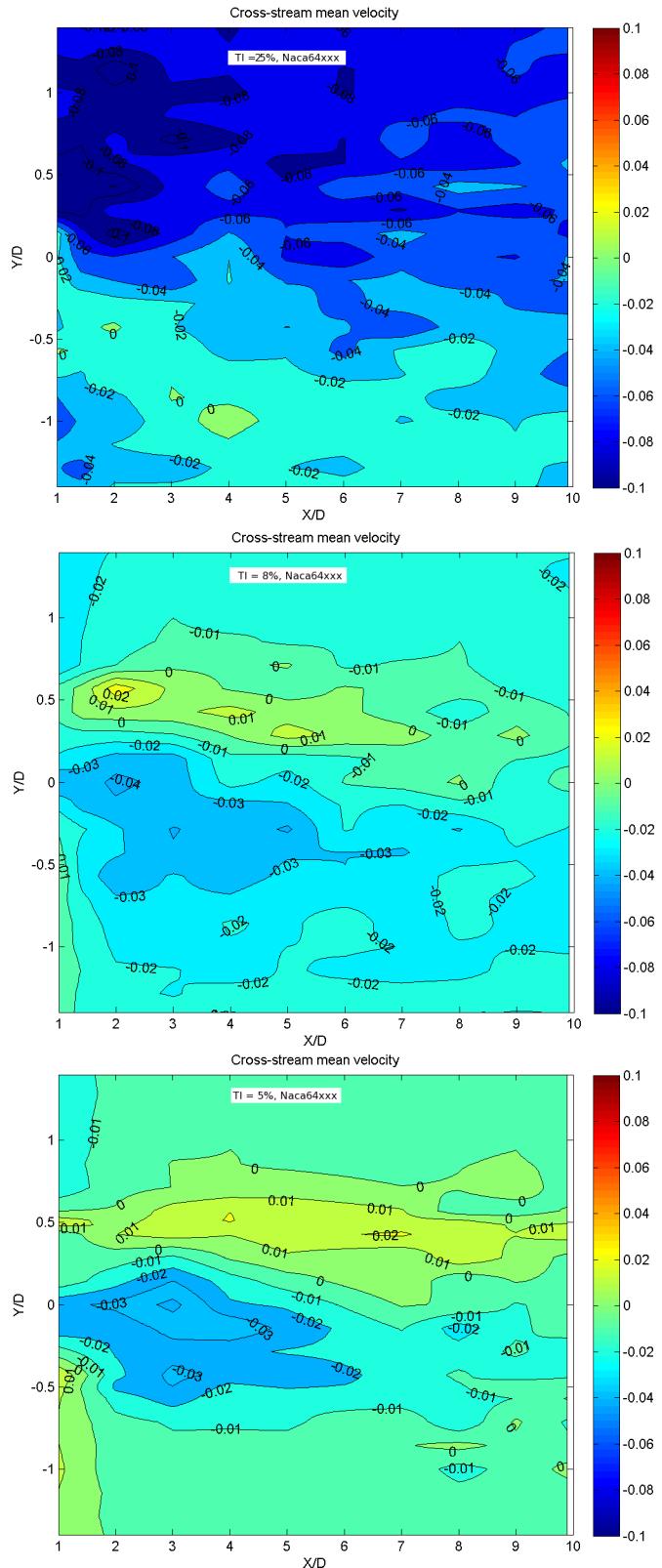


FIG. 6.8 – Champs moyen de vitesse transverse du sillage d'une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients, une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et un TSR = 5.5.

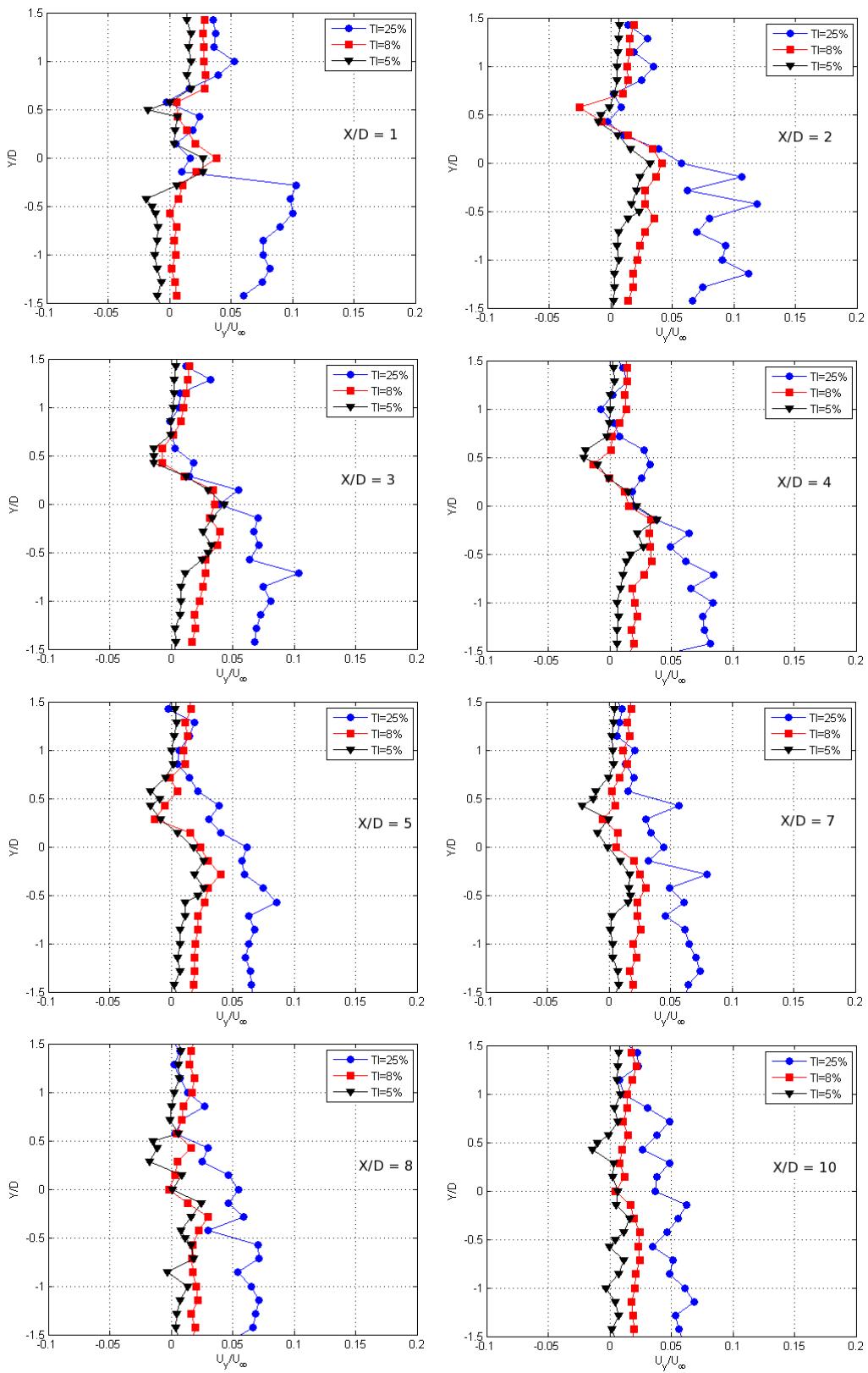


FIG. 6.9 – De gauche à droite et de haut en bas : Profils moyens de vitesse transverse mesurée de 1D à 10D derrière une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients, une vitesse de l’écoulement de 0.8 m/s et un TSR = 5.5.

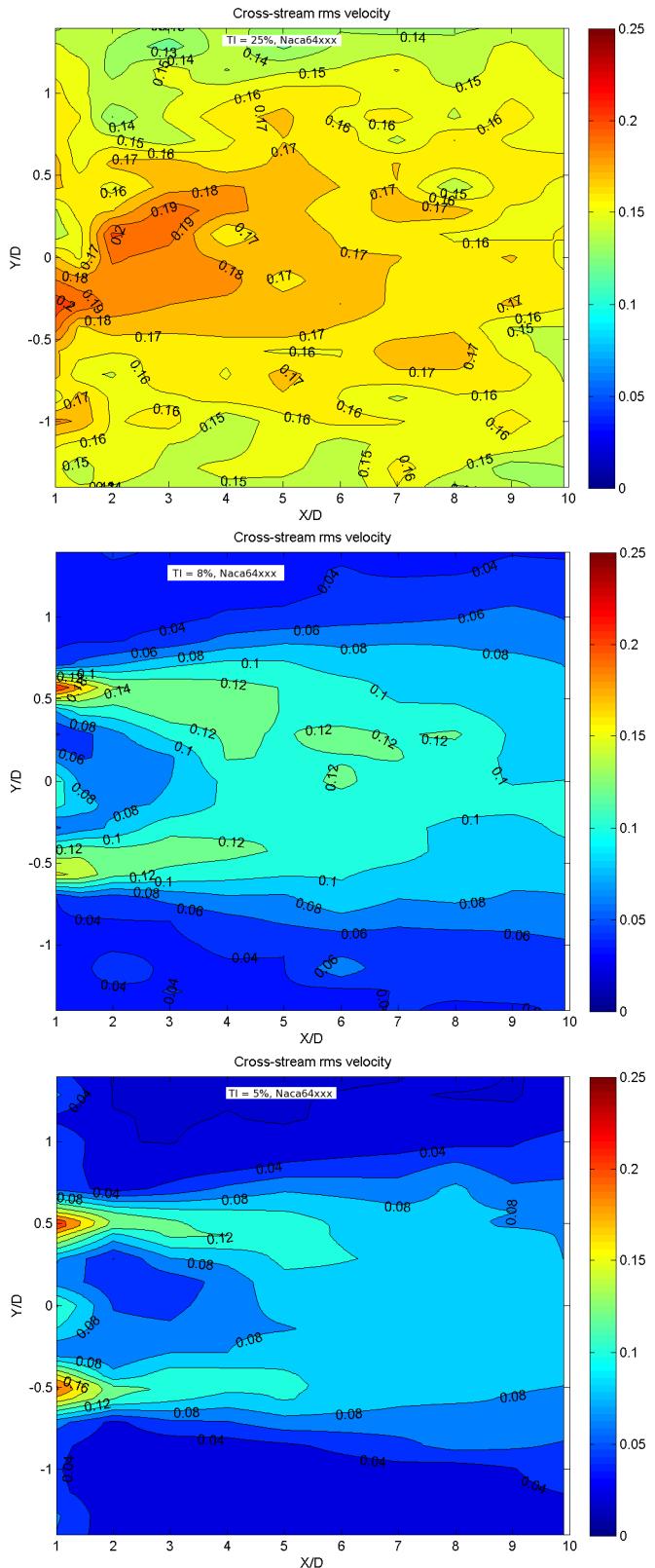


FIG. 6.10 – Carte d'écart type de vitesse transverse du sillage d'une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients, une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et un TSR = 5.5.

## Ecart type de vitesse

La figure 6.12 montre les profils d'écart type de vitesse axiale sur dix diamètres derrière une hydrolienne. On observe à 1D derrière l'hydrolienne trois pics, dont les deux aux extrémités correspondent aux tourbillons lâchés en bout de pale et celui du milieu correspond à la présence du moyeu. Au-delà de 2D, la présence de la nacelle n'est plus perceptible et on observe une augmentation d'écart type de vitesse axiale dans le sillage avec une diminution sur l'axe du rotor pour les faibles taux de turbulence ambiants (8 et 5 %). Cette réduction d'écart type de vitesse sur l'axe du rotor diminue avec la distance en aval de la turbine.

Pour le taux de turbulence de 25 %, on observe deux pics à 1D, avec une diminution d'écart type de vitesse sur l'axe du rotor. Ces deux pics correspondent aux lâchers tourbillonnaires en bout de pales. La présence de la nacelle n'est pas perceptible ici, compte tenu de la prédominance du fort taux de turbulence ambiant.

Les effets de rotation du rotor deviennent négligeables à partir de 3D pour  $TI_{\infty} = 25 \%$ , tandis que pour les faibles taux de turbulence (8 % et 5 %), ces effets sont encore perceptibles à 10D. On observe encore des valeurs élevées d'écart type de vitesse aux extrémités du disque balayé par le rotor ( $Y/D = -0.5$  et  $+0.5$ ) avec une réduction sur l'axe du rotor.

La figure 6.11 présente de haut en bas respectivement les cartes des fluctuations de vitesse axiale pour les taux de turbulence ambiants de 25 %, 8 % et 5 %, dans le plan de symétrie horizontale de la veine d'eau. La symétrie observée sur les profils d'écart type est retrouvée ici dans la distribution de l'écart type de vitesse axiale comme c'était le cas pour la carte de vitesse moyenne. Cette symétrie est plus évidente dans le cas du sillage généré pour les taux de turbulence de 8 % et 5 %. De fortes fluctuations de vitesse sont observées dans les lâchers tourbillonnaires de bout de pales, à  $Y/D = -0.5$  et  $+0.5$  pour les trois taux de turbulence ambiants comparé au reste du sillage. Dans ces zones, les fluctuations de vitesse sont plus élevées d'un facteur allant jusqu'à 1.5 pour l'écoulement ayant le taux de turbulence ambiant le plus grand ( $TI_{\infty} = 25 \%$ ) comparé aux deux autres écoulements ( $TI_{\infty} = 8$  et  $5 \%$ ). On observe que dans le reste du sillage les fluctuations de vitesse axiale sont toujours plus fortes pour le cas  $TI_{\infty} = 25 \%$ , avec des valeurs supérieures à celles obtenues dans les lâchers tourbillonnaires de bout de pale des cas  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$  : à 7D en aval de la turbine on retrouve encore des valeurs d'écart type supérieures à 0.14 m/s pour le cas  $TI_{\infty} = 25 \%$ , valeurs d'écart type obtenues dans les lâchers tourbillonnaires pour les cas  $TI_{\infty} = 8 \%$  et  $TI_{\infty} = 5 \%$  ; à cette distance l'écart type de vitesse axiale est compris entre 0.12 m/s et 0.08 m/s.

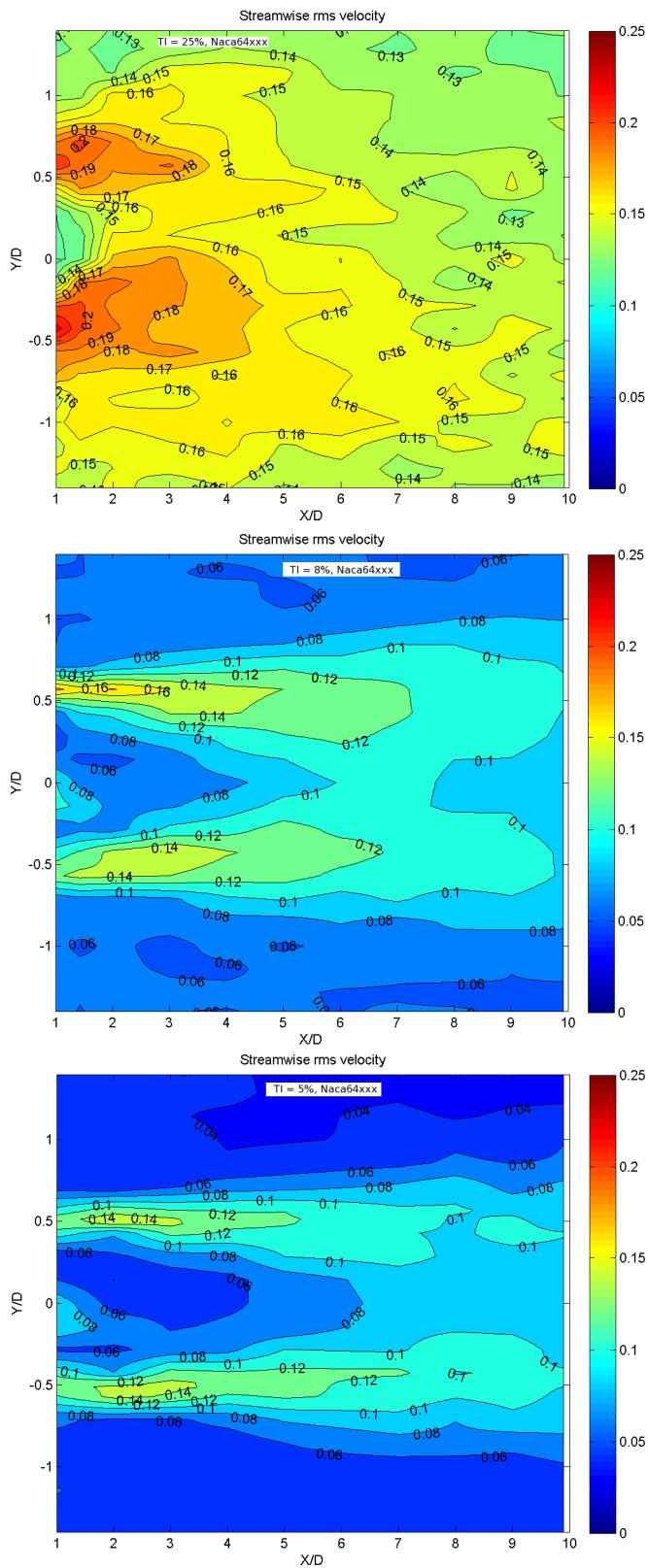


FIG. 6.11 – Carte d'écart type de vitesse axiale du sillage d'une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

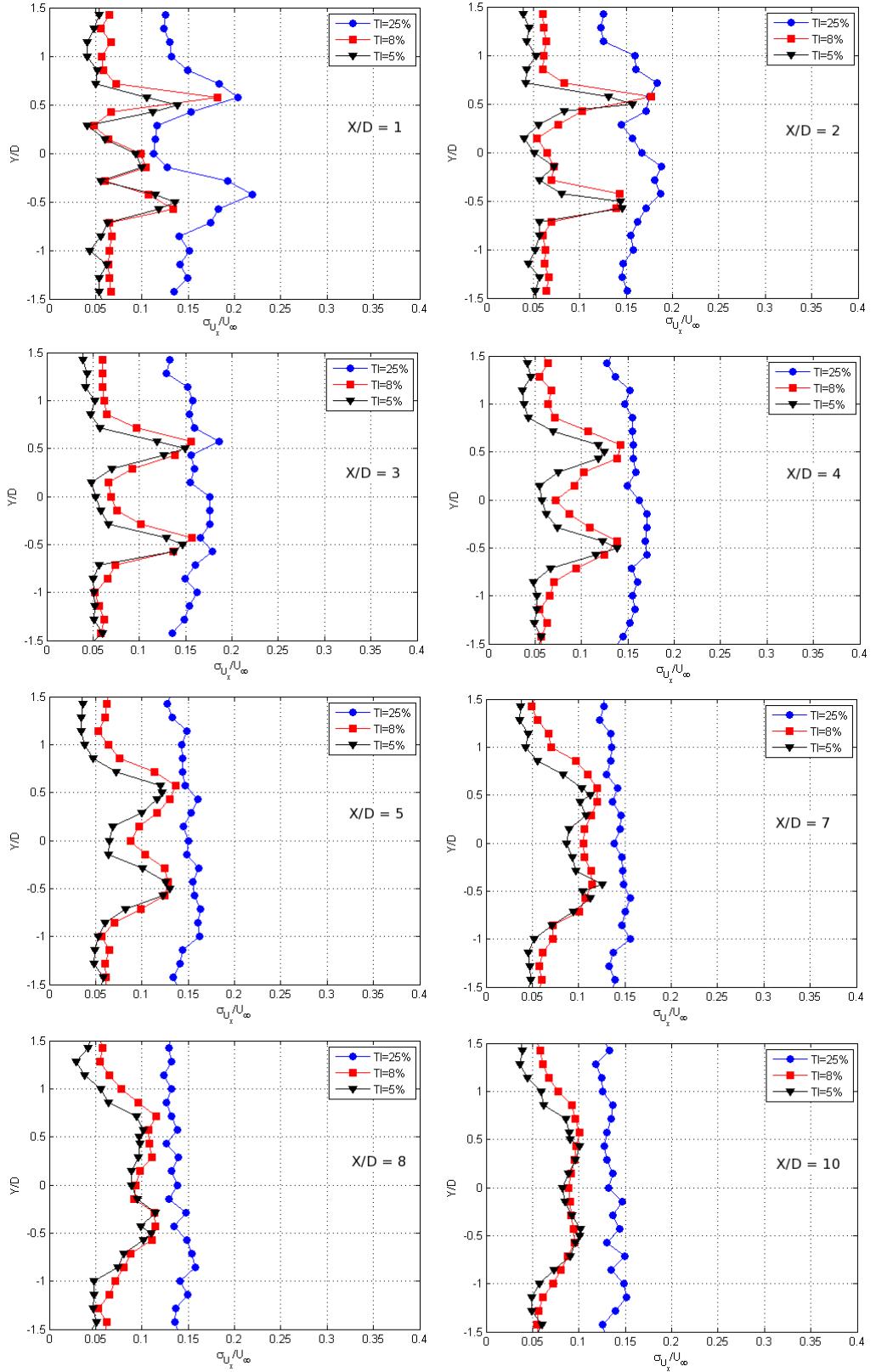


FIG. 6.12 – De gauche à droite et de haut en bas : Profils d'écart type de vitesse axiale mesurée de 1D à 10D derrière une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients, une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et un TSR = 5.5.

## 6.2.2 Evolution de l'intensité de turbulence dans le sillage

La dépendance de l'expansion du sillage au taux de turbulence ambiant est clairement mise en évidence sur la figure 6.15, où la distribution du taux de turbulence dans le sillage de la turbine est donnée pour des taux de turbulence de l'écoulement amont de 5, 8 et 25 % à TSR = 5.5. Dans le sillage proche, on identifie une zone d'émission tourbillonnaire en bout de pales ayant un taux de turbulence de plus de 35 %, sensiblement le même quelque soit le niveau de turbulence ambiant considéré. Cependant, le mélange de l'écoulement dû au taux de turbulence ambiant élevé de 25 % fait que l'on n'a pas une symétrie entre les lâchers tourbillonnaires en bout de pales, symétrie que l'on peut observer pour les faibles niveaux de turbulence ambients (5 et 8 %). Cette zone est perceptible à plus de 4D pour des taux de turbulence de l'écoulement amont de 8 et 5 %. Un taux de turbulence de l'ordre de 20 % est rencontré jusqu'à plus de 9 D, sur une largeur d'environ 1,5 D pour des taux de turbulence de l'écoulement amont de 5 et 8 %. On observe que quelque soit le taux de turbulence considéré, l'intensité de turbulence dans le sillage recouvre moins vite l'écoulement initial que la vitesse dans le sillage. En d'autres termes, les effets d'intensité de turbulence dans le sillage sont plus persistants que ceux du déficit de vitesse.

La figure 6.16 présentant les profils d'intensité de turbulence sur dix diamètres dans le sillage met clairement en évidence l'influence du taux de turbulence amont sur l'évolution de l'intensité de turbulence dans le sillage. On observe que sur le diamètre de la turbine (entre Y/D = -0.5 et +0.5), l'intensité de turbulence est quasiment le même à Y/D = ±0.5 dans le sillage proche (entre X/D = 1D et 5D) pour les trois taux de turbulence ambients, quand sur l'axe du rotor on observe une réduction de l'intensité de turbulence entre 2D et 5D en aval de la turbine pour  $TI_{\infty} = 8$  et 5 %, tandis que pour  $TI_{\infty} = 25$  %, on obtient le maximum de l'intensité de turbulence sur l'axe du rotor. A 1D, les valeurs d'intensité de turbulence les plus élevées sont obtenues à Y/D = -0.5, 0 et +0.5 pour  $TI_{\infty} = 8$  et 5 %, les sommets à Y/D = ±0.5 correspondant aux lâchers tourbillonnaires de bout de pales et celui à Y/D = 0, à la présence de la nacelle. L'effet de la nacelle n'est pas perceptible dans l'évolution de l'intensité de turbulence pour le cas  $TI_{\infty} = 25$  %.

Dans le sillage lointain (au-delà de 4D jusqu'à 10D), on observe que l'intensité de turbulence continue de croître pour les cas  $TI_{\infty} = 8$  et 5 %, tandis que pour le cas  $TI_{\infty} = 25$  %, à X/D = 7, l'effet du sillage sur l'évolution d'intensité de turbulence devient négligeable. Quand à 7D en aval de la turbine, le facteur d'augmentation du taux de turbulence dans le sillage par rapport au taux de turbulence ambiant est 3.3 pour les cas  $TI_{\infty} = 8$  et 5 %. Pour le cas  $TI_{\infty} = 25$  %, ce facteur est de 1.14.

Ce résultat est typiquement représenté dans la figure 6.13 montrant l'apport de l'intensité de turbulence dans l'écoulement dû au sillage généré par une hydrolienne, appelée intensité de turbulence ajoutée, notée  $\Delta TI$ .  $\Delta TI$  est obtenue par la relation 1.24, que nous rappelons ci-après :

$$\Delta TI = (TI_{\text{effective}}^2 - TI_{\text{ambiente}}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

On observe sur la figure 6.13 une augmentation du taux de turbulence sur le diamètre du disque balayé par le rotor pour les trois taux de turbulence ambients considérés. L'intensité de turbulence due au sillage diminue avec la distance en aval de la turbine. On remarque que l'intensité de turbulence ajoutée par le sillage est plus élevée pour les cas des faibles taux de turbulence (8 et 5 %) dans le sillage lointain (au-delà de 5D) jusqu'à un facteur 1.6 comparé au cas  $TI_{\infty} = 25$  %.

Ce résultat est qualitativement en accord avec celui obtenu par Frandsen [52] dans le cas d'une éolienne, représenté dans la figure 6.14, où des résultats expérimentaux d'intensité de turbulence normalisée due au sillage d'une éolienne sont comparés aux prévisions numériques d'UPMWAKE.

Ces résultats montrent qu'il n'y a pas d'augmentation significative de l'intensité de turbulence dans le sillage au-dessus de sa valeur ambiante pour l'écoulement ayant un taux de turbulence ambiant de 25 % comparée à l'évolution de l'intensité de turbulence dans le sillage proche pour les taux de turbulence ambients de 5 et 8 % ; ceci est observé dans les cartes (figure 6.15) et profils (figure 6.16) d'intensité de turbulence, et sur la figure 6.13 présentant l'intensité de turbulence ajoutée par le sillage pour les trois taux de turbulence considérés.

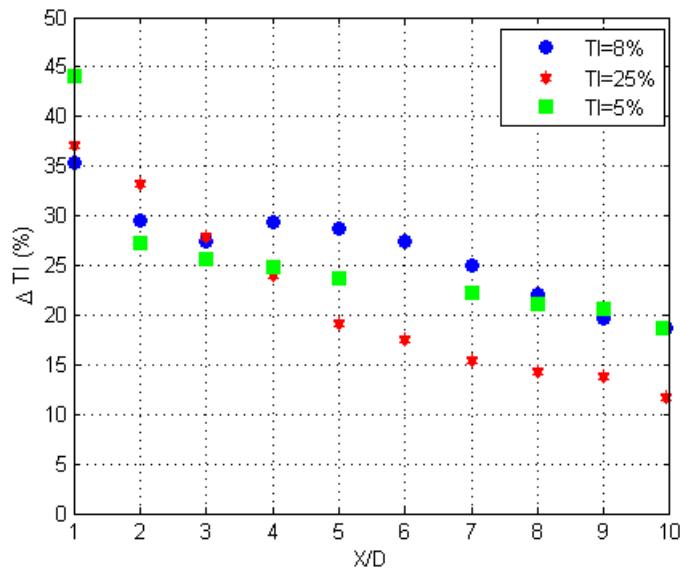


FIG. 6.13 – Intensité de turbulence due au sillage généré sur l'axe du rotor pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

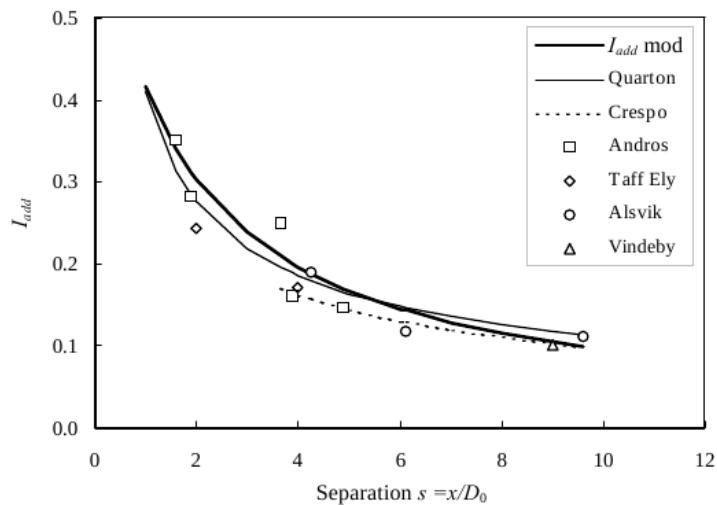


FIG. 6.14 – Intensité de turbulence supplémentaire dans le sillage d'une éolienne mesurée comparée au modèle de Quarton et au modèle de Crespo et Hernandez à une vitesse de 9 m/s (source [52]).

