



HAL
open science

Etude expérimentale des performances d'une hydrolienne, soumise aux effets de la turbulence et de l'interaction houle-courant

Benoît Gaurier

► **To cite this version:**

Benoît Gaurier. Etude expérimentale des performances d'une hydrolienne, soumise aux effets de la turbulence et de l'interaction houle-courant. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2020. Français. NNT: 2020NORMLH11 . tel-03030615

HAL Id: tel-03030615

<https://theses.hal.science/tel-03030615>

Submitted on 30 Nov 2020

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité mécanique des fluides

Préparée au sein de l'université Le Havre Normandie

Étude expérimentale des performances d'une hydrolienne, soumise aux effets de la turbulence et de l'interaction houle-courant

Présentée et soutenue par

Benoît GAURIER

Thèse soutenue publiquement le 5 novembre 2020

devant le jury composé de

Sandrine AUBRUN-SANCHES	Professeure, École Centrale de Nantes	Rapporteuse
Laurent DAVID	Professeur, Université de Poitiers	Rapporteur
Jacques-André ASTOLFI	Professeur, École Navale	Examinateur
Gaële PERRET	Maître de conférence, Université Le Havre Normandie	Examinatrice
Grégory PINON	Maître de conférence HDR, Université Le Havre Normandie	Directeur de thèse
Grégory GERMAIN	Chercheur HDR, IFREMER	Codirecteur de thèse

Thèse codirigée par Grégory PINON, laboratoire CNRS UMR 6294 LOMC, Université Le Havre Normandie et par Grégory GERMAIN, Laboratoire Comportement des Structures en Mer, IFREMER



If there is cause for deep concern,
there is also cause for hope.
Deliberately limiting growth would
be difficult, but not impossible. The
way to proceed is clear, and the
necessary steps, although they are
new ones for human society, are well
within human capabilities. Man
possesses, for a small moment in his
history, the most powerful
combination of knowledge, tools, and
resources the world has ever known.
He has all that is physically
necessary to create a totally new
form of human society – one that
would be built to last for generations.

MEADOWS et al. (1972)

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier sincèrement les membres de mon jury : Sandrine Aubrun-Sanches et Laurent David pour la relecture attentive de ce manuscrit en tant que rapporteurs, ainsi que Gaële Perret et Jacques-André Astolfi, comme examinateurs. Je suis également reconnaissant envers mes deux directeurs de thèse, Grégory Germain et Grégory Pinon, qui m'ont prodigué conseils et recommandations, pendant toute la durée de ces travaux. Je remercie également Peter Davies et François Schmitt, pour avoir accepté de participer à mon comité de suivi individuel. Enfin, je termine ce paragraphe en remerciant l'IFREMER, qui m'a autorisé à mener ce travail en formation continue.

Même si la fin de la thèse est plutôt un travail individuel, l'ensemble des tâches présentées a été réalisé avec la collaboration de toute une équipe, que j'aimerais vivement remercier ici. J'exprime ainsi toute ma gratitude à mes collègues du bassin IFREMER de Boulogne, avec lesquels je travaille depuis 15 ans : Jean-Valéry Facq, Thomas Bacchetti, Christèle Requillart et Grégory Germain. Je leur suis notamment très reconnaissant d'avoir su s'organiser sans me solliciter systématiquement pour les essais en cours, afin de me laisser travailler sur la thèse.

De manière plus large, j'adresse de francs remerciements à l'ensemble des co-auteurs avec lesquels j'ai écrit les papiers présentés dans ce manuscrit et qui m'ont tous apporté leur soutien tour à tour. Je pense d'abord aux équipes de Strathclyde University, du CNR-INM et de FLOWAVE. Plus particulièrement, je remercie Stéphanie Ordonez-Sanchez et Francesco Salvatore, pour nos nombreux échanges constructifs. Je souhaite également remercier Philippe Druault pour le partage de ses méthodes de traitement du signal, ainsi que sa rigueur. Je remercie aussi Grégory Payne pour ses conseils en matière de maquette d'hydrolienne et parce que certaines des mesures utilisées dans ces travaux ont été effectuées dans le cadre de l'un de ses projets. Je remercie encore Maria Ikhennicheu avec laquelle j'ai collaboré sur une partie de l'analyse des résultats présentés dans ces pages. Enfin, j'adresse un vif remerciement à Catharine Nunn, pour toute l'aide qu'elle m'a apporté dans la correction des tournures et expressions anglaises des articles constituant en partie ce manuscrit.

Pour terminer, j'adresse un remerciement très chaleureux à l'ensemble de ma famille qui m'apporte un soutien permanent et sans faille.

Dans le contexte actuel du réchauffement climatique, l'extraction de l'énergie des courants marins par des hydroliennes se doit d'intégrer le mix énergétique de demain. Ces machines étant confrontées à un environnement marin difficile, il est nécessaire de connaître leur comportement dans des conditions de fonctionnement réaliste pour garantir une utilisation optimale. Dans ces travaux, les performances d'une hydrolienne sont étudiées, quand la machine est soumise à un courant turbulent ou aux effets combinés de la houle et du courant.

La représentation physique des essais à échelle réduite est d'abord abordée, en se focalisant sur la caractérisation de l'écoulement incident et ses effets sur une maquette d'hydrolienne à l'échelle 1/20. La position et le type de mesure de la vitesse amont sont discutés afin de définir avec précision ses performances et sa réponse temporelle et spectrale. Ces éléments sont essentiels dans la définition des standards de certification des modélisations expérimentales.

La représentation de variations bathymétriques permet de générer des écoulements turbulents, caractérisés par le passage de structures tourbillonnaires de la taille du rotor. La réponse de la machine est déterminée de manière globale et locale, pour plusieurs positions relatives de la machine par rapport aux obstacles.

Les effets combinés de la houle et du courant sur le comportement de la machine sont étudiés à partir de résultats de mesures obtenues dans trois infrastructures d'essais. Des différences significatives entre les bassins apparaissent et une discussion sur leur origine est menée.

Mots clefs : hydrolienne, énergie marine renouvelable, essais expérimentaux, PIV, LDV, turbulence, interaction houle-courant

Abstract

In the context of global warming, the extraction of energy by tidal turbines from marine currents must be integrated into the future energetic mix. Being confronted with a difficult marine environment, it is required to know the turbines' behaviour when they are submitted to realistic solicitations to guarantee an optimal use. In this work, the marine turbine performance is studied when the machine is submitted to a turbulent current or a combined wave-current effect.

The physical representation of trials at reduced scale is first described focusing on the incoming flow characterisation and its effects on a turbine model at 1:20 scale. The location and measurement type of the upstream velocity are discussed to accurately define its performance and its temporal and spectral response. Such parameters are essential in the definition of certification standards for experimental modelling.

The bathymetric variation representation enables turbulent flow to be generated. They are mainly characterized by large eddies with a size corresponding to the rotor. The turbine response is determined in a global and local way for many relative turbine locations versus the obstacles.

The combined wave and current effects on the turbine behaviour are studied from measurement results carried out in three facilities. Significant differences between the tanks appear and a discussion on their origin is proposed.

Keywords: horizontal axis tidal turbine, renewable energy, experimental trials, PIV, LDV, turbulence, wave-current interaction

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
Abstract	vii
1 Contexte et introduction du sujet	1
1.1 Le climat de notre planète	1
1.1.1 Des variations régulières de température	1
1.1.2 Un élément perturbateur : le dioxyde de carbone	3
1.2 Contexte énergétique	7
1.2.1 Dans le monde	7
1.2.2 Et en France ?	10
1.3 Énergies marines renouvelables : les hydroliennes	12
1.3.1 Une longue histoire de près de 2000 ans	12
1.3.2 Une ressource énergétique à part entière	13
1.3.3 Différents types d'hydrolienne	15
1.3.4 Contraintes environnementales	16
1.3.5 Quelques projets pour améliorer les connaissances	19
1.4 Plan du manuscrit	20
2 Matériel	23
2.1 Bassin d'essais à houle et courant	23
2.2 Mesure de la vitesse du courant	26
2.2.1 Sondes LDV	26
2.2.2 Système PIV	31
2.2.3 Système ADV	32
2.3 Modélisation expérimentale	33
2.3.1 Mise à l'échelle d'une hydrolienne pour des essais en bassin	34
2.3.2 Conditions d'essais	35
2.4 Maquette de l'hydrolienne	41
2.5 Système d'acquisition	44

3	Caractérisation de l'écoulement amont	45
3.1	Comment mesurer la vitesse de l'écoulement incident ?	46
3.1.1	Introduction	46
3.1.2	Experimental set-up	46
3.1.3	Effect of the upstream velocity measurement	49
3.1.4	ADV-LDV comparisons with varying inter-distances	53
3.1.5	Conclusion	58
3.2	Zone d'influence amont de la turbine	59
3.2.1	Quantification de la zone d'influence amont	60
3.2.2	Corrélations croisées entre vitesse amont et poussée	63
3.2.3	Cartographie de la zone d'influence amont de la turbine	64
3.3	Caractérisation tri-dimensionnelle de l'écoulement	68
3.4	Quelles conclusions en tirer pour les standards de certification ?	72
4	Effet des variations bathymétriques	75
4.1	Impact d'un écoulement turbulent cisailé	76
4.1.1	Introduction	76
4.1.2	Experimental set-up	77
4.1.3	Turbine response characterization	83
4.1.4	Conclusion	95
4.2	Effet du positionnement	95
4.2.1	Introduction	96
4.2.2	Experimental set up and measurements	97
4.2.3	3D Mean flow reconstruction	100
4.2.4	Shear flow effect on turbine blade root force	105
4.2.5	Conclusion	109
4.3	Détermination de la réponse spectrale de l'hydrolienne	110
4.4	Conclusion	116
5	Effets de la houle	119
5.1	Introduction	120
5.2	Experimental set-up	121
5.2.1	Turbine prototype specifications	124
5.2.2	Experimental plan	125
5.2.3	Flow measurement and characterisation	126
5.3	Input flow characteristics	127
5.3.1	Flow velocity characterisation	127
5.3.2	The wave effects	133
5.4	Performance comparisons	135
5.4.1	With current-only	136
5.4.2	With current and wave conditions	137
5.5	Discussion	139
5.5.1	Blockage effects	139
5.5.2	Turbulence effects	141
5.5.3	Wave and current interaction effects	142
5.5.4	Synthesis on the tidal turbine performance characteristics	144
5.6	Conclusion	146

6 Conclusion générale et perspectives	149
6.1 Conclusion	149
6.2 Perspectives	152
A Liste des publications	155
A.1 Articles	155
A.2 Actes de conférences	156
B Turbine performance comparison within an individual test site	157
Bibliographie	159

CHAPITRE 1

Contexte et introduction du sujet

What is urgently needed for both tidal and wave energy is an adequate level of research, development and initial investment.

HOUGHTON (2009)

Sommaire

1.1	Le climat de notre planète	1
1.2	Contexte énergétique	7
1.3	Énergies marines renouvelables : les hydroliennes	12
1.4	Plan du manuscrit	20

1.1 Le climat de notre planète

L'étude du climat diffère de celle de la météo, principalement sur les aspects de taille considérée et de base de temps. Les paramètres étudiés sont cependant souvent les mêmes : la température, la pression, les précipitations, etc. Mais la principale différence est, qu'au lieu de parler de valeurs instantanées et locales, le climat se concentre sur des valeurs moyennes, sur des dizaines, voire des centaines d'années et sur des zones géographiques de la taille d'un continent.

1.1.1 Des variations régulières de température

Depuis un certain temps maintenant, les scientifiques ont montré que la température moyenne à la surface de la Terre fluctue. En particulier, sur les 400 000 dernières années, cette température moyenne a montré quatre grands cycles, d'un peu plus de 100 000 ans chacun (PETIT et al. 1999). Les variations de température, estimées à partir

de forages dans les glaces polaires de l'Antarctique, oscillent d'une dizaine de degrés environ pendant chaque cycle (figure 1.1, courbe **b**).

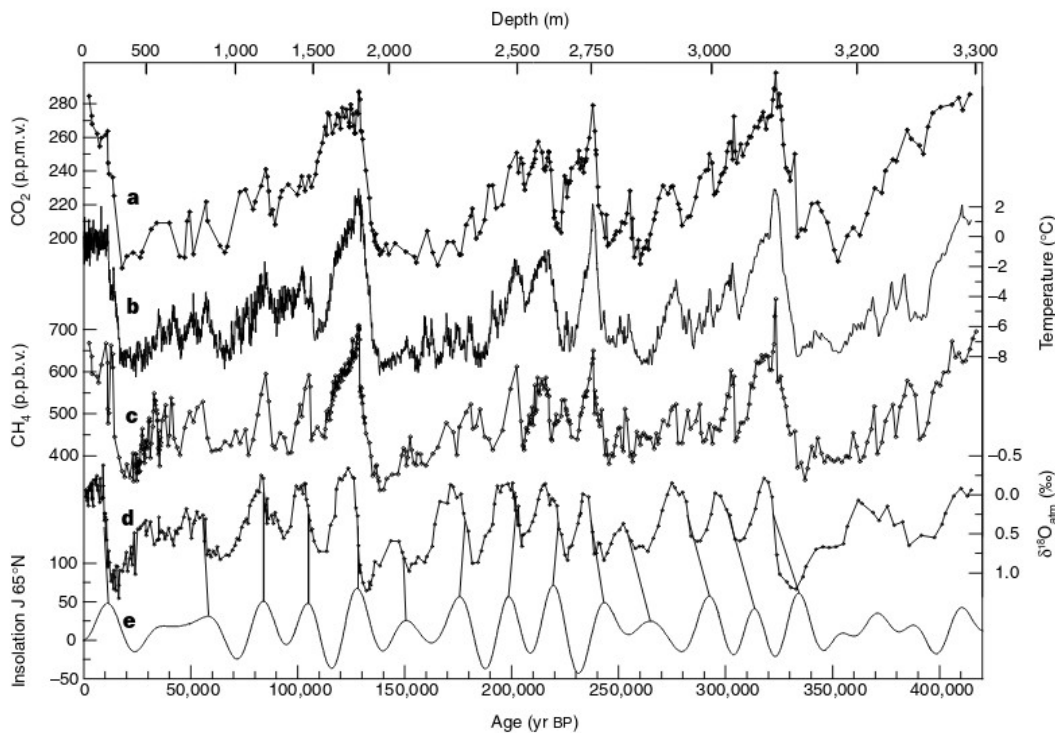


Figure 1.1 – Évolution de la température moyenne de l'Antarctique (courbe **b**) sur les 400 000 dernière années. Le 0 de l'axe vertical correspond à la valeur actuelle et l'axe horizontal indique le temps en année (attention, plus on va vers la droite, plus on remonte dans le passé). Cette variation est légèrement supérieure à celle de la planète dans son ensemble. Le fait que les oscillations soient plus importantes à gauche (donc récemment) tient à la meilleure précision des mesures. Source : PETIT et al. 1999

À l'échelle planétaire, le climat a ressenti la variation cyclique de certains paramètres astronomiques de la Terre, qui ont modifié la quantité de rayonnement que notre planète reçoit du soleil (figure 1.1, courbe **e**). Ainsi, l'aplatissement de l'ellipse que suit la Terre autour du Soleil varie au cours des millénaires, avec une période de retour de l'ordre de 80 000 ans. L'inclinaison de la Terre sur son orbite (obliquité) varie aussi, avec une période de 40 000 ans environ. Et enfin, la Terre ne présente pas toujours le même hémisphère quand elle est au plus près du Soleil, ce qui signifie que les moments où ont lieu les solstices et les équinoxes varient le long de l'orbite terrestre et s'inversent complètement tous les 13 000 ans (précession des équinoxes). En pratique, c'est ce dernier effet qui engendre les variations les plus rapides de l'énergie solaire que nous gardons sur Terre, cette énergie conservée mettant en route la machinerie climatique.

On constate donc, d'après la figure 1.1, que nous nous situons aujourd'hui dans une période chaude de l'histoire de notre planète. D'après cette courbe, et en supposant que les cycles continuent de se répéter, nous devrions approcher de la fin d'une période interglaciaire. Le climat devrait donc avoir naturellement tendance à se refroidir, à un rythme de l'ordre de quelques degrés en 10 000 ans. De plus, on observe également sur cette courbe que la dernière période glaciaire a eu lieu il y a 20 000 ans environ. A cette époque, la température moyenne de la Terre était alors environ 5°C inférieure à celle

d'aujourd'hui. La carte présentée sur la figure 1.2 montre l'Europe telle qu'elle était à cette époque. On note qu'un glacier de plusieurs kilomètres d'épaisseur recouvrait l'Europe du nord, tout comme l'arc alpin, l'Écosse et le nord de l'Irlande. La France ressemblait au nord sibérien actuel et le niveau de la mer était inférieur de 120 mètres à celui d'aujourd'hui, ce qui permettait par exemple de passer à pied de France en Angleterre!

Le rythme du réchauffement de la Terre durant ces 20 000 dernières années a donc été de l'ordre de 1 °C tous les 4000 ans. Ces 5 °C d'écart de température moyenne ont cependant eu des conséquences extraordinaires sur la géographie européenne, rendant, par exemple, des terres inhospitalières et impropres à toute culture (donc quasiment inhabitables) en terre riches, fertiles, tempérées et propices au développement d'une civilisation.



Figure 1.2 – *L'Europe lors du dernier maximum glaciaire, il y a 20 000 ans environ. La température moyenne de la surface de la Terre était alors environ 5 °C inférieure à celle d'aujourd'hui. Les zones blanches désignent les glaciers, les lignes bleues correspondent à la taille maximale des glaciers (les tâches bleues représentent les glaciers actuels), le vert clair représente les terres partiellement gelées de type toundra ou steppe et les pointillés rouges font référence à des régions désertiques et périglaciaires. Source : DIERCKE WELTATLAS 2019*

1.1.2 Un élément perturbateur : le dioxyde de carbone

En 1910, le chimiste suédois Svante Arrhenius, travaillant sur l'effet de serre à la suite d'autres chercheurs dont Joseph Fourier, écrit dans son ouvrage L'évolution des mondes

(ARRHENIUS 1910) : « Fourier et Pouillet admettaient donc que la ceinture atmosphérique que possède la Terre a des propriétés qui se rapprochent de celles du verre, au point de vue de la perméabilité pour la chaleur. Cela fut reconnu exact par Tyndall. Les éléments de l'atmosphère qui sont causes de ce fait sont la vapeur d'eau et l'acide carbonique¹, qui l'un et l'autre n'existent qu'en faible partie dans l'air. [...] L'acide carbonique doublerait-il en quantité, que nous gagnerions quatre degrés ».

Nous savons donc, depuis plus de 100 ans maintenant, que le doublement de la quantité de dioxyde de carbone dans l'atmosphère entraînerait une augmentation de la température moyenne de la surface de la Terre de 4 °C. Or, si on s'intéresse à l'évolution de la quantité de ce gaz (ainsi que du méthane et du protoxyde d'azote, qui sont d'autres gaz à effet de serre) pendant le dernier millénaire, on obtient le graphique présenté sur la figure 1.3. Ces concentrations suivent toutes une très forte croissance (à peu près exponentielle) depuis 1800, en partant d'une valeur constante à 280 partie par million (ppm), qui correspond à celle trouvée sur la figure 1.1 (courbe a), pour l'époque actuelle. L'étude de PETIT et al. (1999) montre également que la teneur de l'atmosphère en gaz carbonique depuis 400 000 ans (figure 1.1, courbe a) n'a jamais dépassé 300 ppm, alors que nous sommes à plus de 390 ppm en 2019.

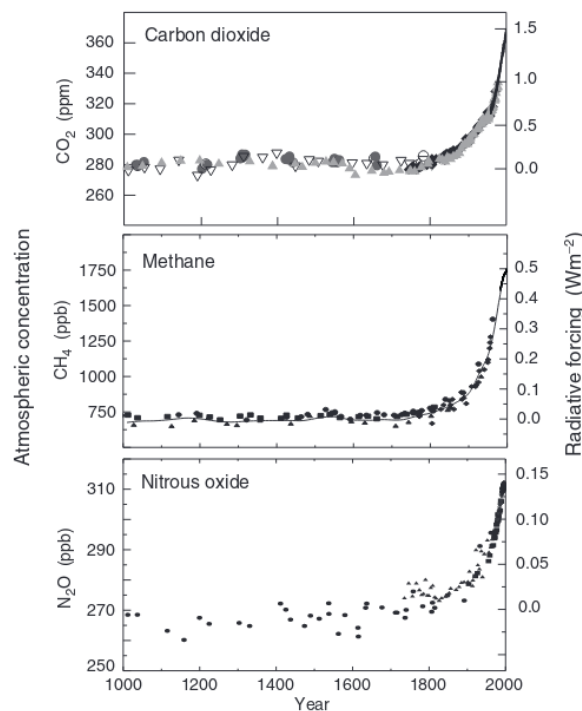


Figure 1.3 – Variation des teneurs de l'atmosphère en gaz à effet de serre depuis mille ans. Carbon Dioxide signifie dioxyde de carbone et Nitrous Oxide signifie protoxyde d'azote. Ces résultats proviennent de l'analyse des bulles d'air mesurées dans la glace et, pour les années postérieures à 1958, de mesures directes. Source : IPCC 2001

Une analyse des isotopes du carbone contenu dans le gaz carbonique atmosphérique nous apporte quelques précisions supplémentaires sur l'origine de ce gaz. Les émissions de CO₂ provenant de l'océan sont relativement riches en carbone 13 et comportent du carbone 14. Les émissions de CO₂ provenant de la biomasse continentale sont moins riches

1. nom alors donné au CO₂

en carbone 13 et comportent aussi du carbone 14. Les émissions de CO_2 provenant des combustibles fossiles sont aussi riches en carbone 13 que celles provenant de la biomasse continentale (charbon) ou marine (pétrole et gaz), mais sont dépourvues de carbone 14. Or on constate que le CO_2 atmosphérique s'appauvrit actuellement en carbone 13 et en carbone 14. L'appauvrissement en carbone 13 indique que l'augmentation du CO_2 atmosphérique ne vient pas de l'océan, et l'appauvrissement en carbone 14 implique que les émissions en provenance des combustibles fossiles augmentent (JANCOVICI 2017).

Finalement, le rythme très rapide de l'augmentation du gaz carbonique dans l'atmosphère, vers des valeurs jamais atteintes depuis au moins 400 000 ans, et les analyses isotopiques de ce gaz montrent que les activités modernes de l'homme sont à l'origine de ces changements. Ces activités sont fortement consommatrices de combustibles fossiles. Elles engendrent donc un réchauffement de la Terre. Ce réchauffement moyen a atteint 1°C sur les 100 dernières années, d'après HANSEN et al. (2010) et la mise à jour de ces données en 2019, présentées sur la figure 1.4. Ce réchauffement est donc quarante fois plus rapide maintenant qu'il ne l'a été depuis la dernière glaciation !

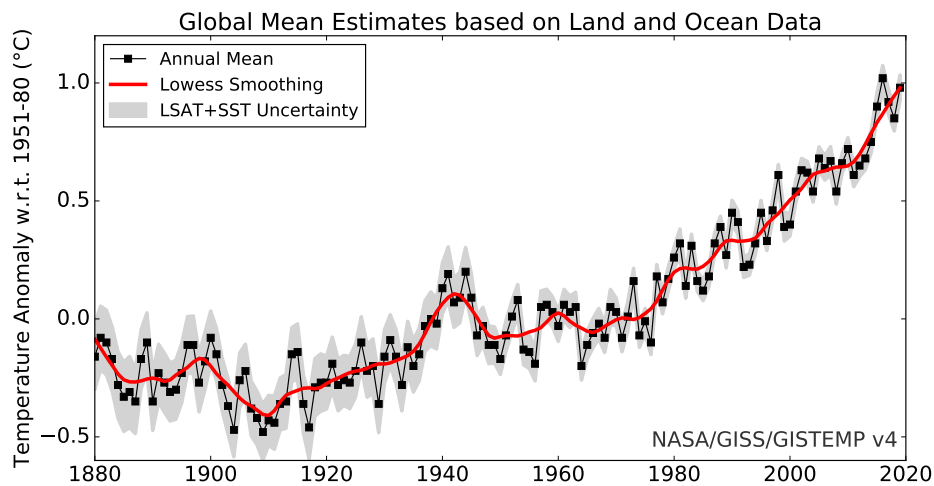


Figure 1.4 – Évolution des températures moyennes de l'air au niveau du sol et moyenne glissante sur 5 ans, depuis 1880. Source : HANSEN et al. 2010, mis à jour en octobre 2019 (GISTEMP TEAM 2019)

Une des caractéristiques communes des gaz à effet de serre est qu'ils présentent une durée de vie très longue une fois émis dans l'atmosphère. Le gaz carbonique a ainsi une durée de vie de l'ordre du siècle. De ce fait, même si les émissions de ces gaz s'arrêtaient brutalement, cela aurait pour seul effet de faire décroître lentement la concentration atmosphérique de CO_2 . Il faudrait attendre ensuite quelques milliers d'années pour que cette concentration revienne à son niveau de 1850. Comme ces gaz continuent à jouer le rôle de vitre autour de la Terre tant qu'ils sont présents, leur grande longévité a pour conséquence que, quoi que nous fassions aujourd'hui, le réchauffement issu des gaz que l'homme a mis dans l'atmosphère depuis 1850 se poursuivra pour encore quelque siècles. Cette longévité s'explique par les différents compartiments du système climatique qui entrent en jeu et répondent au renforcement de l'effet de serre, chacun à leur rythme. Les compartiments les plus lents sont l'océan et les calottes glaciaires. La figure 1.5 montre le temps d'évolution des principaux compartiments du système climatique, dont les calottes glaciaires en pointillés bleus et les océans en trait plein bleu. D'après cette

simulation issue de IPCC (2001), il faut donc quelques centaines d'années pour obtenir une stabilisation de la concentration de CO₂, quelques siècles pour une stabilisation de la température, quelques siècles à quelques millénaires pour la stabilisation de la réponse de l'océan et plusieurs millénaires pour celle des calottes glaciaires. L'ampleur de la réponse des divers composants du système climatique dépend du niveau auquel le CO₂ se stabilise et donc de la date et du niveau du maximum des émissions (raison pour laquelle l'axe des ordonnées n'est pas gradué). Finalement, le principal enseignement de ce graphique est que, malgré la baisse des émissions immédiatement après le pic, la concentration en CO₂ (courbe violette) continue d'augmenter pendant encore environ un siècle et surtout que la température (courbe rouge) continue, elle aussi, d'augmenter très rapidement pendant plus d'un siècle.

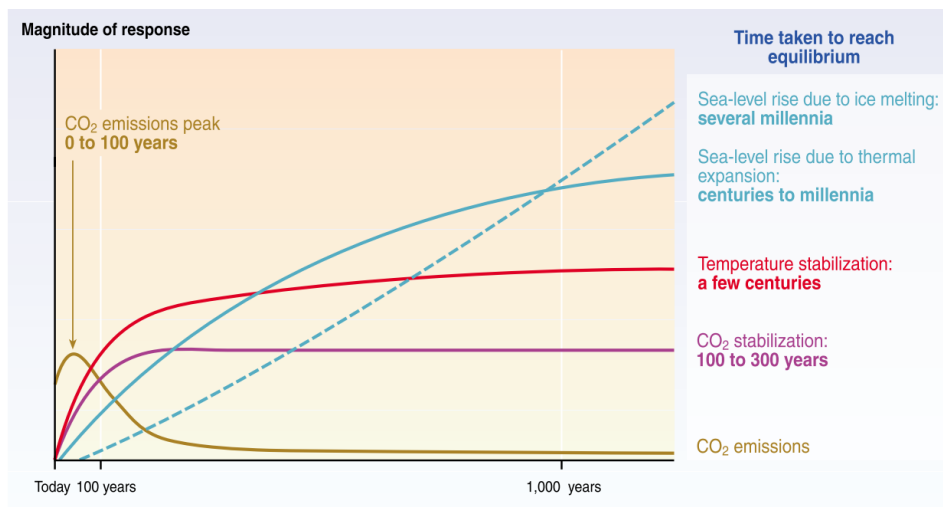


Figure 1.5 – Temps de réponse des principaux compartiments du système climatique avec un profil d'émissions qui passe par un maximum au cours du XXI^e siècle puis décroît (courbe beige). Source : IPCC 2001

A la vue peu hospitalière de la carte de l'Europe présentée à la figure 1.2 avec seulement 5 °C de différence par rapport à la température actuelle, on comprend aisément pourquoi les émissions de gaz à effet de serre et leur conséquence sur la température sont au centre de l'actualité de ces dernières années. Les différentes simulations recensées par le groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC ou IPCC en anglais pour *Intergovernmental Panel on Climate Change*) prédisent une augmentation de la température moyenne de la surface de la Terre de 1 °C à 4 °C, d'ici à 2100 (IPCC 2001). Cependant, cette augmentation ne s'arrêtera pas en 2100, comme on vient de le voir, et pourrait se stabiliser à des valeurs comprises entre 4 °C et 6 °C à terme. Il est donc urgent, s'il on veut continuer de vivre sur une planète accueillante et capable de nourrir l'ensemble de ses habitants², de réduire, dans un premier temps, puis de stopper, à terme, nos émissions de gaz à effet de serre (XU et al. 2020).

2. D'après l'Organisation des Nations Unies, la population de la Terre a connu une faible croissance durant des milliers d'années avant de passer à une croissance accélérée d'allure exponentielle depuis la fin de l'époque moderne. Le nombre de personnes vivant sur la Terre est ainsi passé d'environ 650 millions en 1750 à plus de 2,5 milliard en 1950 et à plus de 7,55 milliard en 2017. Il est donc légitime de se demander si la prolongation de cette évolution peut être « soutenable » durant le siècle à venir, en particulier avec l'évolution des températures mondiales qui vient d'être présentée et ses conséquences sur les possibilités de production agricole ou d'eau.

Comme il a été vu précédemment, nous savons depuis une centaine d'année maintenant que le dioxyde de carbone est un de ces gaz à effet de serre. Il en existe d'autres dont l'évolution de la concentration dans l'atmosphère depuis 200 ans laisse peu de doute sur leur provenance, comme le montre la figure 1.3. JANCOVICI (2013) recense ces gaz à effet de serre d'origine anthropique en indiquant leur part respective dans le réchauffement climatique ainsi que leur source :

1. le gaz carbonique, pour un peu moins de 65 % de l'effet de serre additionnel, provenant pour l'essentiel de la combustion des énergies fossiles (charbon, pétrole et gaz), pour partie de certaines industries (production de ciment) et enfin pour une part non négligeable de la déforestation.
2. le méthane, pour une part un peu supérieure à 15 %, provenant de la combustion de matière organique, de l'élevage des ruminants, de la culture du riz, des décharges d'ordures ménagères et des exploitations pétrolières, gazières et mines de charbon.
3. les halocarbures qui engendrent un peu moins de 10 % de l'effet de serre additionnel. Ces gaz sont utilisés comme réfrigérants dans les systèmes de climatisation, dans les bombes aérosols et dans certains procédés industriels (composants d'ordinateur ou de téléphone portable).
4. l'ozone (O_3), pour une part un peu supérieure à 5 %, qui est un des composants de la pollution et qui provient indirectement de la combustion d'hydrocarbures.
5. le protoxyde d'azote (N_2O), pour environ 5 % de l'effet de serre additionnel, qui provient de l'utilisation des engrais azotés en agriculture et de certains procédés chimiques.

Stopper nos émissions de gaz à effet de serre signifie donc arrêter, ou produire différemment, l'ensemble des activités listées ci-dessus, ces activités étant essentiellement liées aux ressources énergétiques.

1.2 Contexte énergétique

1.2.1 Dans le monde

Si on s'intéresse à l'évolution mondiale de notre approvisionnement totale en énergie primaire, on obtient le graphique présenté sur la figure 1.6, qui a été réalisé à partir des données compilées par l'agence mondiale de l'énergie (*International Energy Agency*), disponibles librement sur le site internet iea.org. D'après cette figure, on constate d'abord que l'approvisionnement en énergie mondiale est continument croissante sur la période considérée, malgré quelques points d'inflexion temporaires comme le choc pétrolier de 1979, la guerre du Golfe de 1990 ou la crise financière de 2008. On remarque également que les trois premières sources d'énergie les plus massivement utilisées sont le pétrole, le charbon et le gaz, représentant ensemble 81 % de l'approvisionnement mondial en 2017.

Une première conclusion s'impose donc : la volonté de limiter l'impact anthropique sur le réchauffement climatique en stoppant nos émissions de gaz à effet de serre va donc à l'encontre de l'évolution de l'approvisionnement énergétique mondial mené au cours de ces dernières années. Le second aspect à retenir est que si la croissance de l'évolution de l'approvisionnement énergétique mondiale continue sur la même pente dans les

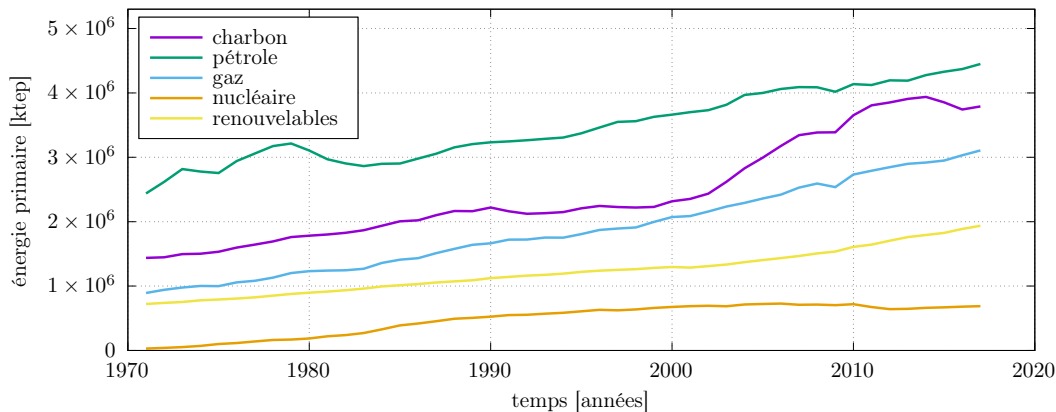


Figure 1.6 – *Évolution mondiale de l’approvisionnement en énergie primaire, discriminée par source, depuis le début des années 1970 et exprimée en millier de tonnes équivalent pétrole (ktep). Une tonne équivalent pétrole équivaut à 11 630 kWh. Le triptyque charbon, pétrole et gaz représente 81 % de l’approvisionnement mondial en 2017. Source : INTERNATIONAL ENERGY AGENCY 2019b*

prochaines années alors nos émissions de gaz à effet de serre, et donc le réchauffement climatique mondial, vont encore s’accélérer.

Il existe plusieurs scénarios concernant la prédiction de la consommation d’énergie dans les années à venir et les émissions de gaz à effet de serre qui y sont associées. Le GIEC classe les différents scénarios utilisés en grandes « familles », supposées correspondre à un projet de société particulier. Les hypothèses portent sur la population, les pratiques agricoles, l’évolution des techniques, etc. et servent ensuite à modéliser une consommation d’énergie et une consommation agricole, lesquelles sont ensuite converties en émissions de gaz à effet de serre. C’est la multiplicité des scénarios ainsi que celle des modèles utilisés qui explique aujourd’hui la fourchette d’augmentation de la température moyenne de la surface de la Terre entre 1 °C et 4 °C d’ici à 2100, citée précédemment.

Un des premiers modèles théoriques à s’être intéressé à ces problèmes dans leur globalité est celui développé par MEADOWS et al. (1972). Ses auteurs ont créé un modèle global simulant le devenir de la production humaine dans un univers fini. L’humanité est dotée d’un capital initial de ressources non renouvelables qui alimente une production agricole, industrielle et de services, en créant au passage de la pollution, laquelle se décrit comme un élément venant diminuer la qualité (et la quantité) des ressources naturelles restantes ou l’espérance de vie. La comparaison des résultats de ce modèle avec la réalité pour les années 1970 à 2000 a été effectuée par TURNER (2008) pour les variables population, production de nourriture, pollution et consommation des ressources énergétiques non-renouvelables. Cette comparaison montre un bon accord entre les résultats du modèle et la réalité pour le scénario standard, en particulier pour les variables consommation des ressources énergétiques non-renouvelables (figure 1.6) et pollution, qui suit parfaitement la courbe d’émission des gaz à effet de serre (figure 1.3) sur la même période. La conclusion des auteurs du modèle est sans appel : si nous continuons à chercher une croissance économique sans limite, qui se traduit sur la figure 1.6 par l’augmentation continue de l’approvisionnement énergétique mondial, alors nous allons droit vers un effondrement de notre système, c’est à dire une décroissance forcée sur une période longue. La seule possibilité pour éviter cet effondrement, d’après les

auteurs, est de limiter de nous-mêmes la production industrielle et donc la croissance économique (ainsi qu'un certain nombre d'autres grandeurs physiques prises en compte dans le modèle) à un niveau compatible avec les possibilités de notre planète.

Afin de limiter l'effet d'une catastrophe de cette ampleur sur notre société, il est donc important de réduire notre consommation d'énergie au plus vite, en réduisant au maximum notre dépendance aux énergies fossiles en les remplaçant partiellement par des sources d'énergie renouvelable ou faiblement émettrice de gaz à effet de serre, dans la mesure du possible. La part des énergies « renouvelables » dans l'approvisionnement mondial représente actuellement 14 % du total (courbe jaune de la figure 1.6). Il faut préciser que l'agence internationale de l'énergie y inclue le bois utilisé pour le chauffage des maisons et la cuisine³. Ce bois représente d'ailleurs près des deux tiers de ces énergies renouvelables (61 % pour l'année 2017). Le reste est fourni par l'énergie des barrages hydroélectriques ainsi que par les énergies solaire, éolienne, géothermique et marine, dont l'évolution est représentée sur la figure 1.7. Sur ce graphique, il est clair que c'est l'énergie des barrages hydroélectriques qui domine la scène mondiale depuis 30 ans. À partir de 2010 cependant, on voit émerger d'autres types d'énergies renouvelables, principalement constitués de l'énergie éolienne et, dans une moindre mesure, de l'énergie solaire et de celle des bio-fuels. L'énergie d'origine marine (provenant des océans, courbe en rouge) est donc marginale pour le moment, avec un approvisionnement mondial de 1044 GWh en 2017, soit plus de 1000 fois inférieur à celui de l'énergie éolienne (1 127 319 GWh). D'après l'INTERNATIONAL ENERGY AGENCY (2019a), au moins un pays de chaque région de l'OCDE a utilisé cette source d'énergie pour produire de l'électricité en 2018. Ces pays sont la France (680 GWh), la Corée (485 GWh), le Canada (20 GWh) et le Royaume Uni (8,3 GWh).

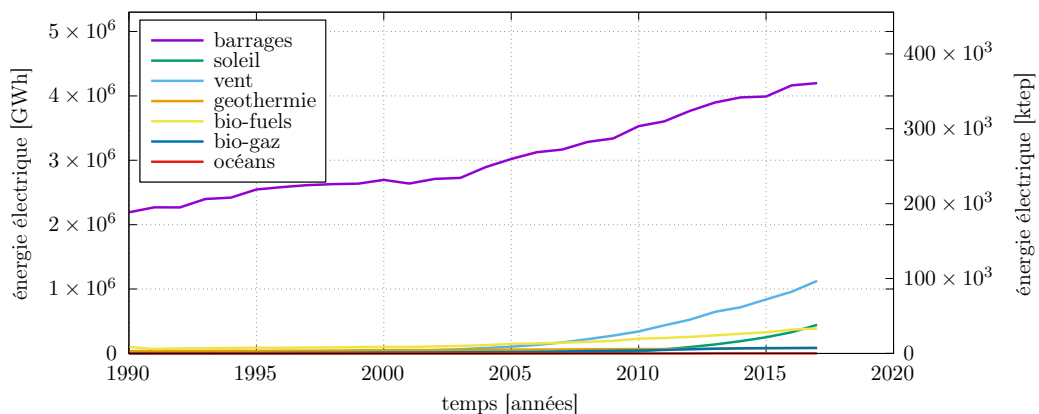


Figure 1.7 – Évolution mondiale de l'approvisionnement en énergie renouvelable (hors bois), discriminée par source, depuis 1990 et exprimée en gigawatt heure (GWh). L'énergie produite par les barrages hydroélectriques domine largement les autres sources, qui émergent à partir de 2010. L'axe vertical de droite est exprimé en ktep afin de faciliter la comparaison avec la figure 1.6. Source : INTERNATIONAL ENERGY AGENCY 2019a

3. Ce bois n'est pas toujours replanté en fonction des pays dans lesquels il est utilisé. Dans ce cas, il ne devrait donc pas entrer dans la catégorie des énergies renouvelables. Il participe alors, au contraire, au réchauffement climatique.

1.2.2 Et en France ?

En France, la répartition des sources d’approvisionnement en énergie est différente de la répartition mondiale, comme le montre la figure 1.8. D’abord, depuis 1990, l’énergie la plus utilisée est l’énergie nucléaire (41 % en 2017), même si le triptyque charbon, pétrole et gaz continue, ensemble, de dominer l’approvisionnement total français en représentant près de la moitié des apports énergétiques (48 % en 2017). D’après ces courbes, il est également clair que l’augmentation de la part de l’énergie nucléaire à partir de 1980 s’est accompagnée d’une diminution de la consommation de pétrole et, dans une moindre mesure, de celle du charbon. L’approvisionnement en gaz a, par contre, continué de croître de manière quasi-linéaire depuis les années 1970. Il est à noter, enfin, que l’approvisionnement global en énergie primaire de la France décroît depuis 2005, passant de 278×10^3 à 251×10^3 ktep en 2017.

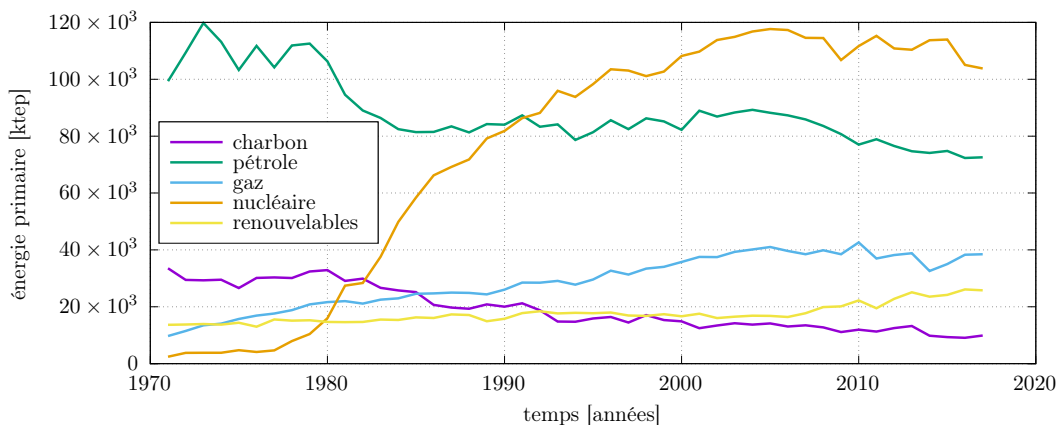


Figure 1.8 – *Évolution française de l’approvisionnement en énergie primaire, discriminée par source depuis le début des années 1970 et exprimée en millier de tonnes équivalent pétrole (ktep). Une tonne équivalent pétrole équivaut à 11 630 kWh. Source : INTERNATIONAL ENERGY AGENCY 2019b*

Si on s’intéresse à présent au contenu en CO_2 (ou équivalent en terme de gaz à effet de serre) de l’électricité produite en France par type de centrale, l’ADEME fournit un outil de comptage et de comparaison qui est nommé facteur d’émissions (ADEME 2016). Ces facteurs d’émissions comprennent les émissions liées à la combustion de l’énergie utilisée, à la mise à disposition de ce combustible, à la construction de la centrale de production ainsi que des éventuelles pertes en ligne. Les valeurs de l’ADEME obtenues pour la production électrique française sont comparées à celles provenant du papier de SOVACOOOL (2008), qui compile différentes études portant sur les facteurs d’émissions existantes dans le monde, dans le tableau 1.1 et exprimés en gramme équivalent carbone par kilowatt heure électrique produit.

La comparaison des facteurs d’émissions entre les calculs de l’ADEME et le papier de SOVACOOOL (2008) montre des résultats très proches pour l’ensemble des moyens de production électrique, sauf pour le nucléaire où on note un rapport 10. Dans son papier, l’auteur fournit une explication à l’origine de cette différence. Il dit notamment qu’une installation nucléaire française peut fonctionner avec un facteur de charge de 83 % pendant 40 ans avec du combustible retraité (donc réutilisé en partie) alors qu’une installation du même type aux États-Unis fonctionnera avec un facteur de charge de

Table 1.1 – *Facteurs d'émissions de gaz à effet de serre des moyens de production d'électricité exprimés en gramme équivalent carbone par kilowatt heure produit (g (CO₂)/kWh). Les données française sont fournies par l'ADEME (2016) et les données mondiales proviennent du papier de SOVACOOOL (2008)*

Moyen de production	Facteur d'émissions	
	Français	Moyenne mondiale
Centrale nucléaire	6	66
Centrale à gaz	418	443
Centrale à charbon	1058	960 - 1050
Centrale fioul-vapeur	730	664 - 778
Éolienne terrestre	14	10
Éolienne en mer	16	9
Photovoltaïque	56	32
Géothermie	-	38
Hydroélectricité	-	10 - 13

81 % pendant 25 ans en utilisant du combustible à usage unique (et donc générant des quantités plus importantes de déchets irradiés). Du point de vue des émissions de gaz à effet de serre, la performance des centrales nucléaires françaises les rend donc aussi intéressantes à utiliser que les sources d'énergie renouvelable comme les éoliennes ou les barrages hydroélectriques.

Ces chiffres montrent par ailleurs que la production d'un kilowatt heure d'électricité par une centrale à charbon est près de 200 fois plus émettrice de gaz à effet de serre que par une centrale nucléaire française. Pour ce qui concerne les énergies renouvelables, l'électricité d'origine photovoltaïque est près de 4 fois plus émettrice que celle des éoliennes en France. Le faible facteur d'émissions des centrales nucléaires françaises, combinée avec la grande proportion d'énergie de cette origine utilisée, permet à la France d'avoir un taux d'émission de dioxyde de carbone par habitant plus faible que ses voisins, comme le montre la figure 1.9.

Comme on peut le constater sur ce graphique, les émissions de dioxyde de carbone par habitant sont décroissantes pour les quatre pays d'Europe présentés. C'est en France qu'on émet le moins de CO₂, avec 4,7 t/hab en 2017. D'après le HAUT CONSEIL POUR LE CLIMAT (2019), cette baisse des émissions n'est cependant pas suffisante pour faire face aux deux problèmes majeurs et interconnectés auxquels l'humanité doit faire face et qui viennent d'être rapidement décrit :

- un réchauffement climatique dont le rythme, déjà très rapide, continue de s'accélérer, associé à une population dont la taille est sans précédent dans l'histoire de l'humanité,
- un risque d'effondrement de notre société économique dont le modèle est uniquement basé sur une croissance perpétuelle sans considération des ressources énergétiques finies dont elle dépend.

Face à ces problèmes, il est plus que jamais nécessaire de supprimer notre dépendance aux combustibles carbonés en :

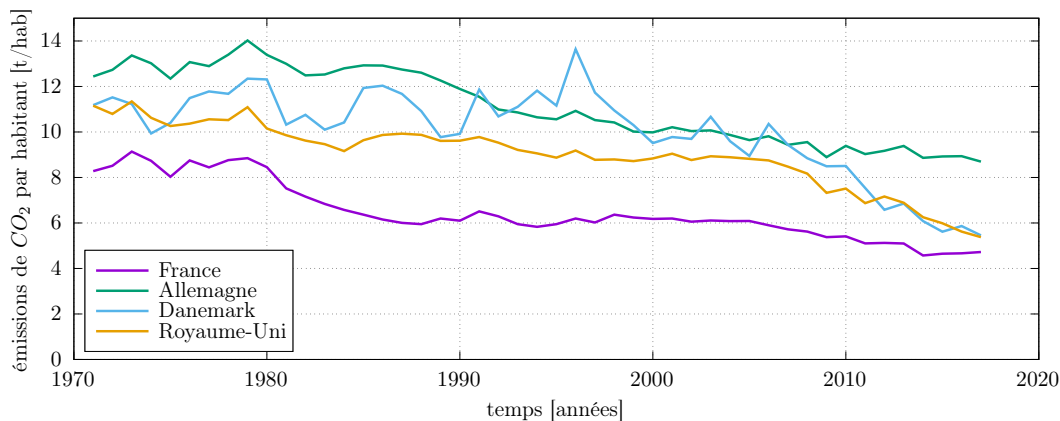


Figure 1.9 – Évolution de l'émission de dioxyde de carbone par habitant pour quelques pays d'Europe depuis le début des années 1970 et exprimée en tonne de CO₂ par habitant. Source : INTERNATIONAL ENERGY AGENCY 2019b et worldometers.info

1. diminuant notre consommation globale d'énergie,
2. transférant cette énergie fossile vers les sources d'énergie faiblement émettrices de gaz à effet de serre.

La part des énergies renouvelables dans le mix énergétique de demain devra donc nécessairement être supérieure à celle d'aujourd'hui. Or, comme il a été évoqué sur la figure 1.7, ces énergies renouvelables proviennent de différentes sources. Dans la suite de cette thèse, on s'intéressera à la partie d'origine marine de ces énergies et plus particulièrement celles liées aux courants de marée.

1.3 Énergies marines renouvelables : les hydroliennes

1.3.1 Une longue histoire de près de 2000 ans

L'idée d'extraire de l'énergie des courants de marées ou de rivières ne date pas d'aujourd'hui. En Chine, l'utilisation de l'énergie hydraulique pour actionner les soufflets de forge était pratiquée dès le I^{er} siècle (CORBION 2016). Prêt d'un millénaire plus tard, son utilisation en France couplée avec l'invention de l'arbre à cames a permis le développement de la sidérurgie. L'utilisation d'un martinet, gros marteau à bascule pouvant peser jusqu'à 300 kg mu par l'énergie hydraulique, est attesté en 1135 à l'abbaye de Clairvaux, dans l'Aube. La forge de l'abbaye de Fontenay en Côte-d'Or présente une reconstitution d'un marteau hydraulique (figure 1.10). Une roue à aube, qui utilise les installations hydrauliques créées par les moines, actionne un marteau qui permettait l'affinage de loupes de fer issues de bas fourneaux. Ce procédé mécanique, utilisé avant l'invention des hauts fourneaux, a permis une forte augmentation de la productivité.

En 1966, soit près d'un nouveau millénaire plus tard, débute l'exploitation de l'usine marémotrice de la Rance. Cette usine, d'une puissance de 240 MW, produit environ 500 GWh d'électricité d'origine marine par an, donc approximativement les trois quart de l'approvisionnement énergétique français en provenance de l'océan (680 GWh en 2018 d'après l'agence internationale de l'énergie). La partie utile du barrage mesure 330 m de long et 30 m de large et est équipé de 24 turbines réversibles (figure 1.11). Ces turbines

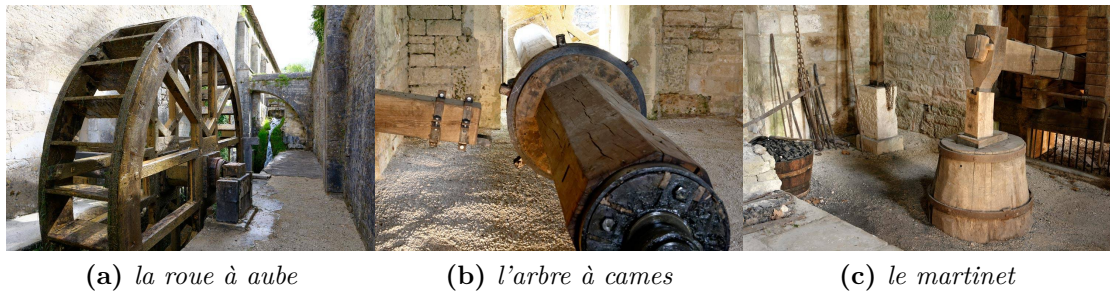


Figure 1.10 – *Le marteau hydraulique de l'abbaye royale de Fontenay en Côte-d'Or : reconstitution de la forge de l'abbaye datant du XII^{ème} siècle (source abbayedefontenay.com)*

produisent de l'électricité grâce au déplacement des masses d'eau, par le phénomène des marées, dans les deux sens, en tirant profit de l'énergie potentielle créée par la différence de niveau d'eau entre le bassin et la mer. Cette forme de production est toutefois probablement vouée à rester marginale puisqu'elle impose de barrer intégralement l'estuaire d'une rivière de taille conséquente et qu'elle a besoin d'un très grand marnage pour fonctionner correctement. La baie du Mont-Saint-Michel tout près de laquelle se jette la Rance possède un des marnages les plus importants au monde (15 m en période de vives-eaux). Cette technologie se nomme énergie marémotrice et se classe parmi les EMR, tout comme l'énergie de la houle, l'énergie thermique des mers qui exploite la différence de température entre les eaux superficielles et profondes, l'énergie osmotique basée sur la différence de salinité entre deux masses d'eau et l'énergie hydrolienne qui utilise l'énergie cinétique des courants.



Figure 1.11 – *Usine marémotrice de la Rance (source fr.wikipedia.org)*

1.3.2 Une ressource énergétique à part entière

Les hydroliennes sont des systèmes de récupération de l'énergie des courants de marée ou de rivière, le plus souvent en exploitant des turbines sous-marines d'une puissance unitaire de l'ordre du mégawatt. L'Europe a l'avantage de posséder des courants de marée particulièrement forts, essentiellement situés autour de la Grande Bretagne et dans la Manche (figure 1.12a), pouvant ponctuellement atteindre 5 m/s comme dans le

détroit des Orcades (*Pentland Firth*) entre l'Écosse et les îles du même nom (DRAPER et al. 2014) ou dans le Raz Blanchard (FURGEROT et al. 2019) comme montré sur la figure 1.12b.

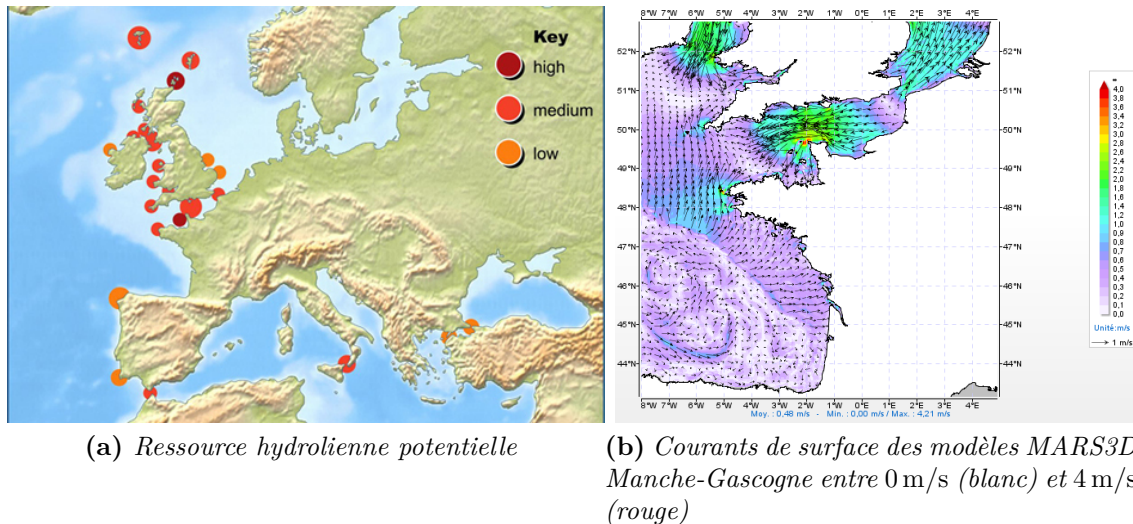


Figure 1.12 – Répartition qualitative de la ressource hydrolienne en Europe et intensité des courants dans le Golfe de Gascogne et la Manche à un instant donné issue des modèles MARS3D (sources : aquaret.com et ifremer.fr)

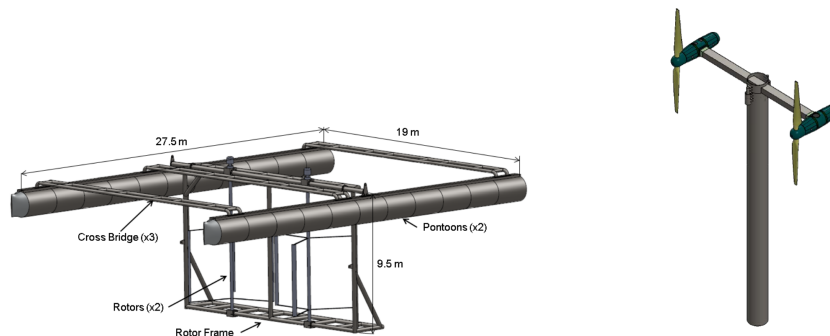
Cette technologie, qui partage beaucoup de similitudes avec l'énergie éolienne, possède cependant un avantage non-négligeable au niveau de son exploitation : à la différence du vent, la prévisibilité des courants de marée est excellente puisque les marées sont régies par une combinaison de forces gravitationnelles et inertielles entre les principaux astres qui nous entourent et sont donc connues à l'avance. Par ailleurs, hormis pendant les périodes d'étales, l'eau est toujours en mouvement dans ces zones, ce qui limite considérablement les périodes sans production et a pour conséquence que le facteur de charge (temps équivalent pendant lequel la machine fonctionne à sa puissance nominale) est plutôt élevé et compris entre 30 % et 75 % d'après NEARY et al. (2014) en fonction des zones géographiques et du type de courant exploité (courant de marée ou courant océanique). En comparaison, le facteur de charge d'une éolienne en mer est de l'ordre de 30 % et celui d'une éolienne terrestre est d'environ 20 %⁴. De plus, la marée étant une onde qui se propage, cette technologie possède un autre avantage très intéressant : dans la Manche par exemple, si on implantait des hydroliennes espacées d'un quart de période (3 heures de marée environ), on pourrait théoriquement obtenir une production quasiment constante et garantie en permanence. D'après BENOIT et al. (2010) et PAILLARD (2012), le potentiel de l'énergie hydrolienne en Europe est de 15 à 35 TWh/an pour une puissance installée de 6 à 8 GW. En France, celui-ci s'élèverait à des valeurs comprises entre 5 et 14 TWh/an pour une puissance installée de 2 à 3 GW, soit approximativement l'équivalent d'un réacteur EPR⁵.

4. D'après RTE (2020) le facteur de charge moyen des éoliennes françaises pour l'année 2019 a été de 24,7 %

5. En prenant un réacteur avec puissance de l'ordre de 1,6 GW et un facteur de charge de 75 %, on obtient une production annuelle de 10,5 TWh/an.

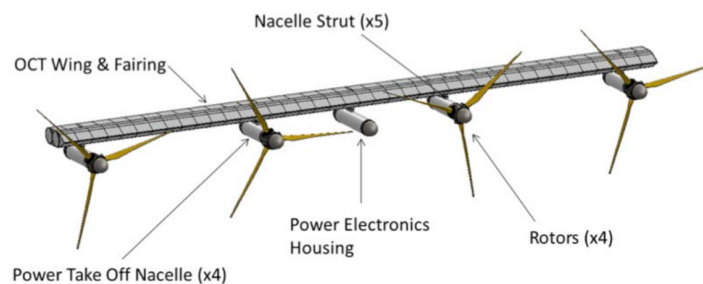
1.3.3 Différents types d'hydrolienne

Cependant, un certain nombre de verrous technologiques viennent encore freiner le développement de cette source d'énergie. Cette filière est intensivement étudiée aujourd'hui par plusieurs consortiums composés de partenaires industriels et académiques afin d'améliorer le fonctionnement des hydroliennes et de réduire leur coût de production. A ce sujet, le rapport de NEARY et al. (2014) fournit une comparaison très détaillée des coûts de production de trois types d'hydrolienne et d'un système houlomoteur. Les trois hydroliennes utilisées dans ce rapport diffèrent par leur lieu de fonctionnement : une rivière, une zone maritime avec courant de marée et une zone à courant océanique. Les technologies utilisées sont adaptées en fonction de ces différents lieux : un système de type *EnCurrent Power Generation* avec deux turbines à axe vertical pour le courant de rivière (figure 1.13a), un système de type *SeaGen* avec deux turbines à axe horizontal pour le courant de marée (figure 1.13b) et un système de type *Aquantis C-Plane* avec quatre turbines à axe horizontal pour le courant océanique (figure 1.13c).



(a) hydrolienne de rivière d'une puissance nominale 100 kW

(b) hydrolienne de courant de marée d'une puissance nominale 1 MW



(c) hydrolienne de courant océanique d'une puissance nominale 4 MW

Figure 1.13 – Trois types d'hydrolienne adaptées en fonction de leur lieu d'utilisation, d'après NEARY et al. (2014)

NEARY et al. (2014) calcule les coûts de production de ces trois hydroliennes en incluant l'ensemble des processus : le design de la machine et l'analyse de ses performances, la fabrication et le déploiement sur site, les différentes opérations de maintenance ainsi que les contraintes liées au respect de l'environnement sur le site. Bien que purement

théoriques, ces coûts de production permettent de donner des éléments de comparaison relative entre les technologies. Ainsi, les coûts de production calculés de ces trois hydroliennes virtuelles sont les suivants :

- 0,73 €/kWh pour une ferme de dix hydroliennes de rivière d’une puissance nominale de 100 kW (figure 1.13a) positionnées dans le Mississippi (à Baton Rouge en Louisiane) et une production de 2044 MWh annuelle.
- 0,38 €/kWh pour une ferme de dix hydroliennes de courant de marée d’une puissance nominale de 1 MW (figure 1.13b) positionnées dans le détroit de Puget (près de Washington) et une production de 27 272 MWh annuelle.
- 0,23 €/kWh pour une ferme de dix hydroliennes océaniques d’une puissance nominale de 4 MW (figure 1.13c) positionnées dans le détroit de Floride et une production de 228 600 MWh annuelle.

Le faible coût de production obtenu pour l’hydrolienne océanique s’explique d’une part par la grande puissance nominale de l’hydrolienne et son facteur de charge élevé (75 %). En ce qui concerne l’hydrolienne de courant de marée, les auteurs de l’étude expliquent que ce coût est légèrement plus élevé que celui des éoliennes en mer, sans toutefois préciser ce dernier chiffre. Il est intéressant de remarquer également que c’est la fabrication et le déploiement de ces hydroliennes qui constitue la part la plus importante de ce budget (entre 50 % et 60 %). Viennent ensuite le coût des opérations de maintenance avec une part d’environ 30 % de ce budget. Pour réduire les coûts de production des hydroliennes, il faut donc optimiser les procédures de fabrication et de déploiement ainsi qu’améliorer la fiabilité des machines.

1.3.4 Contraintes environnementales

Pour pouvoir agir sur ce dernier point, il est nécessaire de connaître les facteurs externes qui sont susceptible de perturber le bon fonctionnement des hydroliennes. MYERS et al. (2012) nous donne un aperçu des principales contraintes auxquelles les hydroliennes doivent faire face en les regroupant de manière schématique sur la figure 1.14.

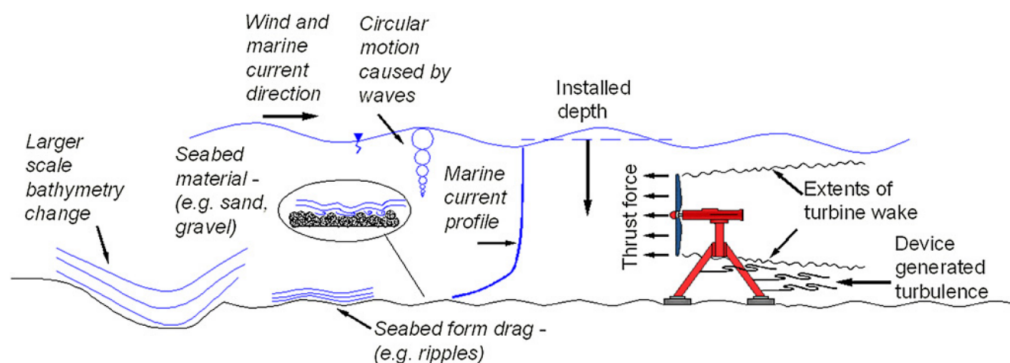


Figure 1.14 – Principales contraintes environnementales auxquelles une hydrolienne doit faire face, d’après MYERS et al. (2012)

La première des contraintes est liée aux variations de bathymétrie qui génèrent des perturbations dans l’écoulement, impactant directement les machines positionnées en amont. Sur ce sujet, France Énergie Marine a récemment piloté le projet [THYMOTE](#)

entre 2016 et 2019 dont l'objectif était l'amélioration des connaissances des processus turbulents dans les sites hydroliens par l'étude du Raz Blanchard (GUILLOU et al. 2019). Des mesures *in situ*, des développements de modèles numériques, des essais en bassin et des développements d'outils spécifiques de calcul de fatigue sur les turbines sont venus alimenter ce projet. Du point de vue expérimental, les récents travaux de IKHENNICHEU et al. (2019b) et IKHENNICHEU et al. (2019c) ont permis de décrire finement le sillage et les perturbations engendrées par une variation bathymétrique sur le profil de courant. Ce sujet sera abordé plus en détail dans le chapitre 4 de cette thèse.

La seconde contrainte, également située en profondeur, est liée à la nature des fonds. Comme le montre la carte présentée sur la figure 1.15 et issue de l'étude de LARSONNEUR et al. (1982), le sol de la Manche est essentiellement constitué de gros sédiments : galets, gravier et sable grossier. Ces observations sont d'ailleurs confirmées par l'étude plus récente de FURGEROT et al. (2019), focalisée sur la nature des fonds du Raz Blanchard. Dans les zones où le courant est fort telles que le Raz Blanchard, IDIER et al. (2011) et FRANZETTI et al. (2013) ont montré que les dunes constituées de ce type de sédiment pouvaient se déplacer, entraînant avec elles de grandes quantités de gravier et de galets. Les mécanismes entrant en jeu lors de ces déplacements font qu'une partie de ces sédiments peut être remis en suspension (GUILLOU et al. 2010) et venir impacter une hydrolienne présente dans cette zone. Une étude récente de GAURIER et al. (2017) a montré que des impacts, même ponctuels, de tels sédiments pouvaient gravement endommager la structure externe des pales d'une hydrolienne.

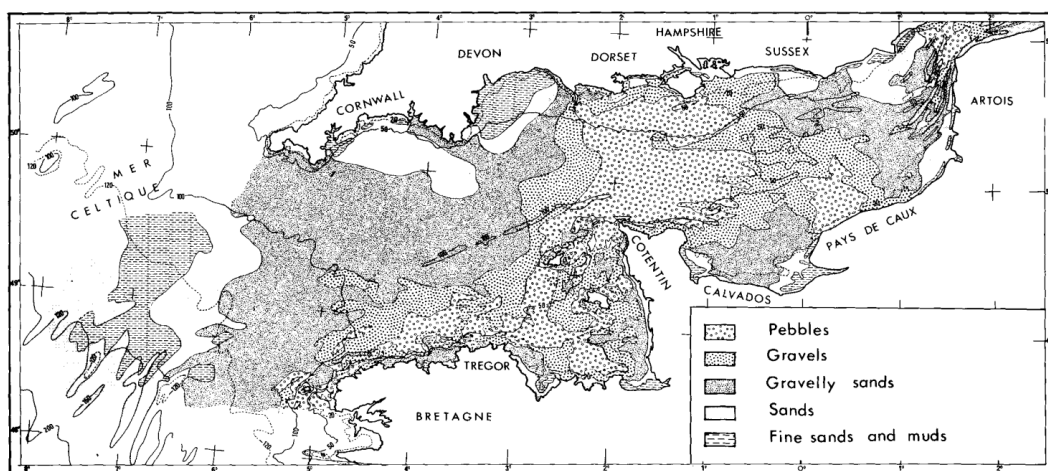


Figure 1.15 – Composition des fonds de la Manche, d'après LARSONNEUR et al. (1982). Des graviers ou des galets recouvrent principalement le fond des zones fortement énergétiques (Fromveur, Sein et raz Blanchard).

En se rapprochant encore de l'hydrolienne, on observe que le profil de courant dessiné sur la figure 1.14 n'est pas complètement vertical. En effet, celui-ci est d'abord impacté par la couche limite dont la taille est liée à la rugosité du fond. Cette couche limite crée un cisaillement vertical de la vitesse. Si ce cisaillement atteint l'hydrolienne (quand celle-ci est posée au fond par exemple), il entraîne alors une fluctuation cyclique des efforts sur les pales de la turbine. À chaque rotation, les pales sont successivement soumises à une vitesse plus faible vers le bas et une vitesse plus forte vers la surface. Il en découle une variation périodique de la traînée, ainsi que des autres efforts auxquels est soumise

l'hydrolienne, source de fatigue pour le matériau constituant les pales dont il faut tenir compte dans le dimensionnement.

Ce profil de courant est également impacté, en surface, par la présence des vagues entraînant des mouvements orbitaux des couches supérieures de la colonne d'eau. Les vitesses orbitales générées par la houle interagissent avec le courant en modifiant le profil moyen d'une part et en y ajoutant une composante fluctuante périodique d'autre part. L'étude de l'impact de la houle sur les performances et la fatigue des hydroliennes est l'objet de nombreuses études depuis quelques années. De manière non exhaustive, on peut citer par exemple GAURIER et al. (2013), GALLOWAY et al. (2014), MARTINEZ et al. (2018), ORDONEZ-SANCHEZ et al. (2019) et DRAYCOTT et al. (2019). Les auteurs de ces études s'accordent à dire que l'effet de la houle n'impacte pas de manière significative les performances moyennes des machines. Cependant, des fluctuations additionnelles sur les efforts des pales et de la structure entrent en jeu avec la houle, dont il faut tenir compte dans le calcul de la fatigue des différents matériaux. L'impact de la houle est étudié dans le chapitre 5 de cette thèse en soumettant une maquette d'hydrolienne à différentes sollicitations de ce type.

Enfin, le profil de courant est majoritairement turbulent sur les sites à fort potentiel énergétique, soit que cette turbulence provienne des variations bathymétriques que l'on a déjà évoquées, soit qu'elle soit générée plus en amont (par la présence d'autres machines par exemple) et se propage avec le courant. Comme pour la houle, les effets de la turbulence sur les performances moyennes sont peu significatives. Certains auteurs (GAURIER et al. 2015) notent toutefois une légère augmentation des performances moyennes liée à la déstabilisation de la couche limite laminaire le long du profil des pales par l'effet de l'augmentation de la turbulence, qui a pour conséquence d'étendre la couche limite turbulente et d'améliorer ainsi les performances. Une turbulence élevée entraîne surtout une fluctuation élevée des efforts et de la production de puissance, ce qui peut constituer un véritable défi pour les systèmes de régulation d'énergie (LEWIS et al. 2019). Un lien assez fort a été montré par DURÁN MEDINA et al. (2017) entre l'intermittence de l'écoulement et celle de la production de puissance, en particulier pour les grandes échelles de la turbulence. Par ailleurs, MYCEK et al. (2014a) ont également remarqué qu'une augmentation de la turbulence incidente avait pour effet de réduire la longueur du déficit de vitesse dans le sillage d'une hydrolienne. Ceci a été confirmé par la mesure des performances d'une seconde machine dans le sillage d'une hydrolienne amont. A distance égale, ces performances sont largement supérieures quand la turbulence amont est plus forte (MYCEK et al. 2014b). Par ailleurs, GAURIER et al. (2020a) ont positionné trois hydroliennes en configuration de ferme : deux machines en amont et une machine en aval. Ils ont également remarqué qu'en faisant varier l'excentricité de la position de la machine en aval (jusqu'à un demi-diamètre de l'axe central) les performances de cette machine étaient peu différentes quand la turbulence est forte. La turbulence incidente d'un site choisi a donc à la fois des conséquences sur le dimensionnement des hydroliennes, sur l'intermittence de leur production de puissance ainsi que sur leur positionnement relatif dans le cas d'un parc. La connaissance précise des conditions d'écoulement d'un site est donc primordiale.

1.3.5 Quelques projets pour améliorer les connaissances

Pour anticiper les problèmes cités précédemment liés à l’environnement physique des hydroliennes, le projet [REALTIDE](#) est actuellement mené en collaboration avec différents partenaires pour améliorer la fiabilité des hydroliennes en identifiant les principales sources de défaillance et en proposant des solutions avancées de conception et de suivi des éléments critiques. De la même manière, le projet [MONITOR](#) a pour but d’étudier la fiabilité des hydroliennes au moyen de plusieurs modèles numériques et expérimentaux afin de développer un outil générique qui permettra aux développeurs de technologie de fiabiliser leurs machines. Des essais expérimentaux en bassin sont systématiquement requis dans le cas de ces deux projets. Ils ont pour but de produire des données expérimentales dans des conditions maîtrisées, sur des maquettes de petite taille facilement adaptables et modifiables en fonction des besoins, pour des coûts très largement inférieurs à des essais en mer.

Cependant, d’autres problématiques entrent en compte dans ces essais en bassin : les effets d’échelle de la maquette et la question de l’extrapolation des résultats obtenus vers l’échelle réelle par exemple. Le projet [MARINET2](#) vise ainsi à améliorer la qualité, la fiabilité et la précision de la modélisation physique dans les infrastructures d’essais, en proposant de nouvelles pratiques pour les systèmes et sous-systèmes EMR en cours de développement, où il n’existe actuellement encore aucun standard, ni norme reconnus. Ce projet vient également renforcer la mise en réseau entre les différentes infrastructures de recherche européennes, en améliorant l’aptitude et les compétences du personnel par la formation et l’échange. C’est dans ce cadre qu’ont été réalisés les premiers essais *Round Robin* (GAURIER et al. 2015) dont le but était de comparer les résultats en terme de performance d’une même maquette d’hydrolienne dans quatre bassins. Les résultats ont montré de grandes similitudes entre les performances obtenues dans les quatre bassins. Cependant, des différences ont malgré tout été observées, liées notamment à la dimension des bassins (effet de blocage) ou au fonctionnement de ceux-ci (bassin de traction ou de circulation).

Les essais de système EMR en bassin souffrent actuellement d’un manque de normalisation et de certification de leur modélisation physique. Le projet [MET-CERTIFIED](#) tente de combler ce manque. Il a pour but d’accroître la confiance dans les résultats de projets EMR par le développement de normes et de systèmes de certification internationalement reconnus dans le secteur.

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse s’inscrit dans l’ensemble des projets cités précédemment. Dans le but d’améliorer la fiabilité des hydroliennes, il est nécessaire de connaître précisément leur réponse en fonction des sollicitations auxquelles elles sont soumises. Pour connaître cette réponse, on se propose d’utiliser la maquette de l’hydrolienne récemment développée dans le laboratoire, couplée avec une mesure de l’écoulement incident en amont de celle-ci. Cependant, en fonction du type d’écoulement généré dans le bassin : homogène, turbulent, cisailé, dans le sillage d’une perturbation bathymétrique ou combiné avec un profil de houle, il est nécessaire de choisir l’instrument le plus adapté pour réaliser la mesure de vitesse la plus appropriée. Par ailleurs, la distance entre cette mesure de vitesse et l’hydrolienne est également à considérer : trop loin, la vitesse mesurée peut être différente de celle perçue par la machine et trop près, la mesure peut être modifiée par la présence de la turbine. Le premier objectif de ce travail concerne donc **la mesure de la vitesse incidente dans le but d’améliorer la**

caractérisation des performances d'une hydrolienne mais aussi d'approfondir la connaissance de la réponse de celle-ci lorsqu'elle est soumise à différentes sollicitations d'écoulement. Ce premier objectif doit également **apporter des éléments de réponse à la problématique actuelle du manque de normalisation et de certification** des modélisations physiques, en particulier sur l'aspect des protocoles d'essais.

Le second objectif de ces travaux concerne plus spécifiquement l'écoulement complexe généré par une perturbation bathymétrique en amont d'une machine. Cet écoulement original se caractérise par un fort cisaillement vertical de la vitesse incidente et une émission périodique de structures tourbillonnaires, dont la taille est proche du diamètre d'une turbine. La réponse de l'hydrolienne à cette sollicitation particulière, mais fréquemment rencontrée en mer dans les zones à fort potentiel énergétique, est étudiée d'un point de vue global d'une part (analyse de la poussée sur le rotor), mais également en se focalisant plus localement sur les efforts en pied de pales. **La connaissance de la variation cyclique de ces efforts est déterminante dans le dimensionnement des structures et la fatigue des matériaux**, toujours dans l'optique d'améliorer la fiabilité des machines.

Le troisième objectif visé est de poursuivre les travaux initiés en 2015, dédiés à statuer sur la dépendance ou non des résultats de performance d'une hydrolienne aux moyens expérimentaux utilisés (essais Round Robin). En 2015, l'étude était focalisée sur les essais en courant seul. Il s'agit aujourd'hui **d'établir la dépendance ou non de ces mêmes résultats d'essais en combinant la houle et le courant** aux moyens expérimentaux utilisés. Nous verrons à quel point les conditions d'essais générées peuvent être différentes entre les bassins, en fonction de leurs dimensions et de leurs caractéristiques intrinsèques, et la manière dont ces différences sont perçues par l'hydrolienne. Dans ces travaux, **la réponse de l'hydrolienne à ce type de sollicitation particulière qu'est l'interaction houle-courant est donc étudiée** par la même occasion. Nous pourrons ainsi quantifier le comportement de l'hydrolienne en présence de houle, notamment en terme de performance.

1.4 Plan du manuscrit

Outre cette introduction, ce manuscrit se compose de quatre principaux chapitres.

Dans le second chapitre, l'ensemble du matériel utilisé dans ces travaux est décrit. Le bassin d'essais d'une part, mais aussi les systèmes de mesure de la vitesse du courant ainsi que la maquette instrumentée de l'hydrolienne feront l'objet d'une attention particulière. On s'attachera à montrer les possibilités de chacun de ces systèmes mais aussi leur limites propres qui peuvent être liées à leur dimension, aux capacités physiques, aux effets d'interaction ou encore aux incertitudes de mesure. La modélisation expérimentale appliquée aux essais EMR et plus particulièrement aux hydroliennes est également abordée. Les différentes conditions d'essais qui peuvent être générées en bassin ainsi que les limites physiques de ces derniers sont évoquées.

Le troisième chapitre traite de la caractérisation de l'écoulement en amont d'une hydrolienne afin de déterminer précisément ses performances. Il y est notamment montré que pour des cas d'écoulements particuliers (fortement turbulents, cisailés, etc.) la

connaissance précise des caractéristiques du courant incident permet de mieux appréhender les performances d'une hydrolienne. Cependant, des questions demeurent. Par exemple, à quelle distance de l'hydrolienne effectuer cette mesure de l'écoulement ? Trop près, il y a un risque de percevoir l'effet d'induction de la turbine. Trop loin, l'écoulement peut se trouver très différent de celui perçu par la machine. Une autre question peut être : comment caractériser complètement l'écoulement ? Un unique point central ne permet pas d'observer les gradients de vitesse et n'est donc pas toujours représentatif de la vitesse moyenne perçue par l'hydrolienne. Il permet cependant de déterminer la réponse fréquentielle de la turbine aux fluctuations de l'écoulement mesurées. Faire l'acquisition de plusieurs points de mesure sur un profil ou une surface correspondante au rotor de la machine n'est pas toujours possible et dépend de l'instrumentation disponible. L'ensemble de ces questions amènent systématiquement aux standards de certification : comment faire en sorte que les modélisations physiques réalisées dans les bassins d'essais puissent être représentatives de la réalité malgré les effets d'échelle et les différences de représentation ?

Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus sur l'hydrolienne quand celle-ci est soumise à un écoulement particulier : celui issu d'une perturbation bathymétrique. Les performances de la turbine sont d'abord étudiées pour une unique distance entre la machine et l'obstacle, correspondant approximativement à un gradient de vitesse au niveau du centre du rotor. Une caractérisation fine de l'écoulement est nécessaire dans ce cas. Une analyse de la poussée et du couple ainsi que des efforts en pied de pale est menée et la réponse fréquentielle de la turbine est déterminée. Cette étude est ensuite étendue pour trois autres positions de la turbine par rapport à l'obstacle. Une reconstruction de l'écoulement dans les trois dimensions est proposée, basée sur des mesures PIV acquises précédemment. Une comparaison de la traînée mesurée en pied de pale pour les quatre positions est ensuite effectuée. Enfin, la réponse fréquentielle de la machine est déterminée à partir de mesures PIV effectuées en amont, quand l'hydrolienne fonctionne à son point nominal. La fonction de transfert fréquentielle de la turbine est ainsi déterminée pour les quatre positions, dans ce type d'écoulement particulier. La connaissance précise de l'écoulement incident est primordiale pour cette détermination.

Le dernier chapitre se concentre sur l'effet combiné de la houle et du courant. Une tentative de reproduction de plusieurs conditions d'écoulement combinant la houle et le courant est menée dans trois bassins différents : le bassin à circulation de l'IFREMER, le bassin de traction du CNR-INM à Rome et le bassin circulaire à circulation de FLOW-WAVE à Édimbourg. Une comparaison des conditions d'écoulement obtenus dans ces trois bassins est d'abord menée. En raison des différences intrinsèques de ces bassins, les conditions générées sont parfois assez différentes entre elles, alors que la demande est identique. Lorsque l'hydrolienne est plongée dans ces différents écoulements, les résultats obtenus en terme de performance diffèrent donc également en conséquence. Une discussion est menée sur les différentes origines possibles de ces écarts.

Le manuscrit se conclut par une discussion générale sur l'ensemble des points abordés et la proposition de perspective d'études.

CHAPITRE 2

Matériel

Les ordres de grandeur [du potentiel énergétique hydrolien] ne sont pas complètement ridicules pour nous autres petits Frenchies qui avons la chance d'avoir des marnages conséquents pas loin de chez nous.

JANCOVICI (2008)

Sommaire

2.1 Bassin d'essais à houle et courant	23
2.2 Mesure de la vitesse du courant	26
2.3 Modélisation expérimentale	33
2.4 Maquette de l'hydrolienne	41
2.5 Système d'acquisition	44

2.1 Bassin d'essais à houle et courant

Le bassin à houle et courant de l'IFREMER à Boulogne-sur-mer (GAURIER et al. 2018a) a été construit en 1989. Il s'agit d'un bassin de circulation où deux systèmes pompe/hélice d'une puissance totale de 500 kW mettent en mouvement 700 m³ d'eau dans une boucle verticale (figure 2.1). Ces deux pompes permettent de générer des courants d'une vitesse de 0,1 m/s à 2,2 m/s dans la partie utile du bassin. Cette partie utile se situe au premier étage du bâtiment. Il s'agit de la section entourée en rouge sur la figure 2.1. Cette section est longue d'une quinzaine de mètres, large de 4 m et profonde de 2 m. Quatre grandes vitres, d'une dimension totale de 2 m par 8 m, sont positionnées sur le côté et permettent une observation des essais ainsi que l'utilisation d'instruments optiques (figure 2.2).

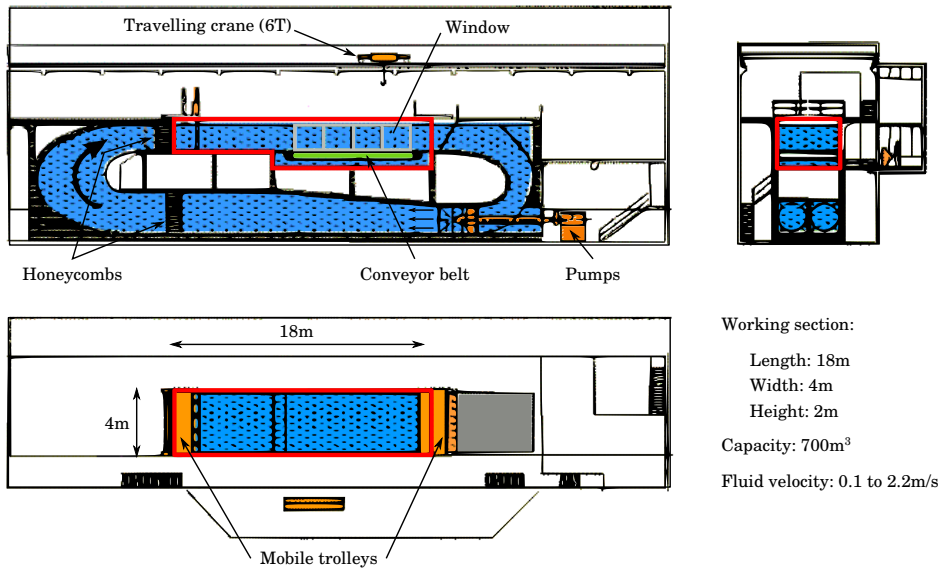


Figure 2.1 – Schéma du bassin d'essais à houle et courant de l'IFREMER



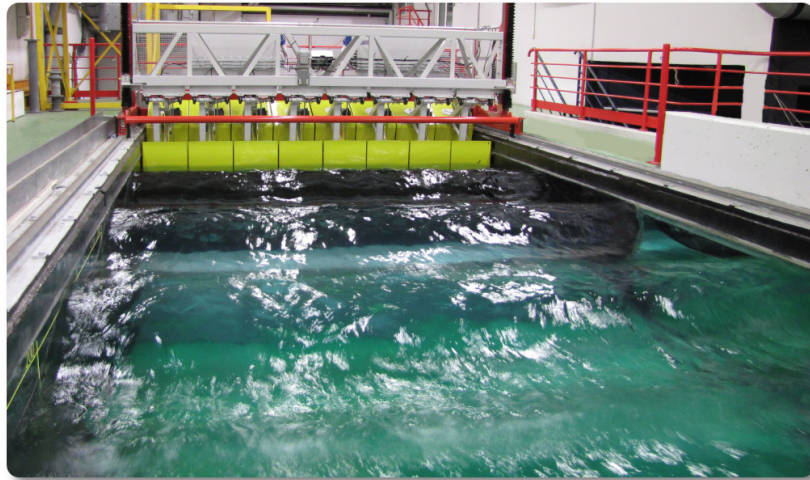
Figure 2.2 – Vue à 180° sur la partie utile du bassin

La génération du courant par les hélices (d'un mètre de diamètre) en rotation induit de la turbulence dans l'écoulement. Cette turbulence est ainsi auto-entretenu dans la boucle du bassin. Elle peut être quantifiée, entre autre, par son intensité I_∞ qu'on calcule en utilisant la formule 2.1.

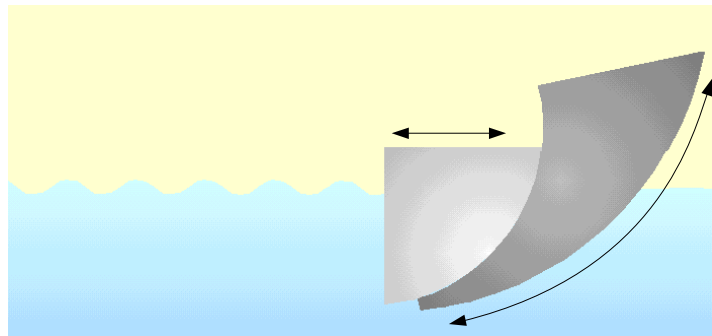
$$I_\infty = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{3} (\sigma(u)^2 + \sigma(v)^2 + \sigma(w)^2)}{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}} \quad (2.1)$$

avec $[u; v; w]$ les trois composantes de la vitesse suivant les trois direction de l'espace, $\sigma(u)$ l'écart-type et \bar{u} la moyenne temporelle de la composante u . L'intensité turbulente naturelle du bassin vaut ainsi $I_\infty \simeq 15\%$ dans la partie utile. Cette turbulence est limitée par l'introduction d'un nid d'abeille associé à une grille, positionnés à l'entrée de la section d'essais. Le nid d'abeille est une structure en inox d'un mètre de large sur l'ensemble de la section du bassin. Il est composé d'un assemblage de tube de section carrée de 2,5cm de côté et d'un mètre de longueur. Il permet de réduire l'intensité turbulente de l'écoulement à 5%. L'ajout d'une grille poreuse, positionnée juste en amont contre le nid, permet d'atteindre un taux de turbulence d'environ 1,5%. Par ailleurs, une couche limite (en loi de puissance 1/7) se développe sur le fond de la partie

utile. Elle est mesurée par IKHENNICHEU et al. (2018) et s'élève à 30 cm environ.



(a) Batteur à houle positionné en aval de la zone utile



(b) Schéma d'un module et mouvement des deux formes

Figure 2.3 – Batteur à houle générant des vagues contre le courant et coupe schématique d'un des modules, constitué de deux formes distinctes

En plus du courant, il est possible de générer de la houle dans le bassin en utilisant un batteur à houle (figure 2.3a). Celui-ci est composé de huit modules indépendants de 0,5 m de large et immergés de 0,5 m. Ces modules sont constitués de deux formes distinctes (figure 2.3b). Le mouvement pendulaire de la forme amont (en gris foncé) est transformée et transmis à une seconde forme à face frontale plane (en gris clair), en un mouvement de translation horizontale permettant ainsi de générer la houle. Ces mouvements sont sans frottement, réduisant la maintenance et l'usure à son strict minimum. 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. Le batteur peut être positionné en amont ou en aval de la partie utile afin de générer des vagues dans le même sens ou contre le courant. Les capacités du batteur autorisent la génération de houle dans une gamme de fréquences comprises entre 0,5 Hz et 2 Hz pour une hauteur maximale d'environ 300 mm crête à creux (à la fréquence de 0,7 Hz). Des houles régulières et irrégulières (spectres de Pierson-Moskowitz, JONSWAP, Bretschneider, etc.) peuvent ainsi être générées. La création de conditions d'essais combinant la houle et le courant est possible pour des vitesses d'écoulement jusqu'à 0,8 m/s. Une plage d'amortissement (figure 2.4)

est systématiquement positionnée à l’opposée du batteur pour absorber la houle incidente et limiter ainsi la réflexion¹. Celle-ci est constituée d’une plaque poreuse (8 % de porosité) en inox, légèrement incurvée, de 2,7 m de longueur et occupant la totalité de la largeur du bassin. Grâce à cette plage, la réflexion est inférieure à 12 % sur l’ensemble des fréquences de houle générée par le batteur (GAURIER et al. 2010).

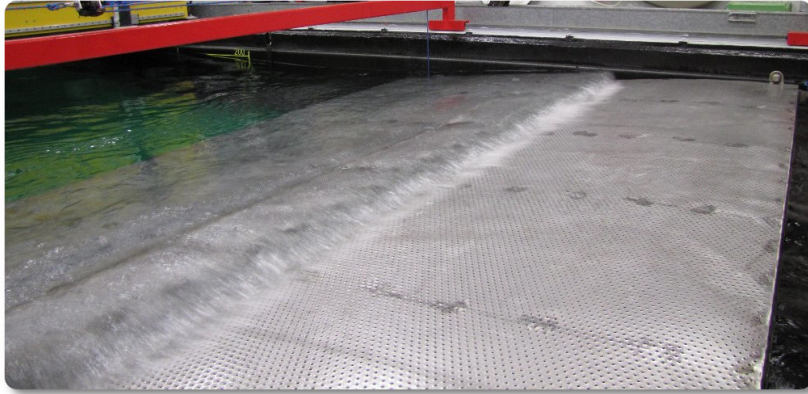


Figure 2.4 – *Plage d’amortissement de la houle*

2.2 Mesure de la vitesse du courant

Pour mesurer la vitesse de l’écoulement, plusieurs systèmes sont utilisés en fonction des besoins : trois systèmes laser et un système acoustique.

2.2.1 Sondes LDV

Deux sondes LDV (pour *Laser Doppler Velocimeter*) sont disponibles pour faire des acquisitions ponctuelles haute fréquence : une sonde à deux composantes et une sonde à trois composantes. Cette dernière a été acquise à la fin de l’année 2019 et est donc peu utilisée dans les travaux de cette thèse.

Le système LDV à deux composantes est constitué de deux sources laser avec deux longueurs d’onde différentes : 488 nm (bleu) et 514 nm (vert). Les deux faisceaux issus de ces sources passent dans une cellule de Bragg, composée d’un cristal de verre au travers duquel passe les faisceaux, fixé à un oscillateur piézo-électrique vibrant. Le rôle de cet outil est de modifier la fréquence de la lumière des faisceaux le traversant. À la sortie de la cellule de Bragg, pour chacun des faisceaux entrant, on récupère deux faisceaux sortant d’égale intensité, mais de fréquence légèrement différente (figure 3.2). Ces quatre faisceaux (bleu « braggué », bleu « non-braggué », vert « braggué » et vert « non-braggué ») sont ensuite concentrés dans une fibre optique les amenant jusqu’à une sonde. Dans la sonde, les faisceaux sont focalisés par une lentille pour se croiser à une distance de 530 mm (dans l’eau) de la sonde. Ce point de croisement des quatre faisceaux constitue le point de mesure (figure 2.5).

1. Le batteur amortit également la houle au premier ordre, par l’intermédiaire d’une boucle de rétro-action, en mesurant les efforts sur les modules et en adaptant ses mouvements en conséquence.

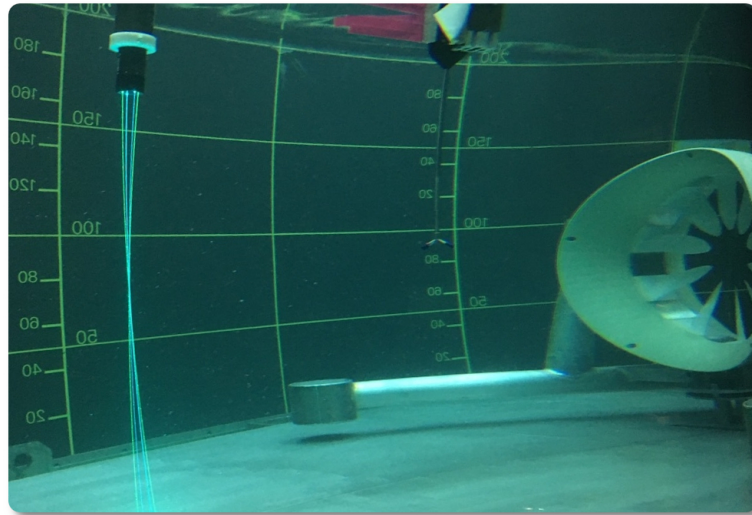


Figure 2.5 – Sondes LDV à deux composantes et ADV mesurant la vitesse du courant en amont de la maquette de l'hydrolienne OpenHydro

Pour la sonde disponible au bassin, ce point de mesure fait 2,51 mm de longueur pour une épaisseur correspondante à celle des faisceaux, soit 0,12 mm. Le volume de mesure est alors d'environ 0,01 mm³. En raison de la différence de fréquence générée par la cellule de Bragg pour chaque faisceau, l'intensité lumineuse dans le volume de mesure est modulée. Ceci produit des plans parallèles de lumière de grande intensité, appelés franges d'interférence, séparés par des plans plus sombres. La distance entre ces franges d_f est fonction de la longueur d'onde des faisceaux et de leur angle de sortie depuis la sonde. Lorsqu'une particule réfléchissante traverse ce réseau de franges, la lumière réfléchie fluctue en intensité à une fréquence proportionnelle à sa vitesse (effet Doppler). Cette lumière réfléchie est reçue par une lentille réceptrice au centre de la sonde et est ensuite focalisée sur un photo-détecteur. Le signal électrique du photo-détecteur est filtré et amplifié par un processeur, qui détermine la fréquence Doppler f_D pour chaque particule, en utilisant une transformée de Fourier rapide. La vitesse de la particule v_p est alors le produit de cette fréquence par la distance inter-franges : $v_p = f_D \times d_f$.

L'eau du bassin est régulièrementensemencé de particules réfléchissantes qui doivent être suffisamment petites pour être entraînées à la même vitesse que l'écoulement, mais également suffisamment grande pour réfléchir assez de lumière pour obtenir un bon rapport signal sur bruit par le processeur. La taille des particules utilisées au bassin est 10 μm. Ces particules sont sphériques et composées de verre enrobé d'argent. La qualité et la quantité de signal obtenu par ce système est donc directement dépendant de la concentration en particule dans le bassin. Habituellement, la fréquence d'échantillonnage moyenne se situe entre 100 Hz et 1000 Hz. Cependant, il faut noter que cette fréquence n'est pas régulière dans le temps, puisqu'elle dépend des particules passant dans le volume de mesure.

La sonde LDV à trois composante fonctionne exactement de la même manière. Elle comporte une troisième source laser, de longueur d'onde 532 nm (vert foncé), ce qui entraîne nécessairement une différence dans la disposition des faisceaux et dans la taille de la sonde (figure 2.6). La distance entre la sonde et le point de mesure est légèrement supérieure pour cette dernière sonde, en comparaison de la sonde à deux composantes,

avec 600 mm. Cette caractéristique rend d'ailleurs ces moyens de mesure non-intrusifs.

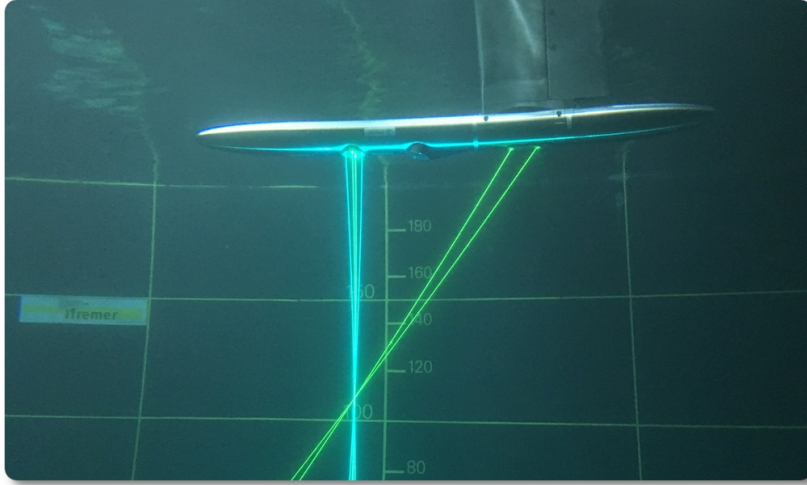


Figure 2.6 – Sonde LDV à trois composantes

La disposition de cette sonde fait que la mesure de la vitesse dans les trois directions n'est pas immédiate, contrairement à la sonde deux composantes. En effet, en écrivant le vecteur vitesse $\vec{U} = u \cdot \vec{x} + v \cdot \vec{y} + w \cdot \vec{z}$, d'après le schéma présenté sur la figure 2.7, on obtient les projections suivantes :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1/\tan(\alpha) & 1/\sin(\alpha) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} LDA1 \\ LDA2 \\ LDA3 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Le passage par cette matrice de transformation impose l'utilisation du mode coïncident dans le traitement des données par le processeur. C'est à dire qu'une mesure est enregistrée uniquement quand une particule est vue simultanément par les trois composantes ($LDA1$; $LDA2$; $LDA3$). Au contraire, le mode non-coïncident, qui peut être utilisé par la LDV à deux composantes, n'impose pas cette condition et la vitesse de chaque particule perçue par chaque composante est alors enregistrée. Ceci a pour conséquence que le nombre de point enregistré, ainsi que leur temps d'arrivée, sont différents, entre chaque composante de vitesse.

Par ailleurs, la taille de cette sonde fait que l'alignement des faisceaux peut légèrement bouger avec le temps, en fonction notamment des variations de température. De ce fait, le fabricant a prévu des ajustements d'orientation sur la sonde pour les six faisceaux. Il est donc nécessaire de vérifier régulièrement que :

1. les six lasers se focalisent au même point
2. celui-ci correspond au point de focalisation du faisceau rétro-diffusé.

Dans le cas contraire, une nouvelle calibration est nécessaire. En effet, une mauvaise focalisation des faisceaux entraînerait systématiquement des mesures erronées. Cette calibration s'effectue hors du bassin, mais elle doit se faire dans l'eau pour conserver les distances focales des lentilles optiques. Un bac dans lequel est trempé la sonde est donc spécifiquement conçu dans ce but. Au cours de cette calibration, on cherche d'abord le point de focalisation du faisceau rétro-diffusé, qui reste fixe. On ajuste ensuite l'orientation des six faisceaux en les faisant passer alternativement dans un outil comportant

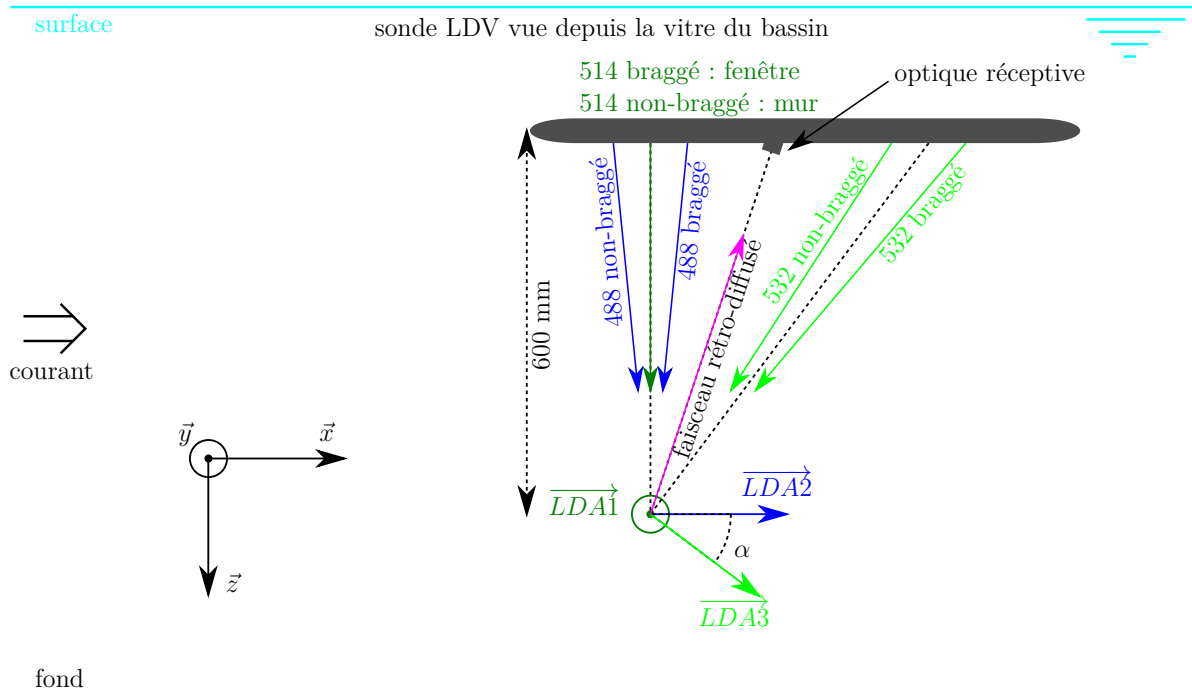


Figure 2.7 – Schéma de la LDV à trois composantes dans le repère du bassin. Les lasers sont différenciés par leurs longueurs d’onde en nm. Le terme « braggé » signifie que le laser est passé par la cellule de Bragg.

un trou dont le diamètre est légèrement plus grand que l’épaisseur des faisceaux. Sans bouger l’outil, on modifie progressivement l’orientation des faisceaux en maximisant l’intensité lumineuse à la sortie de l’outil avec un mesureur de puissance lumineuse. Une fois que cette opération est effectuée pour les six faisceaux, on est assuré que ceux-ci se croisent bien au même point et que celui-ci correspond à la position de la focale du faisceau rétro-diffusé. Cependant, ayant modifié l’orientation des faisceaux, il est alors nécessaire de connaître l’orientation du nouveau repère ainsi défini par rapport aux axes de la sonde, correspondant aux axes du bac dans laquelle elle trempe. Pour effectuer cette opération, on déplace l’outil d’une distance connue avec précision suivant l’axe z (typiquement une quinzaine de millimètres). On relève ensuite successivement la position des six faisceaux dans le repère du bac en déplaçant l’outil de visé utilisé précédemment. Ce relevé nécessite précision et minutie et s’effectue avec des vis micro-métriques de positionnement graduées au centième de millimètre. C’est notamment pendant cette opération qu’est déterminé avec précision l’angle α de l’équation 2.2, présenté sur le schéma 2.7 et qui vaut environ 35° d’après les plans de la sonde. On obtient ainsi le vecteur $(LDA1; LDA2; LDA3)$ exprimé dans le repère $(x; y; z)$ et il ne reste plus qu’à inverser la matrice. Lors de l’étalonnage réalisé en février 2020 par exemple, la matrice ainsi obtenue était la suivante :

$$\begin{pmatrix} 0.0313 & 0.9874 & 0.0151 \\ 0.9994 & -0.0252 & 0.0024 \\ -0.0702 & -1.4202 & 1.7307 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

En comparant cette matrice à la matrice théorique présentée en 2.2, on constate qu’il y a quelques centièmes en plus ou en moins à la place des zéros et des uns. Cette matrice

contient donc des termes croisés, relativement faibles, mais qui montrent que les axes des faisceaux ne sont pas parfaitement alignés avec la sonde et le repère du bac. On note que l'angle α ainsi calculé vaut $35,22^\circ$ (moyenne des deux termes). A partir des relevés de cet étalonnage, on déduit également la distance entre les franges d'interférence d_f dont on a parlé précédemment à partir de la formule 2.4 et de la valeur de l'angle θ entre les faisceaux braggé et non-braggé pour les trois longueurs d'onde λ .

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (2.4)$$

Avec les relevés obtenus lors de l'étalonnage de février 2020, on a obtenu les distances inter-franges présentées dans le tableau 2.1.

Table 2.1 – Distances inter-franges d_f pour les trois faisceaux de la LDV à trois composantes, obtenus lors d'un étalonnage réalisé en février 2020

λ [nm]	d_f [μm]
512	6.1971
488	5.3991
532	5.9520

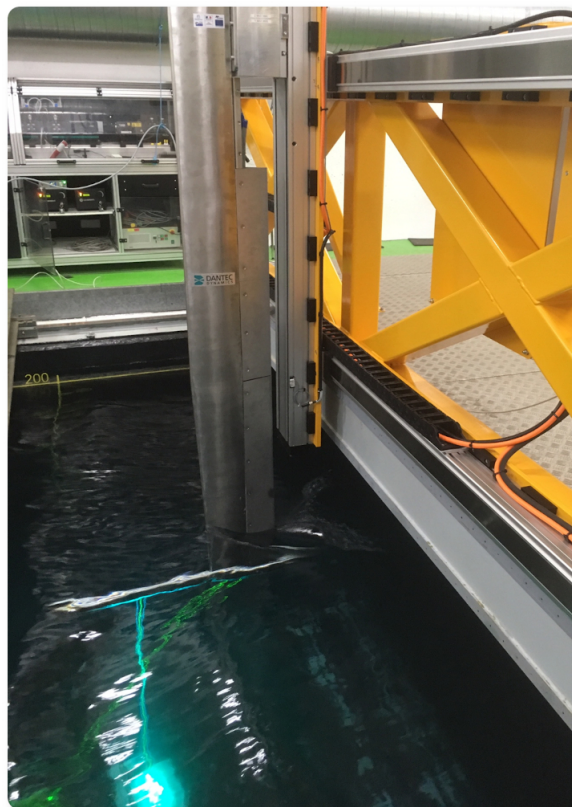


Figure 2.8 – Sonde LDV à trois composantes montée dans le bassin sur les tables de déplacement automatisées

La dernière étape de l'étalonnage s'effectue une fois la sonde remise en place dans le bassin. Quand elle se trouve en position de mesure, la sonde est fixée sur des tables de

déplacement automatisées (figure 2.8). Celles-ci viennent successivement positionner le point de mesure de la sonde sur une grille virtuelle, préalablement définie par l'utilisateur, pour y enregistrer la vitesse de l'écoulement en respectant les conditions de mesure imposées. Cette dernière étape, d'ailleurs partagée avec la sonde LDV à deux composantes, consiste alors à faire coïncider le repère des sondes à celui du bassin. Les tables de déplacement, tout comme les passerelles sur lesquelles elles sont montées, peuvent introduire un biais qu'il faut corriger. Pour corriger ce biais, on fait l'hypothèse que l'écoulement du bassin, au centre de la section de la partie utile et pour le plus faible niveau de turbulence, ne comporte pas de composantes transverses ($v = 0$ et $w = 0$). On réalise donc une mesure de plusieurs points dans cette zone et on ajuste les rotations suivant les trois axes pour minimiser, en moyenne sur l'ensemble des points de mesure, la valeur absolue des composantes transverses.

Outre l'incertitude sur l'orientation de la sonde liée à son positionnement dans le bassin dont il vient d'être question, la calibration de la sonde LDV à 3 composantes présente une autre source d'incertitude non-négligeable. Lors du relevé de la position des six faisceaux dans le bac de calibration permettant d'obtenir le vecteur $(LDA1; LDA2; LDA3)$, on utilise l'outil de visé monté sur un système de déplacement équipé de vis micrométriques graduées au centième de millimètre. Or, il s'avère qu'une différence d'un centième de millimètre sur le relevé des faisceaux entraîne une différence d'environ $0,05 \mu\text{m}$ sur la distance inter-frange d_f . Pour un écoulement de 1 m/s dans le bassin, la fréquence Doppler moyenne relevée sur $LDA2$ (dans le sens principal de l'écoulement) est $f_D = 0,18318 \text{ MHz}$. Ainsi, une différence $\Delta d_f = 0,05 \mu\text{m}$ sur la distance inter-frange a pour conséquence une différence $\Delta v_p = f_D \times \Delta d_f = 0,009 \text{ m/s}$ sur la vitesse, soit presque 1 cm/s , c'est à dire 1% de la vitesse moyenne! Ce relevé, ainsi que cette potentielle erreur, est répété 6 fois pour les 6 faisceaux. À la vue de ce résultat, il semble que cette calibration nécessite une amélioration afin d'augmenter la précision dans les mesures de vitesse de la sonde LDV à 3 composantes.

2.2.2 Système PIV

Les mesures PIV (pour *Particle Image Velocimetry*) sont réalisées grâce à une caméra qui enregistre des images du plan de mesure éclairé par un laser, dans lequel brille les mêmes particules que celles utilisées pour la LDV. À chaque pas de temps, la caméra, synchronisée avec le laser, capture deux images avec un intervalle de temps très court, typiquement de l'ordre de $1,5 \text{ ms}$. Le déplacement des particules dans les deux dimensions du plan est ensuite évalué par une corrélation croisée spatiale de ces deux images.

Au bassin, un laser Nd-YAG de type GEMINI-LIKE est utilisé. Avec une énergie de 200 mJ par cavité, il permet d'éclairer de manière suffisamment intense un plan d'environ 1 m de long par $0,5 \text{ m}$ de large au centre du bassin (figure 2.9). Couplé avec une caméra FLOWSENS EO-2M de résolution 1600 pixels par 1200 pixels , qu'on diminue souvent à $1600 \text{ pix} \times 800 \text{ pix}$ en raison de la faible ouverture angulaire du laser, la résolution du système est de l'ordre de $0,6 \text{ mm/pix}$. Ce système fonctionne à une fréquence d'échantillonnage constante de 15 Hz .

Le traitement des images PIV le plus couramment utilisé au bassin, car donnant les meilleurs résultats d'après IKHENNICHEU et al. (2018), est le suivant :

1. une corrélation croisée simple passe entre les deux images sur une taille de fenêtre glissante de $32 \text{ pix} \times 32 \text{ pix}$ avec 50% de recouvrement,

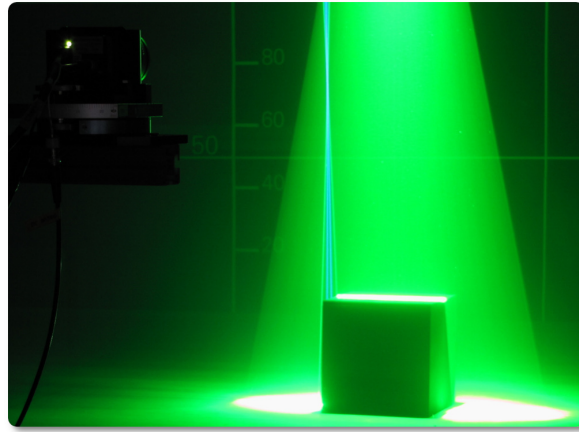


Figure 2.9 – *Système PIV en fonctionnement dans le bassin et mesurant l'écoulement autour d'un cube*

2. une détection des vecteurs aberrants par la méthode *Universal Outlier Detection* de WESTERWEELE et al. (2005).

Une vérification rapide de la qualité des mesures effectuées consiste à quantifier le nombre de vecteurs aberrants détectés par la méthode. Habituellement, ce nombre ne doit pas dépasser une dizaine de pourcent.

La principale difficulté rencontrée au bassin dans les mesures PIV tient à la dimension du bassin et des plans de mesure. Pour les dimensions du plan citées précédemment, il faut être le plus proche possible de la source laser pour avoir suffisamment d'intensité lumineuse. Lorsque les mesures s'effectuent proche du fond du bassin, le mât du laser est immergé de plus d'un mètre dans l'eau, ce qui le rend sensible à la vitesse et aux turbulences de l'écoulement. Pour des vitesses de courant supérieures à 0,8 m/s et quand la turbulence est élevée (sillage d'un obstacle ou bassin en configuration turbulente), des vibrations du laser peuvent alors être observées. Elles diminuent ponctuellement l'intensité lumineuse et modifient légèrement la position du plan dans la profondeur de champs. Avec l'acquisition de la LDV à 3 composantes et du système de tables de déplacement automatisé, le mât de la source laser devrait être prochainement renforcé pour pouvoir résister à ces sollicitations et ainsi réduire les incertitudes de mesures. Plus globalement, les incertitudes de mesure liées à ce système PIV ont été estimées par IKHENNICHEU (2019) en utilisant la méthode GUM (*Guide to the Expression of Uncertainties in Measurements*). Ce calcul inclue plusieurs sources d'incertitude dont la mesure de l'étalonnage, l'angle entre la nappe laser et la caméra, l'intervalle de temps entre les doubles images et l'entraînement des particules dans l'écoulement. Les résultats donnent une incertitude de 6,8 % pour un écoulement de 1 m/s.

2.2.3 Système ADV

Enfin, un ADV (pour *Acoustic Doppler Velocimeter*) permet également l'enregistrement ponctuel de la vitesse dans les trois dimensions. Ce système fonctionne en envoyant une onde acoustique depuis le transmetteur (*Transmit Transducer*) qui se réfléchit sur une particule passant dans le volume de mesure (*Sampling Volume*) et dont l'écho est enregistré par chaque receveur (*Receive Transducer*) conformément au schéma de la figure 2.10. Ce signal de retour est ensuite analysé et la vitesse de la particule est calculée

à partir du déphasage Doppler mesuré, dans les trois dimensions de l'espace.

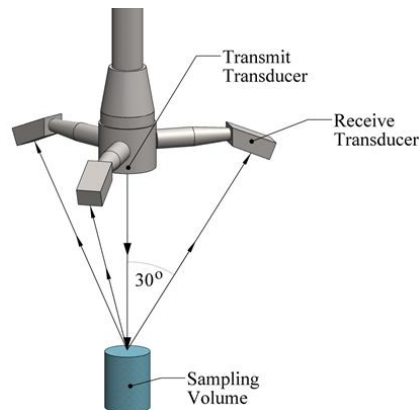


Figure 2.10 – Principe de mesure de l'ADV (source *Federal Highway Administration*)

Contrairement à la figure 2.10, l'ADV disponible au bassin comporte quatre récepteurs. Ce qui lui permet d'être plus précis et d'avoir une meilleure fréquence d'acquisition, pouvant varier entre 10 Hz et 200 Hz. La précision de la mesure, donnée par le fabricant, est de 1 mm/s (NORTEK AS 2017). Le volume de mesure de ce système est localisé à 50 mm du transmetteur, ce qui le rend plus intrusif que la LDV. Il a la forme d'un cylindre, comme représenté sur le schéma 2.10, de 9 mm de haut et 5 mm de diamètre, soit un volume d'environ 200 mm³. Notons que le volume de mesure de l'ADV est ainsi environ 20 000 fois plus grand que celui de la LDV (voir section 2.2.1).

L'ensemble de ces systèmes de mesure de l'écoulement est utilisé dans le cadre de cette thèse et les résultats obtenus seront présentés et détaillés dans les chapitres suivants.

2.3 Modélisation expérimentale

L'avantage des essais en bassin dans la compréhension du fonctionnement des hydroliennes plongées dans leur environnement, outre leur coût plus réduit que celui d'essais à l'échelle réelle, réside dans le fait que les conditions générées sont contrôlées et répétables. L'effet des différents paramètres agissant sur les machines peut ainsi être démontré plus facilement. En répétant les essais et en ne faisant varier qu'un unique paramètre à la fois, il est possible d'isoler l'effet de ce paramètre pour en étudier son influence sur le comportement du système. Des modifications techniques sur les machines utilisées pendant les essais sont également possibles, à moindre frais et relativement rapidement, entre deux campagnes de mesure, en fonction des résultats trouvés. L'optimisation est donc rendue beaucoup plus facile.

Cependant, le changement d'échelle impose des contraintes de dimensionnement et peut être à l'origine de différences entre les résultats obtenus à l'échelle maquette de ceux obtenus au réel. Il est nécessaire de respecter les règles de similitude afin de limiter ces effets.

2.3.1 Mise à l'échelle d'une hydrolienne pour des essais en bassin

Pour déterminer la taille d'une maquette à tester dans un bassin, il faut, en premier lieu, s'assurer que celle-ci n'obstrue pas trop la section d'essais. Pour s'en assurer, on calcule le coefficient de blocage de la maquette, c'est à dire le rapport de la surface projetée de la maquette face au courant sur l'aire de la section du bassin dans lequel elle est plongée. En ce qui concerne les hydroliennes, quand le coefficient de blocage est grand, l'écoulement ne peut pas suffisamment se développer autour de la maquette comme il l'aurait fait en milieu ouvert, ce qui a pour conséquence de forcer l'écoulement à passer à travers le rotor et d'augmenter ainsi artificiellement les performances de la machine. L'étude bibliographique réalisée par MURRAY (2016) montre que, si le coefficient de blocage est inférieur à 10 %, les effets sur les résultats obtenus ne sont pas significatifs. La comparaison des résultats obtenus d'une même hydrolienne dans quatre bassins de taille légèrement différente, mais avec des coefficients de blocage tous inférieurs à 5 %, montre des différences de l'ordre de 5 % au maximum sur le coefficient de puissance, qui nécessitent tout de même d'être corrigées (GAURIER et al. 2015). La prise en compte de ce coefficient de blocage sera discuté plus en détail dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

L'étape suivante concerne la loi de similitude à adopter, qui détermine ensuite les différents rapports d'échelle. Les lois de similitude reposent sur des nombres sans dimension qui sont identiques pour l'échelle réelle et l'échelle de la maquette et qui sont basés sur une analyse dimensionnelle. Cependant, il est bien souvent impossible de respecter plusieurs lois de similitude en même temps et il faut alors faire des choix en fonction de ce qui semble prépondérant dans l'étude à mener. Les deux nombres adimensionnels qui sont les plus utilisés en hydrodynamique sont le nombre de Reynolds Re et le nombre de Froude Fr . Le premier caractérise la nature du régime d'écoulement et représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il se calcule à partir de l'équation 2.5.

$$Re = \frac{U_\infty L}{\nu} \quad (2.5)$$

avec U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'infini amont, L une longueur caractéristique de la maquette (le rayon de l'hydrolienne R par exemple) et ν la viscosité cinématique du fluide. Le second se définit comme étant le rapport de l'énergie cinétique sur l'énergie potentielle gravitationnelle (g étant la gravité) et s'exprime à partir de l'équation 2.6. Ce nombre est systématiquement conservé pour les essais où la houle est dimensionnante.

$$Fr = \frac{U_\infty}{\sqrt{gL}} \quad (2.6)$$

Ainsi, en faisant par exemple le choix d'une échelle au vingtième, on obtient une vitesse de courant U_∞ pour la taille maquette qui devrait être 20 fois supérieure à la réalité, en respectant la similitude de Reynolds. Au contraire, en respectant la similitude de Froude, cette même vitesse U_∞ pour la taille maquette doit être $\sqrt{20} \simeq 4,5$ fois plus faible que la vitesse du courant à l'échelle réelle. Ceci montre, d'une part, que le respect de ces deux similitudes en même temps est contradictoire, la vitesse maquette étant tantôt plus grande tantôt plus faible que la vitesse réelle, et d'autre part, que la similitude de Reynolds est difficile à obtenir dans un bassin hydrodynamique en raison de l'augmentation de la vitesse maquette d'un facteur équivalent à l'échelle.

D'autre part, la houle étant un facteur dimensionnant pour les hydroliennes, on fait donc le choix de respecter la similitude de Froude, tout en conservant également une vitesse de rotation adimensionnelle de la machine. Cette vitesse de rotation adimensionnelle, nommée *Tip Speed Ratio* (TSR) en anglais, est définie comme étant le rapport de la vitesse en bout de pale sur la vitesse de l'écoulement amont (équation 2.7).

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

avec ω la vitesse de rotation angulaire du rotor exprimée en rad/s. Finalement, le rapport d'échelle retenu pour notre hydrolienne est le vingtième ($\varepsilon = 20$), ce qui permet d'obtenir un coefficient de blocage de 5 % dans le bassin de circulation de l'IFREMER et les différentes correspondances d'échelles présentées dans le tableau 2.2.

Table 2.2 – *Correspondances entre l'échelle réelle théorique et l'échelle un vingtième de l'hydrolienne ($\varepsilon = 20$) en respectant la similitude de Froude Fr et la vitesse de rotation adimensionnelle TSR . La vitesse de rotation est donnée pour $TSR = 4$. Le coefficient de blocage obtenu est alors de 5 % dans le bassin de circulation de l'IFREMER.*

Grandeurs physiques	Échelle réelle	Échelle maquette	Rapport
Rayon R	7,25 m	0,362 m	$1/\varepsilon$
Hauteur d'eau H	40 m	2 m	$1/\varepsilon$
Vitesse du courant U_∞	4,5 m/s	1 m/s	$1/\sqrt{\varepsilon}$
Vitesse de rotation ω	24 tr/min	105 tr/min	$\sqrt{\varepsilon}$
Nombre de Froude Fr	0,53	0,53	1
Nombre de Reynolds Re	$32,625 \times 10^6$	$0,362 \times 10^6$	$1/(\varepsilon\sqrt{\varepsilon})$

En raison du choix de la similitude de Froude, on note un rapport 100 entre les nombres de Reynolds présentés dans ce tableau. Ceux-ci permettent toutefois de rester dans le même régime d'écoulement turbulent, qui est atteint dès $Re = 2 \times 10^3$ d'après SCHLICHTING (1979). Ce nombre de Reynolds peut malgré tout être à l'origine de légères différences à l'échelle maquette, comme il a été observé par GAURIER et al. (2015) sur les performances d'une hydrolienne similaire. Ces différences ont été facilement identifiées par simple comparaison des courbes de performance de la machine, obtenues pour différentes vitesses d'écoulement incident. Pour pouvoir s'affranchir des effets de viscosité, la convergence des résultats doit être obtenue à des vitesses proches de la vitesse cible de fonctionnement.

2.3.2 Conditions d'essais

2.3.2.1 La génération simultanée de la houle et du courant

La commission internationale électrotechnique (*International Electrotechnical Commission*, IEC) recommande de considérer la houle dans les procédures de caractérisation de la ressource (IEC 2015). Elle conseille, de plus, de mener une campagne de mesure systématique des vagues pour les sites hydroliens où les vitesses orbitales de houle atteignent 20 % de la vitesse du courant (IEC 2013). Cependant, il n'existe pas encore de standard concernant la représentation physique à échelle réduite en bassin d'essais,

pour la quantification précise des chargements liés à l'interaction houle-courant sur les hydroliennes. La norme IEC 62200-202 est actuellement toujours en cours de définition (SCHEIJGROND et al. 2019).

Les essais en bassin d'une hydrolienne soumise à l'action combinée de la houle et du courant constituent pourtant une approche incontournable dans la compréhension des phénomènes complexes agissant à l'échelle réelle dans de telles conditions. Afin de réduire les incertitudes de ce type d'essais, il est important d'avoir conscience des limites de la représentation physique utilisée, en isolant les effets spécifiques au bassin, qui n'interviennent pas, ou différemment, à l'échelle réelle. DRAYCOTT et al. (2017) dresse une liste non-exhaustive de ces effets pour le bassin de circulation de FLOWAVE. Le premier effet propre à la représentation physique de la houle en bassin est lié à la taille finie des bassins, contrairement à l'océan. De ce fait, la houle générée d'un côté se réfléchit systématiquement sur le côté opposé du bassin. Heureusement, des outils existent pour limiter cette réflexion : plage d'amortissement, absorption passive ou dynamique de la houle. Malgré tout, la réflexion de la houle reste toujours présente (entre 0 et 12 % au bassin de circulation de l'IFREMER, cf. section 2.1), même faiblement, et peut avoir des répercussions sur les résultats des essais alors qu'elle n'apparaîtra pas à l'échelle réelle dans un océan ouvert.

De la même manière, il est techniquement difficile de générer de la houle de grande amplitude ou de haute fréquence pour les plus grandes vitesses de courant, dans les bassins à circulation. Ceci est dû aux limites physiques des formes des batteurs à houle, d'une part, ainsi qu'à la modifications des amplitudes et longueurs d'onde de la houle quand elle est générée simultanément à un courant, d'autre part. Généralement, l'amplitude de la houle produite par un batteur est limitée par (figure 2.11) :

- le déferlement, pour les vagues hautes fréquences,
- le débattement maximal de ses formes, pour les vagues basses fréquences.

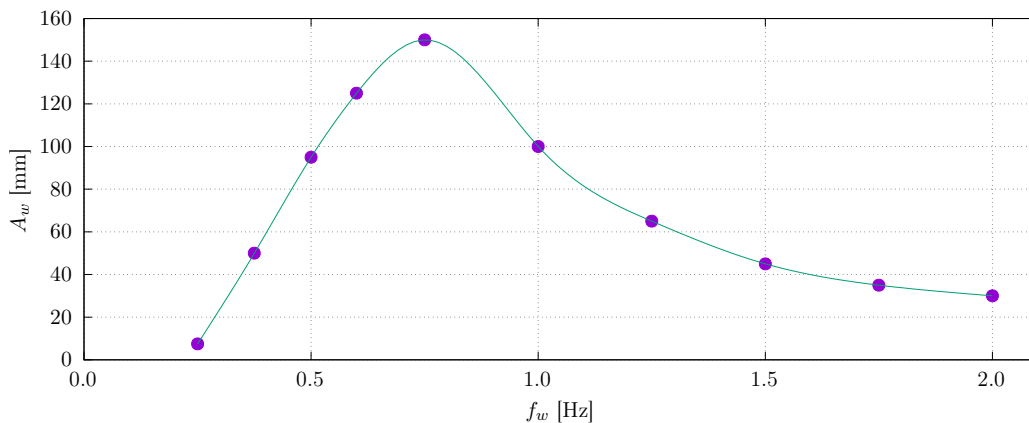


Figure 2.11 – Amplitudes maximales A_w en fonction des fréquences f_w de la houle générée par le batteur du bassin de circulation de l'IFREMER, sans présence de courant. Pour les hautes fréquences ($f > 0,75$ Hz), les amplitudes sont limitées par le déferlement et pour les basses fréquences ($f < 0,75$ Hz), les amplitudes sont limitées par le débattement maximal des formes du batteur.

De plus, la création d'une houle dans un fluide en mouvement entraîne systématiquement l'apparition d'effets d'interaction entre cette houle et le courant. L'amplitude de la houle varie en fonction de son incidence par rapport au courant et de sa vitesse.

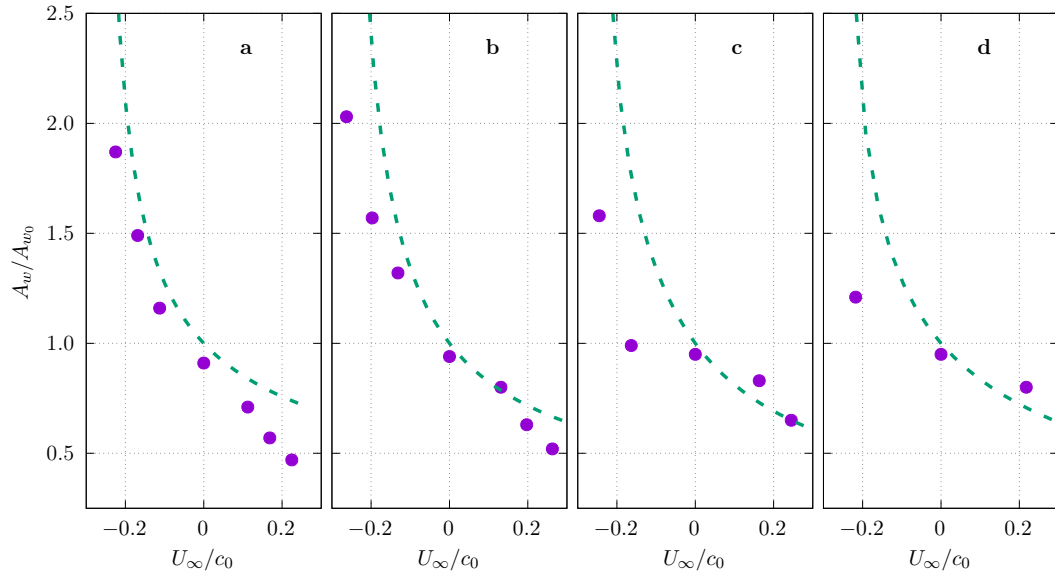


Figure 2.12 – Variation de l’amplitude de la houle A_w mesurée dans le bassin de l’IFREMER en fonction de la vitesse du courant U_∞ . Ces grandeurs sont adimensionnalisées par A_{w_0} l’amplitude demandée au batteur et c_0 la vitesse de phase théorique de la houle. Une vitesse U_∞ positive signifie que la houle se propage dans le sens du courant et quand la vitesse est négative, la houle est opposée au courant. **a** : houle de fréquence 0,5 Hz, **b** : houle de fréquence 0,6 Hz, **c** : houle de fréquence 0,75 Hz et **d** : houle de fréquence 1 Hz. Les pointillés désignent la variation d’amplitude de houle théorique calculée d’après BREVIK et al. (1979).

Au bassin de l’IFREMER, d’après les courbes présentées sur la figure 2.12, les amplitudes de houle peuvent ainsi être multipliées par un facteur deux quand le courant s’oppose à la houle et, au contraire, diminuées d’un même facteur quand la houle se propage dans le même sens. Ceci est particulièrement valable pour les fréquences de houle de 0,5 Hz et 0,6 Hz (courbes **a** et **b**), ce qui semble également indiquer que ces variations sont dépendantes de la fréquence de la houle. En effet, pour les fréquences de houle supérieures (courbes **c** et **d**) ces ratios diminuent, contrairement à ce qui est prédit par la théorie de BREVIK et al. (1979).

Les vitesses orbitales de la houle interagissent également avec le profil de courant. Des mesures de la vitesse axiale le long d’un profil vertical montrent ce phénomène dans le bassin de l’IFREMER (figure 2.13). Les profils obtenus avec une houle régulière d’amplitude $A_{w_0} = 120$ mm et de fréquence $f_w = 0,6$ Hz sont représentés par les marqueurs violets. En comparant ces profils avec ceux obtenus avec le batteur non-actif et la plage immergée (marqueurs verts), on observe les effets suivants :

1. l’ajout de la houle dans le sens du courant diminue la vitesse moyenne dans la partie supérieure du profil et l’augmente dans la partie inférieure,
2. l’ajout de la houle contre le courant, au contraire, augmente la vitesse moyenne dans la partie supérieure du profil, jusqu’à le redresser complètement dans le cas $U_\infty = 0,4$ m/s. Dans la partie inférieure, une légère augmentation de la vitesse est également observée, mais elle est de moindre amplitude que celle obtenue dans le cas houle avec courant.

Ces conclusions coïncident avec l’étude de KLOPMAN (1994), qui a montré des résultats

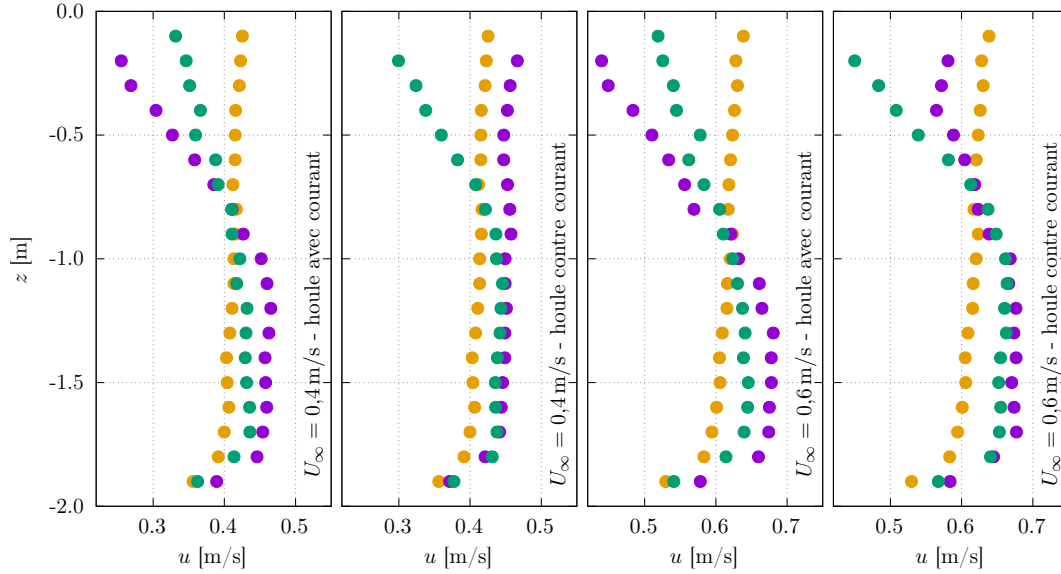


Figure 2.13 – Profils verticaux de la moyenne temporelle de la composante axiale de la vitesse du courant u pour $U_\infty = 0,4 \text{ m/s}$ et $U_\infty = 0,6 \text{ m/s}$. Marqueurs jaunes : sans batteur ni plage, marqueurs verts : avec batteur non actif et plage immergée, marqueurs violets : avec une houle régulière d’amplitude $A_{w0} = 120 \text{ mm}$ et de fréquence $f_w = 0,6 \text{ Hz}$.

similaires après une campagne de mesure intensive dans le bassin de circulation de DELFT HYDRAULICS.

Enfin, comme présenté à la section 2.1, le batteur et la plage sont fortement intrusifs dans la partie utile du bassin. Le batteur obstrue ainsi le premier quart de la hauteur de la section (50 cm sur les 2 m de la profondeur d’eau) et la plage d’amortissement limite le passage du courant sur 35 cm proche de la surface libre. De ce fait, la présence de ces structures dans le bassin, sans même que le batteur soit actif, modifie les profils moyens du courant, comme on peut le constater sur la figure 2.13 en comparant les profils obtenus sans batteur ni plage (marqueurs jaunes) avec ceux mesurés avec le batteur inactif et la plage immergée (marqueurs verts). Ces derniers profils sont obtenus avec le batteur en amont de la zone utile pour le cas avec courant ou la plage en amont de la zone utile pour le cas contre courant. Un fort gradient vertical de vitesse apparaît sur ces profils aux marqueurs verts, caractérisé par une augmentation de la vitesse dans la partie inférieure ($z < -1 \text{ m}$) et une diminution de la vitesse dans la partie supérieure ($z > -1 \text{ m}$), par rapport au profil aux marqueurs jaunes. Par ailleurs, pour les deux courants incidents testés ($U_\infty = 0,4 \text{ m/s}$ et $U_\infty = 0,6 \text{ m/s}$), le déficit de vitesse observé dans la partie supérieure des profils aux marqueurs verts est plus important pour les cas contre courant, c’est à dire quand la plage d’amortissement est en amont de la zone utile.

Ces effets d’interaction entre la houle et le courant ainsi que la perturbation des profils moyens de courant par la présence intrusive du batteur sont propres à la représentation physique en bassin. Ils sont à connaître avec précision pour appréhender correctement la réponse d’une maquette d’hydrolienne. Ils peuvent être pris en compte numériquement pour ensuite permettre l’extrapolation des résultats au réel.

2.3.2.2 La turbulence

D'après l'étude bibliographique réalisée par MYCEK et al. (2014a), les sites en mer présentant un intérêt énergétique pour les hydroliennes se caractérisent par une variabilité de leur intensité turbulente variant entre 3,2% et 24%. D'un point de vue expérimental, outre le fait que des essais EMR avec un taux de turbulence très faible soient intéressants, il existe également un intérêt non négligeable à réaliser des modélisations physiques en bassin avec un niveau de turbulence élevé. Dans la section 2.1, on a vu que le système de tranquillisation de l'écoulement du bassin de l'IFREMER était amovible, autorisant des essais avec différentes caractéristiques de la turbulence. Des mesures haute fréquence et sur un temps d'acquisition relativement long ont été réalisées au centre de la zone utile du bassin avec la LDV à deux composantes (DURÁN MEDINA et al. 2017) et pour les deux cas d'écoulement les plus extrêmes : avec et sans nid d'abeille et grille. La densité spectrale de puissance (PSD pour *Power Spectral Density*) de ces mesures est présentée sur la figure 2.14.

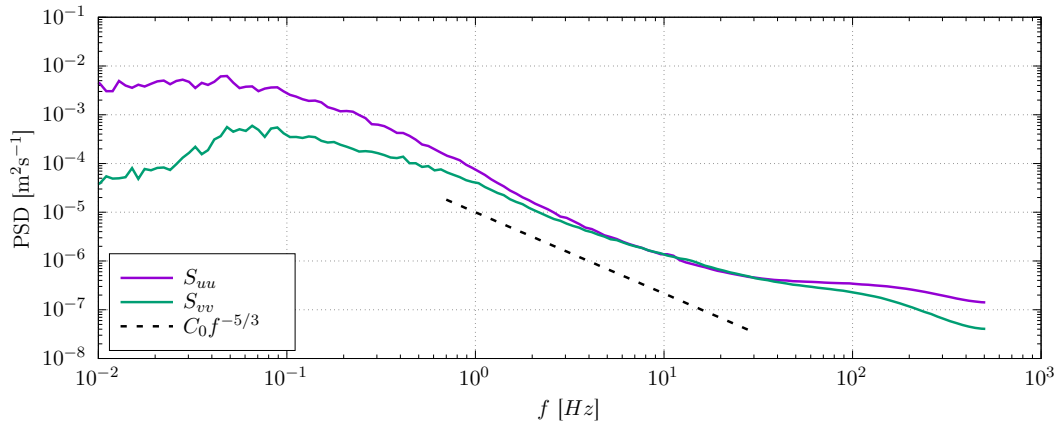
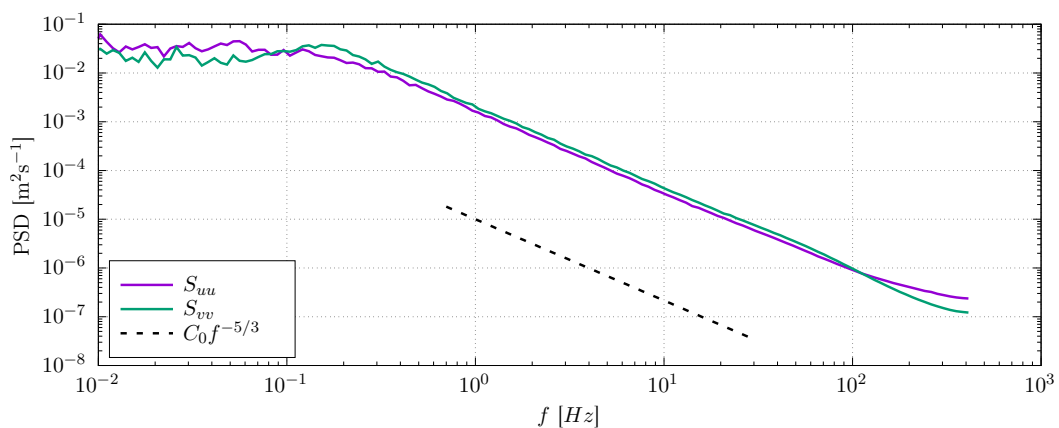
(a) $I_\infty = 1,5\%$ (b) $I_\infty = 15\%$

Figure 2.14 – Densité spectrale de puissance (PSD) des composantes axiale u et transverse v de la vitesse mesurée avec la LDV à deux composantes pendant 3 heures à haute fréquence (entre 800 Hz et 1000 Hz) au centre de la zone utile du bassin pour $U_\infty = 0,8$ m/s, pour les cas d'écoulement avec et sans nid d'abeille et grille, notés respectivement $I_\infty = 1,5\%$ et $I_\infty = 15\%$

La comparaison de ces figures montrent, d'une part, une différence de niveau d'énergie entre les deux types d'écoulement. Pour les basses fréquences ($f < 1 \times 10^{-1}$ Hz), ce niveau est environ une décade inférieure pour la composante axiale u dans le cas $I_\infty = 1,5\%$ par rapport à celui relevé pour $I_\infty = 15\%$. La différence est encore plus marquée pour la composante transverse v qui chute de deux à trois décades sur la même gamme de fréquence entre les deux intensités turbulentes. Alors que ce niveau d'énergie est très proche sur l'ensemble du spectre pour les deux composantes de l'écoulement dans le cas $I_\infty = 15\%$, il diffère pour $I_\infty = 1,5\%$ en raison de la présence du nid d'abeille, qui impose une direction privilégiée à l'écoulement en limitant l'évolution des structures tourbillonnaires pour les composantes v et w . Cet effet de la présence du nid d'abeille est également visible sur la pente des courbes dans la zone inertielle ($1 \times 10^{-1} < f < 1 \times 10^2$). Cette pente suit parfaitement une décroissance en $f^{-5/3}$ pour le cas $I_\infty = 15\%$, respectant la cascade d'énergie de Richardson-Kolmogorov. Les spectres du cas d'écoulement $I_\infty = 1,5\%$ montrent, au contraire, une décroissance plus variable. En traçant le ratio des spectres S_{vv}/S_{uu} , on obtient les courbes de la figure 2.15 présentant une valeur approximativement constante et proche de $4/3$ pour le cas $I_\infty = 15\%$, sur quasiment l'ensemble de la gamme inertielle, et des valeurs variables pour le cas $I_\infty = 1,5\%$. D'après TENNEKES et al. (1972), la constante de $4/3$ pour ce ratio signifie que l'écoulement est isotrope. Au contraire, si ce ratio n'est pas constant autour de cette valeur, l'écoulement est anisotrope. Cette anisotropie de l'écoulement pour la plus faible intensité turbulente provient du nid d'abeille, comme expliqué précédemment.

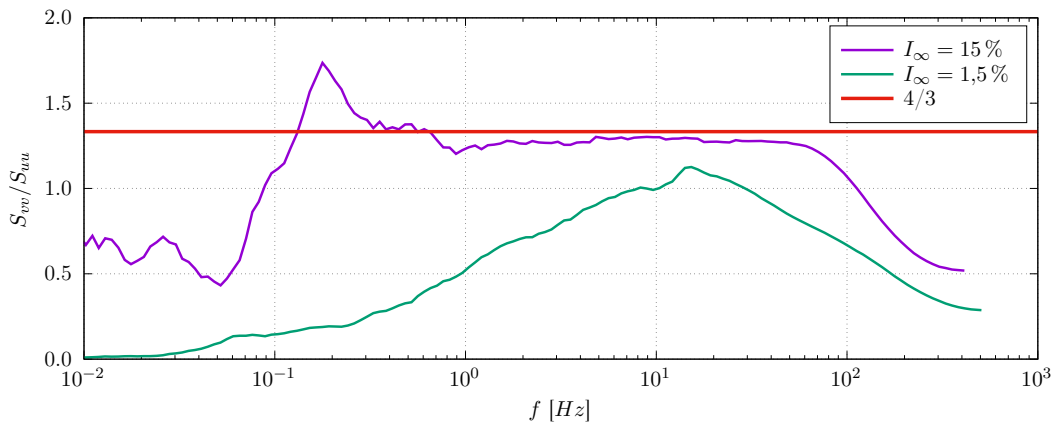


Figure 2.15 – Rapport des spectres S_{vv}/S_{uu} pour les deux cas d'écoulement présentés sur la figure 2.14

En ce qui concerne les écoulements pleinement développés des zones à fort potentiel hydrolien, l'intensité turbulente est forte (MILNE et al. 2016) et partiellement isotrope. THOMSON et al. (2010) et MCCAFFREY et al. (2015) ont, par exemple, montré que l'écoulement dans le détroit de Puget était isotrope sur une gamme de fréquence comprise entre 0,1 et 1 Hz et anisotrope pour les fréquences inférieures. Comme expliqué précédemment, un des avantages des essais en bassin réside dans le fait de pouvoir faire varier un unique paramètre à la fois. La génération d'un écoulement faiblement turbulent est donc un atout, y compris pour les EMR, pour la réalisation d'essais systématiques, contrôlés et répétables sur des paramètres différents de la turbulence. Cependant, il est alors nécessaire de garder en tête que cet écoulement généré est anisotrope et que cette caractéristique peut, tout comme les effets d'interaction houle-courant propres au

bassin, avoir des conséquences sur les résultats mesurés.

2.4 Maquette de l'hydrolienne

La maquette utilisée pour ces travaux a été développée à l'IFREMER en 2016 et a été intégralement financée par le projet Étude de l'impact de macro-particules sur une hydrolienne, de l'institut Carnot IFREMER-EDROME (GAURIER et al. 2017). Elle est basée sur les maquettes précédemment utilisées par MYCEK et al. (2014a) et MYCEK et al. (2014b) et partage notamment les mêmes profils et dimensions de pales. Le diamètre de son corps est toutefois légèrement plus grand (110 mm) car il inclue de l'instrumentation complémentaire. Le diamètre du rotor est $D = 724$ mm et les pales font 307 mm de long (partie extérieure du corps), comme présenté sur la figure 2.16. Deux autres longueurs sont également intéressantes pour la suite de ce travail :

- la distance entre l'axe central des pales et le bout du nez est de 92 mm,
- la distance entre l'axe central des pales et l'axe central du mât (de diamètre extérieur 70 mm) est de 594 mm.

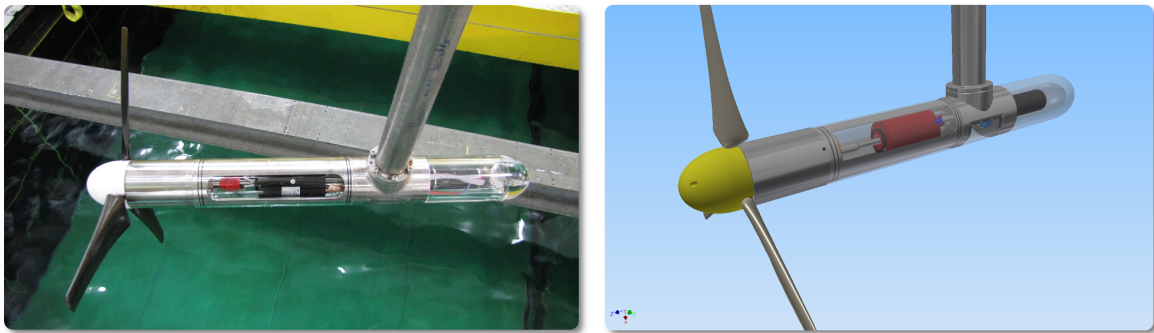


Figure 2.16 – Image de la turbine au dessus du bassin et représentation assistée par ordinateur

Les pales sont constituées de fibres de carbone pour maintenir une grande rigidité. Elles sont toutes issues du même moule afin d'éviter des différences de forme involontaires lors de la fabrication. La forme des pales suit un profil NACA 63-418 et la géométrie complète est détaillée dans GAURIER et al. (2015). Cette géométrie a été fournie, à l'origine, par la société anglaise *Tidal Generation Ltd* (TGL) car elle équipait la première version de leur hydrolienne en 2006, qui a été testée au bassin. Cette société a depuis été rachetée par Alstom et la géométrie des pales de leur hydrolienne a évolué.