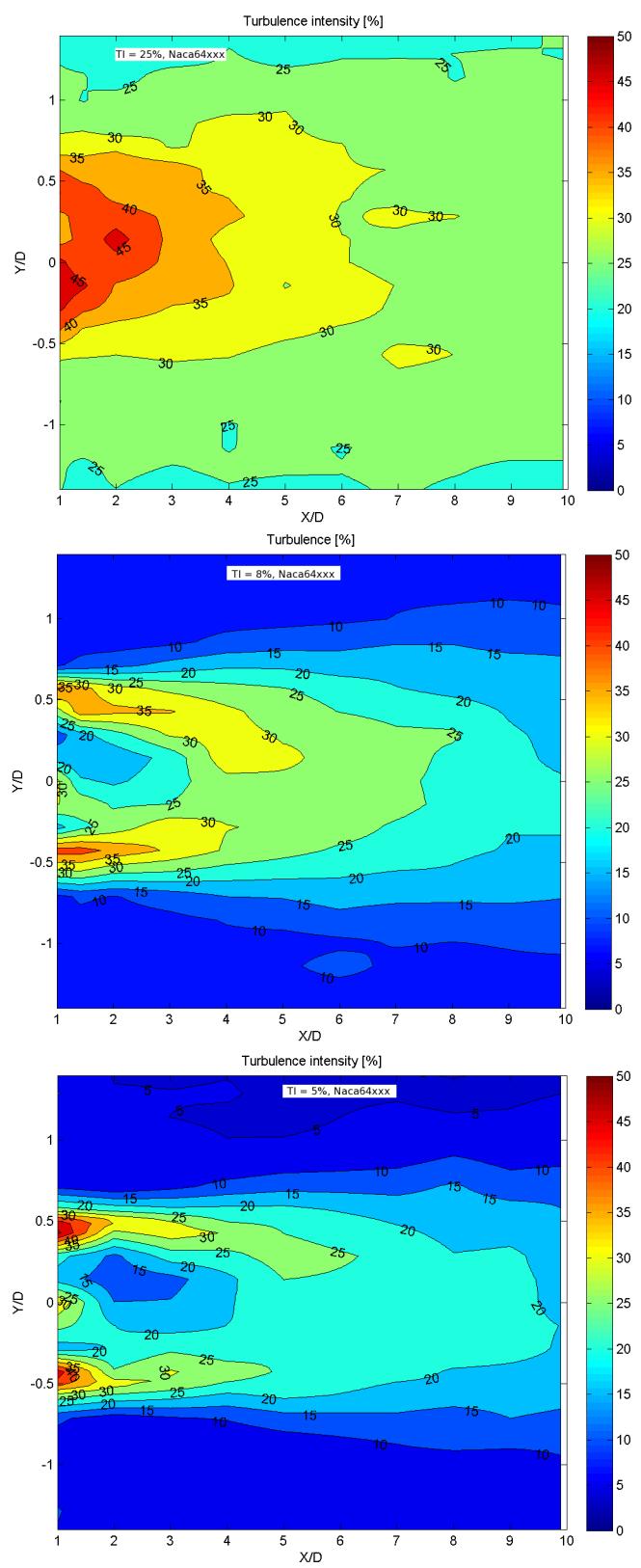


FIG. 6.15 – Carte d'intensité de turbulence dans le sillage d'une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

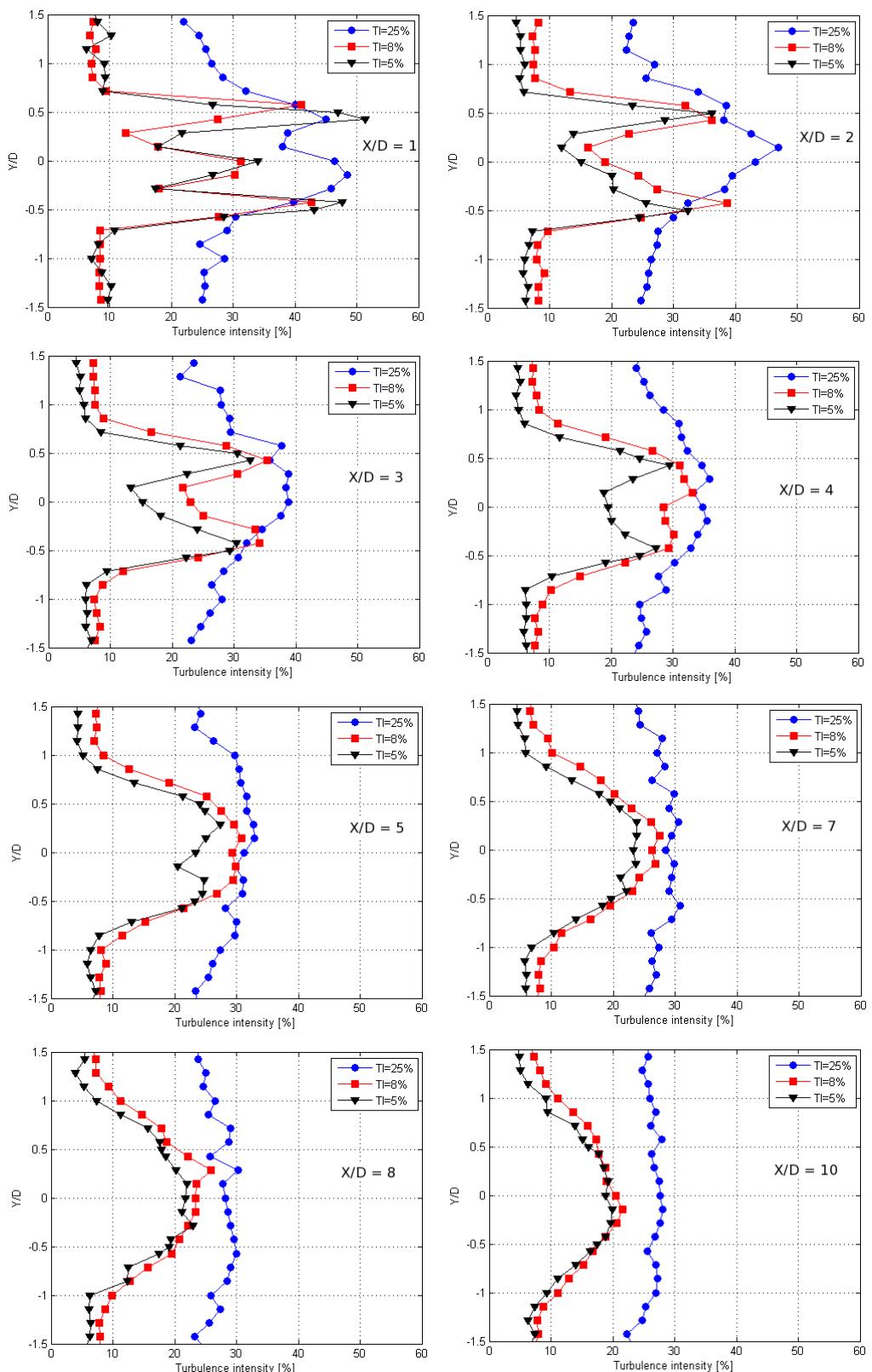


FIG. 6.16 – De gauche à droite et de haut en bas : Intensité de turbulence mesurée de 1D à 10D derrière une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambiantes et deux maquettes différentes : TSR = 5.5.

### 6.2.3 Evolution de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage

L'énergie cinétique turbulente (TKE) est déterminée à partir de la relation (1.11) donnée au chapitre 1 que nous rappelons ci-après :

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

avec  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$  les fluctuations de vitesse suivant respectivement les axes **x**, **y** et **z**. Les mesures étant faites avec un système LDV 2D, nous prenons  $w' \approx v'$ .

Dans le sillage proche (1D jusqu'à 4D en aval du rotor), l'énergie cinétique turbulente la plus élevée est produite dans la zone de détachements tourbillonnaires (en bout de pales), zone dans laquelle le cisaillement dû au déficit de vitesse s'ajoute à la turbulence ambiante. Dans le sillage derrière l'hydrolienne de 2D à 10D, on relève des faibles valeurs de l'énergie cinétique turbulente pour les faibles taux de turbulence ambients (8 et 5 %), tandis que pour le taux de turbulence ambiant le plus élevé (25 %), on relève encore jusqu'à 10D des valeurs élevées de l'énergie cinétique turbulente (figure 6.17). Ceci est normal compte tenu de la valeur élevée de l'énergie cinétique turbulente relevée en amont de l'écoulement.

Sur la figure 6.18 présentant l'énergie cinétique turbulente (TKE<sup>1</sup>) à différents diamètres derrière l'hydrolienne, on observe à 1D (figure 6.18 en haut à gauche), trois maximum. Les deux maximum aux extrémités caractérisent la concentration de la TKE transportée par les structures tourbillonnaires lâchées en bout de pales. Et le maximum présent au centre caractérise la présence de la nacelle.

A partir de 2D (figure 6.18 en haut à droite) jusqu'à 5D (figure 6.18 en bas à gauche), la présence de la nacelle n'est plus perceptible et on observe une augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage avec une diminution sur l'axe du rotor pour les faibles taux de turbulence ambients (8 et 5 %). Un plateau peut être observé à partir de 6D sur le diamètre du rotor (entre  $Y/D = \pm 5$ ) ; dans cette zone, les effets de cisaillement occasionnés par la rotation des pales sont moins perceptibles. Ces effets ne sont pas perceptibles pour l'écoulement ayant le taux de turbulence ambiant le plus élevé ( $TI_\infty = 25\%$ ), car le taux de turbulence ambiant élevé augmente les capacités de mélange de l'écoulement.

Les évolutions de TKE présentées ici pour les taux de turbulence de 5 et 8 % sont en accord avec les évolutions de celles obtenues par España et al. [48] et par Højstrup [79] dans le cas d'un disque simulant une éolienne (voir figure 6.19). Dans les deux cas, les extrêmes sont observés dans la partie supérieure et inférieure de la couche limite de cisaillement du disque.

---

<sup>1</sup>TKE = Turbulent Kinetic Energy

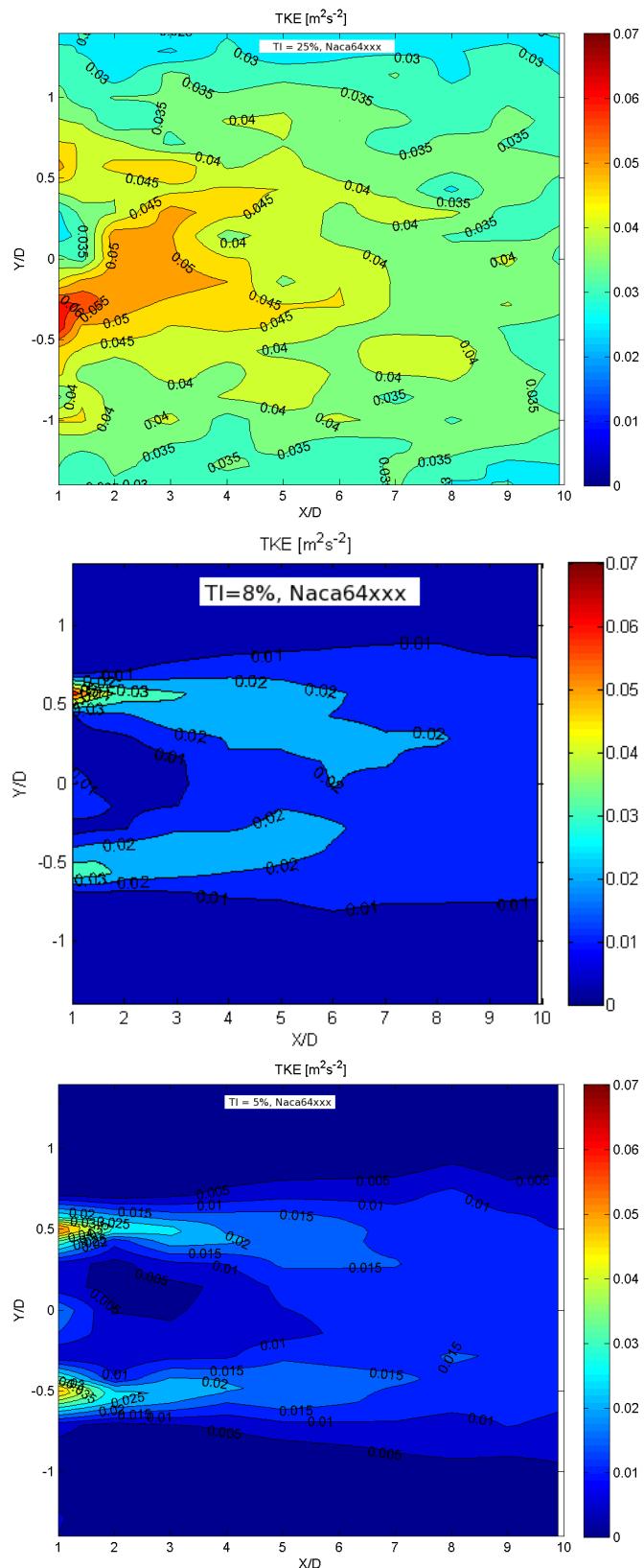


FIG. 6.17 – Carte de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage d'une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

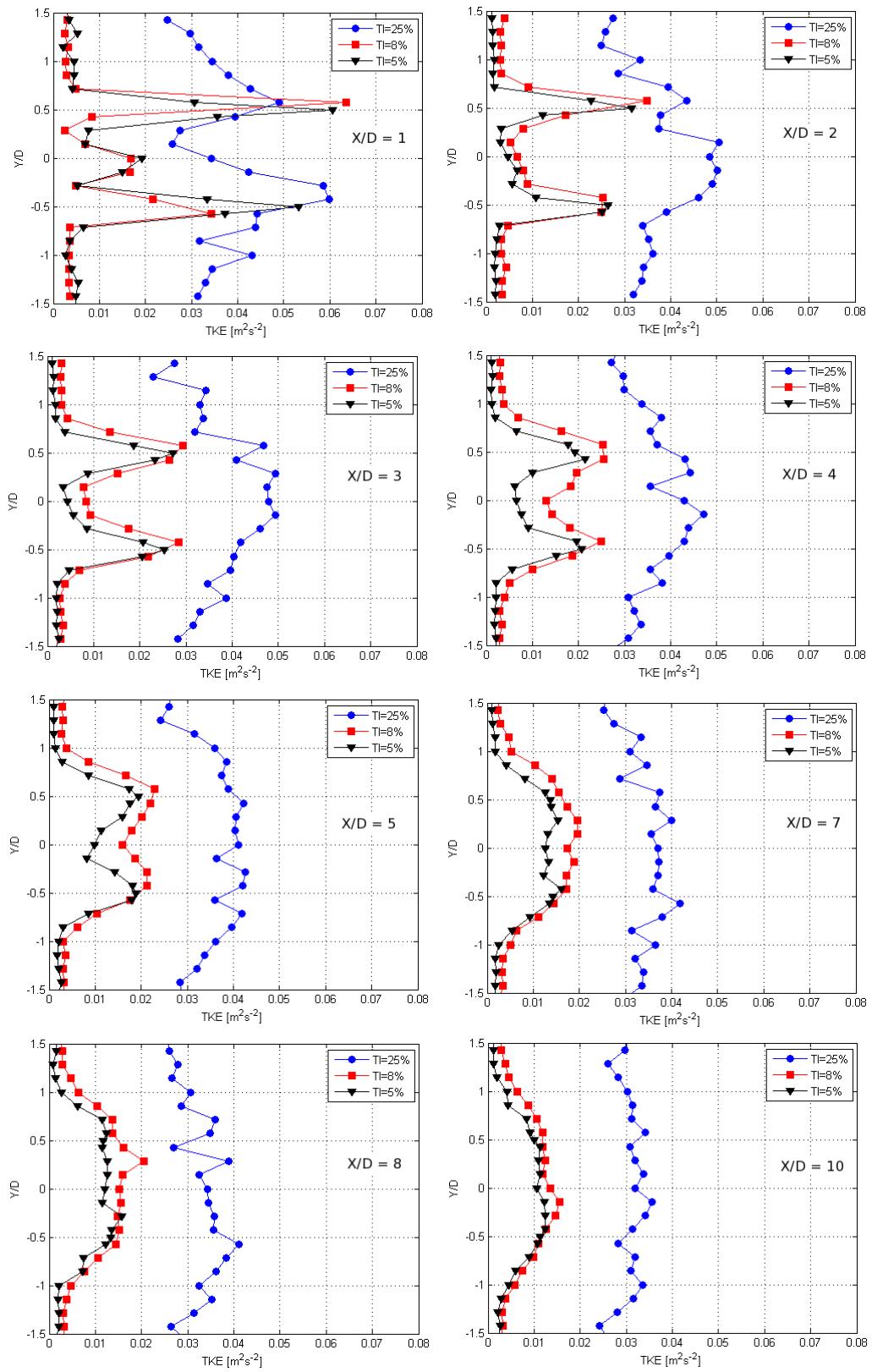


FIG. 6.18 – De gauche à droite et de haut en bas : Evolution de l'énergie cinétique turbulente mesurée de 1D à 10D derrière une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

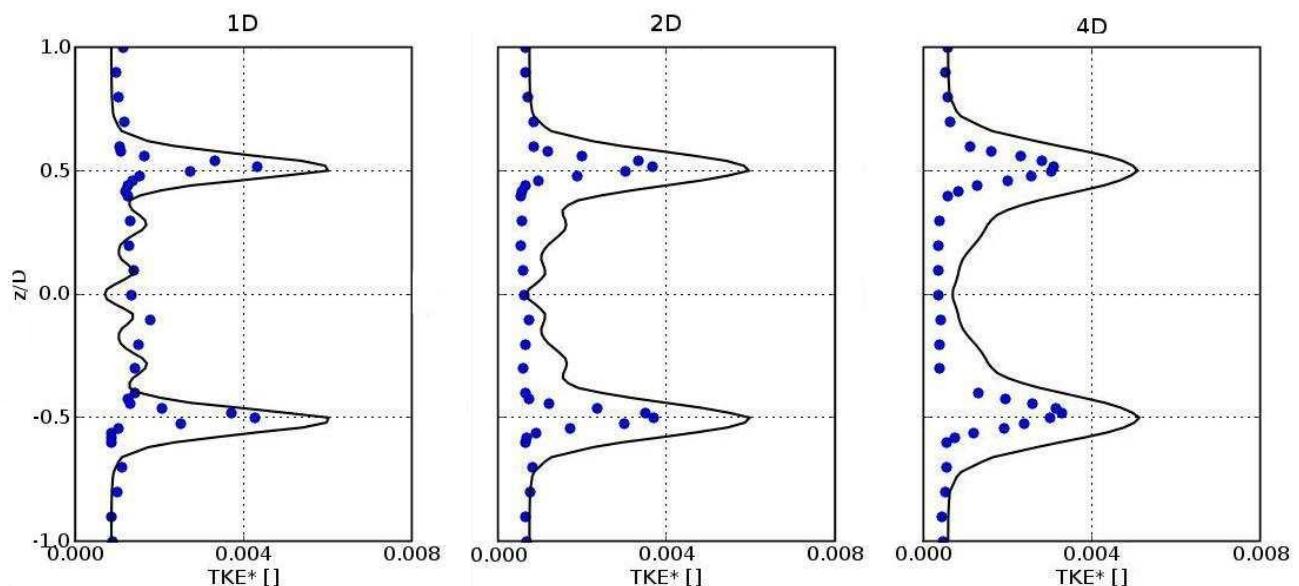


FIG. 6.19 – Energie cinétique turbulente dans le sillage d'un disque simulant une éolienne mesurée à 1D, 2D et 4D pour un taux de turbulence ambiant de 14 % et une vitesse moyenne amont de 5.5 m/s (source : [48]).

## 6.2.4 Evolution de la dissipation d'énergie cinétique turbulente dans le sillage

Les résultats sur la dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  présentés ici sont obtenus à partir de la relation (1.12) donnée dans la section 1.2.1 que nous rappelons ci-après :

$$\varepsilon = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l}$$

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1,  $C_\mu$  est fixé suivant la version standard du modèle  $k - \varepsilon$ , à une valeur de 0.09 (Matsunaga et al., 1999). L'échelle de longueur de turbulence  $l$  a été estimée de l'ordre 7 % de la profondeur d'eau dans le bassin ( $h = 2$  m). Nous utilisons les mesures LDV du sillage derrière une hydrolienne pour déterminer  $\varepsilon$ . Cette quantité mesure la rapidité à laquelle l'énergie contenue dans un mouvement turbulent est dissipée au niveau des micro-échelles et s'exprime en  $m^2 s^{-3}$ .

La figure 6.20 montre l'évolution du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  mesuré sur 250 points derrière une hydrolienne, pour une vitesse moyenne de l'écoulement de 0.8 m/s, à TSR = 5.5, pour les trois niveaux de turbulence ambients  $TI_\infty = 25, 8$  et  $5\%$ . Pour un taux de turbulence ambiant 25 %, on observe une décroissance de  $\varepsilon$  de  $5 \times 10^{-2} m^2 s^{-3}$  à  $1.5 \times 10^{-2} m^2 s^{-3}$ , la dissipation d'énergie cinétique turbulente est plus élevée dans les quatre premiers diamètres où l'effet du gradient de cisaillement et des lâchers tourbillonnaires sont encore perceptibles.

En haut à droite, ( $TI_\infty = 8\%$ ), les valeurs de  $\varepsilon$  estimées sont comprises entre  $5 \times 10^{-2} m^2 s^{-3}$  et  $5 \times 10^{-3} m^2 s^{-3}$ ; on observe une forte concentration de  $\varepsilon$  dans les structures tourbillonnaires en bout de pales (de  $5 \times 10^{-2} m^2 s^{-3}$  à  $3 \times 10^{-2} m^2 s^{-3}$ ). Dans le reste du sillage les valeurs de  $\varepsilon$  sont faibles. Il en est de même pour  $\varepsilon$  mesuré à  $TI_\infty = 5\%$  (figure 6.20 en bas à gauche).

Des figures 6.20, on peut observer que le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente se dissipe moins vite pour le taux de turbulence ambiant de 25 % que pour les taux de turbulence ambients de 8 et 5 %. Si l'on compare l'évolution de  $\varepsilon$  entre 1D et 4D, on observe que  $\varepsilon$  décroît de  $5 \times 10^{-2}$  à  $1 \times 10^{-2}$  pour les faibles taux de turbulence (5 et 8 %), soit 80 % de dissipation, et de  $5 \times 10^{-2}$  à  $3 \times 10^{-2}$  pour le taux de turbulence ambiant de 25 %, soit 40 % de dissipation. Cette lente décroissance du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage de l'écoulement ayant un taux de turbulence ambiant de 25 % est attribuée au fort cisaillement ambiant de l'écoulement et au cisaillement dû au déficit de vitesse de l'écoulement près du rotor (dont la cause principale est la rotation des pales).

Ainsi, les valeurs de la dissipation d'énergie cinétique turbulente mesurées derrière l'hydrolienne pour des écoulements à faibles taux de turbulence ambients (5 et 8 %), figure 6.20, sont faibles (de l'ordre de  $10^{-3} m^2 s^{-3}$ ), et leur influence sur les performances d'une machine placée à partir de 5D seront probablement négligeables.

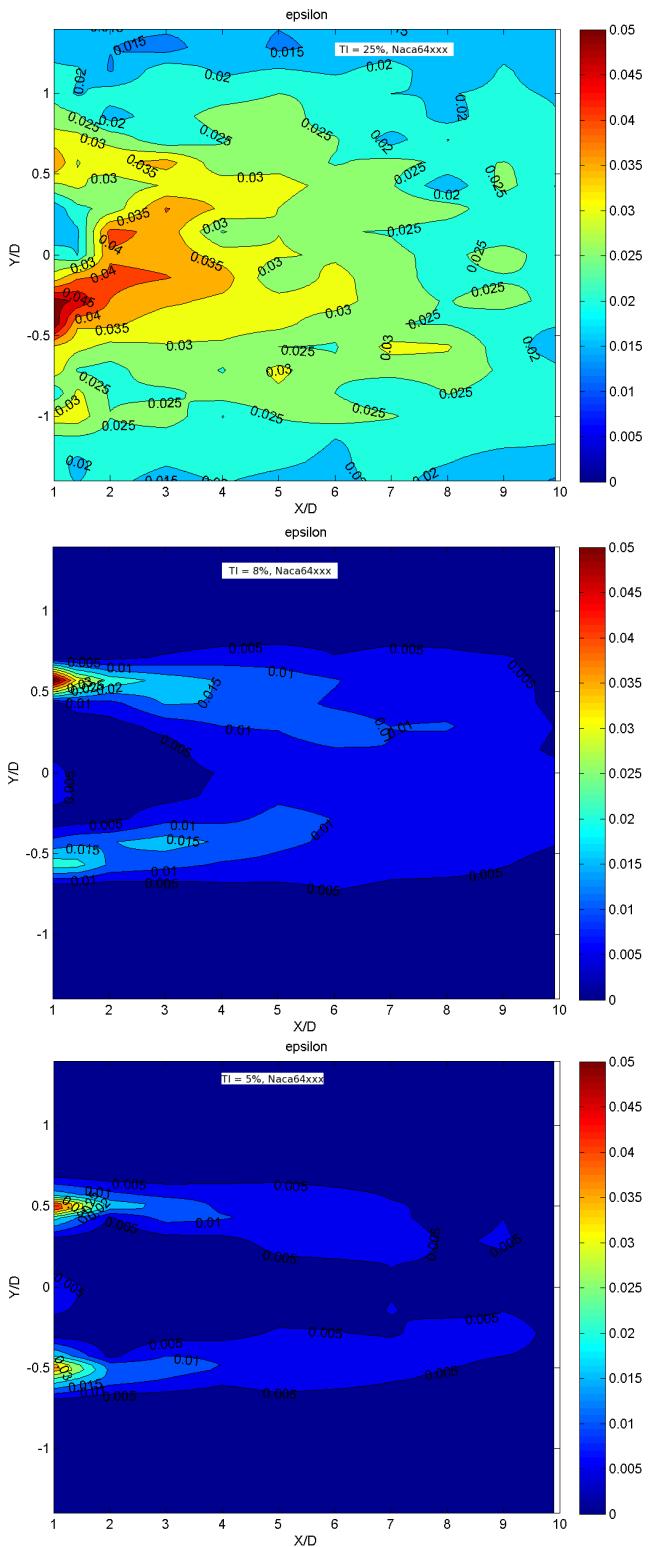


FIG. 6.20 – Carte de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  ( $m^2 s^{-3}$ ) dans le sillage d'une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambients à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

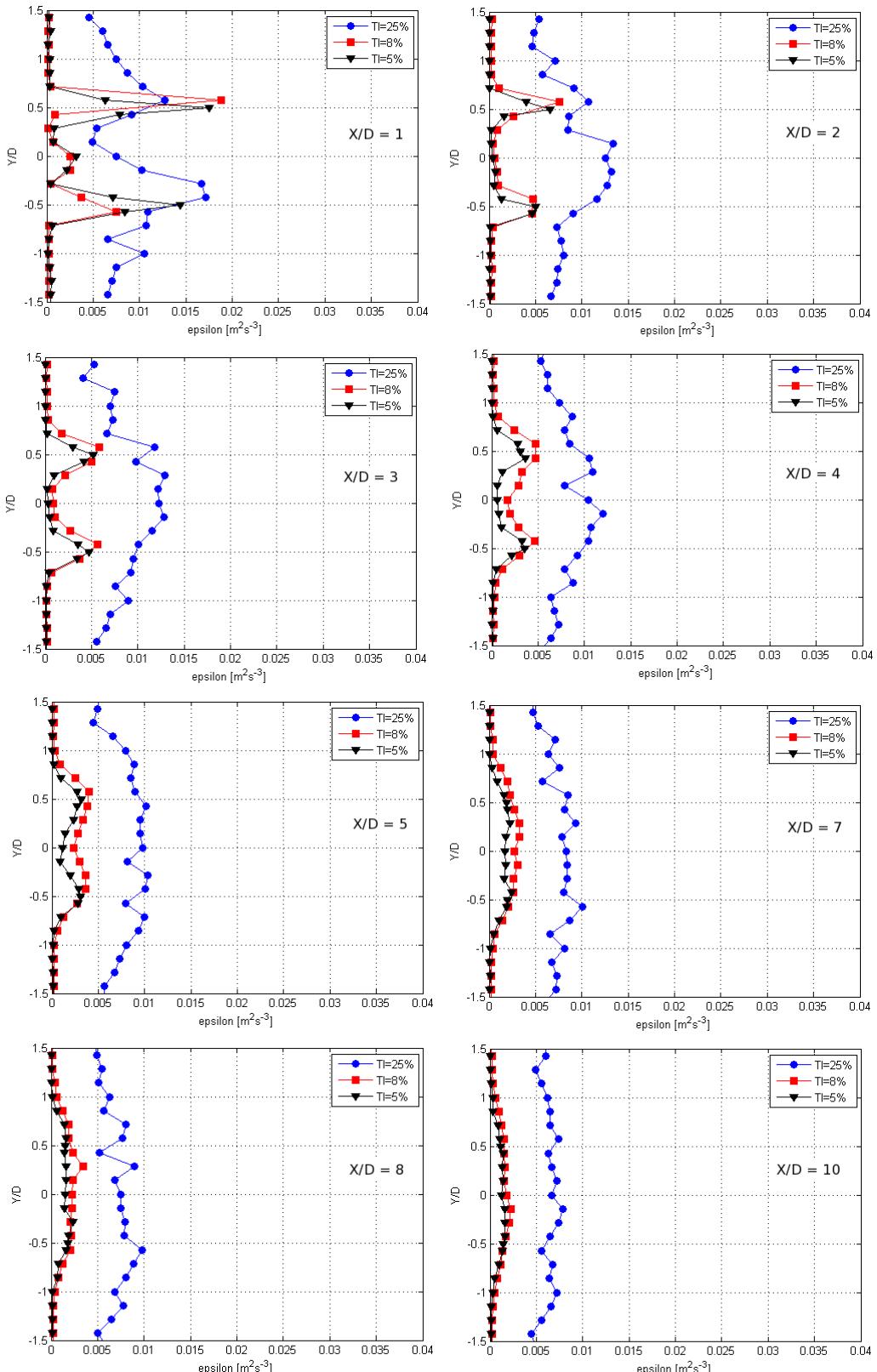


FIG. 6.21 – De gauche à droite et de haut en bas : Profils de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  ( $m^2 s^{-3}$ ) mesuré de 1D à 10D derrière une hydrolienne pour trois taux de turbulence ambiantes à une vitesse de l'écoulement de 0.8 m/s et TSR = 5.5.

La figure 6.21 montre l'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente mesuré à différents diamètres (1D à 10D) derrière une hydrolienne comparant trois écoulements de niveaux de turbulence différents ( $TI_\infty = 25, 8$  et  $5\%$ ) à la même vitesse moyenne amont de 0.8 m/s. Comme pour la TKE (figure 6.18), on observe à 1D derrière l'hydrolienne trois maximum, dont deux aux extrémités dus aux lâchers tourbillonnaires en bout de pales et celui du milieu dû par la présence de la nacelle. A partir de 2D, on observe une augmentation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  dans le sillage avec un plateau des valeurs de  $\epsilon$  proche de zéro sur le diamètre du rotor (entre  $Y/D = \pm 5$ ). On note une importante dissipation de TKE dans les zones de recirculation et dans les grosses structures tourbillonnaires lachées en bout de pales. La dissipation de TKE est d'autant plus faible qu'on s'éloigne de la turbine, ce que l'on peut l'observer sur le dernier graphe (à droite) à 10D derrière l'hydrolienne.

## 6.3 Evolution des lâchers tourbillonnaires en bout de pale

Ici nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à l'aide des mesures PIV 2D pour caractériser les propriétés des tourbillons s'échappant en bout de pale d'une turbine tripale à axe horizontal. La maquette utilisée ici est la maquette "NACA64xxx". L'hydrolienne tourne à une vitesse en bout de pale adimensionnalisée  $TSR = 7.3$ , ce qui correspond à une vitesse de rotation de 100 tr/min pour une vitesse du courant de 0.5 m/s. Le nombre de Reynolds avec pour longueur caractéristique la longueur de corde, est compris entre  $7.5 \times 10^3$  et  $6.5 \times 10^4$ . Les mesures sont réalisées sur une fenêtre de 380 mm × 280 mm dans le plan **xz** (Cf. figure 2.18 et chapitre 2).

Trois méthodes ont été utilisées pour l'identification des tourbillons :

1. le calcul de la vorticité à partir du champ de vitesses mesuré,
2. la représentation des lignes de courant,
3. le tracé des isovaleurs de la fonction indicatrice  $\Gamma_2$  calculée à partir du champ de vitesse mesuré par PIV. Cette dernière méthode adaptée aux écoulements bidimensionnels permet de déterminer la forme, la position et la taille des structures tourbillonnaires, voir même la distance entre structures tourbillonnaires. Cette méthode est basée sur : le calcul d'une fonction indicatrice à partir du champ de vitesse, la détermination par seuillage d'une fonction indicatrice des points de l'espace situés à l'intérieur ou sur la frontière d'une structure tourbillonnaire. La morphologie de la structure tourbillonnaire est obtenue avec le calcul de la fonction indicatrice  $\Gamma_2$  en chaque point de l'écoulement, la position de la structure quant à elle est déterminée par le calcul de la fonction indicatrice  $\Gamma_1$ . Cette méthode d'identification est présentée dans l'annexe D.

La figure 6.22 montre la comparaison entre les résultats obtenus par ces trois méthodes. Elles permettent de mettre en évidence trois structures tourbillonnaires s'échappant du bout de pale. La vorticité représentée sur la figure 6.22-(a), montre que les trois structures ayant une forte concentration de vorticité sont entourées par d'autres structures de plus petite taille. On remarque que dans le tracé des isovaleurs de la fonction indicatrice  $\Gamma_2$ , figure 6.22-(b), une bonne partie des structures secondaires sont éliminées. Cette fonction permet de mettre en évidence les structures à grande échelle. Il est alors aisément de déterminer la position des trois tourbillons en bout de pale. A partir du calcul de la fonction indicatrice  $\Gamma_1$ , on obtient la position des trois tourbillons en bout de pale : le premier tourbillon est positionné en  $(X,Z) = (352,56)$ , le second en  $(X,Z) = (271,62)$  et le troisième en  $(X,Z) = (189,73)$ . Ces trois positions sont présentées dans la figure 6.22-(b) par des étoiles bleues. On retrouve la position de ces trois tourbillons sur la carte de vorticité, représentés

sur la figure 6.22-(a) par des étoiles vertes. Les trois positions des tourbillons étant déterminées, on peut alors calculer la distance entre ces tourbillons. La distance entre le centre du premier tourbillon et du second est de 81.5 mm, entre le second et le troisième elle est de 82.1 mm et entre le premier et le troisième elle est de 163.5 mm.

En utilisant la définition d'une structure donnée par Kline et Robinson [91, 156] qui dit que : "une structure tourbillonnaire s'identifie par les lignes de courant dans un plan normal à la structure présentant un motif circulaire ou en spirale quand ces lignes de courant sont représentées dans un repère se déplaçant à la même vitesse que la structure", on arrive à identifier les tourbillons sur la figure 6.22-(c) représentant les lignes de courant. On remarque que la représentation des lignes de courant (figure 6.22-(c)) met en évidence uniquement des structures à grandes échelles contrairement aux champ de vorticité (6.22-(a)).

Sur la figure 6.23-(a), on observe tout d'abord que la nappe tourbillonnaire et les tourbillons périodiques de bout de pale sont émis successivement à partir du bord de fuite de chaque pale à intervalle de temps régulier.

Les vecteurs représentant le champ de vitesse superposés à la carte de la moyenne des vitesses dans une coupe longitudinale sont présentés dans la figure 6.23-(a). Les vecteurs de champ de vitesse montrent des recirculations stables et pleinement développées dans des zones de fort cisaillement, notamment en bout de pales. Ces vecteurs champs laissent apparaître trois structures tourbillonnaires en bout de pale. On observe une forte réduction de vitesse dans des zones de fort cisaillement, particulièrement dans les trois structures s'échappant du bout de pales. Les effets de cette forte réduction de vitesse dans le sillage et dans les structures tourbillonnaires de bout de pale sont perceptibles dans la figure 6.23-(b) présentant le champ de densité de puissance dans la région de l'écoulement cartographiée.

En représentant le gradient du champ de vitesse moyenne superposé aux contours de vitesse moyenne (figure 6.25), l'analyse de la structure du sillage montre un fort gradient de vitesse près des structures tourbillonnaires lachées en bout de pales. On remarque aussi que les gradients tendent dans la direction des valeurs croissantes de la vitesse (voir la direction des vecteurs pointée vers les contours de vitesse de couleurs plus foncées dans la figure 6.25).

L'analyse de champ moyen de l'intensité de turbulence, figure 6.24-(a), montre que le niveau du taux de turbulence est plus élevé à l'intérieur des structures tourbillonnaires. Le taux de turbulence de ces trois tourbillons pouvant atteindre jusqu'à 40 % en fonction de leur intensité, sachant que le taux de turbulence moyen incident ( $TI_\infty$ ) est d'environ 5 %. Ce qui pourrait avoir des conséquences sur l'hydraulienne elle-même ou sur des hydroliennes placées en espace proche.

Le champ de l'énergie cinétique turbulente, TKE (figure 6.24-(b)), quant à lui, montre une forte concentration d'énergie dans les structures tourbillonnaires, avec des valeurs pouvant atteindre  $0.05 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  en fonction de l'intensité du tourbillon, sachant que la TKE initiale ( $TKE_\infty$ ) est environ  $1 \times 10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  ( $TKE_\infty = \frac{3}{2}U_\infty^2 TI_\infty^2$ ).

Ces résultats sont en accord avec les mesures LDV présentées dans la section 6.2.2. La reduction de vitesse, l'intensité de turbulence et la TKE dans le sillage proche des mesures LDV sont du même ordre que pour les mesures PIV.

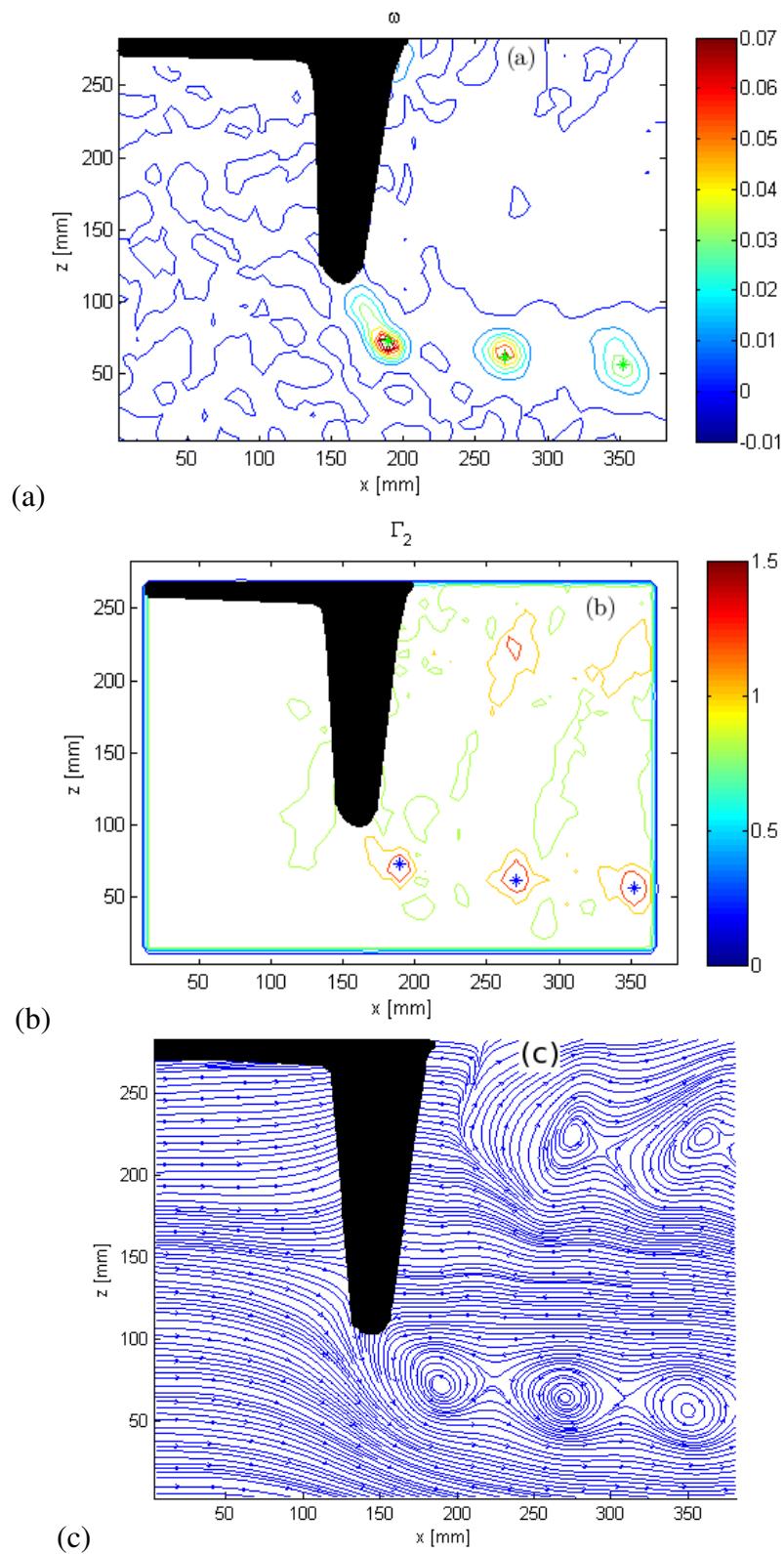


FIG. 6.22 – Comparaison des méthodes d’identification des tourbillons : (a) vorticité, (b) fonction  $\Gamma_2$ , (c) lignes de courant.

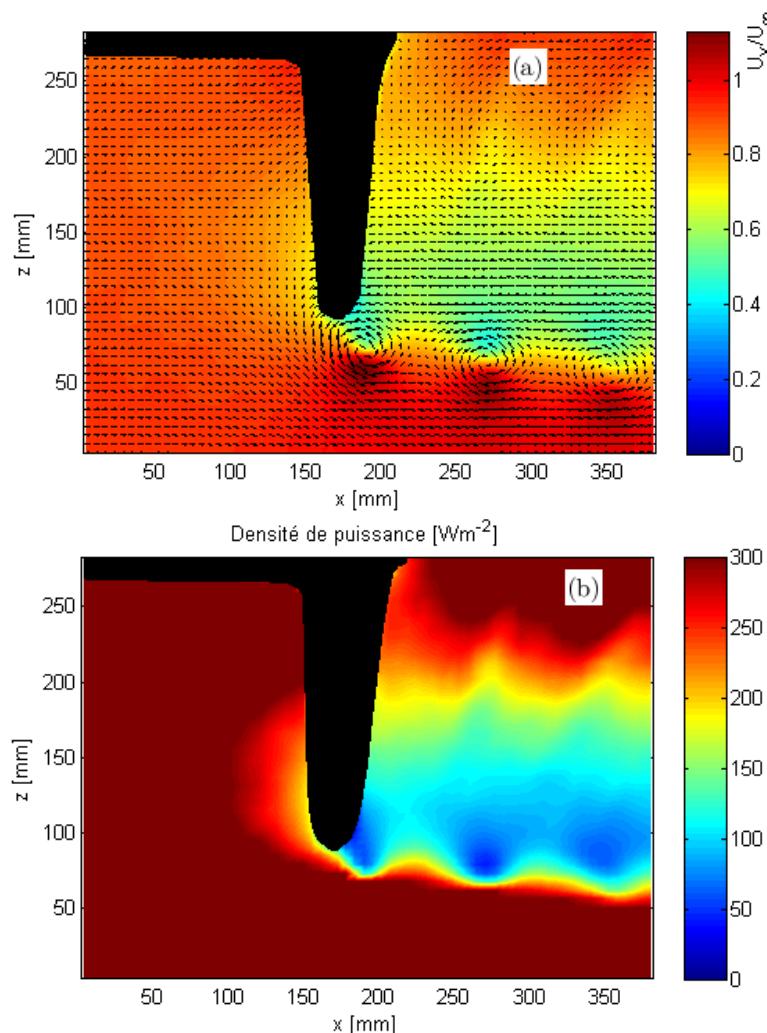


FIG. 6.23 – Champs moyens de vitesse (a) et de densité de puissance (b).

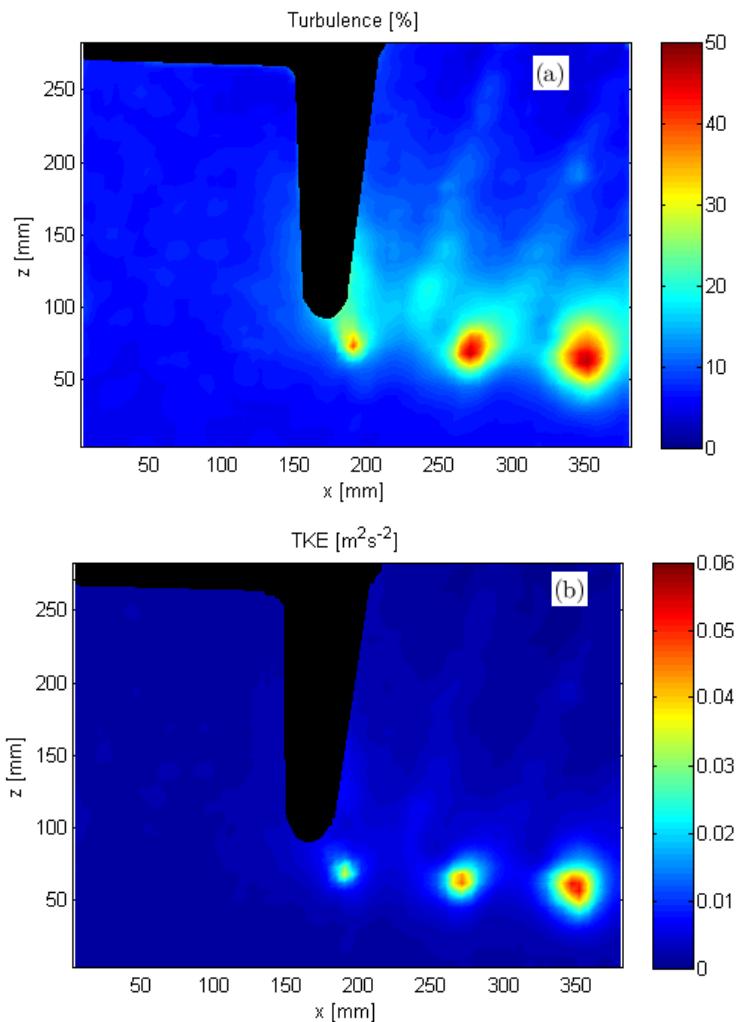


FIG. 6.24 – (a) Intensité de turbulence, (b) Energie cinétique turbulente.

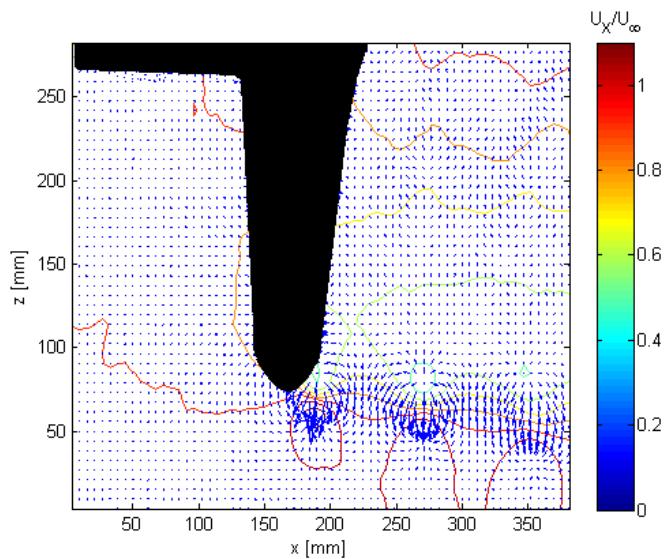


FIG. 6.25 – Gradient de champ de vitesse superposé aux contours de vitesse moyenne.

## 6.4 Conclusion

La caractérisation de l'influence du taux de turbulence ambiant sur le comportement d'une hydrolienne a été étudiée dans ce chapitre. Nous avons réalisé des mesures d'efficacité d'une hydrolienne et de son sillage pour les taux de turbulence de l'écoulement incident de 0, 5, 8 et 25 %. Elles indiquent des fluctuations élevées de chargement sur les pales pour l'écoulement ayant la plus grande intensité de turbulence ambiante (25 %), d'un facteur 3 comparé aux cas de faibles taux de turbulence amont. Des pertes de traînée et des réductions de puissance significatives sont également observées pour le taux de turbulence ambiante le plus élevé (25 %) avec des écarts atteignant jusqu'à 20% comparé aux cas de faibles taux de turbulence amont.

La caractérisation des effets de sillage a été effectuée pour trois intensités de turbulence ambiantes (5, 8 et 25 %) à l'aide des mesures LDV. On a observé, comme attendu, que le rétablissement de vitesse de l'écoulement était plus rapide pour l'écoulement ayant une plus grande intensité de turbulence ambiante. Le retour à une vitesse correspondant à 80 % de la vitesse incidente s'effectue trois fois plus rapidement pour un taux de turbulence de 25 % que pour un taux de turbulence de 8 %, alors que cette valeur n'est toujours pas retrouvée à une distance de 10D pour un taux de turbulence de 5 %. Les effets de sillage sont négligeables après seulement 5D dans le cas où  $TI_{\infty} = 25\%$ , alors qu'ils restent conséquents dans les deux autres cas. L'extension transverse du sillage est quant à elle d'autant plus large que le taux de turbulence de l'écoulement incident est élevé. L'augmentation du taux de turbulence conduit à la formation d'un sillage plus étroit dans la direction longitudinale. On a également observé que les effets d'intensité de turbulence dans le sillage sont plus persistants que ceux du déficit de vitesse. En effet, l'écoulement retrouve plus vite sa vitesse initiale que son intensité de turbulence amont.

Ces résultats montrent qu'il n'y a pas d'augmentation significative de l'intensité de turbulence dans le sillage proche au-dessus de sa valeur ambiante pour l'écoulement ayant un taux de turbulence ambiante de 25 % : l'intensité de turbulence dans le sillage proche augmente de 20 % pour le cas  $TI_{\infty} = 25\%$ , tandis que pour les cas de faibles taux de turbulence amont (5 et 8 %), elle augmente de plus de 80 %. En effet, l'intensité de turbulence ajoutée par le sillage est plus élevée pour les cas des faibles taux de turbulence (8 et 5 %) dans le sillage lointain (au-delà de 5D) jusqu'à un facteur 1.6 comparé au cas  $TI_{\infty} = 25\%$ .

On a également observé des changements rapides de la production d'énergie cinétique turbulente (TKE) et de la dissipation de TKE en particulier dans la région de sillage proche : le taux de dissipation décroît deux fois plus lentement pour l'écoulement ayant un taux de turbulence amont faible (5 % ou 8 %) que pour le cas  $TI_{\infty} = 25\%$ . Cette étude montre la nécessité de prendre en considération les particularités de l'écoulement en termes d'homogénéité et d'intensité de turbulence ambiante.

Les mesures PIV ont permis d'identifier des grosses structures tourbillonnaires lachées en bout de pale, mais également la mise en évidence des valeurs élevées de l'intensité de turbulence, de la TKE et de la dissipation de la TKE contenues dans ces structures tourbillonnaires comparées au reste du sillage. Un accord satisfaisant a été observé entre les mesures LDV et les mesures PIV. La nécessité de conduire des essais expérimentaux avec des équipements mieux adaptés est donc de grande importance. Le moyen de mesure idéal pour ce genre d'étude serait d'utiliser un système de mesure PIV 3D, afin de mettre en évidence les effets tridimensionnels des tourbillons de bout de pales dans le sillage de l'hydrolienne, même si ces mesures sont très délicates à mettre en œuvre dans le cadre d'une modélisation expérimentale telles que celles présentées dans ce travail de thèse. Toutes les données obtenues ici forment une base pour des comparaisons et validations des simulations numériques.

# Chapitre 7

## Confrontation des résultats expérimentaux avec les simulations numériques

Dans ce chapitre nous faisons une confrontation de nos résultats expérimentaux avec ceux obtenus avec nos simulations numériques. Ces confrontations sont basées sur les performances d'une turbine tripale à axe horizontal et sur les caractéristiques de son sillage. La maquette utilisée est la maquette portant les pales NACA63418, présentée dans le chapitre 2 dont nous rappelons les caractéristiques dans le tableau 7.1.

Les taux de turbulence pris en compte pour la comparaison des  $C_P$  et  $C_T$  numériques et expérimentaux sont de 0 % (pour les simulations numériques) et de 0 et 5 % (pour les expériences) et une vitesse du courant de 0.4 m/s. Le taux de turbulence de 5 % est obtenu dans la veine d'essais de Boulogne-sur-Mer et celui de 0 % est obtenu dans le canal de traction de Brest. Ce canal de traction n'étant pas équipé d'un système de mesures de l'écoulement, nous n'avons pas pu faire des mesures de sillage pour le taux de turbulence nul. Les comparaisons des sillages numériques et expérimentaux se feront pour les taux de turbulence nul (pour les simulations numériques) et 5 % (pour les expériences).

### 7.1 Configuration des cas testés

La configuration numérique de la turbine dans l'écoulement est présentée sur la figure 7.1. Les différents paramètres utilisés pour les simulations numériques sont présentés dans le tableau 7.2 et le tableau 7.3.

Afin de procéder à la comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux, une analyse de convergence du modèle numérique a été réalisée sur la turbine utilisée dans nos expériences afin de s'assurer de la validation de la discréétisation de l'écoulement et du maillage de la turbine. Ainsi, différents maillages surfaciques des pales ont été réalisés, mais également celui du moyeu. Ces caractéristiques géométriques sont décrites sur la figure 7.2, où nous donnons également les notations pour la discréétisation des pales (Cf. tableau 7.2). L'analyse de la convergence est réalisée en considérant le paramètre de régularisation  $\delta$ , qui est équivalent, à une constante notée  $dh$ , appelée distance interparticulaire. Comme nous l'avons évoqué au chapitre 3, le paramètre de régularisation a été déterminé à partir du noyau de Rosenhead-Moore par la relation :

$$\delta = 1.5 \times dh \quad (7.1)$$

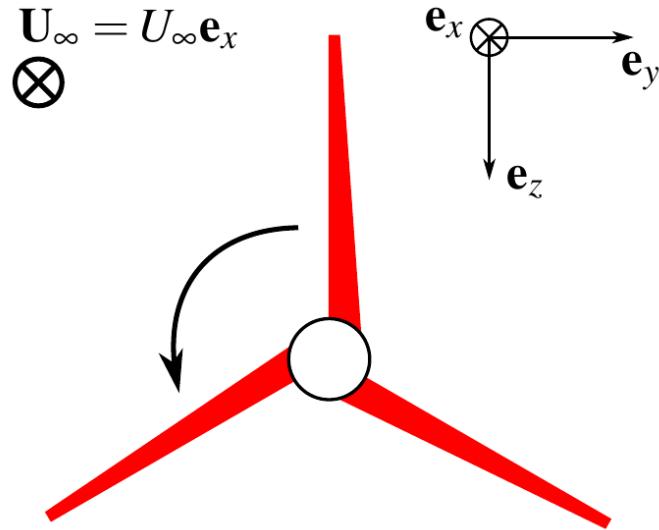


FIG. 7.1 – Configuration de la turbine

Description	Maquette NACA63418
Rayon du rotor ( $R$ )	350 mm
Rayon du moyeu	46 mm
Longueur de la nacelle	720 mm
Pitch	0°
TSR	[0-10]
Sens de rotation	anti-horaire
Reynolds ( $Re_\infty$ )	$\approx 280,000$

TAB. 7.1 – Description de la maquette utilisée.

$\delta$	$dh$ ( $\delta/1.5$ )	$N_{te}$	min $dt$ ( $TSR = 0$ )	max $dt$ ( $TSR = 10$ )
0.200	0.133	5	0.133	0.013
0.150	0.100	7	0.100	0.009
0.100	0.067	11	0.066	0.006
0.075	0.050	15	0.050	0.004
0.050	0.033	23	0.033	0.003

TAB. 7.2 – Différents paramètres des calculs

Pour une valeur donnée du paramètre de régularisation  $\delta$  (ou d'une manière équivalente, pour un  $dh$  donné), un  $l_{te}$  (longueur de la maille) égal à  $dh$  est choisi afin d'avoir une caractéristique de la taille de maille en bout de pale (Cf. figure 7.2). Ainsi, différentes discrétisations de la corde ont été déterminées, correspondant à différentes valeurs de  $l_c$  (largeur de la maille) suivant les indications données sur la figure 7.2. Trois discrétisations de la corde ont été utilisées, à savoir  $N_c = 5, 10$  et  $15$  ( $N_c$  étant le nombre de mailles sur la corde). Pour un  $\delta$  (ou un  $dh$  correspondant) donné, le pas de temps  $dt$  est déterminé par rapport à la vitesse de rotation  $\Omega$  (en  $rad/s$ ) de turbine, afin de conserver la condition suivante pour chaque particule :

$$dh \approx |\mathbf{U}| dt, \quad (7.2)$$

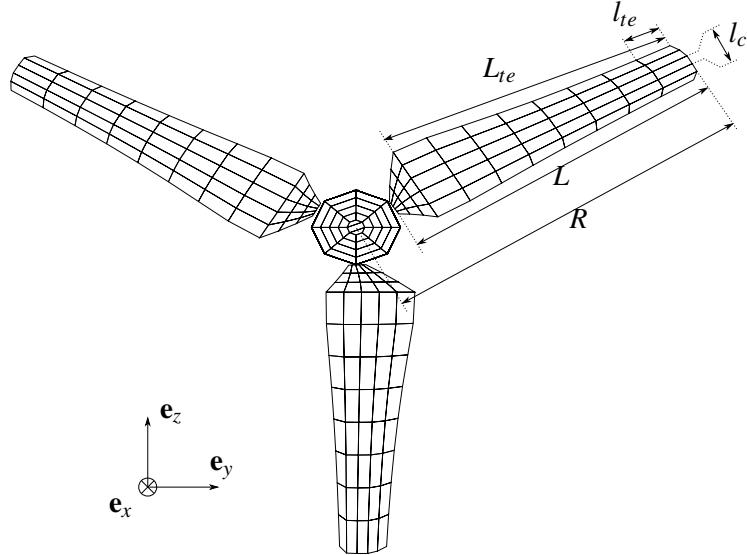


FIG. 7.2 – Description des paramètres permettant le maillage de la maquette NACA63418

Pour les particules émises en bout de pale, le pas de temps  $dt$  est déterminé avec la relation suivante :

$$dt \leq \frac{dh}{\sqrt{\Omega^2 R^2 + U_\infty^2}} = \frac{\delta}{1.5 U_\infty \sqrt{TSR^2 + 1}} \quad (7.3)$$

avec  $TSR$ , la vitesse de rotation en bout de pale divisée par la vitesse de l'écoulement incident ( $U_\infty$ ), équation que nous rappelons ci-après :

$$TSR = \frac{\Omega R}{U_\infty} \quad (7.4)$$

où  $\Omega$  est la vitesse de rotation du rotor en  $rad/s$ ,  $R$  (m) est le rayon du rotor. Pour chaque couple  $\delta/TSR$  donné,  $dt$  est déterminé suivant l'équation 7.3, et la valeur du pas de temps  $dt$  fixée initialement est conservée pendant le calcul (voir tableau 7.2).

Rappelons que dans les méthodes vortex, il n'y a pas de maillage eulerien du domaine fluide ; seul l'obstacle est maillé, donc seules les zones rotationnelles sont représentées par les particules tourbillonnaires ayant une position et une intensité bien déterminées.

La figure 7.3 présente un exemple du sillage tourbillonnaire tridimensionnel généré par le prototype utilisé pour nos expériences obtenu à l'aide du code de calcul 3D particulaire. Les particules sont colorées suivant leur intensité tourbillonnaire  $|\omega_i|$  et les pales de l'hydrolienne sont quant à elles, colorées suivant la distribution de pression sans dimensions à leur surface.

Les figures 7.4 et 7.5 présentent l'analyse de convergence des  $C_P$  et  $C_T$  pour les différents paramètres présentés sur le tableau 7.2. De la figure 7.4, nous pouvons observer que les calculs convergent vers une valeur cohérente que ce soit pour le  $C_P$  ou le  $C_T$  comparés aux résultats expérimentaux au point de fonctionnement  $TSR \approx 3$ . Les courbes noires représentent les valeurs des  $C_P$  et  $C_T$  à  $TSR = 3$  pour le taux de turbulence nul et celles en rouge pour le taux de turbulence de 5 %. Des valeurs moyennes (symboles) et d'écart type (barres d'erreur) sont présentées et nous pouvons conclure que les calculs convergent au premier ordre de  $\delta \lesssim 0.1$ . Les  $C_P$  et  $C_T$  convergent pour les valeurs de  $\delta$  les plus faibles, ce qui conduirait à une importante augmentation du nombre de particules et les calculs seraient exorbitants en termes de ressources CPU.

De ces graphes, on observe également que, pour de grandes valeurs de  $\delta$ , les erreurs d'évaluation

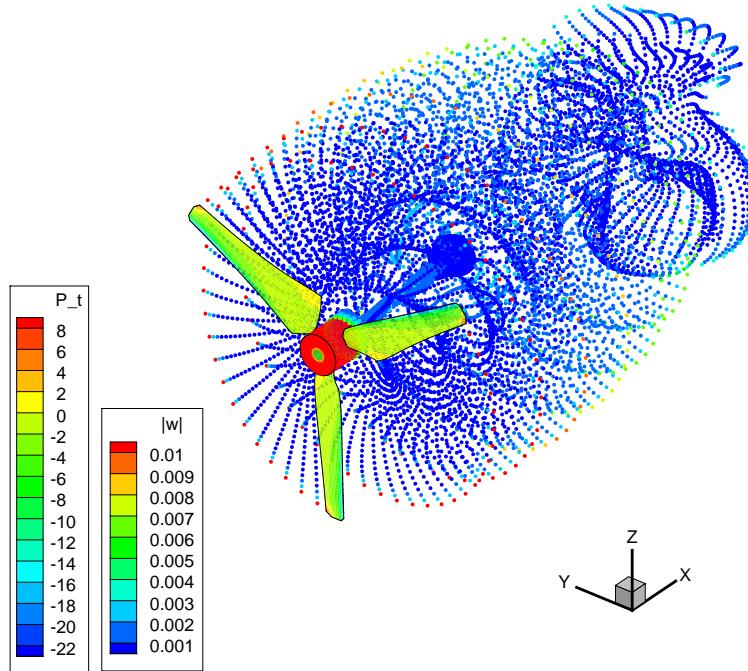


FIG. 7.3 – Sillage numérique de la maquette NACA63418 : les particules sont colorées par l'intensité tourbillonnaire  $|\omega_i|$ , les pales de la turbine sont colorées par la distribution de pression sans dimension à travers la surface des pales.

des  $C_P$  et  $C_T$  peuvent être très importantes. La convergence du  $C_T$  est obtenue à partir des  $\delta$  plus grandes (c.à-d.  $\delta \lesssim 0.1$ ) tandis que pour les mêmes valeurs le  $C_P$  ne converge pas encore (c.à-d.  $\delta \lesssim 0.075$ ). Enfin, ces graphes montrent que, au premier ordre, la discréétisation de la corde semble ne pas avoir une influence significative sur les résultats.

Concernant les deux taux de turbulence expérimentaux utilisés, on observe qu'à  $TSR \approx 3$  les  $C_P$  et  $C_T$  convergent quasiment vers les mêmes valeurs.

De la figure 3.11, où une seule discréétisation de la corde  $N_c = 5$  est présentée, on observe que la convergence des  $C_P$  et  $C_T$  est obtenue à chaque  $TSR$  pour  $\delta \lesssim 0.1$ .

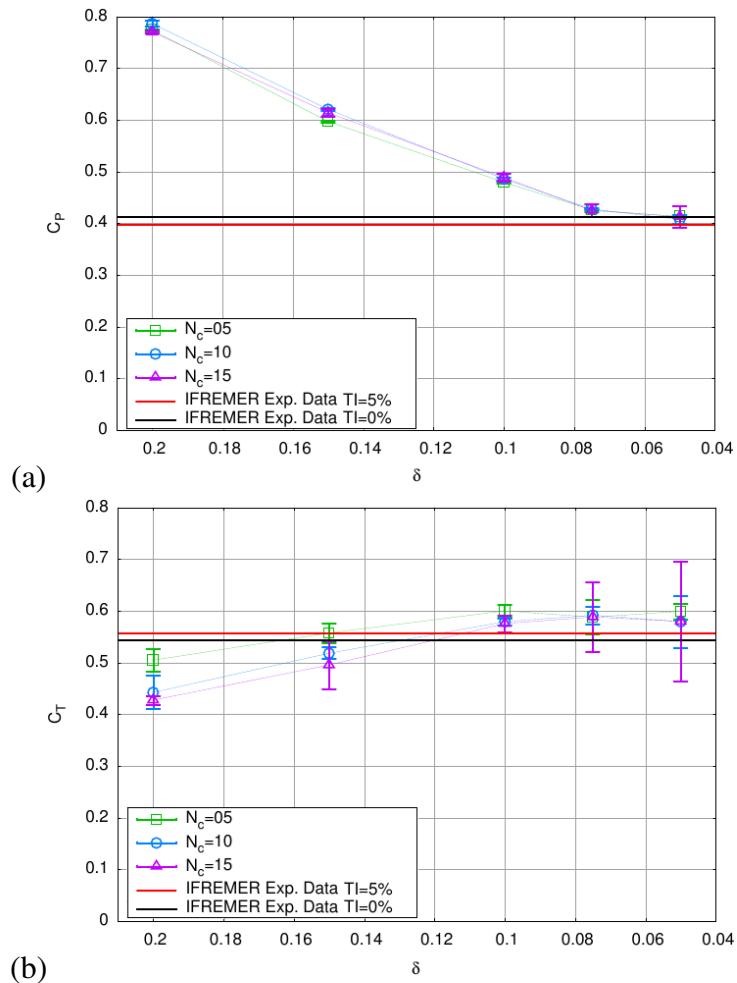


FIG. 7.4 – Analyse de la convergence des  $C_P$  (a) et  $C_T$  (b) en fonction de  $\delta$ , pour différentes discrétisations de la corde  $N_c$  à  $TSR \approx 3$  (voir tableau 7.2). Les valeurs moyennes sont représentées par des symboles, et les écarts types par les barres d'erreur.