La maquette de l'hydrolienne est équipée d'un moteur à balais à aimant permanent (représenté en noir à l'arrière du mât sur le schéma 2.16), piloté par un contrôleur. Celui-ci assure une vitesse de rotation constante de la turbine, imposée par l'utilisateur, en adaptant le couple (et donc l'intensité au borne du moteur) en permanence. Un codeur, associé au moteur permet de récupérer la vitesse de rotation de la machine. Une boîte de vitesse, avec un ratio de $1/26$, diminue la vitesse de rotation du rotor en conséquence tout en augmentant le couple produit. Un collecteur tournant 58 voies est ensuite accouplé à l'axe de rotation (représenté en rouge sur le schéma 2.16). Il est utilisé pour transférer les signaux provenant de l'instrumentation du rotor, donc en rotation, vers des câbles fixes, qui remontent à l'intérieur du mât jusqu'à la surface.

L'instrumentation positionnée au niveau du rotor explique l'augmentation du diamètre du corps de la maquette évoqué précédemment. Cette instrumentation a été développée par la société Sixaxes en partenariat avec l'IFREMER, en se basant sur les travaux de PAYNE et al. (2017). Elle repose en fait sur deux capteurs étanches distincts (figure 2.17) :

- un capteur de couple Q et de poussée T , monté sur l'axe de rotation du rotor,
- l'embase de fixation des pales, composée de trois sous-capteurs, autorisant la mesure de deux efforts et trois moments pour chaque pied de pale.

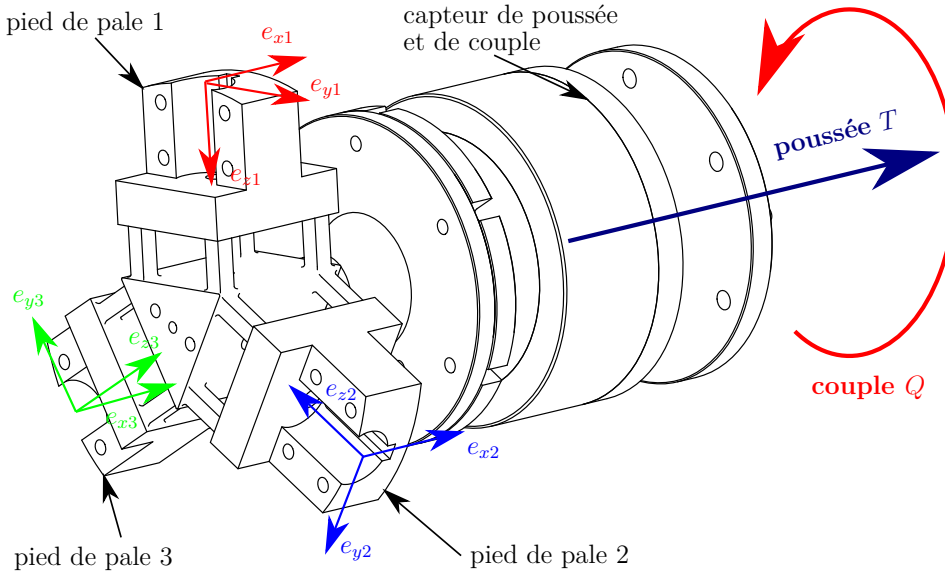


Figure 2.17 – Schéma de l'instrumentation étanche du rotor de la maquette, incluant le capteur de couple et de poussée ainsi que les trois sous-capteurs de pied de pale avec leur système d'axe

Ces capteurs sont étanches pour éviter de mesurer les efforts de friction liés à la présence nécessaire de joints d'étanchéité le long de l'axe de rotation dans le cas contraire. La gamme de mesure de ces instruments est donnée dans le tableau 2.3. Les efforts mesurés en pied de pale correspondent à la traînée F_{xi} et à l'effort contribuant au couple F_{yi} . Les moments correspondant sont les moments de flexion contribuant au couple M_{xi} et contribuant à la traînée M_{yi} et enfin le moment de torsion selon l'axe principal de la pale M_{zi} . Dans les notations précédentes, i désigne le numéro de la pale et varie entre un et trois.

Table 2.3 – Gamme de mesure de l'instrumentation du rotor de la maquette

Capteur en pieds de pale		Couple et poussée du rotor	
F_{xi}	200 N	poussée	500 N
F_{yi}	200 N	couple	50 N m
M_{xi}	50 N m		
M_{yi}	100 N m		
M_{zi}	20 N m		

À partir de ces grandeurs mesurées sur la machine, on calcule deux paramètres

adimensionnels qui seront étudiés dans ces travaux et qui concernent les performances de l'hydrolienne. Ce sont les coefficients de puissance C_P et de poussée C_T (équations 2.8).

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^3} \quad \text{et} \quad C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^2} \quad (2.8)$$

où P désigne la puissance de l'hydrolienne et se détermine par $P = \omega Q$, ρ est la masse volumique de l'eau et S est l'air balayée par le rotor et vaut donc $S = \pi R^2$.

Outre le positionnement de la machine dans le bassin, les incertitudes de mesure de ces différents paramètres sont liés à la précision des capteurs et du codeur du moteur. D'après les données du fournisseur, l'incertitude de mesure est de 0,2% de l'étendu de mesure pour tous les efforts et moments de l'hydrolienne (sauf M_{zi} dont l'incertitude est de 0,5% de son étendu de mesure) et de 1 tr/min pour la précision de la vitesse de rotation du moteur. Notons que le moteur tournant 26 fois plus rapidement que le rotor, la précision de la mesure de la vitesse de rotation de ce dernier est donc de $1/26 \simeq 0,04$ tr/min.

Par ailleurs, il faut remarquer que l'effort F_{yi} mesure également le poids des pales : conformément au sens de rotation de la machine et à la convention angulaire retenue, tous deux présentés sur la figure 2.18, la projection du poids est minimale quand θ vaut -90° et elle est maximale quand θ vaut 90° . L'hydrolienne n'étant, à l'heure actuelle, pas équipée de capteur de position angulaire, c'est à partir de ces observations qu'on déduit cette position. On notera enfin que $\theta = 0^\circ$ correspond à la pale 1 (B1) en position verticale vers le haut.

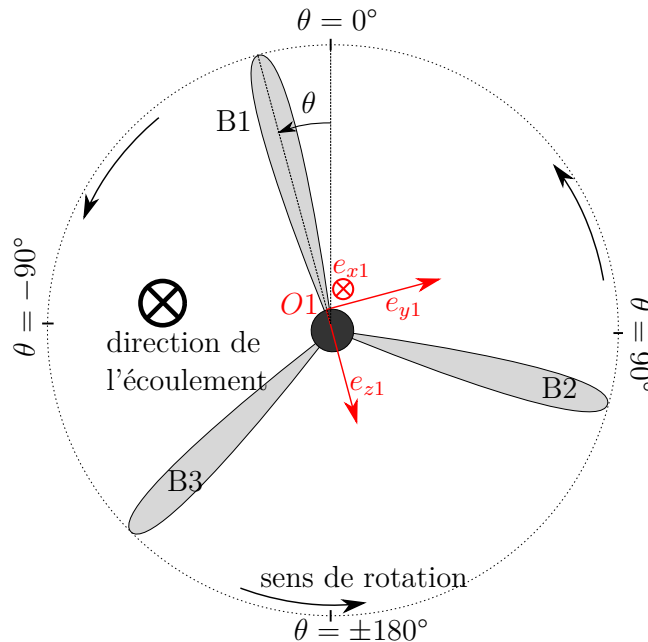


Figure 2.18 – Schéma de la turbine face au courant avec le système de coordonnées de la pale 1 (notée B1) en rouge. θ représente la position angulaire de la turbine, mesurée à partir de la pale 1. $\theta = 0^\circ$ correspond à la pale 1 en position verticale vers le haut. Le respect de la convention de signe impose θ négatif sur le côté gauche de la figure.

Le choix de ne pas amplifier les signaux basse tension de ces capteurs dans la machine (en amont du collecteur tournant) s'est imposé de lui-même en raison des contraintes

de place à l'intérieur du corps de l'hydrolienne. Cette amplification s'effectue donc à l'extérieur, une fois les câbles sortis du mât, par l'intermédiaire d'une unité électronique spécialement développée. Lors de la construction de la maquette, une crainte avait été émise sur cette amplification externe quant au bruit électronique lié au collecteur tournant ainsi qu'à la longueur des câbles. Cependant, après quatre années d'utilisation assez intensive, ce bruit est minime et n'est jamais venu perturber les mesures, conformément aux recommandations formulée par Sixaxes.

2.5 Système d'acquisition

Les dix-huit voies issues de l'hydrolienne, ainsi que les mesures de houle par sonde résistive et les mesures d'une balance d'efforts supplémentaire quand elles sont nécessaires, sont toutes regroupées sur le système d'acquisition du bassin. Ce dernier se compose de six cartes *National Instruments PXIe-4339*, contenant huit voies chacune, montées dans un châssis PXI 1078. Ces cartes permettent de numériser des tensions analogiques sur une gamme de ± 10 V avec 24 bits de résolution. Un logiciel spécialement développé pour les besoins du bassin est utilisé pour les acquisitions de ces capteurs, qui s'effectuent à une fréquence d'échantillonnage de 128 Hz en général. Un système de *trigger*, basé sur le front montant d'une tension passant de 0 à 5 V, permet le démarrage synchronisé de ce système avec les systèmes d'acquisition de l'écoulement comme ceux de la LDV, de la PIV ou de l'ADV.

Caractérisation de l'écoulement amont

In 2018, at least one country in each OECD region used tide, wave and ocean motion to produce electricity. The countries were France (680 GWh), Korea (485 GWh), Canada (20 GWh) and the United Kingdom (8.3 GWh).

INTERNATIONAL ENERGY AGENCY
(2019a)

Sommaire

3.1	Comment mesurer la vitesse de l'écoulement incident ?	46
3.2	Zone d'influence amont de la turbine	59
3.3	Caractérisation tri-dimensionnelle de l'écoulement	68
3.4	Quelles conclusions en tirer pour les standards de certification ?	72

L'étude expérimentale d'une hydrolienne nécessite une connaissance approfondie des conditions environnementales dans laquelle elle se trouve, afin de pouvoir déterminer correctement ses performances mais également de quantifier la fatigue et d'optimiser le dimensionnement de ses structures principales. Cette connaissance débute nécessairement par une mesure de l'écoulement perçu par la machine et de ses propriétés physiques, quand celle-ci est en fonctionnement. L'évaluation correcte de ces paramètres conditionne la précision des résultats obtenus. Ce sujet constitue le fil conducteur de ce chapitre.

3.1 Comment mesurer la vitesse de l'écoulement incident ?

Cette section, rédigée en anglais, a fait l'objet d'un acte de conférence et d'une présentation orale lors du congrès international RENEW 2018 qui a eu lieu à Lisbonne au Portugal : GAURIER, B., G. GERMAIN et G. PINON (2019a). « How to correctly measure turbulent upstream flow for marine current turbine performances evaluation ? » In : *Advances in Renewable Energies Offshore - Proceedings of the 3rd International Conference on Renewable Energies Offshore, RENEW 2018*, p. 23-30. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00461/57308/>.

3.1.1 Introduction

Tank testing is primarily undertaken to establish the behaviour of a tidal energy converter at model scale and to identify the impact of different test configurations (flow and prototype characteristics) on device performance. At present there is no pan-European or worldwide consensus on appropriate test methodologies and practices to be implemented, even if procedures developed within the EC EquiMar (EquiMar 2011) and MaRINET (Gaurier et al. 2015) projects, have been carried out (Day et al. 2015). Today, international best practice guidelines for tidal turbine testing are under development by the International Electrotechnical Commission (IEC 2013; IEC 2015; IEC 2021). For performance test (in laboratory as well as *in-situ*), the measurement of the upstream flow velocity is required to calculate kinetic energy, especially when the turbulence intensity is high (McNaughton et al. 2015; Durán Medina et al. 2017). Indeed, it has been shown that most of the tidal energy sites have a high level of turbulence (Thomson et al. 2012). These flow fluctuations affect significantly the performance and fatigue behaviour of tidal turbines. However, for a good accuracy the upstream flow measurement needs to be performed in a synchronous way with the turbine parameters.

After the presentation of the experimental set-up, we propose, in this paper, to study the time and space correlation between velocity measurements and turbine parameters, in order to evaluate and improve (if necessary) the first specifications given in the previously cited IEC reports for the current profiler placement relative to the turbine (Germain et al. 2017; Germain et al. 2018).

3.1.2 Experimental set-up

3.1.2.1 The wave and current flume tank

The tests presented in this paper have been carried out in the wave and current flume tank of IFREMER at Boulogne-sur-mer, France (figure 3.1). The dimensions of the testing area of the tank are 18 m long, 4 m wide and 2 m deep. By means of porous grid and honeycomb placed at the inlet of the working section, a turbulent intensity of $I_\infty = 1.5\%$ can be achieved. Without these straightener devices, the turbulence in the tank can reach $I_\infty \simeq 15\%$, accessing to the fully developed and homogeneous turbulence generated by the two pumps of the tank, which is close to the *in-situ* measured values according to Thomson et al. (2012).

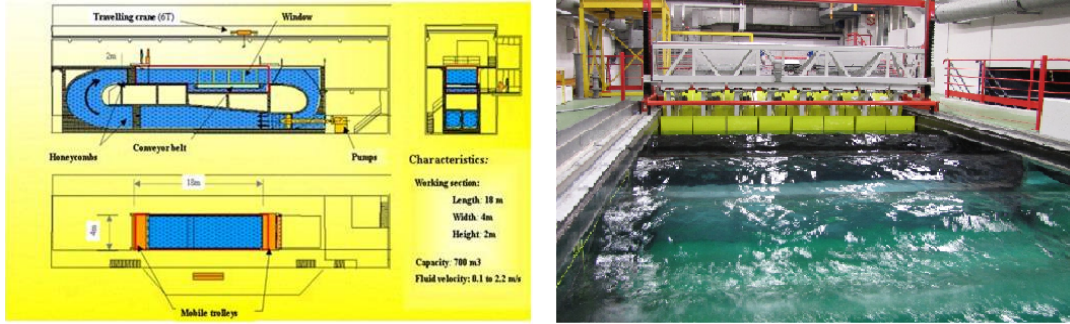


Figure 3.1 – The wave and current flume tank of IFREMER

3.1.2.2 The velocity measurement facilities

Two different velocimeters are usually used in the tank for measuring the flow parameters. The first one is based on laser beams: the Laser Doppler Velocimeter (LDV). This technique is a non-intrusive principle, which allows the measurement of velocity at a point in a flow field with a high temporal resolution. Whenever a reflecting particle entrained in the fluid passes through the intersection of two laser beams, the scattered light received from the particle fluctuates in intensity, see figure 3.2 from Dantec Dynamics (2018). LDV makes use of the fact that the frequency of this fluctuation is equivalent to the Doppler shift between the incident and scattered light, and is thus proportional to the component of particle velocity. The LDV system available at IFREMER is 2 dimensional, i.e. composed of 4 laser beams with 2 different wave lengths (blue and green).

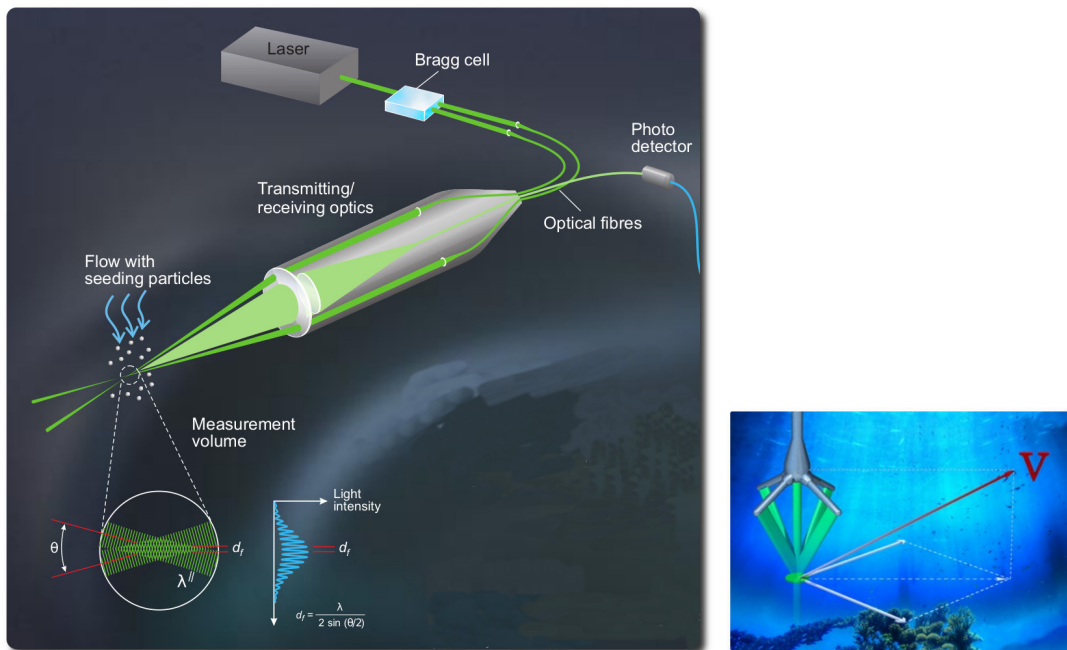


Figure 3.2 – The LDV (left) and ADV (right) probes and their measurement volumes

The measurement volume is 2.51 mm long by the laser beams thickness of 0.12 mm, which results of $V_{LDV} \simeq 0.01 \text{ mm}^3$. The distance between the probe and the measurement point is 530 mm into the water. The water of the tank is seeded with particles

which should be small enough to follow the flow, yet large enough to scatter sufficient light to obtain a good signal-to-noise ratio. Typically the size of particles used in the IFREMER flume tank is $10\ \mu\text{m}$. These particles are spherical and composed of silver coated glass. For the acquisition signal, the data rate depends on the number of particles detected by the system. Usually, the averaged data rate is between 100 Hz and 1000 Hz depending on the conditions. However, the sampling frequency is irregular due to the fact that one measurement value corresponds to one detected particle in the volume.

The second velocity measurement facility is an Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). This system works by sending out a short acoustic pulse from the transmit element. When the pulse travels through the focus point for the receiver beams, the echo is recorded in each of the acoustic receiver elements, see figure 3.2, from Nortek AS (2017). The echo is then processed to find the Doppler shift. The velocity vector is recorded in 3D. The sampling volume is located 50 mm from the transmitter to provide undisturbed measurements. The chosen size of this volume is a cylinder with 9 mm high and 5 mm diameter, so $V_{ADV} \simeq 200\ \text{mm}^3$. The seeding material is the same than the one used for the LDV. On the contrary to the LDV, the sampling frequency of the ADV signal is regular. This frequency can be set between 10 Hz and 200 Hz, but the signal quality strongly depends on the particle number into the water.

3.1.2.3 The turbine model

The 1/20th scale turbine model (see picture 3.3) used for this study is very similar to the ones used by Mycek et al. (2014a). More particularly, blades are exactly the same than in the paper of Gaurier et al. (2015). The hub diameter is however slightly larger. So, the diameter of the disc described by the blades of this new turbine is now $D = 724\ \text{mm}$ (radius $R = 362\ \text{mm}$), instead of 700 mm in previous studies. However, the machine performances are the same, as shown by Gaurier et al. (2017).

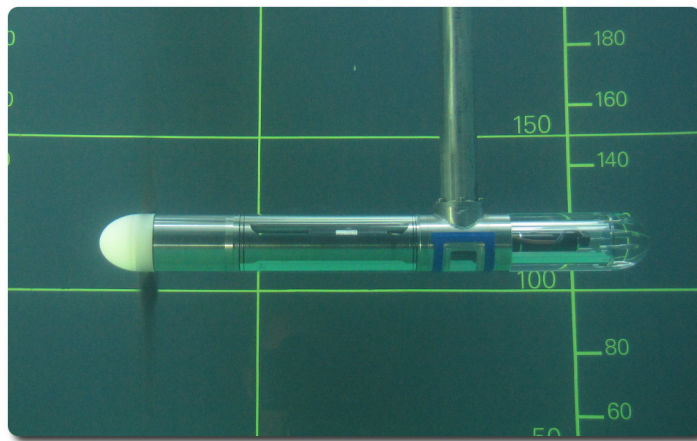


Figure 3.3 – *The 3-bladed instrumented turbine in the wave and current flume tank of IFREMER*

This hub diameter size change is due to the fact that a complete new instrumentation equipment takes place inside the hub. This new experimental equipment has been designed based on the one developed by Payne et al. (2017). Each blade root is now equipped with a specific load-cell including 5 different channels: 2 forces and 3 moments.

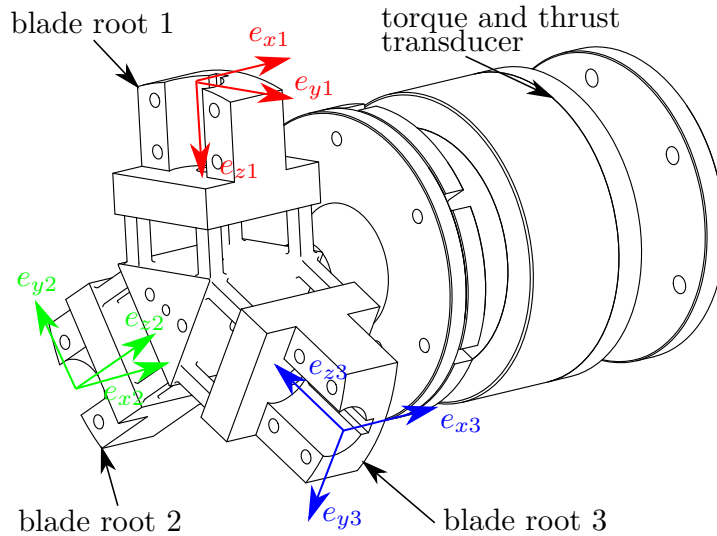


Figure 3.4 – *The blade root load-cell with its three coordinate systems and the torque and thrust transducer*

In addition to this new multi-components blade root load-cell, the torque and the thrust applied on the main rotation axis are now measured. This waterproof transducer is positioned upstream of the seals of the machine to prevent measuring the friction effects (figure 3.4). The blade root load-cell and the torque and thrust transducer are custom made by the French company SixAxes (2017) in partnership with IFREMER. The 48 shielded cables coming from these transducers are routed through a 52 channels slipping enabling the rotation. These low voltage signals are amplified by an electronic signal processing unit, located outside of the turbine and of the water as well. The motor shaft is connected to the turbine shaft through a motor-gearbox enabling suitable torque and rotation speed ratings. The turbine is controlled to maintain a constant rotational speed ω . In the following, the turbine power $P = Q\omega$, with Q the rotor torque, is presented as a non-dimensional coefficient C_P and usually plotted versus the Tip-Speed-Ratio (TSR), both expressed with the classical formula 3.1, where ρ is the water density, S is the rotor swept area and U_∞ is the ambient velocity.

$$C_P = \frac{Q\omega}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^3} \quad \text{and} \quad TSR = \frac{R\omega}{U_\infty} \quad (3.1)$$

3.1.3 Effect of the upstream velocity measurement

For model scale studies in laboratory, an accurate measurement of this ambient velocity is required to properly evaluate the turbine performance. This is especially necessary when the velocity fluctuations are high, because of the turbulence generated by bathymetry variations or because of surface waves. However, this measurement can be performed in two different ways:

1. from a flow calibration carried out before the turbine characterization or
2. by a simultaneous and synchronous upstream flow measurement.

In the second case, the velocity measurement has to be non-intrusive to prevent to affect the turbine parameters.

Some experimental tests have been carried out with the previously described turbine, in the flume tank of IFREMER. Two different flow velocities have been tested $U_\infty = [1.0; 1.2]$ m/s with a high turbulence intensity $I_\infty \simeq 15\%$, i.e. without the flow straightener. An initial velocity measurement has been performed with the LDV during 30 min for the same flow conditions, at the centre of the tank section, the same location than the turbine. Table 3.1 summarizes the flow characterization obtained from these measurements. As explained in the previous section, LDV is 2-dimensional in the IFREMER laboratory. However, in this table, only u_L is given and stands for the in-line component of the flow. The subscript L means the long time acquisition. The classical decomposition is used here: $u_L(t) = \overline{u_L} + u'_L(t)$ with $\overline{u_L}$ the time-averaged part and $u'_L(t)$ the fluctuating part of the velocity. In addition, the two-dimensional turbulence intensity I_{2D} is given in formula 3.2, with σ standing for the standard-deviation.

$$I_{2D} = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{2} (\sigma(u_L)^2 + \sigma(v_L)^2)}{\overline{u_L}^2 + \overline{v_L}^2}} \quad (3.2)$$

Table 3.1 – Flow characterization obtained from a one point LDV measurements during 30 min with high turbulence intensity, prior to install the turbine into the water

	$U_\infty = 1.0$ m/s	$U_\infty = 1.2$ m/s
$\overline{u_L}$ [m/s]	0.975	1.166
$\sigma(u_L)$ [m/s]	0.128	0.158
I_{2D} [%]	13.89	14.28

The turbine parameters have been recorded for 13 TSR in these two flow conditions. During these tests, the LDV probe was into the water as well, located $2 D$ upstream of the turbine. The flow measurement was synchronous with the turbine parameter acquisition. The acquisition time was 6 min for each TSR , which is enough for enabling the convergence. In order to process the power coefficient C_P , the velocity U_∞ can be taken from the previous long measurements from table 3.1: $u_L(t)$ or from the synchronously acquired measurements: $u_S(t)$. Figures 3.5 and 3.6 show the two different C_P curves processed with these two different ways. For $U_\infty = 1.0$ m/s, the difference is clear between the two cases: for $TSR \geq 4$, $C_P(u_L) < C_P(u_S)$. On the contrary, for $U_\infty = 1.2$ m/s no significant differences are noticeable and $C_P(u_L) \simeq C_P(u_S)$.

In order to explain the differences obtained for the case $U_\infty = 1.0$ m/s between the curves, the difference ε_u between u_L and u_S and ε_{C_P} between $C_P(u_L)$ and $C_P(u_S)$ are processed using formula 3.3. The results obtained for all the tested TSR are shown on table 3.2.

$$\varepsilon_u = 100 \times \frac{\overline{u_S} - \overline{u_L}}{\overline{u_L}} \quad \text{and} \quad \varepsilon_{C_P} = 100 \times \frac{\overline{C_P(u_S)} - \overline{C_P(u_L)}}{\overline{C_P(u_L)}} \quad (3.3)$$

In this table, ε_u can reach values higher than 1%. These values are displayed in red. For these values, such a difference affects significantly the C_P curve, as shown on figure 3.5 for $U_\infty = 1.0$ m/s: when $TSR \geq 4$, $|\varepsilon_u| \geq 2\%$ and $|\varepsilon_{C_P}| \geq 6\%$. These quite high values for ε_u are confirmed by a 6 min sliding average process on the 30 min long velocity acquisition: the maximum difference is then about 3%. That means that

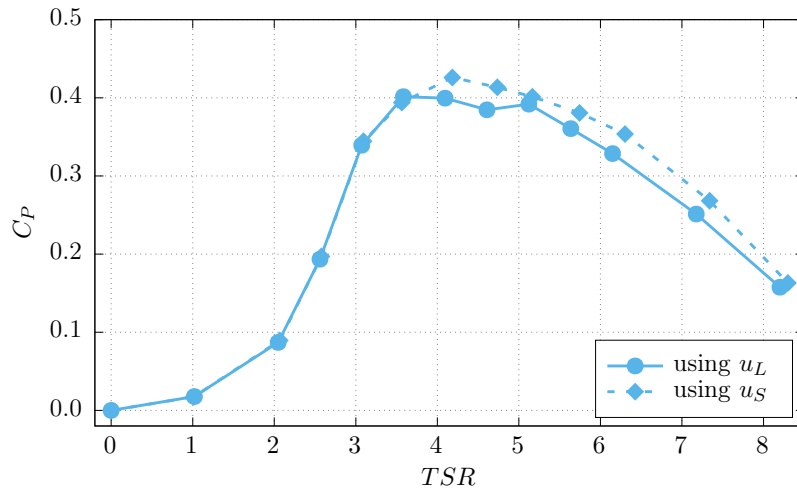


Figure 3.5 – C_P comparison for $U_\infty = 1.0$ m/s, non-dimensionalized with u_L or with u_S

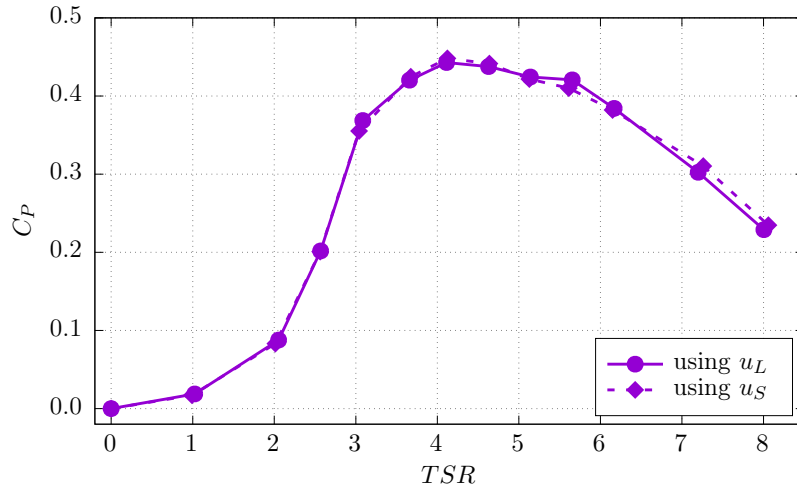


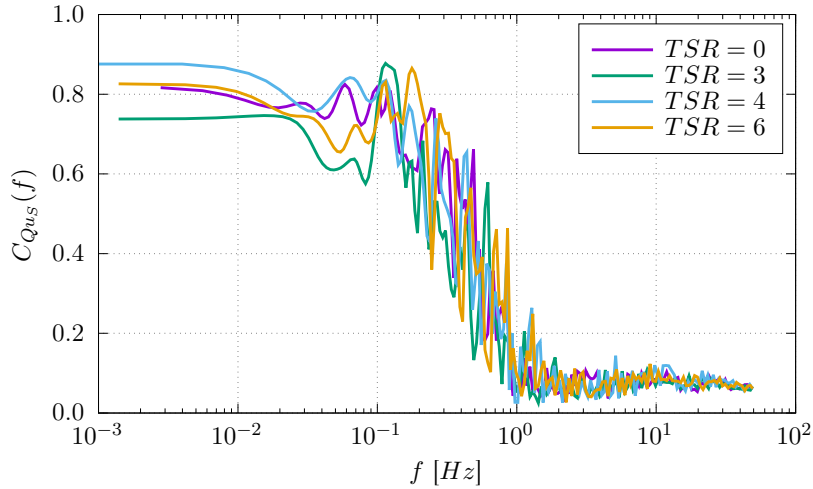
Figure 3.6 – C_P comparison for $U_\infty = 1.2$ m/s, non-dimensionalized with u_L or with u_S

even if a long measurement have been done previously in order to characterize the flow, the use of a synchronous velocity measurement upstream of the turbine is required to increase the accuracy of the performance coefficients, particularly when the turbulence intensity is high, as shown in these cases. Another solution would have been to extend the acquisition time to reduce the average difference ε , but in that case, it would require a very long time to perform a 13 points TSR curve.

In addition, when a velocity acquisition is performed at the same time and synchronously with the turbine parameters, the coherence function between them can be processed as well. For the LDV measurement, this requires a re-interpolation of the signal before processing the Fourier Transform. For example, the coherence function between the turbine torque Q and u_S is displayed on figure 3.7 for 4 different TSR . It is interesting to notice that the tip-speed-ratio does not seem to affect the result, excepted at $TSR = 3$ for the lowest frequencies. These results confirm what has been previously observed by Durán Medina et al. (2017) with a 4 D distance between turbine and LDV:

Table 3.2 – Flow velocity obtained from the synchronous LDV measurements u_S and comparison with u_L

TSR	$U_\infty = 1.0 \text{ m/s}$			$U_\infty = 1.2 \text{ m/s}$		
	\bar{u}_S [m/s]	ε_u [%]	ε_{C_P} [%]	\bar{u}_S [m/s]	ε_u [%]	ε_{C_P} [%]
0.0	0.970	-0.5	+2.0	1.211	+3.8	-10.3
1.0	0.980	+0.5	-1.8	1.206	+3.4	-8.7
2.0	0.965	-1.0	+2.8	1.189	+1.9	-5.2
2.5	0.968	-0.7	+1.9	1.170	+0.3	-0.4
3.0	0.969	-0.7	+1.5	1.183	+1.4	-3.6
3.5	0.981	+0.6	-1.9	1.161	-0.4	+1.0
4.0	0.954	-2.1	+6.6	1.164	-0.2	+1.2
4.5	0.949	-2.7	+7.5	1.164	-0.2	+0.9
5.0	0.967	-0.8	+2.4	1.169	+0.2	-0.6
5.5	0.957	-1.9	+5.6	1.175	+0.8	-2.5
6.0	0.951	-2.4	+7.6	1.170	+0.3	-0.5
7.0	0.953	-2.2	+6.8	1.156	-0.9	+2.7
8.0	0.964	-1.2	+3.5	1.159	-0.7	+2.5

**Figure 3.7** – Coherence function between the turbine torque Q and u_S for the case $U_\infty = 1.0 \text{ m/s}$

from frequency higher than 1 Hz, no more correlation is noticed. The authors supposed the turbine acts as a low-pass filter.

Here, the distance between the velocity measurement point and the turbine is $2 D$. This distance has to be adjusted properly: not too close in order to prevent disturbing the turbine and not too far to capture the flow fluctuations perceived by the turbine. In addition, this distance may be a cause of uncertainty as well. We propose here to extend this analysis with varying distances between two different velocity measurement devices.

3.1.4 ADV-LDV comparisons with varying inter-distances

A comparison has been carried out between the two different velocimeters presented in section 3.1.2, in the tank. In that case, the flow is slightly turbulent with a turbulence level close to $I_\infty = 5\%$ and the average flow velocity is about $U_\infty = 0.8\text{ m/s}$. The acquisition of the two velocimeters is simultaneous and synchronous, through an external trigger. For the ADV, a sampling frequency of 100 Hz is chosen and the acquisition time is fixed at 10 min for both devices. The distance d between the velocimeters has been chosen between 0 m and 2 m.

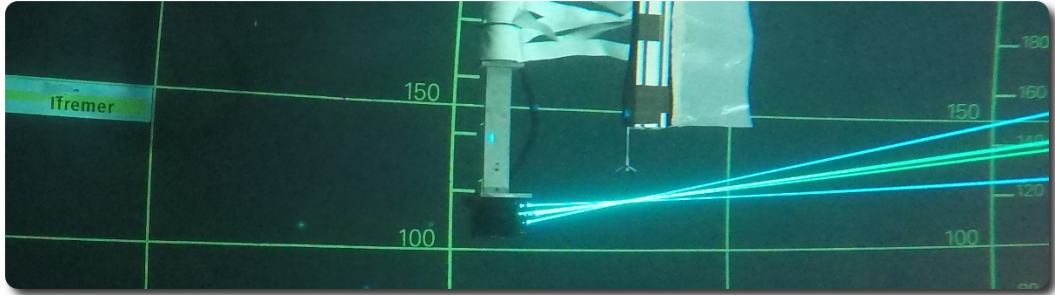


Figure 3.8 – ADV and LDV measurement at the same point ($d = 0$)

3.1.4.1 Velocity measurement at the same point

For the first test, the velocimeters are positioned in order to measure at the same point, i.e. at the very centre of the tank section (figure 3.8), although their measurement volumes are different (see section 3.1.2).

Figure 3.9 shows a time extract of the recorded signals, for u and w components of the velocity. On this figure, it is easy to notice that the largest fluctuations of the velocity are seen at the same time and in the same way by the two velocimeters. However, the noise seems to be greater for the ADV, especially for the u component. In addition, some slight average differences appear between them: LDV shows larger values for u and lower ones for w compared to ADV. These differences could come from a slight misalignment between the probes.

The cross-correlation ρ of these two signals (figure 3.10) shows a really good agreement, when the time-lag $\tau = 0\text{ s}$. The value obtained at this point is higher than 0.8 for u and higher than 0.9 for w . This confirms that the fluctuating part of the signals is very close to each other.

The Power Spectral Density S_{uu} and S_{ww} of these two signals is depicted on figure 3.11 for u (top) and w (bottom) components of the velocity respectively. Once again, a good agreement is observed between the velocimeters, excepted for the highest frequencies. For the ADV, S_{uu} shows an inflection point close to 3 Hz before to remains stable for the highest frequencies. That means that from 10 Hz the signal is mainly composed of noise, at a quite high level of energy. It is quite similar for S_{ww} , but for higher frequencies ($\simeq 30\text{ Hz}$) and for lower level of energy. This confirms what has been observed on figure 3.9, where the noise looks higher on the u component of the ADV. On the contrary, the LDV signal follows the classical $-5/3$ power law slope, synonym of the Richardson-Kolmogorov energy cascade, for the full frequency range.

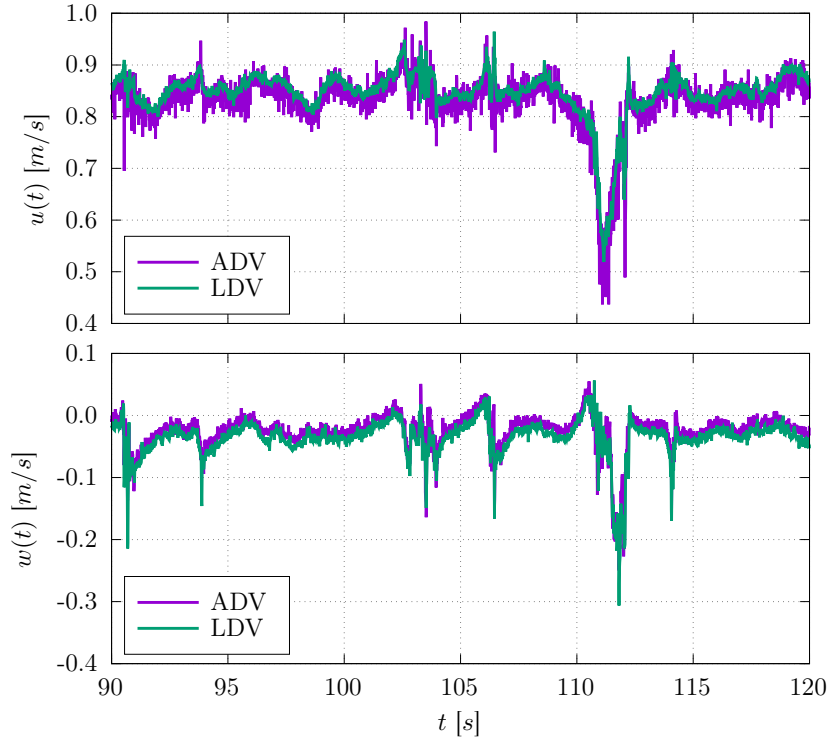


Figure 3.9 – Temporal extract of the raw velocity measurements for $u(t)$ and $w(t)$ components for ADV and LDV

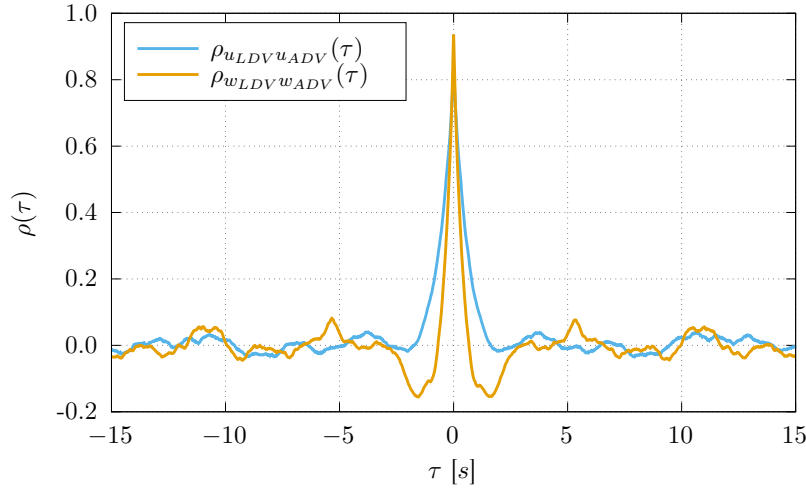


Figure 3.10 – Cross-correlation coefficient between u_{LDV} and u_{ADV} (blue) and w_{LDV} and w_{ADV} (orange), versus the time-lag τ

Finally, the coherence function is displayed on figure 3.12. As expected, the coherence is higher and stays high for a larger frequency range for u than for w . If we consider that the coherence is valid when $C(f) > 0.6$, then u_{LDV} and u_{ADV} are in good agreement for $f < 3$ Hz and w_{LDV} and w_{ADV} are coherent for $f < 6$ Hz. The relatively low frequencies until which the coherence stays valid can be explained by the level of high-frequency noise in the ADV signal and also by the difference of the measurement volumes between the velocimeters (see section 3.1.2). The LDV has a very small measurement volume

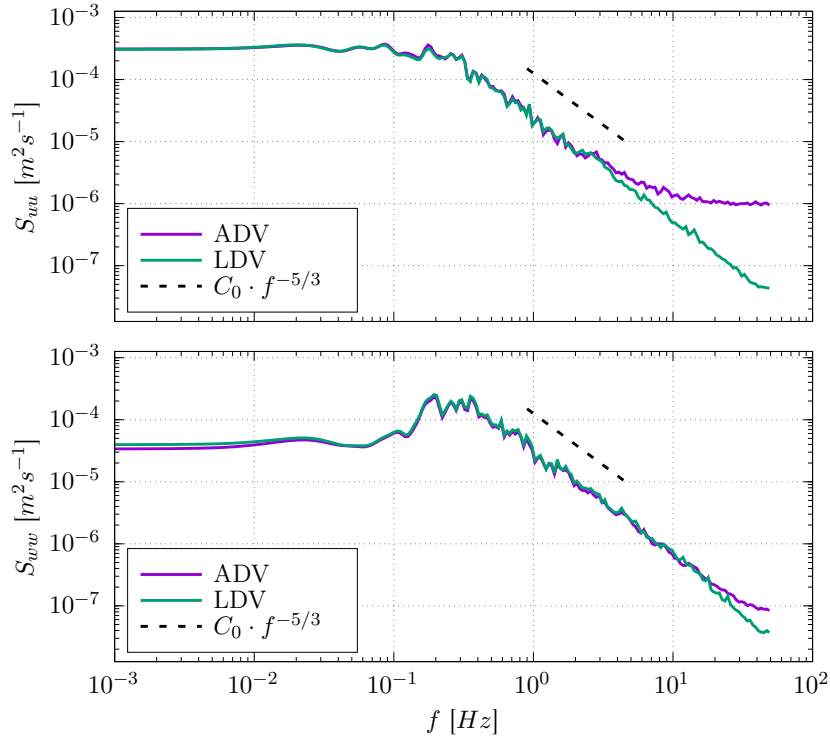


Figure 3.11 – PSD for $u(t)$ and $w(t)$ versus the frequency, for ADV (violet) and LDV (green)

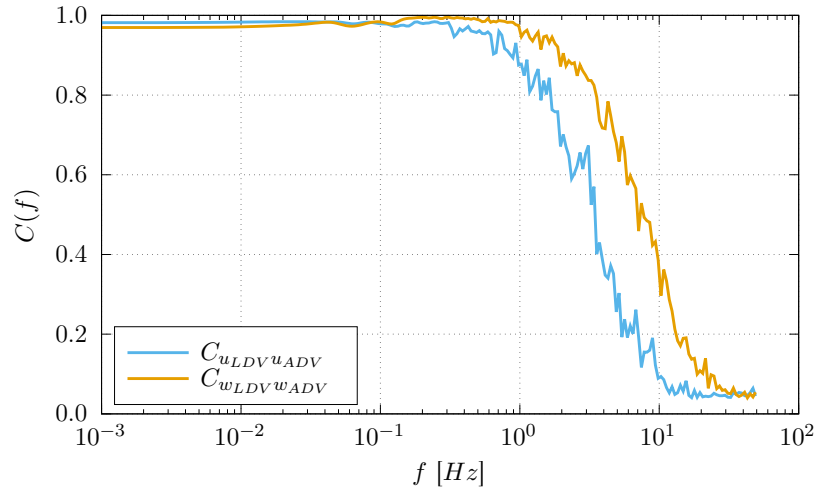


Figure 3.12 – Coherence functions $C_{uLDV u_{ADV}}$ and $C_{wLDV w_{ADV}}$ versus the frequency

compared to the ADV. This difference enables the detection of the smallest size vortices, which contain the highest frequency velocity fluctuations. For the ADV, because of the relatively large size of the measurement volume, the smaller vortices are averaged into the high-frequency noise of the signal.

It should be very similar between the LDV and the turbine for the synchronous measurements presented in the previous section. The size of the turbine compared to the measurement volume of the LDV acts as a low-pass filter and only the largest vortices are seen by the turbine. That can explain why the coherence function between

the turbine torque and the upstream velocity is only valid when the frequency is lower than about 0.5 Hz (figure 3.7). For example, when the flow velocity is $U_\infty = 1.0$ m/s, $f = 0.5$ Hz means vortices size of about 0.5 m which is lower than the turbine diameter (0.7 m).

However, the size of the measurement volume is not the only cause of low coherence for the highest frequencies. The distance between the two velocimeters can also affect the results. In the following subsection, we extend this study with different spacing between the probes.

3.1.4.2 Velocity measurement with $d > 0$

In order to study the effect of the distance between the probes, it has been changed from 20 cm to 200 cm. The LDV stays at the same position, but the ADV is moved at all the different downstream positions. The velocimeters are always at the centre of the tank section and the flow velocity stays $U_\infty = 0.8$ m/s with the same turbulence intensity.

The first presented result is the maximum of the cross-correlation ρ , for both components u and w , versus the velocimeter distance d (figure 3.13). As observed on this figure, these coefficients decrease when the distance increases from values higher than 0.8 for $d < 50$ cm to values lower than 0.6 at 200 cm.

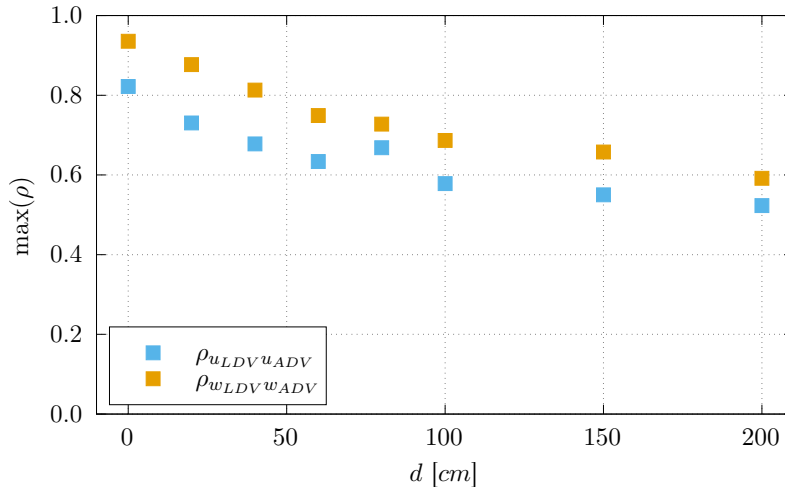


Figure 3.13 – Maximum values of the cross-correlation ρ versus the distance d between the velocimeters

The time-lag τ where the maximum of the cross-correlation is observed varies linearly with the distance d as depicted on figure 3.14 and as expected. According to this figure, it requires 2.5 s for the flow to travel from LDV to ADV spaced by 2 m, which is in agreement with the averaged flow velocity of 0.8 m/s. A slight difference is however noticeable between the two components of the velocity and τ_{uu} is lower than τ_{ww} , especially for the highest distances d . As explained in the previous subsection, the high-frequency noise observed on u for the ADV is the reason why $\rho_{uu} < \rho_{ww}$ and may explain the slight difference on the time-lag τ .

The coherence functions for u and w are processed and plotted on figures 3.15 and 3.16 respectively. These curves are interesting for different aspects. Firstly, the amplitudes of these coherence function decrease when the distance increases: from values

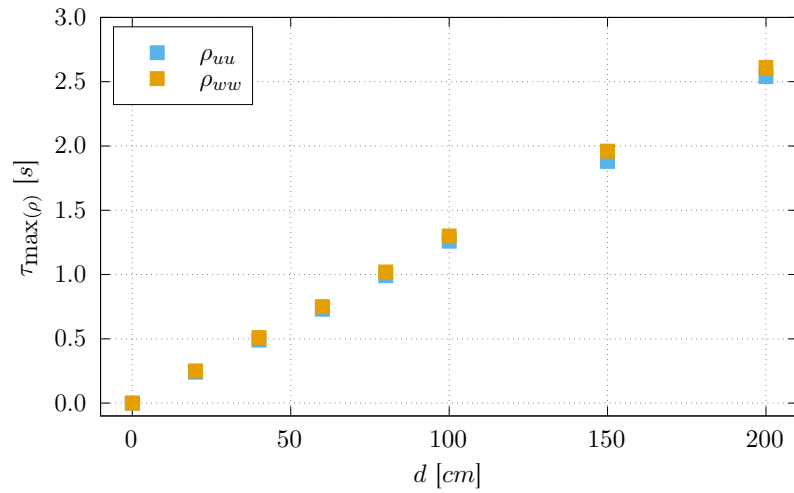


Figure 3.14 – Time-lag τ corresponding to the maximum value of the cross-correlation ρ

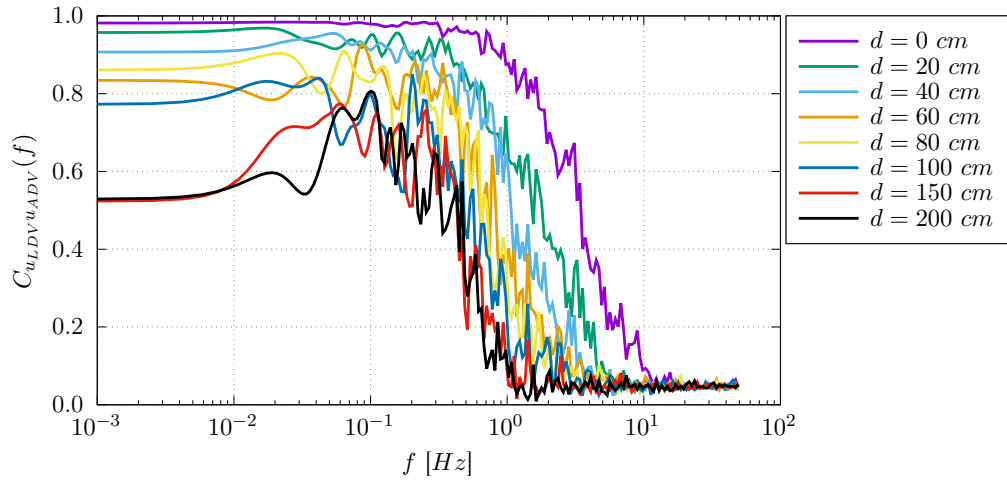


Figure 3.15 – Coherence function $C_{uLDV^uADV}(f)$ for all the tested distances

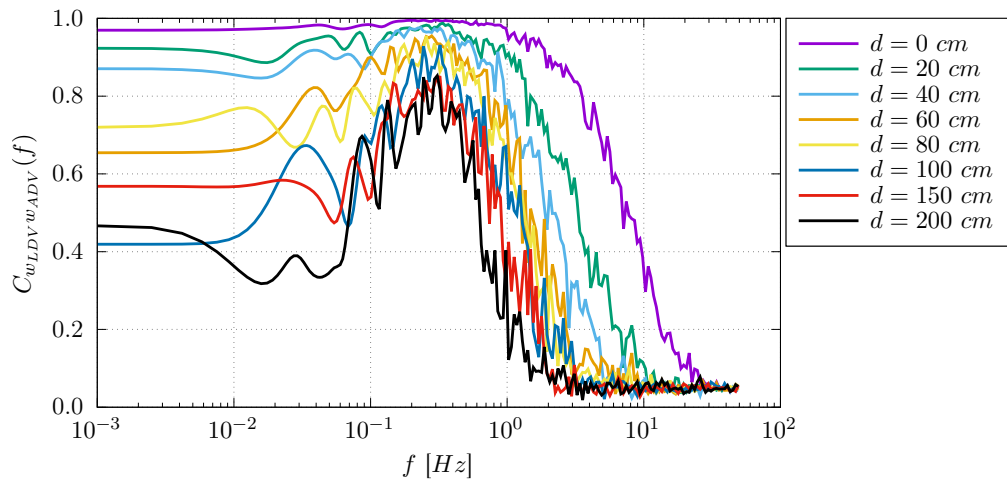


Figure 3.16 – Coherence function $C_{wLDV^wADV}(f)$ for all the tested distances

very close to 1 on a large range of frequencies when $d = 0$, only the maximum value stays close to 0.8 on a narrow band of frequencies for $d \geq 150$ cm. Secondly, a strong decrease of the coherence is observed for the lowest frequencies, which are lower than 0.6 as soon as $d \geq 100$ cm for w and $d \geq 150$ cm for u . Finally, the maximum frequency for which the coherence stays valid ($C(f) > 0.6$) decreases quickly when the distance d increases (figure 3.17).

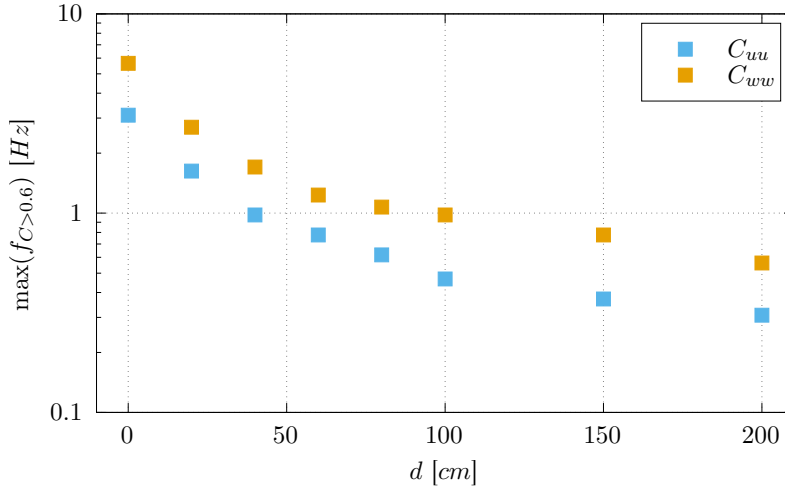


Figure 3.17 – Maximum frequency for which C_{uu} and C_{ww} is higher than 0.6

From values $f = 3$ Hz and $f = 6$ Hz observed for $d = 0$ for u and w respectively, the maximum frequencies fall to $f = 0.5$ Hz and $f = 1$ Hz for $d = 1$ m and $f = 0.3$ Hz and $f = 0.6$ Hz for $d = 2$ m. For the two highest distances ($d \geq 150$ cm) the coherence function stays only valid on a short band of frequencies.

The distance between the measurement points has a strong effect on all the parameters observed in this section. Mainly because of the turbulence intensity, the flow velocity characteristics differ from one point to another: when the distance between the velocimeters increases, the velocity characteristics change along this distance that makes the correlation more difficult to process.

3.1.5 Conclusion

As noticed in this study, an upstream velocity measurement is required to improve the accuracy of the performance characterization of a marine turbine. This flow measurement has to be performed simultaneously and synchronously with the turbine parameters. It is necessary to keep in mind that the difference in term of measurement size between two velocimeters, as well as between a velocimeter and a turbine area, can cause a loss in the coherence of the signals, particularly for the high frequencies. The smallest turbulent structures in the flow, with the highest frequencies, are not seen in the same way by two different devices with two different sizes: the smallest size enables to perceive the smallest structures. In addition, the distance between the flow measurement and the turbine can increase the loss of information between the upstream velocity signal and the turbine parameters. On the other hand, the momentum theory shows that the flow speed should reduce from free-stream conditions far upstream of the turbine to the velocity incident at the rotor plane. In order to better understand this

last point, additional measurements have to be performed to take into account the competing requirements between an upstream undisturbed flow speed and a measurement that is correlated with the flow incident on the turbine.

The turbulence characteristics in term of iso or anisotropy, energy level and spatial repartition, effect on turbine performances must be also addressed. Indeed, Ikhennicheu et al. (2017) highlighted that a particular attention should be paid in presence of large velocity fluctuations, with high turbulence rate, coming from bathymetry variations. These low frequency structures, with a diameter up to the diameter of the turbine, affects the efficiency of the turbine and the fatigue of the blades. To assess these points, the performances of the turbine, in term of the classical power and thrust coefficients, should be processed. The blades bending moment coefficients should be analysed as well, in a temporal and spectral point of view. A good spatial flow measurements, like obtained with PIV measurements for the upstream flow characterization, should then be preferred.

3.2 Zone d'influence amont de la turbine

Dans la section 3.1.3, il a été montré que la détermination des performances de l'hydrolienne est améliorée quand une mesure de vitesse en amont de la machine est réalisée de manière synchronisée et simultanée, en particulier quand le niveau de turbulence est élevé. Une distance de $2D$ entre le rotor et le point de mesure de vitesse avait été retenue pour ces essais. Cependant, si on s'intéresse à l'évolution de la moyenne temporelle des vitesses enregistrées \bar{u}_S pendant ces deux essais à $1,0\text{ m/s}$ et $1,2\text{ m/s}$ et qu'on la trace en fonction de la vitesse de rotation de la turbine (TSR), on obtient les figures 3.18. Les vitesses sont adimensionnalisées par la moyenne de la vitesse u_L mesurée précédemment pendant 30 min dans les mêmes conditions et à la place de l'hydrolienne, dont les valeurs sont données dans le tableau 3.1.

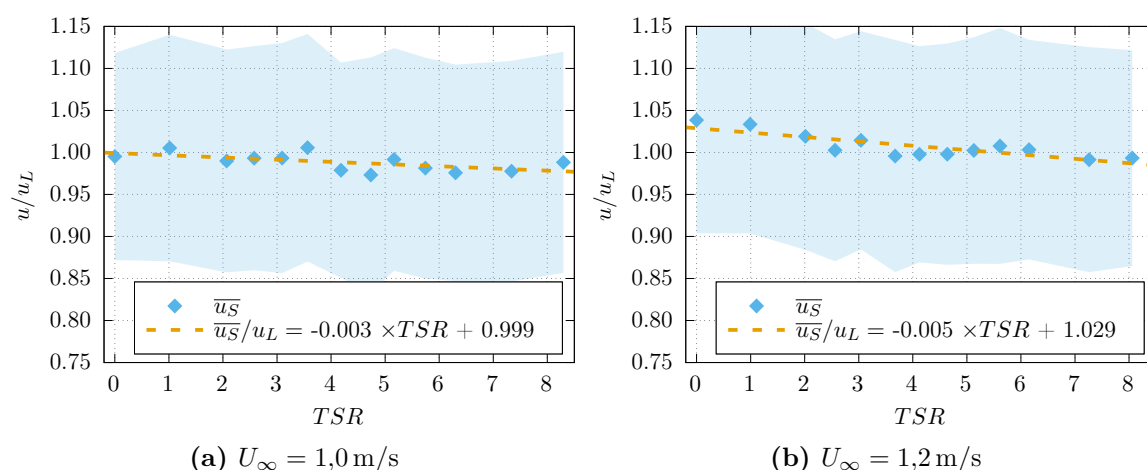


Figure 3.18 – Évolution de la moyenne temporelle (losanges) et de l'écart-type (aire colorée) de la vitesse \bar{u}_S enregistrée par la LDV, positionnée $2D$ en amont de la turbine, en fonction de la vitesse de rotation de la machine (TSR) pour deux vitesses d'écoulement U_∞ et une forte turbulence ambiante $I_{2D} \simeq 14\%$ (tableau 3.1). Les vitesses sont normalisées par u_L .

Malgré l'écart-type important de ces mesures lié à la forte intensité turbulente, une tendance se dessine clairement montrant une diminution globale de $\overline{u_s}$ quand la vitesse de rotation de la turbine augmente, pour les deux vitesses de courant testées. À 1,0 m/s, $\overline{u_s}$ perd ainsi en moyenne 3 mm/s par point de TSR et, à 1,2 m/s, la perte est plus forte à environ 6 mm/s par point de TSR . Cette variation de la vitesse moyenne de l'écoulement est donc liée à la présence de la machine : plus sa vitesse de rotation est élevée (augmentation du TSR) et plus l'effet de blocage du rotor dans le bassin est grand. Ceci signifie qu'à cette distance ($2 D$) la turbine influe sur l'écoulement amont. Pour pouvoir réaliser des mesures de performance correctes de l'hydrolienne, il est donc nécessaire de connaître la zone d'influence amont de la machine, afin de positionner la mesure de vitesse de l'écoulement en dehors.

3.2.1 Quantification de la zone d'influence amont

Afin de tenter de répondre à cette problématique, des mesures systématiques de vitesse de courant ont été effectuées en amont de l'hydrolienne à différentes positions et pour les taux de turbulence de 1,5 % et 15 %. Le schéma 3.19 montre l'emplacement des points de mesure de vitesse, dans le plan $e_z = 0$: $y/D = [0; -0.5]$ et $x/D = [-0.15; -0.25; -0.5; -1; -2; -3; -4]$, le centre du référentiel étant le centre du rotor de la turbine. La sonde LDV à deux composantes a été utilisée pour réaliser ces mesures (suivant e_x et e_y) pour une seule vitesse de l'écoulement incident $U_\infty = 0,8$ m/s. Ces essais ont été répétés pour trois vitesses de rotation de la turbine : $TSR = [2; 4; 7]$. Les temps d'acquisition sont de 180 s et 360 s, respectivement pour les taux de turbulence de 1,5 % et 15 %. La fréquence d'échantillonnage moyenne de la LDV varie entre 300 Hz et 600 Hz. L'acquisition simultanée et synchronisée des paramètres de l'hydrolienne est réalisée pour tous les points de mesure de vitesse, à la fréquence d'échantillonnage de 256 Hz et sur les mêmes temps d'acquisition. Les principaux résultats de ces essais sont regroupés sur la figure 3.20.

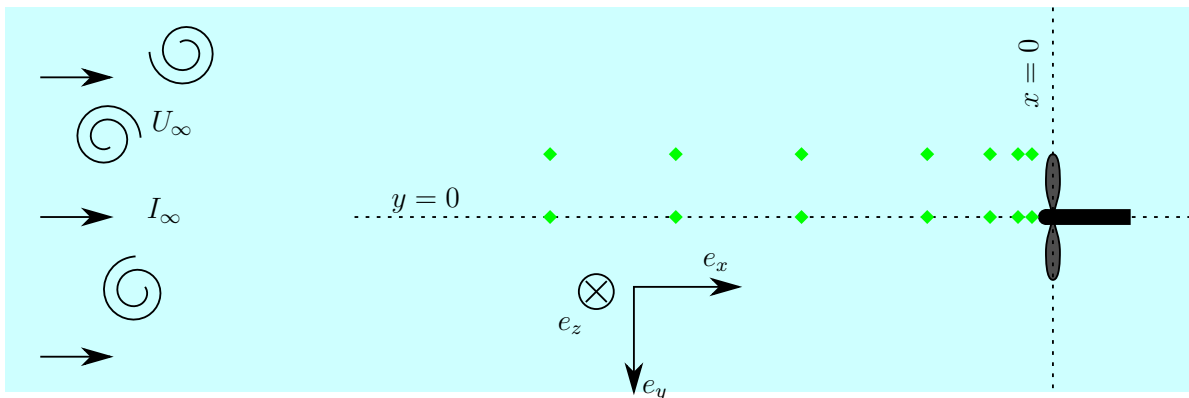


Figure 3.19 – Représentation schématique en vue de dessus des points de mesure de vitesse réalisés par la LDV à deux composantes (losanges verts). Ces essais ont été réalisés pour $U_\infty = 0,8$ m/s et pour $I_\infty = 1,5$ % et 15 %. Pour tous ces points de mesure, un enregistrement simultané des paramètres de la turbine a été réalisé.

Les deux premiers graphiques (figures 3.20a et 3.20b) présentent la moyenne et l'écart-type de la composante axiale u de la vitesse le long de l'axe central du rotor ($y/D = 0$), pour les deux taux de turbulence. Comme précisé dans la description du

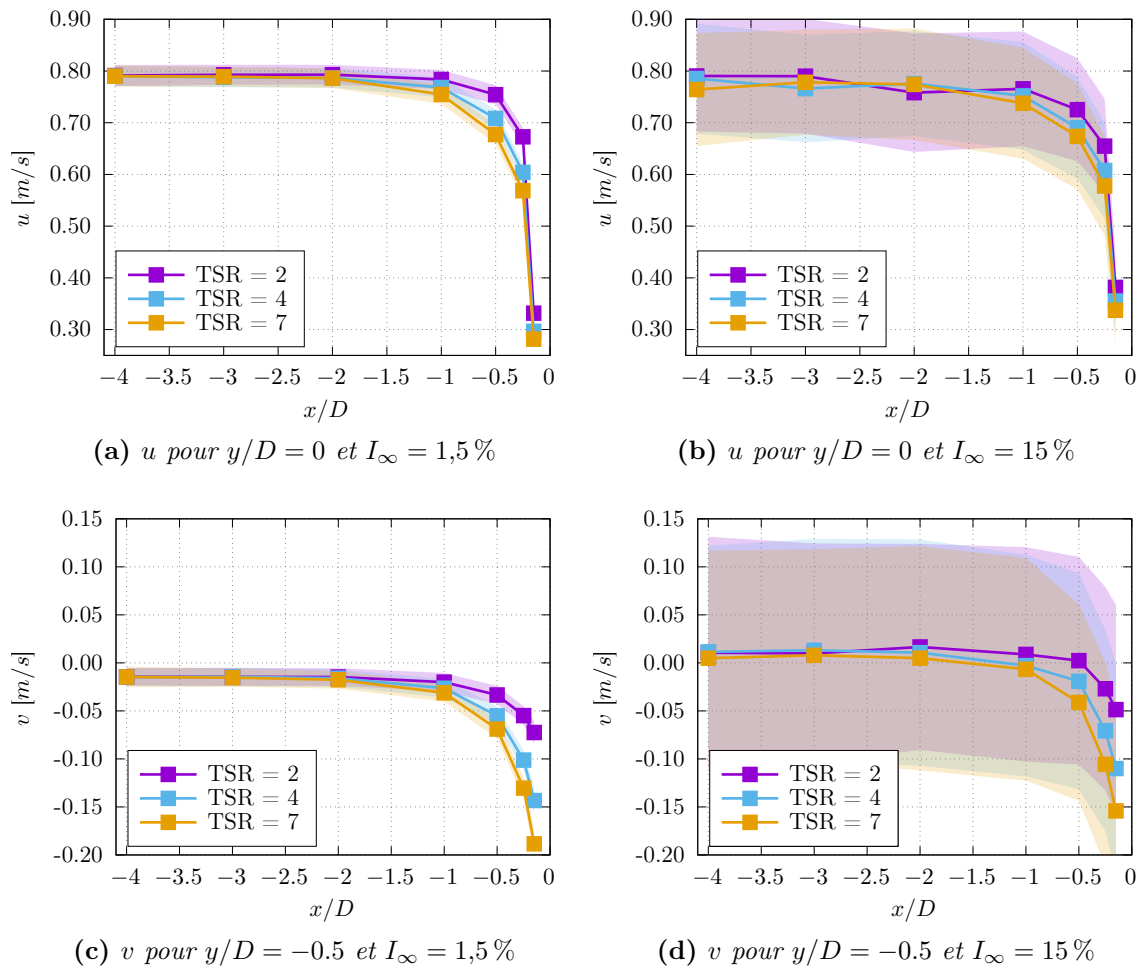


Figure 3.20 – Moyenne et écart-type des deux composantes de la vitesse mesurées par la LDV en amont de la turbine aux positions $y/D = 0$ pour u et $y/D = -0.5$ pour v , en fonction de la distance à la turbine x/D , pour ses trois vitesses de rotation (TSR) et pour les deux taux de turbulence.

bassin, à la section 2.1, la variation de la turbulence dans le bassin s'effectue en ajoutant ou enlevant une grille et un nid d'abeille. La variation de la perte de charge induite par cette modification est compensée par un changement de la commande de la rotation des pompes du bassin pour obtenir une vitesse de courant sensiblement identique. Cependant, en raison de cette modification d'une part et de l'augmentation de la turbulence d'autre part, la vitesse de l'écoulement mesurée entre les deux taux de turbulence peut ne pas être tout à fait identique. C'est ce qui est observé à $x/D = -4$, où la vitesse axiale est très proche de 0,8 m/s pour le faible taux de turbulence (figure 3.20a) et varie de 0,75 m/s à 0,80 m/s pour la turbulence plus forte (figure 3.20b). Sur ces deux figures, on remarque une variation exponentielle de la vitesse à mesure qu'on se rapproche de l'hydrolienne. La moyenne de u diminue fortement quand x/D augmente, pour $x/D \geq -1$. Cette variation est légèrement plus importante pour le plus faible taux de turbulence avec des variations moyennes de 0,8 m/s à 0,3 m/s, comparé à la gamme de 0,78 m/s à 0,38 m/s pour la turbulence plus importante. Enfin, en comparant les courbes obtenues pour les différents TSR , on note que plus la vitesse de rotation est élevée et plus la

vitesse moyenne axiale est faible. Cette remarque est vraie à toutes les positions testées pour $I_\infty = 1,5\%$ et reste valable pour $x/D \geq -1$ avec $I_\infty = 15\%$. Pour les autres positions mesurées à ce taux de turbulence élevé, la fluctuation de la valeur moyenne, liée à un fort écart-type, rend toute conclusion difficile.

Les deux graphiques suivants (figures 3.20c et 3.20d) montrent la moyenne et l'écart-type de la composante transverse v de la vitesse le long de la droite $y/D = -0.5$, correspondant à l'extrémité des pales, pour les deux taux de turbulence. Cette position transversale est préférée pour présenter la composante v car son gradient y est plus prononcé, contrairement à la composante u pour laquelle le gradient est plus marqué à $y/D = 0$. De la même manière que pour la composante axiale, les valeurs de la composante transverse diffèrent légèrement entre les deux taux de turbulence. Cette différence d'environ $0,03\text{ m/s}$ s'explique principalement par la présence du nid d'abeille, qui redresse l'écoulement en réduisant considérablement ses composantes transverses v et w . On note toutefois une vitesse moyenne v non nulle pour le plus faible taux de turbulence à $x/D = -4$: $\bar{v} \simeq -0,014\text{ m/s}$. Ceci est probablement dû à une mauvaise orientation de la sonde LDV dans le bassin. D'après les valeurs de vitesse relevées, il s'agit d'un angle d'environ 1° qu'on négligera dans la suite. Comme pour la composante axiale, les courbes présentées montrent une décroissance de la vitesse transverse quand la distance à l'hydrolienne se réduit, passant d'une valeur quasi nulle à une valeur comprise entre $-0,05\text{ m/s}$ et presque $-0,2\text{ m/s}$. Cette orientation négative de la vitesse indique que l'écoulement contourne l'hydrolienne en s'en écartant sur le côté. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la vitesse de rotation est forte. Ainsi pour $I_\infty = 15\%$, $\bar{v} = -0,05\text{ m/s}$ pour $x/D = -0.15$ et $TSR = 2$ alors que la même vitesse est trois fois inférieure avec $\bar{v} = -0,15\text{ m/s}$ à la même position pour $TSR = 7$. Pour le plus faible taux de turbulence, cet effet de contournement est du même ordre de grandeur.

Ces résultats montrent donc clairement la zone d'influence de la turbine en amont de celle-ci. Cette influence est globalement identique entre les deux taux de turbulence, mais diffère avec la vitesse de rotation de la machine. La précision des mesures est supérieure pour le plus faible taux de turbulence, en raison d'un écart-type beaucoup plus faible. Cependant, les courbes de la figure 3.20 ne permettent pas de conclure avec précision quant à la distance à laquelle il faudrait positionner un moyen de mesure de vitesse pour être complètement en dehors de cette zone. Aussi, le tableau 3.3 donne les moyennes temporelles des vitesses axiales u mesurées pour les trois points les plus lointains de la turbine et pour le plus faible taux de turbulence. D'après ces mesures, on constate que les différences entre les résultats obtenus pour $TSR = 2$ et $TSR = 7$ sont de $0,007\text{ m/s}$ à $x/D = -2$, $0,004\text{ m/s}$ à $x/D = -3$ et $0,001\text{ m/s}$ à $x/D = -4$. Il est intéressant de noter qu'en prenant la pente moyenne déterminée précédemment sur la figure 3.18a pour la vitesse de courant de 1 m/s et le taux de turbulence élevé ($-0,003\text{ m/s}$ par point de TSR), avec la LDV positionnée à $x/D = -2$, on obtient une différence de $0,015\text{ m/s}$ entre $TSR = 2$ et $TSR = 7$, ce qui est du même ordre de grandeur que les $0,007\text{ m/s}$ trouvés ici (pour $U_\infty = 0,8\text{ m/s}$ et $I_\infty = 1,5\%$). Il semble donc que la distance la plus lointaine ($x/D = -4$) soit à privilégier dans ces conditions, c'est à dire pour cette hydrolienne de diamètre $D = 724\text{ mm}$ positionnée dans ce bassin de section 8 m^2 , donc avec un coefficient de blocage de 5% .