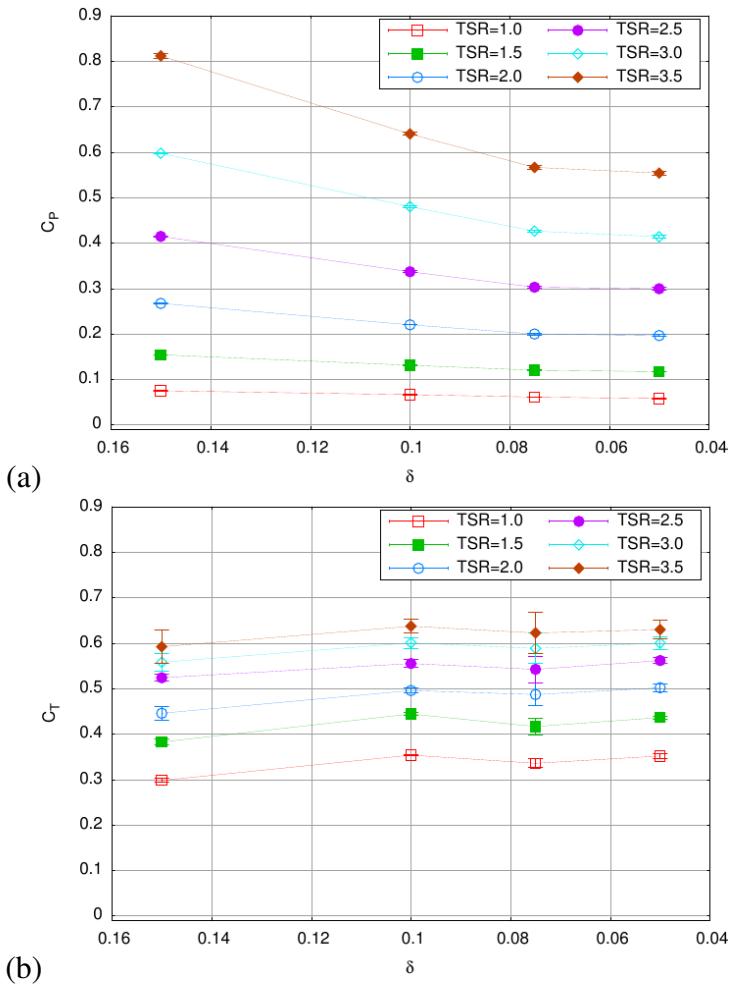


FIG. 7.5 – Analyse de la convergence des  $C_P$  (a) et  $C_T$  (b) en fonction de  $\delta$  pour différentes valeurs du TSR, la discréétisation de la corde étant fixée à  $N_c = 5$ . Les valeurs moyennes sont représentées par des symboles, et les écart types par les barres d'erreur.

## 7.2 Comparaison des coefficients de traînée et de puissance

Deux types de calculs ont principalement été réalisés : d'une part, l'évaluation des efforts et moments associés ; d'autre part, le calcul du sillage généré. L'évaluation des efforts et moments ont nécessité un temps de calcul plus court pour obtenir des valeurs stables, seulement un temps  $\Delta t = 3s$ , tandis que l'évaluation du sillage sur plusieurs diamètres derrière l'hydrolienne (10 diamètres en aval) a nécessité un temps de calculs plus long  $\Delta t = 30s$  avec plusieurs millions de particules consommant plus de temps CPU.

Les comparaisons des résultats numériques avec les résultats expérimentaux en terme de coefficients de traînée ( $C_T$ ) et de puissance ( $C_P$ ) sont faites avec les paramètres présentés sur le tableau 7.2. L'intensité de turbulence amont est de 0 et 5 % pour les expériences, pour les simulations numériques elle a été considérée comme nulle, compte tenu de l'implémentation actuelle du code de calcul ne permettant pas d'avoir des moyennes statistiquement correctes quand le taux de turbulence amont est pris en compte.

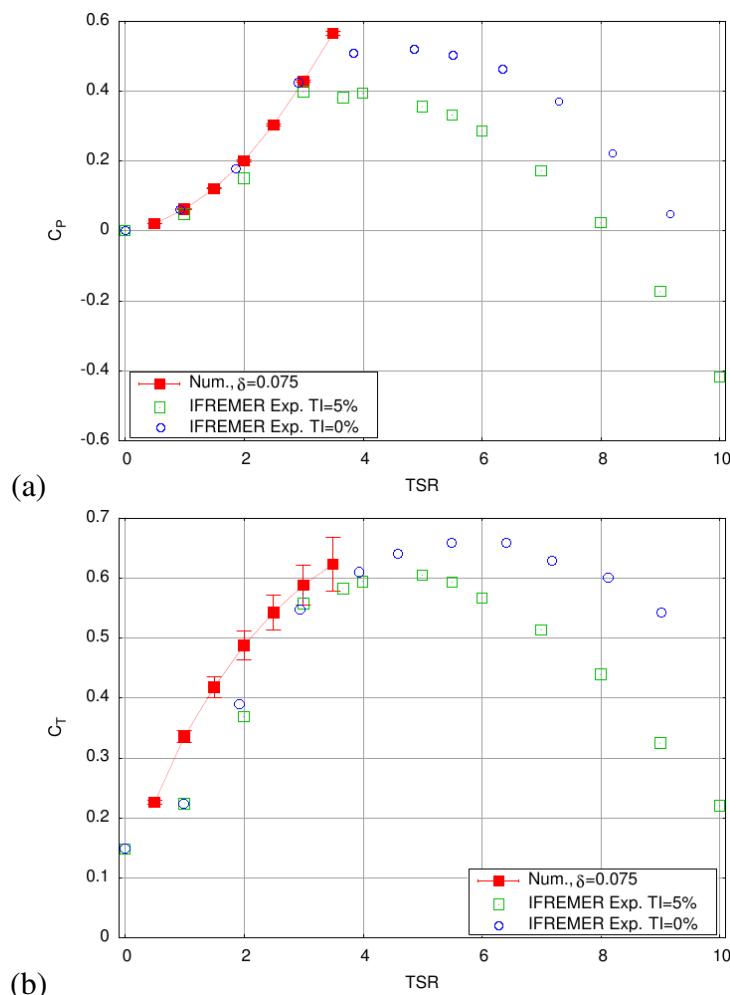


FIG. 7.6 – Comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux : (a) coefficients de puissance ( $C_P$ ) et (b) coefficients de traînée ( $C_T$ ). Les valeurs moyennes sont représentées par des trait continu et les barres d'erreur représentent l'écart type.

La figure 7.6 présente les  $C_P$  (graphique (a)) et  $C_T$  (graphique (b)) issus des résultats numériques et

expérimentaux. Les  $C_P$  et  $C_T$  numériques sont déterminés pour une discréétisation de l'écoulement  $\delta = 0.075$ , discréétisation pour laquelle les résultats convergent. La comparaison des  $C_P$  numériques avec les  $C_P$  expérimentaux (figure 7.6a) montre un accord satisfaisant sur la gamme des TSR validés ( $TSR \lesssim 3.5$ ), représentant la région ascendante de la courbe de  $C_P(TSR)$ . En ce qui concerne les  $C_T$ , figure 7.6b, les résultats numériques sont également en accord satisfaisant avec les expériences. Par ailleurs, nous pouvons observer que les efforts de traînée ( $F_x$ ) de la turbine oscille autour de sa moyenne avec une grande amplitude comparé au moment en x ( $M_x$ ). L'écart type (barres d'erreur sur la figure 7.6b) montre comme observé dans le cas des résultats expérimentaux (Cf. chapitre 6) que les fluctuations d'efforts de traînée augmentent avec le TSR. Par conséquent, la turbine pourrait être soumis à plus de contraintes mécaniques en terme de fatigue.

Nous pouvons également observer que le comportement de la machine (en terme de  $C_P$  et  $C_T$ ) est quasiment le même pour les deux taux de turbulence expérimentaux utilisés pour  $0 < TSR \lesssim 4$ . Un écart significatif est observé entre les  $C_P$  et  $C_T$  des deux taux de turbulence (0 % et 5 %) à partir du  $TSR = 4$  : jusqu'à 50 % pour  $TI_\infty = 0\%$ .

## 7.3 Caractérisation du sillage

La caractérisation complète du sillage généré par une hydrolienne nécessite un temps physique de calcul plus long (*i.e.*  $\Delta t_{tot} = 30\text{ s}$ ) comparé au temps physique nécessaire pour l'évaluation de ces performances afin d'avoir un sillage bien développé derrière l'hydrolienne. La moyenne des vitesses est réalisée au-delà du temps  $\Delta t_m = 4\text{ s}$ . La figure 7.7 présente le coût en temps CPU des différentes discréétisations utilisées (voir le tableau 7.2 et le tableau 7.3 pour plus de détails).

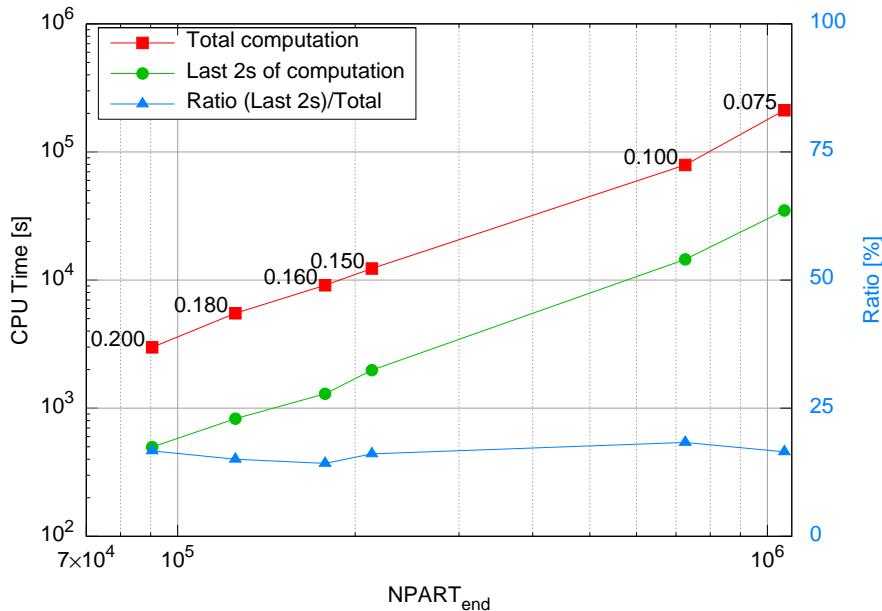


FIG. 7.7 – Comparaison du coût en temps CPU des différentes discréétisations considérées (voir Tableaux 7.2 et 7.3).

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 3, le maillage des pales et la discréétisation de l'écoulement ont une importance capitale dans la génération du sillage d'une turbine. Quelques remarques générales et commentaires peuvent être tirés des données présentées sur la figure 7.7. Tout d'abord, une discréétisation fine conduit à un nombre croissant de particules. Et, par conséquent, plus la discréétisation est fine, plus le temps de cacul CPU est important. En fait, la discréétisation  $\delta = 0.2$

$\delta$	$dh$	$N_{te}$	$l_{te}$	$N_{hub}$	$l_{hub}$	$dt$ ( $TSR = 3.67$ )
0.200	0.133	5	0.156	6	0.128	0.035
0.180	0.120	6	0.130	7	0.110	0.031
0.160	0.106	7	0.111	8	0.096	0.028
0.150	0.100	7	0.111	8	0.096	0.026

TAB. 7.3 – Paramètres utilisés pour le maillage de la turbine pour le calcul du sillage.

emploie seulement approximativement 90 000 particules avec moins de 3000 s de temps CPU, tandis qu'une discréétisation fine ( $\delta = 0.075$ ) implique plus d'un million de particules avec approximativement 300 000 s de temps CPU. Le problème est qu'avec les deux dernières discréétisations ( $\delta = 0.1$  et  $\delta = 0.075$ ), de plus en plus de petites échelles apparaissent dans un écoulement instable, ce qui augmente son instabilité. En faisant la moyenne au-delà de  $\Delta t_m = 4s$ , il devient impossible d'obtenir une valeur moyenne statistiquement correcte des composantes de vitesse. Un pas de temps plus long  $\Delta t_m$  pourrait être utilisé pour la moyenne, ainsi qu'un plus long  $\Delta t_{tot}$ . Cependant, le temps de calculs CPU est déjà très long, les calculs sur un plus long  $\Delta t_{tot}$  ne sont pas encore accessibles, tout en sachant que les dernières secondes du temps physique de calcul nécessitent plus de temps CPU. En effet, quelque soit la discréétisation considérée, le calcul du dernier temps physique  $\Delta t = 2s$  consomme approximativement 20 % du temps CPU total. Pour ces raisons, l'analyse de calcul du sillage a été réalisée sur un nouvel ensemble de discréétisations comme décrit dans le tableau 7.3, inspiré du tableau 7.2. Les nouvelles discréétisations ont été obtenues afin de fractionner l'intervalle entre  $\delta = 0.2$  and  $\delta = 0.15$ .

### 7.3.1 Cartes de vitesse axiale

La figure 7.8 présente les cartes de vitesse axiale moyenne normalisée ( $U_x/U_\infty$ ) des simulations numériques correspondant aux différentes discréétisations (graphes a et b) avec pour comparaison les résultats expérimentaux (graphe d). Ces résultats montrent que la forme générale du sillage correspond au sillage obtenu expérimentalement, bien que la simulation a été réalisée sans prendre en compte l'intensité de turbulence amont. Ceci peut s'expliquer au fait que les  $C_T$  numériques et expérimentaux coïncident quasiment pour le point de fonctionnement  $TSR \approx 3.67$  (TSR utilisé pour le calcul du sillage). Cependant, une observation plus approfondie des résultats mènerait à trois remarques principales : la première réside dans la différence entre les résultats expérimentaux et numériques, sur l'expansion latérale du sillage fondamentalement définie ici comme  $U_x/U_\infty = 1$ . En fait, l'expansion latérale du sillage expérimental est approximativement 1.5D à  $x/D = 10$  (c.-à-d. entre  $y/D = -0.75$  et  $y/D = +0.75$ ). Au même endroit dans le sillage ( $x/D = 10$ ), pour les cas  $\delta = 0.2$ ,  $\delta = 0.16$  et  $\delta = 0.15$ , cette expansion latérale est approximativement 1D. Ces observations indiquent clairement que le modèle de turbulence nécessite d'être amélioré. En fait, comme présenté dans la section 3.1.3, équation (3.29), la viscosité turbulente  $v_{turb}$  est homogène, tandis que le sillage est caractérisé par sa direction aligné avec la direction de l'écoulement incident. Ce problème de modèle de turbulence sera également évoqué dans la Conclusion. En second lieu, nous remarquons que les sillages numériques ont une forme onduleuse, on l'observe clairement sur la figure 7.8c entre  $x/D = 5$  et  $x/D = 9$ . Cette aspect n'est pas observé sur la carte de vitesses des résultats expérimentaux (figure 7.8d). Cette différence peut être attribuée à la propriété instable des résultats numériques : même après une moyenne au-dessus de  $\Delta t_m = 4s$ , la vitesse moyenne semble ne pas être complètement statistiquement correcte. En fait, le calcul de l'écoulement devient de plus en plus turbulent et instable quand la discréétisation est moins fine. Ainsi, plus la discréétisation de l'écoulement est fine, plus l'influence du modèle turbulent serait importante (cf.

section 3.1.3). L'instabilité de l'écoulement étant plus importante, la moyenne devrait être réalisée sur un temps physique plus long que  $\Delta t_m = 4\text{ s}$ , c'est-à-dire, le calcul complet doit être réalisé sur un temps plus long que  $\Delta t_{tot} = 30\text{ s}$ , qui n'est pas accessible avec l'implémentation actuelle du code de calcul. Enfin la troisième remarque porte sur la différence observée dans le sillage proche ( $x/D = 0.4$ ) sur le déficit maximum de vitesse. Notons que le sillage expérimental est généré par les pales, le moyeu (avec la nacelle) et le mât, tandis que le sillage numérique est généré que par les pales et le moyeu. L'assymétrie observée dans le sillage proche expérimental (figure 7.8d) peut être clairement attribuée à l'interaction du sillage dû à la rotation des pales avec le sillage dû à la présence du mât, tandis que dans les simulations numériques, seuls le moyeu et les pales sont pris en compte ; ce qui peut être l'une des explications.

Nous pouvons voir que la vitesse axiale minimum (inversement proportionnelle au déficit de vitesse axiale maximum) est approximativement  $U_x/U_\infty \approx 0.3$  pour les calculs numériques (figure 7.8c), tandis que pour les expériences, elle est de  $U_x/U_\infty \approx 0.5$  (figure 7.8d). Cet écart est plutôt difficile à expliquer parce que l'écoulement est très complexe dans cette région.

La figure 7.9 présente les profils de vitesse axiale numériques pour deux diamètres dans le sillage proche ( $x/D = 1.2$  et  $x/D = 3$ ) pour différentes discrétisations de l'écoulement (voir tableau 7.2). Sur les profils de vitesse numériques présentés, figure 7.9a, nous pouvons encore distinguer le sillage dû à la présence du moyeu et celui dû à la rotation des pales, tandis que le sillage expérimental est déjà bien mélangé. À 1D derrière les pales, le mélange turbulent n'est déjà pas bien reproduit numériquement. À 3D en aval (figure 7.9b), le déficit maximum de vitesse numérique converge autour d'une valeur approximative de  $U_x/U_\infty \approx 0.2$  pour un déficit de vitesse de  $U_x/U_\infty \approx 0.5$  pour les expériences. Ceci ne vient pas d'un défaut de conservation de la masse, mais plutôt du manque de mélange renforcé même avec l'utilisation d'une discrétisation plus fine de l'écoulement ( $\delta = 0.1$  et  $\delta = 0.075$ ) : les simulations numériques ne permettent pas de récupérer correctement la forme en cloche du déficit de vitesse. Comme déjà mentionné, les défauts de notre modèle de turbulence mis en évidence. Le sillage de la turbine n'est pas présenté pour les deux discrétisations les plus fines  $\delta = 0.1$  et  $\delta = 0.075$  compte tenu du temps de calcul CPU qu'elles nécessitent.

### 7.3.2 Profils de vitesse axiale

Les cartes de vitesse présentées sur la figure 7.8 permettent de distinguer les régions particulières sur lesquelles nous analysons les caractéristiques des profils de vitesse axiale. La figure 7.10 présente ces profils de vitesse déterminés entre  $x/D = 1.2$  et  $8$ . Le premier profil est pris à  $x/D = 1.2$  compte tenu de la présence de la nacelle à  $x/D = 1$  (voir tableau 7.1 donnant la description du moyeu). Plusieurs observations résultant des profils de vitesse axiale numériques viennent éclairer les remarques faites sur les cartes de vitesse numériques présentées précédemment. Tout d'abord, nous pouvons observer sur la figure 7.10a que les profils de vitesse numériques montrent des valeurs minimum de vitesse à  $y/D = 0$  ; ceci peut être attribué à la présence du sillage généré par le moyeu, qui n'est pas encore mélangé avec le sillage dû à la rotation des pales ; le profil de vitesse expérimental correspondant est plus ou moins plat avec  $U_x/U_\infty \approx 0.5$  entre  $y/D = -0.45$  et  $y/D = +0.45$ . Sur les figures 7.10c et 7.10d, nous observons que le mélange des deux sillages (pales et moyeu) est maintenant réalisé pour les profils de vitesse numériques au moins pour les discrétisations  $\delta = 0.16$  et  $\delta = 0.15$ .

La discrétisation la plus fine utilisée,  $\delta = 0.15$ , est la seule dont les profils de vitesse sont proches des profils expérimentaux, et c'est la seule discrétisation qui reproduit correctement le profil de vitesse en forme de cloche pour  $x/D \geq 4$  (figures 7.10d à 7.10h). Ce manque de mélange met clai-

rement en défaut le modèle de turbulence utilisé. Une discréétisation plus fine et l'implémentation d'un modèle de turbulence adéquat permettraient d'améliorer ces résultats.

En ce qui concerne le sillage lointain ( $x/D \geq 4$ ), figures 7.10d à 7.10h, les profils de vitesse numériques sont très proches des profils expérimentaux pour toutes les discréétisations considérées ici. Les profils de vitesse numériques sont proches les uns par rapport aux autres, mais tous présentant un déficit de vitesse inférieur au déficit mesuré expérimentalement. La conservation de la masse n'est pas en défaut ici, et le déficit moyen de vitesse (représenté par les barres verticales sur la figure 7.10) pourrait être un bon indicateur. En fait, dans le sillage proche ( $x/D \leq 3$ ), figures 7.10a à 7.10c, le déficit moyen de vitesse numérique est plus proche de celui obtenu expérimentalement quand la discréétisation est moins fine.

## Déficit de vitesse

Les résultats présentés ci-dessus permettent également de déterminer la valeur moyenne de la vitesse axiale  $\bar{u}(x)$  intégrée sur le rayon du disque  $R^* = R + \delta r$  :

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{R^{*2}} \int_{-R^*}^{R^*} |y| u(x, y) dy. \quad (7.5)$$

Ici nous prenons  $\delta r = 0.05 \text{ m} \simeq 0.14 R$ , permettant d'agrandir l'intervalle d'intégration par rapport aux points plus près à l'extérieur du disque balayé par le rotor.  $R^*$  représente le rayon d'influence de la rotation du rotor qui est plus large que son rayon. Cette vitesse axiale moyenne est très importante dans le cas des hydroliennes positionnée dans un champ. En fait, cette intégration permet également de déterminer approximativement la puissance ( $\approx \rho \pi R^2 \bar{u}(x)^3$ ) encore disponible dans le sillage d'une hydrolienne tout en sachant que les profils de vitesse sont très turbulents et non homogènes, comme nous l'avons évoqué aux chapitres 4 et 6.

Sachant que la vitesse axiale moyenne dans la zone d'influence du rotor a été définie, nous pouvons maintenant évaluer la réduction du déficit de vitesse axiale suivant la distance en aval de la turbine. Le déficit moyen de vitesse axiale exprimé en pourcentage est défini comme :

$$u_{deficit} = 100(1 - \bar{u}(x)). \quad (7.6)$$

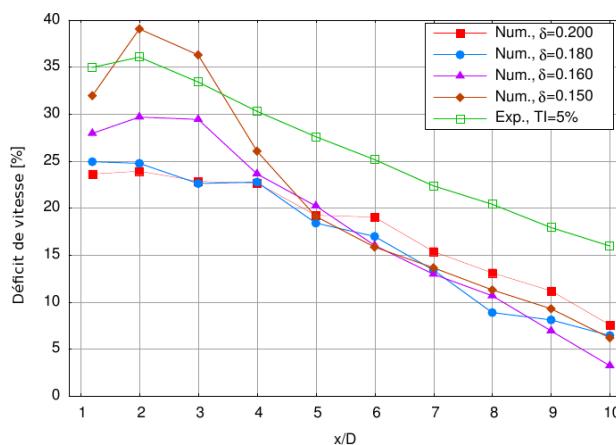


FIG. 7.11 – Déficit moyen de vitesse axiale  $u_{deficit}$  (%) déterminé suivant l'équation 7.6 pour différentes discréétisations numériques (voir tableau 7.3) comparés aux résultats expérimentaux.

La figure 7.11 compare le déficit moyen de vitesse axiale  $u_{deficit}$  (%) des différentes discrétilisations numériques avec celui des mesures expérimentales. Une fois de plus nous distinguons les deux régions du sillage généré par la turbine, qu'il soit numérique ou expérimental : le sillage proche ( $x/D \leq 3$ ) et le sillage lointain ( $x/D \geq 4$ ). Le sillage proche est caractérisé par un déficit de vitesse approximativement constant, et le sillage lointain par une réduction décroissante (quasi linéaire) du déficit de vitesse jusqu'à ce que l'écoulement retrouve sa vitesse initiale.

La différence principale entre les déficits de vitesse numériques et expérimentaux réside ici dans le fait que la transition entre le sillage proche et le sillage lointain ne se produit pas au même endroit. En fait, il se produit très près de la turbine approximativement à  $x/D \approx 2$  pour les expériences et à approximativement de  $x/D \approx 3 \sim 4$  pour les résultats numériques suivant la discrétilisation  $\delta$ . Une fois de plus, ce comportement est principalement dû à un manque de *mélange* comme évoqué dans la section 7.3.2.

Pour le sillage proche numérique, on peut observer que plus la discrétilisation est fine, plus le déficit de vitesse est élevé, et plus les résultats numériques se rapprochent des résultats expérimentaux. On observe une forte augmentation du déficit de vitesse entre  $x/D = 1.2$  et 2 pour le cas  $\delta = 0.15$ , mais également présente pour le sillage expérimental. En fait, le déficit moyen de vitesse est calculé seulement pour le rayon  $R^*$  du disque. Pour le sillage lointain numérique ( $x/D \gtrsim 3 \sim 4$ ), toutes les courbes des déficits de vitesse numériques sont quasiment superposées, mais pas avec la courbe expérimentale. Deux principales observations peuvent être faites : le déficit de vitesse numérique est toujours inférieur à celui obtenu expérimentalement (excepté pour le cas  $\delta = 0.15$ , mais il diminue très vite entre  $x/D = 3$  et 4) et la pente de la décroissance est plus importante dans les courbes des déficits de vitesse numériques que dans les expériences. Une pente plus élevée peut être clairement attribuée à une dissipation plus élevée que prévue dans le schéma numérique. Ceci peut être une fois de plus attribué au modèle de turbulence, mais pas seulement. Un ordre plus élevé du schéma d'intégration que celui utilisé actuellement (Runge Kutta du 2<sup>nd</sup> ordre) et/ou un ordre plus élevé de la fonction d'interpolation pour le noyau de régularisation (équation (3.34) du chapitre 3) permettraient d'améliorer la quantité des résultats numériques.

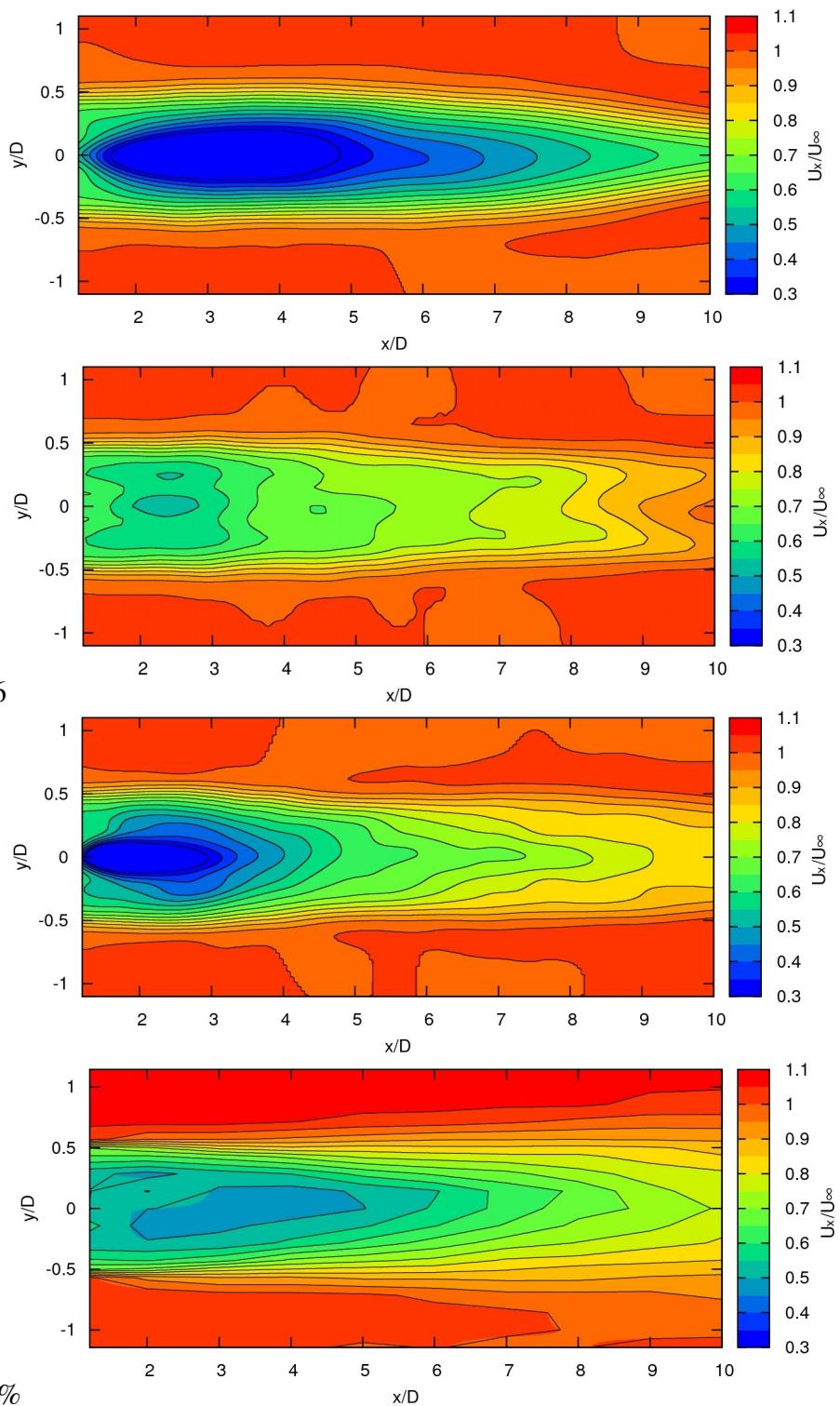


FIG. 7.8 – Comparaisons des cartes de vitesse axiale numériques (graphes a, b, et c pour différentes discréétisation de l'écoulement) et expérimentale (graphe d,  $TI = 5\%$ ) pour  $U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$  et  $\text{TSR} \approx 3.67$ .

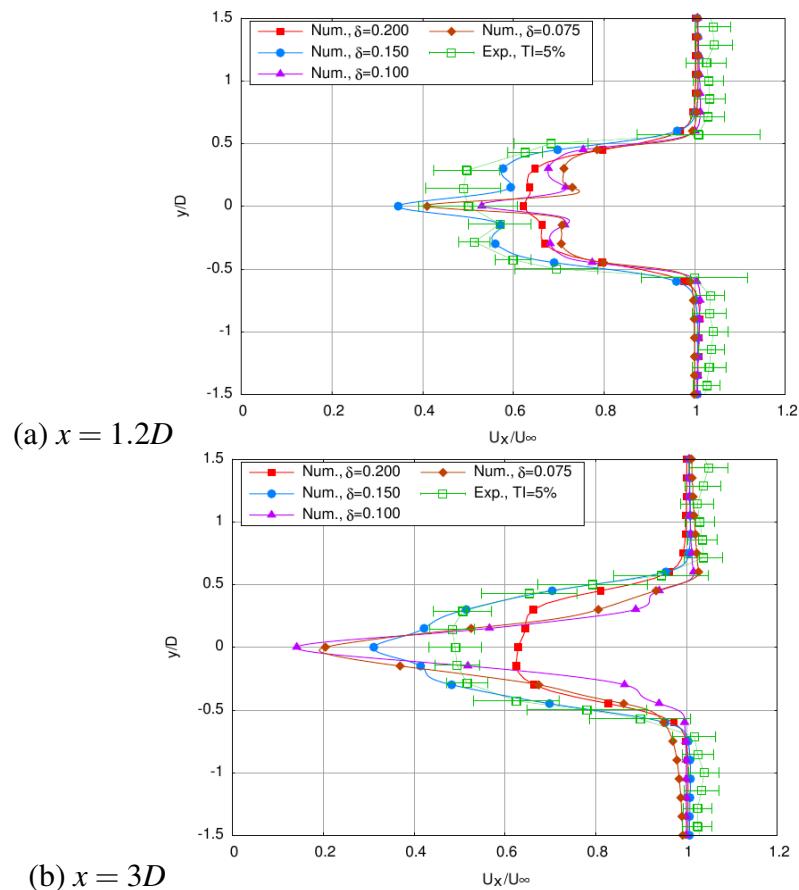


FIG. 7.9 – Profils de vitesse axiale à différents diamètres dans le sillage proche pour différentes valeurs de  $\delta$  (voir tableau 7.2).

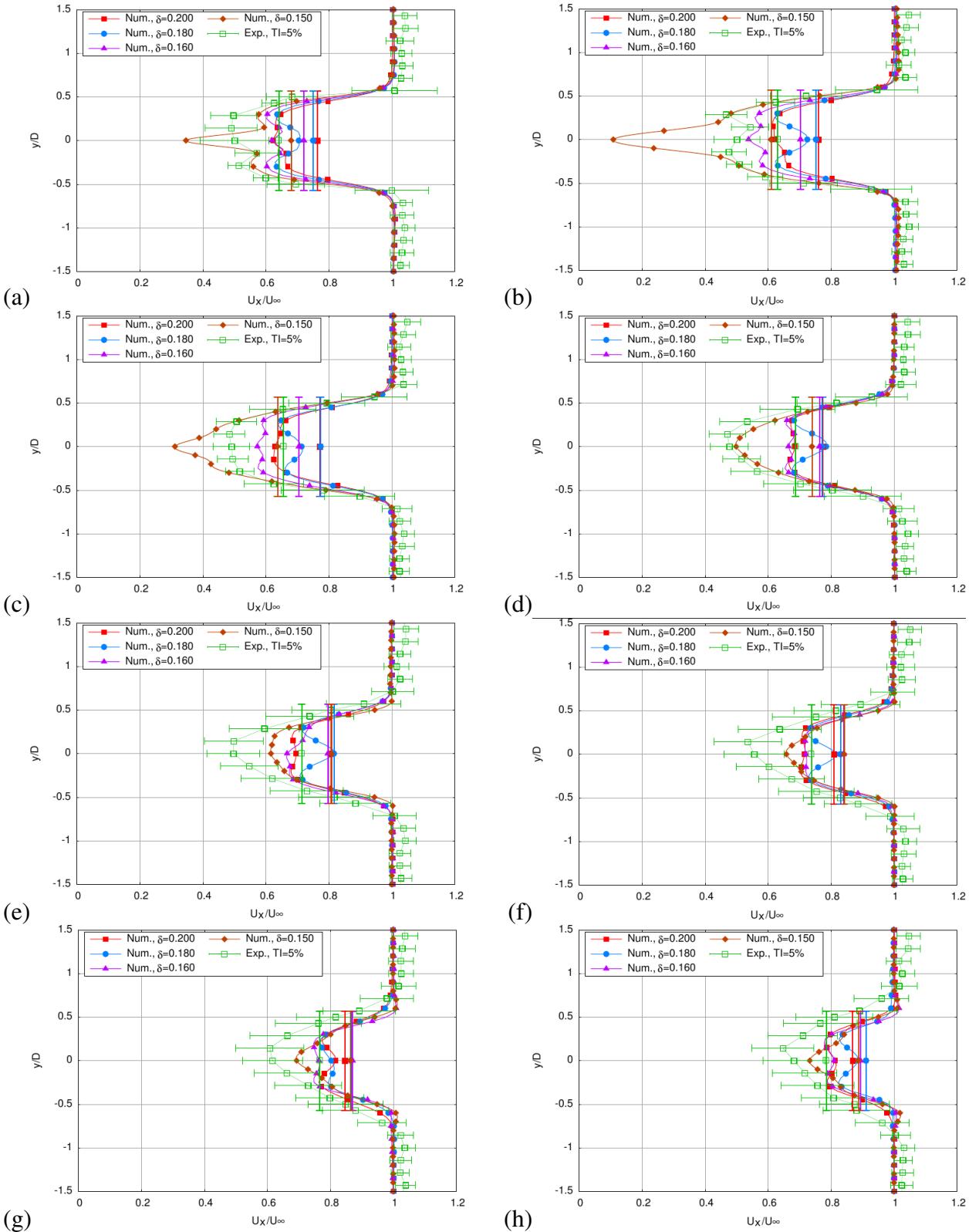


FIG. 7.10 – Profils de vitesse axiale à différents diamètres derrière la turbine pour différentes discrétisation de l’écoulement (voir tableau 7.3) comparés aux profils de vitesse expérimentaux : (a)  $x = 1.2D$ , (b)  $x = 2D$ , (c)  $x = 3D$ , (d)  $x = 4D$ , (e)  $x = 5D$ , (f)  $x = 6D$ , (g)  $x = 7D$  et (h)  $x = 8D$ . Les bars latérales représentent l’écart type de vitesse axiale par rapport à la moyenne de vitesse axiale expérimentale. Les bars verticaux représentent le déficit moyen de vitesse axiale calculé sur le diamètre d’influence du rotor.

## 7.4 Conclusion

Nous avons réalisé des simulations numériques d'une turbine tripale à axe horizontal, ces résultats ont été confrontés aux résultats expérimentaux en terme de coefficients de puissance ( $C_P$ ) et de traînée ( $C_T$ ), mais également en terme des caractéristiques du sillage généré. Pour ce qui concerne les prévisions de  $C_P$  et de  $C_T$ , seulement la phase croissante des courbes de  $C_P/C_T$  peut être modélisée à l'heure actuelle. En fait, pour les grands  $TSR$ , le décollement de l'écoulement ne peut pas être traité avec l'implémentation actuelle du code, ce qui est l'un des inconvénients des méthodes vortex, comme évoqué au chapitre 3. Ceci va être l'un des principaux développements pour la poursuite des travaux numériques. Cependant, dans la gamme de validité des  $TSR$  de la méthode de calcul, une étude de convergence a été réalisée. Cette étude a montré que l'outil numérique donne des résultats précis quand on les compare avec les résultats expérimentaux. D'ailleurs, l'implémentation actuelle du code numérique est correcte, car elle donne des résultats précis pour la turbine testée ici, mais également pour la turbine testée au chapitre 3, issue des travaux de Bahaj et al [9].

Les résultats numériques présentés dans ce chapitre sont en accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux, même s'ils nécessitent d'être améliorés, notamment pour reproduire correctement l'évolution du sillage et pour modéliser l'efficacité de la turbine pour les grands  $TSR$  ( $TSR > 4$ ). Il apparaît que des détails de forme de pale ou de nacelle, ou des conditions plus réalistes de l'écoulement (utilisation d'un meilleur modèle de turbulence, une meilleure discrétisation de l'écoulement...) peuvent conduire à des variations très importantes de la forme du sillage, des performances et des efforts de traînée de la turbine.

# Chapitre 8

## Effets combinés houle/courant sur le comportement d'une hydrolienne

Les hydroliennes étant des systèmes devant être déployés dans des fonds relativement faibles (20 à 60 m), elles seront, compte tenu de leur taille (5 à 20 m de diamètre du rotor), proche de la surface libre. L'effet des vagues sur le comportement des machines sera une considération importante à prendre en compte en déterminant les effets d'interaction houle-courant-hydrolienne.

Il existe un grand nombre d'études faites sur l'influence du chargement des vagues sur les structures offshores [164, 105], mais il y en a peu en ce qui concerne les dispositifs de récupération des énergies des courants marins.

L'objectif de cette étude est d'évaluer les limites imposées par l'interaction vague-courant sur les performances d'un rotor d'hydrolienne et sur sa tenue mécanique, les effets de la houle pouvant provoquer des variations significatives sur le chargement des pales, d'où les problèmes associés de fatigue et de vibration. Les résultats obtenus serviront à l'amélioration de la conception des rotors, mais également à l'optimisation de leur positionnement dans la colonne d'eau.

Afin d'étudier les effets d'interaction combinés houle/courant/structure, les fonctionnalités du bassin d'essais de Boulogne-sur-Mer ont été étendues par la mise en place d'un générateur de houle. Cet équipement permet de produire des houles régulières et irrégulières avec une amplitude de 30 cm crête à creux et des périodes allant de 0 à 2 s (les vagues peuvent être générées dans le sens du courant ou dans la direction opposée). Dans le cadre de ce travail de thèse, la houle est générée sans courant, dans le sens du courant et dans la direction opposée pour différents couples amplitude/période (les conditions utilisées sont synthétisées, tableau 8.1). La houle est mesurée grâce aux deux sondes résistives A et B placées en tandem : la sonde A placée au niveau des pales et la sonde B en amont à 21,70 mm de A. Nous pouvons voir sur la figure 8.1 un exemple sur la hauteur des vagues mesuré pour certaines houles régulières testées. Le taux de turbulence de l'écoulement incident peut atteindre jusqu'à 10% (Cf. chapitre 2, section 2.2).

La maquette d'hydrolienne utilisant les pales de type NACA63418 est quant à elle, placée face au courant à mi-profondeur du bassin et fonctionne à des vitesses de rotation réduites (TSR) constantes allant de 0 à 10.

Les efforts et moments présentés ici sont globaux, sans soustraction de la structure.

Courant [m/s]	Houle avec courant [Hz ; mm]	Houle contre courant [Hz ; mm]
0.0	0.50 ; 50	- ; -
	0.50 ; 75	- ; -
	0.60 ; 75	- ; -
	0.60 ; 120	- ; -
	0.75 ; 50	- ; -
	0.75 ; 100	- ; -
	1.00 ; 50	- ; -
	1.00 ; 90	- ; -
0.4	0.50 ; 50	0.50 ; 50
	0.50 ; 75	0.50 ; 75
	- ; -	0.60 ; 75
	- ; -	0.60 ; 120
	- ; -	0.75 ; 50
	- ; -	0.75 ; 100
0.6	0.50 ; 50	0.50 ; 50
	0.50 ; 75	0.50 ; 75
	0.60 ; 75	- ; -
	0.60 ; 120	- ; -
0.8	0.50 ; 50	0.50 ; 50
	0.50 ; 75	0.50 ; 75

TAB. 8.1 – Configuration d'essais houle-courant. Le signe - attribué à la vitesse signifie que la houle se propage dans le sens opposé du courant.

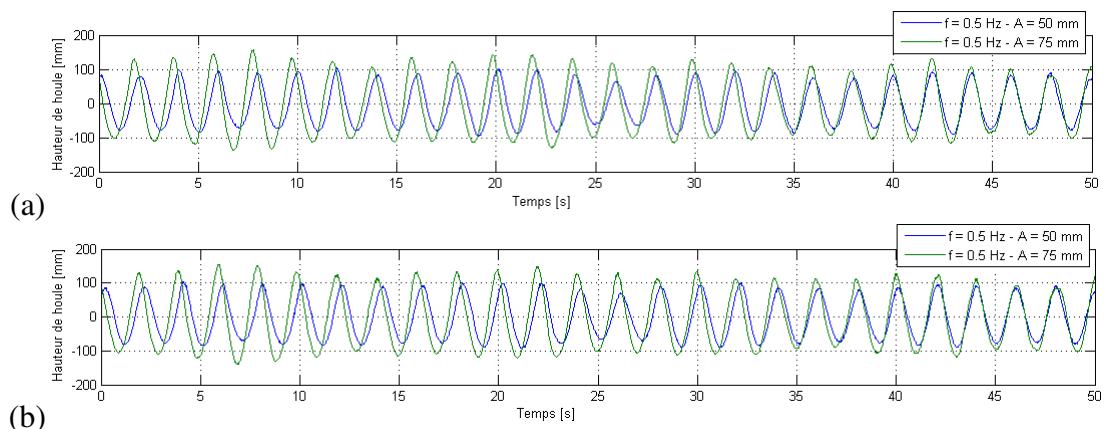


FIG. 8.1 – Hauteur de houle mesurée avec les sondes A (a) et B (b) pour différentes amplitudes de houle et une fréquence  $f = 0,50$  Hz. La houle se propage dans le sens opposé d'un courant de 0.8 m/s.

## 8.1 Effets sur les efforts de traînée

La figure 8.2 présente la moyenne et les fluctuations des efforts de traînée de la machine mesurées pour une houle régulière de 50 mm et 75 mm d'amplitude et 0.5 Hz de fréquence en présence d'un courant de 0.8 m/s, 0.6 m/s et 0.4 m/s se propageant dans le sens du courant et dans le sens opposé. Les courbes en traits continus représentent les efforts moyens de traînée et celles en traits discontinues représentent leurs oscillations pour les TSR testés.

Ces résultats montrent que la turbine répond de manière identique : les efforts moyens de traînée sont équivalents entre le cas de la houle se propageant dans le sens du courant et le cas de la houle se propageant dans le sens opposé sur l'ensemble des TSR pour chaque vitesse du courant et chaque couple amplitude/fréquence de houle testé. On remarque cependant que les oscillations des efforts de traînée n'augmentent pas dans les mêmes proportions avec la vitesse de rotation de la turbine dans le cas houle avec courant et dans le cas houle contre courant. Les oscillations d'efforts de traînée d'une turbine subissant une houle régulière en présence d'un courant de 0.8 m/s sont de l'ordre de 30 % pour la houle avec courant, alors qu'elles atteignent 40 % pour une houle contre courant. Ces niveaux d'oscillations sont d'autant plus importants que la houle se propage en présence d'un courant faible : on observe des oscillations de l'ordre de 50 à 80 % pour un courant de 0.4 m/s dans les mêmes conditions de houle (figures 8.2-(c) et (c')). On remarque aussi que les oscillations induites par la houle sont d'ordre beaucoup plus élevées que celles relevées sur une turbine subissant la présence du courant seul : soit un ordre de 20 % pour une vitesse du courant de 0.8 m/s (comparaison des figures 8.2-(a) et (a') avec la figure 8.3). Cette différence provient à la fois de la différence entre les profils de vitesses orbitales sur la hauteur d'eau concernée (entre 0.65 et 1.35 m) entre une houle se propageant dans le sens du courant ou dans le sens opposé, et probablement de la différence entre les taux de turbulence subis par la machine (5 à 10 % pour l'interaction houle-courant et 8 % pour le courant seul).

On remarque également que l'augmentation de l'amplitude de houle de 50 mm à 75 mm pour une même fréquence de houle n'a pas d'influence sur les efforts moyens de traînée (comparaison des figures 8.2 à gauche avec les figures 8.2 à droite). Cependant, les fluctuations des efforts de traînée n'augmentent pas dans les mêmes proportions avec l'amplitude de houle (entre A = 50 mm et A = 75 mm) pour une même fréquence (0.5 Hz) de houle quelque soit le cas considéré (houle avec courant ou houle contre courant). Les fluctuations d'efforts relevées en présence d'une houle d'amplitude 75 mm sont d'ordre beaucoup plus élevées que celles relevées en présence d'une houle de 50 mm d'amplitude quelque soit la vitesse du courant considérée : de l'ordre de 20 % pour un courant de 0.8 m/s. Ceci est probablement la conséquence des remarques faites au chapitre 2, section 2.2.2 sur l'effet de l'amplitude de houle sur la vitesse du courant (l'effet sur la vitesse orbitale).

Nous pouvons également observer (figure 8.4) que la fréquence de houle n'a pas d'influence sur les efforts moyens de traînée : ils sont identiques pour une turbine subissant l'action du courant et de la houle d'amplitude 75 mm pour deux fréquences  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $f = 0.6 \text{ Hz}$  (équivalant respectivement à des périodes  $T = 2 \text{ s}$  et  $T = 1.66 \text{ s}$ ). On remarque cependant que les fluctuations d'efforts de traînée mesurées pour la fréquence  $f = 0.5 \text{ Hz}$  sont plus élevées comparées à celles mesurées pour la fréquence  $f = 0.6 \text{ Hz}$  de plus de 10 % d'écart, suivant le TSR considéré. Si l'on raisonne en terme de période de houle, on observe que les fluctuations d'efforts de traînée augmentent avec la période de propagation de houle. Ce résultat est en accord avec les observations faites dans la section 2.2.2 sur l'influence de la fréquence de propagation de la houle sur l'écoulement : les vagues de longue période se propagent plus rapidement que les vagues de courte période, et influe sur les fluctuations de courant dans l'écoulement. Ceci a pour conséquence d'augmenter les fluctuations

d'efforts pouvant entraîner des phénomènes de chargement de la structure et de fatigue des pales [13].

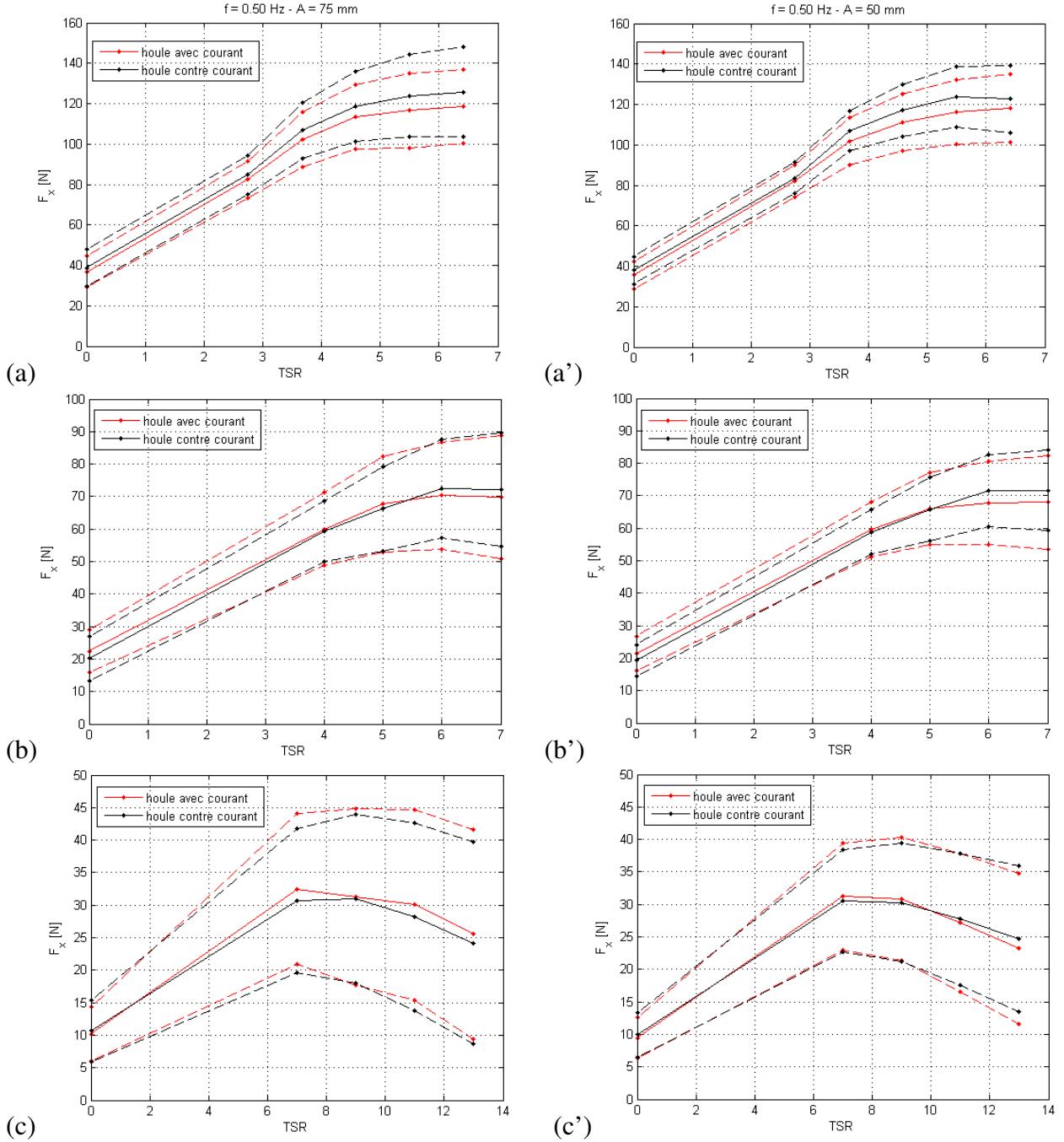


FIG. 8.2 – Comparaison des efforts de traînée et oscillations pour une hydrolienne soumise à l'interaction houle-courant pour les conditions de houle avec courant et houle contre courant. Les courbes en traits pleins représentent la moyenne des efforts de traînée et en pointillées leur écart type : (a)  $A = 75 \text{ mm}$ ,  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ , (a')  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$ , (b)  $A = 75 \text{ mm}$ ,  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $U_\infty = 0.6 \text{ m/s}$ , (b')  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $U_\infty = 0.6 \text{ m/s}$ , (c)  $A = 75 \text{ mm}$ ,  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$ , et , (c')  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$ . La machine subie un taux de turbulence entre 5 et 10 %

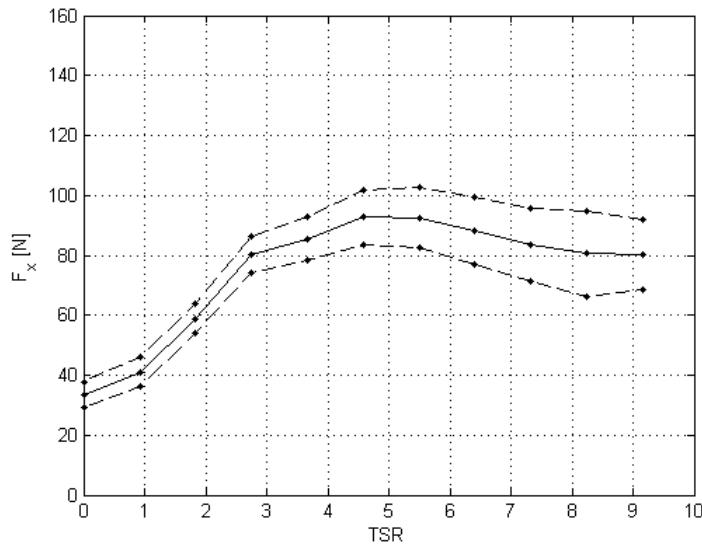


FIG. 8.3 – Efforts de traînée et fluctuations pour une hydrolienne soumise à l'action du courant seul de 0,8 m/s à un taux de turbulence de 8 %.

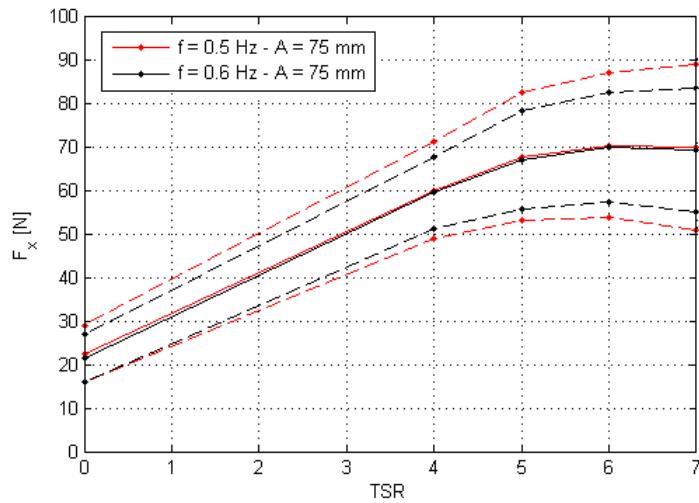


FIG. 8.4 – Comparaison des efforts moyens et fluctuations de traînée d'une hydrolienne soumise à l'interaction houle-courant pour différentes fréquences de houle à une amplitude de 75 mm : la houle se propage dans le sens du courant, en présence d'un courant de 0.6 m/s et le taux de turbulence considéré est entre 5 et 10 %. Les courbes en traits discontinus représentent les fluctuations et en traits continus, la moyenne.

Pour compléter les analyses faites ci-dessus, les FFT des efforts de traînée sont représentées figures 8.5, 8.6 et 8.8(b). Ces figures montrent que la machine répond principalement à l'amplitude et à la fréquence de la houle. Si l'on compare les graphes (a) et (b) de la figure 8.5 (cas houle avec courant), on voit bien le pic à  $f = 0.5$  Hz, correspondant à la fréquence de propagation de la houle, augmenter avec l'amplitude de houle : le pic à  $f = 0.5$  Hz est plus élevé pour le cas  $[A/f] = [75 \text{ mm} / 0.5 \text{ Hz}]$  comparé au cas  $[A/f] = [50 \text{ mm} / 0.5 \text{ Hz}]$ , avec un écart de 30 % pour  $\text{TSR} = 4.58$ .

On observe également que le pic à  $f = 0.5$  Hz n'augmente pas dans les mêmes proportions entre le cas houle avec courant et le cas houle contre courant pour un même couple amplitude/fréquence : ce pic est plus élevé pour le cas houle contre courant, avec un écart de l'ordre de 40 % (comparaisons figures 8.5-(a) et 8.6-(a), puis figures 8.5-(b) et 8.6-(b)) comparé au cas houle avec courant pour le même couple amplitude/fréquence. Ceci vient corroborer les observations faites dans la section 2.2.2 sur l'interaction houle-courant qui a pour effet l'augmentation de l'amplitude de houle quand elle se propage dans le sens opposé du courant. Ce qui implique une augmentation des fluctuations d'efforts et d'amplitude de spectre d'efforts. Cet effet est également perceptible lorsqu'on augmente l'amplitude de la houle.

L'influence de la fréquence de houle sur la tenue mécanique de la machine est également observée sur la transformée de Fourier des signaux des efforts de traînée, figure 8.8(b). On voit apparaître clairement les deux fréquences de houle : pic à  $f = 0.5$  Hz et pic à  $f = 0.6$  Hz. Le pic correspondant à la fréquence de houle  $f = 0.5$  Hz a une amplitude plus grande comparée à celle du pic correspondant à la fréquence de houle  $f = 0.6$  Hz de l'ordre de 30 %.

Ces graphes mettent également en évidence la fréquence de rotation des trois pales, pic large et très faible correspondant à  $f = 5$  Hz. Les observations faites ici pour le  $\text{TSR} = 4.58$  sont aussi valables pour le reste des  $\text{TSR}$  testés. On a cependant remarqué que le pic correspondant à la fréquence de houle augmente aussi avec le  $\text{TSR}$  quelque soit le sens de propagation de la houle et le couple amplitude/fréquence considérés ici. La représentation des FFT choisie ici ne permet pas de mettre en évidence les pics correspondant au couplage houle/courant.

Aucune comparaison directe ne peut être faite entre les signaux d'évolution temporelle des efforts de traînée des différents cas présentés (figures 8.7 et 8.8(a)) compte tenu du fait que les différentes mesures ne sont pas synchronisées. Nous pouvons néanmoins observer de fortes oscillations temporelles d'efforts dues au mouvement périodique de la houle.

Ces résultats confirment bien que les fluctuations d'efforts sont directement liées aux fluctuations de l'écoulement, provenant en grande partie de la houle. Ces conclusions coïncident avec celles de Lin *et al.* [106] pour le cas d'interaction houle-courant-cylindre et avec les études numériques et expérimentales faites par Barltrop *et al.* [13] sur l'influence de l'interaction houle-courant.

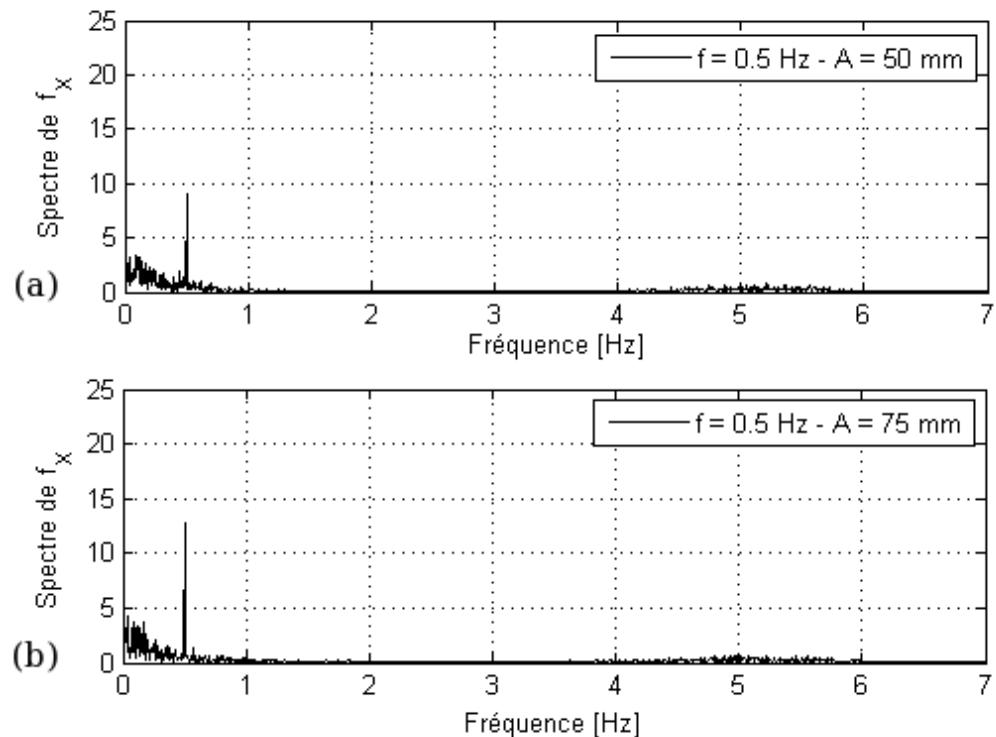


FIG. 8.5 – Comparaison de la transformée de Fourier des signaux des efforts de traînée d'une turbine subissant une houle se propageant dans le sens d'un courant de 0.8 m/s pour différentes amplitudes de houle et une même fréquence, TSR = 4.58 : (a)  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $A = 50 \text{ mm}$  et (b)  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $A = 75 \text{ mm}$ .

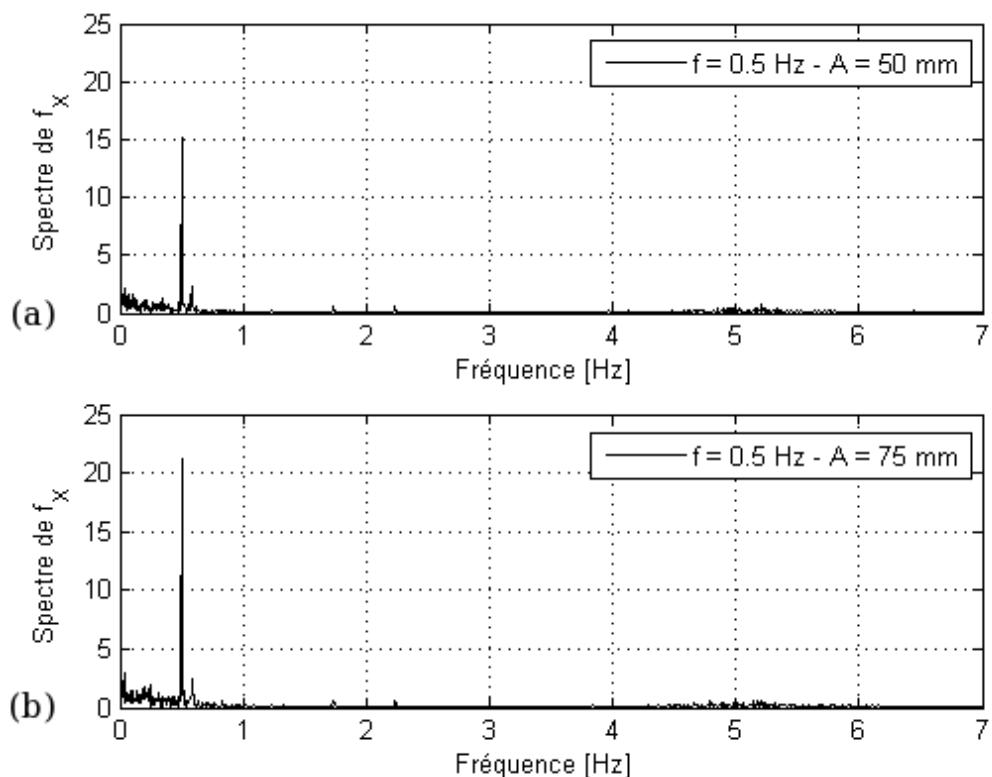


FIG. 8.6 – Comparaison de la transformée de Fourier des signaux des efforts de traînée d'une turbine subissant une houle se propageant dans le sens opposé d'un courant de 0.8 m/s pour différentes amplitudes de houle et une même fréquence, TSR = 4.58 : (a)  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $A = 50 \text{ mm}$  et (b)  $f = 0.5 \text{ Hz}$  et  $A = 75 \text{ mm}$ .