Table 3.3 – \bar{u} exprimé en m/s et mesuré pour les trois positions x/D les plus lointaines de l'hydrolienne et pour ses trois vitesses de rotation (TSR), sur l'axe central ($y/D = 0$) et pour le plus faible taux de turbulence ($I_\infty = 1,5\%$).

x/D	TSR		
	2	4	7
-2	0.793	0.787	0.786
-3	0.793	0.788	0.789
-4	0.791	0.790	0.790

3.2.2 Corrélations croisées entre vitesse amont et poussée

Comme pour ce qui a été réalisé précédemment entre les vitesses mesurées par les sondes ADV et LDV à la section 3.1.4, il est possible de calculer la corrélation croisée entre la vitesse amont et la réponse de l'hydrolienne, puisque les paramètres de cette dernière sont enregistrés simultanément et de manière synchronisée. Toujours en lien avec ce qui a été montré précédemment, le choix s'est donc porté sur la vitesse axiale u mesurée dans l'axe de la machine ($y/D = 0$) et la poussée s'appliquant sur le rotor de l'hydrolienne T . Les maxima de ces corrélations croisées sont présentés sur la figure 3.21 pour les deux taux de turbulence et les trois vitesses de rotation de la machine. On constate d'abord des résultats plus disparates pour le plus faible taux de turbulence

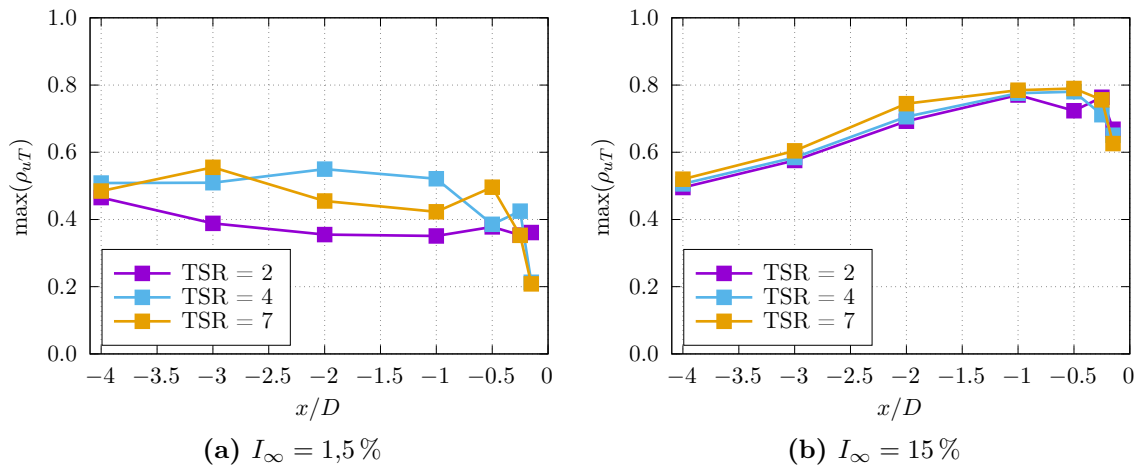


Figure 3.21 – Maxima de la corrélation croisée ρ_{uT} entre la vitesse axiale u et la poussée sur le rotor T pour les mesures de vitesses réalisées à $y/D = 0$, en fonction de la distance à la turbine x/D , pour ses trois vitesses de rotation (TSR) et pour les deux taux de turbulence.

en comparaison avec $I_\infty = 15\%$ qui montre trois courbes quasi-identiques pour les trois vitesses de rotation. Ensuite, le niveau de corrélation est globalement plus faible pour $I_\infty = 1,5\%$, avec une moyenne proche de 0,5 sur l'ensemble des points et des valeurs réparties entre 0,2 pour le point le plus proche de la machine et 0,55 à $-3 \leq x/D \leq -2$ pour $TSR = 4$ et 7 . Au contraire, les résultats obtenus pour le plus haut taux de turbulence montrent des valeurs d'abord croissantes à mesure qu'on s'éloigne de l'hydrolienne, avec un maximum de 0,8 atteint pour $-1 \leq x/D \leq -0.5$. En continuant de s'éloigner

de la machine, ces maxima de corrélation décroissent lentement pour atteindre 0,5 à $x/D = -4$. Cette différence de corrélation est directement liée à l'intensité turbulente de l'écoulement. Quand l'intensité turbulente est forte, les structures tourbillonnaires interagissent avec la machine dont les efforts fluctuent en conséquence. Par ailleurs, comme il a déjà été observée dans la section 3.1.3, la turbine agit comme un filtre passe-bas sur le spectre d'énergie de la vitesse en répondant principalement aux évènements de fréquence inférieure à 1 Hz. Ces évènements, associés aux plus grosses structures tourbillonnaires, sont présents dans l'écoulement pour le plus haut taux de turbulence. Ce n'est cependant pas le cas quand le nid d'abeille est présent dans le bassin, ce qui explique la réponse plus bruitée des signaux observés pour $I_\infty = 1,5\%$.

Finalement, ces résultats montrent que, même pour la distance de $x/D = -4$, une corrélation avec un maximum de 0,5 existe encore entre la mesure de l'écoulement et la réponse de la turbine, pour les deux taux de turbulence.

3.2.3 Cartographie de la zone d'influence amont de la turbine

Pour terminer sur cet aspect, une seconde campagne de mesure a été réalisée visant à cartographier la vitesse de l'écoulement en amont de la turbine, dans les mêmes conditions de courant avec $U_\infty = 0,8\text{ m/s}$ et $I_\infty = 1,5\%$. Dix profils, répartis entre $x/D = 0$ et $x/D = -7$, composés de vingt et un points de mesure balayant l'axe transverse y/D entre 1,1 et $-2,1$ constituent ces cartographies. La sonde LDV à deux composantes a été également utilisée dans la même position que précédemment, c'est à dire mesurant u et v . Le temps d'acquisition a été augmenté pour améliorer la convergence de la moyenne temporelle, passant de 180 s à 256 s. Une cartographie sans hydrolienne a d'abord été réalisée afin de connaître avec précision l'écoulement à vide dans le bassin. Cette cartographie est présentée sur la figure 3.22.

Ces vitesses de référence sont notées dans la suite u_{ref} et v_{ref} . On observe d'abord que les variations axiales (suivant e_x) de la composantes u_{ref} sont relativement faibles. Pour une valeur y/D fixée, ces variations ne dépassent pas 0,005 m/s. Par contre, les variations transverses sont plus importantes et peuvent atteindre plusieurs centimètres par seconde : le long de l'abscisse $x/D = -1$ par exemple, la vitesse mesurée passe successivement par des valeurs inférieures à 0,79 m/s et supérieures à 0,81 m/s. Pour ce qui concerne la composante v_{ref} , la cartographie est homogène et ne montre quasiment pas de variations locales. Ces vitesses sont toutes comprises entre $-0,015\text{ m/s}$ et $-0,010\text{ m/s}$, sauf dans trois zones relativement restreintes. À partir de ces connaissances, on réalise la même cartographie de vitesse avec l'hydrolienne centrée à $x/D = 0$ et $y/D = 0$ et quand cette dernière tourne à $TSR = 4$. Les vitesses ainsi obtenues sont notées u_{tsr4} et v_{tsr4} . Afin d'observer les effets de la présence de l'hydrolienne, on effectue une différence des deux cartographies ainsi obtenues : $u_{dif} = u_{tsr4} - u_{ref}$ et $v_{dif} = v_{tsr4} - v_{ref}$. Les résultats sont présentés sur la figure 3.23.

En se focalisant d'abord sur la composante axiale u_{dif} (figure 3.23a), on remarque un déficit bien marqué juste devant l'hydrolienne pour $x/D \leq -1$ et $-0,5 \leq y/D \leq 0,5$, avec des valeurs de vitesse inférieures à $-0,05\text{ m/s}$. En s'éloignant de l'hydrolienne, on constate que le déficit de vitesse diminue assez rapidement entre $x/D = -1$ et $x/D = -2$, passant de $-0,04\text{ m/s}$ à $-0,01\text{ m/s}$. Cette évolution est ensuite plus lente entre $x/D = -2$ et $x/D = -3$, puisque la vitesse ne gagne alors plus que $0,005\text{ m/s}$.

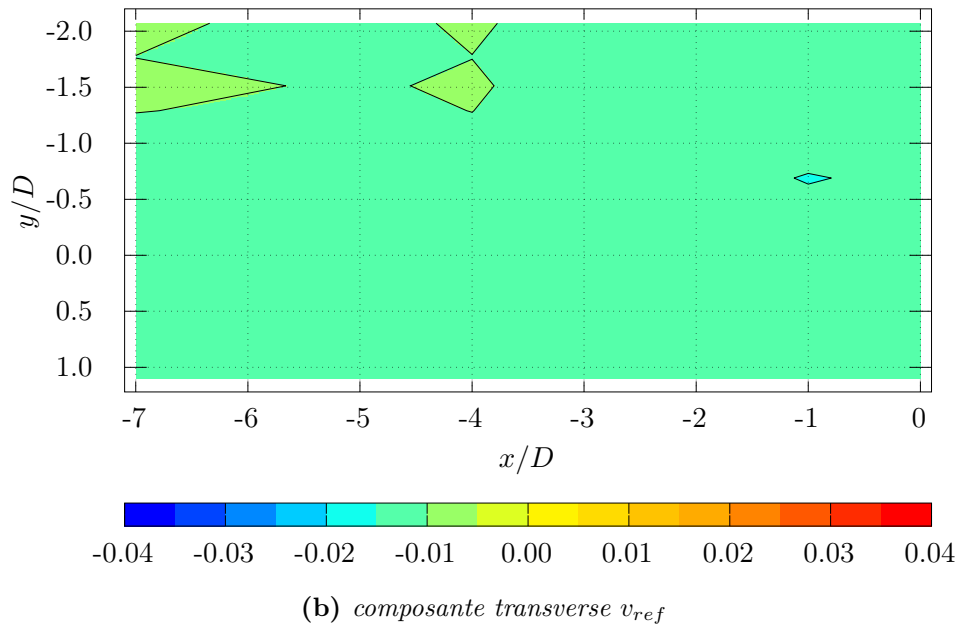
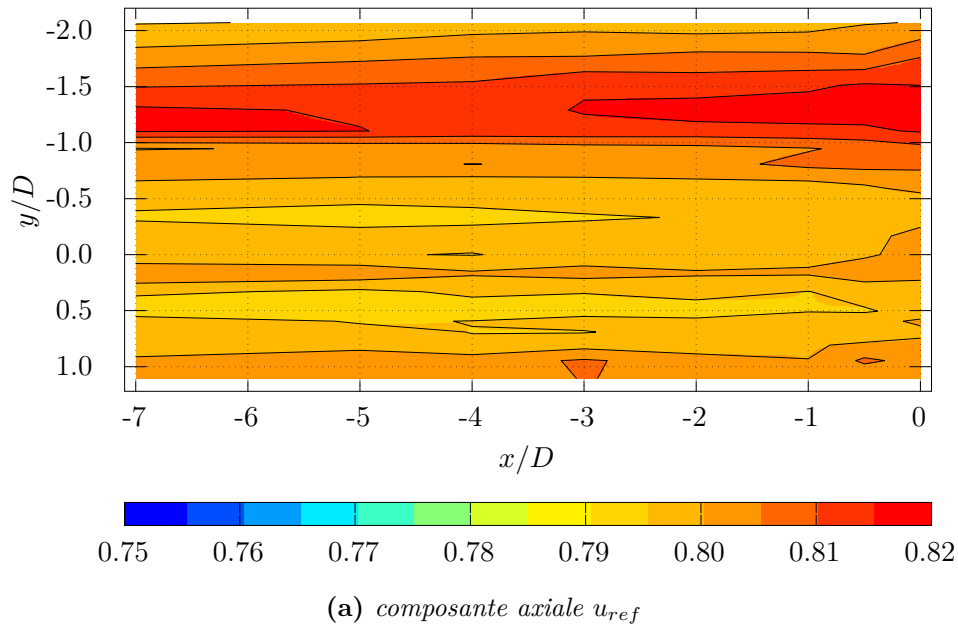


Figure 3.22 – Cartographie des composantes axiale et transverse de la moyenne temporelle de la vitesse de l'écoulement dans le bassin à vide pour les conditions $U_\infty = 0,8 \text{ m/s}$ et $I_\infty = 1,5\%$. Un dégradé de couleur correspond à $0,005 \text{ m/s}$.

Pour $x/D < -3$, la variation de la vitesse n'est plus perceptible avec l'échelle de couleur utilisée sur le graphique. Elle est donc inférieure à $0,005 \text{ m/s}$.

En se concentrant à présent sur la composante transverse de l'écoulement v_{dif} (figure 3.23b), on observe une cartographie approximativement coupée en deux parties dans le sens de la longueur, avec des vitesses globalement négatives pour $y/D < 0$ et des positives pour $y/D > 0$. Cette séparation est clairement marquée pour $x/D \geq -3,5$. On distingue très distinctement l'effet de contournement de l'écoulement, avec des différences de vitesse de plus en plus marquées à mesure qu'on se rapproche de l'hydrolienne.

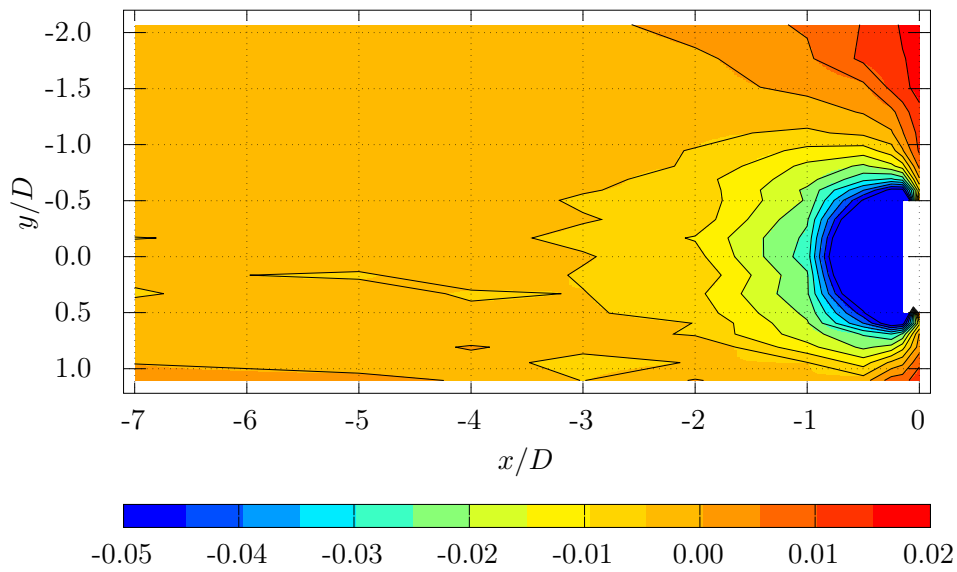
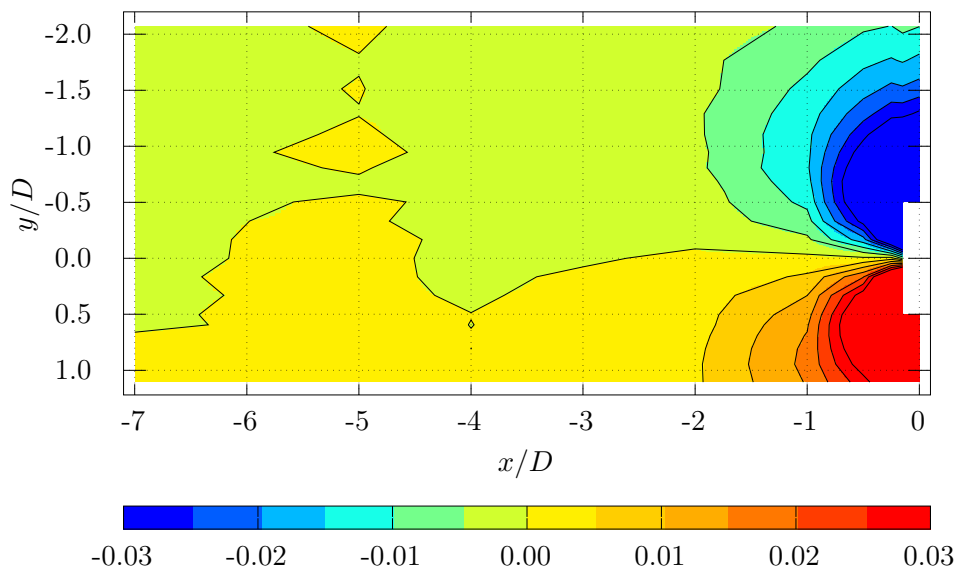
(a) composante axiale u_{dif} (b) composante transverse v_{dif}

Figure 3.23 – Cartographie des différences entre les vitesses moyennes de références (u_{ref} et v_{ref}) et les vitesses moyennes mesurées avec l'hydrolienne en rotation à $TSR = 4$ (u_{tsr4} et v_{tsr4}) pour les deux composantes axiale et transverse : $u_{dif} = u_{tsr4} - u_{ref}$ et $v_{dif} = v_{tsr4} - v_{ref}$. Ces différences sont obtenues dans les conditions $U_\infty = 0,8$ m/s et $I_\infty = 1,5\%$. L'axe de rotation de l'hydrolienne se situe à $y/D = 0$ et l'axe des pales se trouve en $x/D = 0$. Un dégradé de couleur correspond à $0,005$ m/s.

Ainsi, pour $x/D > -1$, les écarts sont supérieurs à $0,03$ m/s en valeur absolue, négatifs pour $y/D < 0$ et positifs pour $y/D > 0$. Cet effet de contournement est également visible sur la composante axiale (figure 3.23a), puisqu'on note parallèlement une accélération pour $y/D \leq -1$ et $x/D \geq -1$ (coin supérieur droit), avec des valeurs de u_{dif} pouvant être supérieure à $0,02$ m/s.

En extrayant les valeurs de u_{dif} le long de la ligne $y/D = 0$, on obtient les points présentés sur la figure 3.24. Si on compare ces résultats avec ceux de la théorie du disque poreux (*actuator disc theory* ou *momentum theory*), notamment décrite par CONWAY (1995), en particulier en utilisant les résultats de l'équation 3.4, on constate que ceux-ci sont en bon accord.

$$u(x) - U_\infty = -aU_\infty \left(1 + \frac{x/D}{\sqrt{(x/D)^2 + 1/4}} \right), \quad x < 0 \quad (3.4)$$

Dans l'équation 3.4, on a choisi le facteur d'induction axial a exprimé en fonction du C_T à partir de l'équation 3.5, qui impose $C_T \leq 1$ (BENBOUZID et al. 2011).

$$a = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - C_T} \right) \quad (3.5)$$

De ce fait, on a pris $a = 0,5$ qui correspond à $C_T = 1$ en théorie. En réalité, le C_T moyen mesuré sur l'ensemble des acquisitions est $C_T = 1,104$, ce qui est relativement peu différent, en première approximation.

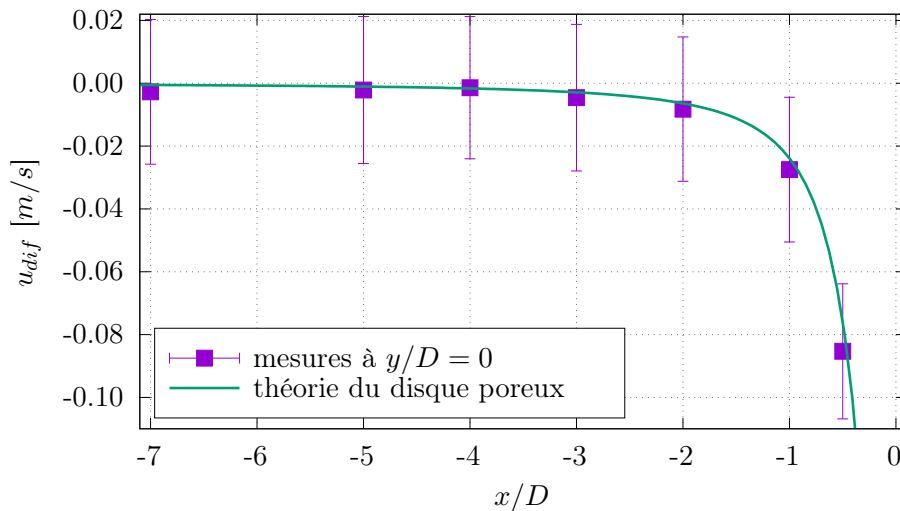


Figure 3.24 – Extraction des vitesses u_{dif} à partir des données présentées sur la figure 3.23a, le long de la ligne $y/D = 0$. La courbe en trait plein correspond à la théorie du disque poreux (équation 3.4) en prenant le facteur d'induction $a = 0,5$ correspondant à $C_T = 1$. Pour $x/D = -4$, la théorie donne $u_{dif} = -0,003$ m/s, ce qui correspond à la mesure.

Finalement, d'après l'ensemble des résultats présentés dans cette section, il semble acceptable de choisir une distance $x/D = -4$ pour positionner un moyen de mesure de vitesse en amont d'une hydrolienne. Cette distance n'est pas trop éloignée de la turbine puisqu'on relève encore des maxima de corrélation croisée entre la poussée et la vitesse de 0,5 pour les deux taux de turbulence testés. Parallèlement, cette distance nous affranchit de l'effet d'induction de la machine, puisque d'après les résultats expérimentaux présentés, les perturbations moyennes de la vitesse n'y sont plus perceptibles. Ceci est d'ailleurs confirmé par la théorie du disque poreux, présentant un bon accord avec ces mesures, qui y prévoit une vitesse équivalente à 99,6% de la vitesse infinie amont.

Cette mesure de vitesse en amont de la machine est nécessaire car elle permet à la fois d'améliorer la détermination des courbes de performance des hydroliennes testées, mais également de pouvoir connaître leur réponse face à un écoulement particulier, par une analyse spectrale et le calcul de la fonction de cohérence notamment. Enfin, ces résultats pourront également être utilisés en complément des dernières progressions des modèles numériques, en particulier ceux récemment présentés par CHOMA BEX et al. (2020) qui reproduit le champs de vitesse autour d'une hydrolienne immergée dans un écoulement dont les paramètres de turbulence peuvent être adaptés.

3.3 Caractérisation tri-dimensionnelle de l'écoulement

Parmi les moyens de mesure de la vitesse de l'écoulement disponible au bassin d'essais et présentés à la section 2.2, il a déjà été question de l'ADV et de la LDV à deux composantes à la section 3.1.4. Des mesures PIV seront utilisée dans le chapitre 4 et, du fait de sa taille très compacte, c'est l'ADV qui a été retenu pour les essais Round Robin qui seront présentés dans le chapitre 5. La sonde LDV à trois composantes (LDV 3C) permet non seulement la mesure des trois composantes de la vitesse simultanément, mais améliore également la qualité des acquisitions. En effet, du fait du poids de cette sonde, le système de déplacement sur lequel elle est montée a été dimensionné en conséquence et est beaucoup plus rigide que celui de la sonde LDV 2C, ce qui limite considérablement les vibrations du point de mesure.

Une comparaison des résultats obtenus avec cette nouvelle sonde est cependant nécessaire, en particulier avec les résultats de la sonde LDV 2C. Le but de cette comparaison est double : d'abord vérifier que les valeurs mesurées sont cohérentes avec celles de la sonde à deux composantes et ensuite s'assurer que l'hypothèse habituellement formulée concernant l'égalité des amplitudes des fluctuations des trois composantes de vitesse (isotropie) est vérifiée pour le plus haut taux de turbulence. Pour effectuer ces comparaisons, on utilise deux jeux de données acquis à la même position dans le bassin, quand celui-ci ne contient aucun obstacle ni maquette. Cette position se situe au centre de la section utile et correspond exactement à l'emplacement des pales de l'hydrolienne quand celle-ci est testée. Le premier jeu de données a été acquis avec la LDV 2C et est constitué de 38 points de mesure répartis sur le disque équivalent à la surface balayée par les pales. Le temps d'acquisition est de 360s par point et les fréquences d'échantillonnage moyennes sont comprises entre 280 et 350 Hz. Le second jeu de données est constitué de mesures réalisées avec la LDV 3C sur une surface plus grande correspondante à un carré de 1,2m de côté, situé au même emplacement. Un total de 49 points a été acquis sur une durée identique de 360s, avec des fréquences d'échantillonnage moyennes comprises entre 75 et 130 Hz. Ces fréquences plus faibles sont dues au fonctionnement de la LDV 3C en mode coïncident, afin de passer par la matrice de transformation pour changer de repère (cf. section 2.2.1). Deux cas d'écoulement sont générés dans le bassin pour ces deux jeux de données :

1. Le premier correspond au cas d'écoulement turbulent, nommé $I_\infty = 15\%$, et correspondant au bassin en configuration sans grille et sans nid d'abeille, pour une vitesse $U_\infty = 1,0\text{ m/s}$ pour la mesure avec la LDV 3C et $U_\infty = 0,8\text{ m/s}$ pour la mesure avec la LDV 2C.

2. Le second correspond au cas d'écoulement obtenu avec le batteur à houle non actif et la plage immergés, avec le batteur en amont de la zone utile, pour une vitesse $U_\infty = 0,8 \text{ m/s}$.

Les résultats obtenus pour la composante axiale u sont présentés sur la figure 3.25. Les résultats présentés pour les mesures obtenues avec la LDV 3C ont été centrée sur l'aire balayée par les pales de la turbine, indiqué en pointillés sur les cartographies. La position des points de mesure est représentée par des cercles noirs sur les cartographies. La densité de ces points de mesure est différente entre les cartographies obtenues pour la LDV 2C et 3C. Neuf points, indiqués par un point rouge et dont les coordonnées sont identiques entre les cartographies, ont été utilisés pour calculer la vitesse moyenne, qui a servi à normaliser les vitesses. Cette normalisation est nécessaire afin de ne pas faire ressortir la différence de vitesse moyenne imposée pour le cas $I_\infty = 15 \%$. Les vitesses moyennes sont données dans le tableau 3.4.

Table 3.4 – Comparaison de la moyenne temporelle et spatiale de la vitesse axiale u et de l'intensité turbulente I_{2D} ou I_{3D} , obtenus avec la LDV à 2 et 3 composantes, sans hydrolienne et pour les deux cas d'écoulement : turbulent (sans nid d'abeille et grille) noté $I_\infty = 15 \%$ et avec le batteur non-actif et la plage immergés. Ces moyennes sont obtenues en sélectionnant uniquement les points de mesure situés à l'intérieur du disque balayé par le rotor de la turbine. 9 p. désigne les 9 points communs (en rouge sur la figure 3.25) et 38 p. l'ensemble des points acquis avec la LDV 2C, utilisés pour calculer ces moyennes.

	LDV 3C - 9 p.		LDV 2C - 9 p.		LDV 2C - 38 p.	
	\bar{u} [m/s]	I_{3D} [%]	\bar{u} [m/s]	I_{2D} [%]	\bar{u} [m/s]	I_{2D} [%]
$I_\infty = 15 \%$	0,988	12,7	0,778	13,5	0,779	13,4
avec batteur et plage	0,817	9,3	0,828	9,4	0,824	9,4

Les résultats présentés montrent des différences relativement faibles entre les cartographies obtenues avec les deux moyens de mesure. Dans le cas turbulent ($I_\infty = 15 \%$) une zone de vitesse supérieure à la moyenne est visible du côté de la fenêtre avec un écart de l'ordre du pourcentage. Au contraire, des vitesses plus faibles d'environ 1% sont observées du côté du mur. Pour l'autre cas d'écoulement obtenu avec le batteur à houle, un gradient vertical de vitesse est bien visible sur les résultats. Les vitesses les plus faibles sont mesurées dans la partie supérieure avec un écart de 3 à 6% à la vitesse moyenne, pour $z/D \leq -0.2$. C'est dans la partie inférieure, pour $z/D \geq 0.2$, qu'on trouve les vitesses les plus fortes avec des écarts compris entre 2 et 5%. La ligne $u/\bar{u} = 1$, de couleur jaune sur les cartographies, se situe autour de $z/D = 0$, dans les deux cas. Pour les deux écoulements, ces résultats montrent donc une répartition des écarts à la valeur moyenne très similaire et des amplitudes identiques, entre les deux moyens de mesure. Concernant les moyennes sur les 9 points présentées dans le tableau 3.4, alors que la différence de vitesse U_∞ imposée entre les deux cas ne permet pas de comparer les résultats pour l'écoulement turbulent, on relève une différence de 0,011 m/s pour l'écoulement avec le batteur et la plage. Ramené à la vitesse moyenne, cette différence représente 1%. D'après les résultats présentés dans ce tableau, on note également que le nombre de point pour effectuer cette moyenne semble peu influencer sur la valeur calculée.

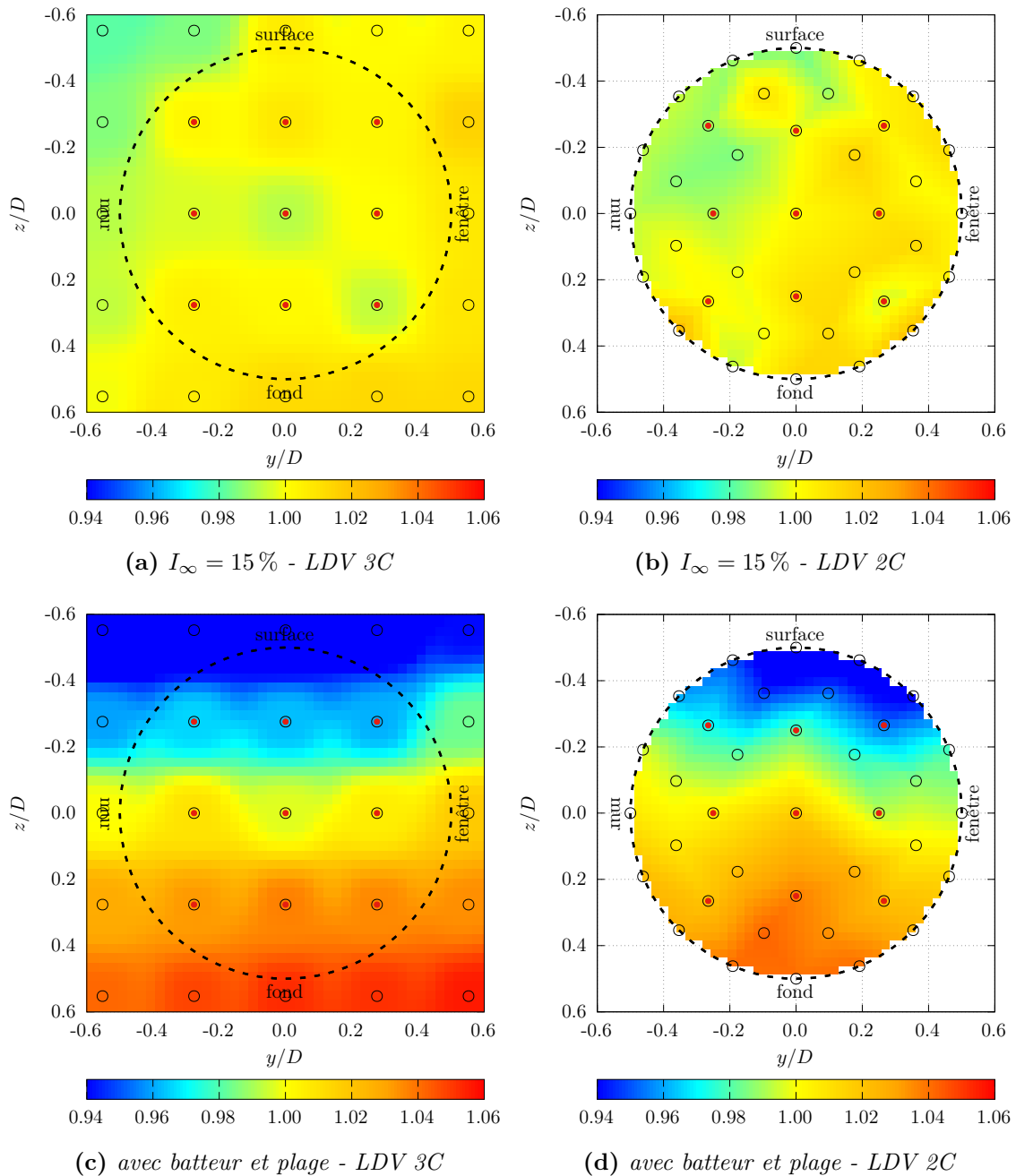


Figure 3.25 – Cartographie de la vitesse axiale u mesurée avec la LDV 2C et 3C à la position centrale du bassin, dans les cas sans nid d'abeille ni grille ($I_\infty = 15\%$) et avec batteur non actif et plage immergés. La vitesse est normalisée par les moyennes calculées sur les 9 points dont les coordonnées sont communes, indiqués par un point rouge. Les cercles noirs indiquent la position de tous les points de mesures. Les pointillés désignent le disque correspondant à l'aire balayée par les pales de l'hydrolienne.

On relève ainsi une différence de 0,001 m/s pour l'écoulement turbulent et 0,004 m/s pour l'écoulement avec le batteur, entre les moyennes obtenues avec 9 et 38 points.

Concernant la turbulence présentée sur les cartographies de la figure 3.26, celle-ci est calculée à partir de l'équation 3.2 pour la LDV 2C et nommée I_{2D} , et à partir de

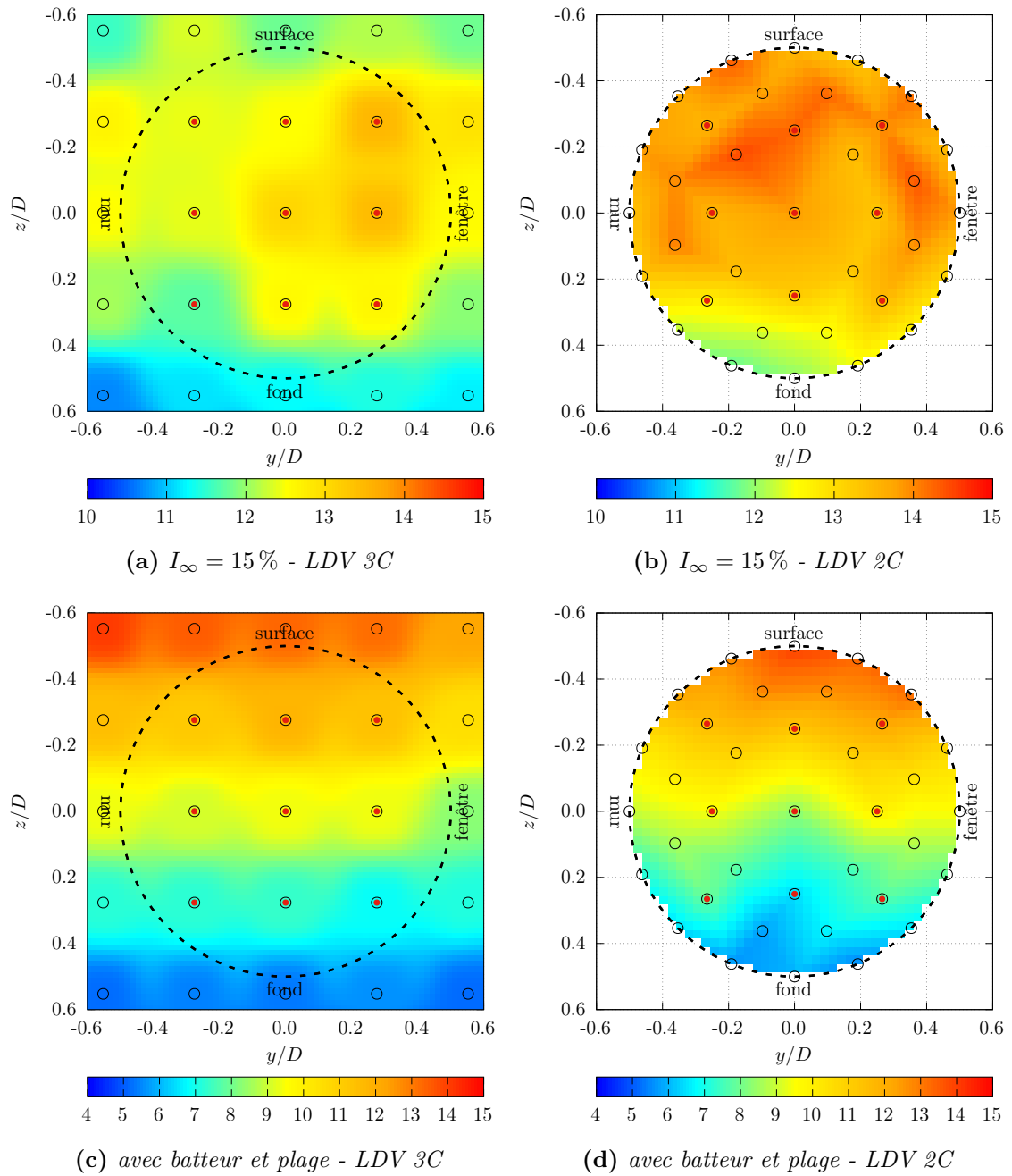


Figure 3.26 – Cartographie de la turbulence I_{2D} et I_{3D} , calculée respectivement pour la LDV 2C et 3C, pour les cas d'écoulement correspondant à la figure 3.25

l'équation 2.1 pour la LDV 3C et nommée I_{3D} . Elle tient donc compte de l'ensemble de l'information mesurée par chacun des moyens de mesure. En comparant les résultats obtenus, on remarque une différence d'intensité pour le cas de l'écoulement turbulent ($I_\infty = 15\%$, figures 3.26a et 3.26b). Cette différence est confirmée par la moyenne donnée dans le tableau 3.4, avec une valeur de 12,7% pour la LDV 3C et 13,5% pour la LDV 2C (9 points). Elle provient essentiellement de la différence de vitesse moyenne imposée : $U_\infty = 1,0$ m/s pour la LDV 3C et $U_\infty = 0,8$ m/s pour la LDV 2C. Il est donc difficile de comparer les résultats de turbulence pour cet écoulement. Pour l'écoulement généré avec

le batteur (figures 3.26c et 3.26d), une variation verticale de la turbulence est clairement remarquable. Elle est inversée par rapport à celle précédemment décrite pour la vitesse, avec les plus fortes valeurs vers la surface et les plus faibles vers le fond. Contrairement à l'écoulement turbulent, peu de différences apparaissent entre les deux moyens de mesure, aussi bien en termes de répartition spatiale que d'intensité des valeurs. Ceci est d'ailleurs confirmé par les moyennes spatiales avec 9,3% et 9,4%, respectivement pour la LDV 3C et 2C (tableau 3.4). Afin de mieux observer les différences entre les deux moyens de mesure, un profil constitué des 5 points localisés à $y/D = 0$ est extrait des cartographies et tracé en figure 3.27. Les moyennes et écarts-types sont représentées pour les 2 ou 3 composantes de vitesse selon le moyen de mesure utilisé, pour l'écoulement généré avec le batteur à houle et la plage immergés.

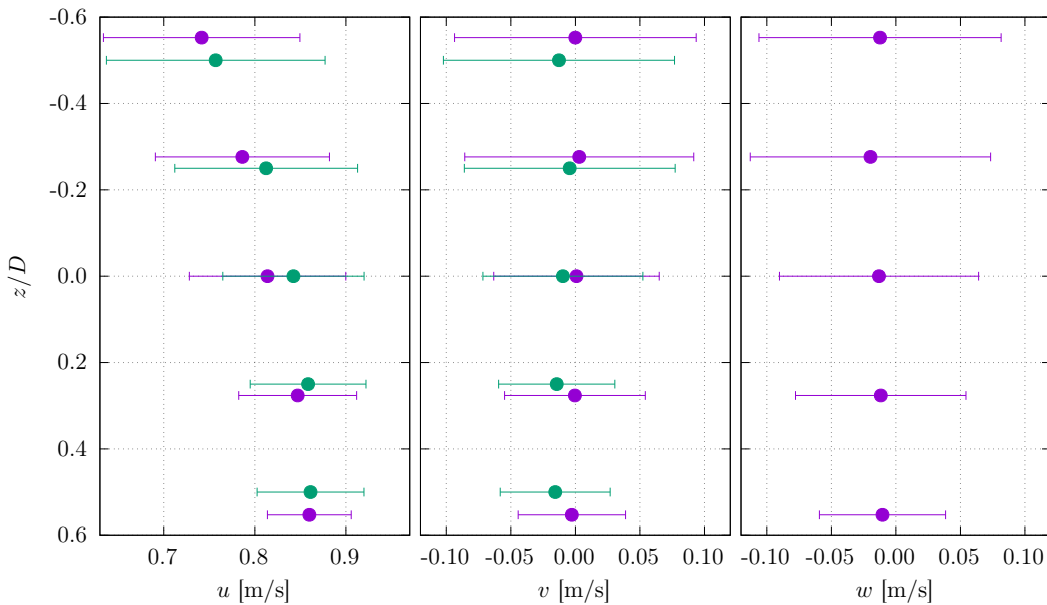


Figure 3.27 – Profils verticaux de la moyenne et de l'écart-type des 3 composantes de vitesse pour la LDV 3C (en violet) et la LDV 2C (en vert) pour l'écoulement généré quand le batteur et la plage sont immergés. Ces données sont extraites des cartographies 3.25c et 3.25d en sélectionnant les points à $y/D = 0$.

Sur ces profils, on constate que les écarts-types sont du même ordre de grandeur entre les deux moyens de mesure, en comparant les valeurs tracées pour u et v . De plus, les ordres de grandeurs des écarts-types sont également conservés pour la troisième composante w , avec des valeurs très proches de ceux mesurés pour v , ce qui montre l'isotropie de l'écoulement généré dans cette configuration.

3.4 Quelles conclusions en tirer pour les standards de certification ?

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'une mesure de l'écoulement en amont d'une hydrolienne était nécessaire pour améliorer les résultats de performance obtenus dans un bassin d'essais, en particulier quand l'écoulement était turbulent. Une variation de 1% de la vitesse incidente moyenne entraîne une variation de 3% du C_P moyen, en ordre de

grandeur. De plus, cette mesure de vitesse en amont de la machine permet également de connaître la réponse spectrale de la turbine, à partir de la fonction de cohérence. On a ainsi mis en évidence que l'hydrolienne se comportait comme un filtre passe-bas, en répondant de manière linéaire aux fluctuations basses fréquences de l'écoulement. Au contraire, les perturbations hautes fréquences du courant ne sont pas perçues par la turbine. D'après les résultats présentés, la fréquence de coupure se situe autour de 1 Hz, ce qui correspond approximativement à des structures de la taille du diamètre du rotor. Afin de réaliser cette mesure de l'écoulement incident de manière optimum, il est nécessaire de s'affranchir des effets d'induction axiale, donc de ne pas se trouver trop proche de la machine. En parallèle, une mesure trop lointaine fait décroître le niveau de corrélation entre la vitesse mesurée et les paramètres de l'hydrolienne. Nous avons ainsi démontré qu'une distance de quatre diamètres entre le moyen de mesure de vitesse et la machine semblait être un bon compromis, pour les écoulements obtenus aux deux niveaux de turbulence du bassin de l'IFREMER ($I_\infty = 1,5\%$ et $I_\infty = 15\%$) et sans houle. Cette distance permet une corrélation de 0,5 entre la vitesse et la poussée mesurée sur le rotor. Par ailleurs, à cette distance, l'effet de la turbine est négligeable sur la vitesse mesurée. Enfin, nous avons présenté les premiers résultats de mesure obtenus avec la LDV à trois composantes et les avons comparés avec des mesures acquises avec la LDV à deux composantes, au même emplacement et dans des conditions d'écoulement similaires. Ces comparaisons ont montré des différences minimales, aussi bien en terme de vitesse moyenne que d'écart-type pour les deux écoulements générés : turbulent ($I_\infty = 15\%$) et avec le batteur à houle immergé mais non-actif, à l'origine d'un gradient vertical de vitesse. Les moyennes spatiales de vitesse axiale présentent une différence de 1% pour ce dernier cas d'écoulement à forte variabilité verticale. Finalement, pour ces deux écoulements, le calcul de la vitesse moyenne spatiale a été réalisé en prenant successivement 9 et 38 points de mesure, répartis sur le disque balayé par les pales de la turbine. Là encore, d'après les résultats très proches qui sont montrés, il ne semble pas nécessaire de caractériser les écoulements présentés par un trop grand nombre de point. Ceci reste cependant à vérifier plus en détails, puisque l'IEC (2013) et MCNAUGHTON et al. (2015) recommandent de pondérer les vitesses mesurées sur un profil vertical par leur aire respective A_k , dans le disque du rotor de section A , afin de déterminer correctement le C_P . Ceci est représenté à la figure 3.28 en utilisant la formule 3.6.

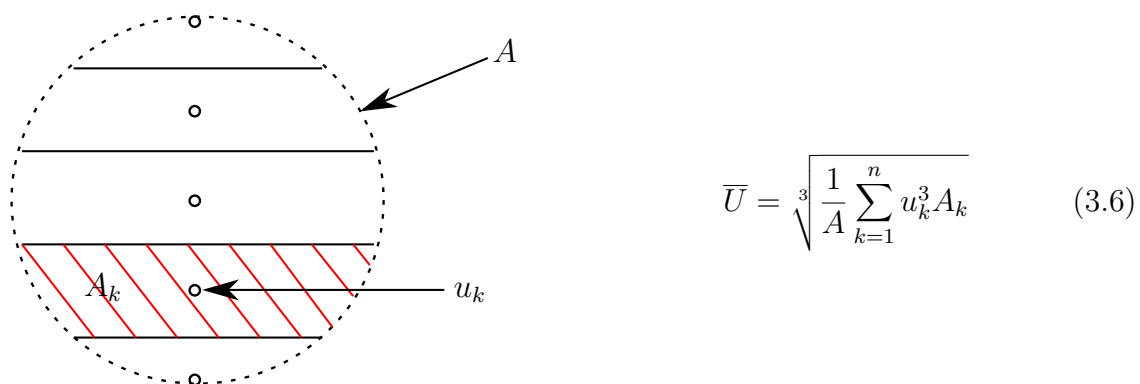


Figure 3.28 – Représentation schématique de la détermination de la vitesse équivalente (power-weighted rotor-average velocity) \bar{U} pour le calcul du C_P . A désigne l'aire du rotor et les cercles noirs représentent les différents points de mesure de la vitesse numérotés de $k = 1$ à n .

Effet des variations bathymétriques

Les objectifs de déploiement des énergies renouvelables fixés par la programmation pluriannuelle de l'énergie ne devraient être que partiellement atteints, d'après les données 2017. [...] Ils seraient manqués pour le solaire, l'éolien en mer, les énergies marines et la géothermie électrique.

HAUT CONSEIL POUR LE CLIMAT
(2019)

Sommaire

4.1 Impact d'un écoulement turbulent cisailé	76
4.2 Effet du positionnement	95
4.3 Détermination de la réponse spectrale de l'hydrolienne . .	110
4.4 Conclusion	116

La modélisation expérimentale du sillage généré par un obstacle de fond est décrite et caractérisée dans IKHENNICHEU et al. (2019b) et IKHENNICHEU et al. (2019c). L'obstacle utilisé dans ces études est représentatif des variations bathymétriques rencontrés sur les sites fortement énergétiques, où sont susceptibles d'être installées des hydroliennes. La connaissance de l'effet de ce sillage complexe sur le comportement d'une hydrolienne constitue donc une étape importante avant l'installation de machines dans ces zones, car elle est déterminante pour le bon dimensionnement des structures et des différents éléments constitutifs des hydroliennes. C'est le sujet qui va être abordé dans ce chapitre.

4.1 Impact d'un écoulement turbulent cisailé

Dans cette première partie, on rappelle les principales caractéristiques de l'écoulement généré par un obstacle de fond. Puis, on s'intéresse à la réponse de la turbine d'un point de vue global et local, quand celle-ci est à moitié immergée dans le sillage de l'obstacle. Cette étude a fait l'objet d'un article publié en 2020, qui constitue cette section rédigée en anglais : GAURIER, B., M. IKHENNICHEU, G. GERMAIN et P. DRUAULT (2020c). « Experimental study of bathymetry generated turbulence on tidal turbine behaviour ». In : *Renewable Energy* 156, p. 1158-1170. DOI : [10.1016/j.renene.2020.04.102](https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.102)

4.1.1 Introduction

Industrial projects for tidal energy harvesting have started to emerge all around the world. Understanding the impact that the extreme marine environment has on the survivability of tidal energy converters is fundamental for the successful development and commercialisation of full scale devices. Recent efforts from the scientific community to drive the development of tidal technology forward mainly include the estimation of wave loading on tidal energy devices (Gaurier et al. 2013; Galloway et al. 2014; Fernandez-Rodriguez et al. 2014; Martinez et al. 2018; Draycott et al. 2019; Ordonez-Sanchez et al. 2019; Porter et al. 2020). According to Ouro et al. (2019), energetic turbulent structures met in the tidal areas are the most relevant hydrodynamic features the marine turbines are subjected to. These structures are generated from irregular seabed bathymetry or large-scale turbulence that is convected with the free-stream flow. In such tidal areas, turbulence intensity varies between 3 % and 24 % (Mycek et al. 2014a) and many papers have underlined the importance of studying the turbulent inflow impacting the turbines, e.g. see Kelley (1994) and Churchfield et al. (2012) for wind turbines. Among these studies, some of them have been carried out in the IFREMER flume tank: e.g. see Mycek et al. (2014a), Blackmore et al. (2016), Durán Medina et al. (2017), and Payne et al. (2018). Mycek et al. (2014a) concluded that the wake of a tidal turbine is dissipated faster when the inflow turbulence intensity increases. Blackmore et al. demonstrated that the increase of turbulence intensity and turbulent length scale slightly increases the power and thrust coefficients (Blackmore et al. 2015; Blackmore et al. 2016). Durán Medina et al. (2017) as well as Payne et al. (2018) showed that the flow turbulence intensity significantly affects the temporal variability of the turbine power production. Another consequence is the impact of these velocity fluctuations on the structural loads or on the blade fatigue which has been studied by Davies et al. (2013) for instance. Finally, the temporal power variability due to turbulent flow presents a major challenge for electrical grid systems, as shown by Lewis et al. (2019).

A better understanding of the nature of turbulence in tidal areas is therefore a key goal in the successful installation and operation of tidal energy devices. Understanding the structure of turbulence will make it possible to predict its appearance and possibly manage or control its influence. The design of modern marine current turbines is currently being driven by the extreme loads imposed upon the turbine. As noted by Madsen et al. (1999), these extreme loads during normal operation in turbulent conditions may exceed the design loads for wind turbine.

The study of Kelley (1994) underlines the importance of the coherence level of the

incoming flow for fatigue loads analysis. Churchfield et al. (2012) studied a wind turbine submitted to a stable and unstable flow with a high or low surface roughness. They concluded that coherent turbulent structures embedded in the flow cause loads fluctuations as significant as when the turbine is in the wake of another upstream turbine. The study of Chamorro et al. (2015a) focuses on an experimental set-up where a vertical cylinder produces Von-Kármán vortex streets that impact the turbine afterwards. They showed that the loads are impacted in the same frequency range as the vortex emitted from the cylinder wake. Byrne et al. (2018) showed that if obstacles, with a size of more than 20% of the turbine size, occupy more than 30% of the turbine swept area, the turbine must be elevated or its location changed to avoid any structural issue. Chamorro et al. (2013) underline the lack of study on the turbulent structures effect on turbines power production and wake meandering, especially for bathymetry generated structures. One of the most extended studies on that topic is the paper written by Ouro et al. (2019) where the behaviour of a turbine above dunes is numerically studied at $Re = 6 \times 10^4$, with a focus on the turbine wake. Fatigue analysis exists on tidal turbine blades submitted to fluctuating loads in a marine environment, e.g. see Davies et al. (2013) and Suzuki et al. (2018). However, no fatigue study was found with loads fluctuations from large scale turbulent structures emitted from bathymetry elements.

Ikhennicheu et al. (2019b) present a case study comparison of various elementary obstacles used to reproduce bathymetry variations, like those encountered in the Alderney Race (middle of the English Channel), as shown by its geological description by Furgerot et al. (2019). They concluded that wide obstacles (6 times wider than its height) produces the most energetic wake that extends up to the free surface. In this case, large scale turbulent structures are periodically emitted from its wake and their diameter is similar to the one of a turbine at the same scale (Ikhennicheu et al. 2019c). In order to know if such flow structures can be critical for tidal turbines behaviour, specific studies must be carried out. This work proposes to extend the existing database of the literature with the experimental study of a turbine response to the coherent turbulent wake of a wall-mounted square cylinder at a high Reynolds number of $Re = 2.5 \times 10^5$.

The experimental set-up is described first with a presentation of the tank, the velocimetry techniques and the three-bladed horizontal axis turbine model. Then, the flow variations characteristics are detailed. The impact of this particular inflow on the turbine behaviour is finally investigated through the analysis of local and global loads, correlation and coherence studies.

4.1.2 Experimental set-up

4.1.2.1 Flume tank and instrumentation

The tests have been carried out in the wave and current circulating flume tank of IFREMER located in Boulogne-sur-mer (France) presented in Figure 4.1. The test section is 18 m long \times 4 m wide \times 2 m high.

In this work, the three instantaneous velocity components are denoted (u, v, w) along the (x, y, z) directions respectively. x is the main flow direction, y is oriented from the observation window towards the wall and z is from the tank bottom to the free surface (see Figure 4.4). Each instantaneous velocity component is separated into a mean value

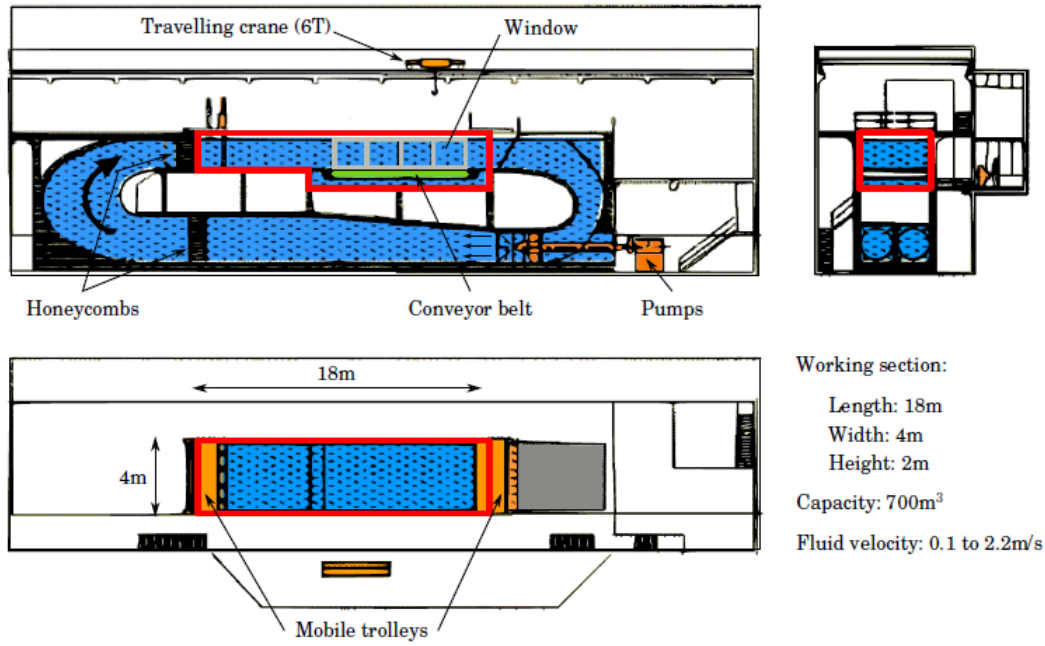


Figure 4.1 – Schematic of the IFREMER flume tank

and a fluctuating part according to the Reynolds decomposition: $u = \bar{u} + u'$, where an overbar indicates the time average. The incoming flow $(u_\infty, v_\infty, w_\infty)$ is assumed to be steady and constant. By means of a grid and a honeycomb, that acts as a flow straightener, placed at the inlet of the working section, a turbulence intensity of $I_\infty = 1.5\%$ is achieved for a flow velocity of 1 m/s. Turbulence intensity I_∞ in the incoming flow is defined by equation 4.1, with σ the standard deviation.

$$I_\infty = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{3} (\sigma(u_\infty)^2 + \sigma(v_\infty)^2 + \sigma(w_\infty)^2)}{\bar{u}_\infty^2 + \bar{v}_\infty^2 + \bar{w}_\infty^2}} \quad (4.1)$$

The obstacle considered here is a wall-mounted cylinder, chosen to be representative of a wide obstacle in real-life conditions. Such obstacle can be observed in the Alderney Race (English Channel) according to its geological description by Furgerot et al. (2019), which is a suitable area for tidal turbines installation. Its dimensions are $H \times 6H \times H$, with H the obstacle height. The upstream flow is a simple boundary layer developing over the tank floor. At the obstacle position, the boundary layer height δ is calculated as $\delta_{95} = z(0.95 \times \bar{u}_\infty)$. It yields $\delta = 0.325$ m. To consider turbulent events interaction with the free surface, experiments are achieved in Froude similitude where $F_r = \frac{u_\infty}{\sqrt{gD_b}}$, with g the gravity and D_b the tank depth. Furthermore, obstacle height H is chosen to be high enough so that the Reynolds number is close to real conditions and low enough to limit the blockage ratio: $R_e = \frac{Hu_\infty}{\nu}$ with ν the water viscosity. It yields $H = 0.25$ m (see Table 4.1 for all dimensions). In the following, non dimensional lengths are used for all parameters indexed by *: $x^* = x/H$, $y^* = y/H$, $z^* = z/H$ and $\delta^* = \delta/H$.

To characterize the flow, two Laser Velocimetry techniques are used: LDV (Laser Doppler Velocimetry) and PIV (Particle Image Velocimetry). Beforehand, the water of the tank is seeded with 10 μm diameter silver coated glass micro-particles.

Table 4.1 – *In-situ and experimental conditions (1:20 scale): u_∞ stands for the far upstream velocity, H for the rugosity height, D_b for the water depth, Re for the Reynolds number, F_r for the Froude number and D for the turbine diameter.*

	Scale [-]	u_∞ [m/s]	H [m]	D_b [m]	Re [-]	F_r [-]	D [m]
Alderney Race	1	5	5	40	2.5×10^7	0.25	$\simeq 15$
Flume tank	1/20	1	0.25	2	2.5×10^5	0.23	0.724

For the PIV measurements, a Nd-YAG Laser GEMINI-LIKE is used: power is 200 mJ per probe and wavelength is 532 nm. The laser is synchronized with a Camera FLOWSENS EO-2M 1600 pix \times 1200 pix which acquires double images with a time lag of 1600 μ s. PIV measurements are acquired during 180 s, hence 2700 double images are taken with an acquisition frequency $f_e = 15$ Hz. The data are post processed with the software DYNAMIC STUDIO. The displacement of particles is calculated using a Cross-Correlation on 32 pix \times 32 pix interrogation windows with 50 % overlap (Meinhart et al. 1993). Outliers are detected using the Universal Outlier Detection method (Westerweel et al. 2005).

The LDV measurements are carried out using a 2D DANTEC FIBERFLOW system. The probe is positioned horizontally for (u, v) measurements. With LDV measurements, the acquisition frequency is not constant. It depends on the number of particles passing through the measurement volume. At a specific streamwise position, f_e varies from 200 to 300 Hz depending on the turbulent agitation and the flow velocity.

Various sources of experimental errors can be identified for both techniques, they are detailed in Ikhennicheu et al. (2019c).

A three-bladed horizontal axis turbine (Figure 4.2) is positioned in the cylinder wake. This turbine has been developed at IFREMER and was first presented in Gaurier et al. (2017). The turbine blades are rigid and their open geometry is described in Mycek et al. (2014a) and Gaurier et al. (2015). Its diameter is $D = 0.724$ m (Table 4.1). The turbine rotation speed is controlled and the blade pitch does not change. Each blade root is equipped with a specific load-cell including 5 different channels: 2 forces (F_{xi} and F_{yi}) and 3 moments (M_{xi} , M_{yi} and M_{zi} , $i = 1, 2, 3$). Blades axis are detailed in Figure 4.3. The torque (M_{tot}) and the thrust (F_{tot}) applied on the main rotation axis are also measured.

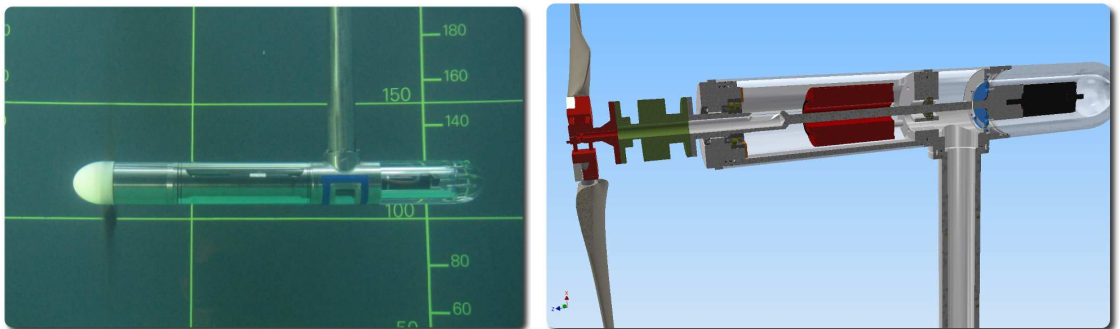


Figure 4.2 – *Picture and schematic side view of the experimental turbine*

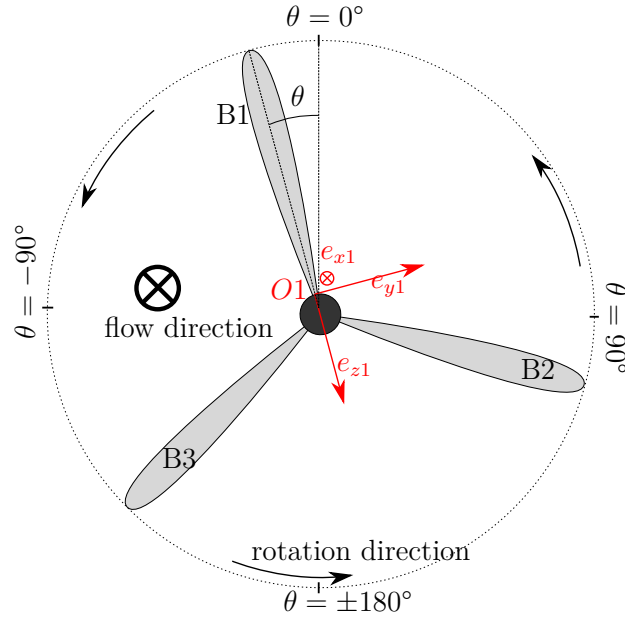


Figure 4.3 – Representation of the blades axis and rotation direction of the turbine facing the flow with angular positions

This turbine is positioned at mid-depth in the tank and at a distance $x^* = 16$ from the cylinder. The experimental set-up is represented in Figure 4.4 and depicted on Figure 4.5 To characterise the turbine load fluctuations, the incoming velocity is measured in two different ways:

1. with a single LDV point, located $2 D$ upstream of the turbine and at the hub height ($z^* = 4$), acquired in synchronization with the turbine loads. This upstream distance ($2 D$) is commonly used in the literature (e.g. see Gaurier et al. (2018a)). Its pertinence is however discussed in Ikhennicheu et al. (2019c) and in the present study.
2. with a PIV map, located as close as possible to the turbine rotor and in the plane (XOZ). The size of the PIV map is $330 \times 840 \text{ mm}^2$. It is centred vertically at the hub height and ends horizontally at the blade root. It is acquired in synchronization with the turbine loads as well.

Both velocity measurement techniques are not acquired simultaneously since the LDV probe immersed in the water would create perturbations in the PIV plane. LDV and PIV characteristics are summed up in Table 4.2.

Table 4.2 – Sum up of the incoming flow measurements carried out upstream from the turbine

Velocimeter	Probe plane position	f_e [Hz]	Duration [min]
PIV	$x^* = 16 - 0.2 = 15.8$	15	3
LDV	$x^* = 16 - 2D/H = 10.4$	[200; 300]	6

In this study, the turbine is considered parked (TSR0) or rotating. The rotation speed is chosen as the nominal operating point, which corresponds to the turbine highest produced power. In the present set-up for which the Tip Speed Ratio (TSR) similitude

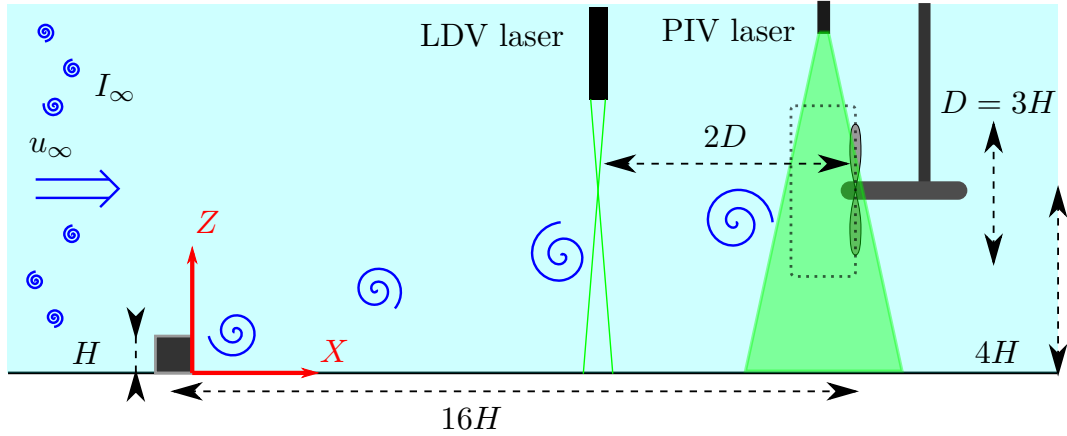


Figure 4.4 – Schematic representation of the experimental set up with the cylinder of height H and the turbine with diameter D . The incoming flow with its far velocity u_∞ and turbulence intensity I_∞ is characterized upstream of the turbine with PIV and LDV measurements. Both velocity measurement techniques are not acquired simultaneously, but always in synchronization with the turbine loads. Dotted rectangle indicates the PIV camera field of view.

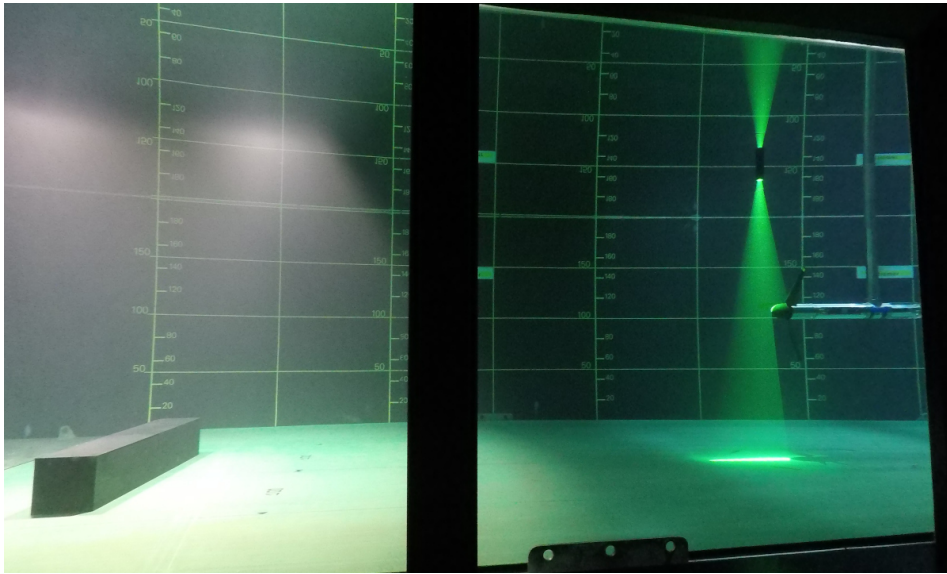


Figure 4.5 – Picture of the set up in the tank: the upstream cylinder with PIV laser shooting in front of the turbine

is used, that point is $TSR = 4$ (TSR4), as shown in Gaurier et al. (2015). It is reminded that $TSR = \frac{\Omega R}{u}$ with Ω the angular velocity and $R = 0.362$ m the turbine radius.

4.1.2.2 Inflow characterization

The cylinder wake, described in Ikhennicheu et al. (2019c), is represented on Figure 4.6. It extends towards the surface so that the turbine is half immersed in the wake of the obstacle, at $x^* = 16$. The standard practice of measuring velocity $2D$ upstream of the turbine ($x^* = 10.4$) is compromised here. Indeed, due to the rising nature of

the wake, the velocity changes between the LDV measurement point and the turbine position (PIV measurement position). Here, there is a 10 % difference on the average velocity and a 45 % difference on the standard deviation between the two locations: $\sigma(u_{LDV}) = 0.07$ and $\sigma(u_{PIV}) = 0.13$.

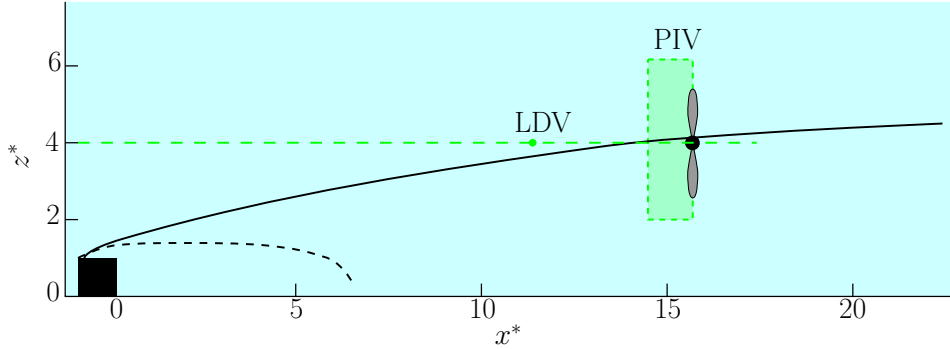


Figure 4.6 – Representation of the cylinder wake extension versus the turbine location. The full black line represents the wake extension: $\bar{u} = 0.9 \times \bar{u}_\infty$. The dotted black line stands for the recirculation zone: $\bar{u} < 0$. The positions of the laser measurements (LDV and PIV) are displayed as well.

The velocity profiles measured with PIV at $0.2 H$ upstream of the turbine are presented on Figure 4.7 over the turbine diameter. Cases with and without the turbine which is in rotation or parked are displayed. Without the turbine, the velocity profile illustrates that the cylinder wake (where $\bar{u} < 0.9 \times u_\infty$) reaches $z^* \simeq 4.5$ (Figure 4.7a). Above that position, the average velocity and turbulent intensity of the outer flow is restored: $\bar{u} = u_\infty$ and $I = I_\infty$. There is a strong average velocity difference between the top and the bottom of the profile (0.23 m/s). That velocity difference is relevant because even though it has low influence on the turbine global performance, it strongly impacts the loads variability on each blade according to Li et al. (2018). There is also a difference of around 50 % in the standard deviations between the top and the bottom of the velocity profile.

The turbine presence induces a strong inflow velocity deficit of around 20 % at hub height, between the no turbine case and the TSR0 case (Figure 4.7b). An inflexion of the velocity profile is clearly noticeable close to $z^* = 4$ as well. Indeed, the momentum theory shows that the flow speed reduces from the freestream conditions far upstream of the turbine to the velocity incident at the rotor plane. That effect leads to the apparition of an induction zone upstream of the turbine as explained by Simley et al. (2016) for a full-scale wind turbine. When the turbine rotates, the velocity deficit increases (Figure 4.7c). With the parked turbine, since blade 1 is at the top dead centre, the velocity in the top part of the profile upstream of the blade reduces. At the profile bottom part, i.e. for $z^* < 3$, blades 2 and 3 are out of the measurement plane, hence the velocity profile is identical to the one in the empty tank (Figure 4.7d). With the turbine at TSR4, the velocity decrease is visible on the whole velocity profile.

The spectral content of the cylinder wake is extensively described in Ikhennicheu et al. (2019c) showing large scale vortices shed downstream of the obstacle at a frequency around 0.3 Hz. Figure 4.8 presents the velocity spectral content upstream of the rotating turbine. The Power Spectral Density, S_{uu} and S_{ww} for the streamwise and spanwise components of the velocity, enables two peaks to be identified:

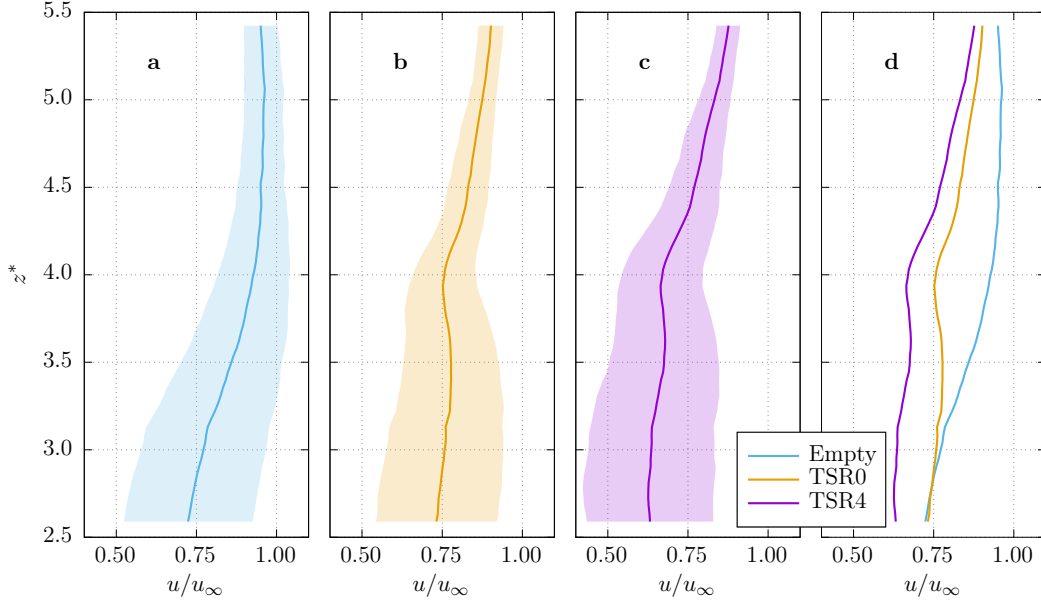


Figure 4.7 – Vertical profiles of the average and standard-deviation of the streamwise component of the normalised velocity u/u_∞ , from the PIV measurements at $x^* = 15.8$ behind the obstacle. Cases without turbine (**a**) and with the turbine parked (**b**) and rotating (**c**) are displayed with the superposition of all time-averaged profiles (**d**) for an easier comparison. The vertical range of the plots corresponds to the turbine diameter, i.e. $z^* \in [2.55; 5.45]$, $z^* = 4$ being the centre of rotation.