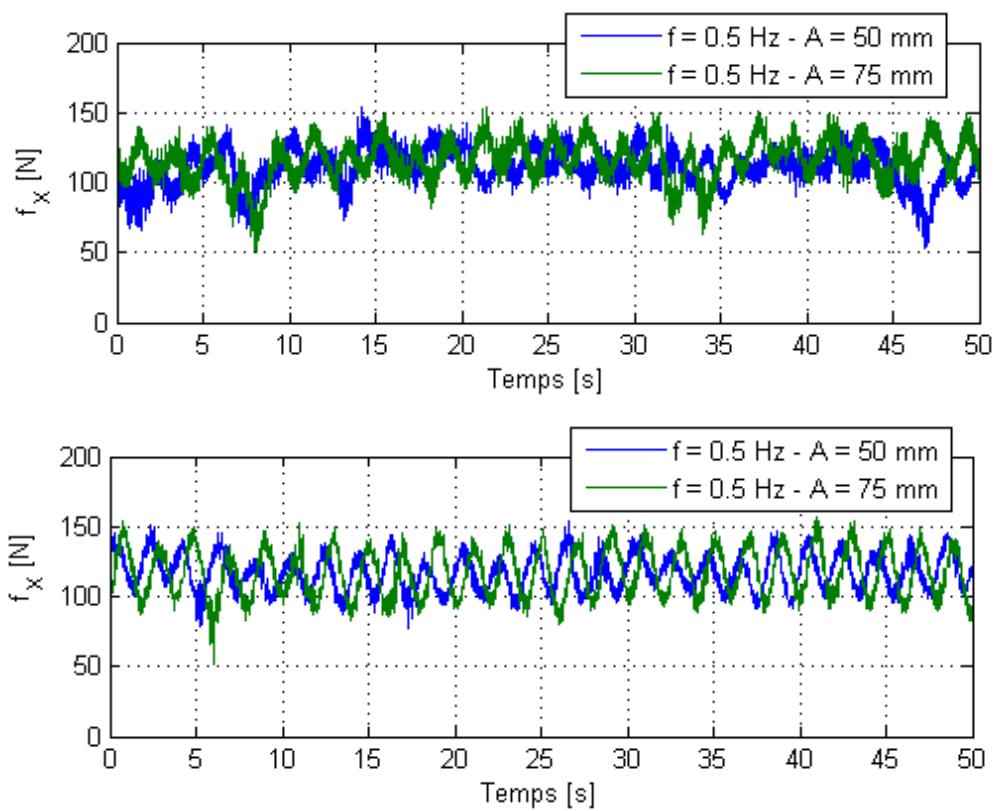


FIG. 8.7 – Evolution temporelle des signaux des efforts de traînée d'une turbine subissant une houle se propageant dans le sens du courant (a) et le sens opposé du courant (b) pour différentes amplitudes de houle et une même fréquence.  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$  et  $\text{TSR} = 4.58$ .

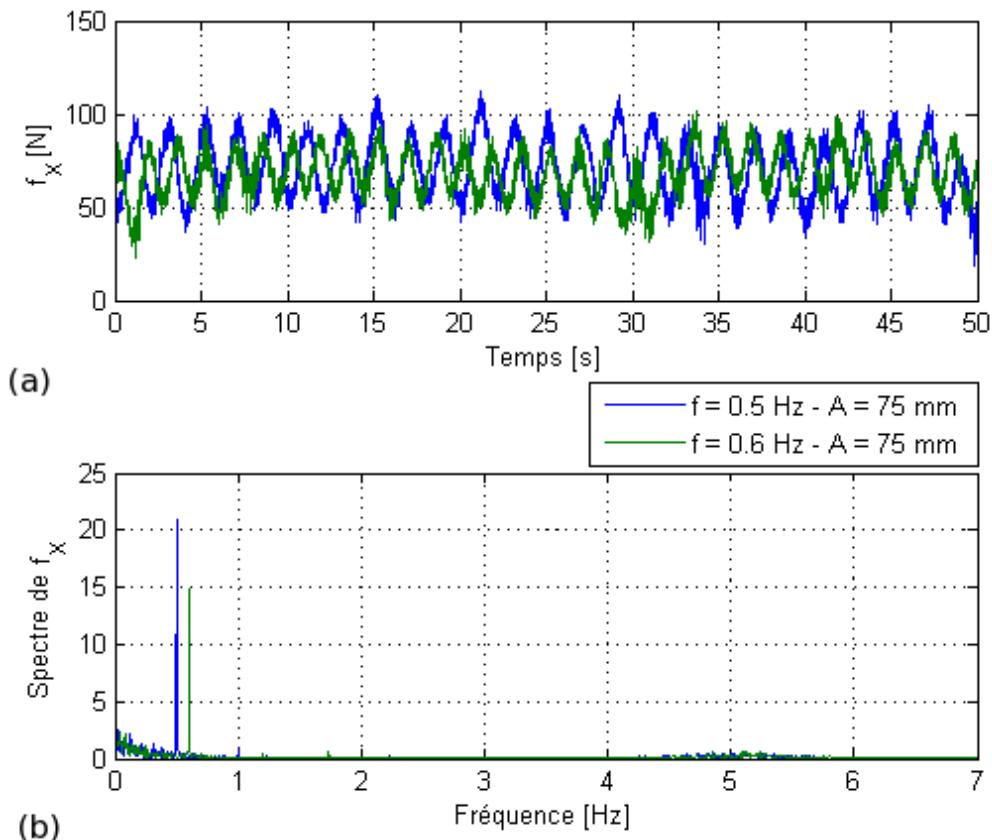


FIG. 8.8 – Evolution temporelle (a) et transformée de Fourier (b) des signaux des efforts de traînée d'une turbine soumise à l'interaction houle-courant pour différentes fréquences de houle à une amplitude de 75 mm. La houle se propage dans le sens du courant, en présence d'un courant de 0.6 m/s et le taux de turbulence considéré est compris entre 5 et 10 %. La machine tourne à une vitesse de rotation de 80 tr/min (TSR = 4.58).

## 8.2 Effets sur la puissance récupérée

Les graphes (a) et (b) de la figure 8.9 présentent les coefficients de puissance en fonction du TSR d'une hydrolienne subissant une houle régulière d'amplitude 50 mm et 75 mm à une fréquence de 0.5 Hz en présence d'un courant de 0.8 m/s : (a) houle avec courant et (b) houle contre courant. Les  $C_P$ sont équivalents pour les deux cas (houle [50 mm / 0.5 Hz] et houle [75mm/0.5Hz]) quelque soit le sens de propagation de la houle considéré ici. Un écart allant jusqu'à 10 % entre les  $C_P$  des deux cas est observé à partir du TSR 5 : le  $C_P$  obtenu pour une turbine subissant une houle de 75 mm d'amplitude est nettement plus élevé que celui obtenu pour une houle de 50 mm d'amplitude pour une même fréquence de 0.5 Hz quelque soit le sens de propagation de la houle considéré.

Nous pouvons également observer que le  $C_P$  de la machine est équivalent entre le cas houle avec courant et le cas houle contre courant sur les TSR allant de 0 à 4. Un faible écart allant jusqu'à 10 % est observé entre les deux cas à partir du TSR 5. Ceci peut être dû au fait que la propagation de la houle contre le courant conduit à une augmentation de l'amplitude de houle, comme observé dans la section 2.2.2, et a tendance à augmenter légèrement la vitesse du courant près du fond [18, 111, 153].

La fréquence de houle n'a pas d'influence sur le  $C_P$  de la machine sur la gamme des TSR testés (figure 8.9(c)). Les  $C_P$  sont identiques pour une hydrolienne soumise à l'action combinée de la houle et du courant pour deux fréquences de houle  $f = 0.5$  Hz et  $f = 0.6$  Hz et une même amplitude de 75 mm. Ce résultat est en accord avec celui obtenu sur l'effet de la fréquence de houle sur les efforts de traînée. Si les efforts de traînée sont identiques pour les différentes fréquences utilisées, la machine doit récupérer la même quantité d'énergie.

Si l'on compare le coefficient de puissance d'une hydrolienne soumise à l'action de la houle et du courant, figure 8.9(a ou b) et celui obtenu en présence du courant seul, figure 8.9(d), on remarque que quelque soit le sens de propagation de la houle par rapport au courant considéré et quelque soit l'amplitude de houle utilisée, les valeurs du  $C_P$  sont plus élevées de plus de 10% d'écart pour le cas d'interaction houle-courant comparées à celles du cas courant seul (voir aussi table 8.2). Cet écart peut être attribué à la différence entre les profils de vitesse orbitale sur la hauteur d'eau concernée comme évoqué dans la section 2.2.2.

Courant [m/s]	Houle [Hz;mm]	Moyenne $P$ [W]	Ecart-type $P$	Moyenne $F_X$ [N]	Ecart-type $F_X$
0.4	0.50 ; 50	1.5	1.3	30.8	9.5
-0.4	0.50 ; 50	1.6	1.1	30.3	9.1
0.4	0.50 ; 75	1.8	1.9	31.2	13.6
-0.4	0.50 ; 75	1.9	1.2	30.9	12.9
0.6	0.50 ; 50	4.8	2.2	67.8	12.7
-0.6	0.50 ; 50	5.2	1.9	71.5	11.1
0.6	0.50 ; 75	5.4	2.9	70.3	16.5
-0.6	0.50 ; 75	5.6	2.6	72.4	15.2
0.8	0.50 ; 50	14.8	3	111.1	14.1
-0.8	0.50 ; 50	16	2.7	117.1	12.8
0.8	0.50 ; 75	15.6	3.5	113.3	15.8
-0.8	0.50 ; 75	16.5	3.7	118.5	17.4

TAB. 8.2 – Moyennes et écarts types de la puissance et traînée des différentes conditions d'essais houle-courant pour une hydrolienne tournant à une vitesse de rotation de 100 tr/min.

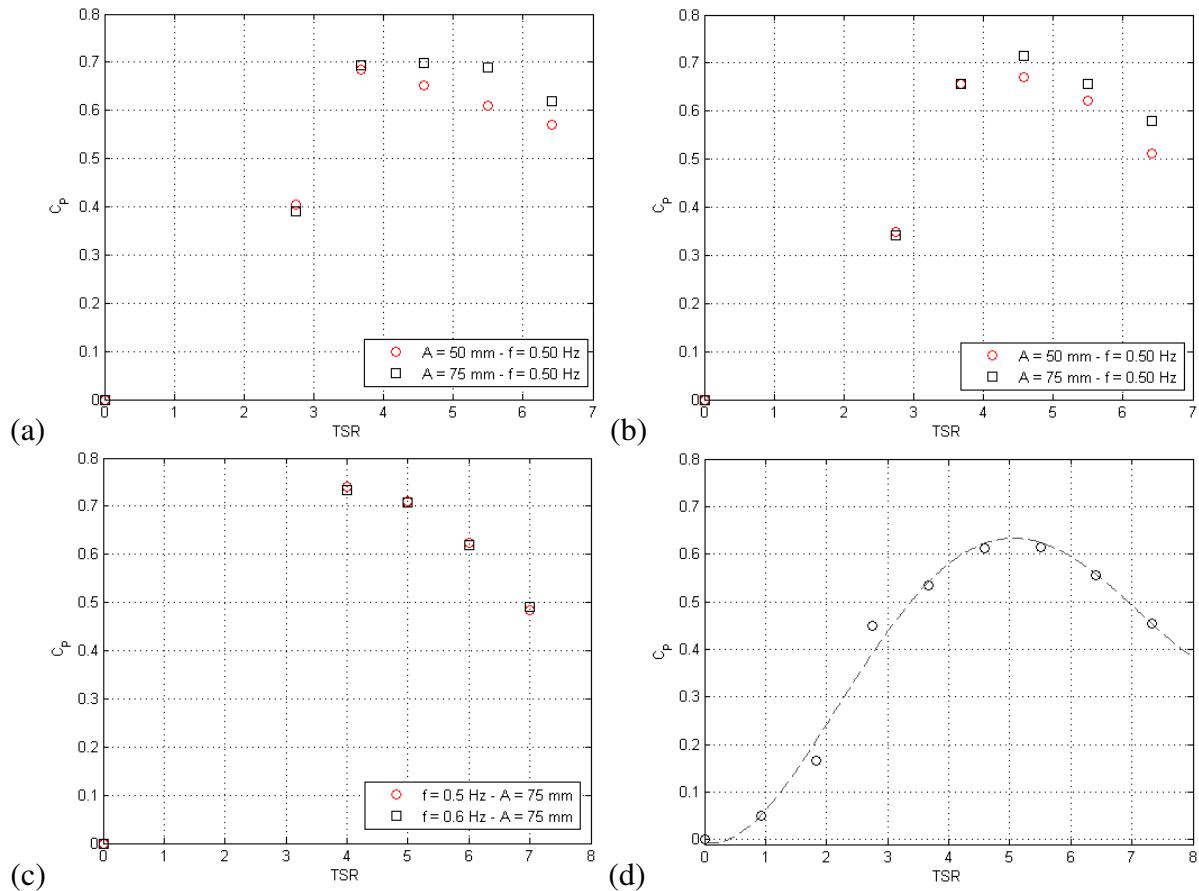


FIG. 8.9 – Comparaison des coefficients de puissance pour  $U_\infty = 0.8 \text{ m/s}$  : (a) houle avec courant et différentes amplitudes de houle à  $f = 0,50 \text{ Hz}$ ,  $TI_\infty = 5\%$ , (b) houle contre courant et différentes amplitudes de houle à  $f = 0,50 \text{ Hz}$ ,  $TI_\infty = 5\%$ , (c) houle avec courant et différentes fréquences de houle à une amplitude de  $75 \text{ mm}$ ,  $TI_\infty = 5\%$ , (d) hydrolienne soumise à l'action du courant seul,  $TI_\infty = 8\%$ .

## 8.3 Conclusion

Ces essais expérimentaux ont permis de mettre en évidence la non linéarité de l'interaction houle-courant autour d'une structure, mais aussi son influence sur la tenue mécanique de la structure. En effet, la présence de la houle génère des sollicitations mécaniques fortes au niveau de la structure et des pales, ce qui constitue un facteur déterminant en terme de fatigue des matériaux. Elle n'influe pas généralement sur les efforts moyens de traînée.

Nous avons pu mettre en évidence l'influence de l'amplitude et de la fréquence de houle sur les oscillations des efforts de traînée exercés sur l'hydrolienne : on a observé une augmentation des oscillations d'efforts de traînée avec l'amplitude et la fréquence de houle de plus de 40 %.

Nous avons également observé que le sens de propagation de la houle par rapport au courant influe sur les oscillations des efforts de traînée : les oscillations des efforts de traînée sont plus élevées pour le cas houle contre courant jusqu'à 10 % comparé au cas houle avec courant. L'amplitude des efforts de traînée n'augmente pas dans les mêmes proportions avec la vitesse de rotation de la turbine et avec la vitesse du courant dans les deux cas (houle contre courant et houle avec courant). Pour un courant de 0,8 m/s, les oscillations d'efforts sont de l'ordre de 30 % pour le cas houle contre courant, et de 40 % pour une houle se propageant dans le sens du courant, tandis que pour un courant de 0,4 m/s, elles atteignent 50 à 80 % dans les mêmes conditions de houle. Les niveaux de oscillations d'efforts de traînée sont d'autant plus importants que la vitesse de courant est faible.

La comparaison des efforts de traînée sur une hydrolienne soumise à l'action combinée de la houle et du courant et à l'action d'un courant seul a montré que les oscillations des efforts de traînée étaient d'un ordre beaucoup plus élevé dans le cas houle-courant que celles relevées en présence de courant seul (de l'ordre de 20 % pour un courant de 0,8 m/s), et une moyenne des efforts de traînée plus élevée pour le cas houle-courant que pour le cas courant seul (de l'ordre de 30 % pour un courant de 0,8 m/s). Ces effets ont été également observés sur le coefficient de puissance de l'hydrolienne : le coefficient de puissance de la machine est plus élevé dans le cas houle-courant que dans le cas courant seul de plus de 10% d'écart pour un courant de 0,8 m/s suivant le couple amplitude/fréquence considéré.

Les vagues pouvant provoquer d'importantes oscillations d'efforts, elles doivent être prises en considération pour la conception des hydroliennes. L'évaluation du potentiel énergétique d'un site doit donc prendre en considération les conditions de houle pouvant être rencontrées, au même titre que les conditions de courant.

Des mesures PIV de l'écoulement autour de la structure permettraient de mettre en évidence les effets d'interaction houle-courant sur la dynamique des tourbillons pour l'étude du décrochage. Par ailleurs, la variation de la houle dans le courant ayant les mêmes conséquences sur la tenue mécanique d'une hydrolienne que la variation du taux de turbulence ambiant, c'est-à-dire, une augmentation des fluctuations d'efforts sur la structure pouvant conduire au chargement de la structure et la fatigue des pales, des mesures de déformation des pales devraient être menées pour les conditions d'essais combinés houle-courant, afin de bien comprendre la physique de l'interaction houle-courant-hydrolienne.



## **Conclusions générales et perspectives**



## Conclusions générales

Ce travail de thèse visait à mieux appréhender à travers la modélisation expérimentale et numérique, le comportement hydrodynamique d'une hydrolienne et la caractérisation du sillage généré pour des conditions réalistes de fonctionnement, notamment vis à vis des profils de courant, du taux de turbulence de l'écoulement amont et des perturbations engendrées par l'action combinée de la houle et du courant. La modélisation expérimentale s'est orientée sur la détermination d'efforts et de performances d'une hydrolienne et sur la caractérisation de son sillage. Une attention particulière a été portée sur les effets du taux de turbulence de l'écoulement ambiant sur le fonctionnement d'une hydrolienne et sur l'évolution de son sillage, puis sur les effets d'interaction houle-courant. Les données expérimentales obtenues forment une base pour la validation des modèles numériques. Les simulations numériques ont quant à elles, été réalisées pour des conditions de l'écoulement incident idealisées (courant seul sans prise en compte de la surface libre, du fond, ni de la houle). Les résultats numériques comparés aux résultats expérimentaux, notamment en terme d'efforts ( $C_T$ ), de performances ( $C_P$ ) et d'évolution de sillage montrent un accord satisfaisant. Le code 3D particulier est aujourd'hui capable de simuler le comportement hydrodynamique d'une hydrolienne et l'évolution tridimensionnelle du sillage généré pour des conditions idéalisées.

Nous avons présenté dans ce mémoire un certain nombre de résultats expérimentaux et numériques dont les résultats majeurs portent sur les points suivants :

1. Effets du taux de turbulence amont : tout d'abord, nous avons pu distinguer deux régions dans le sillage généré par une hydrolienne. La première est le sillage proche (entre  $x/D = 1$  et  $4$ ) caractérisé par un fort cisaillement et une intensité de turbulence élevée, alors que la seconde région appelée sillage lointain (au-delà de  $x/D = 4$ ) est caractérisé par son expansion. La comparaison des sillages proches d'une turbine subissant différents taux de turbulence amont a montré que l'intensité de turbulence dans le sillage n'augmentait pas de façon significative au-dessus de sa valeur ambiante pour le sillage généré par une turbine subissant des taux de turbulence amont élevés.

Par ailleurs, l'intensité de turbulence ajoutée dans le sillage est plus élevée pour les cas des faibles taux de turbulence (5 et 8 %) dans le sillage lointain (au-delà de  $4D$ ) jusqu'à un facteur 1.6 comparé au cas des forts taux de turbulence (25 %). Une réduction du sillage d'un facteur 3 a également pu être observée pour les taux de turbulence amont les plus élevés. Cette étude nous a également permis de mettre en évidence l'influence du taux de turbulence ambiant sur le recouvrement de l'écoulement derrière une hydrolienne : on a observé que le recouvrement de l'écoulement était plus rapide dans le cas du sillage généré par une turbine subissant le taux de turbulence le plus élevé (25 %). Par ailleurs, les effets d'intensité de turbulence dans le sillage sont plus persistants que ceux du déficit de vitesse. En effet, l'écoulement retrouve plus vite sa vitesse initiale que son intensité de turbulence amont. Nous avons pu identifier de grosses structures tourbillonnaires lachées en bout de pales dans le sillage proche. Nous avons également pu mettre en évidence des valeurs élevées de l'intensité de turbulence, de la TKE et de la dissipation de la TKE contenues dans ces structures tourbillonnaires. Ces résultats ont été obtenus par PIV et LDV, un bon accord a été obtenu entre les deux systèmes de mesure.

L'analyse des efforts de traînée et de la puissance récupérée par une turbine subissant différents taux de turbulence amont a montré d'importantes fluctuations d'efforts pour une turbine subissant les taux de turbulence amont les plus élevés. Nous avons également pu observer des pertes de traînée et des réductions de puissance récupérée pour le taux de turbulence ambiant le plus élevé (25 %).

2. Effets de l'angle d'incidence : les résultats expérimentaux montrent qu'un défaut d'alignement d'une turbine peut causer une perte significative de traînée et de puissance [8]. Quelque soit le taux de turbulence amont considéré, l'augmentation de l'orientation de la turbine a une influence significative sur le comportement de ce type de machine pour d'importante variation d'angles d'incidence. La variation d'angle d'incidence a un impact majeur sur le décrochage dynamique. Plus l'angle d'incidence est important, plus la réduction de traînée et de charge est importante. Nous avons pu mettre en évidence l'instationnarité des oscillations d'efforts et de puissance pour les faibles TSR due au décrochage dynamique.
3. Effets de la profondeur d'immersion : les résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence l'influence de la profondeur d'immersion de la turbine sur son rendement et sur les fluctuations d'efforts de traînée, même si les variations observées ne sont pas très significatives compte tenu des faibles variations de vitesse axiale sur la hauteur d'eau.  
D'une manière générale, le positionnement d'une hydrolienne plus proche de la surface augmente son rendement. Et placer une hydrolienne plus proche du fond peut augmenter les fluctuations d'efforts de traînée.  
Nous avons pu observer des écarts de coefficient de puissance entre l'immersion près de la surface et les deux autres cas allant jusqu'à 12 % pour un courant de 1 m/s pour le TSR = 4, mais également des fluctuations d'efforts plus élevées dans le cas  $z = 2.51D$  comparés aux deux premiers cas ( $z = 0.44D$  et  $1.57D$ ).
4. Les effets combinés de la houle et du courant sur le fonctionnement d'une hydrolienne : nous avons pu observer que les conditions de houle imposées à la machine généraient des sollicitations mécaniques importantes au niveau de la structure et des pales, ce qui démontre le caractère dimensionnant de ces conditions de fonctionnement particulières. Nous avons pu mettre en évidence l'influence de l'amplitude et de la période de houle sur les fluctuations d'efforts de traînée de la turbine. En effet, les fluctuations d'efforts de traînée augmentent avec l'amplitude de houle, mais également avec la période de houle. Le sens de propagation de la houle par rapport au courant influe également sur les fluctuations des efforts de traînée : les fluctuations des efforts de traînée sont plus élevées pour le cas houle contre courant comparé au cas houle avec courant.
5. La validation du code 3D particulaire a permis de mettre en évidence l'influence de la finesse du maillage de la turbine sur son comportement et sur son sillage : un maillage fin conduit aux résultats très proches des résultats expérimentaux. Par ailleurs, la finesse de la discréétisation de la corde semble ne pas avoir une influence significative sur les résultats.  
L'étude de convergence a montré que le code de calcul donne des résultats précis quand on les compare avec les résultats expérimentaux. L'implémentation actuelle du code numérique donne des résultats précis pour la turbine testée ici, mais également pour la turbine issue des travaux de Bahaj et al [9].

Ces résultats ont fait l'objet des publications dans des revues internationales [115, 58], des conférences internationales avec comité de lecture [119, 114, 116, 117] et des conférences nationales avec comité de lecture [118, 113].

## Perspectives

La recherche bibliographique présentée en première partie de ce travail de thèse a montré que la caractérisation du sillage des hydroliennes se limite encore à des conditions d'écoulement uniforme et stationnaire, et à une description du sillage se limitant souvent à la génération des deux

régions du sillage. La réalité est rendue beaucoup plus complexe du fait des effets tridimensionnels de rotation engendrés par le mouvement rotatif du rotor, de la génération de turbulence par cisaillement dans le sillage, des forts niveaux de turbulence de l'écoulement amont et leur influence sur la dynamique instationnaire du sillage. L'étude effectuée dans ce travail concernant le sillage instationnaire d'une hydrolienne offre de nouvelles perspectives relatives à la dynamique du sillage. Les travaux de recherche dans ce cadre sont cependant assez rares malgré l'intérêt observé depuis quelques années pour les systèmes de récupération d'énergie des courants marins. L'expansion de l'exploitation des énergies marines rendront nécessairement rares les sites au bon potentiel hydrolien, cela conduira à l'optimisation des sites existants. Cette optimisation passera par la multiplication du nombre de machines implantées sur un site. Or, le sillage généré par une seule hydrolienne, comme évoqué dans nos résultats, caractérisé principalement par un déficit de vitesse et une augmentation de l'intensité de turbulence, s'étend sur plusieurs diamètres en aval. La proximité des hydroliennes dans un champ induira nécessairement des interactions entre machines placées en espace proche. L'interaction du sillage d'une première hydrolienne sur une seconde va se traduire par une diminution du rendement ainsi que par une augmentation des charges hydrodynamiques fatiguant prématûrement les matériaux (pales, mât, nacelle...). L'étude précise des sillages d'hydroliennes apparaît donc primordiale afin de mieux prévoir leur répartition dans les champs, les pertes de puissance récupérée, ainsi que les contraintes mécaniques et hydrodynamiques subies. C'est dans cette perspective qu'une nouvelle thèse a démarré en octobre 2010 pour la poursuite de ces travaux. Ces études devront se poursuivre pour différentes conditions de l'écoulement incident, notamment en présence des profils de courant, du taux de turbulence de l'écoulement incident et des perturbations engendrées par la houle. Elles devraient également s'étendre par des mesures in situ dans un site d'expérimentation afin de faire des comparaisons avec les résultats obtenus en bassin. A ce jour, peu de résultats sur des sites d'exploitation sont accessibles.

Ce travail étant également conçu comme la première phase d'une action à plus long terme, visant à aboutir au développement d'un outils numérique fiable et précis permettant de simuler le comportement d'hydroliennes afin de déterminer leur efficacité, de caractériser les effets d'interaction entre plusieurs turbines, mais également les perturbations engendrées sur le milieu environnant. Les développements numériques à venir consisteront notamment à considérer des conditions réalistes de fonctionnement, particulièrement vis à vis des profils de courant et du taux de turbulence de l'écoulement incident, de la prise en compte du fond, de la surface libre, des perturbations engendrées par l'action combinée de la houle et du courant et de l'interaction entre deux machines.



# **Bibliographie**



# Bibliographie

- [1] C. Abonnel. Énergies renouvelables marines Étude de cas : l'hydropompe. Technical report, EDF – Production Ingénierie Hydraulique, 2009.
- [2] M.S. Adraramola, D. Sumner, D.J. Bergstrom, and A.J. Schenstead. Turbulence wake of a finite circular cylinder of small aspect ratio. *Journal of Fluids and Structure*, vol.22, issue 6-7, pp 919–928. 2006.
- [3] R.J. Adrian. Fluid mechanics measurement. Chapter 5, H.C.P, 1982.
- [4] A.A. Afjeh and T.G. Keith. A simplified free wake method for horizontal-axis wind turbine performance prediction. *Transactions ASME J. Fluids Eng.* 1986 and 108 :303–9.
- [5] M. Alidadi, Y. Nabavi, and S. Calisal. The effect of ducting on the performance of a vertical axis tidal turbine. *Proceedings 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE 2008), Estoril, Portugal*, pages 15–20, June 2008.
- [6] E. Amet, C. Pellone, T. Maitre, and J-L Achard. Lâcher tourbillonnaire à l'arrière des pales d'une turbine Darrieus. *18ème Congrès Français de Mécanique Grenoble, 27-31 août 2007*.
- [7] W.T. Ashurst and E. Meiburg. Three-dimensional shear layers via vortex dynamics. *J. Fluid Mech.* 189, 87 (1988).
- [8] T. Von Backstrom. Axial flow turbines for ocean current and wave power systems. Technical report, Department of Mechanical and Mechatronics Engineering, University of Stellenbosch, 2009.
- [9] A.S. Bahaj, W.M.J. Batten, and G. McCann. Experimental verifications of numerical predictions for the hydrodynamic performance of horizontal axis marine current turbines. *Renewable Energy*, 32 :2479–2490, December 2007.
- [10] A.S. Bahaj and L. Myers. Analytical estimates of the energy yield potential from the Alderney race using marine current energy converters. *Renewable Energy*, Volume 29(Issue 12) :Pages 1931–1945, October 2004.
- [11] J. Baltazar and J. A. C. Falçao de Campos. Hydrodynamic analysis of a horizontal axis marine current turbine with a boundary element methods. *Proceedings 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE 2008), Estoril, Portugal*, pages 15–20, June 2008.
- [12] J. Bard. Dynamic performance analysis of tidal energy converters using acoustic sensors. *3rd International Conference on Ocean Energy (ICOE), Bilbao*, 6 October 2010.
- [13] N. Barltrop, K.S. Varyani, A. Grant, D. Clelland, and X. Pham. Wave-current interactions in marine current turbines. *Proc. IMechE Vol. 220 Part M : J. Engineering for the Maritime Environment*, (Issue 195) :80–90, 2006.
- [14] R. Barthelmie, O. Hansen, K. Enevoldsen, J. Højstrup, S. Larsen, S. Frandsen, S. Pryor, M. Motta, and P. Sanderhoff. Ten years of meteorological measurements for offshore wind farms. *Journal of Solar Energy Engineering* 2005 and 127 : 170–176.

- [15] R. J. Barthelmie, L. Folkerts, F. T. Ormel, P. Sanderhoff, P. J. Eecen, O. Stobbe, and N. M. Nielsen. Offshore wind turbine wakes measured by sodar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Volume 20(Issue 4) :466–477, April 2003.
- [16] R. J. Barthelmie, S. T. Frandsen, and M. N. Nielsen. Modelling and measurements of power losses and turbulence intensity in wind turbine wakes at middelgrunden offshore wind farm. *Wind Energ. 2007 and 10* :517–528. Published online 16 July 2007 in Wiley Interscience.
- [17] R.J. Barthelmie, L.Folkerts, G.C. Larsen, K. Rados, S.C. Pryor, S.T. Frandsen, B. Lange, and G. Schepers. Comparison of wake model simulations with offshore wind turbine wake profiles measured by sodar. *J. of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 23 :888–901, 2006.
- [18] B. Baschek. Wave-current interaction in tidal fronts. *Oceanographic Institution, Marine Chemistry and Geochemistry, MS25, Woods Hole, MA, 02543, USA*, pages 131–138, 1999.
- [19] W.M.J. Batten, A.S. Bahaj, A.F. Molland, and J.R. Chaplin. Experimentally validated numerical method for the hydrodynamic design of horizontal axis tidal turbines. *Ocean Engineering*, April 2006.
- [20] W.M.J. Batten, A.S. Bahaj, A.F. Molland, and J.R. Chaplin. The prediction of the hydrodynamic performance of marine current turbines. *Renewable Energy*, August 2007.
- [21] R. Bedard, M. Previsic, O. Siddiqui, G. Hagerman, and M. Robinson. Epri north american tidal in stream energy conversion feasibility demonstration project. Phase i – project definition study, EPRI - TP- 004 NA, November, 2005.
- [22] Black and Veatch. Tidal stream – phase ii uk tidal stream energy resource assessment. Technical report, Issue 3 – July 2005.
- [23] J. Bossard, J.-P. Franc, T. Maître, L. Vignal, and P. Baele. Mesures piv du champ de vitesse dans une hydrolienne tripale de type darrieus – comparaison avec les simulations numériques. *Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2010, Vandoeuvre-lès-Nancy, 14 – 17 septembre 2010*.
- [24] M. Brady, A. Leonard, and D.I. Pullin. Regularized vortex sheet evolution in three dimensions. *Journal of Computational Physics 146*, 520, (1998).
- [25] H. Bratec. *Modélisation numérique des jets : Application aux inverseurs de poussée*. PhD thesis, Université du Havre, 2003.
- [26] C. L. Bretschneider. A non-dimensional stationary hurricane wave model. *in 4th annual Offshore Technology Conference, Houston, Tex no. 1517, Offshore Technology Conference*, 1972.
- [27] I. Brevik and A. Bjørn. Flume experiment on waves and currents. i. rippled bed. *Coastal Engineering*, 3 :149–177, 1980.
- [28] I.G. Bryden and S.J. Couch. marine energy extraction : tidal resource analysis. *Renewable Energy*, 31 :133–139, 2006.
- [29] C.A.Consul and R.H.J Willden. Influence of flow confinement on the performance of a cross-flow turbine. *3rd International Conference on Ocean Energy, 6 October, Bilbao*, 2010.
- [30] B. Cantwell and D. Coles. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech*, 136 :321–374, 1983.
- [31] T. Charvet. Simulation numérique de l’écoulement autour des voiles de bateau. *3èmes Journées de l’Hydrodynamique*, février, Grenoble, France 1991.

- [32] P.K. Chaviaropoulos and M.O.L. Hansen. Investigating three-dimensional and rotational effects on wind turbine blades by means of a quasi-3d navier–stokes solver. *j fluids eng* 197 (2000), pp. 330–336.
- [33] M.S. Chong, A.E. Perry, and B.J. Cantwell. A general classification of tree-dimensional flow field. *Phys. Fluids A* 2, 765, 1990.
- [34] J.P. Choquin and G.H. Cottet. Sur l’analyse d’une classe de méthodes vortex tridimensionnelles. *C.R.A.S.*, 306, Série 2 :739–742, 1988.
- [35] J.P. Choquin and S. Huberson. Particle simulation of viscous flows. *J. Computers and fluids*, 17(2), 1989.
- [36] J. Clarke, G. Connor, A. Grant, C. Johnstone, and S. Ordóñez-Sánchez. A contra-rotating marine current turbine on a flexible mooring : Development of a scaled prototype. *Proceedings of the 2nd International Conference on Ocean Energy*, 15-17 Oct 2008, Brest, France.
- [37] G.H. Cottet, P. Koumoutsakos, and M.L. Ould Salihi. Vortex methods with spatially varying cores.
- [38] G.H. Cottet and P. Poncet. Advances in direct numerical simulations of 3d wall-bounded flows by vortex-in-cell methods, *journal of computational physics*, v.193 n.1, p.136-158, january 2004.
- [39] A. Crespo and J. Hernández. Turbulence characteristics in wind turbine wakes. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 61 :71-85, 1996.
- [40] G. Daeninck, G. Dumas, and G. Winckelmans. Vortex method for dns about arbitrarily moving multiple bodies. *57th Annual Meeting of APS Division of Fluid Dynamics, Seattle, Washington*, novembre 2004.
- [41] L. J. Dillon and D. K. Woolf. Gis mapping of currents and constraining factors for a major tidal stream resource and the pentland firth, scotland. *Proceedings World Renewable Energy Congress (WREC X), Glasgow, UK, 19-25 July 2008*.
- [42] L. J. Dillon and D. K. Woolf. Gis mapping of currents and constraining factors for a major tidal stream resource and the pentland firth, scotland. *Proceedings World Renewable Energy Congress (WREC X), Glasgow, UK*, pages 19–25, July 2008.
- [43] D. G. Dritschel, A. F. Ghoniem, and E. Meiburg. Esaim : Proceedings (1996) vol. 1, p. 225, available at <http://www.emath.fr/math/proc/vol.1/index.htm>.
- [44] E. Droniou and J.V. Norris. Update on emec activities, resource description, and characterisation of wave-induced velocities in a tidal flow. , " in *7th European Wave and Tidal Energy Conference, Porto, Portugal, 2007*.
- [45] T.S. Durrani and C.A. Greated. Laser systems in ow measurement. *New York : Plenum Press*, 1977.
- [46] F. Durst, A. Melling, and J. Whitelaw. Principles and practice of laser doppler anemometry. *New York : Academic Press*, 1976.
- [47] EDF-DER. Système de modélisation télémac. Manuel de l’utilisateur, EDF, février 1999.
- [48] G. Espana, L. Laporte, S. Aubrun, P. Devinant, and E. Dupont. Wind turbine wake characteristics in an atmospheric boundary layer far wake physical and numerical modelling. *Proceedings of the 7th European Wave and Tidal Energy Conference, 2008*.
- [49] Stéphane Etienne. *Contribution à la modélisation de l’écoulement de fluide visqueux autour de faisceaux de cylindres circulaires*. PhD thesis, Université Aix-Marseille II, septembre 1999.

- [50] M.W. Evans and F.H. Harlow. The particle-in-cell method for hydrodynamics calculations. Technical report, Los Alamos Scientific Laboratory, 1956.
- [51] P.L Fraenkel. Power from marine currents. *Proc Instn Mech Engrs Vol 216 Part A : J Power and Energy*, 2001.
- [52] S.T. Frandsen. *Turbulence and turbulence generated structural loading in wind turbine clusters*. PhD thesis, Risø National Laboratory Roskilde Denmark, January 2007.
- [53] R.E. Froude. On the part played in propulsion by differences of fluid pressure. transactions of the institute of naval architects. 30 :390–405, 1889.
- [54] S. Gant and T. Stallard. Modelling a tidal turbine in unsteady flow. *Paper No. ISOPE-2008*.
- [55] A.E. Gargett. Velcro measurement of turbulence kinetic energy dissipation rate epsilon. *J. of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 16 :1973–1993, 1999.
- [56] C. Garrett and P. Cummins. The efficiency of a turbine in a tidal channel. *journal of fluid mechanics* 588(-1) : 243-251. 2007.
- [57] B. Gaurier, T. Bacchetti, and J.V Facq et G. Germain. Essais combinés houle-courant. Rapport, IFREMER, 2010.
- [58] G. Germain, F. Maganga, P. Mycek, B. Gaurier, J.-V. Facq, T. Bacchetti, E. Rivoalen, G. Pinon, and J.M. Etancelin. Marine current turbine behavioural characterisation under specific operational conditions. *Houille Blanche, Accepted for publication*, 2011.
- [59] J. Giles, L. Myers, A. Bahaj, and J. O’Nians. An experimental study to assess the potential benefits of foundation based flow acceleration structures for marine current energy converters. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden, 2009*.
- [60] H. Glauert. Airplane propellers. aerodynamic theory, volume 4, springer verlag, berlin, germnay. 1935.
- [61] R. Gomez-Elvira, A. Crespo, E. Migoya, F. Manuel, and J. Hernandez. Anisotropy of turbulence in wind turbine wakes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 93 :797–814, 2005.
- [62] S. Gooch. Siting methodologies for tidal in-stream energy conversion (tisec) systems, 2009.
- [63] G.Pinon. *Modélisation numérique de jets transverses : Application au cas des inverseurs de poussée d’un avion en phase d’atterrissage*. PhD thesis, Université du Havre, 2005.
- [64] L. Graftieaux, M. Michard, and N. Grosjean. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :1422–1429, 2001.
- [65] The WISE Group. Wave modelling - the state of the art. progress in oceanography. 2007.
- [66] J.L. Guermond. Collocation methods and lifting surfaces. *soumis pour publication, European Journal of Mechanics*, 1988.
- [67] F. Guinot and M. Le Boulluec. Realistic marine flow conditions for current turbines studies. icoe, brest, 2008.
- [68] A.C. Hansen. Yaw dynamics of horizontal axis wind turbines. Final report, NREL (National Renewable Energy Laboratory), University of Utuh Salt Lake City, Utah, 1992.
- [69] M.O.L. Hansen. Documentation of code and airfoil data used for the nrel 10-m wind turbine. rotabem-dtu. November 2000.

- [70] M.O.L. Hansen, J.N. Sørensen, S. Voutsinas, N. Sørensen, and H.Aa. Madsen. State of the art in wind turbine aerodynamics and aeroelasticity. *Progress in Aerospace Sciences*, 42 :285–330, 2006.
- [71] U. Hassan. A wind tunnel investigation of the wake structure within small wind turbine farms. *Department of Energy, E/5A/CON/5113/1890*, 1992.
- [72] K. Hasselmann. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (jonswarp). *Dtsch. Hydrogr. Zeitschr. Suppl.*, 12 (A8), 1973.
- [73] F. Hauville. *Optimisation de méthodes de calculs d'écoulements tourbillonaires instationnaires*. PhD thesis, Thèse de doctorat, Université du Havre, 1996.
- [74] S. Honhoff. Power curves – the effect of environmental conditions. *GE Wind, Awea Wind Speed and Energy Workshop, Portland, September 2007*.
- [75] G. Houël. Estimation du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente. Projet de recherche en laboratoire, MEC559 – MEC569, 2009.
- [76] S. Huberson and E. Rivoalen. Numerical simulation of axisymmetric viscous flows by means of particle method, *j. comput. phys.* 152 (1) (1999) 1–31.
- [77] A. Hémon and S. Huberson. Résolution numérique de problèmes non-linéaires de l'hydrodynamique navale. *2èmes Journées de l'Hydrodynamique*, février, Nante, France 1989.
- [78] J. Højstrup. Wake measurements on the nibe wind-turbines in denmark. Appendix 1. nibe wake 2 : data report—power spectra, final report, on CEC contract No. EN3W.0039.UK(H1), 1990.
- [79] J. Højstrup. Spectral coherence in wind turbine wakes. *Wind Eng. Ind. Aerodyn*, 80 :137–46, 1999.
- [80] IEC 2005 IEC 61400-1 third edition 2005-08 Wind turbines – Part 1 : Design requirements, International Electrotechnical Commission. Technical report.
- [81] J. Jeong and Hussain. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech*, 285 :69–94, 1995.
- [82] Chul-Hee Jo, Jin-Young, Yim Kang-Hee Lee, and Kwang-Oh Ko. Performance of multi-arrayed tidal current power rotors. *3rd International Conference on Ocean Energy, 6 October, Bilbao*, 2010.
- [83] P. B. Johnson, G. I. Gretton, and T. McCombes. Numerical modelling of cross-flow turbines : a direct comparison of four prediction techniques. *3rd International Conference on Ocean Energy, 6 October, Bilbao*, 2010.
- [84] I.G Jonsson. Wave-current interactions. *The Sea*, pages 65–120, 1990.
- [85] K. Kaiser, H. Hohlen, and W. Langreder. Turbulence correction for power curves. *Proceedings of European Wind Energy Conference, EWEC, Madrid*, 2003.
- [86] G. Kalitzin and G. Iaccarino. Turbulence modeling in an immersed-boundary rans method. Annual research briefs 2002, Center for Turbulence Research.
- [87] G. Kalitzin, X. Wu, and P.A. Durbin. Dns of fully turbulent flow in a lpt passage. *Presented at 5th Int. Sympo. on Engg Turbulence Modelling and Meas.(ETMM5), Mallorca, Spain*, 2002.
- [88] A. EL Kasmi and C. Masson. An extended model for turbulent flow through horizontal-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Ind. Aerodynamics*, vol :96, p 103-122, 2008.

- [89] P.H. Kemp and R.R. Simons. The intercation between waves and a turbulent current : waves propagating with the current. *Journal of fluid mechanics*, 116 :227–250, 1982.
- [90] P.H. Kemp and R.R. Simons. The intercation between waves and a turbulent current : waves propagating against the current. *Journal of fluid mechanics*, 130 :73–89, 1983.
- [91] S.J. Kline and S.K. Robinson. Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer. part 1 : Status report on a community-wide summary of the data. in near wall turbulence. pp. 218-247. *Hemisphere*, 1989.
- [92] G. Klopman. Vertical structure of the flow due to waves and currents : Laser-doppler flow measurements for waves opposing or following a current. Technical Report H840.32, Delft hydraulics, part. 2, 1994.
- [93] O. Knio and A.F. Ghoniem. Three-dimensional vortex simulation of rollup and entrainment in a shear layer, *journal of computational physics*, v.97 n.1, p.172-233, nov. 1991.
- [94] A.N. Kolmogorov. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 32 :19–21, 1941.
- [95] A.N. Kolmogorov. Local structure of turbulence in incompressible fluids with very high reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 30 :229–303, 1941.
- [96] A.N. Kolmogorov. On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 31 :538–541, 1941.
- [97] P. Koumoutsakos and A. Leonard. High resolution simulations of the flow around an impulsively started cylinder using vortex methods, *j. fluid mech.* 296, 1 (1995).
- [98] P. Koumoutsakos, A. Leonard, and F. Pépin. Boundary conditions for viscous vortex methods, *journal of computational physics*, v.113 n.1, p.52-61, july 1994.
- [99] A. Kravchenko and P. Moin. On the effect of numerical errors in large-eddy simulation of turbulent flows. *j. comput. phys.*, 130 :310–322, 1997.
- [100] F.W. Lanchester. A contribution to the theory of propulsion and the screw propeller. transactions institution of naval architects. page 57–98, 1915.
- [101] T. Laverne, J. Hureau, and P. Devinant. Etude des effets d'un fort niveau de turbulence sur l'aerodynamique des eoliennes a axe horizontal. *XVème Congrès Français de Mécanique, Nancy, 3 – 7 Septembre 2001*.
- [102] J. Lawrence, H. Kofoed-Hansen, and C. Chevalier. High-resolution metocean modelling at emec's (uk) marine energy test sites. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden, 2009*.
- [103] A. Leonard. Computing three-dimensional incompressible flows with vortex elements, *annu. rev. fluid mech.* 17, 523 (1985).
- [104] A. Leonard. Review : Vortex methods for flow simulation, *j. comput. phys.* 37, 289 (1980).
- [105] J. Lighthill. Fundamentals concerning wave loading on offshore structures. *journal of fluid mechanics*, 173 :pp 667–681, 1986.
- [106] P. Lin and C.W. Li. Wave-current interaction with a vertical square cylinder. *Ocean Engineering*, 30 :855–876, 2003.
- [107] K. Lindsay and R. Krasny. A particle method and adaptive treecode for vortex sheet motion in three-dimensional flow. *j. comput. phys.*, 172(2) :879–907, 2001.
- [108] Youyu Lu and R.G. Lueck. Using a broadband adcp in a tidal channel. part ii : Turbulence. *J. of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 16 :pp. 1568–1579, November 1999.

- [109] T.S. Luu and A. Dulieu. Calcul de l'hélice fonctionnant en arrière d'un corps à symétrie axiale. *Session A.T.M.A*, 1977.
- [110] A. J. MacLeod, S. Barnes, K. G. Rados, and I. G. Bryden. Wake effects in tidal current turbine farms. *Proceedings of IMarEST - Part A - Journal of Marine Engineering*, 2002.
- [111] O.S. Madsen and Ole Secher. Spectral wave-current bottom boundary layer flows. *Proc Coastal Eng Conf, ASCE, New York, NY, (USA)*, vol. 1 :pp. 384–398, 1995.
- [112] T. Maeda, Y. Kamada, J. Suzuki, and H. Fujioka :. Rotor blade sectional performance under yawed inflow conditions. *journal of solar energy engineering*. pages 130 :031–018, 2008.
- [113] F. Maganga, G. Germain, B. Gaurier, J.-V. Facq, T. Bacchetti, G. Pinon, E. Rivoalen, and J.M. Etancelin. Vers une caractérisation réaliste des conditions de fonctionnement des hydroliennes. *12èmes Journées de l'Hydrodynamique, Nantes*, pages 17–19, novembre 2010.
- [114] F. Maganga, G. Germain, J. King, G. Pinon, and E. Rivoalen. Experimental trials on marine current turbine for numerical validation. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden*, 2009.
- [115] F. Maganga, G. Germain, J. King, G. Pinon, and E. Rivoalen. Experimental characterisation of flow effects on marine current turbine behaviour and on its wake properties. *IET Renewable Power Generation*, Vol. 4(Issue 6) :p. 498–509, November 2010.
- [116] F. Maganga, G. Pinon, G. Germain, and E. Rivoalen. Numerical characterisation of the wake generated by marine current turbines farm. *Proceedings of the 2nd International Conference on Ocean Energy, Brest, France*, October 2008.
- [117] F. Maganga, G. Pinon, G. Germain, and E. Rivoalen. Numerical simulation of the wake of marine current turbines with a particle method. *Proceedings of the 10th World Renewable Energy Congress(WREC x), Glasgow, Scotland, UK*, 2008.
- [118] F. Maganga, G. Pinon, G. Germain, and E. Rivoalen. Caractérisation expérimentale du sillage généré par une hydrolienne. influence du taux de turbulence ambiant. *XIèmes Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Les Sables d'Olonne*, pages 22–25, juin 2010.
- [119] F. Maganga, G. Pinon, G. Germain, and E. Rivoalen. Wake properties characterisation of marine current turbines. *Proceedings of the 3rd International Conference on Ocean Energy, Bilbao, Portugal*, 6 October 2010.
- [120] N.N. Mansour, F.H. Ferziger, and W.C. Reynolds. Large-eddy simulation of a turbulent mixing layer. Report tf-11,thermosciences div., dept. of mech. eng., Stanford University, 1978.
- [121] H. Margaretha. *Mathematical modeling of Wave-Current Interaction in a Hydrodynamic Laboratory Basin*. PhD thesis, Universiteit Twente, The Netherlands, 2005.
- [122] G. Martinat. *Analyse physique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour de profils oscillants et d'éoliennes*. PhD thesis, Institut National Polytechnique De Toulouse, 2007.
- [123] A. Mason-Jones, T. O'Doherty, D.M. O'Doherty, P.S. Evans, and C.F.Wooldridge. Characterisation of a hatt using cfd and adcp site data. *Proceedings World Renewable Energy Congress (WREC X), Glasgow, UK*, pages 19–25, July 2008.
- [124] I. Masters, J. Chapman, and J. Orme. A three-dimensional tidal stream turbine hydrodynamic : Performance model. proceedings world renewable energy congress (wrec x), glasgow, uk. pages 19–25, July 2008.

- [125] I. Masters, J.A.C. Orme, and J. Chapman. Towards realistic marine flow conditions for tidal stream turbine. 7th ewetec, porto. 2007.
- [126] K.W. McAlister, L.W. Carr, and W.J. McCroskey. Dynamic stall experiments on the naca0012 airfoil. technical paper tp 1100, nasa, 1978.
- [127] T. McCombes, A. Grant, and C. Johnstone. Unsteady hydrodynamic modelling of rotor systems used in marine current turbines. *Proceedings World Renewable Energy Congress (WREC X), Glasgow, UK*, pages 19–25, July 2008.
- [128] T. McCombes, C. Johnstone, and A. Grant. Unsteady 3d wake modelling for marine current turbines. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden, 2009*.
- [129] W. J. McCroskey. Unsteady airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 14 :285–311, 1982.
- [130] M. Michard and T. Favelier. Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par piv. *9 ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, septembre 2004.
- [131] M. Michard, L. Graftieaux, L. Lollini, and N. Grosjean. *11th Conf. on Turbulent Shear Flows*, Grenoble 1997.
- [132] R. Mikkelsen. *Actuator disc methods applied to wind turbines*. PhD thesis, Technical University de Denmark, 2003.
- [133] R.H. Miller. The aerodynamic and dynamic analysis of horizontal axis wind turbines. j wind eng ind aerodyn 15 (1983), pp. 329–340.
- [134] R.H. Miller. Methods for rotor aerodynamic and dynamic analysis, progress in aerospace sciences, vol. 22, pp.113-160, 1985.
- [135] R.H. Miller. On the computation of airloads acting on rotor blades in forward flight, journal of the american helicopter society, vol. 7, no. 2, pp. 20-32, april 1962.
- [136] R.H. Miller. A simplified approach to the free wake analysis of a hovering rotor, vertica, vol. 6, 1982, pp. 89–95.
- [137] J.J. Monaghan. Extrapolating b-splines for interpolation. j. comput. phys., 60(2) :253–262, 1985.
- [138] A.S. Monin and M. Yaglom. Statistical fluid mechanics. *MIT Press*, Vol. 2., 1975.
- [139] J.-F. Morissette. Rapport de stage m.sc. : Simulations aéroélastiques d'ailes oscillantes multi-segments par méthode vortex, 2010.
- [140] L. Myers and A.S. Bahaj. Near wake properties of horizontal axis marine current turbines. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden, 2009*.
- [141] L.E. Myers and A.S. Bahaj. Experimental analysis of the flow field around horizontal axis tidal turbines by use of scale mesh disk rotor simulators. *Ocean Engeneering*, 37 :218–227, 2010.
- [142] E. Osalus, J. Side, and R. Harris. Structure of turbulent flow in emec's tidal energy test site. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 36 :422–431, 2009.
- [143] M. Ould-Salihi, G.-H. Cottet, and M. El Hamraoui. Blending finite-difference and vortex methods for incompressible flow computations. *siam j. sci. comp.*, 22 :1655–1674, 2000.

- [144] L.F. Philip, Liu Sung, and B. Yoon. Interactions of currents and weakly nonlinear water waves in shallow water. *J. Fluid Mech.*, 1989.
- [145] W. J. Pierson, G. Neumann, and R. W. James. Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics. u.s. hydrographic office, 1955.
- [146] P. Ploumhans and G. S. Winckelmans. Vortex methods for high resolution simulations of viscous flow past bluff-bodies of general geometry, *j. comput. phys.* 165, 354 (2000).
- [147] C. Pozrikidis. Theoretical and computational aspects of the self-induced motion of three-dimensional vortex sheets. *j. fluid mech.* 425, 335 (2000).
- [148] D.C Quarton and Ainslie J.F. Turbulence in wind turbine wakes. *J.Wind Eng, Vol. 14 No. 1*, 1990.
- [149] W.J.M. Rankine. On the mechanical principles of the action of propellers. institution of naval architects, sweden. 1865.
- [150] E. Raeshide, A. Tindal, C. Johnson, A. Graves, E. Simpson, J. Bleeg, T. Harris, and D. Schoborg. Effects of complex wind regimes on turbine performance. *Podium presentation at the Awea Wind Power Conference, Chicago, May 2009*.
- [151] Rehbach. Calcul numérique d'écoulements tridimensionnels instationnaires avec nappes tourbillonnaires. *La recherche aérospatiale*, 5, 1977.
- [152] S. Rehman and N.M. Al-Abbadi. Integrated fatigue loading for wind turbines in wind farms by combining ambient turbulence and wakes. *Renewable Energy* 33 (2008) 2653–2660.
- [153] V. Rey, F. Guinot, and M. Le Boulluec. Interaction houle-courant par profondeur finie : Impact sur la cinématique. *11èmes journées de l'hydrodynamique*.
- [154] M.L Riethmuller. Vélocimétrie par images de particules ou piv. *Von Karman Institute Course Note 148, Rhode Saint Genèse, Belgique*, 1997.
- [155] A. Ristori, C. Brossard, P. Gicquel, M. Barat, and F. Soulignac. Caractérisation détaillée de l'écoulement par p.i.v. et des instabilités de combustion par caméra vidéo rapide intensifiée dans la région du dôme du statoréacteur de recherche. *Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006, Toulouse, 19 - 22 septembre 2006*.
- [156] S.K. Robinson. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Rev. Fluid Mech.*, volume 23 :601–639, 1991.
- [157] L. Rosenhead. The formation of vortices from a surface of discontinuity. *proc. soc. london*, a(134) : 170-192, 1931.
- [158] S.G. Saddoughi and S.V. Veeravalli. Local isotropy in turbulent boundary layers at high reynolds number. *J. Fluid Mech.*, vol. 268 :333–372, 1994.
- [159] T. Sakajo. An extension of draghicescu's fast tree-code algorithm to the vortex method on a sphere, *journal of computational and applied mathematics*, v.225 n.1, p.158-171, march, 2009.
- [160] H.A. Schäffer, D.R. Basco, Q. Chen, and P.A. Madsen. Wave-current interaction based on an enhanced boussinesq approach. *Coastal Engineering*, 1997.
- [161] SHOM. Courants de marée - golf normand - breton de cherbourg à paimpol. *Service hydrodynamique et océanographique de la marine*, ISBN 2-11-088197-6, 1998.
- [162] F.J. Simoes and J.M.R. Graham. Prediction of loading on a horizontal axis wind turbine using a free vortex wake model. in : Proceedings of the bwea conference, 1991.

- [163] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. i. the basic experiment. *mon. weather rev.*, 91-99, 1963.
- [164] C. Guedes Soares and T. Moan. Model uncertainty in the long-term distribution of wave-induced bending moments for fatigue design of ship structures. *Marine Structures*, Volume 4(Issue 4) :Pages 295–315, 1991.
- [165] S.W. Song and R.E. Baddour. On the interaction between waves and currents. *Ocean Engineering*, 1990.
- [166] G.C. Speziale. On the advantages of the vorticity-velocity formulation of the équations of fluid dynamics. Cr-178076, icase 86/18, NASA Langley Reseach Center, Hampton, 1986.
- [167] R.W. Stewart and M.S. Longuet-Higgins. The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents. . *J. Fluid Mech.*, 1960.
- [168] J. N. Sørensen and W. Z. Shen. Numerical modeling of wind turbine wakes. *journal of fluids engineering(transactions of the asme)*. 124(2) :393–399, 2002.
- [169] J. Tangler and G. Bir. Evaluation of rcas inflow models for wind turbine analysis. Technical report, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Colorado, U.S., February 2004.
- [170] G. I. Taylor. The statics theory of isotropic turbulence. *J. of Aeronaut. Sci.* 4 :311, 1937.
- [171] J. Thomson, B. Polagye, M. Richmond, and V. Durgesh. Quantifying turbulence for tidal power applications. *Proceeding, IEEE/MTS Oceans Conference*, 2010.
- [172] L.J. Vermeer, J.N. Sørensen, and A. Crespo. Wind turbine wake aerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences* 39 (2003) 467–510.
- [173] L.J. Vermeer, J.N. Sorensen, and A. Crespo. Wind turbine wake aerodynamics. progressing in aerospace sciences, vol. 39, pp 467-510. 2003.
- [174] R. Verney, J. Deloffre, J.-C. Brun-Cottan, and R. Lafite. The effect of wave-induced turbulence on intertidal mudflats : Impact of boat traffic and wind. *Continental Shelf Research*, 27 :594–612, 2007.
- [175] F. Villaumé. Rapport de stage m.sc. : Prediction des forces instantanees par la méthode vortex appliquée aux écoulements autour de multiples corps mobiles, 2007.
- [176] S.G. Voutsinas, M.A. Beleiss, and K.G. Rados. Investigation of the yawed operation of wind turbines by means of a vortex particle method. in : Agard conference proceedings. vol. 552 :p. 11.1–11, 1995.
- [177] A. Wessel, J. Peinke, and B. Lange. Verification of a new model to calculate turbulence intensity inside a wind farm. *EWEC 2006*.
- [178] A. Wessel, J. Peinke, and B. Lange. Verification of a new model to calculate turbulence intensity inside a wind farm. *Proceedings of the Deutschen Windenergiekonferenz (DEWEK), Wilhelmshaven*, 2004.
- [179] L. Weynans. *Méthode particulaire multi-niveaux pour la dynamique des gaz, application au calcul d'écoulements multifluides*. PhD thesis, Universite de Grenoble I - Joseph Fourier, 2006.
- [180] Winckelmans. Somme progress in large-eddy simulation using the 3d vortex particle meethod. Technical report.
- [181] G. S. Winckelmans, J. K. Salmon, M. S. Warren, A. Leonard, and B. Jodoin. Application of fast parallel and sequential tree codes to computing three-dimensional flows with the vortex element method and boundary element methods, in vortex flows and related numerical methods ii, edited by y. gagnon, g.-h. cottet.

- [182] J. Wolf and D. Prandler. Some observations of wave–current interaction. *Coastal Engineering*, 37 :471–485, 1999.
- [183] W. Zhu, R. van Hout, L. Luznik, H. S. Kang, J. Katz, and C. Meneveau. A comparison of piv measurements of canopy turbulence performed in the field and in a wind tunnel model. *Experiments in Fluids*, 41 :309–318, 2006.
- [184] S. Øye. Dynamic stall, simulated as a time lag of separation. in : K.f. mcanulty, editor. proceedings of the fourth iea symposium on the aerodynamics of wind turbines, etsu- n- 118, 1991.
- [185] S. Øye. Fix dynamisk, aeroelastisk beregning af vindmøllevinger. report afm83-08, fluid mechanics, dtu,1983.
- [186] S. Øye. A simple vortex model. in : Mcanulty k, editor. proceedings of the third iea symposium on the aerodynamics of wind turbines, etsu, harwell, 1990. p. 4.1–5.15.



## **Annexes**



## Annexe A

# Théorie du disque de Froude et limite de Betz

La théorie du disque a été introduite par Rankine en 1865 [149] et Froude en 1889 [53]. Elle a été ensuite développée par Lanchester [100] en 1915 puis par Betz en 1920. Le principe d'extraction de l'énergie par un rotor d'hydraulienne ou d'éolienne est similaire à celui du disque de Froude. Cette théorie permet de décrire le fonctionnement d'un rotor et de déterminer la physique du champ de l'écoulement. Dans cette théorie, le rotor est assimilé à un disque et la vitesse de l'écoulement reste constante le long de l'axe de rotation du rotor.

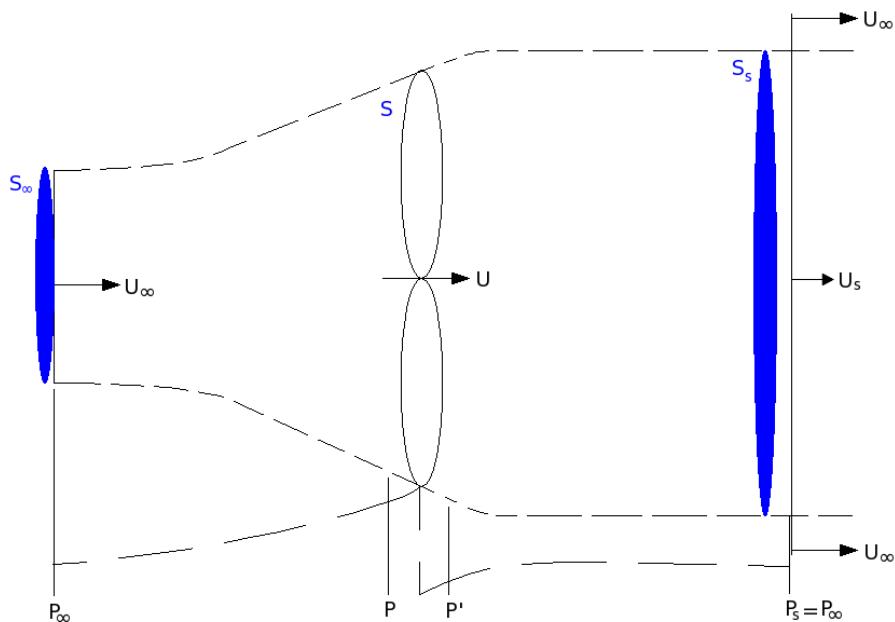


FIG. A.1 – Ecoulement à travers un disque.

Lorsque le fluide passe à travers le disque du rotor, il perd une partie de son énergie cinétique. Sa vitesse diminue graduellement de  $U_\infty$ , vitesse de l'écoulement incident (en amont du disque) à  $U_s$ , vitesse dans le sillage (loin en aval du disque). La pression quant à elle augmente de  $P_\infty$  à  $P$  à l'intados et chute à l'extrados à  $P'$  et recouvre graduellement la pression  $P_\infty$  loin derrière le disque (confère figure A).

De cette théorie, nous pouvons déterminer la limite de Betz, seuil de puissance extraite par une

turbine. Cette théorie peut aussi permettre d'estimer le déficit de vitesse dans un champ d'hydroliennes. Certaines méthodes numériques pour l'étude de performances des rotors ont pour base la théorie du disque, en l'occurrence de la méthode BEM (Blade Element Momentum) présentée brièvement dans la section 1.3.

En utilisant la conservation de la masse pour un fluide incompressible on a :

$$\frac{dm}{dt} = \rho S_\infty U_\infty = \rho S U = \rho S_s U_s \quad (\text{A.1})$$

où  $\rho$  est la densité du fluide,  $U_i$  et  $S_i$  respectivement la vitesse de l'écoulement et l'aire de la section d'écoulement en amont, au niveau du disque et en aval du disque, et  $dm/dt$  la dérivée temporelle de la masse du fluide.

La force  $F_X$  que l'écoulement exerce sur le disque et l'énergie  $E$  extraite par le disque sont données par les équations (A.2) et (A.3).

$$F_X = (U_\infty - U_s) \frac{dm}{dt} = (p - p') S \quad (\text{A.2})$$

$$E = \frac{1}{2} m (U_\infty^2 - U_s^2) \quad (\text{A.3})$$

$$p_\infty + \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 = p + \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (\text{A.4})$$

$$p_\infty + \frac{1}{2} \rho U_s^2 = p' + \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (\text{A.5})$$

L'application du théorème de Bernoulli en amont (A.4) et en aval (A.5) du disque, et l'utilisation de (A.2) donnent :

$$F_X = (U_\infty - U_s) \frac{dm}{dt} = \frac{1}{2} \rho S (U_\infty^2 - U_s^2) \quad (\text{A.6})$$

$$\text{et } U = \frac{1}{2} (U_\infty + U_s) \quad (\text{A.7})$$

Soit  $P$  la puissance extraite par le disque on a :

$$P = F_X U = \frac{1}{2} \rho S U (U_\infty^2 - U_s^2) \quad (\text{A.8})$$

En introduisant le facteur d'induction axial du rotor  $a$ ,  $a = 1 - \frac{U}{U_\infty}$ , dans les expressions des coefficients de puissance  $C_P$  et de traînée  $C_T$ , on obtient :

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho S U_\infty^3} = 4a(1-a)^2 \quad (\text{A.9})$$

$$C_T = \frac{F_X}{\frac{1}{2} \rho S U_\infty^2} = 4a(1-a) \quad (\text{A.10})$$

Si on annule la dérivée de  $C_P$  par rapport à  $a$ , on obtient :

$$\frac{\partial C_P}{\partial a} = 4(a-1)(3a-1) = 0 \text{ et } a = 1 \text{ ou } a = 1/3 \quad (\text{A.11})$$

Si  $a = 1$ ,  $C_P = 0$  : c'est le coefficient de puissance minimal atteind par une turbine.