- at $f \simeq 0.3$ Hz, with a high amplitude, corresponding to the shedding frequency coming from the cylinder,
- at $f \simeq 5.4$ Hz, with a relatively low amplitude, equals to 3 times the rotation frequency ($f_r = 1.8$ Hz at TSR4). This is the blade passing frequency.

This last frequency is mainly noticeable at $z^* = 5$. Hence, at $x^* = 15.8$, the flow is submitted to the obstacle vortex shedding and the blade shadowing effect ($0.2 H$ downstream of the PIV map). The vortex structures contained in the upstream flow interact with the turbine, modifying their behaviour close to the turbine position. In the following, we study the turbine response to the vortex structure impacts.

4.1.3 Turbine response characterization

4.1.3.1 Turbine response to velocity fluctuations

In this section, the rotor loads are analysed. Loads averaged values and standard deviations are given in table 4.3 for the thrust F_{tot} and local loads on each blade. When the turbine is in rotation at TSR4, loads values are $F_{xi} > 0$ and $F_{yi} < 0$ ($i = 1, 2, 3$) which is consistent with the turbine rotation direction (see Figure 4.3) and the sensors orientation. For the parked turbine, average and standard-deviations values follow the same trend as the rotating case but they are about 50 times lower. A difference appears between the blades loads, especially on the F_{xi} where the standard deviation on blade 1 is 2.5 lower than for blades 2 and 3. Indeed, without rotation, the turbine remains in its initial position: blade 1 is at the top dead centre and blades 2 and 3, shifted of $\pm 120^\circ$, out of the symmetry plane. The turbine is half immersed in the cylinder wake and

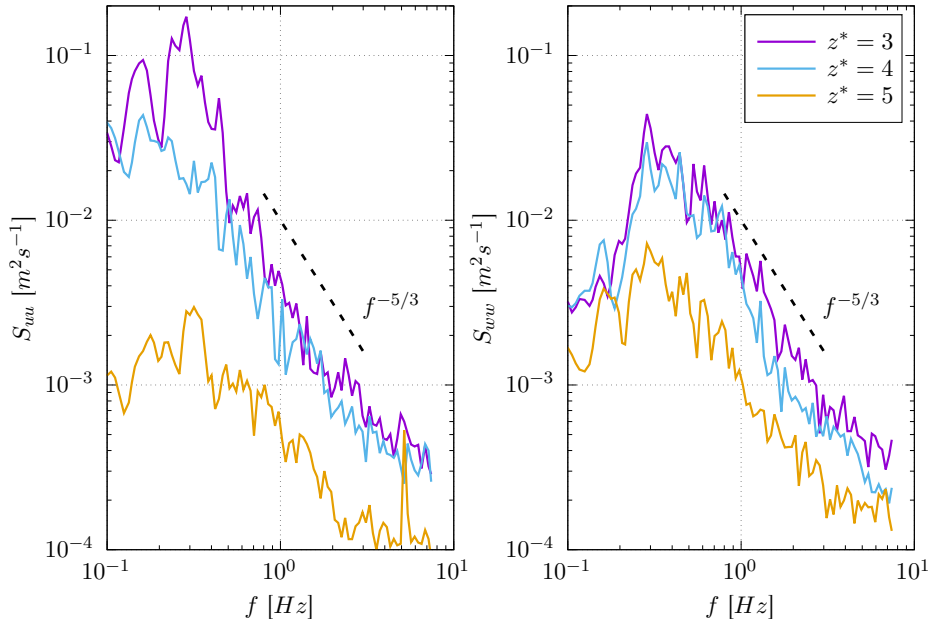


Figure 4.8 – Power Spectral Density (S_{uu} and S_{ww}) of the streamwise u and spanwise w components of the velocity, at three different depths $z^* = [3; 4; 5]$, from the PIV measurements at $x^* = 15.8$ behind the obstacle, with the turbine rotating at TSR_4 . The main peak at $f \simeq 0.3$ Hz corresponds to the vortex shedding from the cylinder. The peak at $f \simeq 5.4$ Hz corresponds to the turbine blade passing frequency. These spectra follow a $-5/3$ power slope.

the velocity fluctuations present in the wake only impact the lower part of the turbine. With the rotation, the blades are periodically immersed in the wake and the local load average is the same on all three blades. Minimal and maximal values indicate thrust fluctuations ranging up to 25% of the average values underlining how critical that test case could be for turbine structural integrity.

Table 4.3 – Average, standard-deviation, minimum and maximum values of the turbine local loads (F_{xi} and F_{yi}) and thrust (F_{tot}), expressed in N , recorded for turbine at TSR_0 and TSR_4

	F_{tot}	F_{x1}	F_{x2}	F_{x3}	F_{y1}	F_{y2}	F_{y3}
TSR0							
Average value	37.0	11.2	10.3	10.4	-2.0	-2.4	-1.9
Standard-deviation	4.3	0.8	1.9	1.9	0.2	0.4	0.4
Min. value	11.4	4.2	1.8	0.8	-3.5	-4.7	-3.8
Max. value	49.7	15.2	15.2	15.2	-0.5	-0.7	-0.2
TSR4							
Average value	178.0	55.0	56.2	54.5	-11.4	-14.7	-8.6
Standard-deviation	19.1	9.0	9.0	9.0	3.6	3.7	3.7
Min. value	58.9	1.6	8.8	8.2	-21.7	-27.7	-20.9
Max. value	221.6	74.6	74.6	74.6	3.3	1.5	6.1

In order to study the turbine response, vortices present in the cylinder wake are presented, based on the observations from Ikhennicheu et al. (2019c). Figure 4.9a presents a fluctuating velocity field of an ideal vortex, illustrating the local acceleration on its bottom part and the deceleration on its top part. Comparing these two vortices, the one observed on the PIV field is vertically asymmetrical around its centre (see Figure 4.9b). Hence, only the significant deceleration in the bottom part of vortices is likely to be perceived by the turbine.

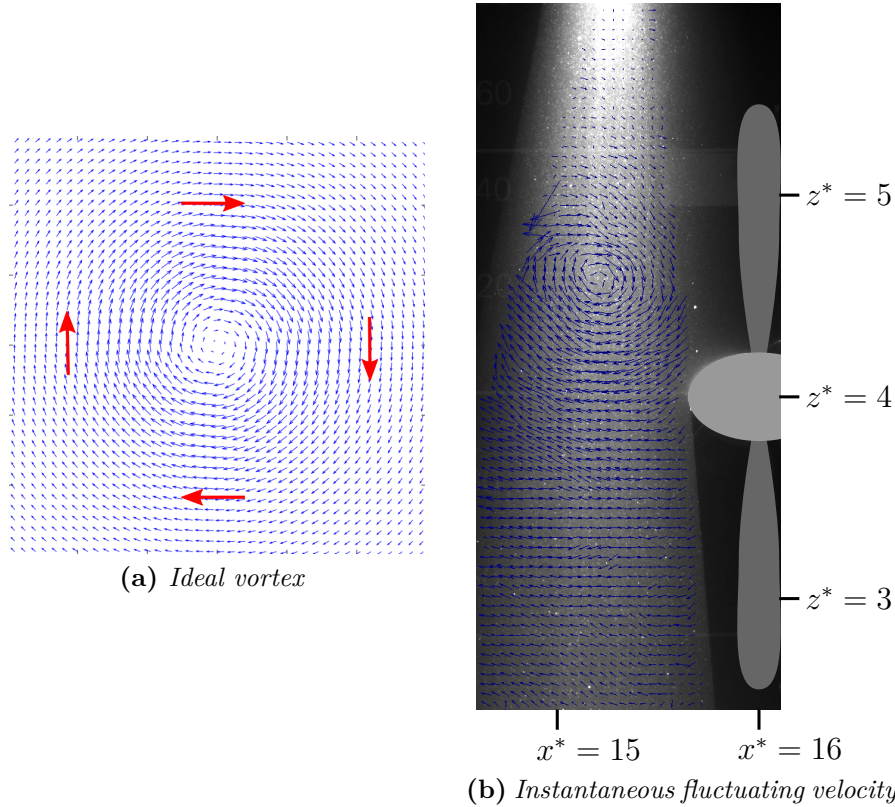


Figure 4.9 – Schematic representation of an ideal vortex and picture of the laser lighting the particles upstream of the turbine at TSR_4 , superimposed with the instantaneous fluctuating velocity field. A drawing of the turbine has been added on the picture to highlight its position. Comparing the ideal vortex with the measured field, the vertical asymmetry of the fluctuating velocity is noticeable.

The fluctuating parts of the time evolution of the streamwise component of the velocity $u'(x^* = 15.8, t)$ as well as the turbine loads F'_{tot} and F'_{xi} are presented on Figure 4.10, for the parked turbine (TSR_0). These velocity signals are extracted from the PIV acquisitions, at three altitudes $z^* = [3; 4; 5]$, for a specific time range. At $t = 19.5$ s, a vortex passes in the PIV measurement plane and induces a strong velocity deficit for $z^* \leq 4$. This depth corresponds to the lowest part of the vortex, hence a strong deceleration. At the same time, the top part of the vortex ($z^* = 5$) presents a slight acceleration, which is however too low to be considered. Consequently, F'_{tot} , F'_{x2} and F'_{x3} show a decrease of about 15 N and 6 N respectively, corresponding to the instantaneous deceleration induced by the vortex passing. F'_{x1} does not fluctuate much in comparison.

Indeed, for the parked turbine, blade 1 is at the top dead centre and is thus not immersed in the wake.

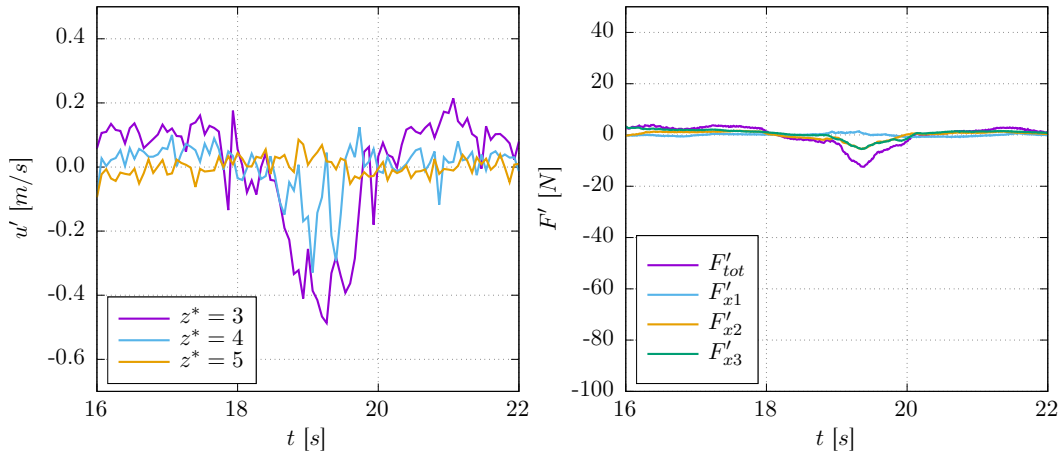


Figure 4.10 – PIV extracted streamwise velocities at 3 different depths $z^* = [3; 4; 5]$ (left) and time-corresponding turbine loads fluctuation signals (right), measured when the turbine is parked (TSR0). The range of the loads fluctuation is deliberately large to be consistent with the following figure 4.11.

The fluctuating parts of the time evolution of the streamwise component of the velocity $u'(x^* = 15.8, t)$ as well as the turbine loads F'_{tot} and F'_{xi} are presented on Figure 4.11, for the rotating turbine at TSR4. Some particular events: $t_1 = 12.8$ s, $t_2 = 16.8$ s, $t_3 = 19.8$ s, $t_4 = 24.4$ s and $t_5 = 28.0$ s are identified and two of them are analysed using the instantaneous fluctuating velocity fields in Figure 4.12. In the case of vortices at t_1 , t_3 and t_5 , a local velocity deceleration ($\simeq -0.4$ m/s) is detected for $z^* = 3$ and $z^* = 4$, excepted at t_3 where a local acceleration is detected for $z^* = 4$. These three events correspond to vortices whose centre passes at the turbine height and for which the strong deceleration of the bottom part is detected (figure 4.12a). Vortices at t_1 , t_3 and t_5 are of the same type as the one illustrated in Figure 4.9b. They are very energetic and their rising angle is particularly high (Ikhennicheu et al. 2019c). Concerning events at t_2 and t_4 , a quick variation of the velocity amplitude (deceleration and acceleration of $\simeq 0.2$ m/s) is detected for the lowest position only ($z^* = 3$). These events correspond to the bottom part of low intensity vortices whose centre passes around the bottom of the turbine (figure 4.12b).

The turbine loads show periodic fluctuations at the rotation frequency. The amplification of these fluctuations corresponds to the instantaneous increase of the shear in the velocity profile when a vortex passes. That effect is considerable (Li et al. 2018) and has to be considered for fatigue analyses (Davies et al. 2013; Suzuki et al. 2018). At t_1 , t_3 and t_5 , local velocity decelerations cause loads diminutions of about 80 N for the global thrust and about 40 N for the F'_{xi} , due to high energy vortices passing at the rotation axis turbine depth. Comparing to the previous case for the parked turbine, similar vortices induce loads variations with magnitude about 6 times higher. At t_2 and t_4 , the amplitude of the velocity fluctuations are low and the corresponding loads fluctuations do not decrease. However, the vortex presence still induces an instantaneous shear increase. Consequently, loads fluctuations at the turbine rotation frequency is

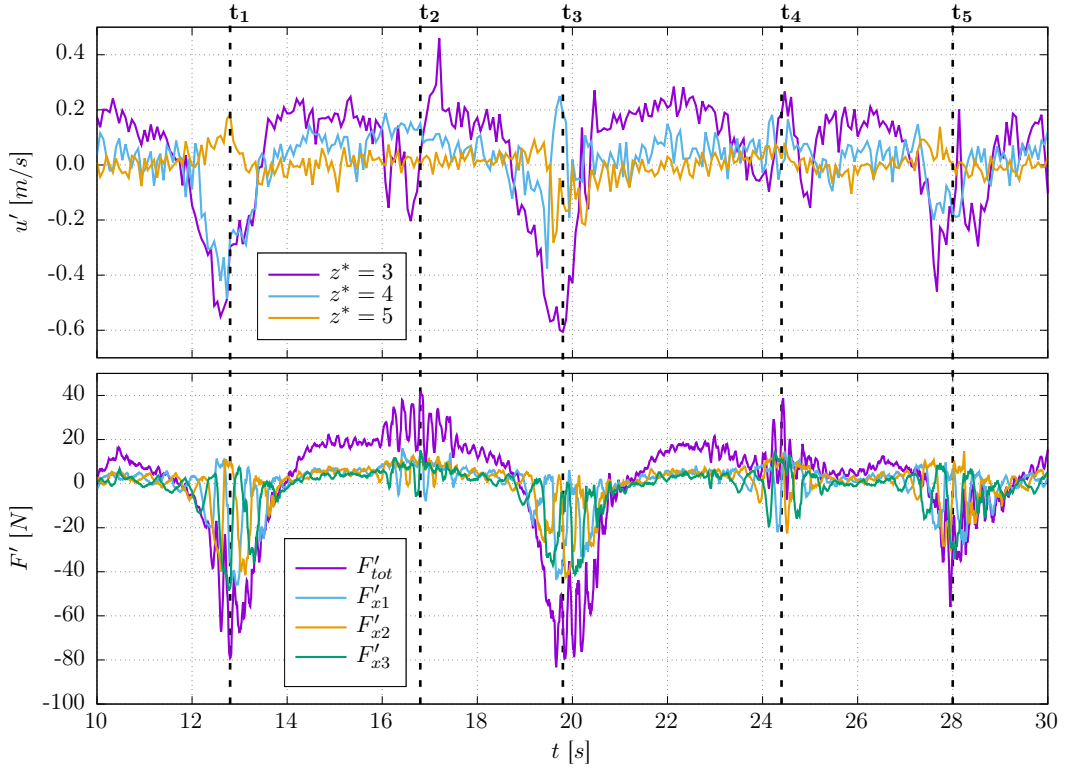


Figure 4.11 – PIV extracted streamwise velocities at 3 different depths $z^* = [3; 4; 5]$ (top) and time-corresponding turbine loads fluctuation signals (bottom), measured when the turbine is at TSR4. Times t_1 to t_5 emphasize particular events described in the text. Instantaneous PIV fluctuating velocity fields corresponding to time events t_1 and t_2 are displayed on figure 4.12.

clearly noticeable with amplitude of 20 to 10 N for the thrust and local loads respectively. Hence, the turbulent events, generated in the cylinder wake, strongly impact the turbine local and global loads. That effect is also observed by Ouro et al. (2019) behind dunes from which large scale structures are also emitted.

Cross-correlation is then used to determine the similarity between the flow velocity u and the rotor load F_{tot} . The normalized cross-correlation between these signals is evaluated as follows:

$$R_{uF_{tot}}(\tau) = \frac{1}{\sigma(u)\sigma(F_{tot})} \sum_{i=1}^N u'(t_i + \tau)F'_{tot}(t_i) \quad (4.2)$$

The normalized cross-correlations between the streamwise velocity u and the turbine global thrust F_{tot} are compared in Figure 4.13a for both measured velocity devices: LDV at $x^* = 10.4$ and $z^* = 4$ and PIV at $x^* = 15.8$ and $z^* = 4$. The time lag τ is higher for the LDV measurement because it is further away from the turbine comparing to the PIV measurement. The correlation peak is more elevated for PIV compared to LDV: $R_{uF_{tot}} = 0.70$ compared to $R_{uF_{tot}} = 0.45$. Indeed, the LDV measurement is located too upstream to account for velocity fluctuations that may impact the turbine (see Figure 4.4). Hence, in the case of a turbine immersed in the wake of a bathymetric obstacle, velocity measurements need to be achieved as close as possible to the turbine to be

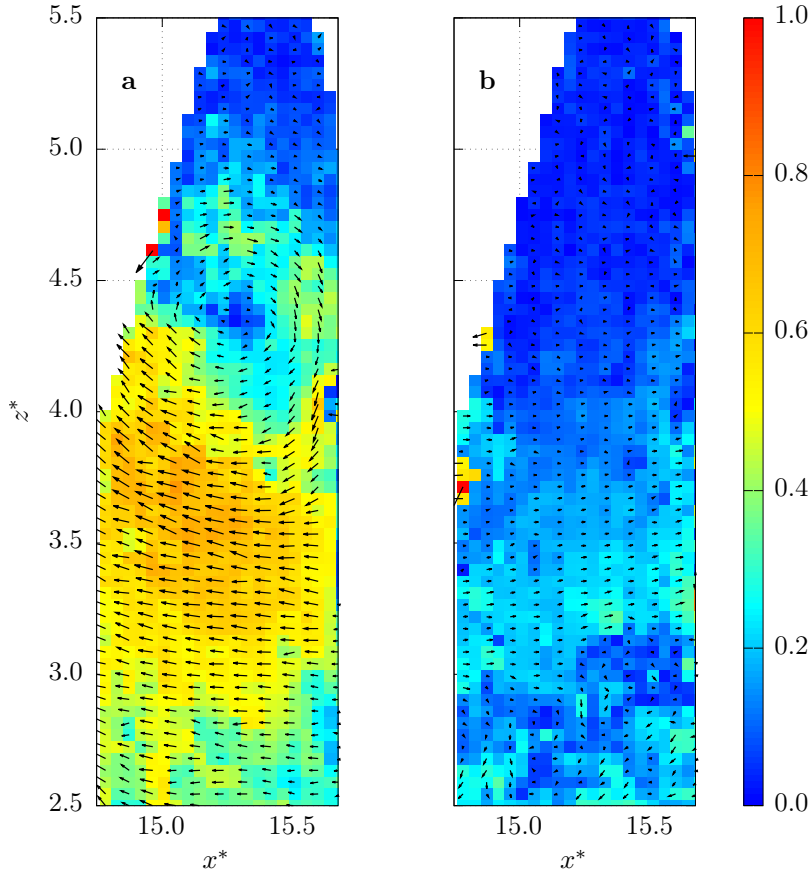


Figure 4.12 – Instantaneous fluctuating velocity fields measured by PIV upstream of the turbine position (blades are at $x^* = 16$), when the turbine is in rotation at TSR_4 and for events corresponding to time t_1 (**a**) and t_2 (**b**), as depicted on Figure 4.11. Colours correspond to the norm of the fluctuating velocity, i.e. $\sqrt{u^2 + w^2}$, expressed in m/s.

able to correlate the loads and the velocity fluctuations. In the rest of the study, PIV measurements is used for correlation and coherence studies.

Correlation is then compared between the turbine at TSR_0 and TSR_4 in Figure 4.13b. Correlation is slightly lower for the parked turbine. Without rotation, blade 1 stays at the top dead centre, in the outer flow and is not impacted by the turbulent structures present in the wake. Hence, loads are not equal on the three blades. With the rotation, each blade receives similar velocity fluctuations. That effect is assumed to be responsible for the correlation increase between the parked and rotating turbine.

The previous section focuses on the instantaneous reaction of the turbine to velocity fluctuations. The average loads variations during one cycle of rotation contain important informations as well, especially for blades fatigue analysis as explained in the next section.

4.1.3.2 Loads angular evolution

The angular evolution of the turbine loads is now studied. An analytical method is developed to access the instantaneous turbine angle position θ , as illustrated in Figure 4.3. The fluctuating part of each blade force F_{y_i} ($i = 1, 2, 3$) is extracted and signals

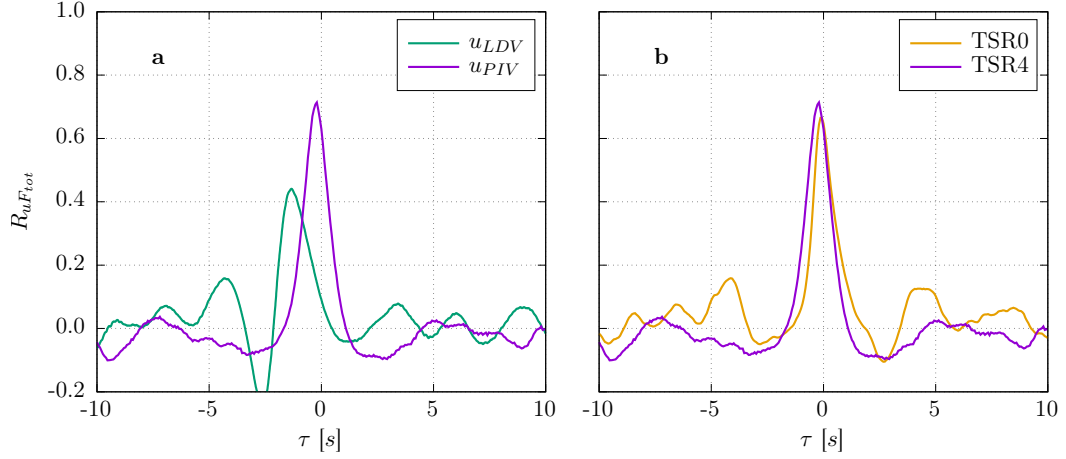


Figure 4.13 – Correlation $R_{uF_{tot}}$ between the streamwise velocity and the global turbine thrust: **a** with turbine at TSR_4 using PIV and LDV measurements and **b** using PIV measurements only with turbine at TSR_0 and TSR_4 . The PIV point is extracted from the measurement field at the location $x^* = 15.8$ and $z^* = 4$ whereas the LDV point is located at $x^* = 10.4$ and $z^* = 4$.

are filtered with a bandpass filter around the rotation frequency f_r . The weight of each blade is continuously measured by this force component and projected according to the turbine angle. For each blade, the resolution of an equation system enables θ_i to be processed. The turbine angle θ is then the average of the three θ_i . The difference between every processed θ_i is lower or equal to 1%. A possible uncertainty source concerning this method is the temporal precision: when the turbine rotation speed is TSR_4 , the blade rotation is 5° between each time step, which can lead to an error of 2.5° . In the following, we study the angular repartition of the fluctuating part of the turbine loads as well as their corresponding phase averages, denoted $\tilde{\square}$.

The fluctuating part of the blade 1 load force F'_{x1} and its phase average $\widetilde{F_{x1}}$ are represented on Figure 4.14, when the turbine is in rotation at TSR_4 . The minimum and maximum of $\widetilde{F_{x1}}$ are reached at 149° and -29° respectively. We could have imagine that the highest value should have been found for $\theta = 0^\circ$. This corresponds to the top of the velocity profile (see Figure 4.7), where the velocity is the highest. Such phase delay is already observed by Mason-Jones et al. (2013) and Payne et al. (2018) in both numerical and experimental analysis in air or water. As explained by Dai et al. (2011), turbine loads are influenced by many factors such as: interactions with the mast, the shear in the flow, dynamic stall on the blades and the turbine speed control system. Hence, considering the -30° phase delay observed on these results, the value of $\widetilde{F_{x1}}$ is consistent with the average velocity diminution between the top and the bottom of the velocity profile. Again, considering the phase delay of -30° , the highest dispersion of F'_{x1} values is located at the bottom position, due to the high turbulence level in the wake of the cylinder at the bottom of the velocity profile (see Figure 4.7). For the parked turbine (TSR_0), blade 1 is at $\theta = 0^\circ$ and blades 2 and 3 at $\theta = \pm 120^\circ$. Standard-deviation of F_{xi} are then: $\sigma(F_{x1}, 0^\circ) = 0.78 \text{ N}$, $\sigma(F_{x2}, -120^\circ) = 1.9 \text{ N}$ and $\sigma(F_{x3}, 120^\circ) = 1.9 \text{ N}$. Values at $\theta = \pm 120^\circ$ are equal which shows that, without rotation, there is no phase delay. The parked turbine behaviour is thus symmetrical around the $\theta = 0^\circ$ axis.

The phase average of the fluctuating component is studied for $\widetilde{F_{xi}}$, $\widetilde{F_{yi}}$ ($i = 1, 2, 3$)

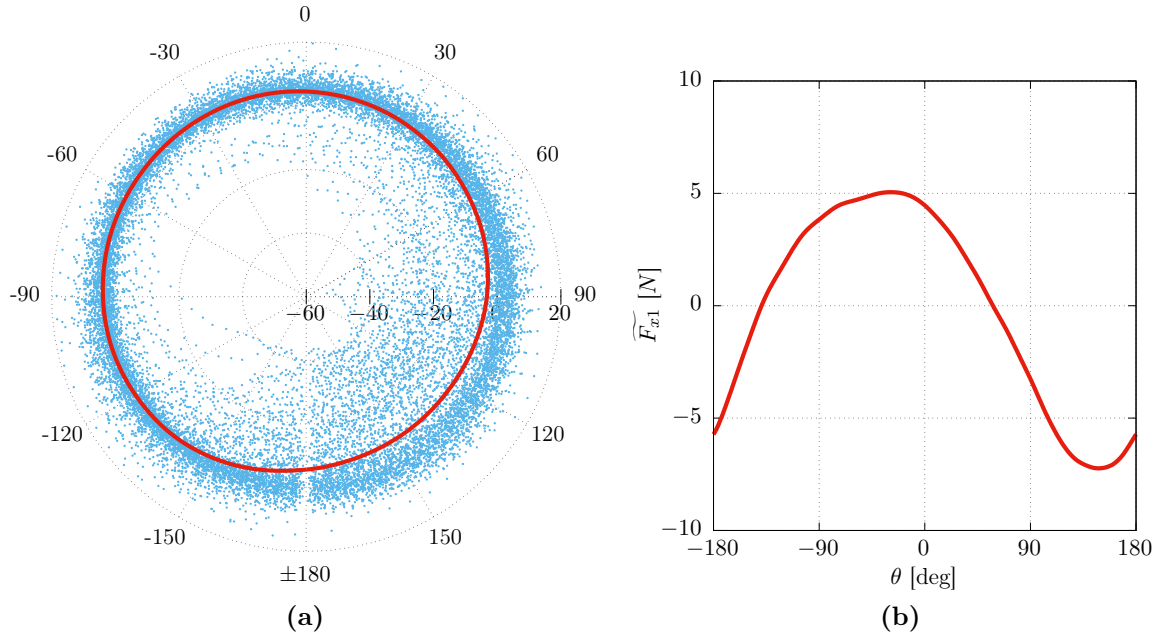


Figure 4.14 – Angular repartition of the fluctuating part of the blade 1 load force F'_{x1} (blue dots) when the turbine rotates at TSR_4 and its phase average \widetilde{F}_{x1} (red line), expressed in N. For a better visibility, \widetilde{F}_{x1} is displayed on the polar plot (a) as well as on the Cartesian plot (b).

and \widetilde{F}_{tot} on Figure 4.15. \widetilde{F}_{xi} are rephased in Figure 4.15b: blade 1 is used as a reference and the origins of the values on blades 2 and 3 are reset by $\pm 120^\circ$. This enables the illustration of the identical trend for all the blades. The sum of all the \widetilde{F}_{xi} yields into the clover shape observed on Figure 4.15d for \widetilde{F}_{tot} , also observed by Payne et al. (2018). The rephased \widetilde{F}_{yi} follow all the same trend (Figure 4.15c): the value is the highest at 90° , equal to 0 at 0° and 180° and the lowest at 90° . This behaviour is consistent with a load depending on the blade weight only.

4.1.3.3 Spectral response of the turbine

The turbine response to velocity fluctuations is now studied in the spectral domain. In this section, signals are cut into blocks of 2^n points and a Fast Fourier Transform is applied on every block. For the loads, the acquisition frequency is $f_e = 120$ Hz and $n = 12$. The Power Spectral Density S_{FF} of the turbine loads F_{xi} and F_{tot} are presented in Figure 4.16 for the parked turbine (a) and for the turbine in rotation at TSR_4 (b).

All presented spectra follow a $-11/3$ power slope. As suggested by Chamorro et al. (2015b), the turbine power and loads fluctuations are strongly modulated by the structure of the incoming flow in a complex manner. They especially observed a phenomenological relation between the power P and velocity as: $S_{PP}(f) = G(f) \cdot S_{uu}(f)$, where $G(f)$ represents a transfer function. Tobin et al. (2015) proposed a power law with a slope of $-11/3$ describing the power spectra of a wind turbine as to be appropriate over the inertial sub-range, where the incoming velocity fluctuates according to the well-known $-5/3$ power law of isotropic turbulence. This was validated with turbine sizes from laboratory models to MW scales. Indeed, they introduced a relation based on the impulse response of the turbine to fluctuations in wind power. As the

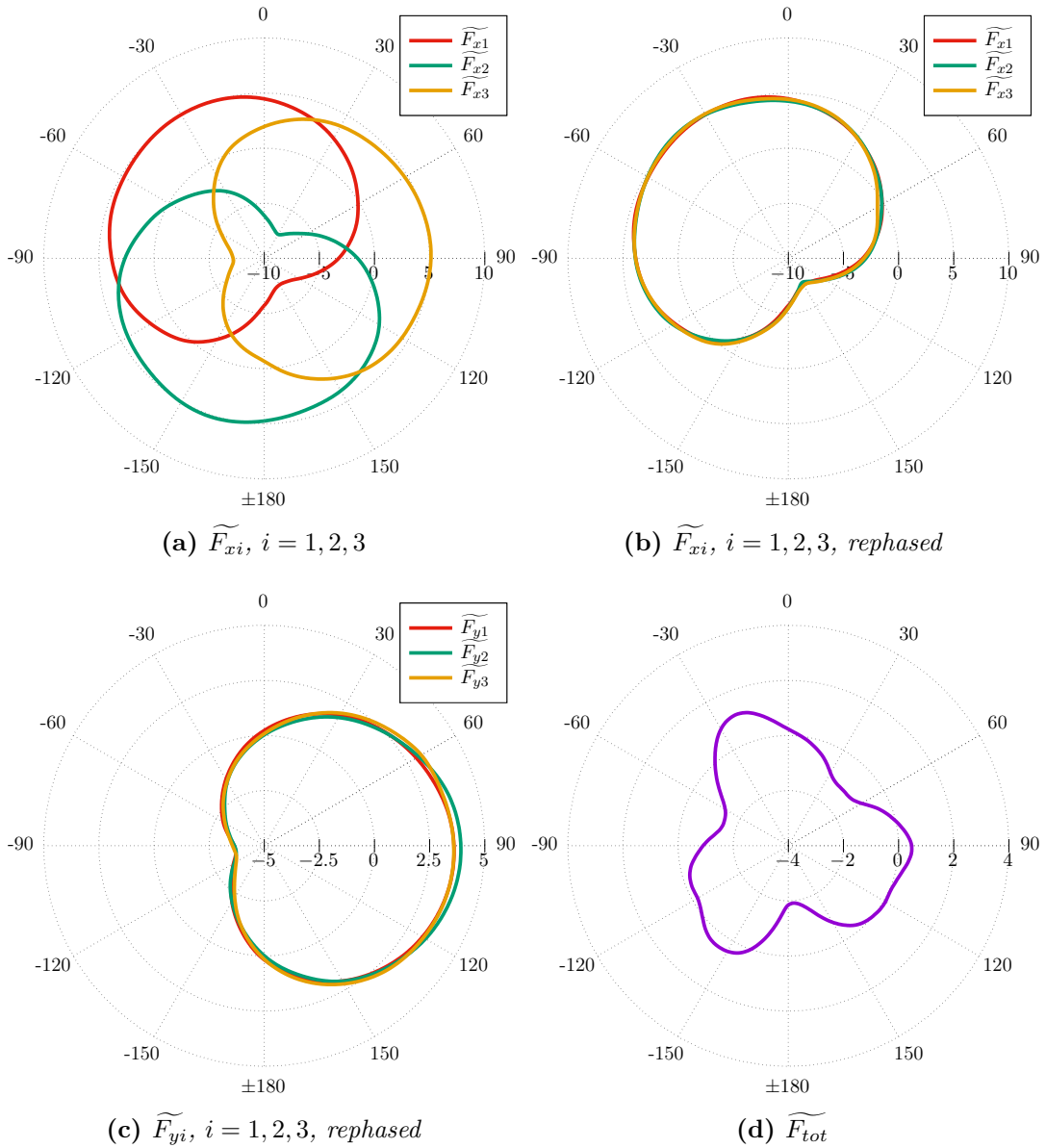


Figure 4.15 – Polar plots of the phase average of the fluctuating part of the turbine loads \widetilde{F}_{xi} , \widetilde{F}_{yi} and \widetilde{F}_{tot} , expressed in N, for the turbine in rotation at TSR_4 . The loads of blades 2 and 3 (for F_{xi} and F_{yi}) have been rephased (adding $\pm 120^\circ$) to be in phase with blade 1, to enhance the comparisons.

frequency becomes large, they showed that the power spectrum of this impulse response (i.e. the transfer function $G(f)$) approaches the f^{-2} behaviour. This was later confirmed by the angular velocity spectral behaviour of three different rotating structures (plate with different shapes) by Jin et al. (2016), with the same physical description of the phenomenon. This $-11/3$ power law slope of the turbine loads originates from the inertial sub-range of the velocity perceived through the turbine transfer function: $-11/3 = -5/3 - 2$.

Other studies, have also reported an excess of energy in the turbine power spectra in the narrow band around the blade-passing frequency, e.g. Chamorro et al. (2013)

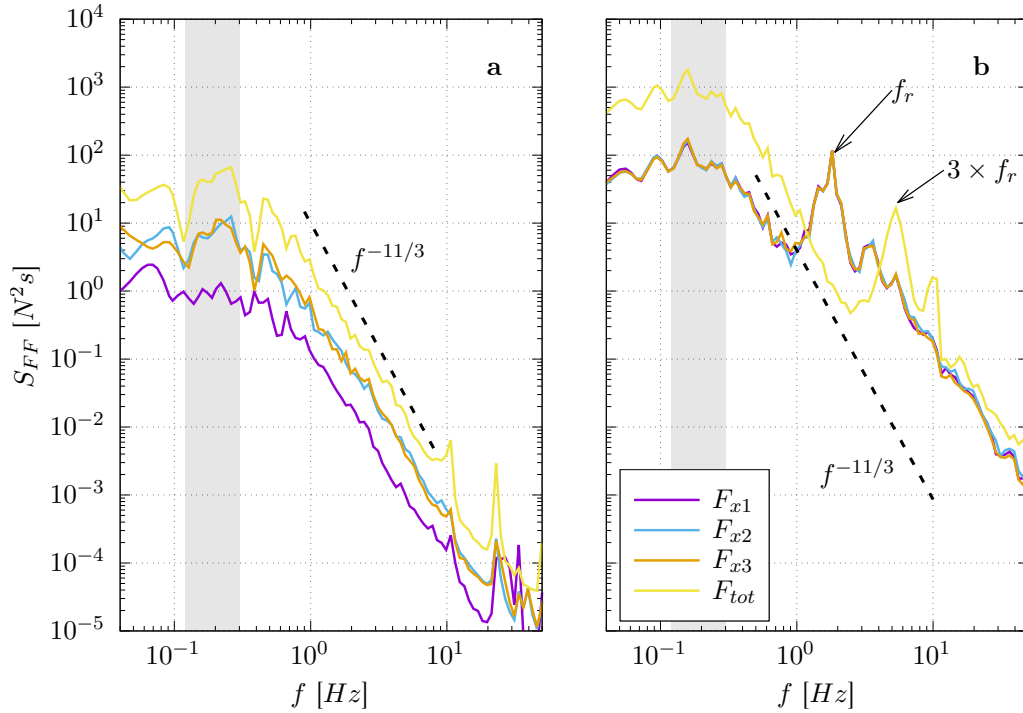


Figure 4.16 – Power Spectral Density S_{FF} of the turbine loads F_{xi} ($i = 1, 2, 3$) and F_{tot} for the parked turbine (TSR0) **a** and for the turbine in rotation at TSR4 **b**. The largest peak around $f \simeq 0.2$ Hz corresponds to the vortex shedding frequency from the cylinder. It is highlighted by the grey area. For the rotating turbine, the rotation frequency is visible at $f_r = 1.8$ Hz as well as the blade passing frequency at $3 \times f_r = 5.4$ Hz. These spectra follow a $-11/3$ power slope.

and Payne et al. (2018). This effect is visible in these results for the rotating turbine (figure 4.16b). The main peak of the F_{tot} spectrum is located at $3 \times f_r = 5.4$ Hz, i.e. the blade passing frequency. F_{xi} spectra show however a peak at the rotation frequency $f_r = 1.8$ Hz. They are furthermore all superimposed.

For the parked turbine on the contrary, the amplitude of $S_{F_{x1}F_{x1}}$ is the lowest and the spectra of F_{x2} and F_{x3} are higher and identical. Blades 2 and 3 are indeed fully and always immersed in the turbulent cylinder wake, on the contrary to blade 1. Loads fluctuations are then larger on blades 2 and 3 compared to blade 1. High frequency peaks are visible on all spectra of TSR0 case as well, probably due to mechanical artefacts induced by the speed control system keeping the turbine parked.

One of the novelties brought by this study lies in the high energy and low frequency peak observed around $f \simeq 0.2$ Hz for most spectra. It is highlighted by the grey area on figure 4.16 and corresponds to the vortex shedding frequency, described in Ikhennicheu et al. (2019c), coming from the upstream wall-mounted cylinder. It is absent on blade 1 spectrum for TSR0 case because blade 1 is never on the vortices trajectories without rotation. Such specific spectra could be observed on a full-scale tidal turbine loads located in the Alderney Race, due to bathymetry variations. According to the loads measured on the turbine model during this experimental campaign, the effects of these low frequency fluctuations could significantly impact operating conditions for real-life marine current turbine.

The coherence function is often used to examine the relation between two signals in the spectral domain. For signals u and F_{tot} , the coherence function is evaluated from their spectra and co-spectra using the following equation:

$$C_{uF_{tot}}(f) = \frac{|S_{uF_{tot}}(f)|^2}{S_{uu}(f)S_{F_{tot}F_{tot}}(f)} \quad (4.3)$$

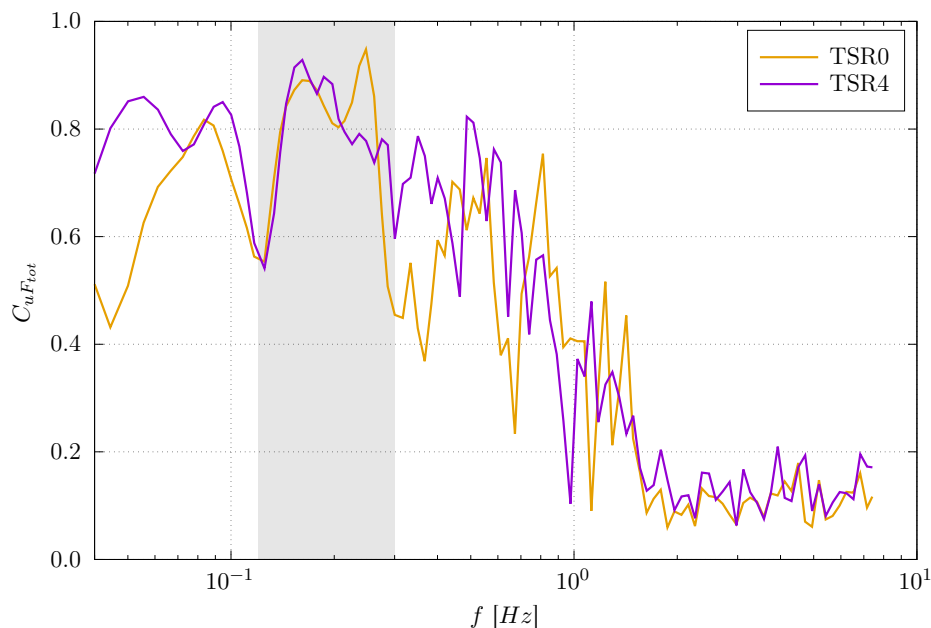


Figure 4.17 – Coherence function $C_{uF_{tot}}$ between the streamwise component of the velocity u extracted from the PIV field at $x^* = 15.8$ and $z^* = 4$ and the turbine global thrust F_{tot} when the turbine is parked (TSR0) or in rotation at TSR4. As for figure 4.16, the narrow band vortex shedding frequency from the cylinder is depicted by the grey area, highlighting the highest values of the coherence function.

Coherence between the velocity and the thrust fluctuations is studied for the turbine at TSR0 and TSR4 in Figure 4.17. The coherence is elevated, i.e. higher than 0.6, until about $f = 0.6$ Hz then falls to 0.1. It is higher than 0.8 in the frequency range of the vortex shedding, i.e. for $f \simeq 0.2$ Hz, which is highlighted by the grey area on figure 4.17. The vortices emitted periodically behind the cylinder as well as the low frequency components of the velocity dominate the turbine loads response to velocity fluctuations. The global thrust fluctuations do not respond to the highest frequency velocity fluctuations. That effect is partly assumed to be caused by the turbine active control strategy, which is used to maintain a constant rotation speed. It limits the effect of structures whose frequency is higher than the turbine rotation frequency, as supposed by Durán Medina et al. (2015) and Payne et al. (2018). This critical frequency also depends on the turbine size compared to the vortex size. The highest frequencies encountered in the velocity fluctuations are associated with the smallest vortices. Chamorro et al. (2015b) introduced this critical frequency as $f_c = u_\infty / (D/2) = 2.8$ Hz in this case. This frequency is in good agreement with the presented results with the lowest coherence function obtained from $f \geq 1.5$ Hz. Gaurier et al. (2019a) described the turbine loads as being insensitive to the vortices with turbulent length scales smaller than the turbine

diameter. According to Tobin et al. (2015) and Anvari et al. (2016) for a single wind turbine, the rotor behaves as a low-pass filter: it ignores the small-scale fluctuations and only responds to larger coherent structures. These observations are confirmed here by the presented results for a tidal turbine submitted to this particular turbulent flow generated from an upstream wall-mounted cylinder.

4.1.3.4 Discussion

Gaurier et al. (2019a) explained it is necessary to measure the upstream velocity to characterize the performance coefficients of a tidal turbine properly, especially when the flow is highly turbulent. It especially limits the uncertainties (which can reach 10% for the power coefficient, when $I_\infty \simeq 15\%$) from the flow variations and their corresponding time-average values. They proposed an upstream distance of 2 diameters between the velocity measurement and the turbine location. They argued that such distance disables the turbine induction effects on the velocity to be measured. This distance is not too far from the turbine either and enables the velocity fluctuations to be not so different from those perceived by the turbine. These considerations are however only valid for an homogeneous and developed turbulent flow. The flow conditions of this experimental study are particular because the turbulence is mainly generated by a wall-mounted cylinder, located upstream of the turbine. Indeed, Ikhennicheu et al. (2019b) pointed out the presence of coherent and energetic flow structures rising up from the cylinder to the surface. On figure 4.13a, we compare the cross-correlation between the turbine thrust and the streamwise velocity measured at two different locations: about 5 cm (with PIV) and 2 diameters (with LDV) upstream from the turbine. This comparison clearly shows that the flow velocity characterization carried out 2 diameters upstream from the turbine is significantly different from the flow velocity perceived by the turbine. Their fluctuating parts are not the same due to:

1. the rising-up nature of the flow behind the obstacle,
2. the different locations of these velocity measurement devices from the obstacle.

Finally, to experimentally quantify the response of this tidal turbine model to such flow velocity fluctuations it is necessary to measure the velocity as close as possible to the turbine. This conclusion is however specific to tidal turbines submitted to that particular flow with turbulence originated from bathymetry variations, like those encountered in the Alderney Race (middle of the English Channel). Durán Medina et al. (2017) show for instance a high level of coherence and correlation for an identical tidal turbine model (placed in the same flume tank) submitted to fully developed and homogeneous turbulence with flow measurements carried out 4 diameters upstream from the turbine. In the wind industry, upstream velocity is measured to continuously readjust the turbine's yaw alignment and therefore enhance the turbine's harvested power (Fleming et al. 2014) or to design collective pitch controls to reduce the loads that wind turbines suffer from incoming turbulent gusts (Schlipf et al. 2010). That is why the measurements are usually taken 1 or 2 diameters upstream from the turbine and are then extrapolated to the turbine location using numerical models (Mann (1994) for example). It is necessary to account for the turbine parameters response time which is 5 to 10s according to Mikkelsen et al. (2013). Cortina et al. (2017) performed large-eddy simulations to explore the effectiveness of detecting turbulent events at different upstream scanning distances (between $D/4$ and $2D$) using wind LIDARS mounted on the turbines' nacelle.

They concluded that the scanning distance should always be the shortest possible in relation with the wind turbine reaction time. This is in agreement with the findings of this study accounting for the fact that the turbine reaction time is not considered in this academic work.

4.1.4 Conclusion

In this work, the response of a three-bladed horizontal axis turbine to velocity fluctuations caused by a wall-mounted cylinder has experimentally been investigated. The turbine measurements show that the amplitudes of the loads variation represent about 40% of their time-average. These amplitudes are furthermore about 6 times higher when the turbine is in rotation at its nominal tip speed ratio compared to when it is parked. Moreover, the velocity shear created when vortices go through the turbine swept area instantaneously increases the fluctuation of these loads at the rotation frequency.

The correlation between the turbine loads and the velocity fluctuations highlights that PIV measurement in the symmetry plane provides a useful tool to quantify the incoming turbulent flow. The angular evolution of the local load shows that the evolution of F_{xi} follows the average velocity profile with a -30° phase delay. According to Gao et al. (2020) who recently observed the same phenomenon on a large-scale wind turbine, this phase lag is due to rotational effects. Shen et al. (2011) attributed such a phase lag to an asymmetry of wake structure of the blade. Load spectral analysis enables two peaks to be extracted: at the blade passing frequency and at the vortex shedding frequency. Each Power Spectral Density follows a $-11/3$ power slope in the inertial sub-range, where the incoming velocity fluctuates according to the well-known $-5/3$ power law. This confirms the -2 power slope of the turbine transfer function, introduced by Chamorro et al. (2015b) and its phenomenological description by Tobin et al. (2015). The coherence function between the velocity and the turbine loads shows a peak in the frequency range of the vortex shedding. This illustrates that the turbulent structures emitted in the cylinder wake predominate on the turbine response. The coherence study also shows that the turbine does not respond to high frequency fluctuations, i.e. when frequencies are higher than 1 Hz. Hence, the coherent and energetic wake coming from a wall-mounted cylinder induces intense and periodic loads fluctuations on the turbine. Those results illustrate the importance of considering velocity fluctuations from bathymetry fluctuations when studying a turbine behaviour in realistic conditions.

To complete this work, it would be interesting to test other distances between the turbine and the obstacle to see the evolution of the turbine response when it is progressively immersed in the cylinder wake. This database is available on the Seano platform (Ikhennicheu et al. 2019d) and can be used for blade and rotor fatigue analysis.

4.2 Effet du positionnement

La réponse de l'hydrolienne a été déterminée précédemment pour une unique position entre l'obstacle et la machine. Dans cette section, on s'attarde d'abord à reconstruire l'écoulement moyen derrière l'obstacle, à partir de mesures PIV, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en œuvre dans son sillage. On place ensuite la turbine dans cet écoulement, en choisissant quatre distances, depuis une position proche

et hors du sillage de l'obstacle jusqu'à une position où l'hydrolienne se retrouve complètement immergée dans la turbulence générée par la perturbation bathymétrique. On observe ainsi la variation progressive de la réponse globale et locale de la machine, en lien avec les variations de vitesse moyenne déterminée précédemment, en fonction de la distance à l'obstacle. Cette étude a fait l'objet d'un papier en 2020 qui est retranscrit ici en anglais : GAURIER, B., P. DRUAULT, M. IKHENNICHEU et G. GERMAIN (2020b). « Experimental analysis of the shear flow effect on tidal turbine blade root force from three-dimensional mean flow reconstruction ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. DOI : [10.1098/rsta.2020.0001](https://doi.org/10.1098/rsta.2020.0001)

4.2.1 Introduction

For the past ten years, many industrial projects have emerged in tidal energy harvesting all around the world. In Europe, there is a strong tidal energy potential, mainly located in the United Kingdom and France. Over 25 % of this European potential is located in the English Channel where currents with magnitude higher than 3 m/s can be locally observed. However, such sites are often characterized with strong velocity variations (Myers et al. 2005). The flow perturbations mainly come from waves or inflow turbulence due to coast or bathymetry effects (Ouro et al. 2019). As a consequence, marine turbines located in such areas undergo energetic and unsteady forcings, which especially apply to the blades, rotor, support structure and foundation. The power output exhibits then the signature of the turbulent coherent flow approaching the turbine. Ouro et al. (2019) performed numerical simulations with tidal turbine operating over an irregular bathymetry, i.e. above a train of dunes. They showed that the so-generated flow contains energetic large-scale turbulent structures, originated from this bathymetry, mainly in the form of roller and hairpin vortices. According to them, such structures have a profound impact on the tidal turbine, creating large fluctuations in the hydrodynamic loadings on the blades, being a potential risk of fatigue failure. These observations have recently been confirmed by *in-situ* measurements performed on a full-scale tidal turbine located in the Ramsey Sound, UK by Harrold et al. (2019).

Ikhennicheu et al. (2019b) studied the wake of various elementary obstacles used to experimentally reproduce bathymetry variations, like those encountered in the Alderney Race in the middle of the English Channel. Such bathymetry variations have been observed *in-situ*, according to the geological description of this particular place presented by Furgerot et al. (2019). They concluded that a unique and wide obstacle, i.e. with an aspect ratio of 6, produces the most energetic wake that extends up to the free surface. In this case, large scale turbulent structures are periodically shed from its wake and can sometimes rise up to the surface and erupt to create a boil. The diameter of these vortices is similar to the one of a turbine at the same scale (Ikhennicheu et al. 2019c). In order to know if such flow structures can be critical for tidal turbines behaviour, specific studies must be carried out. This work proposes to extend the existing database of the literature with the experimental study of a turbine response to the coherent turbulent wake of a wall-mounted square cylinder at a high Reynolds number of $Re = 2.5 \times 10^5$.

The main objectives of this present work are twofold. First, based on 2D PIV planes measurements, a method based on Proper Orthogonal Decomposition (POD) is proposed to reconstruct both mean velocity components in the three dimensional

space. This enables a representation of the mean flow field and the associated shear mean flow that could impact a turbine whatever its location. The second objective of this work is to investigate the turbine response as a function of the shear mean flow from data obtained with a turbine positioned at four locations in the cylinder wake. In addition, the knowledge of the transverse characteristics of the flow is required to better understand the turbine response.

The paper is organized as follows. The first part deals with the experimental set-up and a brief description of PIV velocimetry measurement technique and turbine effort measurements. Then, the POD mathematical method allowing the 3D reconstruction of the mean flow field is described and the mean flow results are analysed. The third part presents the turbine response as a function of different mean shear flow and results are discussed.

4.2.2 Experimental set up and measurements

The tests have been carried out in the wave and current circulating flume tank of IFREMER located in Boulogne-sur-mer (France). The test section is: 18 m long \times 4 m wide \times 2 m high. In this work, the three instantaneous velocity components are denoted (U, V, W) along the (X, Y, Z) directions respectively (Fig.4.18). Each instantaneous velocity component is separated into a mean value and a fluctuating part according to the Reynolds decomposition: $U = \bar{U} + u'$, where an overbar indicates the time average. The incoming flow generated by the flume tank far upstream from the wall-mounted cylinder is assumed to be steady and constant with $\bar{U}_\infty = 1$ m/s and $\bar{V}_\infty = \bar{W}_\infty = 0$ and with a turbulent intensity of $I_\infty = 1.5\%$.

The wall-mounted cylinder has an aspect ratio $A_R = \text{Width}/\text{Height} = 6$, as presented in Ikhennicheu et al. (2019c). It is representative of real-life conditions in Froude similitude and has the highest possible Reynolds number (see table 4.4). As there is no obstacle upstream of the cylinder, the upstream flow is a simple boundary layer developing over the tank floor. Hence the experimental cylinder represents a bump considerably higher than its neighbours, producing some coherent flow structures as it could be encountered in the Alderney Race for instance (Ikhennicheu et al. 2019b). For a cylinder height $H = 0.25$ m, this element represents a key bathymetric element in the area of interest, at a 1:20 scale. In the following, all the quantities are non-dimensionalized by dividing by the cylinder height and indexed by $*$. At the obstacle position, the boundary layer height δ^* is calculated as $\delta_{95}^* = z^* (\bar{U} = 0.95 \times \bar{U}_\infty)$, given $\delta^* = 1.3$.

Table 4.4 – *In-situ and experimental conditions (1:20 scale): U_∞ stands for the far upstream velocity, H for the rugosity height, D_b for the water depth, Re for the Reynolds number, F_r for the Froude number and D for the turbine diameter.*

	Scale	U_∞	H	D_b	$Re = \frac{HU_\infty}{\nu}$	$F_r = \frac{U_\infty}{\sqrt{gD_b}}$	D
	[-]	[m/s]	[m]	[m]	[-]	[-]	[m]
Alderney Race	1	5	5	40	2.5×10^7	0.25	$\simeq 15$
Flume tank	1/20	1	0.25	2	2.5×10^5	0.23	0.724

In previous works, the cylinder wake has been characterized from LDV and PIV

measurements (Ikhennicheu et al. 2019c). In this study, only the PIV database is used. This database is constituted of the 13 PIV measurement planes displayed on figure 4.18. These 13 PIV planes are repeated in the three transverse positions denoted y_0 , y_1 and y_2 and corresponding to $y^* = [0; 1; 2]$ respectively. The plane y_0 is the cylinder longitudinal plane of symmetry. The PIV frame rate is 15 Hz.

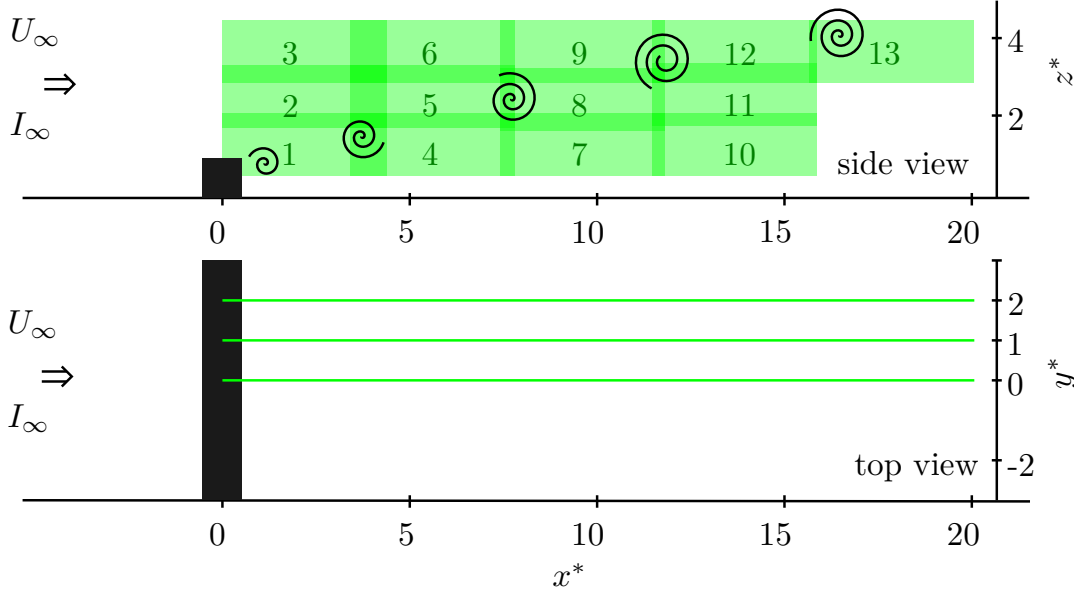


Figure 4.18 – Side and top views of the PIV measurement planes locations in the wake of the wall-mounted cylinder. Origin is taken at the middle of the bottom face of the cylinder.

Average velocity maps of \bar{U} and \bar{W} in planes y_0 , y_1 and y_2 are presented in figure 4.19. In these figures, the classical behaviour of the flow past a wall-mounted element can be observed: the flow separates at the leading edges of the cylinder into the outer steady region and the recirculation area downstream of the cube. A shear layer develops in-between and then the flow reattaches. The appearance of 3D effects mainly impacts planes for $y > y_1$: between y_0 and y_1 the recirculation length decreases by 8% and it decreases again by 18% between y_1 and y_2 . Maps of the average vertical velocity \bar{W} out of the symmetry plane indicate that the flow passing over the obstacle is similar in the 3 planes for $x^* < 2$. However, downstream of the cylinder, the flow is considerably redirected towards the floor for position y_2 with a large and intense $\bar{W} < 0$ zone. This database is used in section 4.2.3 for the 3D mean flow reconstruction.

A three-bladed horizontal axis turbine of diameter $D = 0.724$ m is positioned in the cylinder wake at mid-depth of the tank ($z^* = 4$) and at four different downstream positions $x^* = [4; 10; 16; 23]$, as presented on figures 4.20 and 4.21. This turbine has been developed at IFREMER and was first presented in Gaurier et al. (2017). The turbine blades are rigid and their open geometry is described in Gaurier et al. (2015). When the turbine is rotating, its speed is controlled and the blade pitch does not change. Each blade root is equipped with a specific load-cell including 5 different channels: 2 forces (F_{xi} and F_{yi}) and 3 moments (M_{xi} , M_{yi} and M_{zi} , $i = 1, 2, 3$). The torque (Q) and the thrust (T) applied on the main rotation axis are also measured. The rotation direction is depicted on schematic 4.20 with the angle $\theta = 0^\circ$ corresponding to the blade B1 at

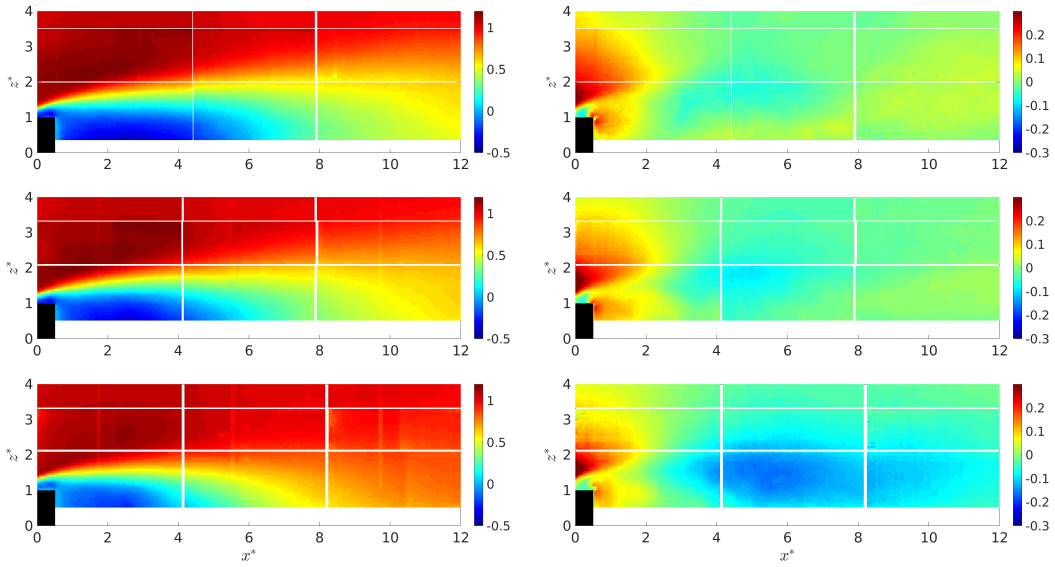


Figure 4.19 – \bar{U}/U_∞ (left) and \bar{W}/U_∞ (right) maps in plane y_0 (top), y_1 (middle) and y_2 (bottom). White parts indicate the different PIV measurement planes separation.

the top dead centre.

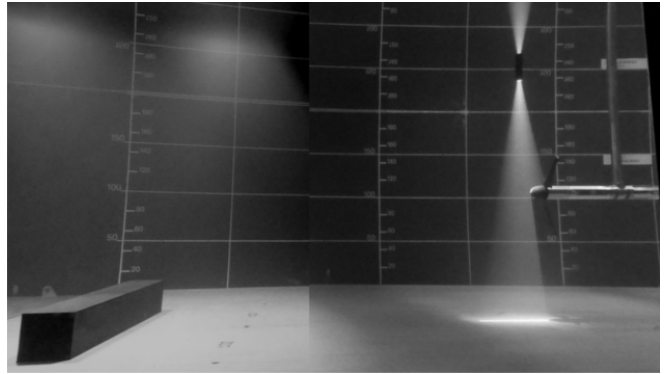
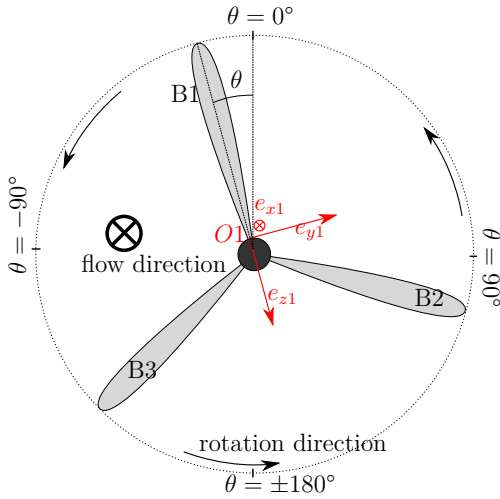


Figure 4.20 – Schematic of the turbine facing the flow with the angle of rotation θ orientation and the blade $B1$ coordinate system (left) and picture of the experimental set-up with the cylinder and the turbine located at $x^* = 10$ (right).

In this study, the turbine rotation will be considered at the nominal operating point, which is the point at which the output power is maximised. In the present set-up for which the TSR similitude is used, that point is at $TSR = 4$, as shown in Gaurier et al. (2015). It is reminded that $TSR = \frac{\Omega R}{U}$ with Ω the angular velocity and $R = D/2$ the turbine radius.

From these four turbine locations, it will be possible to investigate the turbine response as a function of the shear mean flow. This analysis will be facilitated by the reconstruction of both mean velocity components in the three dimensional space as presented hereafter.

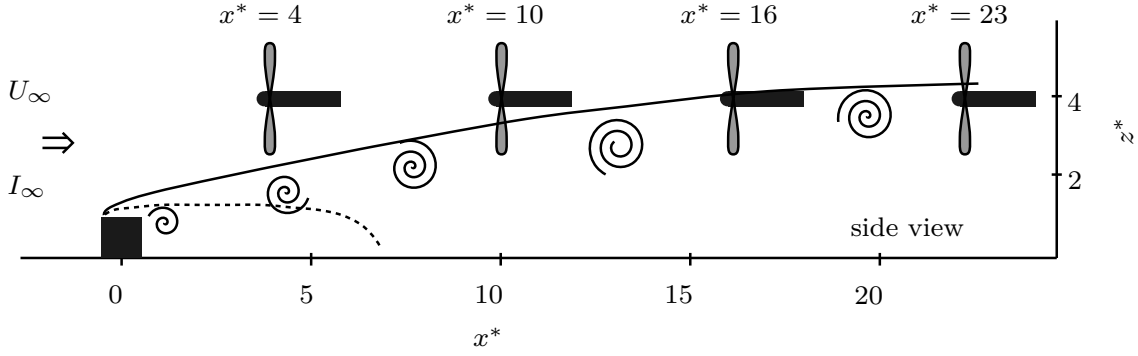


Figure 4.21 – Schematic representation of the experimental set-up with the cylinder and the turbine located at the four positions $x^* = [4; 10; 16; 23]$ in the cylinder wake extension. The black line stands for the wake extension: $\bar{U} = 0.9 \times \bar{U}_\infty$ and the dotted line represents the recirculation zone: $\bar{U} < 0$. The turbine is always centred at mid depth ($z^* = 4$).

4.2.3 3D Mean flow reconstruction

Based on 2D PIV measurement plane orthogonal to the main flow direction, previous works have reconstructed the 3D flow velocity field with the assumption of frozen turbulence via Taylor hypothesis (Ganapathisubramani et al. 2007). A more advanced technique called "snapshot optimisation" based on Proper Orthogonal Decomposition (POD) has been recently applied to a two orthogonal PIV plane measurement database to reconstruct the large scale structures of turbulent flow presenting a direction of homogeneity (wake, mixing layer, etc.) (Chandramouli et al. 2019). To reconstruct large scale flow structures of a jet, Hamdi et al. (2018) performed stereoscopic PIV measurements and applied POD to each of the measured plane. Then, by extracting the most energetic POD modes in each plane, the energetic flow structures are reconstructed in the volume study based on a POD interpolation. POD has been also used as a temporal interpolation tool to access the large scale flow dynamics of an in-cylinder engine flow (Druault et al. 2005) and to reconstruct spatial missing data (Bui-Thanh et al. 2004). This solves a linear equation established from partial observations for the desired flow field. In a similar way, Qamar et al. (2009) proposed an application of POD approach to a range of parameter values that permits to predict the mean flow field within a parameter set. From 2D PIV measurements performed in orthogonal measurement planes, Druault et al. (2007) obtained the 3D mean velocity field using POD method for in-cylinder engine flow.

Following previous works, POD is used here as a tool for reconstructing the mean velocity field in the 3D space by using 2D PIV velocity vectors obtained in several parallel planes. The purpose of POD applied to a discrete data set of a flow variable u is to decompose this data set as a linear combination of orthonormal eigenfunctions (spatial modes, denoted $\Phi^{(n)}(x, z)$) and associated temporal coefficients denoted $a^{(n)}(t)$:

$$u(x, z, t) = \sum_{n=1}^{N_{mod}} a^{(n)}(t) \Phi^{(n)}(x, z) \quad (4.4)$$

with N_{mod} the total number of POD modes. This decomposition is optimal in the sense that eigenfunctions contain as much energy as possible. When dealing with fluctuating

velocity field database, the energy corresponds to the turbulent kinetic energy which is mainly contained in the large scale flow structures. That permits the extraction of these flow structures from a combination of the first POD modes (the first mode reproducing the mean flow).

4.2.3.1 Reconstruction procedure of the mean velocity field

In the following, each measurement plane depicted on figure 4.18 is denoted p_i with i varying from 1 to 13. These planes are repeated three times for the three transverse positions (y_0 , y_1 and y_2) but always keep the same (x, z) coordinates whatever the transverse position. In each plane, $N_t = 2249$ instantaneous velocity vectors are obtained on a regular meshgrid of $(N_x \times N_z)$ points. The vectorial POD method is implemented in the mathematical procedure, simultaneously accounting for both velocity components. For clarity, the classical scalar POD method applied to u velocity component only is detailed below in 5 main steps:

1. The three instantaneous velocity fields $u^{p_i}(x, z, y_0, t)$, $u^{p_i}(x, z, y_1, t)$ and $u^{p_i}(x, z, y_2, t)$ are concatenated into a single matrix:

$$U = \begin{bmatrix} u^{p_i}(x, z, y_0, t) & u^{p_i}(x, z, y_1, t) & u^{p_i}(x, z, y_2, t) \end{bmatrix}$$

This matrix is of size $[N_x \times N_z, N_y \times N_t]$. The PIV measurements in planes y_0 , y_1 and y_2 are not obtained simultaneously and time variable t differs from one plane to another one.

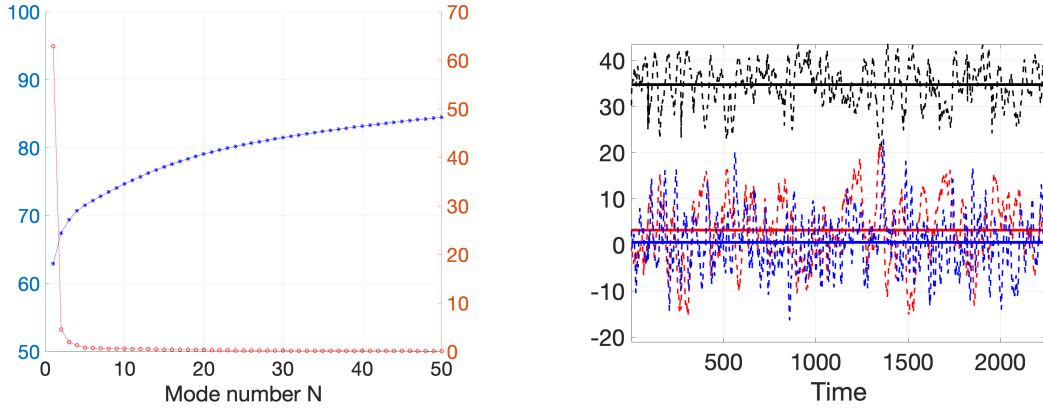
2. The classical POD is applied to matrix U . It allows to obtain $N_{mod} = N_x \times N_z$ POD spatial eigenfunctions $\Phi^{(n)}(x, z)$ of size (N_x, N_z) and N_{mod} POD temporal coefficients $a^{(n)}(t)$ of size $(N_t \times N_y)$ deduced from the projection of U onto $\Phi^{(n)}(x, z)$. These temporal coefficients are re-organized as follows:

$$\begin{bmatrix} a_0(y_0, N_t) & a_1(y_1, N_t) & a_2(y_2, N_t) \end{bmatrix}$$

with each vector a_i is of size N_t . POD leads to the following exact reconstruction, with $j \in [0 : 2]$:

$$u^{p_i}(x, z, y_j, t) = \sum_{n=1}^{N_{mod}} a_j^{(n)}(t) \Phi^{(n)}(x, z) \quad (4.5)$$

Figure 4.22a presents the POD energy convergence, limited to 50 (among the N_{mod} modes) to better see the convergence. The first POD mode contains about 63% of the total energy and high order POD modes superior to 5 contain less than 0.5%. An illustration of the time evolution of the first three temporal coefficients $a_0^{(n)}(t)$ with $n \in [1 : 3]$ is displayed in figure 4.22b. In this figure, the time average of each coefficient is also represented as a line. The mean values $\overline{a_i^{(n)}}$ converge quickly to zero value as mode number n increases confirming that high order POD modes are linked to the fluctuating part of the velocity field. The first 5 spatial eigenfunctions are plotted in figure 4.23. It is observed that for $n \geq 5$, spatial eigenfunctions $\Phi^{(n)}(x, z)$ are more noisy suggesting that they are more related to the fluctuating velocity field.



(a) Mode energy convergence, expressed in percentage value. Blue: cumulative POD mode content $\sum_{i=1}^N \lambda^{(i)} / \sum_{n=1}^{N_{mod}} \lambda^{(n)}$ (left y-axis). Red: POD mode energy content $\lambda^{(N)} / \sum_{n=1}^{N_{mod}} \lambda^{(n)}$ (right y-axis).

(b) Time evolution of the first three POD coefficients $a_0^{(n)}(t)$ in plane y_0 . POD mode number n varying from 1 to 3: 1 (black), 2 (red) and 3 (blue).

Figure 4.22 – POD of measurement plane #1 results.

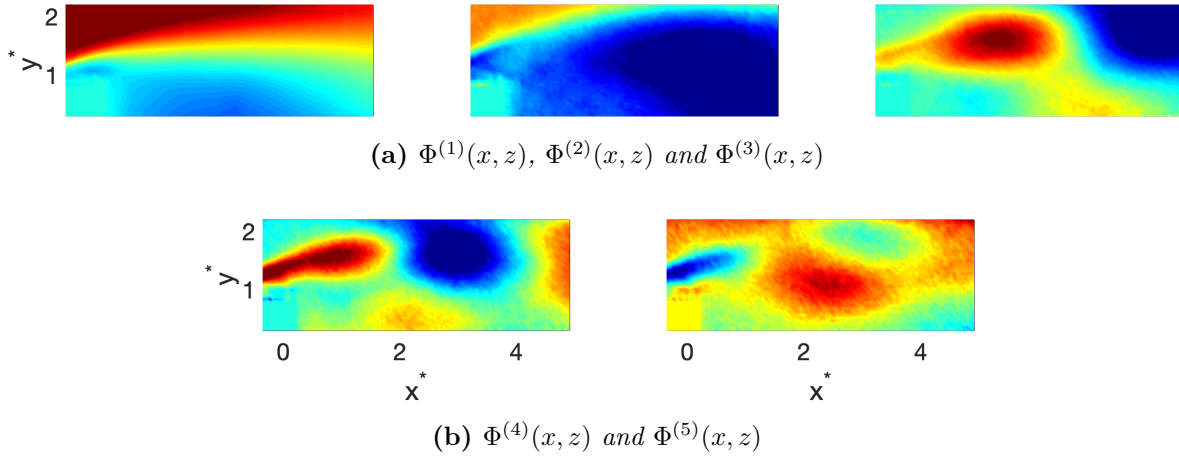


Figure 4.23 – First five spatial POD modes for plane #1. The colormap is from -0.04 (blue) to 0.03 (red)

3. The mean velocity flow field is computed in each transverse section y_i . This part consists in determination of the number $M < N_{mod}$ satisfying:

$$\overline{U(x, z, y_i)} = \sum_{n=1}^M \overline{a_i^{(n)}} \Phi^{(n)}(x, z)$$

whatever y_i plane. The M parameter sensitivity has been studied by comparing the reconstructed mean velocity fields inside the volume to the 2D mean velocity fields coming from the measurements. For each p_i plane ($i \in [1 : 13]$) there was no difference between $M = 5$ and $M = 6$ or even between $M = 4$ and $M = 5$ for some of the planes. In this last case, keeping $M = 5$ instead of $M = 4$ does not change the reconstruction stage because the average value of the fifth POD coefficient is close to zero (lower than 10^{-3}). Finally, $M = 5$ seems to be a good compromise to retrieve the classical mean flow in each of the three measurements

plane.

4. The POD temporal coefficients are spatially interpolated along the transverse direction. For this study, the interpolation is performed between the three PIV measurement planes. After calculating the mean of the POD coefficients, for each POD mode number varying from 1 to M , the temporal coefficients are interpolated (cubic spline interpolation) at any y location between y_0 and y_2 that is $y^* \in [0 : 2]$. They are denoted $\overline{a^{(n)rec.}(y)}$.
5. It is then possible to reconstruct the mean flow in the 3D space from the following equation:

$$\overline{U(x, y, z)} = \sum_{n=1}^M \overline{a^{(n)rec.}(y)} \Phi^{(n)}(x, z). \quad (4.6)$$

A previous study showed that the mean transverse velocity is of zero value in the symmetrical plane y_0 (Ikhennicheu et al. 2019c) and it is expected that both other mean velocity components are symmetrical with respect to the symmetrical y_0 -axis of the cylinder. Then, applied this symmetrical condition, the mean flow field is reconstructed within the interval $y^* \in [-2 : 2]$.

The interest of such reconstruction procedure is that only the mean POD coefficients are space-interpolated and original spatial POD eigenfunctions $\Phi^{(n)}(x, y)$ remain the same.

4.2.3.2 Mean flow reconstruction

The same procedure is conducted for each of the 13 available PIV planes in each transverse section y_0 to y_2 (figure 4.18). Figure 4.24 illustrates this reconstruction for selected areas along the x -axis.

For figures 4.24a and 4.24d, the reconstruction of $\overline{U(x, y, z)}$ and $\overline{W(x, y, z)}$ is obtained from database in measurement planes #1, #2 and #3, that is for $x^* \in [-0.5 : 4.5]$. The centre figures 4.24b and 4.24e corresponds to measurement planes #7, #8 and #9, that is for $x^* \in [7.8 : 12.5]$ and the right figures 4.24c and 4.24f are related to measurement planes #10, #11 and #12, that is for $x^* \in [10.8 : 15.5]$ (see figure 4.18 for planes numbering). A similar colormap is used for each velocity component. In the near wake, a recirculation area downstream the cylinder is observed. This recirculation area is still visible for $x^* > 8$ (centre graph) for the \overline{U} velocity component. This area is more intense around the symmetrical y_0 -axis. It is also quite interesting to note the \overline{U} acceleration at the top of the shear layer. Moreover, the magnitude of the \overline{U} decreases as we move downstream from the cylinder, along the same height $z^* \simeq 4$.

On the other hand, the edge effects of the cylinder are clearly visible when looking at the \overline{W} velocity component. Downstream of the cylinder, the flow is considerably redirected towards the floor at the limit of the transverse domain $y^* \simeq \pm 2$ with a large and intense $\overline{W} < 0$ zone.

To further investigate the mean flow field and especially the shear flow, figure 4.25 represents the reconstructed \overline{U} and \overline{W} components in the streamwise sections where the turbine will be positioned. The inflow that the turbine will encounter is emphasized by the representation of the blades swept area (dashed lines). Table 4.5 indicates the range of variation of the mean streamwise velocity component \overline{U} and of the 2D turbulent

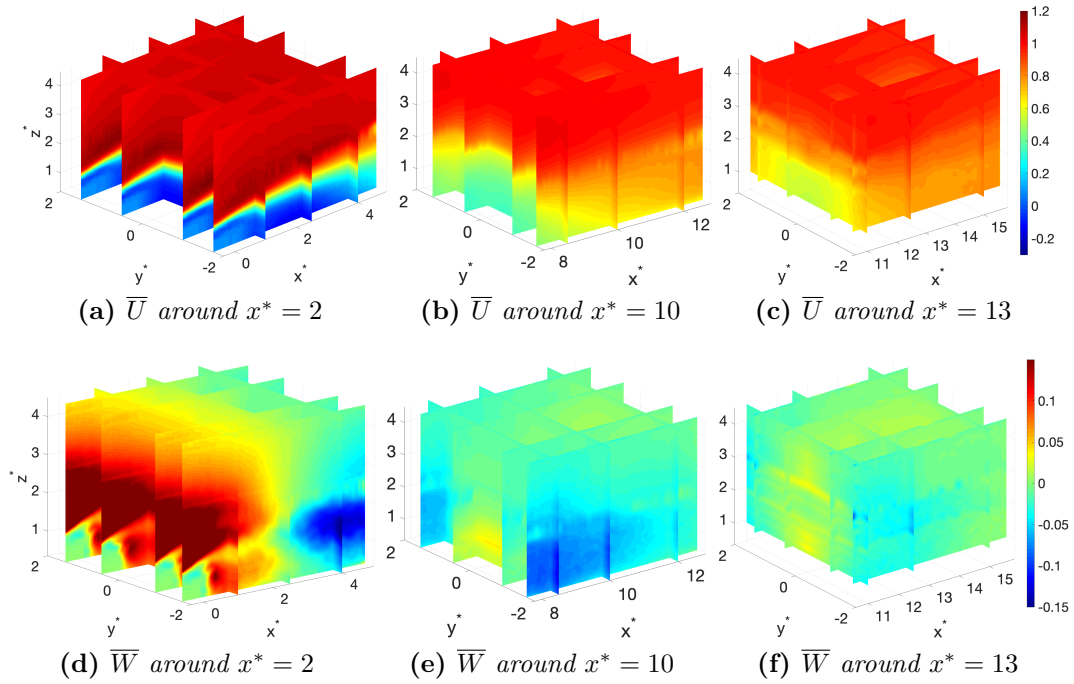


Figure 4.24 – Illustration of the 3D reconstruction of both mean velocity components at different position in the wake of the obstacle

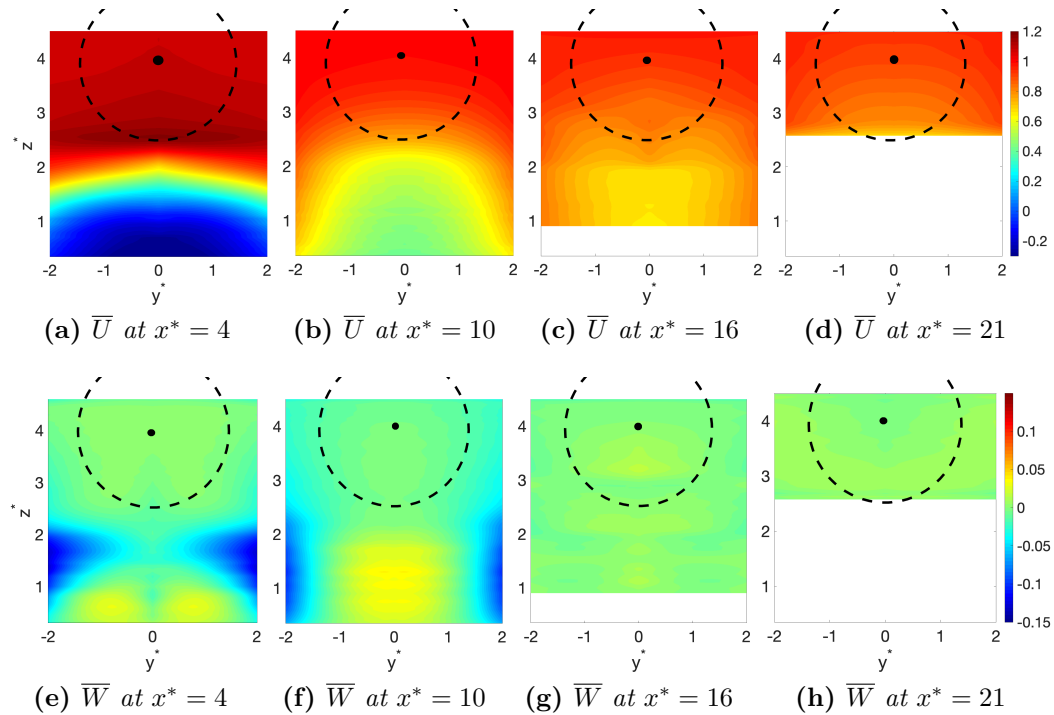


Figure 4.25 – Mean streamwise \bar{U} (top) and spanwise \bar{W} (bottom) velocity components in each streamwise section under interest. Dashed lines depict the turbine blades swept area. Note that the last section of the reconstructed velocity volume is $x^* = 21$ whereas the last turbine position is $x^* = 23$.

kinetic energy $k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$, along the z direction between the bottom tip ($z^* = 2.5$) and the top tip ($z^* = 5$) of the rotor, for the four downstream locations.

Table 4.5 – Range of variation of the mean streamwise velocity component \overline{U} and of the normalized 2D turbulent kinetic energy $k^* = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{w'^2}) / U_\infty^2$, along the z direction (and at $y^* = 0$) between the bottom tip ($z^* = 2.5$) and the top tip ($z^* = 5$) of the rotor, for the four downstream locations.

x^*	\overline{U}_{top} [m/s]	\overline{U}_{bottom} [m/s]	k_{top}^* ($\times 10^{-3}$)	k_{bottom}^* ($\times 10^{-3}$)
4	1.07	1.18	5.4	14.5
10	1.01	0.78	1.7	51.0
16	0.98	0.76	1.7	30.0
21	0.99	0.72	4.0	17.5

In each position, the main shear is observed along the vertical direction for the \overline{U} component. The \overline{W} component is not subjected to noticeable shear compared to the other velocity component. For $x^* = 4$ (in the near wake), \overline{U} is maximal at the bottom of the turbine swept area: 1.18 m/s against 1.07 m/s at the top tip of the rotor. The shear is inverted due to the acceleration caused by the obstacle blockage, compared to the shear observed in other streamwise locations. Indeed, as we move downstream, the flow is dissipated and the bottom of the turbine will be subjected to low \overline{U} velocity compared to the one imposed at the top tip of the turbine (table 4.5). Moreover, when going downstream, the magnitude of the mean \overline{U} component is reduced. Note that the vertical turbulent kinetic energy gradient observed on table 4.5 may also have some effects on the turbine performance. In this study however, the 2D turbulent kinetic energy is only available along a z -line and the 3D kinetic energy may vary in the rotor swept area as well. Future studies have to be carried out to investigate such an effect. Based on the knowledge of the mean flow velocity field in the whole volume of study, the effect of the mean shear flow onto the blade root force of the turbine can be examined.

4.2.4 Shear flow effect on turbine blade root force

On figure 4.26 is displayed a temporal extract of F_{x1} , for the 4 positions of the turbine. For the first position ($x^* = 4$), the fluctuations F'_{x1} around the time average value $\overline{F_{x1}}$ are always lower than 5 N. From the second position ($x^* = 10$), large amplitude peaks are visible, which can locally reach several tens of N. The number of these peaks increases with the distance to the cylinder: 3 to 4 in 20 s for $x^* = 10$ and about 15 for $x^* = 23$. In addition, these forces clearly show periodic fluctuations at the rotation frequency. When a vortex passes, the amplification of these periodic fluctuations is due to the instantaneous increase of the shear in the velocity profile. This phenomena will have a significant impact on the structural fatigue of the blades, when occur at real scale.

$\overline{F_{x1}}$ is higher for $x^* = 4$, comparing to $x^* = 23$ with decreasing values when increasing the distance. The statistical values measured for F_{x1} are given in table 4.6 for the 4 positions of the turbine. These values confirm the decreasing of the time average when the distance increases, from 65 N to 54 N respectively for $x^* = 4$ and $x^* = 23$. In

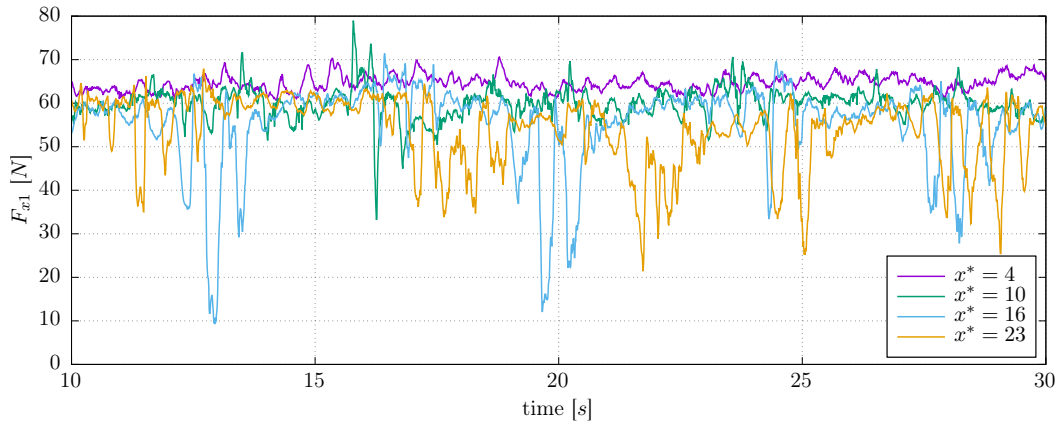


Figure 4.26 – F_{x1} temporal extract for the 4 positions of the turbine in the wake of the cylinder

addition, the standard-deviation is maximum at $x^* = 16$, with $\sigma(F_{x1}) = 9$ N. However, because the standard-deviation disables to properly show the large peaks observed on figure 4.26, minimum and maximum are added to the table 4.6 as well. The largest amplitudes between minimum and maximum are reached for $x^* = 10$ and $x^* = 16$ with 73 N for both distances. For $x^* = 23$, the difference between minimum and maximum is 57 N.

Table 4.6 – Streamwise component of the reconstructed velocity spatially averaged over the turbine swept area \bar{U} and time average, standard-deviation, minimum and maximum of F_{x1} for the 4 positions of the turbine in the wake of the cylinder. Values are expressed in m/s for U and in N for F_{x1} . Note that the last section of the reconstructed velocity is $x^* = 21$ whereas the last turbine position is $x^* = 23$.

x^*	\bar{U}	$\overline{F_{x1}}$	$\sigma(F_{x1})$	$\min(F_{x1})$	$\max(F_{x1})$
4	1.09	64.7	1.8	59.0	74.5
10	0.98	59.6	5.1	8.3	81.3
16	0.93	55.0	9.0	1.6	74.6
21/23	0.89	53.6	8.3	14.6	71.4

These remarks on the blade B1 root force are in agreement with the reconstructed average velocities displayed on figure 4.25 and given on tables 4.5 and 4.6. The average velocity is the highest at $x^* = 4$ and then decreases with the distance. This mainly explains the previously described evolution of the time average $\overline{F_{x1}}$ with the distance. Furthermore, as previously noticed the velocity gradient perceived by the turbine is reversed between position $x^* = 4$ and the three others: the lowest velocities are located in the bottom part of the rotor swept area for positions $x^* = 10$ to $x^* = 23$, whereas these are the highest velocities for position $x^* = 4$. This shear is responsible of the periodic component already noticed on F_{x1} , at the rotation frequency. From the shear, vortices are emitted and pass through the blade swept area. They locally and shortly amplify the vertical velocity gradient perceived by the blades, creating larger peaks. Because the gradient is inverted between $x^* = 4$ and the three other positions, these peaks tend to be positive for $x^* = 4$ and are mainly negative for the other positions.

Finally, the amplitude of these peaks depends on the distance to the cylinder: for $x^* = 4$ vortices are mainly under the rotor swept area whereas they start to reach the blade from $x^* = 10$.

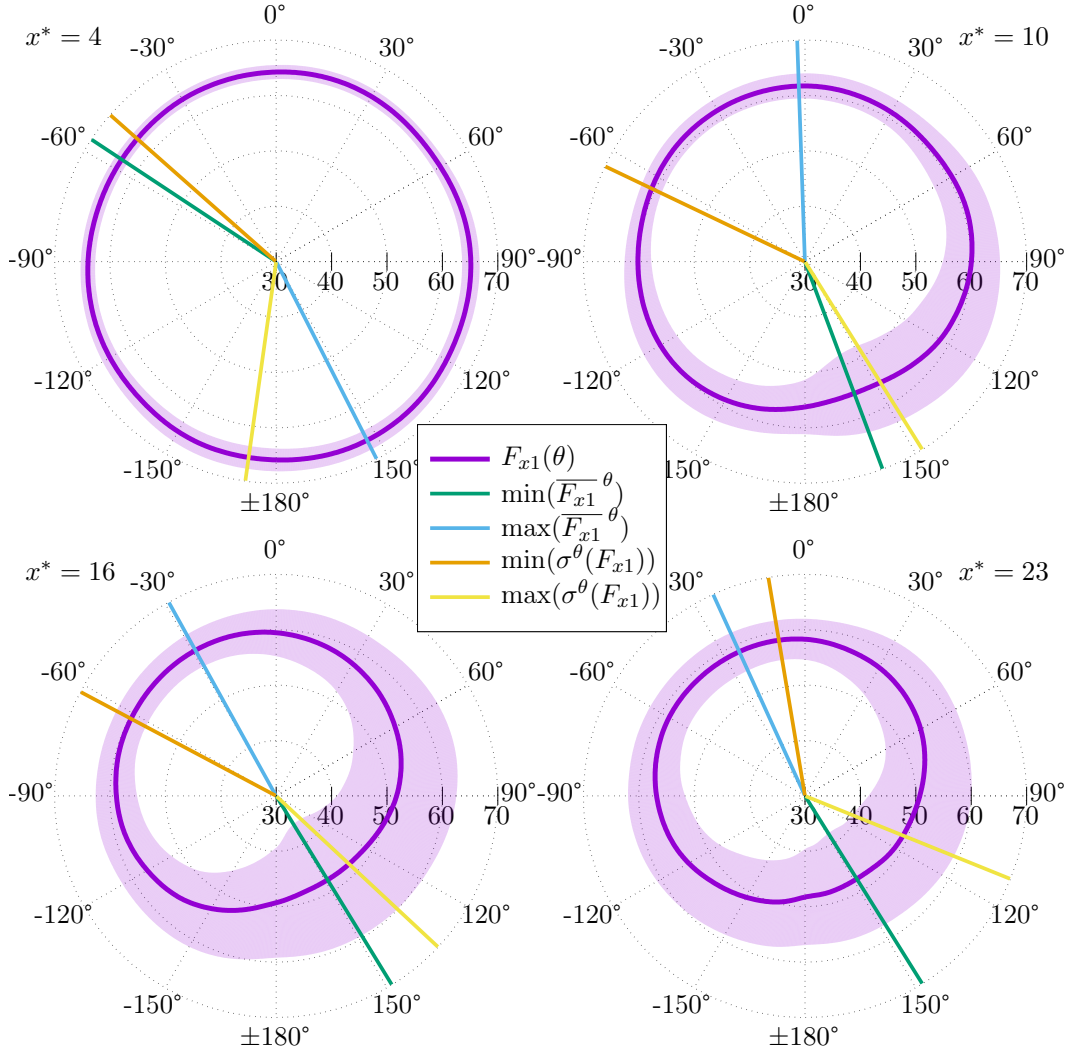


Figure 4.27 – Angular phase average $\overline{F_{x1}}^\theta$ and standard-deviation $\sigma^\theta(F_{x1})$ of blade B1 force F_{x1} for the 4 turbine positions in the wake of the cylinder, with their corresponding minima and maxima angles. Values are expressed in N.

In order to better understand the effect of the shear on the turbine blades, we propose to study the angular load distribution. On figure 4.27 are displayed the angular phase average $\overline{F_{x1}}^\theta$ and standard-deviation $\sigma^\theta(F_{x1})$ of the force F_{x1} for the 4 positions of the turbine ($\theta = 0^\circ$ corresponds to blade B1 at the top dead centre as shown on figure 4.20). Corresponding forces for blades B2 and B3 are not displayed in this figure for clarity reasons and because their results are very similar to blade B1, with $\pm 120^\circ$ difference. Furthermore, the angular positions of the maxima and minima of both these quantities are shown on this figure with coloured lines. They are given in table 4.7 as well with their corresponding force values.

As already observed on figure 4.26, the highest average is reached when the turbine is positioned at the closest location to the obstacle: $x^* = 4$. For this position, $\overline{F_{x1}}^\theta$

Table 4.7 – Angles of the minima and maxima of the angular phase average $\overline{F_{x1}}^\theta$ and standard-deviation $\sigma^\theta(F_{x1})$ of the blade B1 force F_{x1} for the 4 turbine positions. Angles are expressed in degree and values are expressed in N.

x^*	$\min(\overline{F_{x1}}^\theta)$		$\max(\overline{F_{x1}}^\theta)$		$\min(\sigma^\theta(F_{x1}))$		$\max(\sigma^\theta(F_{x1}))$	
	angle	value	angle	value	angle	value	angle	value
4	-57	63.4	154	66.2	-49	1.2	-171	2.1
10	160	55.4	-2	61.7	-65	1.9	148	7.8
16	149	47.8	-29	60.0	-62	3.0	133	11.9
23	148	47.6	-25	58.6	-10	3.6	112	9.9

is rather homogeneously distributed versus the turbine angle: the minimum is 63.4 N for $\theta = -57^\circ$ and the maximum is 66.2 N for $\theta = 154^\circ$. On the contrary, the lowest averaged is observed for the highest distance: $x^* = 23$. For this last position, the minimum is 47.6 N for $\theta = 148^\circ$ and the maximum is 58.6 N for $\theta = -25^\circ$. The difference between maximum and minimum is then 11 N. However, because the turbine rotation is $TSR = 4$, one rotation cycle lasts 0.58 s. That means during each turbine rotation cycle, or every 0.58 s, the variation amplitude of the phase average $\overline{F_{x1}}^\theta$ is 11 N. This difference is even higher for position $x^* = 16$ (figure 4.27) with more than 12 N. Accounting for the time-average given in table 4.6, $\overline{F_{x1}} = 55$ N, which gives angular variations higher than 20 % of the time average for this position. Such cyclical force variation in a quite short time can affect the blade and rotor fatigue (Davies et al. 2013; Suzuki et al. 2018). In addition, the angular position of the minima and maxima of the average force is different between the first position and the others. Maxima are around $\theta = -30^\circ$ and minima are at the opposite direction, i.e. around 150° , for $x^* = 10, 16$ and 23. For position $x^* = 10$, maximum and minimum angles are not really accurate because the angular gradient is smoother and less pronounced than the ones for the two last positions. However, minimum is obtained at about -60° and maximum at about 150° for the first position. This result is in opposition to the three other positions. This remark can be explained by the reconstructed streamwise velocity component gradient presented previously on figure 4.25 and table 4.5, where the bottom part of the turbine swept area is marked by the highest velocities for position $x^* = 4$ and by the lowest ones for the other positions. According to these results, it would have been expected that minimum and maximum angles should have been 0° and 180° (respectively 180° and 0° for $x^* = 10, 16$ and 23). According to these results, a phase delay of about -30° is clearly noticeable in this study.

On the contrary to the average, the standard-deviation of the F_{x1} force tends to increase with the distance to the obstacle. For the first position, it stays quite low with a maximal value of 2.1 N at $\theta = -171^\circ$. The highest value is reached at the position $x^* = 16$ with 11.9 N at $\theta = 133^\circ$. For every position, the maximum of the standard-deviation is always between 180° and 120° , i.e. around $\theta = 150^\circ$. Again, this can be explained by the location of the strongest velocity gradient as seen on figure 4.25 and table 4.5 with the reconstructed velocity, which is always at the bottom part of the turbine swept area, accounting for the -30° phase delay previously observed for the average load evolution. Such phase lag is already experimentally noticed by other authors when turbine is submitted to a vertically sheared flow, e.g. by Ahmed et al.

(2017) and Payne et al. (2018) for real-scale and model-scale tidal turbines respectively. According to Gao et al. (2020) who recently observed the same phenomenon on a large-scale wind turbine, this phase lag is due to rotational effects. Finally, Shen et al. (2011) numerically studied the azimuthal fluctuating loads of a wind turbine arisen from wind shear. They attributed such a phase lag to an asymmetry of wake structure of the blade. Indeed, the velocity shear creates additional fluctuation of the force when the blade goes through it, due to a temporary change in the flow regime and in the effective angle of attack of the blade profile. Further investigations on this subject seem however to be required.

4.2.5 Conclusion

This study presents some results from an experimental campaign focused on the behaviour of a three-bladed horizontal axis tidal turbine model submitted to a turbulent flow generated by the wake of a generic wall-mounted obstacle. This obstacle is representative of the bathymetric variations encountered in the Alderney Race. Previous studies showed that large scale turbulent structures can be periodically shed in the wake of such obstacles, with a size comparable to the diameter of the turbine model. The turbine is successively positioned at four downstream locations in the wake of the cylinder. However, to understand the turbine results better, it is necessary to accurately characterize this turbulent flow out of the symmetry plane.

A velocity reconstruction method is proposed in this paper using the POD applied on both velocity components of several 2D PIV planes measurements, initially performed without the turbine. This reconstruction method enables the mean flow field as well as its associated shear to be accessed in the wake of the obstacle and in the three dimensional space. The method is constituted of the following steps:

1. the POD is processed on the velocities to obtain the spatial eigenfunctions and temporal coefficients,
2. the first temporal coefficients are spatially interpolated along the different transverse measurement positions,
3. the mean flow is finally reconstructed from the interpolated temporal coefficients associated with their corresponding eigenfunctions, on the volume of interest.

The interest of this method mainly lies in the interpolation of a finite number of temporal coefficients only. Some details appear more clearly downstream from the obstacle: e.g. the recirculation area, the streamwise acceleration at the top of the shear layer, the decrease of the streamwise component of the velocity at mid-depth or the edge effects of the obstacle from the spanwise component of the velocity. From the reconstructed volume, the four streamwise sections corresponding to the four turbine locations can be extracted. The shear flow can eventually be characterized: it is mainly observed along the vertical direction and for the streamwise component only. For the first turbine position, the velocity is maximal at the bottom of the turbine. On the contrary, for the other positions, the bottom of the turbine is subjected to the lowest velocity.

The effect of such velocity gradients is observed on the turbine blade root force analysis. The presence of the shear associated with flow structures creates a periodic fluctuation in this load at the rotation frequency. Furthermore, when a vortex passes through the turbine swept area, the instantaneous increase of the shear amplifies this

periodic fluctuation creating large amplitude peaks. This phenomenon is stronger and more frequent when the distance of the turbine to the obstacle increases. The angular distribution of the phase-average force has been shown to be non homogeneous. As observed on the reconstructed shear velocity, the highest average is reached close to the bottom for the first position and close to the top for the three other positions. However, these top and bottom positions of the blades are not at 0° and 180° as expected, but appear with a phase delay of about -30° . This phase lag requires additional investigations to understand its origin better, but seems to be linked to rotational effects and to an asymmetry of the wake structure of the blade. The difference between the phase average maximum and minimum of this blade force during a turbine rotation cycle is higher than 10 N for the two furthest turbine locations. With a time average of about 50 N, that means about 20 % of average variation for every rotation cycle. Such force variations due to velocity shear will have significant consequences in terms of blade fatigue.

The corresponding raw data are available on the SEANOE platform (Ikhennicheu et al. 2019d).

4.3 Détermination de la réponse spectrale de l'hydrolienne

Afin de mieux comprendre les conséquences sur les efforts en pied de pale des phénomènes physiques mis en jeu dans ces écoulements particuliers, on s'intéresse à présent à la détermination de leur réponse spectrale. Dans les travaux présentés en 2018 sur le même jeu de données, GAURIER et al. (2018b) avait comparé les coefficients de corrélation croisée obtenus entre les paramètres de l'hydrolienne (couple ou poussée) et la vitesse extraite à partir du champ PIV sur un point ou une ligne verticale. La vitesse extraite sur la ligne verticale, d'une longueur correspondante au diamètre du rotor, était d'abord moyennée en espace le long de cette ligne (figure 4.28a). Le point était situé à la même distance du rotor que la ligne, c'est à dire $x/D \simeq -0,2$, au centre de celle-ci donc au centre du rotor, immédiatement devant le nez. La comparaison des coefficients de corrélation croisée ainsi obtenue a montré de meilleurs résultats avec la vitesse extraite à partir de la ligne verticale (amélioration de près de 20 % sur la valeur de la corrélation) en comparaison avec celle provenant du point central. Cependant, le moyennage spatial effectué sur la ligne verticale avant l'extraction temporel est discutable. En particulier, il a été constaté dans ces travaux que la pente de la densité spectrale de puissance des vitesses est différente entre la ligne et le point (figure 4.28b) : une loi de puissance classique en $-5/3$ est observée sur le spectre de la vitesse issue du point alors que cette pente est différente pour la vitesse issue de la ligne. Par ailleurs, la restriction à la position centrale du point de mesure, au centre devant le nez de la machine, peut être remise en question au regard de la dimension du champ PIV acquis.

C'est la raison pour laquelle nous avons cherché s'il existait une position optimale dans le choix du point pour l'extraction de la vitesse, dans le but de connaître la réponse spectrale des efforts en pied de pale. Nous avons ainsi tracé la cartographie du maximum de corrélation croisée entre les vitesses u mesurées dans le champ PIV et l'effort de traînée F_{x1} de la pale 1, pour les quatre positions de l'hydrolienne derrière l'obstacle et quand celle-ci tourne à $TSR = 4$. Ces cartographies sont présentées sur la figure 4.29.

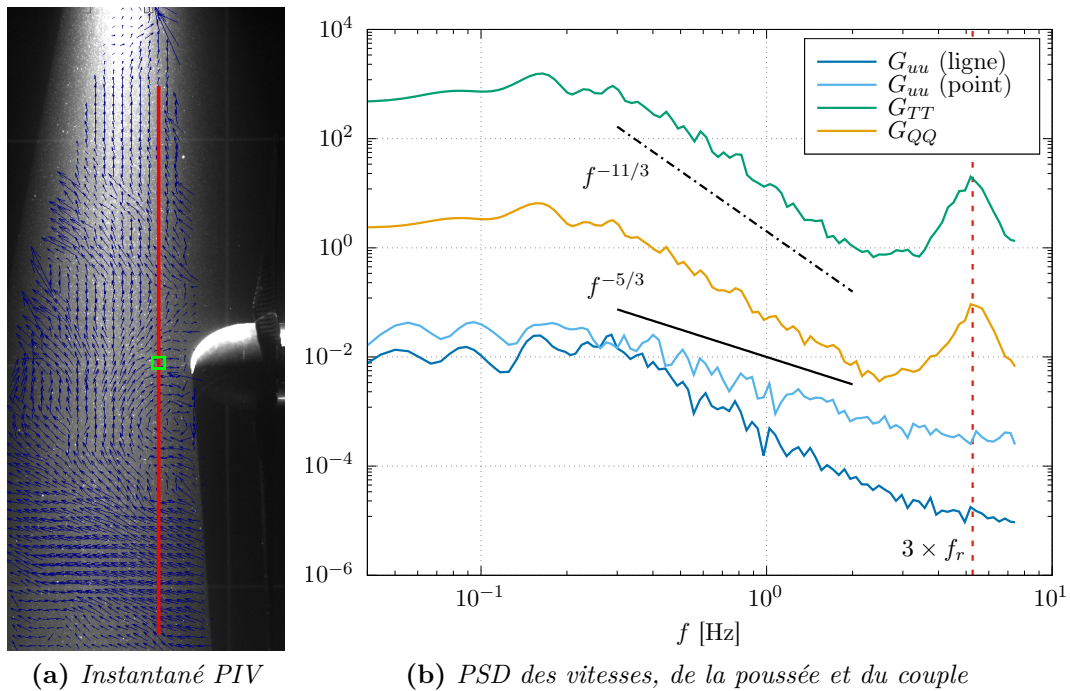


Figure 4.28 – Image enregistrée pendant l’acquisition PIV superposée au champs de vitesse fluctuante (u' ; w') correspondant à un instant donné, quand l’hydrolienne tourne à $TSR = 4$ et est positionnée à $x^* = 16$. La ligne rouge et le point vert correspondent aux positions auxquelles les vitesses ont été extraites. La densité spectrale de puissance (PSD) est présentée pour le même essais et pour les vitesses u extraites sur la ligne et le point ainsi que pour la poussée T et le couple Q du rotor. f_r désigne la fréquence de rotation de la machine correspondante à $TSR = 4$.

Une comparaison des cartographies obtenues entre les quatre positions montre une nette différence entre les deux positions les plus proches de l’obstacle et les deux autres plus lointaines. Pour $x^* = 4$ et $x^* = 10$, les valeurs des corrélations ne dépassent pas 0,5 et celle-ci sont restreintes à des zones relativement petites. Pour $x^* = 16$ et $x^* = 23$, plus de la moitié inférieure du champ PIV est corrélée positivement, avec des valeurs dépassant 0,5. On note également, pour ces deux positions, une corrélation faiblement négative dans la partie supérieure du champ, en particulier pour $x^* = 16$. Cette particularité peut être expliquée par l’asymétrie verticale des vitesses déjà observée et décrite en section 4.1.3.1, liée au passage des structures tourbillonnaires provenant de l’obstacle. Le maximum spatial de ces cartographies de corrélation est indiqué par un cercle noir. La position verticale de ces points varie de manière significative entre les quatre positions, passant de $z/D = -0,5$ pour $x^* = 4$ à $z/D = 0$ pour $x^* = 23$. En ce qui concerne la position $x^* = 16$, on remarque que ce point se situe à $x/D = -0,35$ et légèrement en dessous de $z/D = 0$. On note d’ailleurs une chute de la corrélation juste devant le nez du rotor ($z/D = 0$ et $x/D \geq -0,2$), ce qui peut expliquer la différence de 20 % entre les corrélations obtenues avec la ligne verticale et le point, présentée précédemment et dans GAURIER et al. (2018b).

L’extraction temporelle de la composante u de la vitesse pour chacun de ces points permet le calcul de la densité spectrale de puissance (PSD). Ces PSD sont présentées sur la figure 4.30 pour les quatre positions. D’après ces spectres, on constate que le niveau

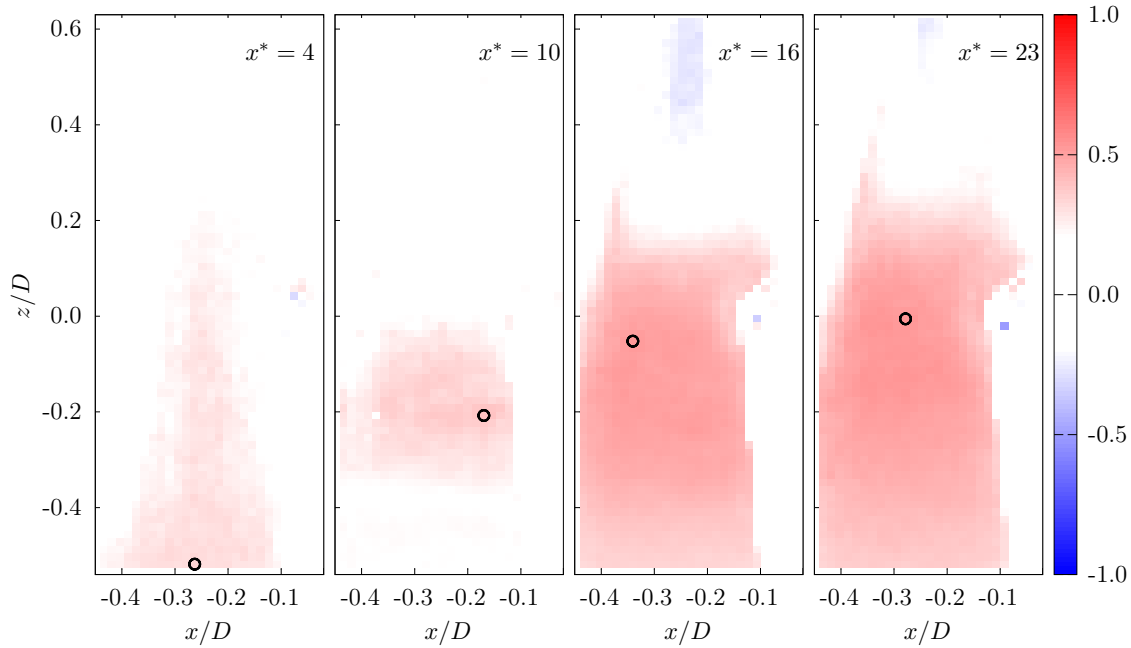


Figure 4.29 – Cartographie du maximum de la corrélation croisée entre la traînée de la pale 1 F_{x1} et la composante u du champ de vitesse PIV quand la turbine tourne à $TSR = 4$. La position de la corrélation la plus élevée est indiquée par un cercle noir. Les valeurs correspondantes sont 0,33, 0,39, 0,52 et 0,53 respectivement pour $x^* = 4$ à $x^* = 23$.

d'énergie des basses fréquences augmente avec la distance à l'obstacle, jusqu'à la position $x^* = 16$. Pour la position $x^* = 23$, ce niveau d'énergie se situe à une valeur intermédiaire entre les positions $x^* = 10$ et $x^* = 16$. Pour les fréquences supérieures, on remarque une décroissance des amplitudes en loi de puissance $-5/3$, dans la zone inertielle. La PIV étant échantillonnée à 15 Hz, cette zone inertielle est relativement courte. Les plus hautes fréquences montrent un pic de faible amplitude et d'une fréquence autour de 5 Hz, sans doute lié à la vibration du mât supportant le laser. Enfin, la zone des fréquences correspondante au passage des structures tourbillonnaires ($f \simeq 0,2$ Hz), déjà décrite à la section 4.1.3.3, est bien visible pour les deux positions les plus éloignées de l'obstacle.

Un calcul identique des PSD de l'effort de traînée mesuré au pied de la pale 1 F_{x1} est présenté sur la figure 4.31. Ces données sont acquises simultanément et de manière synchronisée avec les mesures de la PIV. Elles ont, de plus ici, été rééchantillonnées à la même fréquence que la PIV (15 Hz). De la même manière que pour la vitesse, sur ces spectres, on observe une augmentation du niveau d'énergie des basses fréquences à mesure que l'hydrolienne s'éloigne de l'obstacle. En ce qui concerne la dernière position ($x^* = 23$), le spectre présente des valeurs sensiblement similaires à celles obtenues pour $x^* = 16$. Comme pour les spectres déjà présentés à la figure 4.16, la décroissance visible sur la gamme de fréquences correspondantes à la zone inertielle suit une loi de puissance en $-11/3$. Cette décroissance est toutefois interrompue par la présence du pic à la fréquence de rotation ($f_r = 1,8$ Hz) qui est bien marqué sur les quatre spectres. Ce pic est directement lié aux moyennes de phase présentées sur la figure 4.27, pour lesquelles on a montré une variation cyclique des efforts F_{x1} , en relation avec le cisaillement vertical de la vitesse du courant. Les harmoniques 2 et 3 sont également visibles, en particulier

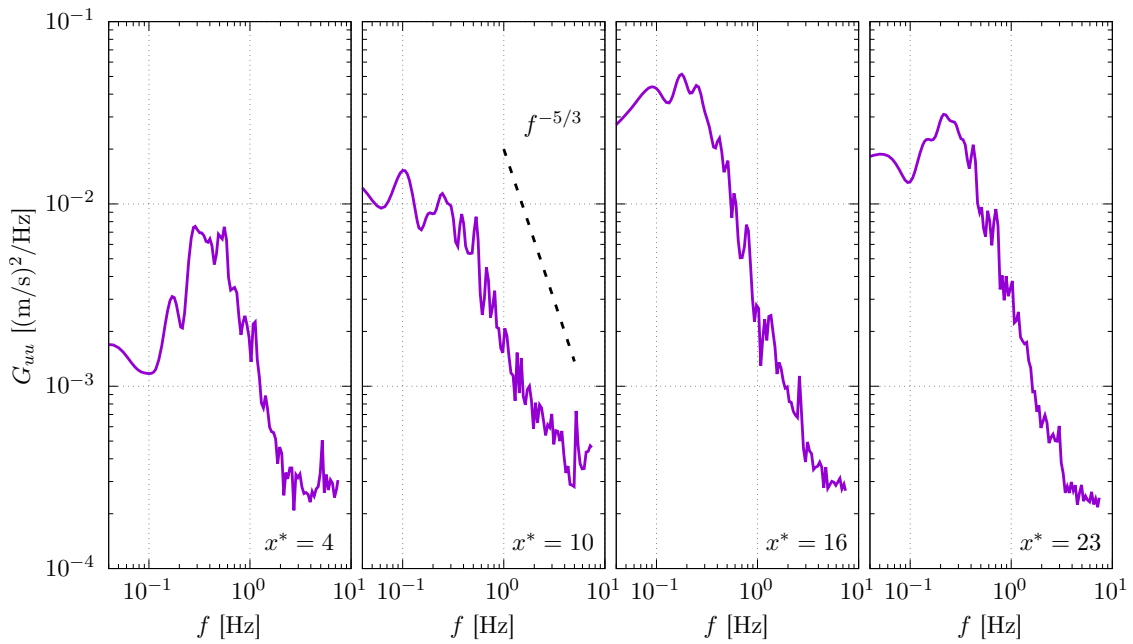


Figure 4.30 – Densité spectrale de la vitesse du courant mesurée à l'emplacement indiqué par le cercle noir sur la figure 4.29, pour les 4 positions de l'hydrolienne derrière l'obstacle et quand celle-ci tourne à $TSR = 4$.

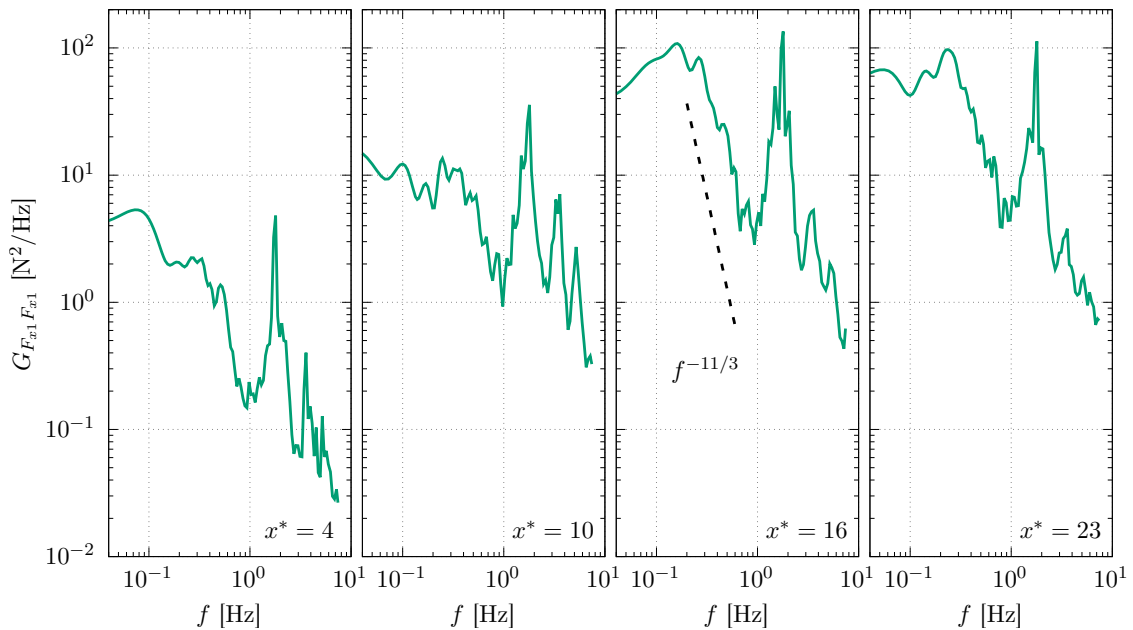


Figure 4.31 – Densité spectrale de l'effort de traînée de la pale 1 F_{x1} , pour les 4 positions de l'hydrolienne derrière l'obstacle et quand celle-ci tourne à $TSR = 4$.

à la position $x^* = 10$, avec des amplitudes plus faibles.

À partir des densités spectrales de puissance présentées et du co-spectre de u et F_{x1} , il est possible de calculer les fonctions de cohérence correspondantes en utilisant la formule 4.3. Ces fonctions de cohérence sont présentées sur la figure 4.32, pour les quatre positions de la turbine. Elles sont globalement assez similaires. Elles montrent toutes

des valeurs supérieures à 0,6 pour les fréquences $f \leq 0,5$ Hz et des valeurs très faibles inférieures à 0,1 pour les plus hautes fréquences ($f \geq 1$ Hz). Les résultats obtenus à la position $x^* = 4$ diffèrent toutefois légèrement : la cohérence est faible ($\simeq 0,2$) aussi pour les plus basses fréquences $f \leq 0,2$ Hz. Ce qui a pour conséquence, qu'à cette position, la cohérence dépasse le seuil de 0,6 seulement sur une bande relativement étroite de fréquences comprise entre 0,2 et 0,5 Hz. Enfin, la valeur de la cohérence pour les plus basses fréquences est similaire pour les positions $x^* = 16$ et $x^* = 23$ autour de 0,8, mais elle est plus faible pour la position $x^* = 10$ avec des valeurs inférieures à 0,7.

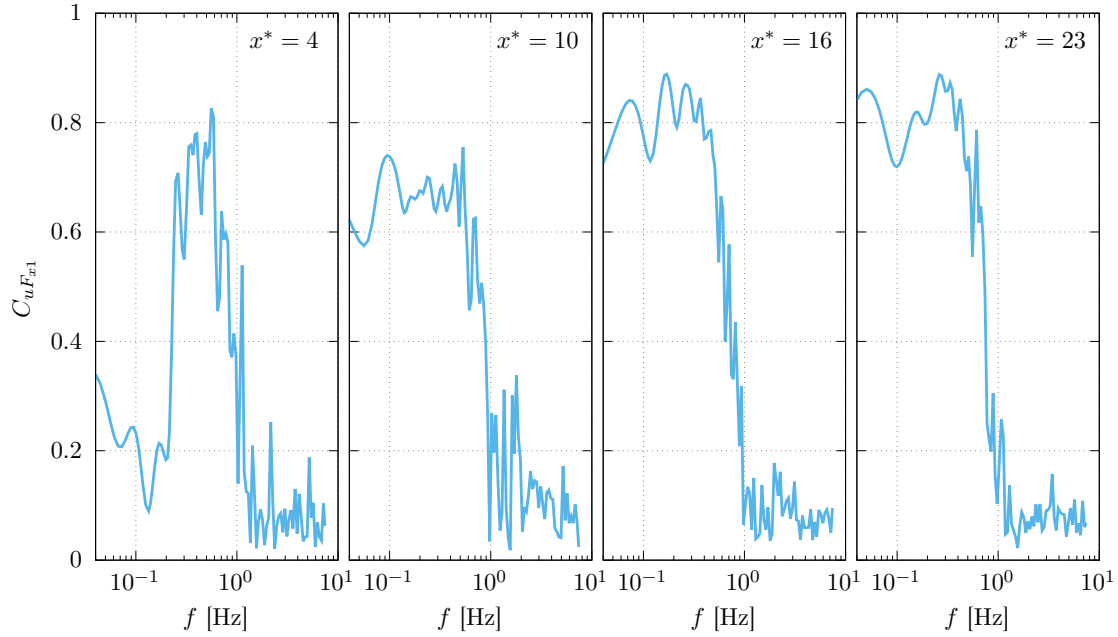


Figure 4.32 – Fonction de cohérence entre la composante axiale u de la vitesse du courant mesuré à l'emplacement indiqué par le cercle noir sur la figure 4.29 et l'effort de traînée de la pale 1 F_{x1} , pour les 4 positions de l'hydrolienne derrière l'obstacle et quand celle-ci tourne à $TSR = 4$.

D'après MOLIN (2002), à partir de ces spectres, on peut obtenir, par division et racine carrée, le module de la fonction de transfert expérimentale de la traînée de la pale 1 de l'hydrolienne. Cette procédure suppose toutefois que la relation entre l'entrée $u(t)$ et la sortie $F_{x1}(t)$ soit parfaitement linéaire. Pour vérifier cette linéarité, on utilise la fonction de cohérence qui garantit que, si elle est égale à 1, la relation linéaire est établie. En pratique, on considère que cette hypothèse est vérifiée si la cohérence dépasse un certain seuil. Ici, ce seuil est fixé à 0,6. Les fonctions de transfert ainsi obtenues sont présentées sur la figure 4.33 et sont exprimées en $N/(m/s)$. D'après ces résultats, on constate d'abord que ces fonctions de transferts sont différentes pour les quatre distances x^* testées. Le niveau des corrélations croisées, plus faible pour les positions les plus proches de l'obstacle (figure 4.29) et la différence des caractéristiques de l'écoulement perçu par la turbine entre les quatre positions (décrite dans la section 4.2.3.2 pour la partie moyenne de la vitesse) peuvent expliquer ces différences. Les valeurs relevées varient ainsi, en fonctions des distances et des fréquences, entre 10 et 60 $N/(m/s)$. Globalement, elles augmentent à mesure que l'hydrolienne s'éloigne de l'obstacle et tendent à décroître quand la fréquence augmente. Ainsi, en tendance, la traînée de la pale montre des

variations d'effort supérieures pour une amplitude de fluctuation de vitesse identique à mesure que l'hydrolienne s'éloigne de l'obstacle. De plus, ces variations d'effort sont plus grandes quand les fluctuations de vitesse sont basses fréquences. Par ailleurs, un pic apparaît pour les trois plus grandes distances, se situant autour de la fréquence de passage des structures tourbillonnaires, $f \simeq 0,2$ Hz. Pour ces fréquences, la fonction de transfert montre des valeurs proches de 40, 50 et 55 N/(m/s), respectivement pour les distances $x^* = 10, 16$ et 23 . Pour cette dernière distance, on note également une réponse basse fréquence ($f \simeq 0,06$ Hz) d'amplitude légèrement supérieure, proche de 60 N/(m/s).

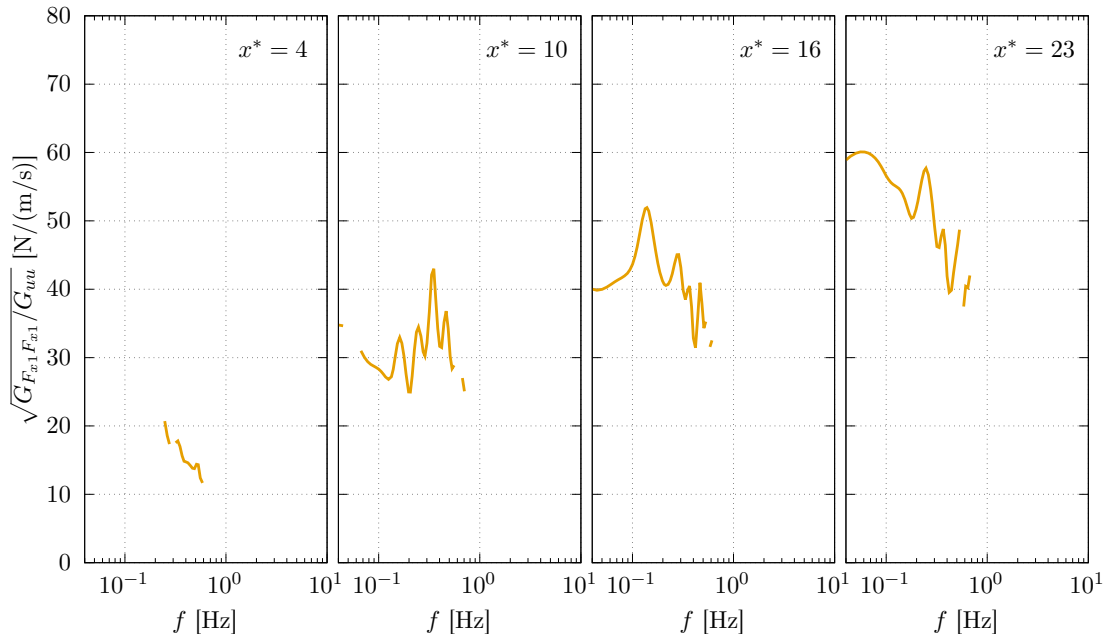


Figure 4.33 – Fonction de transfert expérimentale de la traînée de la pale 1 F_{x1} , obtenue pour les 4 positions de l'hydrolienne derrière l'obstacle et quand celle-ci tourne à $TSR = 4$. Cette fonction de transfert est calculée à partir du rapport des spectres de $F_{x1}(t)$ et du $u(t)$, extrait à l'emplacement indiqué par le cercle noir de la figure 4.29, uniquement quand la fonction de cohérence associée dépasse le seuil de 0,6.

Il est intéressant de noter que ces résultats sont du même ordre de grandeur que le ratio des écarts-types obtenus pour ces essais. Ainsi, en calculant $\sigma(F_{x1})/\sigma(u)$, on obtient 22, 51, 61 et 66 N/(m/s), respectivement pour les positions $x^* = 4, 10, 16$ et 23 ¹. Il est cependant nécessaire de préciser que cette méthode repose sur une mesure ponctuelle de la vitesse, située dans le plan de symétrie vertical et perpendiculaire à celui du rotor, alors que les pales balayent un cercle largement en dehors de ce plan. Cette méthode suppose donc que l'écoulement soit essentiellement bi-dimensionnel, sans présenter de variations transverses. Ceci semble toutefois être le cas d'après la reconstruction de la vitesse moyenne présentée sur la figure 4.25 ainsi que d'après le niveau de la corrélation-croisée obtenu à la figure 4.29, en particulier pour les positions $x^* = 16$ et $x^* = 23$ (supérieur à 0,5).

Enfin, précisons qu'il est possible de reconstruire l'historique de la fluctuation de la traînée de la pale 1 en multipliant le signal de la mesure de vitesse par la fonction de

1. Les écarts-types de F_{x1} sont donnés dans le tableau 4.6 et les écarts-types des vitesses axiales provenant des points sélectionnés sont, respectivement, 0,080, 0,100, 0,148 et 0,127 m/s.

transfert et en effectuant une transformée de Fourier inverse. C'est ce qui a été réalisé sur la figure 4.34 où sont tracées les données brutes F'_{x1} enregistrées pendant les essais et les données reconstruites à partir de la mesure de la vitesse et de la fonction de transfert, pour les deux positions $x^* = 4$ et 23. Sur les signaux reconstruits, les fluctuations liées à la fréquence de rotation n'apparaissent pas, puisque cette fréquence est filtrée par la fonction de cohérence, tout comme l'ensemble des plus hautes fréquences. En connaissant par avance les fonctions de transferts de l'hydrolienne dans les différents écoulements auxquels elle peut être soumise, il semble donc envisageable de pouvoir les utiliser pour prévoir la réponse temporelle de ses paramètres en fonction de la vitesse du courant mesurée.

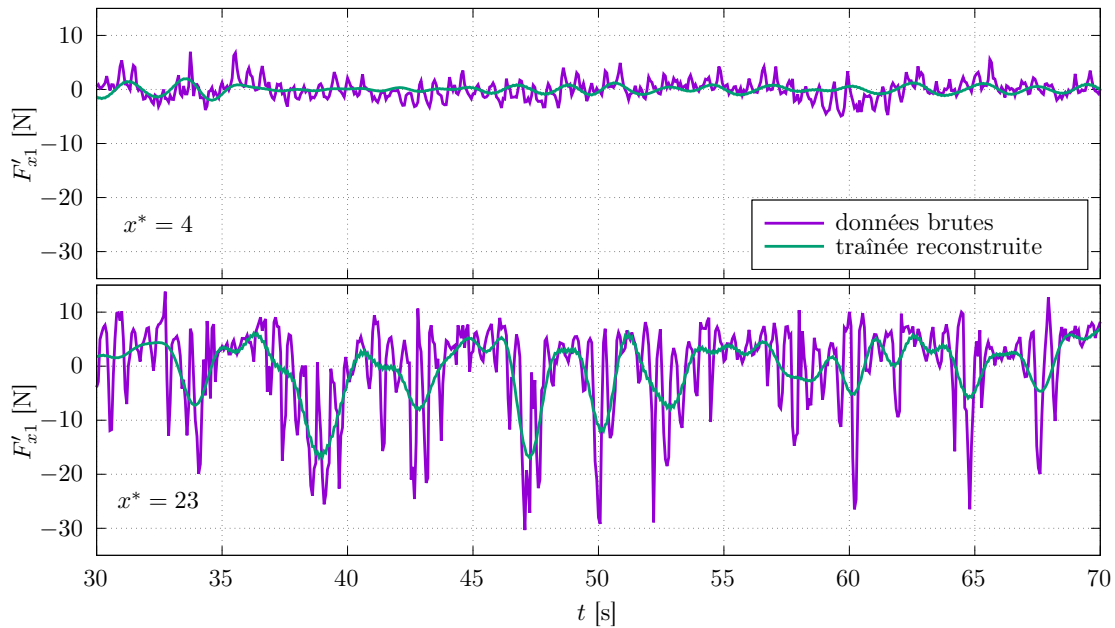


Figure 4.34 – Comparaison de la fluctuation de la traînée de la pale 1 enregistrée pendant les essais et de l'effort reconstruit à partir de la mesure de vitesse et de la fonction de transfert établie à la figure 4.33 pour les deux positions $x^* = 4$ et $x^* = 23$.

Finalement, ces résultats apportent une information supplémentaire pour l'analyse de la fatigue des matériaux constitutifs des pales d'hydrolienne. Ils précisent en effet sur quelle gamme de fréquence les efforts en pied de pales sont liés linéairement aux fluctuations de la vitesse incidente et avec quelle intensité. Ces résultats pourront être exploités pour de futures analyses de fatigue de pales, telles que celles déjà réalisées par DAVIES et al. (2013) ou SUZUKI et al. (2018), en les soumettant à des fluctuations périodiques de chargement correspondant aux fréquences et amplitudes trouvées expérimentalement dans ces configurations d'écoulement représentatives d'un site énergétique tel que le Raz Blanchard.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les effets d'un écoulement turbulent cisailé sur le comportement d'une hydrolienne ont été décrits. Les principales caractéristiques de cet écoulement particulier, engendré par une variation bathymétrique représentative des sites énergétiques

tel que le Raz Blanchard, ont été rapidement présentées, notamment le gradient vertical de vitesse et l'analyse spectrale correspondante. De plus, les vitesses axiale u et transverse w moyennes ont été reconstruites dans les trois dimensions de l'espace à partir de mesures PIV antérieures. Cette reconstruction a permis de connaître précisément la position et de quantifier l'intensité des cisaillements générés. Les résultats ont montré que les gradients de vitesse étaient essentiellement verticaux dans le disque balayé par les pales de la turbine, donc que l'écoulement était principalement bi-dimensionnel, et que la vitesse axiale moyenne diminuait assez rapidement à mesure que la distance à l'obstacle augmentait, dans la zone étudiée. Une mesure de la vitesse incidente moyenne positionnée à deux ou quatre diamètres en amont de l'hydrolienne n'est donc pas représentative de la vitesse perçue par la machine. Pour confirmer ce point, on a également montré qu'une mesure de vitesse immédiatement devant le rotor était nécessaire pour pouvoir obtenir une corrélation croisée significative entre cette vitesse et les efforts de la turbine. La réponse de la machine a été analysée d'un point de vue global en se focalisant sur la poussée et d'un point de vue local à partir des efforts de traînée en pied de pale. Des fluctuations temporelles significatives de ces efforts, dont l'amplitude augmente avec la distance à l'obstacle, ont été mises en évidence. Ces fluctuations se caractérisent également par des variations cycliques importantes, principalement liées au gradient vertical de vitesse et au passage de structures tourbillonnaires de la taille du rotor. L'analyse spectrale des efforts a mis en évidence la signature fréquentielle de ces structures tourbillonnaires ainsi qu'un pic important à la fréquence de rotation pour la traînée des pales, ou à l'harmonique 3 pour la poussée, également liés au gradient vertical de vitesse. Une loi de puissance en $-11/3$ a été observée sur ces spectres, quand l'écoulement incident se caractérise par une pente en $-5/3$ (cascade d'énergie de Richardson - Kolmogorov) et dans la gamme de fréquences correspondante au régime inertiel. Elle semblerait liée à une réponse spectrale en loi de puissance -2 de la turbine, d'après les références bibliographiques citées, sans toutefois jamais avoir été véritablement démontrée. Finalement, la fonction de transfert de la traînée de la pale 1 de l'hydrolienne a été établie pour les quatre positions de la machine dans le sillage de l'obstacle. Cette fonction de transfert est calculée à partir de la racine du rapport du spectre de l'effort de traînée sur le spectre de l'entrée, constitué de la vitesse axiale incidente, en conservant uniquement la gamme de fréquences pour laquelle une relation linéaire est démontrée par la fonction de cohérence. Cette méthode peut être appliquée à d'autres paramètres de la turbine (traînée globale, couple, puissance) et pour d'autres cas d'écoulement afin de comparer les résultats entre eux et de pouvoir effectuer des analyses de fatigue des matériaux ainsi qu'éventuellement prédire le comportement de la machine.

CHAPITRE 5

Effets de la houle

Ocean energy technologies do not generate greenhouse gases in operation and have low lifecycle greenhouse gas emissions, providing the potential to significantly contribute to emissions reductions.

LEWIS et al. (2011)

Sommaire

5.1	Introduction	120
5.2	Experimental set-up	121
5.3	Input flow characteristics	127
5.4	Performance comparisons	135
5.5	Discussion	139
5.6	Conclusion	146

Dans ce dernier chapitre, on s'intéresse aux effets d'interaction entre la houle et le courant sur les performances de l'hydrolienne. Cette problématique est traitée en comparant les différents résultats obtenus avec la même machine, la même instrumentation et le même système d'acquisition, dans trois bassins différents, capables de générer simultanément de la houle et du courant : celui de l'IFREMER à Boulogne-sur-mer, celui du CNR-INM à Rome et celui de FLOWAVE à Édinburgh. Le but est double :

1. quantifier les phénomènes d'interactions houle - courant par la mesure des caractéristiques de l'écoulement incident et leurs effets sur les performances de l'hydrolienne,
2. observer les différences entre les résultats obtenues dans les bassins et déterminer leurs origines (essais Round Robin).

Cette section a fait l'objet d'un article paru dans une édition spéciale sur les essais MARINET2 : GAURIER, B., S. ORDONEZ-SANCHEZ, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, C.

JOHNSTONE, R. MARTINEZ, F. SALVATORE, I. SANTIC, T. DAVEY et al. (2020d). « MaRINET2 Tidal Energy Round Robin Tests-Performance Comparison of a Horizontal Axis Turbine Subjected to Combined Wave and Current Conditions ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 8.6, p. 463. DOI : [10.3390/jmse8060463](https://doi.org/10.3390/jmse8060463). Il est maintenant retranscrit en anglais.

5.1 Introduction

Prototype testing is an integral part of the development process for many technologies. Testing at small scale can be relatively quick and inexpensive, while testing within a controlled environment enables experiments to be repeated for a range of different parameters. One of the main disadvantages associated with experimental research is related to the existence of side effects which could potentially lead to an inadequate interpretation of results. These uncertainties may be related to random or systematic errors which involve the test environment or the appliance. In the case of the performance evaluation of marine energy converters, the test environment may refer to facilities involving flume or tow tanks and the appliance usually refers to the converter and the instrumentation equipment to measure the variables of interest; e.g. power, loads, etc.

A Round Robin Test (RRT) can be designed to enable a first stage quantification of a facility's impact on the technology being tested and on the quality of the tests results. These results are obtained with the same testing program being repeatedly undertaken on the same device model and at a number of test laboratories, as performed by Aubrun et al. (2019) on porous disc models representing wind turbines. As a consequence, better identification and quantification of the investigated causal factors can take place. In addition, such tests can be used to evaluate and improve (if necessary) the specifications given in the international standards: IEC TS 62600-200 to 202 (IEC 2013; IEC 2015; IEC 2021), in the ITTC procedures and guidelines (Specialist Committee on Testing of Marine Renewable Devices 2017a; Specialist Committee on Testing of Marine Renewable Devices 2017b) or in the EquiMar protocols (EquiMar 2011) for instance, as explained by Germain et al. (2017) and Germain et al. (2018).

To establish the influence of the test environment on the power capture and performance of a tidal turbine prototype, a first RRT has been undertaken during the FP7 MaRINET project by Gaurier et al. (2015). This programme consisted of testing the exact same 0.7m diameter horizontal axis tidal turbine in four facilities: two tow tanks and two flume tanks. The turbine was tested at four flow speeds between 0.6 m/s and 1.2 m/s. Despite the fact that average values of power and thrust had small discrepancies, the time-fluctuating series showed larger differences which were related to turbulence in flumes and tow carriage vibrations from the tow tanks. More importantly, it was determined that the influence of blockage, even when this was in the order of about 5 %, influenced the performance of the turbine within operation ranges between peak power and free-wheeling. A blockage correction, e.g. as proposed by Bahaj et al. (2007), helps to improve the results comparison between facilities.

A similar analysis was undertaken by Murray et al. (2017) where a horizontal axis turbine of 0.8 m was tested at a tow and a flume tank. As an addition to the work previously developed by Gaurier et al. (2015), the comparative tests involved investigations

related to the performance of two types of blade materials: composite and aluminium. The composite blades were specifically designed to enable bend and twist to facilitate load shedding while preserving optimal power output. Similar to the findings presented in Gaurier et al. (2015), it was observed that torque and thrust average values increased slightly when the turbine was operating in the flume facility compared to the data obtained at the tow tank.

Understanding the impact that the extreme marine environment has on the survivability of tidal energy converters is fundamental for the successful development and commercialisation of full scale devices. Recent efforts from the scientific community to drive the development of tidal technology forward include the estimation of wave loading: e.g. Gaurier et al. (2013), Galloway et al. (2014), Martinez et al. (2018), Ordonez-Sanchez et al. (2019), and Draycott et al. (2019), or turbulence effects: e.g. McNaughton et al. (2015), Durán Medina et al. (2017), Gaurier et al. (2018b), and Gaurier et al. (2019a), on tidal energy devices. These investigations cover a wide range of topics ranging from the influences of diverse waveforms, wave directionality, control strategies or turbulent flow characteristics and intensities.

As demonstrated by Davies et al. (2013) and Suzuki et al. (2018), experimental modelling of the extreme loads tidal turbines are subjected to is necessary for blades or structure fatigue analysis. This experimental modelling requires an accurate inflow characterization with the wave and turbulence main parameters to be representative of full-scale conditions. However, such particular inflow conditions are:

1. difficult to quantify because the wave and turbulence effects are sometimes difficult to separate (Filipot et al. 2015),
2. difficult to re-create at model scale in experimental wave and current facilities (Draycott et al. 2017).

That is the reason why the knowledge of wave and current characteristics in highly energetic sites is a real challenge. In order to reduce the research gap in this area, a Round Robin testing programme was conducted within the MaRINET 2 project which has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme.

The aim of this work is to evaluate the potential difference, if any, when conducting combined wave and current trials on a generic marine turbine model in several towing and circulating tanks. In this paper, the three facilities used for this study are firstly described: the wave and current flume tank of IFREMER, the towing tank of CNR-INM and the FLOWAVE circular combined wave and current test tank. The generic model turbine is described before the presentation of the flow characteristics obtained in the three facilities. Finally, a comparison analysis of the turbine performance results is proposed and a discussion is given on several reasons which might explain some of the observed differences.

5.2 Experimental set-up

The first three sets of experiments of this Round Robin program were carried out at the circulating flume tank of IFREMER (Gaurier et al. 2018a) (figure 5.1), the tow

tank of CNR-INM (Institute of Marine Engineering 2019) (figure 5.2) and the FLOWAVE circular combined wave and current test tank (Sutherland et al. 2017) (figure 5.3) of the University of Edinburgh. These facilities were selected on the basis that their dimensions along with the rotor diameter of the turbine, $D = 0.724$ m, translate into low blockage ratio conditions, as seen in table 5.1. The turbine was kept at a constant depth of 1.0 m and a variety of instruments to measure the flow conditions were mounted in close proximity to the turbine, as depicted in figure 5.6. Further details of the flow monitoring are presented in section 5.2.3.

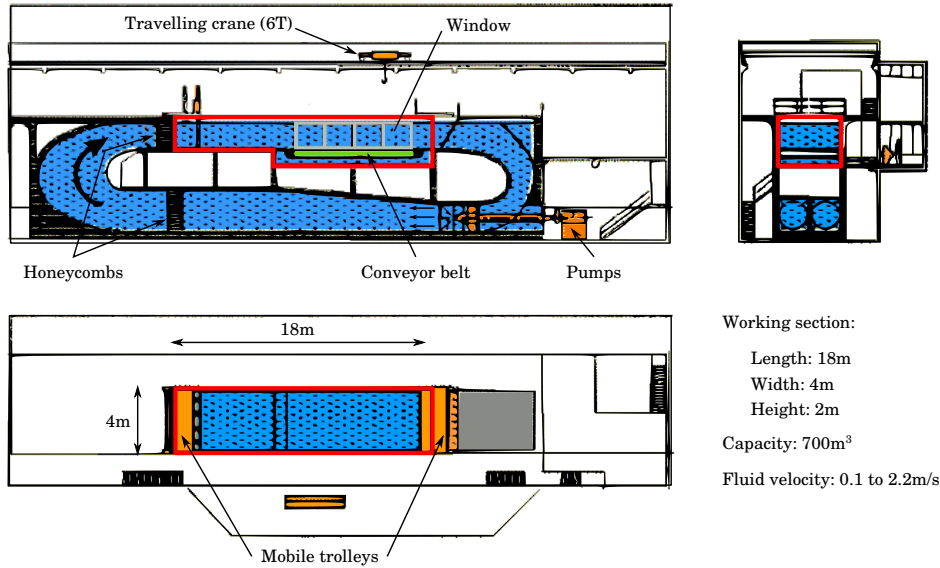


Figure 5.1 – Side views (top) and top view (bottom) of the flume tank of IFREMER at Boulogne-sur-mer, France

Table 5.1 – Testing facilities main characteristics. Note that the maximum velocity is limited in the flume tanks when including waves. The diameter of the FLOWAVE tank is 25 m according to schematic 5.3, but an equivalent usable length of 15 m is considered in the following sections.

Laboratory name	IFREMER	CNR-INM	FLOWAVE
Type of tank	flume	towing	flume
Length [m]	18	220	15
Width × Depth [m]	4 × 2	9 × 3.5	15 × 2
Blockage ratio [%]	5.1	1.3	1.4
Speed range [m/s]	0.1 to 2.2	0.1 to 10	0.1 to 1.6
Turbulence int. [%]	1.5 to 15	NA	5 to 11
Wave freq. [Hz]	0.5 to 2	0.4 to 1.25	0.2 to 1.2
Wave max. amp. [mm]	150	450	450

Additional details on the IFREMER and CNR-INM tanks can be found in the first RRT paper of Gaurier et al. (2015) and in Sutherland et al. (2017) for the FLOWAVE tank. The turbine was fixed on a moving carriage in the towing tank and on a customised mounting frame in both the flume tanks, as shown in figure 5.4.