Et si  $a = 1/3$ ,  $C_P = 16/27 = 0.593$  : c'est le coefficient de puissance maximal atteind par une turbine idéale, aussi appelé limite de Betz. Cette limite est en réalité difficile à atteindre à cause des frottements et de la rotation des pales. Le coefficient de traînée maximal associé à cette limite est  $C_T = 8/9$ .

Comme pour l'éolienne, l'énergie que peut extraire une hydrolienne des courants marins ne peut excéder la limite de Betz ( $C_{P_{max}} = 0.593$ ).

Il est également possible d'estimer le déficit de vitesse maximum dans le sillage d'un rotor à partir de cette théorie. En remplaçant  $U$  par l'expression obtenue en (A.7) dans  $a = 1 - \frac{U}{U_\infty}$ , on obtient une relation entre la vitesse de l'écoulement incident  $U_\infty$  et la vitesse du sillage :

$$U_s = (1 - 2a)U_\infty \quad (\text{A.12})$$

à  $C_P$  maximal,  $U_s = \frac{U_\infty}{3}$ . Ce qui veut dire que le déficit de vitesse maximum dans le sillage devrait être égal aux 2/3 de la vitesse de l'écoulement incident :

$$U_{deficit} = 1 - \frac{U_s}{U_\infty} = \frac{2}{3}.$$

Ce résultat n'est pas toujours vérifié dans la pratique (mesures ou simulations) compte tenu de certains paramètres qui entrent en jeu dans la génération du sillage (mât, nacelle, frottements,...). Que se soit dans l'hydrolien ou l'éolien, le déficit de vitesse maximum rencontré le plus souvent dans la littérature est compris entre 0.30 et 0.66 [10, 141, 17].



## Annexe B

# Qualification du système générateur de houle / plage d'amortissement

Dans ce chapitre sont présentés les essais de caractérisation du système batteur/plage. La fonction de transfert du batteur à houle est adaptée pour le bassin. La position de la plage d'amortissement est optimisée afin de limiter la réflexion. Enfin, la réponse aux essais houle et courant simultanés est étudiée en terme de variation d'amplitude et de longueur d'onde de la houle.

### B.1 Description des essais

La mesure de la houle est effectuée grâce à cinq sondes résistives, plongées au centre du bassin et réparties suivant le schéma B.1. Ces sondes sont branchées sur un châssis Churchill Control cinq voies, lui-même relié à un châssis SCXI connecté à un ordinateur. L'acquisition s'effectue avec le logiciel Labview à une fréquence de 100 Hz sur un temps d'environ 200 s.

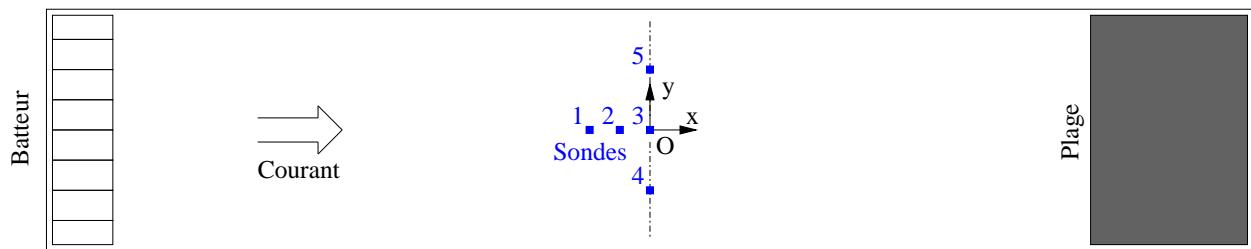


FIG. B.1 – Schéma du bassin avec création de houle dans le sens du courant

Les sondes 1, 2 et 3 de position respective  $X_{i-1}$ ,  $X_i$  et  $X_{i+1}$  sur l'axe du bassin (figure B.1), espacées de 50 cm chacune permettent de déterminer la réflexion, la longueur d'onde et de la vitesse de propagation. La méthode à "3 sondes" [153] est utilisée pour le calcul de l'onde incidente. Les sondes 4 et 5, espacées de 1 m de part et d'autre de la sonde 1, permettent quant à elles, de vérifier que la houle se propage de manière linéaire et à la même amplitude sur la largeur du bassin.

Le batteur, de même que la plage, peuvent être placés en amont ou en aval de la zone de mesure et ainsi produire de la houle dans le sens ou contre courant. Lors de la production de houle dans le sens du courant, les vitesses de veine sont données positives et, à l'inverse, elles sont notées négatives dans le sens contraire.

Pour la caractérisation du batteur, un certain nombre de couples amplitude - fréquence sont imposés pour affiner la fonction de transfert, travail effectué sans courant. Ces houles sont répertoriées dans le tableau B.1. Chacune de ces houles est testée, sans courant, puis enregistrée et l'amplitude moyenne est analysée. En fonction du résultat obtenu, un coefficient est ajusté afin d'optimiser la fonction de transfert du batteur et ainsi obtenir l'amplitude de houle la plus proche possible de l'amplitude demandée.

A [mm]	15	20	20	20	30	30	30	40	50	50	75	50	50	25
f [Hz]	2.00	1.88	1.75	1.63	1.50	1.38	1.25	1.13	1.00	0.88	0.75	0.63	0.50	0.38

TAB. B.1 – Amplitudes (A) et fréquences (f) de houle de caractérisation du batteur

Afin d'optimiser la position de la plage, plusieurs angles d'incidence sont testés. Le bord de fuite de la plage est fixe et situé à 5 cm au dessus du niveau moyen de la surface. C'est l'immersion du bord d'attaque qui varie et quatre altitudes sont retenues : [-20 ; -25 ; -30 ; -35 cm]. Ces altitudes ont été choisies suite à une étude réalisée un bassin à l'échelle 1/5. L'ensemble de ces essais de positionnement de plage est effectué sans courant. La procédure est la suivante : une fois l'altitude du bord d'attaque fixée, la réflexion est mesurée pour différentes périodes de houles, couvrant quasiment l'ensemble du spectre du batteur, soit entre 0.5 s et 2 s.

La réflexion est quantifiée grâce à une analyse de Fourier du signal, basée sur une méthode des moindres carrés permettant de déterminer l'amplitude, la phase, la longueur d'onde et donc la vitesse de propagation de toutes les composantes du signal.

Les essais combinant houle et courant permettent, dans cette première partie, d'observer l'effet du courant sur la déformation de la houle. L'amplitude ainsi que la longueur d'onde d'un certain nombre de houles sont enregistrées pour les vitesses de courants suivantes : [-0.8 ; -0.6 ; -0.4 ; 0 ; 0.4 ; 0.6 ; 0.8 m/s].

## B.2 Qualification du système batteur - plage sans courant

### B.2.1 Qualification du batteur à houle

La figure B.2 est le résultat des tests de calibration du batteur à houle. Elle présente l'évolution du coefficient d'ajustement de la fonction de transfert du batteur, en fonction de la période de houle demandée, traduisant la réponse du batteur en terme d'effort fourni. Ce coefficient a été obtenu après plusieurs boucles de mesures d'amplitudes de houles afin de régler finement l'amplitude mesurée par rapport à celle demandée.

On remarque ainsi une courbe en cloche indiquant que le coefficient est minimum pour les périodes comprises entre 0.8 s et 1.6 s. Ceci signifie que le régime de fonctionnement est minimum pour la houle produite sur cette gamme de périodes. Pour les périodes extrêmes inférieures à 0.6 s et supérieures à 1.6 s un régime de fonctionnement plus intense est observé, pour les plus hautes ou très basses fréquences.

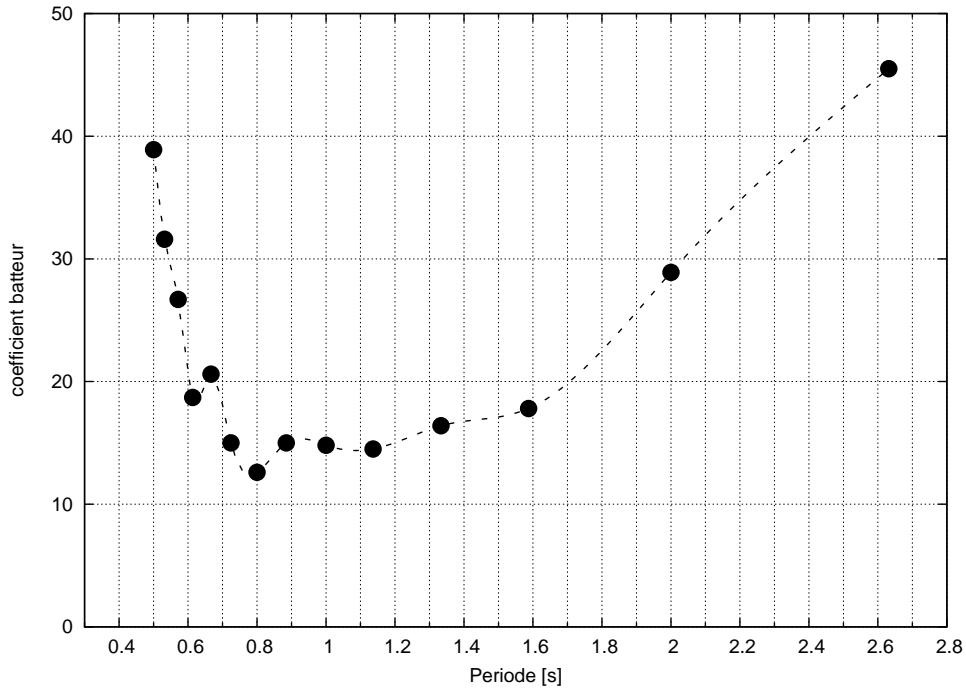


FIG. B.2 – Coefficient d’ajustement du batteur à houle

### B.2.2 Réflexion de la houle dans le bassin

La position de la plage d’amortissement a été optimisée afin de réduire au minimum le coefficient de réflexion de la houle. La figure B.3 représente le taux de réflexion relevé dans le bassin pour différentes immersions de la plage. La série de houle présentée dans le tableau B.1 a été réutilisée ici, pour les périodes comprises entre 0.5 s et 2 s.

On peut observer, sur cette figure, un brusque saut des quatre courbes pour la plus grande période de 2 s, avec une réflexion comprise entre 12 % et 27 %, suivant les immersions. Ce phénomène d’augmentation du taux de réflexion vient du fait que la longueur d’onde de la houle produite à cette période (6 m) est très grande devant la longueur de la plage (2.70 m). Cette dernière n’est donc plus capable d’absorber complètement la houle incidente. Des pics plus petits sont remarquables aux périodes 0.8 s et 0.55 s et sont probablement dus à l’excitation de modes propres transverses du bassin à ces périodes particulières.

Notons que pour les différentes immersions de la plage, les courbes sont très proches les unes des autres. La réflexion est inférieure à 10 % sauf pour le cas à -20 cm, où une plus forte réflexion est observable. La courbe à -35 cm semble être la plus faible pour l’ensemble des houles, avec une réflexion :

- inférieure à 8 % pour les périodes inférieures à 0.9 s,
- inférieure à 5 % pour les périodes comprises entre 0.9 s et 1.6 s et
- inférieure à 15 % pour les plus hautes périodes.

C’est donc celle-ci qui a été retenue.

Suite à ces essais d’optimisation de positionnement de la plage, un certain nombre de houles ont été testées pour différentes amplitudes avec une immersion de -35 cm. La figure B.4 présente le taux de réflexion dans le bassin pour l’ensemble de ces houles. Ainsi, les différents points pour chacune des périodes correspondent à des amplitudes de houle différentes.

On peut également observer sur cette figure une augmentation du taux de réflexion pour les plus

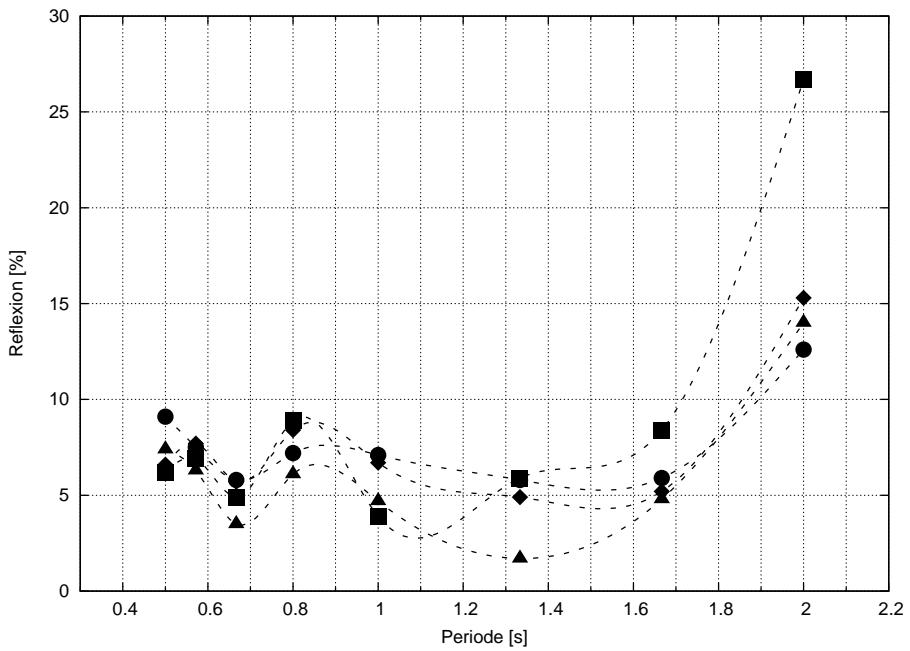


FIG. B.3 – Taux de réflexion de la houle pour différentes immersions de la plage : ● -40 cm, ▲ : -35 cm, ♦ : -25 cm et ■ : -20 cm.

grandes périodes et donc les plus longues longueurs d'ondes. De 0.5 s à 1 s, le taux de réflexion ne dépasse pas les 8 %. Ceci prouve que pour ces périodes, l'absorption de la plage est bonne. Pour la période 1.33 s, soit 2.78 m de longueur d'onde, le taux de réflexion est très variable entre 2 et 13 %. Il est à noter que cette longueur est très proche de la longueur de la plage. Pour les périodes supérieures, de 1.65 s à 2 s, le taux de réflexion se situe, en moyenne, autour de 15 %. Pour ces périodes, donc les longueurs d'ondes les plus longues, l'absorption de la plage est moins bonne, tout en restant raisonnable.

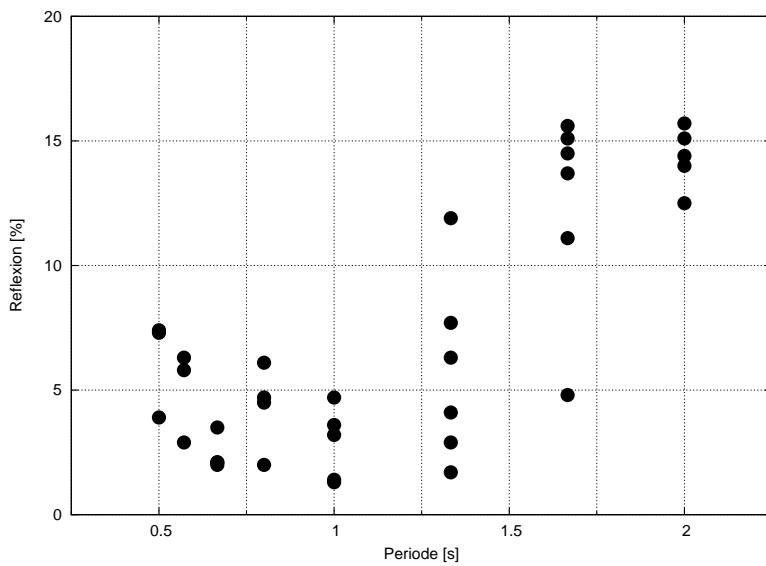


FIG. B.4 – Taux de réflexion de la houle avec une immersion de plage de -35 cm.

## Annexe C

# Rappel de la Houle de Stokes

### C.1 Théorie

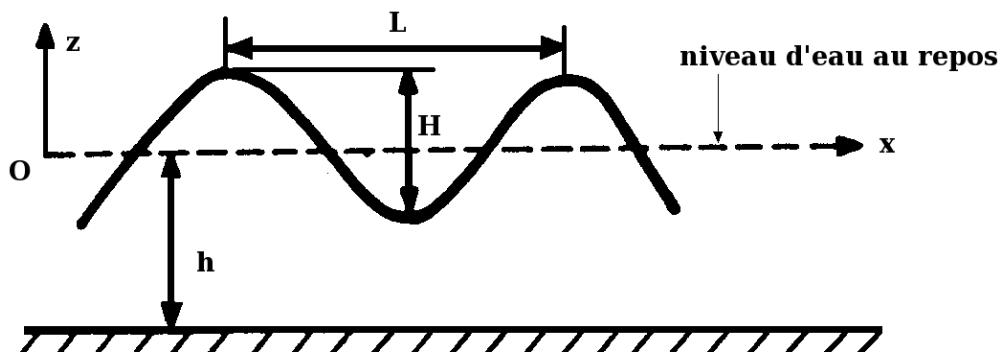


FIG. C.1 – Schématisation de la houle de Stokes.

Notations :

- $H$  : la hauteur de houle (distance crête à creux),
- $h$  : la profondeur de l'eau par rapport au niveau de l'eau au repos,
- $T$  : la période de la houle,
- $L$  : la longueur d'onde de la houle (distance entre deux crêtes successives),
- $\xi$  : la cambrure de la houle.
- $\zeta$  : la hauteur de la houle par rapport à l'axe **Ox**

La houle de Stokes est réalisée sous les hypothèses suivantes :

- Le mouvement du fluide est plan selon la verticale **z** et le fond est considéré imperméable,
- Le mouvement du fluide est périodique et irrotationnel,
- Le fluide est considéré parfait, incompressible et homogène,
- La seule force qui agit est la pesanteur et la pression est considérée constante à la surface,
- La cambrure des vagues est faible et les oscillations de la houle sont faibles devant la profondeur d'eau.

Le rotationnel étant supposé nul, une fonction potentiel de vitesse est définie tel que :

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (C.1)$$

et

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (C.2)$$

Sachant que l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (C.3)$$

En remplaçant les équations (C.1) et (C.2) dans l'équation de continuité, on obtient :

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{pour } z=0 \quad (C.4)$$

La résolution de cette équation donne :

$$\phi = -\frac{gHT}{4\pi} \frac{\cosh(2\pi\frac{z+h}{L})}{\cosh(2\pi\frac{h}{L})} \sin 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}) \quad (C.5)$$

le potentiel  $\phi$  étant une fonction harmonique et périodique dans l'espace et le temps, avec  $w = 0$  pour  $z = -h$ .

Les deux composantes de vitesse orbitale suivant l'axe **Ox** et l'axe **Oz** induites par le déplacement des particules décrivant des orbites dans le sens de propagation des vagues (schématisée figure C.2) sont respectivement données par :

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh(2\pi\frac{z+h}{L})}{\cosh(2\pi\frac{h}{L})} \sin 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}) \quad (C.6)$$

et

$$w = -\frac{\pi H}{T} \frac{\sinh(2\pi\frac{z-h}{L})}{\sinh(2\pi\frac{h}{L})} \sin 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}) \quad (C.7)$$

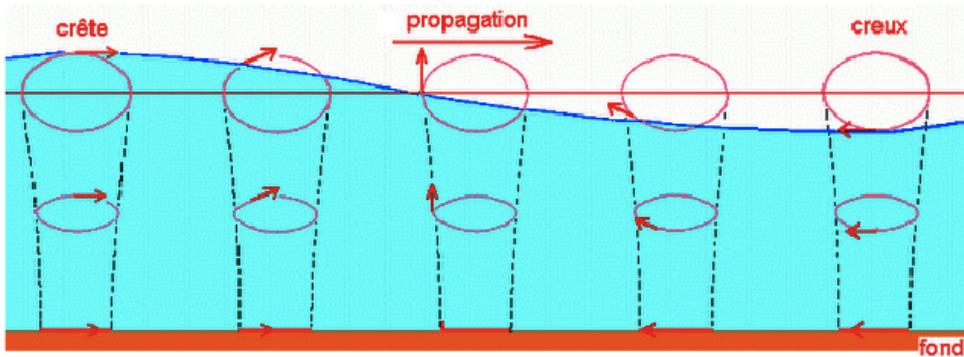


FIG. C.2 – Schématisation de la vitesse orbitale.

Le profil de surface libre est donné par :

$$\eta(x, t) = A \cos(kx - \omega t) \quad (C.8)$$

avec  $\omega = 2\pi/T$  la pulsation de la houle et  $k = 2\pi/L$  son nombre d'onde.

La relation de dispersion est donnée par l'expression suivante :

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)} \quad (\text{C.9})$$

et

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \cdot \tanh(2\pi \frac{h}{L}) \quad (\text{C.10})$$

Cette équation permet de relier la longueur d'onde de la houle à la période. où  $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$  est l'accélération de la pesanteur.

En présence d'un courant uniforme  $U_0$  la relation de dispersion donnée par Jonsson [84] est :

$$\omega - kU_0 = \sqrt{(gk \tanh(kh))}$$

et

$$\omega = kU_0 + \sqrt{gk \tanh(kh)} \quad (\text{C.11})$$

Le courant étant rarement uniforme dans la réalité, une autre relation proposée par Song et Baddour [165] est donnée (équation (C.12)). Cette relation s'utilise sous l'hypothèse d'un courant ayant une distribution verticale linéaire de la forme suivante :  $U(z) = C_1 z + C_2$

$$\omega = kC_2 - \frac{\tanh kh}{2} C_1 + \sqrt{(gk + C_1^2 \frac{\tanh kh}{4}) \tanh kh} \quad (\text{C.12})$$

La vitesse théorique de phase de la houle :

$$c_P = \frac{\omega}{k} \quad (\text{C.13})$$

L'équation de Bernouilli devient alors :

$$\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{p}{\rho} + gz + \frac{\partial \phi}{\partial t} = F(t) \quad (\text{C.14})$$

A la surface, la pression est supposée nulle et  $z = \xi$ .  $F(t)$  est une constante si on considère un point au repos à l'infini. En supposant ensuite que la cambrure de la houle  $\xi$  petite, on obtient au premier ordre :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\xi = 0 \quad (\text{C.15})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0 \quad (\text{C.16})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{C.17})$$

Pour  $\xi$  petit devant  $z$  on a :

$$\xi = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{pour } z=0 \quad (\text{C.18})$$

La côte de la surface libre s'écrit alors :

$$\xi = \frac{H}{2} \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) \quad (\text{C.19})$$

Les expressions de  $u$ ,  $w$  et  $\xi$  permettent d'exprimer la houle de Stokes au 1er ordre.

## C.2 Conclusion

La théorie de Stokes permet de modéliser avec une fidélité relativement grande, la houle monochromatique, sans courant et sans obstacle. Cette dernière situation ne peut pas être rencontrée dans la réalité, sachant que la présence du courant modifie la longueur d'onde de la houle et la forme du profil de courant moyen (voir chapitre 2 et [121]). Après la théorie de Stokes et d'Airy, Boussinesq (1872) à son tour a proposé l'une des plus grandes théorie sur la houle, celle-ci a été ensuite améliorée par certains auteurs [144, 160] pour permettre la prise en compte d'un courant. Au sujet des effets du courant sur la houle, d'importants travaux ont été menés par certains auteurs comme : Longuet-Higgins et al. [167], Song et Baddour [165], Margaretha [121]... Un état de l'art sur la modélisation de la houle a été établi en 2007 par le groupe WISE (Waves In Shallow water Environment) [65].

## Annexe D

# Critères d'identification de structures tourbillonnaires

L'identification de structures tourbillonnaires dans un écoulement est une étape décisive dans l'analyse des mouvements fluides. Du fait de leur importance dans la compréhension des écoulements, l'identification et l'analyse de structures tourbillonnaires font l'objet de nombreuses études.

Il existe différents critères d'identification de structures tourbillonnaires dont les plus utilisés dans la littérature sont les critères  $Q$  et  $\lambda_2$ .

Nous présentons ici un critère de détection de structures tourbillonnaires pour des écoulements bidimensionnels à partir du seuillage d'une fonction indicatrice. La démarche de détection de structures tourbillonnaires à partir d'une fonction indicatrice est basée sur le calcul de la fonction indicatrice à partir d'un champ de vitesse (ou champ de pression), la détermination de la fonction indicatrice par seuillage (points situés sur la frontière ou à l'intérieur d'une structure tourbillonnaire) et par une représentation de la structure tourbillonnaire par le tracé des isovaleurs de la fonction indicatrice.

Dans la méthode choisie pour détecter les structures tourbillonnaires, nous utilisons les fonctions indicatrices  $\Gamma_2$  et  $\Gamma_1$  développées par Michard et al. [131, 64, 130]. Ces fonctions indicatrices sont calculées à partir de champs de vitesses obtenus par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).

### D.1 Fonction indicatrice $\Gamma_2$

La fonction  $\Gamma_2$  permet d'identifier les structures tourbillonnaires dans un écoulement. Elle est définie en chaque point  $\vec{x}$  de l'écoulement comme :

$$\Gamma_2(\vec{x}) = \frac{1}{S} \oint_{\vec{x}' \in S} \frac{[(\vec{x}' - \vec{x}) \wedge (u(\vec{x}') - u(\vec{x}))] \cdot \vec{n}}{|\vec{x}' - \vec{x}| |u(\vec{x}') - u(\vec{x})|} d\vec{x}' = \frac{1}{S} \oint_{\vec{x}' \in S} \sin\theta d\vec{x}' \quad (\text{D.1})$$

avec  $S$  un domaine circulaire de centre  $\vec{x}$ ,  $\theta$  désigne l'angle formé entre  $\vec{x}' - \vec{x}$  ( $\vec{x}' \in S$ ) et la vitesse  $u(\vec{x}') - u(\vec{x})$  (voir figure D.1).  $\Gamma_2$  est invariant par changement de référentiel galiléen, c'est une fonction sans dimension et compris entre -1 et 1. La formulation intégrale de la fonction  $\Gamma_2$  lui assure le caractère de non-localité.

La forme discrétisée de l'équation (D.1) est donnée comme suit :

$$\Gamma_2(\vec{x}) = \frac{1}{N} \sum \sin\theta \quad (\text{D.2})$$

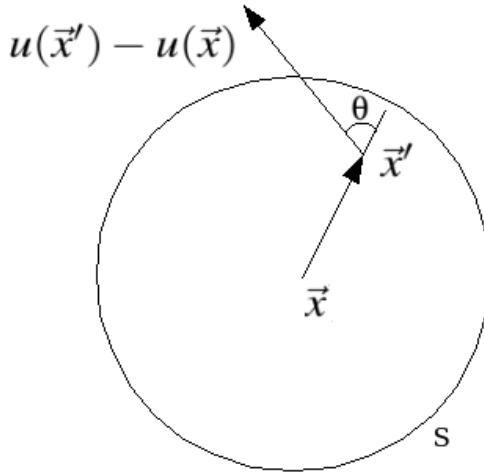


FIG. D.1 – Domaine de calcul de la fonction  $\Gamma_2$ .

où N est le nombre de points M contenus dans le domaine S. N joue le rôle du filtre spatial

Michard et al. [130] montrent qu'en considérant S un domaine circulaire de rayon R tendant vers 0, alors la fonction  $\Gamma_2$  tendrait vers une fonction locale  $\gamma_2$  définie par :

$$\gamma_2 = \frac{1}{\pi} \frac{\text{signe}(\omega)}{\sqrt{1+\eta^2}} \left( \frac{2\sqrt{|\varepsilon|}}{1+|\varepsilon|} \right) [(1-|\varepsilon|)F + (1+|\varepsilon|)E] \quad (\text{D.3})$$

avec  $\varepsilon = \frac{\lambda/\omega}{\sqrt{1+(e/\omega)^2}}$ .

$\lambda$ ,  $\omega$  et  $e$  représentent respectivement un taux de déformation, un taux de rotation et un taux de dilatation. F et E désignent respectivement les intégrales elliptiques complètes du premier et du second ordre. Pour un écoulement bidimensionnel incompressible, la morphologie des structures tourbillonnaires est définie par la condition  $\omega^2 - \lambda^2 \geq 0$  (Cf. [81, 33]). Cette condition est équivalente à  $\gamma_2 \geq 2/\pi$  et la frontière de la structure tourbillonnaire doit satisfaire dans ce cas à la condition  $\gamma_2 = 2/\pi$  [130].

## D.2 Fonction indicatrice $\Gamma_1$

La fonction  $\Gamma_1$  permet de déterminer le centre d'un tourbillon. Cette fonction a été présentée pour la première fois par Michard et al. [131, 64]. Elle est définie de la manière suivante :

$$\Gamma_1(\vec{x}) = \frac{1}{S} \oint_{\vec{x}' \in S} \frac{[(\vec{x}' - \vec{x}) \wedge u(\vec{x}')].\vec{n}}{|\vec{x}' - \vec{x}| |u(\vec{x}')|} d\vec{x}' = \frac{1}{S} \oint_{\vec{x}' \in S} \sin\theta_{\vec{x}'} d\vec{x}' \quad (\text{D.4})$$

avec  $\theta_{\vec{x}'} = [\widehat{(\vec{x}' - \vec{x}), u(\vec{x}')}]$ .

Soit sous la forme discrétisée :

$$\Gamma_1(\vec{x}) = \frac{1}{N} \sum \sin\theta_{\vec{x}'} \quad (\text{D.5})$$

$\Gamma_1$  n'est pas invariant au sens de Galilée.

**Auteur (Author) : Fabrice MAGANGA**

**Titre : Caractérisation numérique et expérimentale des effets d'interaction entre une hydrolienne et le milieu marin**

**Résumé :** Ce travail a pour objectif de caractériser par le biais de la modélisation expérimentale et numérique le comportement hydrodynamique d'une hydrolienne et les caractéristiques du sillage généré pour des conditions réalistes de fonctionnement. Les maquettes d'hydroliennes considérées sont des turbines tri-pales à axe horizontal de 0,7 m de diamètre. Une attention particulière est portée sur les effets des caractéristiques de l'écoulement sur les performances de la turbine, mais également sur le sillage généré. Les essais sont menés au bassin d'essais d'Ifremer à Boulogne-sur-Mer et au canal de traction de Brest, où différents profils de courant, taux de turbulence de l'écoulement amont et conditions houle/courant ont été considérées.

Les développements d'un code tridimensionnel basé sur les méthodes vortex, prenant en compte l'évolution instationnaire du sillage généré par une turbine sont présentés. Les résultats numériques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux, permettant de valider les outils en termes de rendement et d'évolution du sillage.

**Mots clés :** Hydrodynamique, Essais expérimentaux, Méthodes Vortex, Hydrolienne, Sillage.

**Title : Numerical and experimental characterisation of interaction effects between a marine current turbine and the marine environment**

**Abstract :** This work aims to characterise by the means of experimental and numerical modeling, the behavior of marine current turbine and the characteristics of the wake generated under realistic inflow conditions. For that purpose, we used a tri-bladed horizontal axis turbine of 0.7 m of diameter. Particular attention is paid to the flow characteristic effects on the efficiency of the turbine, but also on the generated wake.

Tests are carried out in the Ifremer wave and current flume tank in Boulogne-sur-Mer and in the towing tank of Brest, taking into account current profiles, upstream turbulence intensity level and disturbances generated by wave/current interaction.

The development of a three-dimensional software based on vortex methods, taking into account the non stationary evolution of the wake generated by a turbine is implemented. The obtained numerical results are compared to the experimental ones, making the validation of tools possible in terms of efficiency and of wake evolution.

**Keywords :** Hydrodynamic, Experimental trials, Vortex Methods, Marine Current Turbine, Wake.