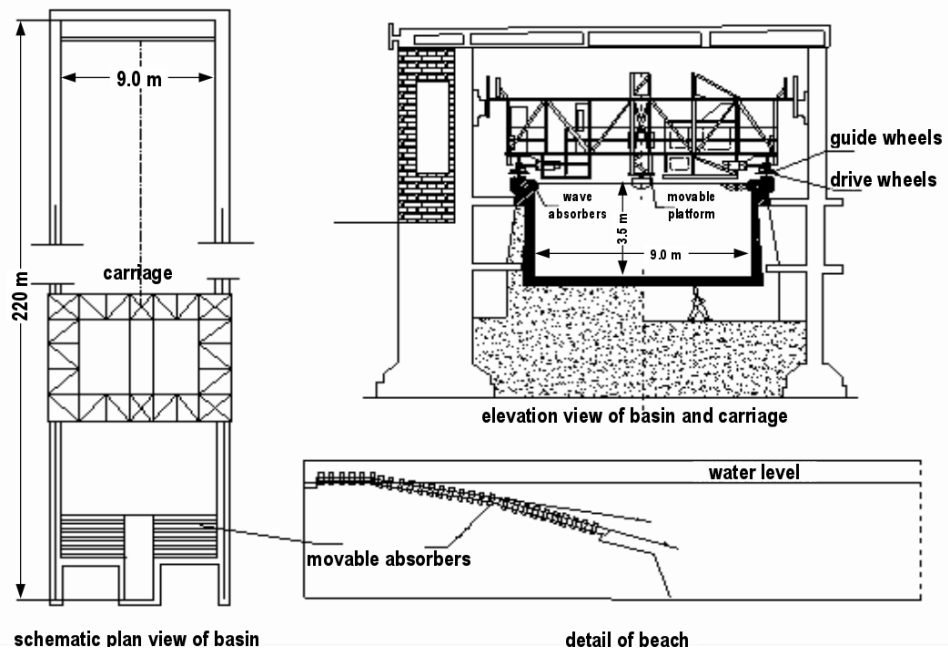


Figure 5.2 – Schematic of the towing tank of CNR-INM at Rome, Italy

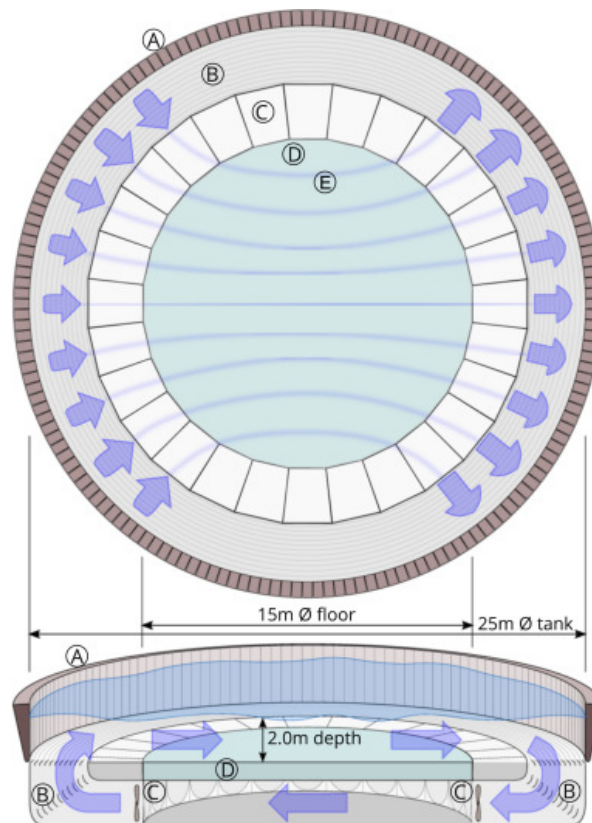


Figure 5.3 – Schematic of the FLOWAVE circular combined wave and current test tank at Edinburgh, UK

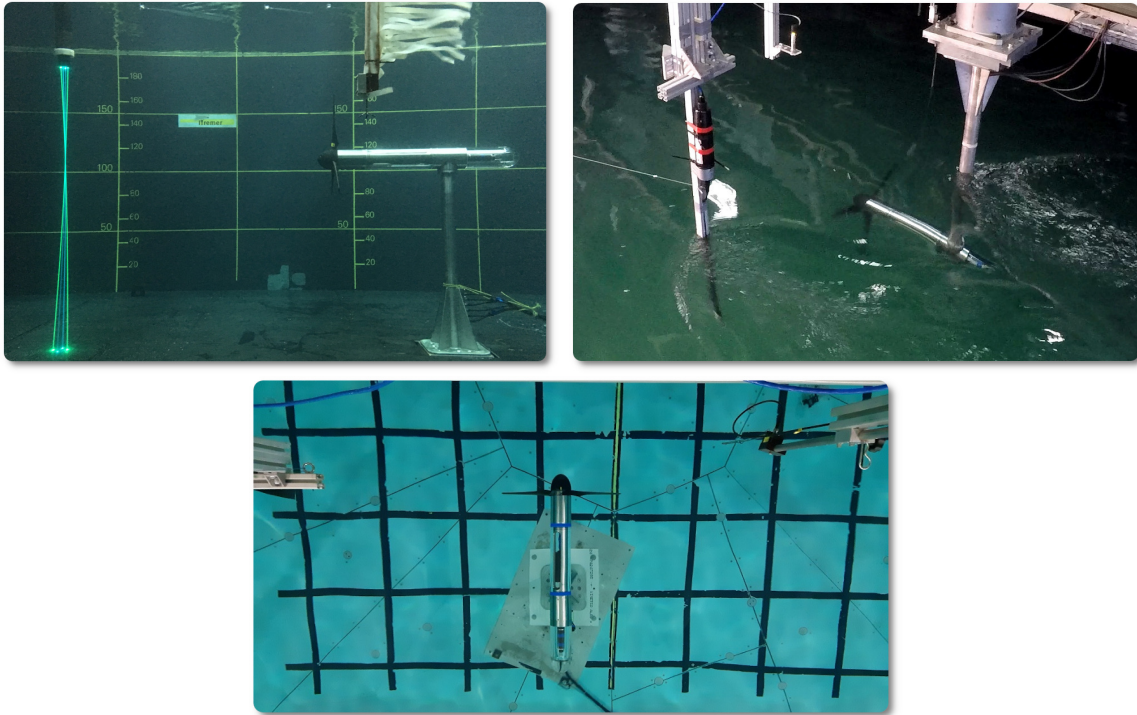


Figure 5.4 – *The 3-bladed instrumented turbine in the wave and current flume tank of IFREMER (top left-hand side), in the towing tank of CNR-INM (top right-hand side) and in the FLOWAVE circular wave and current tank (bottom)*

5.2.1 Turbine prototype specifications

A three bladed horizontal axis turbine developed by IFREMER is used in this RRT campaign. The turbine is 0.724 m in diameter (D) and a motor speed control unit is used to set various turbine rotational speeds. The blades were designed based on a NACA 63-418 profile and a full geometrical description is given in Gaurier et al. (2015).

The generic turbine model is upgraded compared to the one used in Gaurier et al. (2015), following the design proposed by Payne et al. (2017). This advanced prototype is now equipped with a torque Q and thrust T transducer enabling these two main parameters applied to the rotor to be measured. This waterproof transducer (figure 5.5) is positioned upstream of the seals of the machine to prevent measuring friction effects. This new transducer is custom made by the French company Sixaxes (SixAxes 2017) in partnership with IFREMER. The measurement range is summarised in table 5.2. The shielded cables coming from this transducer are routed through a slip-ring enabling the free rotation of the cables and prevent their entanglement. These low voltage signals are amplified by an electronic signal processing unit, located outside of the turbine and on the dry. The motor shaft is connected to the turbine shaft through a motor-gearbox (ratio 1:26) enabling suitable torque and rotation speed ratings.

All signals are acquired using National Instruments hardware and in-house electronics developed by IFREMER staff. The signals are sampled at a frequency (f_s) of 128 Hz. Flow measurements and water surface elevation are also utilised and synchronised with the turbine instrumentations by means of a short impulse trigger signal.

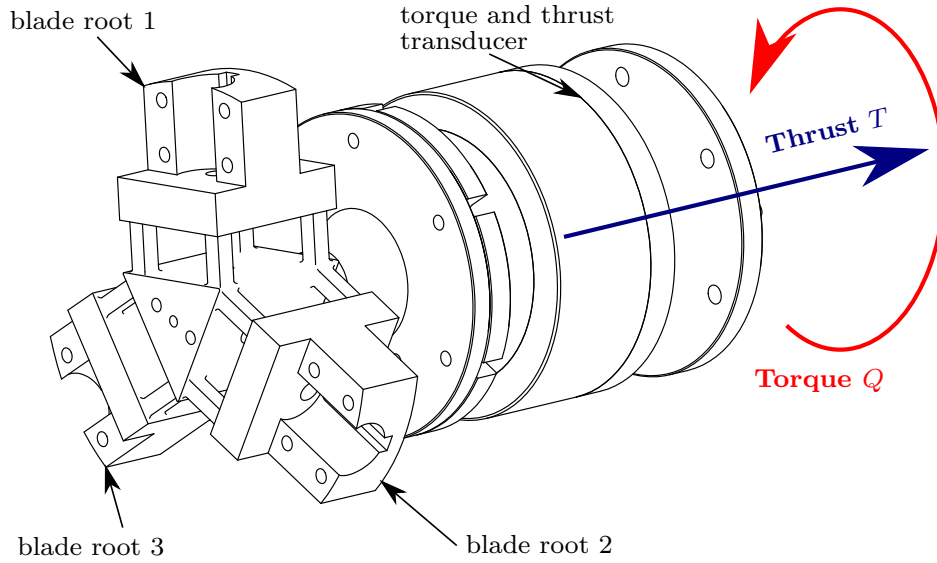


Figure 5.5 – Schematic of the blade roots and the waterproof torque Q and thrust T transducer

Table 5.2 – Transducer measuring range

Torque and thrust transducer	
Thrust	500 N
Torque	50 N m

5.2.2 Experimental plan

The first part of the testing campaign including the turbine, comprises tests without wave interactions, thus the flow velocity or carriage velocity is set to 0.8 and 1.0 m/s until a full power curve has been established with at least ten points to construct the performance curves corresponding to the turbine. These curves are based on the non-dimensional parameters: power coefficient C_P and thrust coefficient C_T , which are defined below:

$$C_P = \frac{Q\omega}{0.5\rho AU_\infty^3} \quad (5.1)$$

$$C_T = \frac{T}{0.5\rho AU_\infty^2} \quad (5.2)$$

where Q is the mean hydrodynamic torque (in N m) and T is the mean thrust (in N). The angular velocity of the turbine is represented by ω in rad/s. The turbine radius is $R = D/2 = 0.362$ m and A stands for the rotor swept area (πR^2). The density of the water was considered in these calculations as 1000 kg/m³. Power and thrust coefficients are presented in relation to the Tip Speed Ratio (TSR). This non-dimensional value defines the ratio between the blade tip speed ($\omega \times R$) and the far upstream flow or tow velocity (U_∞), as shown in equation 5.3.

$$TSR = \frac{\omega R}{U_\infty} \quad (5.3)$$

The far upstream flow velocity U_∞ is estimated from measurements carried out without the turbine, but at the same position and when possible, for every tested flow condition, as explained in section 5.2.3.

The second part of the testing protocol includes four regular waves in-line with the current: wave frequencies between 0.5 and 0.7 Hz and wave amplitudes between 35 and 75 mm and one irregular wave represented with a JONSWAP spectra, as presented in table 5.3. The selection of these wave parameters (amplitude and frequency) was chosen based on the limitations set by each facility. However, considering a 1:20 scale and a Froude similitude, these correspond at some extent to a real site, with the following values: a current between 7.0 and 8.7 knots with wave heights between 1.4 and 3.0 m crest to trough and periods between 6.4 and 8.9 s, for a 14.5 m diameter turbine immersed in mid-depth of 40 m. At the model scale, the theoretical corresponding wavelengths are between 5.6 m and 7.0 m, which is far higher than the turbine diameter ($D = 0.724$ m). For each of the test cases eleven TSR were considered ranging from 0 to 7. To quantify the uncertainty of the experiment, repeated tests were considered for each case for several TSR . Due to time frame limitations and/or laboratory capabilities at CNR-INM and FLOWAVE, the test matrix was constricted to five TSR per case and two TSR for the repeated tests at CNR-INM and test case 5 was not carried out in FLOWAVE.

Table 5.3 – *Summary of the test matrix. The wave parameters are the required ones, i.e. in every tank these characteristics have to be adjusted to account for the flow velocity (amplitude) or the carriage motion (frequency).*

Case	Type	Flow speed [m/s]	Wave freq. [Hz]	Wave ampl. [mm]
1	current	0.8	-	-
2	regular	0.8	0.6	75
3	regular	0.8	0.5	35
4	current	1.0	-	-
5	regular	1.0	0.7	75
6	regular	1.0	0.6	55
7	irregular	0.8	$T_P = 1.67$ s	$H_S = 100$ mm

5.2.3 Flow measurement and characterisation

The flow stream is measured while the turbine is in operation using an Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). The ADV is placed in line with the turbine hub at a distance of 1.2 m along the cross section of the tank (see figure 5.6). At IFREMER and FLOWAVE, seeding particles are deposited in the tanks and continuous flow circulation permits a uniform dispersion in the flow stream. For the experiments at CNR-INM, a seeding mast is placed 4.0 m upfront of the ADV, in order to ensure a good measurement quality.

A number of wave probes are placed next to the turbine to measure the wave parameters set for each of the case scenarios. Three resistive wave probes are used at IFREMER and FLOWAVE: probes 1 to 3 as seen in figure 5.6. A mix of resistive, ultrasound and

dynamic wave probes are used in the CNR-INM tow tank: probes 3 to 6 as seen in figure 5.6, where probes 4 and 6 are ultrasound wave gauges and probe 5 is a dynamic wave gauge. One single identical resistive wave probe is used in all facilities (probe 3). This is a crucial aspect of the test campaign, especially since the flow characteristics affected by the addition of waves is deemed to be relevant between facilities.

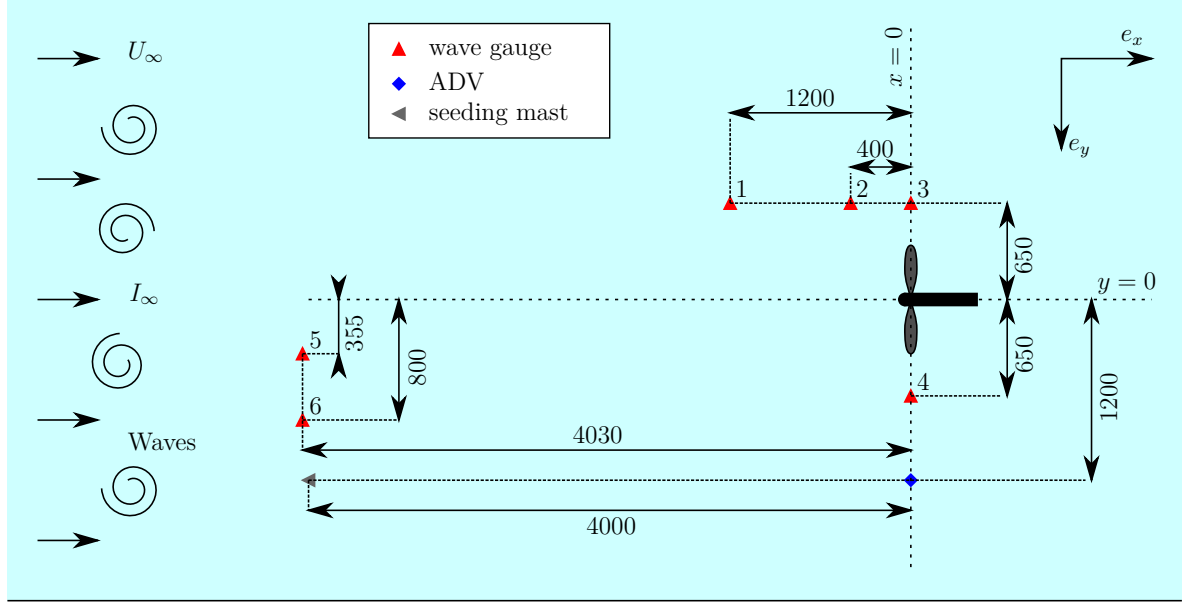


Figure 5.6 – Schematic top-view of the test set-up used in the tanks. ADV is used in every tank but the seeding mast is required at CNR-INM only. The wave gauges 1 to 3 are used at IFREMER and FLOWAVE. Wave gauges 3 to 6 at CNR-INM. Dimensions are given in mm and the presented tank width represents the IFREMER size.

The flow stream is characterized in each of the facility without the turbine and for every generated wave and current flow condition. During these tests, ADV and wave gauges only are used in synchronization. The position of the ADV is adjusted to be exactly that of the turbine when operated, i.e. at $x = 0$. Depending on the facility, 3 or 5 ADV measurement points among the 7 displayed on figure 5.7 are acquired over the turbine swept area in order to quantify a potential vertical or lateral velocity gradient: points P_0, P_1, P_2, P_5 and P_6 are acquired at IFREMER, points P_0, P_1 and P_2 are acquired at CNR-INM and points P_0, P_1, P_2, P_3 and P_4 are acquired at FLOWAVE. These records are then processed to define the incoming (far upstream) velocity U_∞ required in formula 5.1, 5.2 and 5.3. Results obtained during this flow characterization are presented and discussed in the following section.

5.3 Input flow characteristics

5.3.1 Flow velocity characterisation

Velocity measurements are carried out in each of the testing facilities and for every tested case (see table 5.3) in order to characterize the flow perceived by the turbine. All these acquisitions are carried out without the turbine, but at the same position when

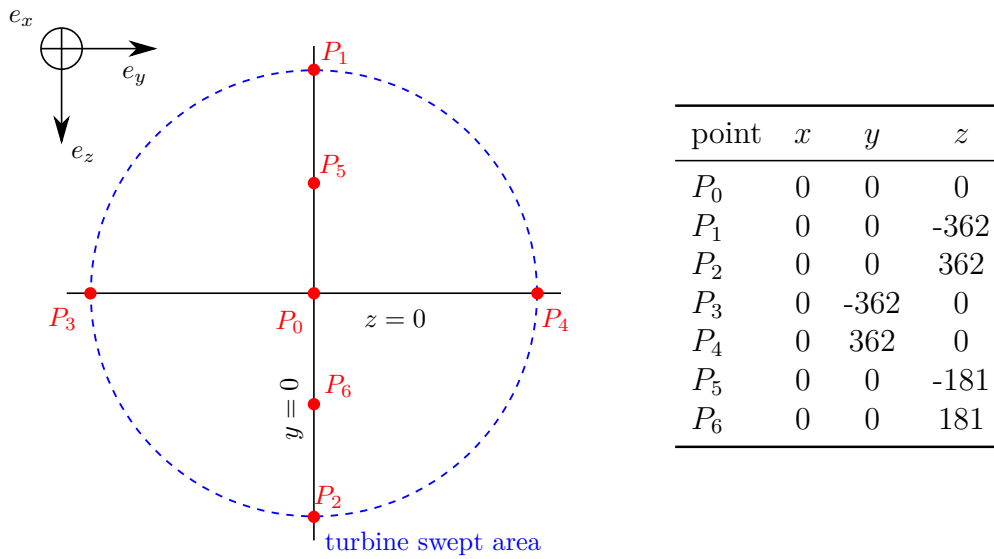


Figure 5.7 – Front view of the ADV measurement points depicted by red circles inside the turbine swept area and their coordinates expressed in mm

operated. Figures 5.8 show the time average and standard-deviation of the stream-wise component of the velocity u . As seen on figure 5.7, the vertical discretization of the profiles are composed of five depth points at IFREMER and three depth points at CNR-INM and FLOWAVE, between $z/D = -0.5$ and $z/D = 0.5$, corresponding to the equivalent blades highest and lowest extremities respectively. For the FLOWAVE tank, two additional points are recorded on the sides, i.e. $z = 0$ but $y/D = [-0.5; 0.5]$. These two last points are plotted together at $z = 0$ on figure 5.8.

Some cases are missing, mainly results coming from CNR-INM for cases 3, 7 and 6. This is mainly due to time constraints achieved at that facility which required extensive downtimes to achieve water settlement after wave testing; hence the authors decided to choose specific cases. One case is missing for FLOWAVE as well (case 5) because amplitudes of the wave at 0.7 Hz created with a flow of 1 m/s were too low. Due to the irrelevance of the test conditions, this case was omitted during the experiment and in consequence for the analysis.

The de-spiking method described by Goring et al. (2002) has systematically been applied on every ADV record. Profiles presented for current-only cases (1 and 4) are quite linear and vertical for all tanks. The average shown for the deepest point ($z/D = 0.5$) and case 1 at CNR-INM is different from the other facilities. This disparity can be associated to aliasing of the Doppler signal which is displayed as a series of spikes in the discrete signals. This happens again for the same depth and the same tank, for case 2. For these two particular records, the time average and standard-deviation seem to be affected when this is compared to the profile obtained for case 4. For the FLOWAVE tank, the deepest point shows a slightly lower average value. This is the same for every other tested case. For this particular tank, the standard-deviation is the highest for the current-only cases. Standard-deviation coloured areas profiles presented for this tank show a discontinuity at the depth $z = 0$. This minor disparity is related to 3 measurement records ($y/D = [-0.5; 0; 0.5]$) that were undertaken across the turbine section. For most of cases, these three points are quite similar meaning there is no

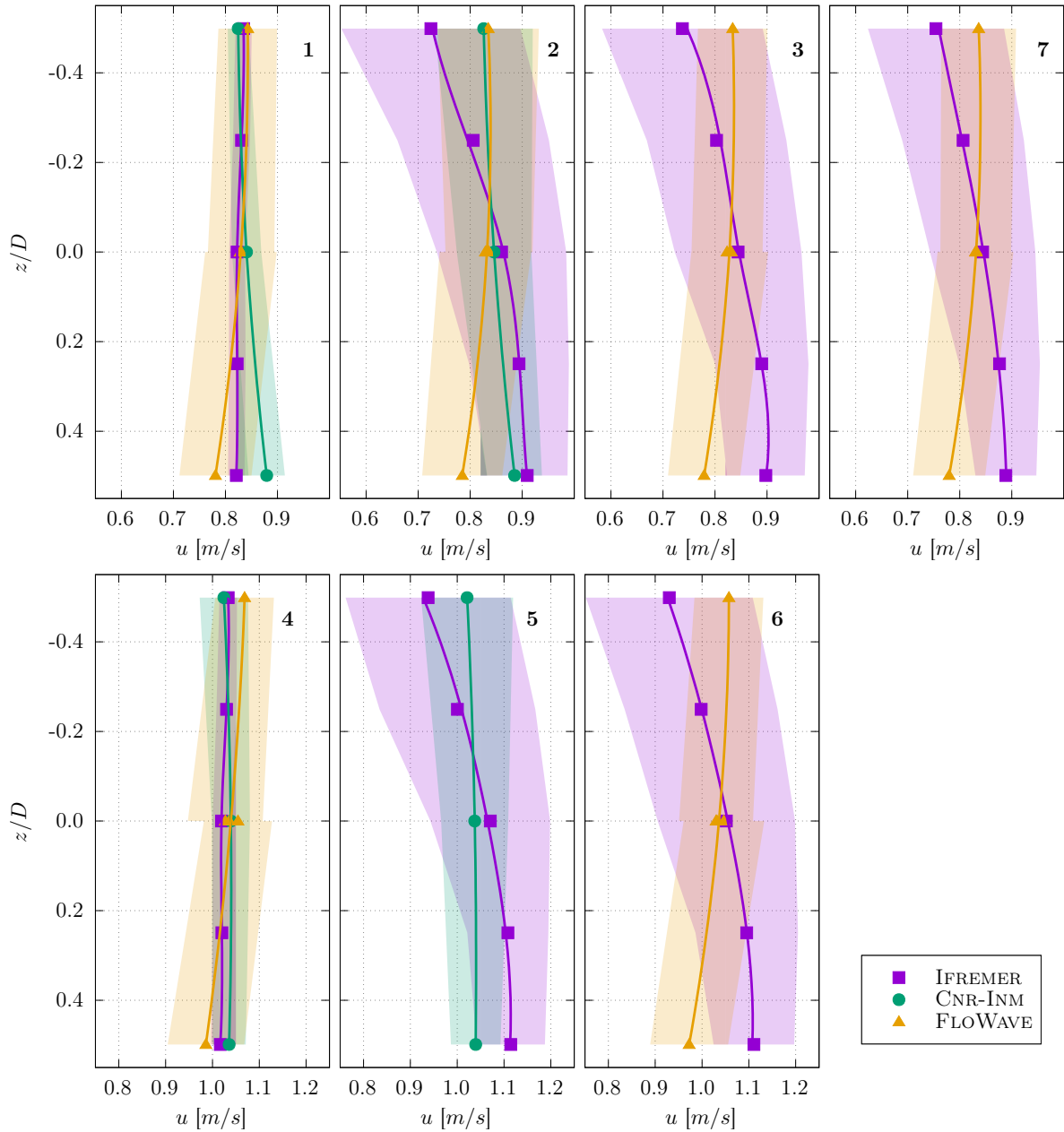


Figure 5.8 – Vertical profiles of the average and standard-deviation of the stream-wise component of the velocity at the turbine location. Numbers **1** to **7** stand for the 7 different generated test cases (see table 5.3)

horizontal shear in this tank, along the turbine diameter.

Velocity profiles displayed for the wave and current cases are significantly different from the current-only profiles, especially for the IFREMER tank. Wave and current profiles recorded in the IFREMER tank are not linear with the depth: a vertical gradient is visible on all profiles with the lowest average velocity at the top and the highest ones at the bottom. The difference can reach 0.2 m/s between the highest and lowest points depending on the cases. In parallel, the standard-deviation increases from the bottom to the top. This is due to the wave orbital velocities as well as to the fluctuations coming from the presence of the wavemaker in the flow, at the entry of the test section.

For the CNR-INM towing tank, average profiles are vertical again and their standard-deviation increase from the bottom to the top, due to the wave orbital velocities. At the FLOWAVE tank, velocity profiles are quite similar between cases with the lowest velocities at $z/D = 0.5$ and with a constant standard-deviation with the depth.

With such vertical gradients on the average profile velocities, using the central measurement point (at $z = 0$) as the inflow velocity U_∞ is not accurate enough, especially in a tank comparison point of view. For this reason, a disc-integrated method is proposed in this study to account for the vertical variations of the velocity perceived by the turbine, as described by Mycek et al. (2014a). A spline curve fits the ADV measurement points for each profile, as depicted by the violet curve on figure 5.9 for case 6 at IFREMER flume tank. Then, this spline is extended along the transverse y dimension and the disc-integrated average is processed over the turbine diameter (the dashed black line). In addition, a particular attention is paid to the processing of the velocity average for thrust and power coefficients: the square or cubing of the velocity is processed prior to temporal and spatial averaging, as demonstrated by Blackmore et al. (2016).

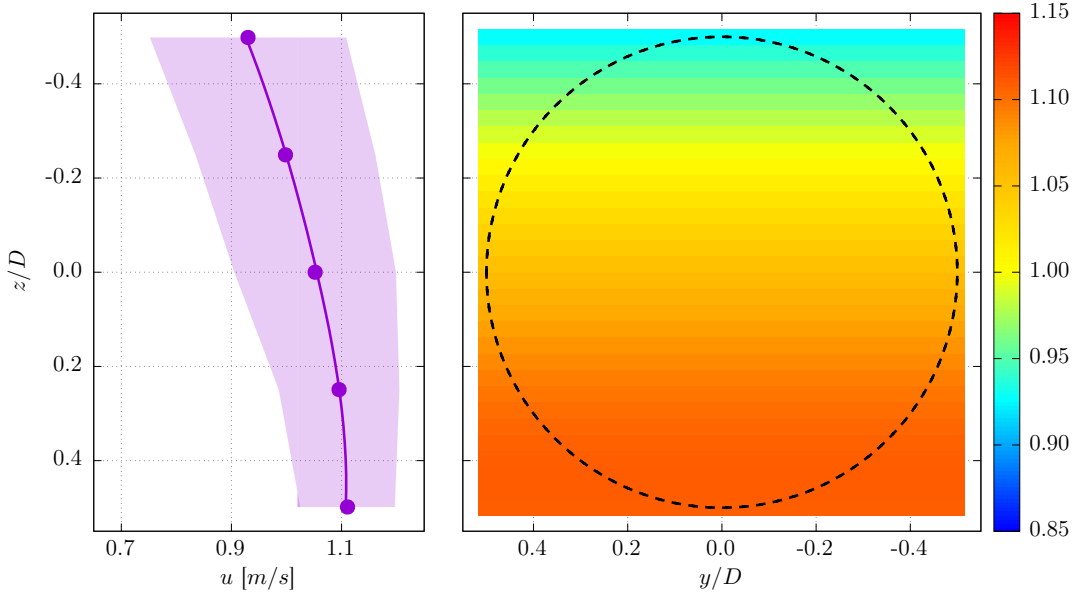


Figure 5.9 – Disc-integrated velocity average: the ADV measurements profile (case 6 at IFREMER flume tank) is spline fitted and extended in the transverse y direction (coloured plot). The spatial average is then processed on the turbine swept area (dashed black line). In this example, $U_\infty = 1.047$ m/s.

In the following, the disc-integrated velocity is systematically applied in the formula 5.1, 5.2 and 5.3. This procedure is justified given two main considerations:

1. It accounts for the velocity gradient over the entire turbine disc. The hypothesis about a constant velocity along the transverse dimension y is at least confirmed by the measurements carried out at FLOWAVE, where the central point ($z = 0$) is repeated for three different transverse positions: $y/D = [-0.5; 0; 0.5]$, and results show a similar average velocity. Identical measurements have been carried out at IFREMER for previous trials showing the same results. At the towing tank of CNR-INM, the transversal velocity variation is null and thus, this approach does not alter the final velocity distribution.

2. There is no turbine effects linked to the momentum theory on the velocity measurement because the acquisition is carried out without the turbine, but at the same location.

Results obtained with this method are summarized in Table 5.4 as mean values of U_∞ , for all the test cases and the three tanks. As explained previously, some cases were discarded during the testing campaigns and these are indicated with NA. To relate power and loadings to the inflow parameters for all the cases, a similar corresponding velocity value is chosen when this information is unavailable; for example at CNR-INM for test case 3, the value obtained for test case 2 is used (same velocity with waves).

Table 5.4 – U_∞ expressed in m/s and processed with the disc-integrated method from ADV measurements carried out without the turbine

case #	IFREMER	CNR-INM	FLOWAVE
1	0.826	0.843	0.825
2	0.848	0.848	0.827
3	0.846	NA	0.822
4	1.024	1.037	1.036
5	1.056	1.036	NA
6	1.047	NA	1.031
7	0.840	NA	0.826

As it can be seen in Table 5.4, the velocity magnitudes acquired in each of the facilities are within the same order of magnitude. They are all slightly higher than the requested velocities (0.8 m/s and 1.0 m/s) by at least 2 cm/s. Differences appear however on velocity averages measured at the IFREMER flume between cases with or without wave: 2.2 cm/s between cases 1 and 2 and 3.2 cm/s between cases 4 and 5. On the contrary, results are closer in the other tanks, with a maximum difference of 5 mm/s between cases 1 and 2 at CNR-INM and cases 2 and 3 or 4 and 6 at FLOWAVE. The larger differences observed at IFREMER between cases with or without wave is due to the previously noticed sheared and turbulent velocity profiles when positioning the wavemaker into the tank, creating a blockage in the upper section of the water column.

Span-wise velocity components v and w are presented in figure 5.10 and mostly for the data generated at the mid-hub section ($z = 0$) and for points P_0 , P_3 and P_4 , when available. The average velocity of these components is lower than 1 cm/s for every case and facility. However, these values are globally slightly positive for v and negative for w . These average tendencies can be explained by slight misalignments of the ADV probe in the tanks.

Standard-deviation is globally higher for the wave and current cases, because of the wave orbital velocities and higher fluctuations. These variations are not clear for the FLOWAVE data, where the turbulence seems to dominate the fluctuating part of the velocity. The CNR-INM standard-deviations are particularly high for the v component and for cases 4 and 5 because of transverse vibrations of the ADV probe for 1 m/s velocity.

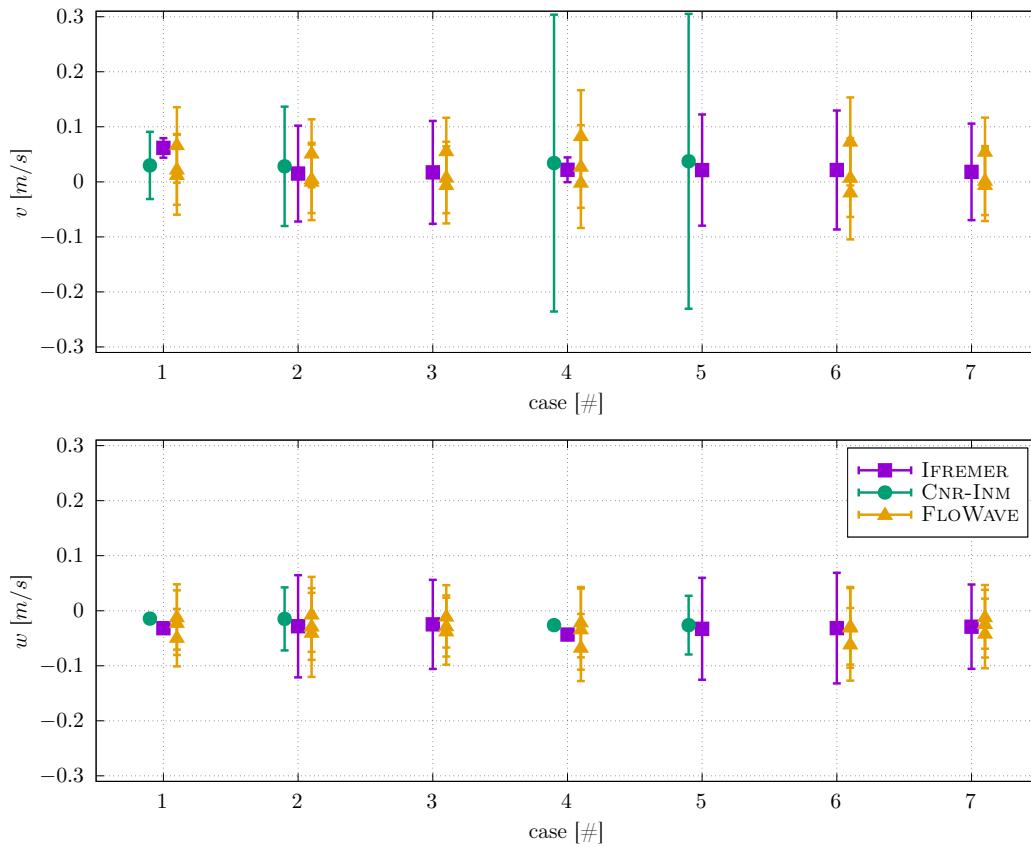


Figure 5.10 – Average and standard-deviation of the transverse v and vertical w span-wise components of the velocity measured with ADV at $z = 0$ (P_0 , P_3 and P_4) versus case numbers

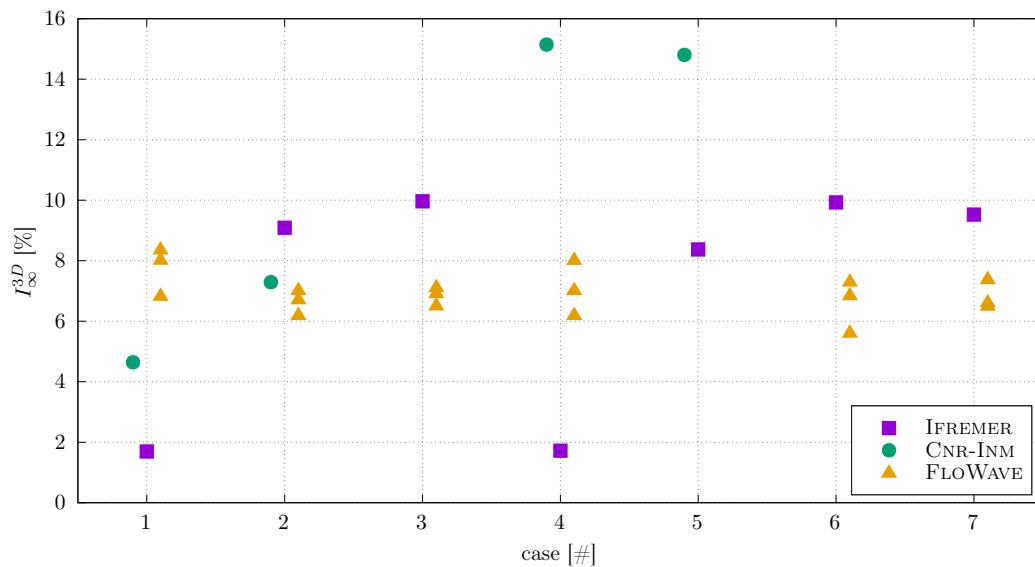


Figure 5.11 – Turbulence intensity I_{∞}^{3D} processed from the velocity measured with ADV at $z = 0$ (P_0 , P_3 and P_4) versus case numbers. For the wave and current tests, the wave frequency component has been filtered and removed from the velocity measurements.

The turbulence intensity is displayed on figure 5.11 for the same points. The classical formula 5.4 is used to process the 3 dimensional turbulence rate (σ stands for standard-deviation).

$$I_{\infty}^{3D} = 100 \times \sqrt{\frac{\frac{1}{3} (\sigma(u)^2 + \sigma(v)^2 + \sigma(w)^2)}{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}} \quad (5.4)$$

The wave frequency component has been filtered and removed from the velocity measurements for all the wave and current tests, before processing the standard-deviation. So, the wave orbital velocities have not been accounted in these turbulence rate results. According to figure 5.11, the turbulence intensity is between 2 and 16 % for all cases and tanks. For FLOWAVE, the turbulence is quite constant, with values between 6 and 8 % depending on the cases. For IFREMER, the current-only cases (1 and 4) show values lower than 2 %, whereas for current and wave conditions the turbulence rate reaches 8 % or higher. Finally, values obtained at CNR-INM are widely distributed with relatively high values. These values are higher than 14 % for cases 4 and 5, i.e. with flow velocity of 1 m/s. This results is explained by the ADV probe vibrations already observed on the large standard-deviation of the v component of the velocity on figure 5.10.

5.3.2 The wave effects

For current and wave cases, the previously shown standard-deviation includes the wave orbital velocity component as well as the turbulence of the flow in the flume tanks. To separate and quantify the periodic part of this fluctuation linked to the wave, the Hilbert transform $\hat{u}(t)$ of the stream-wise component of the velocity $u(t)$ is processed using formula 5.5.

$$\hat{u}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (5.5)$$

With this definition, $u(t)$ and $\hat{u}(t)$ form the complex conjugate pair and the analytic signal $Z(t)$ can be introduced as:

$$Z(t) = u(t) + i \hat{u}(t) = a(t)e^{i\theta(t)} \quad (5.6)$$

in which:

$$a(t) = \sqrt{u(t)^2 + \hat{u}(t)^2} \quad \text{and} \quad \theta(t) = \arctan\left(\frac{\hat{u}(t)}{u(t)}\right) \quad (5.7)$$

As explained by Huang et al. (1998), the polar coordinate expression of equation 5.6 further clarifies the local nature of this representation: it is the best local fit of an amplitude and phase varying trigonometric function to $u(t)$. The magnitude $a(t)$ of the analytic signal $Z(t)$ is the instantaneous envelope of the original signal $u(t)$ and $\theta(t)$ is its instantaneous phase. This last equation 5.7 is used to process the envelope $a(t)$ and its time-average and standard-deviation are presented on figure 5.12.

Results obtained at IFREMER are different from those measured at FLOWAVE or CNR-INM: average and standard-deviation of the amplitude of the Hilbert transform are larger compared to the other tanks. These large values indicate a higher amplitude as well as a higher variation of the waves created in this tank. In addition, these waves are combined with a turbulent flow in the wake of the wavemaker, characterized by low frequency flow-induced variations, included in the amplitude of the Hilbert transform.

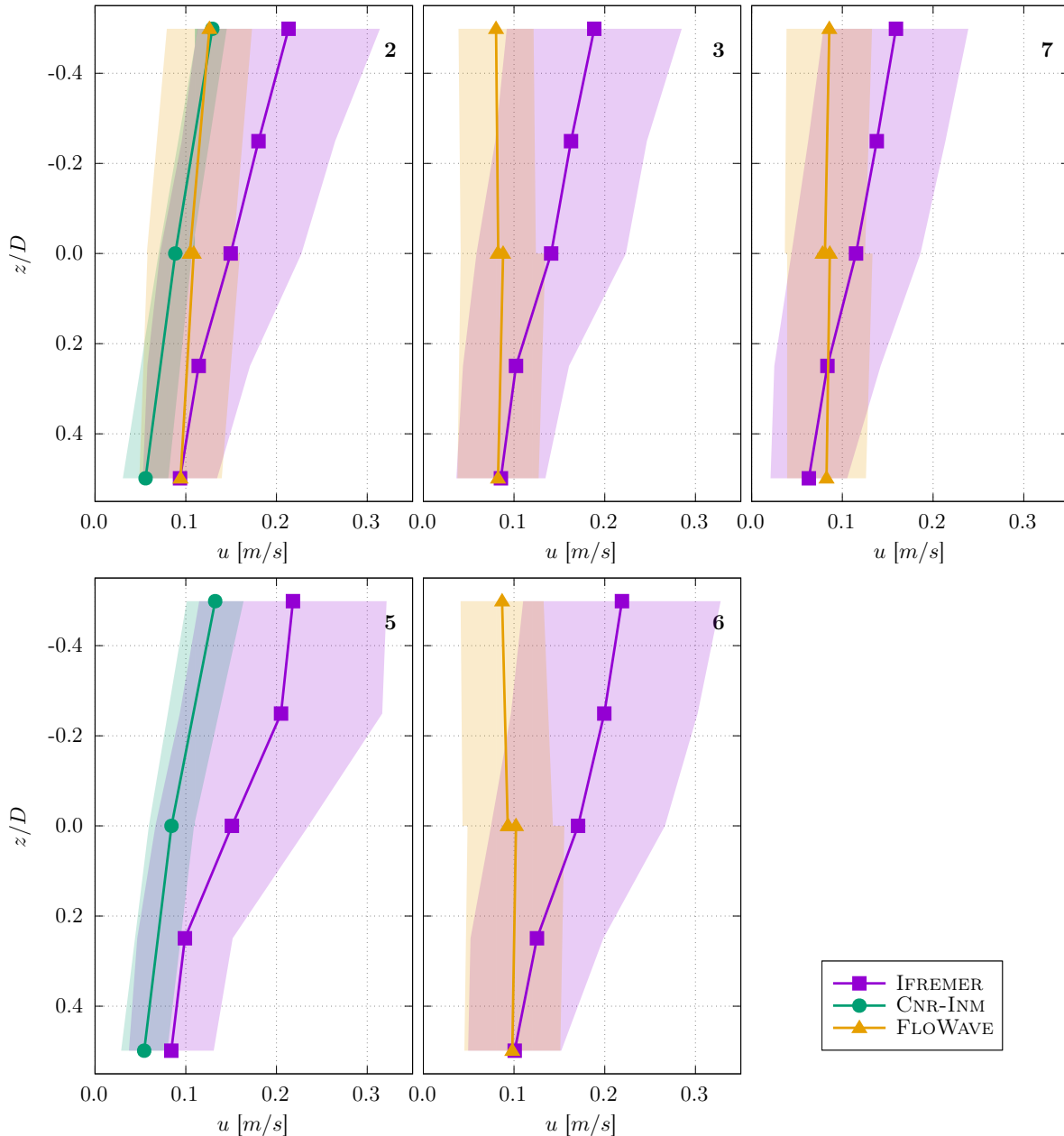


Figure 5.12 – Vertical profiles of the average and standard-deviation of the amplitude of the Hilbert transform of the stream-wise component of the velocity at the turbine location. Numbers 2 to 7 stand for the different generated test cases (see table 5.3)

For the FLOWWAVE tank, the average and the standard-deviation of the amplitude appear to be quite constant with the depth. For case 2 however, the velocity amplitude can be higher than 0.1 m/s, especially for $z > 0$. For every other case, the average amplitude is lower than 0.1 m/s and the standard-deviation is about 0.05 m/s.

The two cases tested at CNR-INM show an increase of the average amplitude of the velocity from the bottom to the top, with values between 0.05 m/s and 0.13 m/s. The standard-deviation stays however low and constant with depth, indicating a low variation of the wave orbital velocity with time.

The larger amplitude of the periodic component of the velocity observed at IFREMER

are confirmed by the analysis of the surface elevation measured by the wave gauge at the turbine position and displayed on figure 5.13. The same method is applied to the wave gauge measurements: i.e. the Hilbert transform is processed and the time average and standard-deviation of its amplitude are displayed.

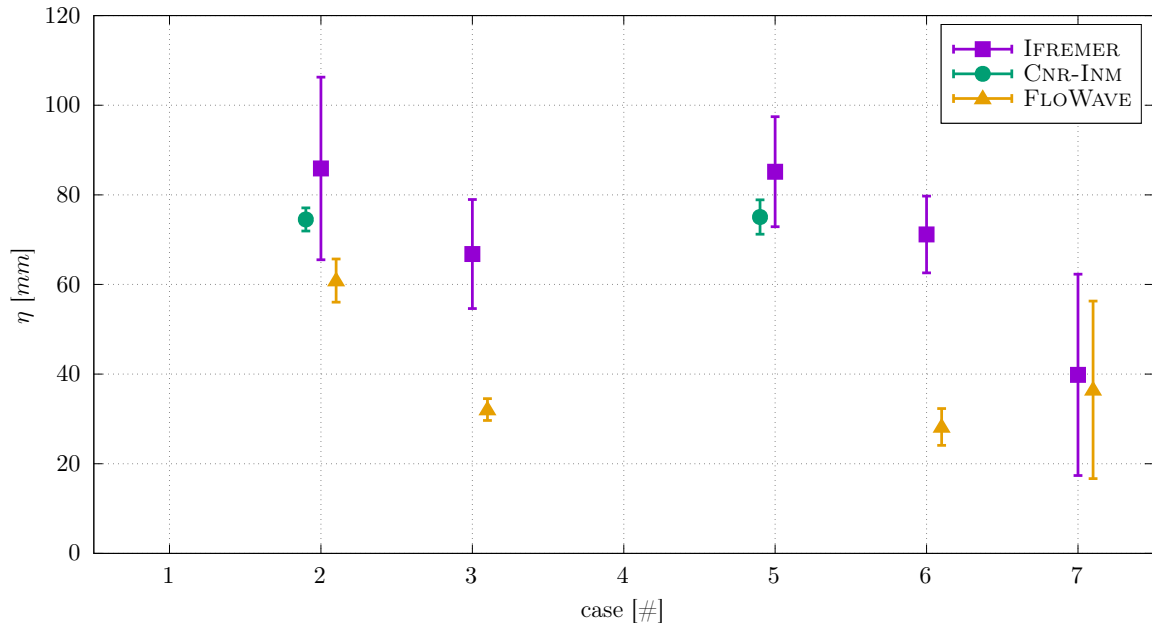


Figure 5.13 – Average and standard-deviation of the amplitude of the Hilbert transform of the surface elevation η , at the turbine location, versus the case number (see table 5.3)

For all the regular wave cases (2, 3, 5 and 6), wave amplitudes are higher at IFREMER compared to the other facilities and to the requested ones (table 5.3). It is the contrary at FLOWAVE where the wave amplitudes are lower or equal than the requested parameters. For these two flume tank, because waves are created with the current, wave amplitudes are reduced and this effect needs to be accounted. Depending on the tank, this effect may be differently managed and compensated. For the two tested cases carried out in CNR-INM, the wave amplitudes correspond to the requested ones.

As for the velocity amplitude, the highest standard-deviation of the surface elevation is reached at IFREMER for all tested cases. This parameter stays quite low in the two other tanks, excepted for case 7 because of the irregular wave.

5.4 Performance comparisons

As explained in the previous section, the velocity U_∞ is processed from the characterization of the inflow measured at the same position of the turbine (without the turbine). The disc-integrated method and the square or cubing of the velocity prior to temporal and spatial averaging enable an accurate processing of the power and thrust coefficients (formula 5.1 and 5.2). These performance coefficients are shown and compared among the tanks and the cases in this section.

5.4.1 With current-only

For the current-only cases (1 and 4), the power and thrust coefficients are displayed on figure 5.14. Average performance as well as standard-deviation are presented on this figure for both flow velocities 0.8 m/s and 1.0 m/s. First of all, these results are quite similar in terms of curve tendency. However, a gap between the curves clearly appears from $TSR > 3$: highest values are obtained in the FLOWAVE tank (yellow curves) as well as the highest standard-deviations. For the power coefficient (figure 5.14 a and c), the maximum difference between the tanks represents about 25% between CNR-INM (green curve) and FLOWAVE (yellow curve) at $TSR = 4$. Concerning the thrust coefficient (figure 5.14 b and d), this maximum difference is reached for the highest TSR and is about 20% between the same two tanks. In terms of C_P , the maximum values are higher or equal to 0.45 for $TSR \simeq 4$. This maximum value is 0.38 - 0.40 at IFREMER (violet curve) and 0.35 - 0.37 at CNR-INM (green curve), with the highest values reached for case 4, i.e. for the highest flow velocity of 1.0 m/s. This slight increase of the C_P curve with the flow velocity is already mentioned in Gaurier et al. (2015) as a Reynolds effect.

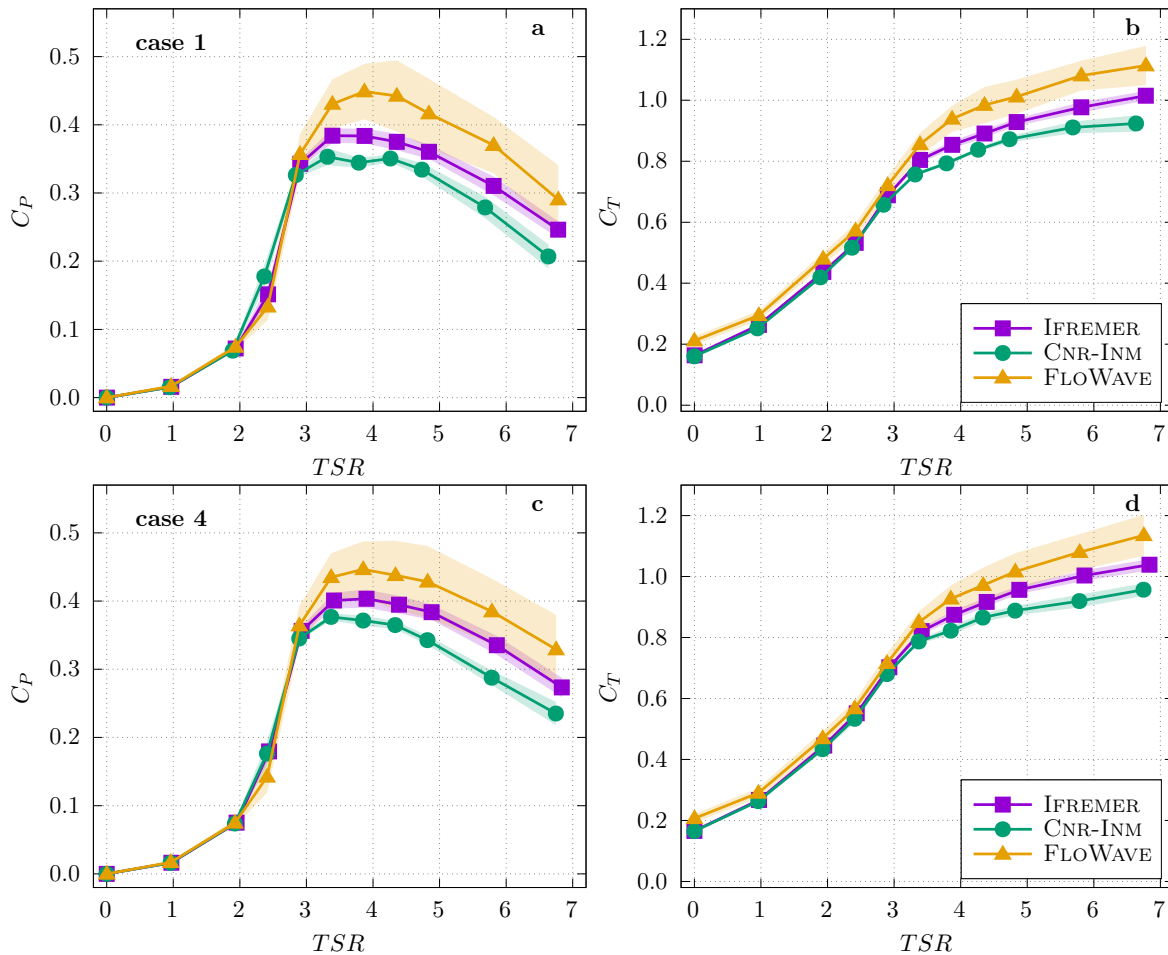


Figure 5.14 – Power (a & c) and thrust (b & d) coefficients comparison for current-only cases: 1 at 0.8 m/s and 4 at 1.0 m/s, versus TSR

Similarly, the standard-deviation is twice as high for the results obtained at FLOWAVE compared to the others facilities. This last remark corresponds to the velocity profiles

already observed on figure 5.8, where the standard-deviation of the measured velocity for cases 1 and 4 is about twice as high in FLOWAVE compared to the same profiles obtained in the other tanks. The natural turbulence of the flow in FLOWAVE (figure 5.11) explains such a large standard-deviation. With a lower gap, the standard-deviation is globally lower at CNR-INM (green curve) compared to IFREMER (violet curve), which is visible as well on the C_P curves (figure 5.14 a and c), especially for $4 < TSR < 5$. This difference in terms of natural turbulence intensities between the tanks can partly explain the difference between the average coefficients: as already observed by Blackmore et al. (2016), an increase of the turbulence characteristics can slightly increase the performance of the turbine.

5.4.2 With current and wave conditions

Performing the same processing on the wave and current conditions leads to figure 5.15 where results from cases 2, 6 and 7 are presented for flow velocities of 0.8 m/s and 1.0 m/s and regular or irregular waves, and for all the three tanks. Please note that these results are also displayed within an individual test site on appendix B for an easier comparison.

These curves are in relatively good agreement, especially for IFREMER and FLOWAVE results (violet and yellow curves), on the contrary to what is shown on figure 5.14 for current-only cases. As already mentioned previously, the wavemaker at IFREMER is intrusive and increases the turbulence rate. As previously shown on figure 5.11, the turbulence intensity in the tank of IFREMER is then higher than the one measured at FLOWAVE. This is directly visible in the standard-deviation part of the curves, with the highest values observed for C_P and C_T in the IFREMER flume tank. However, the turbulence is not the only explanation for this high standard-deviation: as mentioned in the previous section, the average wave amplitude is higher in this tank compared to the others from about 10 mm in CNR-INM to about 40 mm in FLOWAVE depending on the cases (see figure 5.13). As a consequence, the amplitude of the periodic fluctuating part of the velocity is higher at IFREMER compared to the other tanks (as depicted on figure 5.12). Such fluctuations in the velocity directly increase the standard-deviation of the turbine performance coefficients.

Power and thrust coefficients measured at CNR-INM are always lower or equal to those obtained at IFREMER or FLOWAVE (green versus violet and yellow curves on figure 5.15): between 0.35 and 0.38 for C_P and $TSR = 4$ at CNR-INM and between 0.40 and 0.45 for the same parameters at IFREMER and FLOWAVE. The blockage ratio, which is 5 times higher at IFREMER compared to CNR-INM, as observed in table 5.1, may be an explanation for such a difference. However, this ratio is also very close between CNR-INM and FLOWAVE despite significant differences in their turbine performance results. This blockage effect is consequently not the only one explanation. It is further discussed in section 5.5.1. The velocity fluctuations which are higher for the flume tanks of IFREMER and FLOWAVE compared to CNR-INM may be another explanation. Only considering the results obtained at IFREMER showing the largest variations between the cases as depicted by figure B.1, the highest turbine performance is measured for case 6. According to figure 5.12, the amplitude of the orbital velocity in this tank is 0.15 m/s for case 2, 0.17 m/s for case 6 and 0.12 m/s for case 7, at $z/D = 0$. The turbulence rates measured for the same corresponding cases are quite identical with

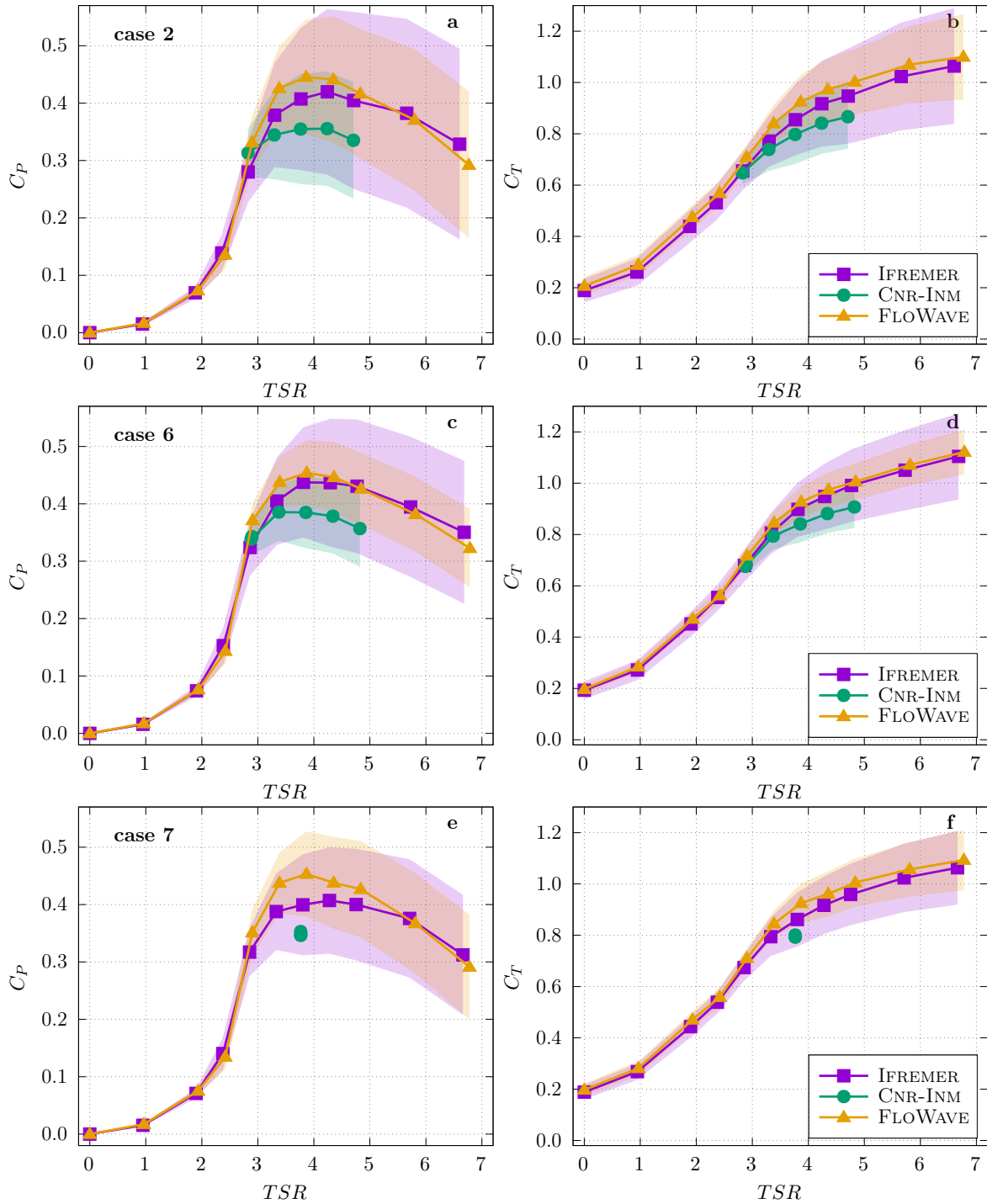


Figure 5.15 – Power (a, c & e) and thrust (b, d & f) coefficients comparison for wave and current cases: 2 regular wave with 0.8 m/s (top), 6 regular wave with 1.0 m/s (middle) and 7 irregular wave with 0.8 m/s (bottom), versus TSR (see table 5.3 for cases details)

9%, 10% and 9.5% respectively (figure 5.11). For the turbine power coefficient, that finally leads to $\overline{C_P} = 0.41$, 0.44 and 0.40 (figure 5.15 a, c and e), respectively for cases 2, 6 and 7 and for $TSR = 4$. The highest performance is then obtained for the highest amplitude of the velocity fluctuations, wherever those fluctuations come from

the periodic wave orbital velocities or the turbulent velocity fluctuations. These velocity fluctuations are consequently another explanation for the lower performance coefficients obtained at CNR-INM compared to IFREMER or FLOWAVE. The turbulence effects are further discussed in section 5.5.2.

Finally, only considering the turbine performance measured at CNR-INM and FLOWAVE (green versus yellow curves), average results are very close to those obtained for current-only cases (see figure B.1 as well). The main significant difference concerns the standard-deviation of these coefficients which are higher for the wave and current cases. E.g. for $TSR = 4$, $\sigma(C_P) = 0.10$ for case 2 and $\sigma(C_P) = 0.06$ for case 6 in both tanks, whereas the same parameter is $\sigma(C_P) = 0.01$ at CNR-INM and $\sigma(C_P) = 0.04$ at FLOWAVE, for cases 1 and 4 (without wave). The standard-deviation is then multiplied by 1.5 to 2.5 for FLOWAVE and by 6 to 10 for CNR-INM, between cases without and with waves. This difference in the increase of the standard-deviation of the turbine performance between the tanks can be explained by the flow turbulence already perceived by the turbine at FLOWAVE for the current-only cases, creating some fluctuations in the turbine measurements. When adding the wave to the current, the standard-deviation of these measurements increases again, due to the periodic wave orbital velocities and their interactions with the current, explaining the multiplier coefficients of 1.5 to 2.5. However, these coefficients are smaller for FLOWAVE compared to the same results at CNR-INM (6 to 10), because the fluctuations perceived by the turbine for the current-only tests in this tank are very low, due to the intrinsic characteristics of the towing tank, i.e. without turbulence. In addition, the wave and current interactions occur at FLOWAVE (as well as at IFREMER) and can explain a different behaviour of the turbine compared to CNR-INM. This last point is further discussed in section 5.5.3.

5.5 Discussion

In the previous section, some differences have been noticed between the turbine performance results obtained in the three tanks. The amplitude of these differences can reach 25% depending on the cases. These differences are mainly related to the different flow characteristics generated in the three tanks, as shown on section 5.3 and discussed in section 5.4.

5.5.1 Blockage effects

The blockage ratio is 5 times higher at IFREMER than at CNR-INM or FLOWAVE (see table 5.1) and it is essential to account for this parameter for turbine performance evaluation. In Gaurier et al. (2015), authors used the method proposed by Bahaj et al. (2007) to compensate for blockage effect differences. Applying the same method on the actual results leads to the blockage correction factor $(U_T/U_F)^3$ depicted on figure 5.16 to be applied to the power coefficient.

These correction factors are slightly different from the ones presented in Gaurier et al. (2015): e.g. for the IFREMER flume tank at $TSR = 4$, $(U_T/U_F)^3 = 0.93$, 3% lower than the value quantified for the previous study. These coefficients are based on the relative size of the facility compared to the turbine diameter and on the measured thrust coefficient. Here, the turbine diameter is slightly larger than in the previous study ($D = 0.724$ m instead of $D = 0.700$ m) however this small gap does not explain

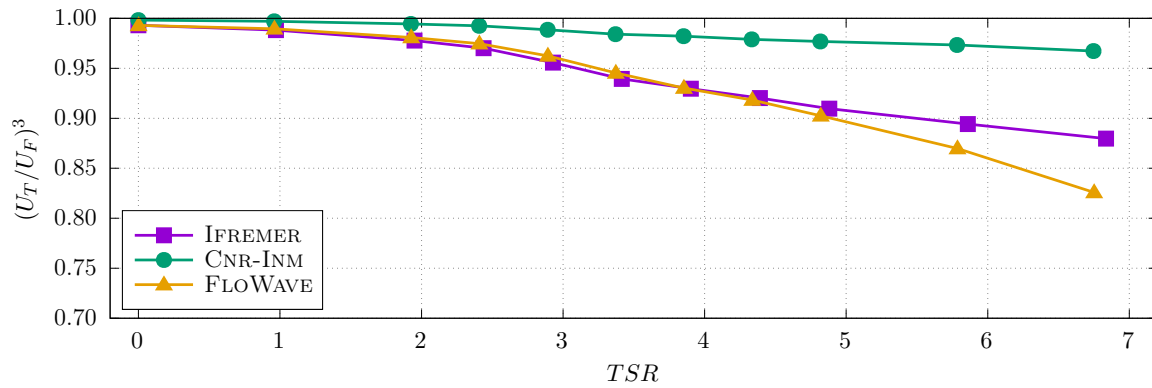


Figure 5.16 – Blockage correction factor $(U_T/U_F)^3$ versus TSR to be applied to the power coefficient, according to the method presented by Bahaj et al. (2007). These coefficients are processed from case 4 (current-only at 1.0 m/s).

such a difference. During the previous RRT, the thrust was not measured on the turbine rotor, but from a load-cell based on the top part of the supporting mast. In order to remove the drag part from the mast, authors subtracted the drag measured at $TSR = 0$ to the one measured at every other TSR . With this new turbine model, the thrust is now measured directly from the rotor, thus minimising errors related to measurement techniques.

The CNR-INM and IFREMER curves in figure 5.16 follow a similar trend but with a difference in amplitude, explained by variations in the cross sectional areas of both facilities. Results obtained at FLOWAVE are however different, especially for $TSR > 5$. These very last points show even lower values than those obtained for IFREMER. Contrary to the typical facilities, the FLOWAVE tank has a circular shape and therefore, quantifying the cross section is somewhat difficult to determine. For this study, the equivalent usable length of this tank (15 m as shown in table 5.1) was considered as the total width. However this might not be the optimum choice, given two main factors:

1. The turbine cannot be located exactly in the mid-position of the tank due to the floor mounting design. Thus, it is likely that distances to the surrounding walls differ from either side.
2. The depth of the tank (2 m) is relatively small compared to the tank diameter. Thus, the depth could be predominant in terms of blockage for the turbine.

Applying these correction factors to the turbine performance curves leads to figure 5.17 for cases 4 and 6. The blockage correction improves some of the curves, e.g. decreasing the difference between CNR-INM and IFREMER for the current-only case 4. For the same case 4, the turbine power coefficient measured at FLOWAVE for $TSR = 4$ is still 13 % different than from those obtained at CNR-INM and IFREMER. Furthermore, results measured at the IFREMER flume tank are still slightly higher than those from the CNR-INM towing tank for wave and current case 6 and for $TSR > 3.5$. In addition, for the same wave and current case 6, results between FLOWAVE and IFREMER are very similar without correction (figure 5.15) whereas they are quite different with the blockage correction here. Finally, the blockage correction method presented in Bahaj et al. (2007) accounts for the tank section area, which can be problematic to define for a circular tank like FLOWAVE. In this study the actual tank diameter is taken as reference width,

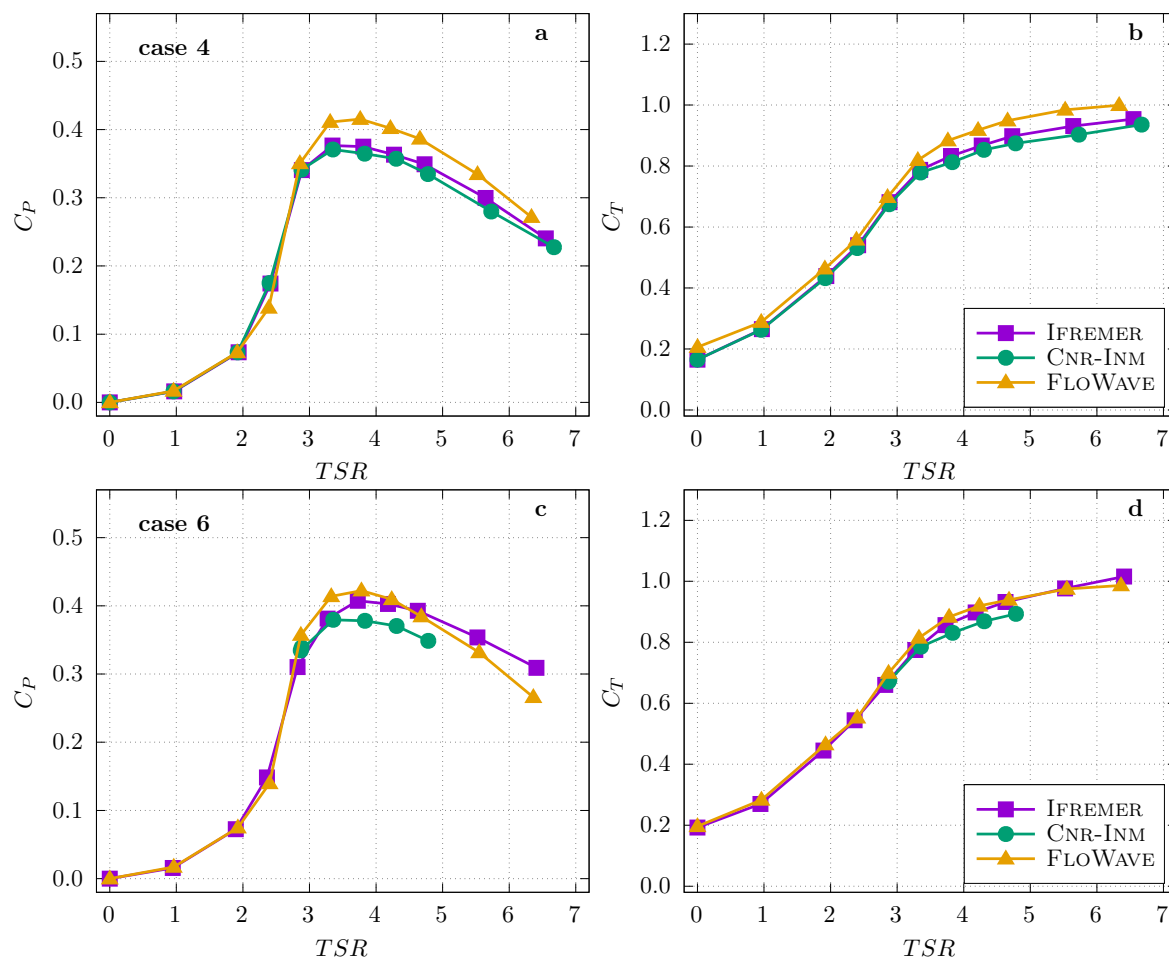


Figure 5.17 – Power (a & c) and thrust (b & d) coefficients comparison accounting for blockage correction: case 4 with current-only at 1.0 m/s (top), case 6 with regular wave and current of 1.0 m/s (bottom), versus TSR

but this choice is questionable, since it is not supported by blockage correction models specific for circular tanks. For the wave and current cases, the blockage correction is not sufficient to explain the encountered differences between turbine performance measured in the tanks. Other parameters including turbulence and wave generation could be attributed to the result disparity.

5.5.2 Turbulence effects

As shown by Blackmore et al. (2016), an increase of the flow turbulence characteristics can slightly increase the turbine performance and associated fluctuations. This turbulence effect has been tested only at IFREMER, where the wavemaker is a separate feature of the facility; i.e. it can be added or removed from the facility. Without the presence of the wavemaker, the turbulence rate is $I_\infty \leq 2\%$ as depicted on figure 5.11 for cases 1 and 4. With the presence of the wavemaker, the turbulence rate increases to $I_\infty \geq 8\%$ as the flow outlet is constrained by the bulky wavemaker. In this additional study, the two cases are studied: the operation of the turbine in the flume without wavemaker and with the wavemaker in position but inoperative (parked). Results are displayed in figure 5.18 comparing the performance of the turbine operating at 1 m/s at

low turbulence level (without wavemaker, case 4) and with higher turbulence rate (with parked wavemaker). The same exact data processing is performed for both cases.

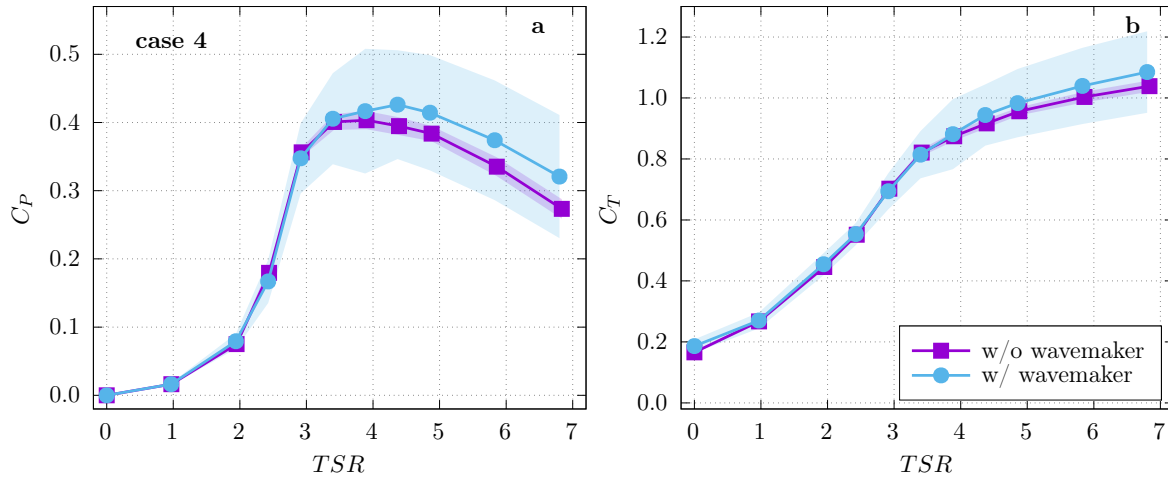


Figure 5.18 – Power (a) and thrust (b) coefficients comparison for current-only case 4 at 1.0 m/s without wavemaker and with the parked wavemaker at IFREMER, versus TSR , showing the turbulence effects on the turbine performance

According to these results, the presence of the parked wavemaker increases the turbine performance for $TSR \geq 4$. For the power coefficient, the increase of the time-average amplitude is about 8% at $TSR = 4.4$. The standard-deviation significantly increases as well for both coefficients after $TSR = 3$: for example, for $TSR = 4$, $\sigma(C_P)$ is about 7 times higher with the parked wavemaker than to case 4 (without wavemaker).

Consequently, the turbulence effects can partially explain the difference observed in the power coefficient curves between FLOWAVE and CNR-INM / IFREMER for case 4 noticed on figure 5.17, after accounting for the blockage ratio. As remarked previously, this difference is about 13% which is however higher than the effects of the turbulence observed at IFREMER previously (figure 5.18) which is limited to 8%. Furthermore, these turbulence effects do not explain the difference between the power coefficient curves obtained at IFREMER and FLOWAVE for case 6 on figure 5.17. These two last curves are processed from measurements carried out in quite a similar turbulent flow (figure 5.11), but the results are still different by 3.5% for $TSR = 4$ after accounting for the blockage ratio: $C_P = 0.422$ at FLOWAVE and $C_P = 0.407$ at IFREMER. The wave and current interactions may explain such a difference.

5.5.3 Wave and current interaction effects

The wave and current interaction effects are not as easy as the turbulence or blockage effects to consider. It has been common knowledge for several years that current modifies wave amplitude and length and also, wave changes the vertical velocity profile. Brevik et al. (1979) carried out some experimental tests in 1979 with various waves and currents and compared their results to the theory. Klopman (1994) performed intensive tests in a wave and current flume tank on that subject, clearly showing these effects. To the authors' knowledge however, this particular non-linear interaction applied on a marine turbine has never been compared. These type of experiment requires the same equipment

tested at non interacting environments (towing tank) and where interactions can not be dismissive (flume tank).

Such a comparison can be done from this experimental campaign, using the flow velocity (ADV) and wave amplitude (wave probe 3) measurements acquired in synchronisation with the turbine performance and both located at the rotor plane (figure 3.1). As a first attempt, a comparison was made for the results obtained for $TSR = 4$ on the wave and current case 2, between the three selected tanks. To visualize the wave and current effect on the turbine power production better, the same presentation proposed by Guo et al. (2018) is picked out and displayed on figures 5.19 and 5.20, respectively versus the water level η and the velocity fluctuations u' .

From these results and especially from the raw data (green points), it is first clearly noticeable that the wave amplitude variations are much higher in the flume tanks of IFREMER and FLOWAVE compared to the towing tank of CNR-INM. Consequently, the velocity fluctuations are higher as well in the same tanks. This corresponds to the results shown on figures 5.13 and 5.12. The wave phase average of these raw data, depicted by the violet curve, globally shows the same trend between the three tanks with a maximum of the turbine power production corresponding to a maximum of the wave elevation and a positive maximum of the velocity fluctuation.

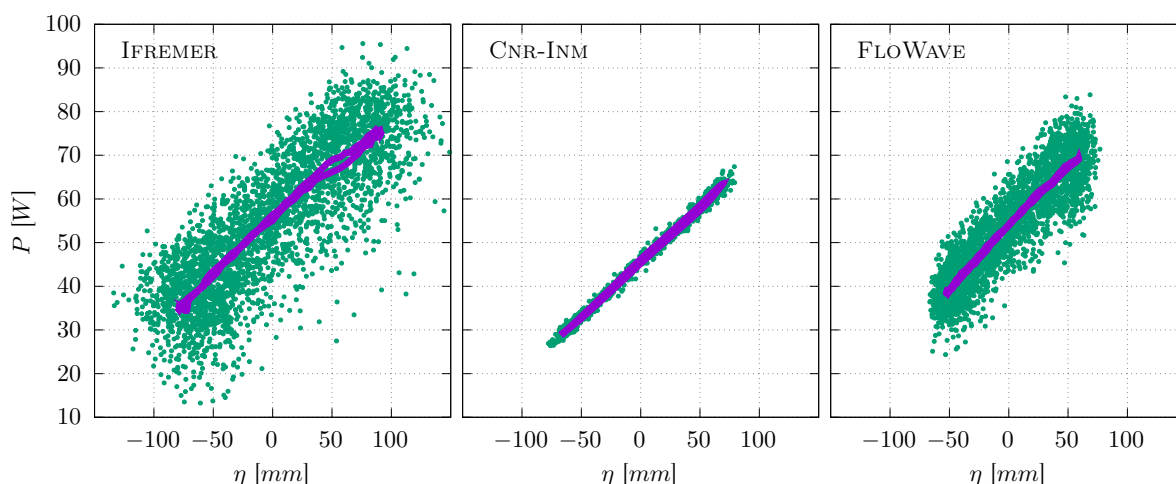


Figure 5.19 – Power production of the turbine P versus the water level η measured by the wave probe 3 (cf. schematic 5.6), for the wave and current case 2 at $TSR = 4$. Green points stand for the raw data and violet curve is the wave phase average of the power versus the wave phase average of the surface elevation.

As shown in the table 5.4 the results of the disc-integrated average velocity are the same for IFREMER and CNR-INM but are lower for FLOWAVE for case 2. The turbine power presented on these last two figures 5.19 and 5.20 is however different between the three tanks: it is centred around 55 W for IFREMER, 46 W for CNR-INM and 54 W for FLOWAVE. These results explain the power coefficient curves plotted on figure 5.15 for case 2:

- the highest values are observed for FLOWAVE because of the low velocity (0.827 m/s) compared to the relatively high power (54 W)
- the lowest values are obtained for CNR-INM because of the high velocity (0.848 m/s) compared to the relatively low power (46 W)

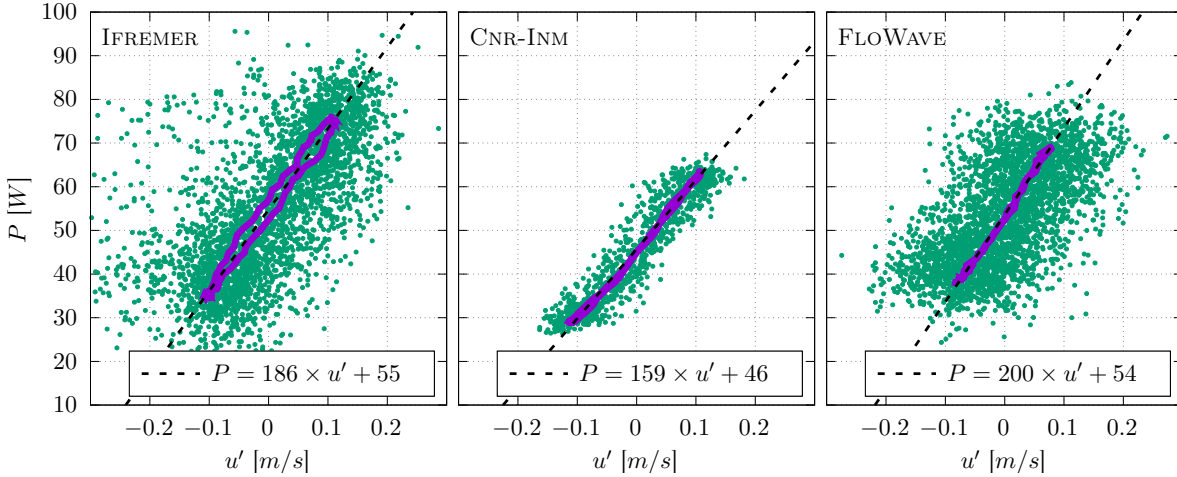


Figure 5.20 – Power production of the turbine P versus the stream-wise fluctuation of the velocity u' measured by the ADV on the side of the turbine (cf. schematic 5.6), for the wave and current case 2 at $TSR = 4$. Green points stand for the raw data, violet curve is the wave phase average of the power versus the wave phase average of the fluctuating velocity and dashed line stands for its best linear fit.

As depicted by the linear fit of the wave phase average displayed on figure 5.20, the slope is the highest for FLOWAVE and the lowest for CNR-INM. That means the gain or loss in terms of turbine power is faster at FLOWAVE compared to CNR-INM, for the same given velocity fluctuation. An explanation for this phenomena could be the difference of the disc-integrated average velocity between these two facilities. However, the difference in the slope of the fit is similar between IFREMER and CNR-INM, with a slightly lower value for IFREMER compared to FLOWAVE. For these two facilities (IFREMER and CNR-INM), the disc-integrated average velocity is identical, as shown in table 5.4.

This first attempt shows that there are differences in the turbine power production between the three facilities, for nearly identical wave and current flow conditions. Complementary studies are required to understand the origin of these differences better.

5.5.4 Synthesis on the tidal turbine performance characteristics

In 2015, Gaurier et al. (2015) showed that Reynolds effects can have a significant impact on tidal turbine model performance (about 10% on the power coefficient) when it was subjected to current-only environments, by modifying the flow regime around the blade foil sections and thus the angle of the incident flow (angle of attack). Furthermore, authors argued that these Reynolds effects can be differently perceived by a turbine model in experimental tanks depending on flow turbulence (in circulating tanks) or carriage vibrations (in towing tanks) by destabilizing the laminar boundary layer on the blade foil sections. These effects are added to the previously explained blockage ratios and flow turbulence characteristics as additional sources of difference for turbine performance determination under current-only solicitations in hydrodynamic tanks.

For the combined wave and current loadings, the wave and current interactions have been addressed in the previous subsection as an extra source of difference for turbine

performance determination between towing and circulating tanks. Draycott et al. (2017) carried out variety of realistic combined current-wave scenarios at the FLOWAVE tank, with the objective to understand the characteristics of testing in a combined wave-current environment. They highlighted tank-specific effects related to the wave generation responding to the presence of current. For example, the same authors showed in Draycott et al. (2018) a poorer absorption performance of the force-feedback wave paddles in current, at the same FLOWAVE tank. The wave absorption is differently managed in tanks, e.g. force-feedback paddles or damping beaches with various efficiencies, which generates slightly different wave conditions. In Draycott et al. (2017), these authors noticed there was some difficulty in generating large enough high frequency wave components for the highest current velocities, i.e. higher than 0.5 m/s according to the authors. They argued that this is due to a combination of frequency-dependent paddle limits and the larger following currents reducing wave amplitudes significantly. In addition, they showed that the fluctuations in the current velocity introduced by turbulence cause temporally-variable wave modification by the current, which is responsible for a decrease in the repeatability of the wave measurements, introduces uncertainty and generates unpredictable wave-current interaction. They finally concluded that other circulating tanks will likely experience analogous response from wavemakers to the direct and indirect effects of the current generation, which is clearly the case at the IFREMER flume tank according to the presented results. These effects are only present in the flume tanks, i.e. FLOWAVE and IFREMER, but can be the origin of the differences observed in the turbine model performance between the tanks. On the other side, there is no wave-current interaction in towing tanks, which is clearly far from the reality according to the study of Filipot et al. (2015) who developed a method trying to separate the wave and coherent turbulence contributions from tidal energy site measurements. In addition, even though the repeatability is relatively high in the towing tanks, the acquisition time is always limited. In this study, the wave and current tests duration was about 60s for the 1 m/s carriage velocity, which systematically requires multiple acquisitions, especially for irregular wave. This kind of limitation induces another type of uncertainties.

According to all these observations, the confidence in the experimental tests for the performance characteristics of a model tidal turbine in hydrodynamic tanks may be questionable, especially for simultaneous wave and current loadings. Depending on the cases, differences can reach 15 to 25 % for the average power coefficient at the maximum of the curve ($TSR \simeq 4$) between the three used facilities. The time-average and standard-deviation of the raw power and thrust parameters measured on the turbine are summarized in table 5.5, for TSR corresponding to the maximum of the extracted power. Between the tanks, the difference is 15 to 20 % for the average power and 10 to 20 % for the average thrust, for all considered cases. The standard-deviation can be multiplied by factors 2 to 8 for the power and thrust coefficients, depending on the tanks. For most of the cases, the lowest values are reached in the towing tank and the highest ones in the flume tanks. From an industrial point of view, such differences in terms of experimental results can be significant for a turbine dimensional process.

The International Electrotechnical Commission (IEC) recommends that waves are considered in resource characterisation process (IEC 2015) and additionally advises wave measurement programmes where wave orbital velocities are greater than 20 % of the current speed (IEC 2013). At present there is no pan-European or worldwide consensus

Table 5.5 – Average and standard-deviation of the row power and thrust measured on the turbine for current-only cases (1 & 4) and for combined wave and current cases (2, 6 & 7). For each case and each tank, TSR is chosen to correspond to the highest power value, i.e. $TSR \simeq 4$. Numbers highlighted in colour correspond to the highest (red) or lowest (blue) parameter values, for each tested case.

case #		1	4	2	6	7
\bar{P} [W]	IFREMER	44.5	89.2	56.4	109.2	52.0
	CNR-INM	43.8	86.9	45.7	89.5	45.4
	FLOWAVE	52.9	104.0	53.5	104.5	53.7
$\sigma(P)$ [W]	IFREMER	1.2	2.9	19.4	24.0	11.8
	CNR-INM	1.5	1.2	12.8	11.6	5.5
	FLOWAVE	4.8	9.6	12.0	13.0	8.8
\bar{T} [N]	IFREMER	112.9	188.7	139.0	206.6	135.3
	CNR-INM	111.0	174.5	125.6	176.2	119.5
	FLOWAVE	132.5	206.1	131.5	204.2	130.8
$\sigma(T)$ [N]	IFREMER	1.5	3.2	25.3	24.4	16.6
	CNR-INM	0.8	1.8	17.9	11.5	7.7
	FLOWAVE	6.0	9.8	15.0	13.3	10.9

on appropriate test methodologies and practices to be implemented. According to this study, a defined standard for the prediction of unsteady wave loading on tidal turbines could help to improve the confidence on this kind of experimental trials.

5.6 Conclusion

This paper presents the results obtained into three different facilities on the performance of a horizontal axis tidal turbine model, when subjected to wave and current conditions. As observed in the inflow analysis, the exact same hydrodynamic conditions are difficult to obtain, between facilities. For current-only cases, the norm of the velocity differs by 1 or 2%. Such a difference is however taken into account when processing the normalized turbine performance power and thrust coefficients. For the wave and current cases, a disc-integrated average velocity method is established to account for the vertical gradient of the velocities, mainly appearing at IFREMER with about 20% difference between top and bottom of the blade tips. Nevertheless, the main differences between flow characteristics facilities lie in the standard-deviation of the main parameters like flow velocity or wave amplitude. The turbulence, the wave-current interactions and the difficulties to generate wave and current conditions encountered in the flume tanks are mainly responsible for such differences. These differences are finally related to the intrinsic characteristics of the tanks.

Such differences in the inflow characteristics lead to differences in the turbine performance in terms of power and thrust coefficients. Depending on the cases, these differences can reach 15 to 25% for the average power coefficient at the maximum of the

curve ($TSR = 4$) between facilities. Temporal fluctuations of these coefficients are significantly different as well, with ratios reaching 2 for some cases between facilities. The average differences can partially be corrected considering the blockage effect, especially between CNR-INM and IFREMER. However, the chosen method is difficult to apply for the circular tank of FLOWAVE. The flow turbulence is shown to be responsible for less than 10% difference in the power coefficient results, with higher performance for higher flow turbulence characteristics. Finally, the wave and current interactions seem to play a role in the measured turbine performance differences as well. A first attempt is given showing that the turbine power production differs between the facilities versus the wave amplitudes and velocity fluctuations. A deeper analysis is however required, accounting for the blade forces and moments to see if the conclusions obtained for the global response of the turbine (rotor scale) stay the same for a smaller and local level (blade scale). This should help to understand this phenomena better.

The corresponding raw data are available on the SEANOE platform (Gaurier et al. [2018c](#)).

Conclusion générale et perspectives

Ocean energy has made remarkable progress in recent years. A record quantity of capacity has been installed and never-before-seen volumes of power have been produced. We now measure produced electricity in GWh instead of MWh.

ETIP OCEAN (2020)

6.1 Conclusion

L'étude expérimentale des performances d'une hydrolienne nécessite une connaissance approfondie des conditions de fonctionnement imposées par l'environnement. Cette connaissance est nécessaire à la fois pour la détermination précise des performances, mais également pour quantifier la fatigue et optimiser le dimensionnement des différents composants (pales, convertisseurs, chaîne de transmission, supports, etc.). La caractérisation de l'écoulement peut être effectuée en amont du déploiement ou de manière simultanée, c'est à dire pendant le fonctionnement de la machine.

Si l'écoulement est homogène et ne présente pas de gradient de vitesse sur le disque balayé par les pales de l'hydrolienne, une caractérisation initiale, réalisée avant l'installation de la machine, peut être suffisante. Dans ce cas, les performances déterminées dépendent donc exclusivement de cette mesure initiale de la vitesse. Or, on a montré dans ces travaux que la fluctuation temporelle de la vitesse d'un écoulement turbulent pouvait être à l'origine d'une variation moyenne du coefficient de puissance de près de 10 %, notamment lorsque la turbulence ambiante est forte (de l'ordre de 15 %). De plus, dans ce cas, il n'est pas envisageable d'établir de corrélations entre les fluctuations de chargement et la réponse correspondante de la machine. Une mesure simultanée de la vitesse incidente améliore nettement ces résultats. Dans ce cas, la question de la distance

entre l'hydrolienne et le moyen de mesure de la vitesse est primordiale. Une distance de $4 D$ semble être un bon compromis, permettant à la fois de se prémunir des effets d'induction et de blocage de la machine sur la vitesse mesurée et de conserver une corrélation significative entre cette vitesse et la réponse temporelle et spectrale de l'hydrolienne. Au cours de cette étude, il a ainsi été montré que l'hydrolienne utilisée répondait très bien aux fluctuations basses fréquences de l'écoulement, mais que ses composantes hautes fréquences n'étaient pas directement liées aux variations de vitesse du courant incident. La fréquence de coupure se situe alors aux environs de 1 Hz, ce qui est en accord avec CHAMORRO et al. (2015b), qui montre que la fréquence de coupure d'une éolienne est autour de $f_c \simeq U_\infty/(D/2)$.

Si l'écoulement n'est pas homogène mais, qu'au contraire, des gradients de vitesse apparaissent dans le disque balayé par les pales, la détermination de la quantité d'énergie cinétique perçue par la machine est plus délicate. C'est le cas des deux conditions particulières décrites dans ces travaux, composées d'un écoulement dont la turbulence est générée par un obstacle de fond et d'un écoulement mêlant la houle et le courant. Pour ces écoulements plus complexes, les deux types de caractérisation sont nécessaires et complémentaires pour caractériser finement la réponse d'une hydrolienne et son comportement mécanique et structurel. Les résultats de ces observations devraient être intégrés dans les procédures de normalisation et de certification des modélisations expérimentales, afin d'homogénéiser les campagnes d'essais et l'analyse des résultats.

En effet, la caractérisation initiale des conditions doit permettre de quantifier finement les processus physiques mis en œuvre. Pour le cas de variations bathymétriques, une reconstruction dans les trois dimensions de l'espace du champ moyen des vitesses a ainsi pu être effectuée à partir de mesures PIV enregistrées sans l'hydrolienne. Nous avons montré que ce type de reconstruction permet de mettre en évidence des gradients verticaux de vitesse, dont les effets peuvent ensuite être observés sur la répartition cyclique des efforts en pied de pale de l'hydrolienne. Pour le cas de l'interaction entre la houle et le courant, le cisaillement vertical moyen de la vitesse a été quantifié, a minima, par des mesures sur un profile, à l'emplacement de la machine. Ces mesures ont ensuite été intégrées sur le disque balayé par les pales de l'hydrolienne, afin d'établir le plus précisément possible la quantité d'énergie cinétique perçue par la machine. Cependant, comme pour les écoulements homogènes, la précision des performances obtenues à partir de cette mesure de vitesse initiale est limitée du fait de la non-synchronisation des mesures d'écoulement avec la réponse de l'hydrolienne.

La caractérisation simultanée de l'écoulement en un point ou dans un plan avec l'acquisition des chargements sur la machine est possible, mais elle n'est pas représentative de la quantité d'énergie cinétique perçue par l'hydrolienne, du fait de la non-homogénéité des conditions incidentes. Ces mesures ne peuvent donc pas être utilisées pour la détermination des performances. Néanmoins, elles permettent de connaître la réponse temporelle et fréquentielle de la turbine face aux fluctuations de l'écoulement. Cette étude a été effectuée à partir de mesures PIV, réalisées immédiatement devant le rotor, dans le cas de l'écoulement derrière l'obstacle. La réponse spectrale de l'hydrolienne a ainsi pu être déterminée.

Pour le cas de l'interaction houle - courant, un ADV était positionné sur le côté du rotor, à la même distance du batteur à houle que le rotor de la machine. Une différence entre les trois bassins utilisés dans la détermination du comportement de la machine face aux sollicitations de la houle a été mise en lumière. En effet, les performances

moyennes mesurées dans les bassins montrent des disparités assez significatives. Ainsi, des différences observées sur le coefficient de puissance peuvent atteindre 15 à 25 % entre les bassins, pour la vitesse de rotation nominale de la machine ($TSR = 4$). Bien que relativement importantes, ces différences sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par AUBRUN et al. (2019) entre les coefficients de poussée d'un disque poreux mesurés dans plusieurs souffleries, lors d'essais Round Robin du même type. Dans les travaux présentés ici, plusieurs facteurs sont analysés pour expliquer de telles différences :

- L'effet de blocage, lié aux dimensions des bassins par rapport à la taille du rotor, peut être à l'origine d'une surestimation de ce coefficient de 2 à 7 % suivant les bassins.
- La turbulence, dont les caractéristiques diffèrent dans chaque bassin en fonction de leurs caractéristiques intrinsèques, en est aussi responsable pour une part. Les paramètres de la turbulence diffèrent d'une manière plus spécifique entre les bassins de traction et de circulation. Il a été montré, dans ces travaux, qu'une augmentation de 6 % de l'intensité turbulente dans le même bassin, pouvait être la source d'une augmentation de 8 % du coefficient de puissance moyen.
- Les effets non-linéaires de l'interaction entre la houle et le courant, qui n'apparaissent pas dans un bassin de traction, pourraient également être à l'origine des différences observées.

Outre les différences moyennes dont il vient d'être question, d'importantes variations des performances ont également été rencontrées. Les écarts-types des coefficients de puissance et de poussée peuvent ainsi être multipliés par des facteurs entre 2 et 8 entre les bassins, avec généralement des valeurs plus faibles pour le bassin de traction et plus fortes pour les bassins de circulation. La manière de générer la houle dans un fluide en mouvement et la turbulence plus forte dans les bassins de circulation en sont les principales raisons.

La caractérisation de l'écoulement généré dans le sillage de variations bathymétriques a permis de faire ressortir la présence de grosses structures tourbillonnaires, déjà observées par IKHENNICHEU et al. (2019c), notamment à partir de mesures PIV et du spectre des vitesses. Ces structures, dont la taille est équivalente au diamètre de l'hydrolienne, remontent vers la surface tout en étant emportées par le courant. Elles correspondent aux observations faites sur les sites fortement énergétiques tel que le Raz Blanchard. Dans ces travaux, l'impact de ces structures sur le rotor est analysé pour quatre positions relatives de la turbine par rapport à l'obstacle. Les distances les plus lointaines montrent des variations ponctuelles importantes de l'effort de traînée global, liées au passage de ces structures, pouvant atteindre 50 à 75 % de la valeur moyenne. De plus, en augmentant localement le cisaillement de la vitesse, leur passage amplifie également les fluctuations cycliques de l'effort de traînée en pied de pale. La moyenne de phase de cet effort local montre alors des variations cycliques moyennes de plus de 20 % de l'effort moyen, à chaque rotation, c'est à dire toutes les 0,58 s à $TSR = 4$. De telles variations périodiques des sollicitations mesurées en pied de pale affectent irrémédiablement la fatigue des matériaux constituant les pales ainsi que, plus généralement, l'ensemble de la chaîne de conversion d'énergie.

L'analyse spectrale de ces efforts a permis de montrer un pic basse fréquence de grande amplitude, bien visible sur la plupart des spectres présentés, correspondant au passage des structures tourbillonnaires issues de l'obstacle. Par ailleurs, ces spectres se caractérisent également par une pente bien marquée en loi de puissance $-11/3$ sur

la gamme des fréquences correspondantes au régime inertiel de l'écoulement en loi de puissance $-5/3$. L'observation de cette pente, déjà effectuée à plusieurs reprises dans la littérature et notamment sur des éoliennes, a permis de faire ressortir la fonction de transfert de l'hydrolienne (sa réponse spectrale). Cette dernière présente donc la particularité d'avoir une pente en loi de puissance -2 , sans toutefois que les mécanismes physiques sous-jacents soient, pour l'heure, clairement explicités.

6.2 Perspectives

Ces travaux s'ouvrent sur un certain nombre de perspectives. Tout d'abord, l'analyse des efforts en pied de pales obtenus lors des essais Round Robin pour la configuration houle - courant n'a pas encore été effectuée. Celle-ci devrait apporter des précisions supplémentaires sur les différences observées entre les bassins et ainsi ajuster les valeurs de chargement extrêmes à prendre en compte pour les études de fatigue et de dimensionnement des pales.

Toujours à brève échéance, l'utilisation systématique de la LDV à trois composantes pour les futurs essais devrait permettre de compléter les bases de données déjà disponibles, notamment avec des mesures complémentaires dans le sillage ou en amont de la machine. La détermination complète du tenseur de Reynolds serait alors possible. La caractérisation de la vitesse incidente proche du rotor pourrait également permettre la mesure de l'effet d'entraînement en rotation. C'est sans doute cet effet d'entraînement qui est la cause du déphasage de -30° observé sur la moyenne de phase de l'effort de traînée en pied de pale dans la section 4.1.3.2.

Sur le même sujet, PAYNE et al. (2018) note un déphasage assez similaire, quoique de moindre amplitude, obtenu pour un écoulement homogène et faiblement turbulent. Une supposition avancée par les auteurs de ce papier est qu'il pourrait s'agir, dans ce cas, d'un effet lié à la présence du mât de l'hydrolienne sur les pales (*tower shadowing effect*). Des essais complémentaires couplant l'hydrolienne à un mât fictif dont on pourrait faire varier la distance aux pales, permettraient de répondre à cette question. Le but serait de connaître la distance minimale entre le mât et le rotor, en fonction des conditions d'écoulement, permettant de limiter la perception de la présence du mât par les pales et ainsi annihiler cet effort cyclique, source de fatigue. Cette contrainte pourrait ainsi être prise en compte, lors de la phase de conception d'une hydrolienne.

La détermination en bassin des fonctions de transfert d'une hydrolienne pour différentes conditions de fonctionnement (turbulence, houle, interaction avec une bathymétrie spécifique) permettra d'obtenir une meilleure estimation du productible d'un site énergétique, à partir de la caractérisation préalable des conditions océano - météorologiques rencontrées sur la zone d'implantation d'une ferme commerciale. La connaissance fine de la réponse de la machine permettra également d'identifier en temps réel un incident de production par la mesure de l'écart entre le productible mesuré et le productible cible, calculé à partir de la mesure de l'écoulement en amont de la machine et des fonctions de transfert de l'hydrolienne. Des développements spécifiques pourraient être entrepris dans ce sens pour proposer aux industriels des outils d'aide au développement de ferme commerciale et au suivi de parc.

Concernant la réponse spectrale de l'hydrolienne, même si la pente en loi de puissance $-11/3$ du spectre des efforts ou du couple est observée à plusieurs reprises dans

la bibliographie, l'origine de la loi de puissance -2 de la fonction de transfert n'est pas clairement explicité. Un effet de moyennage surfacique par le rotor est pressenti, mais n'a encore jamais été démontré. Des analyses spécifiques seront entreprises pour tenter d'apporter des précisions sur ce sujet.

Plus globalement, l'ensemble de cette étude est réalisée en utilisant une hydrolienne tri-pales à axe horizontal et à l'échelle un vingtième. Deux questions légitimes, auxquelles il va falloir répondre prochainement, se posent alors :

1. Les résultats obtenus et les observations qui en sont déduites sont-ils identiques si l'hydrolienne testée était à axe vertical ou de solidité différente (2 ou 4 pales) ?
2. Les conclusions de cette études s'appliquent-elles de façon similaire à une hydrolienne de taille réelle ?

Les collaborations initiées depuis quelques années avec les entreprises Sabella et HydroQuest, développant respectivement une hydrolienne à axe horizontal et vertical, devraient, dans un futur proche, permettre de répondre à ces questions. En effet, dans les deux cas, des comparaisons entre les résultats d'essais expérimentaux obtenus à l'échelle un vingtième et les mesures *in-situ* obtenues à l'échelle un sont possibles.

Enfin, nous allons poursuivre les études des effets de sillage issus de variations bathymétriques dans les années à venir. Un nouveau sujet d'étude, incluant une thèse qui devrait démarrer à l'automne 2020, va permettre de compléter la base de données déjà disponible en introduisant un niveau de turbulence supérieur en amont de l'obstacle, mais aussi en incluant l'interaction entre la houle et le courant. Une nouvelle caractérisation détaillée du sillage sera nécessaire. Par la suite, l'ajout de l'hydrolienne dans cet écoulement complexe permettra de se rapprocher des caractéristiques d'un écoulement réel, tel que celui observé dans le Raz Blanchard où le niveau de turbulence ambiant se mêle à celui des perturbations bathymétriques et où les forts courants de marée interagissent avec la houle de la Manche.

Liste des publications

A.1 Articles

1. GAURIER, B., P. DRUAULT, M. IKHENNICHEU et G. GERMAIN (2020b). « Experimental analysis of the shear flow effect on tidal turbine blade root force from three-dimensional mean flow reconstruction ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. DOI : [10.1098/rsta.2020.0001](https://doi.org/10.1098/rsta.2020.0001)
2. GAURIER, B., M. IKHENNICHEU, G. GERMAIN et P. DRUAULT (2020c). « Experimental study of bathymetry generated turbulence on tidal turbine behaviour ». In : *Renewable Energy* 156, p. 1158-1170. DOI : [10.1016/j.renene.2020.04.102](https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.102)
3. GAURIER, B., S. ORDONEZ-SANCHEZ, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, C. JOHNSTONE, R. MARTINEZ, F. SALVATORE, I. SANTIC, T. DAVEY et al. (2020d). « MaRINET2 Tidal Energy Round Robin Tests-Performance Comparison of a Horizontal Axis Turbine Subjected to Combined Wave and Current Conditions ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 8.6, p. 463. DOI : [10.3390/jmse8060463](https://doi.org/10.3390/jmse8060463)
4. GAURIER, B., C. CARLIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN (2020a). « Three tidal turbines in interaction : An experimental study of turbulence intensity effects on wakes and turbine performance ». In : *Renewable Energy* 148, p. 1150-1164. DOI : [10.1016/j.renene.2019.10.006](https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.10.006)
5. DESKOS, G., G. S. PAYNE, B. GAURIER et M. GRAHAM (2020). « On the spectral behaviour of the turbulence-driven power fluctuations of horizontal-axis turbines ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 904, A13. DOI : [10.1017/jfm.2020.681](https://doi.org/10.1017/jfm.2020.681)
6. ORDONEZ-SANCHEZ, S., B. GAURIER, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, R. MARTINEZ, C. JOHNSTONE, I. SANTIC, F. SALVATORE, T. DAVEY et al. (2020). « Tidal Energy Round Robin Tests : methodology and flow characterisation to test a generic tidal stream turbine operating under the combined effects of waves and currents ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* under review

A.2 Actes de conférences

1. GAURIER, B., G. GERMAIN et J.-V. FACQ (2017). « Experimental study of the Marine Current Turbine behaviour submitted to macro-particle impacts ». In : *12th European Wave and Tidal Energy Conference*. Cork, Ireland. URL : <https://ewtec.org/proceedings/>
2. GAURIER, B., M. IKHENNICHEU, P. DRUAULT, G. GERMAIN, J.-V. FACQ et G. PINON (2018b). « Etude expérimentale des effets de sillage d'un large obstacle posé sur le comportement d'une hydrolienne ». In : *16èmes Journées de l'Hydrodynamique*. Marseille, France, p. 1-10. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00482/59334/>
3. GAURIER, B., S. ORDONEZ-SANCHEZ, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, C. JOHNSTONE, R. MARTINEZ, I. SANTIC et F. SALVATORE (2019b). « First round of MaRINET 2 Tidal Energy Round Robin Tests : combined wave and current tests ». In : *13th European Wave and Tidal Energy Conference*. Naples, Italy. URL : <https://ewtec.org/proceedings/>
4. GAURIER, B., G. GERMAIN et G. PINON (2019a). « How to correctly measure turbulent upstream flow for marine current turbine performances evaluation ? » In : *Advances in Renewable Energies Offshore - Proceedings of the 3rd International Conference on Renewable Energies Offshore, RENEW 2018*, p. 23-30. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00461/57308/>
5. IKHENNICHEU, M., B. GAURIER, G. GERMAIN, P. DRUAULT, G. PINON et J.-V. FACQ (2019a). « Experimental study of the wall-mounted cylinder wake effects on a tidal turbine behaviour compared to free stream turbulence ». In : *13th European Wave and Tidal Energy Conference*. Naples, Italy. URL : <https://ewtec.org/proceedings/>

Turbine performance comparison within an individual test site

Figure B.1 displays the same turbine performance coefficients than those presented on figures 5.14 and 5.15. They are however shown within an individual test site.

From these curves, results obtained at IFREMER show the smallest values for current-only cases 1 and 4. On the contrary, the largest ones are observed for the wave and current case 6. Results from CNR-INM show a similar trend but with a smaller gap between the lowest and the largest values: e.g. for $TSR = 4$, the C_P difference is lower than 0.03 at CNR-INM but it is higher than 0.06 at IFREMER. Finally, results from FLOWAVE show very close values for all the cases. The only perceptible difference for the power coefficients is found for the two highest TSR , versus the flow velocity of 0.8 or 1.0 m/s.

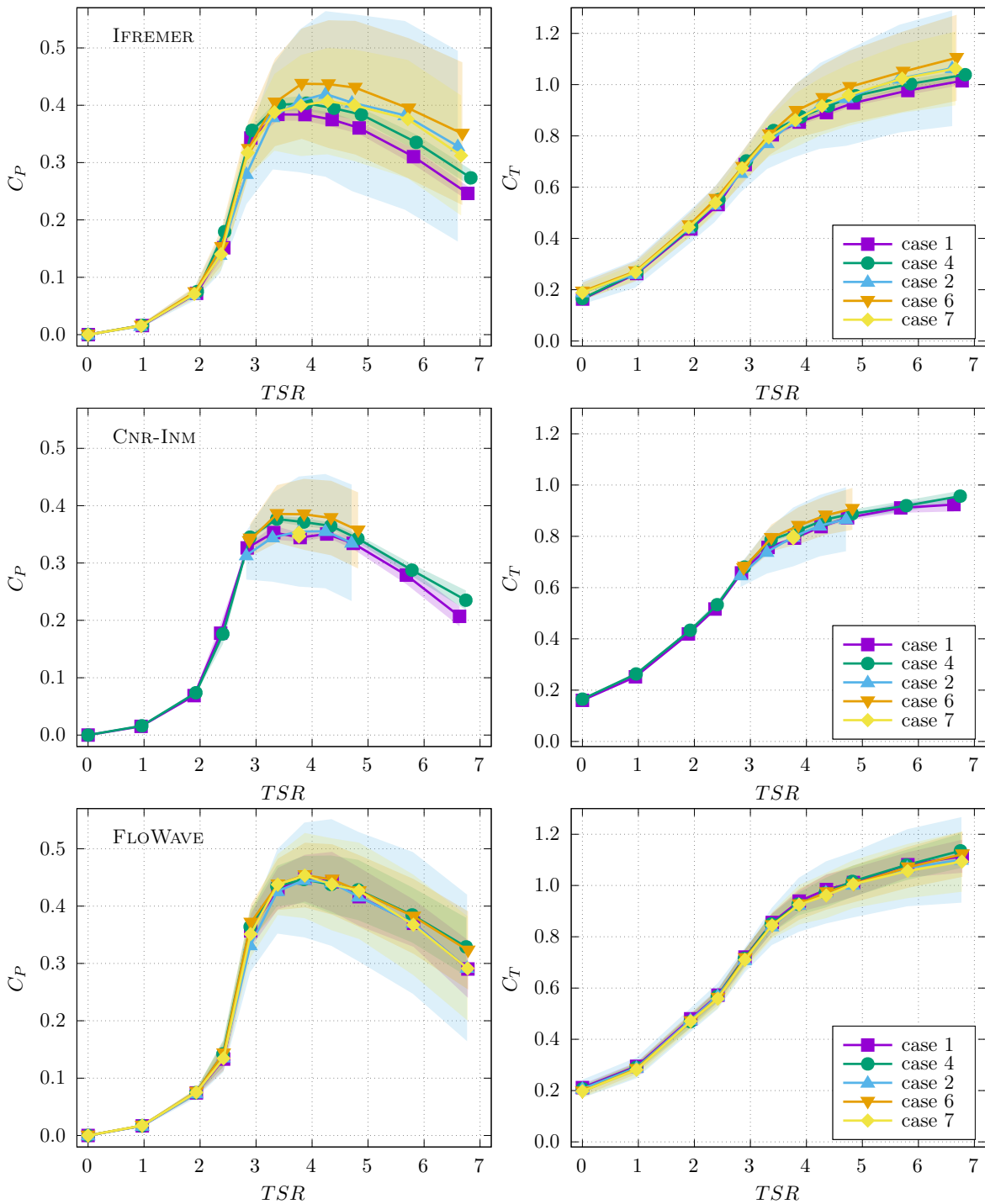


Figure B.1 – Power (left-hand side) and thrust (right-hand side) coefficients comparison for the same cases than figures 5.14 and 5.15 (1 current-only at 0.8m/s, 4 current-only at 1.0m/s, 2 regular wave with 0.8m/s, 6 regular wave with 1.0m/s and 7 irregular wave with 0.8m/s) versus TSR and displayed within an individual test site

Bibliographie

- ADEME (2016). *Documentation des facteurs d'émissions de la Base Carbone*. Rapp. tech. Ademe. URL : <https://bilans-ges.ademe.fr>.
- AHMED, U, D. APSLEY, I AFGAN, T STALLARD et P. STANSBY (2017). « Fluctuating loads on a tidal turbine due to velocity shear and turbulence : Comparison of CFD with field data ». In : *Renewable Energy* 112, p. 235-246. DOI : [10.1016/j.renene.2017.05.048](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.05.048).
- ANVARI, M., G. LOHMANN, M. WÄCHTER, P. MILAN, E. LORENZ, D. HEINEMANN, M. R. R. TABAR et J. PEINKE (2016). « Short term fluctuations of wind and solar power systems ». In : *New Journal of Physics* 18.6. arXiv : [1606.03426](https://arxiv.org/abs/1606.03426). DOI : [10.1088/1367-2630/18/6/063027](https://doi.org/10.1088/1367-2630/18/6/063027).
- ARRHENIUS, S. (1910). *L'évolution des mondes*. Paris, France : Librairie Polytechnique, Ch. Béranger, p. 56-57. URL : <http://catalogue.bnf.fr/ark:/12148/cb317340338>.
- AUBRUN, S., M. BASTANKHAH, R. B. CAL, B. CONAN, R. J. HEARST, D. HOEK, M. HÖLLING, M. HUANG, C. HUR, B. KARLSEN, I. NEUNABER, M. OBLIGADO, J. PEINKE, M. PERCIN, L. SAETRAN, P. SCHITO, B. SCHLIFFKE, D. SIMS-WILLIAMS, O. UZOL, M. K. VINNES et A. ZASSO (2019). « Round-robin tests of porous disc models ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 1256.1. DOI : [10.1088/1742-6596/1256/1/012004](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1256/1/012004).
- BAHAJ, A. S., A. F. MOLLAND, J. R. CHAPLIN et W. M. J. BATTEN (2007). « Power and thrust measurements of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions in a cavitation tunnel and a towing tank ». In : *Renewable Energy* 32.3, p. 407-426. DOI : [10.1016/j.renene.2006.01.012](https://doi.org/10.1016/j.renene.2006.01.012).
- BENBOUZID, M., J. A. ASTOLFI, S. BACHA, J. F. CHARPENTIER, M. MACHMOUM, T. MAITRE et D. ROYE (2011). « Concepts , modélisation et commandes des hydroliennes ». In : *Énergies marines renouvelables*. Paris, France : Lavoisier. Chap. 8, p. 265-328.
- BENOIT, M., J.-F. DHÉDIN et G. MATTAROLO (2010). « Energies marines hydrolienne et houlomotrice : exemples de projets et de travaux de R&D ». In : *Conférence Institut Coriolis*. URL : <https://www.coriolis.polytechnique.fr/>.

- BLACKMORE, T., B. GAURIER, L. MYERS, G. GERMAIN et A. S. BAHAJ (2015). « The Effect of Freestream Turbulence on Tidal Turbines ». en. In : *11th European Wave and Tidal Energy Conference*. Nantes, France.
- BLACKMORE, T., L. E. MYERS et A. S. BAHAJ (2016). « Effects of turbulence on tidal turbines : Implications to performance, blade loads, and condition monitoring ». In : *International Journal of Marine Energy* 14, p. 1-26. DOI : [10.1016/j.ijome.2016.04.017](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2016.04.017).
- BREVIK, I. et A. BJØRN (1979). « Flume experiment on waves and currents. I. Rippled bed ». In : *Coastal Engineering* 3.C, p. 149-177. DOI : [10.1016/0378-3839\(79\)90019-X](https://doi.org/10.1016/0378-3839(79)90019-X).
- BUI-THANH, T., M. DAMODARAN et K. WILLCOX (2004). « Aerodynamic data reconstruction and inverse design using proper orthogonal decomposition ». In : *AIAA Journal* 42.8, p. 1505-1516. DOI : [10.2514/1.2159](https://doi.org/10.2514/1.2159).
- BYRNE, R., N. J. HEWITT, P. GRIFFITHS et P. MACARTAIN (2018). « Observed site obstacle impacts on the energy performance of a large scale urban wind turbine using an electrical energy rose ». In : *Energy for Sustainable Development* 43, p. 23-37. DOI : [10.1016/j.esd.2017.12.002](https://doi.org/10.1016/j.esd.2017.12.002).
- CHAMORRO, L. P., C. HILL, S. MORTON, C. ELLIS, R. E. A. ARNDT et F. SOTIROPOULOS (2013). « On the interaction between a turbulent open channel flow and an axial-flow turbine ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 716, p. 658-670. DOI : [10.1017/jfm.2012.571](https://doi.org/10.1017/jfm.2012.571).
- CHAMORRO, L. P., C. HILL, V. S. NEARY, B. GUNAWAN, R. E. A. ARNDT et F. SOTIROPOULOS (2015a). « Effects of energetic coherent motions on the power and wake of an axial-flow turbine ». In : *Physics of Fluids* 27.5. DOI : [10.1063/1.4921264](https://doi.org/10.1063/1.4921264).
- CHAMORRO, L. P., S.-J. LEE, D. OLSEN, C. MILLIREN, J. MARR, R. ARNDT et F. SOTIROPOULOS (2015b). « Turbulence effects on a full-scale 2.5 MW horizontal-axis wind turbine under neutrally stratified conditions ». In : *Wind Energy* 18.2, p. 339-349. DOI : [10.1002/we.1700](https://doi.org/10.1002/we.1700).
- CHANDRAMOULI, P., E. MEMIN, D. HEITZ et L. FIABANE (2019). « Fast 3D flow reconstructions from 2D cross-plane observations ». In : *Experiments in Fluids* 60.2, p. 0. DOI : [10.1007/s00348-018-2674-1](https://doi.org/10.1007/s00348-018-2674-1).
- CHOMA BEX, C., C. CARLIER, A. FUR, G. PINON, G. GERMAIN et É. RIVOALEN (2020). « A stochastic method to account for the ambient turbulence in Lagrangian Vortex computations ». In : *Applied Mathematical Modelling* 88, p. 38-54. DOI : [10.1016/j.apm.2020.05.025](https://doi.org/10.1016/j.apm.2020.05.025).
- CHURCHFIELD, M. J., S. LEE, J. MICHALAKES et P. J. MORIARTY (2012). « A numerical study of the effects of atmospheric and wake turbulence on wind turbine dynamics ». In : *Journal of Turbulence* 13.May, p. 1-32. DOI : [10.1080/14685248.2012.668191](https://doi.org/10.1080/14685248.2012.668191).
- CONWAY, J. T. (1995). « Analytical solutions for the actuator disk with variable radial distribution of load ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 297, p. 327-355. DOI : [10.1017/S0022112095003120](https://doi.org/10.1017/S0022112095003120).
- CORBION, J. (2016). *Le savoir... fer - Glossaire du Haut-Fourneau*. 5ème édition. URL : <http://savoir.fer.free.fr/>.
- CORTINA, G et M CALAF (2017). « Turbulence upstream of wind turbines : A large-eddy simulation approach to investigate the use of wind lidars ». In : *Renewable Energy* 105, p. 354-365. DOI : [10.1016/j.renene.2016.12.069](https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.12.069).

- DAI, J. C., Y. P. HU, D. S. LIU et X. LONG (2011). « Aerodynamic loads calculation and analysis for large scale wind turbine based on combining BEM modified theory with dynamic stall model ». In : *Renewable Energy* 36.3, p. 1095-1104. DOI : [10.1016/j.renene.2010.08.024](https://doi.org/10.1016/j.renene.2010.08.024).
- DANTEC DYNAMICS (2018). *Measurement Principles of LDA*. URL : <https://www.dantecdynamics.com/solutions-applications/solutions/fluid-mechanics/laser-doppler-anemometry-lda/measurement-principles-of-lda/> (visité le 15/05/2018).
- DAVIES, P., G. GERMAIN, B. GAURIER, A. BOISSEAU et D. PERREUX (2013). « Evaluation of the durability of composite tidal turbine blades ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 371.1985, p. 20120187. DOI : [10.1098/rsta.2012.0187](https://doi.org/10.1098/rsta.2012.0187).
- DAY, A. H., A. BABARIT, A. FONTAINE, Y. P. HE, M. KRASKOWSKI, M. MURAI, I. PENESIS, F. SALVATORE et H. K. SHIN (2015). « Hydrodynamic modelling of marine renewable energy devices : A state of the art review ». In : *Ocean Engineering* 108, p. 46-69. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2015.05.036](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2015.05.036).
- DESKOS, G., G. S. PAYNE, B. GAURIER et M. GRAHAM (2020). « On the spectral behaviour of the turbulence-driven power fluctuations of horizontal-axis turbines ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 904, A13. DOI : [10.1017/jfm.2020.681](https://doi.org/10.1017/jfm.2020.681).
- DIERCKE WELTATLAS (2019). *Europa - Landschaft zur letzten Kaltzeit (Würm/Weichsel, vor 18000 Jahren)*. URL : <https://diercke.westermann.de/content/europa-landschaft-zur-letzten-kaltzeit-w{\u}rmweichsel-vor-18000-jahren-978-3-14-100800-5-88-1?{\&}stichwort=Weichseleiszeit> (visité le 14/10/2019).
- DRAPER, S., T. A. ADCOCK, A. G. BORTHWICK et G. T. HOULSBY (2014). « Estimate of the tidal stream power resource of the Pentland Firth ». In : *Renewable Energy* 63, p. 650-657. DOI : [10.1016/j.renene.2013.10.015](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.10.015).
- DRAYCOTT, S., G. PAYNE, J. STEYNOR, A. NAMBIAR, B. SELLAR et V. VENUGOPAL (2019). « An experimental investigation into non-linear wave loading on horizontal axis tidal turbines ». In : *Journal of Fluids and Structures* 84, p. 199-217. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2018.11.004](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2018.11.004).
- DRAYCOTT, S., J. STEYNOR, T. DAVEY et D. M. INGRAM (2018). « Isolating incident and reflected wave spectra in the presence of current ». In : *Coastal Engineering Journal* 60.1, p. 39-50. DOI : [10.1080/05785634.2017.1418798](https://doi.org/10.1080/05785634.2017.1418798).
- DRAYCOTT, S., D. SUTHERLAND, J. STEYNOR, B. SELLAR et V. VENUGOPAL (2017). « Re-creating waves in large currents for tidal energy applications ». In : *Energies* 10.11. DOI : [10.3390/en10111838](https://doi.org/10.3390/en10111838).
- DRUAULT, P. et C. CHAILLOU (2007). « Use of Proper Orthogonal Decomposition for reconstructing the 3D in-cylinder mean-flow field from PIV data ». In : *Comptes Rendus - Mécanique* 335.1, p. 42-47. DOI : [10.1016/j.crme.2006.11.004](https://doi.org/10.1016/j.crme.2006.11.004).
- DRUAULT, P., P. GUIBERT et F. ALIZON (2005). « Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data : Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine flows ». In : *Experiments in Fluids* 39.6, p. 1009-1023. DOI : [10.1007/s00348-005-0035-3](https://doi.org/10.1007/s00348-005-0035-3).
- DURÁN MEDINA, O., F. G. SCHMITT, R. CALIF, G. GERMAIN et B. GAURIER (2015). « Correlation between synchronised power and flow measurements, a way to characterize turbulence effects on a marine current turbine ». en. In : *11th European Wave and Tidal Energy Conference*. Nantes, France.

- DURÁN MEDINA, O., F. G. SCHMITT, R. CALIF, G. GERMAIN et B. GAURIER (2017). « Turbulence analysis and multiscale correlations between synchronized flow velocity and marine turbine power production ». In : *Renewable Energy* 112, p. 314-327. DOI : [10.1016/j.renene.2017.05.024](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.05.024).
- ETIP OCEAN (2020). *Strategic Research and Innovation Agenda for Ocean Energy*. URL : <https://www.oceanenergy-europe.eu/wp-content/uploads/2020/05/ETIP-Ocean-SRIA.pdf>.
- EQUIMAR (2011). *Protocols for the Equitable Assessment of Marine Energy Converters*. Sous la dir. de D. INGRAM, G. SMITH, C. BITTENCOURT-FERREIRA et H. SMITH. 1st. 213380. Edinburgh, UK : The Institute for Energy Systems, The University of Edinburgh.
- FERNANDEZ-RODRIGUEZ, E., T. J. STALLARD et P. K. STANSBY (2014). « Experimental study of extreme thrust on a tidal stream rotor due to turbulent flow and with opposing waves ». In : *Journal of Fluids and Structures* 51, p. 354-361. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2014.09.012](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2014.09.012).
- FILIPOT, J.-F., M. PREVOSTO, C. MAISONDIEU, M. LE BOULLUEC et J. THOMSON (2015). « Wave and turbulence measurements at a tidal energy site ». In : *11th Current, Waves and Turbulence Measurement*. IEEE, p. 1-9. DOI : [10.1109/CWTM.2015.7098128](https://doi.org/10.1109/CWTM.2015.7098128).
- FLEMING, P. A., A. K. SCHOLBROCK, A. JEHU, S. DAVOUST, E. OSLER, A. D. WRIGHT et A. CLIFTON (2014). « Field-test results using a nacelle-mounted lidar for improving wind turbine power capture by reducing yaw misalignment ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 524.1. DOI : [10.1088/1742-6596/524/1/012002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/524/1/012002).
- FRANZETTI, M., P. LE ROY, C. DELACOURT, T. GARLAN, R. CANCOUËT, A. SUKHOVICH et A. DESCHAMPS (2013). « Giant dune morphologies and dynamics in a deep continental shelf environment : Example of the banc du four (Western Brittany, France) ». In : *Marine Geology* 346, p. 17-30. DOI : [10.1016/j.margeo.2013.07.014](https://doi.org/10.1016/j.margeo.2013.07.014).
- FURGEROT, L., Y. POPRAWSKI, M. VIOLET, E. POIZOT, P. BAILLY DU BOIS, M. MORILLON et Y. MEAR (2019). « High-resolution bathymetry of the Alderney Race and its geological and sedimentological description (Raz Blanchard, northwest France) ». In : *Journal of Maps* 15.2, p. 708-718. DOI : [10.1080/17445647.2019.1657510](https://doi.org/10.1080/17445647.2019.1657510).
- GALLOWAY, P. W., L. E. MYERS et A. B. S. BAHAJ (2014). « Quantifying wave and yaw effects on a scale tidal stream turbine ». In : *Renewable Energy* 63, p. 297-307. DOI : [10.1016/j.renene.2013.09.030](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.09.030).
- GANAPATHISUBRAMANI, B., K. LAKSHMINARASIMHAN et N. T. CLEMENS (2007). « Determination of complete velocity gradient tensor by using cinematographic stereoscopic PIV in a turbulent jet ». In : *Experiments in Fluids* 42.6, p. 923-939. DOI : [10.1007/s00348-007-0303-5](https://doi.org/10.1007/s00348-007-0303-5).
- GAO, L., S. YANG, A. ABRAHAM et J. HONG (2020). « Effects of inflow turbulence on structural response of wind turbine blades ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 199. January, p. 104137. DOI : [10.1016/j.jweia.2020.104137](https://doi.org/10.1016/j.jweia.2020.104137).
- GAURIER, B., T. BACCHETTI, J.-V. FACQ et G. GERMAIN (2010). *Essais combinés houle - courant, Caractérisation des conditions générées au bassin de Boulogne-sur-mer*. Rapp. tech. Ifremer. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00018/12961/>.
- GAURIER, B., C. CARLIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN (2020a). « Three tidal turbines in interaction : An experimental study of turbulence intensity effects

- on wakes and turbine performance ». In : *Renewable Energy* 148, p. 1150-1164. DOI : [10.1016/j.renene.2019.10.006](https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.10.006).
- GAURIER, B., P. DAVIES, A. DEUFF et G. GERMAIN (2013). « Flume tank characterization of marine current turbine blade behaviour under current and wave loading ». In : *Renewable Energy* 59, p. 1-12. DOI : [10.1016/j.renene.2013.02.026](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.02.026).
- GAURIER, B., P. DRUAULT, M. IKHENNICHEU et G. GERMAIN (2020b). « Experimental analysis of the shear flow effect on tidal turbine blade root force from three-dimensional mean flow reconstruction ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. DOI : [10.1098/rsta.2020.0001](https://doi.org/10.1098/rsta.2020.0001).
- GAURIER, B., G. GERMAIN et J.-V. FACQ (2017). « Experimental study of the Marine Current Turbine behaviour submitted to macro-particle impacts ». In : *12th European Wave and Tidal Energy Conference*. Cork, Ireland. URL : <https://ewtec.org/proceedings/>.
- GAURIER, B., G. GERMAIN, J.-V. FACQ et T. BACCHETTI (2018a). *Wave and current flume tank of IFREMER at Boulogne-sur-mer. Description of the facility and its equipment*. en. Rapp. tech. Ifremer. DOI : [10.13155/58163](https://doi.org/10.13155/58163).
- GAURIER, B., G. GERMAIN, J.-V. FACQ, C. JOHNSTONE, A. D. GRANT, A. H. DAY, E. NIXON, F. DI FELICE et M. COSTANZO (2015). « Tidal energy "round Robin" tests comparisons between towing tank and circulating tank results ». In : *International Journal of Marine Energy* 12, p. 87-109. DOI : [10.1016/j.ijome.2015.05.005](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2015.05.005).
- GAURIER, B., G. GERMAIN et G. PINON (2019a). « How to correctly measure turbulent upstream flow for marine current turbine performances evaluation ? » In : *Advances in Renewable Energies Offshore - Proceedings of the 3rd International Conference on Renewable Energies Offshore, RENEW 2018*, p. 23-30. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00461/57308/>.
- GAURIER, B., M. IKHENNICHEU, P. DRUAULT, G. GERMAIN, J.-V. FACQ et G. PINON (2018b). « Etude expérimentale des effets de sillage d'un large obstacle posé sur le comportement d'une hydrolienne ». In : *16èmes Journées de l'Hydrodynamique*. Marseille, France, p. 1-10. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00482/59334/>.
- GAURIER, B., M. IKHENNICHEU, G. GERMAIN et P. DRUAULT (2020c). « Experimental study of bathymetry generated turbulence on tidal turbine behaviour ». In : *Renewable Energy* 156, p. 1158-1170. DOI : [10.1016/j.renene.2020.04.102](https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.102).
- GAURIER, B., S. ORDONEZ-SANCHEZ, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, C. JOHNSTONE, R. MARTINEZ, F. SALVATORE, I. SANTIC, T. DAVEY, C. OLD et B. SELLAR (2020d). « MaRINET2 Tidal Energy Round Robin Tests-Performance Comparison of a Horizontal Axis Turbine Subjected to Combined Wave and Current Conditions ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 8.6, p. 463. DOI : [10.3390/jmse8060463](https://doi.org/10.3390/jmse8060463).
- GAURIER, B., S. ORDONEZ-SANCHEZ, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, C. JOHNSTONE, R. MARTINEZ, I. SANTIC et F. SALVATORE (2019b). « First round of MaRINET 2 Tidal Energy Round Robin Tests : combined wave and current tests ». In : *13th European Wave and Tidal Energy Conference*. Naples, Italy. URL : <https://ewtec.org/proceedings/>.
- GAURIER, B., S. ORDONEZ-SANCHEZ, G. GERMAIN, J.-V. FACQ, C. JOHNSTONE, F. SALVATORE et I. SANTIC (2018c). *MaRINET2 Tidal "Round Robin" dataset : com-*

- parisons between towing and circulating tanks test results for a tidal energy converter submitted to wave and current interactions.* DOI : [10.17882/58265](https://doi.org/10.17882/58265).
- GERMAIN, G., A. CHAPELEAU, B. GAURIER, L.-M. MACADRÉ et P. SCHEIJGROND (2017). « Testing of marine energy technologies against international standards. Where do we stand? » en. In : *12th European Wave and Tidal Energy Conference*. Cork, Ireland.
- GERMAIN, G., B. GAURIER, M. J. HARROLD, M. IKHENNICHEU, P. SCHEIJGROND, A. SOUTHALL et M. TRASCH (2018). « Protocols for testing marine current energy converters in controlled conditions . Where are we in 2018? » In : *4th Asian Wave and Tidal Energy Conference*. Taipei, Taiwan.
- GISTEMP TEAM (2019). *GISS Surface Temperature Analysis (GISTEMP), version 4*. URL : <https://data.giss.nasa.gov/gistemp/> (visité le 14/10/2019).
- GORING, D. G. et V. I. NIKORA (2002). « Despiking acoustic doppler velocimeter data ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 128.1, p. 117-126. DOI : [10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:1\(117\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:1(117)).
- GUILLOU, N. et G. CHAPALAIN (2010). « Numerical simulation of tide-induced transport of heterogeneous sediments in the English Channel ». In : *Continental Shelf Research* 30.7, p. 806-819. DOI : [10.1016/j.csr.2010.01.018](https://doi.org/10.1016/j.csr.2010.01.018).
- GUILLOU, S., J.-F. FILIPOT, J. THIÉBOT, G. GERMAIN, N. CHAPLAIN, M. IKHENNICHEU, R. DUART, B. GAURIER, A. BOURGOIN, P. MERCIER, R. ATA, J. LAVERNE, S. BENHAMADOUCHE, A. PIETERSE, C. MAISONDIEU, E. POIZOT, J.-C. POIRIER, C. AUVRAY, E. DRONIOU, V. ARRAMOUNET et G. PINON (2019). « Towards a turbulence characterization in tidal energy sites. First results of THYMOTE project ». In : *MATEC Web of Conferences* 261, p. 05002. DOI : [10.1051/mateconf/201926105002](https://doi.org/10.1051/mateconf/201926105002).
- GUO, X., J. YANG, Z. GAO, T. MOAN et H. LU (2018). « The surface wave effects on the performance and the loading of a tidal turbine ». In : *Ocean Engineering* 156.March, p. 120-134. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2018.02.033](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2018.02.033).
- HAMDI, J., H. ASSOUM, K. ABED-MERAÏM et A. SAKOUT (2018). « Volume reconstruction of an impinging jet obtained from stereoscopic-PIV data using POD ». In : *European Journal of Mechanics, B/Fluids* 67, p. 433-445. DOI : [10.1016/j.euromechflu.2017.09.001](https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2017.09.001).
- HANSEN, J., R. RUEDY, M. SATO et K. LO (2010). « Global surface temperature change ». In : *Reviews of Geophysics* 48.4, p. 1-29. DOI : [10.1029/2010RG000345](https://doi.org/10.1029/2010RG000345).
- HARROLD, M. et P. OURO (2019). « Rotor loading characteristics of a full-scale tidal turbine ». In : *Energies* 12.6, p. 1-19. DOI : [10.3390/en12061035](https://doi.org/10.3390/en12061035).
- HAUT CONSEIL POUR LE CLIMAT (2019). « Agir en cohérence avec les ambitions ». In : *Premier Rapport Annuel Du Haut Conseil Pour Le Climat*. URL : https://www.hautconseilclimat.fr/wp-content/uploads/2019/06/hcc{_}rapport{_}annuel{_}2019.pdf.
- HOUGHTON, J. (2009). *Global Warming : The Complete Briefing*. 4^e éd. Cambridge : Cambridge University Press. DOI : [10.1017/CB09780511841590](https://doi.org/10.1017/CB09780511841590).
- HUANG, N. E., Z. SHEN, S. R. LONG, M. C. WU, H. H. SHIH, Q. ZHENG, N.-C. YEN, C. C. TUNG et H. H. LIU (1998). « The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis ». In : *Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 454.1971, p. 903-995. DOI : [10.1098/rspa.1998.0193](https://doi.org/10.1098/rspa.1998.0193).

- IEC (2013). *Marine energy - Wave, tidal and other water current converters - Part 200 : Electricity producing tidal energy converters - Power performance assessment*. Rapp. tech. Geneva, Switzerland : International Electrotechnical Commission. URL : <https://webstore.iec.ch/publication/7242>http://pubweb2.iec.ch/dyn/www/f?p=103:38:4077568052967:::FSP{_}ORG{_}ID,FSP{_}APEX{_}PAGE,FSP{_}PROJECT{_}ID:1316,23,103778.
- (2015). *Marine energy - Wave, tidal and other water current converters - Part 201 : Tidal energy resource assessment and characterization*. Rapp. tech. Geneva, Switzerland : International Electrotechnical Commission. URL : <https://webstore.iec.ch/publication/22099>http://pubweb2.iec.ch/dyn/www/f?p=103:38:4077568052967:::FSP{_}ORG{_}ID,FSP{_}APEX{_}PAGE,FSP{_}PROJECT{_}ID:1316,23,103779.
- (2021). *Marine energy - Wave, tidal and other water current converters - Part 202 : Scale testing of tidal stream energy systems*. Rapp. tech. Geneva, Switzerland : International Electrotechnical Commission. URL : http://pubweb2.iec.ch/dyn/www/f?p=103:38:4077568052967:::FSP{_}ORG{_}ID,FSP{_}APEX{_}PAGE,FSP{_}PROJECT{_}ID:1316,23,22066.
- IDIER, D., D. ASTRUC et T. GARLAN (2011). « Spatio-temporal variability of currents over a mobile dune field in the Dover Strait ». In : *Continental Shelf Research* 31.19-20, p. 1955-1966. DOI : [10.1016/j.csr.2011.09.006](https://doi.org/10.1016/j.csr.2011.09.006).
- IKHENNICHEU, M. (2019). « Étude expérimentale de la turbulence dans les zones à forts courants et de son impact sur les hydroliennes ». Thèse de doct. Université de Lille. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00590/70177/>.
- IKHENNICHEU, M., P. DRUAULT, B. GAURIER et G. GERMAIN (2017). « An experimental study of bathymetry influence on turbulence at a tidal stream site ». en. In : *12th European Wave and Tidal Energy Conference*. Cork, Ireland.
- IKHENNICHEU, M., B. GAURIER, P. DRUAULT et G. GERMAIN (2018). « Experimental analysis of the floor inclination effect on the turbulent wake developing behind a wall mounted cube ». In : *European Journal of Mechanics, B/Fluids* 72, p. 340-352. DOI : [10.1016/j.euromechflu.2018.07.003](https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2018.07.003).
- IKHENNICHEU, M., B. GAURIER, G. GERMAIN, P. DRUAULT, G. PINON et J.-V. FACQ (2019a). « Experimental study of the wall-mounted cylinder wake effects on a tidal turbine behaviour compared to free stream turbulence ». In : *13th European Wave and Tidal Energy Conference*. Naples, Italy. URL : <https://ewtec.org/proceedings/>.
- IKHENNICHEU, M., G. GERMAIN, P. DRUAULT et B. GAURIER (2019b). « Experimental investigation of the turbulent wake past real seabed elements for velocity variations characterization in the water column. » In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 78.June, p. 108426. DOI : [10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108426](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108426).
- (2019c). « Experimental study of coherent flow structures past a wall-mounted square cylinder ». In : *Ocean Engineering* 182.May, p. 137-146. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2019.04.043](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.04.043).
- IKHENNICHEU, M., G. GERMAIN et B. GAURIER (2019d). *Experimental database of a tidal turbine in a wall-mounted square cylinder wake*. DOI : [10.17882/62635](https://doi.org/10.17882/62635).
- INSTITUTE OF MARINE ENGINEERING (2019). *Consiglio Nazionale delle Ricerche - Towing Tanks*. URL : <http://www.insean.cnr.it/en/content/towing-tanks> (visité le 11/12/2019).

- INTERNATIONAL ENERGY AGENCY (2019a). *Renewables Information : Overview*. Rapp. tech. URL : <https://www.iea.org>.
- (2019b). *World Energy Balances*. Rapp. tech. URL : <https://www.iea.org>.
- IPCC (2001). *Climate change 2001 : Synthesis Report. A Contribution of Working Groups I, II, and III to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de R. T. WATSON et THE CORE WRITING TEAM. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA, p. 398. URL : https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/05/SYR__TAR__full__report.pdf.
- JANCOVICI, J.-M. (2008). *La mer, nouvel eldorado énergétique ?* URL : <https://jancovici.com/transition-energetique/la-mer-nouvel-eldorado-energetique/>.
- (2013). *Transition énergétique pour tous : Ce que les politiques n'osent pas vous dire*. poches. Odile Jacob. URL : https://www.odilejacob.fr/catalogue/sciences/environnement-developpement-durable/transition-energetique-pour-tous__9782738129796.php.
- (2017). *Dormez tranquilles jusqu'en 2100 Et autres malentendus sur le climat et l'énergie*. poches. Odile Jacob. URL : https://www.odilejacob.fr/catalogue/sciences/environnement-developpement-durable/dormez-tranquilles-jusqu-en-2100__9782738136411.php.
- JIN, Y., S. JI et L. P. CHAMORRO (2016). « Spectral energy cascade of body rotations and oscillations under turbulence ». In : *Physical Review E* 94.6, p. 063105. DOI : [10.1103/PhysRevE.94.063105](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.94.063105).
- KELLEY, N. D. (1994). « Turbulence descriptors for scaling fatigue loading spectra of wind turbine structural components ». In : *International Energy Agency Meeting on Wind Conditions for Wind Turbine Design*. July. Hamburg, Germany.
- KLOPMAN, G. (1994). *Vertical structure of the flow due to wave and currents - Laser-Doppler flow measurements for waves following or opposing a current*. Rapp. tech. URL : <http://resolver.tudelft.nl/uuid:181f5c9c-f66f-4103-abe6-c4633137e351>.
- LARSONNEUR, C., P. BOUYASSE et J.-P. AUFFRET (1982). « The superficial sediments of the English Channel and its Western Approaches ». In : *Sedimentology* 29.6, p. 851-864. DOI : [10.1111/j.1365-3091.1982.tb00088.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-3091.1982.tb00088.x).
- LEWIS, A., S. ESTEFEN, J. HUCKERBY, W. MUSIAL, T. PONTES et J. TORRES-MARTINEZ (2011). « Ocean energy ». In : *IPCC Special Report on Renewable Energy Sources and Climate Change Mitigation*. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press. Chap. 6, p. 497-534. URL : <https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/03/Chapter-6-Ocean-Energy-1.pdf>.
- LEWIS, M., J. MCNAUGHTON, C. MÁRQUEZ-DOMINGUEZ, G. TODESCHINI, M. TOGNERI, I. MASTERS, M. ALLMARK, T. STALLARD, S. NEILL, A. GOWARD-BROWN et P. ROBINS (2019). « Power variability of tidal-stream energy and implications for electricity supply ». In : *Energy* 183, p. 1061-1074. DOI : [10.1016/j.energy.2019.06.181](https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.06.181).
- LI, L., Y. LIU, Z. YUAN et Y. GAO (2018). « Wind field effect on the power generation and aerodynamic performance of offshore floating wind turbines ». In : *Energy* 157, p. 379-390. DOI : [10.1016/j.energy.2018.05.183](https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.05.183).
- MADSEN, P. H., K. PIERCE et M. BUHL (1999). « Predicting ultimate loads for wind turbine design ». In : *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. November 1998. Reno, Nevada, p. 355-364. DOI : [10.2514/6.1999-69](https://doi.org/10.2514/6.1999-69).

- MANN, J. (1994). « The Spatial Structure of Neutral Atmospheric Surface-Layer Turbulence ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 273, p. 141-168. DOI : [10.1017/S0022112094001886](https://doi.org/10.1017/S0022112094001886).
- MARTINEZ, R., G. S. PAYNE et T. BRUCE (2018). « The effects of oblique waves and currents on the loadings and performance of tidal turbines ». In : *Ocean Engineering* 164, June, p. 55-64. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2018.05.057](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2018.05.057).
- MASON-JONES, A., D. M. O'DOHERTY, C. E. MORRIS et T. O'DOHERTY (2013). « Influence of a velocity profile & support structure on tidal stream turbine performance ». In : *Renewable Energy* 52, p. 23-30. DOI : [10.1016/j.renene.2012.10.022](https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.10.022).
- MCCAFFREY, K., B. FOX-KEMPER, P. E. HAMLINGTON et J. THOMSON (2015). « Characterization of turbulence anisotropy, coherence, and intermittency at a prospective tidal energy site : Observational data analysis ». In : *Renewable Energy* 76, p. 441-453. DOI : [10.1016/j.renene.2014.11.063](https://doi.org/10.1016/j.renene.2014.11.063).
- MCNAUGHTON, J., S. HARPER, R. SINCLAIR et B. SELLAR (2015). « Measuring and Modelling the Power Curve of a Commercial-Scale Tidal Turbine ». In : *11th European Wave and Tidal Energy Conference*. Nantes, France.
- MEADOWS, D. H., D. L. MEADOWS, J. RANDERS et W. W. BEHRENS III (1972). *The limits to growth*. New York. URL : <http://www.donellameadows.org/wp-content/userfiles/Limits-to-Growth-digital-scan-version.pdf>.
- MEINHART, C. D., A. K. PRASAD et R. J. ADRIAN (1993). « A parallel digital processor system for particle image velocimetry ». In : *Measurement Science and Technology* 4.5, p. 619-626. DOI : [10.1088/0957-0233/4/5/013](https://doi.org/10.1088/0957-0233/4/5/013).
- MIKKELSEN, T., N. ANGELOU, K. HANSEN, M. SJÖHOLM, M. HARRIS, C. SLINGER, P. HADLEY, R. SCULLION, G. ELLIS et G. VIVES (2013). « A spinner-integrated wind lidar for enhanced wind turbine control ». In : *Wind Energy* 16.4, p. 625-643. DOI : [10.1002/we.1564](https://doi.org/10.1002/we.1564).
- MILNE, I. A., A. H. DAY, R. N. SHARMA et R. G. J. FLAY (2016). « The characterisation of the hydrodynamic loads on tidal turbines due to turbulence ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 56, p. 851-864. DOI : [10.1016/j.rser.2015.11.095](https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.11.095).
- MOLIN, B. (2002). *Hydrodynamique des Structures Offshore*. Technip. Paris, France.
- MURRAY, R. E. (2016). « Passively Adaptive Tidal Turbine Blades : Design Methodology and Experimental Testing ». Thèse de doct. Dalhousie University. URL : <https://dalspace.library.dal.ca/handle/10222/72040>.
- MURRAY, R. E., S. ORDONEZ-SANCHEZ, K. E. PORTER, D. A. DOMAN, M. J. PEGG et C. JOHNSTONE (2017). « Towing Tank and Flume Testing of Passively Adaptive Composite Tidal Turbine Blades ». In : *12th European Wave and Tidal Energy Conference*. Cork, Ireland.
- MYCEK, P., B. GAURIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN (2014a). « Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part I : One single turbine ». In : *Renewable Energy* 66, p. 729-746. DOI : [10.1016/j.renene.2013.12.036](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.12.036).
- (2014b). « Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part II : Two interacting turbines ». In : *Renewable Energy* 68, p. 876-892. DOI : [10.1016/j.renene.2013.12.048](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.12.048).
- MYERS, L. E. et A. S. BAHAJ (2012). « An experimental investigation simulating flow effects in first generation marine current energy converter arrays ». In : *Renewable Energy* 37.1, p. 28-36. DOI : [10.1016/j.renene.2011.03.043](https://doi.org/10.1016/j.renene.2011.03.043).

- MYERS, L. et A. S. BAHAJ (2005). « Simulated electrical power potential harnessed by marine current turbine arrays in the Alderney Race ». In : *Renewable Energy* 30.11, p. 1713-1731. DOI : [10.1016/j.renene.2005.02.008](https://doi.org/10.1016/j.renene.2005.02.008).
- NEARY, V. S., M. PREVISIC, R. A. JEPSEN, M. J. LAWSON, Y.-H. YU, A. E. COPPING, A. A. FONTAINE, K. C. HALLETT et D. K. MURRAY (2014). *Methodology for Design and Economic Analysis of Marine Energy Conversion (MEC) Technologies*. Rapp. tech. Albuquerque, New Mexico : Sandia National Laboratories. URL : <https://energy.sandia.gov>.
- NORTEK AS (2017). *Vectrino 3D water velocity sensor Lab Probe*. Rud, Norway. URL : <http://www.nortek-es.com/lib/data-sheets/datasheet-vectrino-lab/view>.
- ORDONEZ-SANCHEZ, S., M. ALLMARK, K. PORTER, R. ELLIS, C. LLOYD, I. SANTIC, T. O'DOHERTY et C. JOHNSTONE (2019). « Analysis of a Horizontal-Axis Tidal Turbine Performance in the Presence of Regular and Irregular Waves Using Two Control Strategies ». In : *Energies* 12.3, p. 367. DOI : [10.3390/en12030367](https://doi.org/10.3390/en12030367).
- ORDONEZ-SANCHEZ, S., B. GAURIER, J.-v. FACQ, G. GERMAIN, R. MARTINEZ, C. JOHNSTONE, I. SANTIC, F. SALVATORE, T. DAVEY, C. OLD et B. SELLAR (2020). « Tidal Energy Round Robin Tests : methodology and flow characterisation to test a generic tidal stream turbine operating under the combined effects of waves and currents ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* under review.
- OURO, P. et T. STOESSER (2019). « Impact of Environmental Turbulence on the Performance and Loadings of a Tidal Stream Turbine ». In : *Flow, Turbulence and Combustion* 102.3, p. 613-639. DOI : [10.1007/s10494-018-9975-6](https://doi.org/10.1007/s10494-018-9975-6).
- PAILLARD, M. (2012). « Ces énergies venues de la mer... l'émergence d'une nouvelle filière industrielle ». In : *Entretiens Jacques Cartier*. Grenoble, France. URL : https://hydro21.org/colloque2012/presentations/Michel_{_}Paillard_{_}Hydro2012-Grenoble.pdf.
- PAYNE, G. S., T. STALLARD et R. MARTINEZ (2017). « Design and manufacture of a bed supported tidal turbine model for blade and shaft load measurement in turbulent flow and waves ». In : *Renewable Energy* 107, p. 312-326. DOI : [10.1016/j.renene.2017.01.068](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.01.068).
- PAYNE, G. S., T. STALLARD, R. MARTINEZ et T. BRUCE (2018). « Variation of loads on a three-bladed horizontal axis tidal turbine with frequency and blade position ». In : *Journal of Fluids and Structures* 83.2018, p. 156-170. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2018.08.010](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2018.08.010).
- PETIT, J. R., J. JOUZEL, D. RAYNAUD, N. I. BARKOV, J. M. BARNOLA, I. BASILE, M. BENDER, J. CHAPPELLAZ, M. DAVIS, G. DELAYGUE, M. DELMOTTE, V. M. KOTIYAKOV, M. LEGRAND, V. Y. LIPENKOV, C. LORIS, L. PÉPIN, C. RITZ, E. SALTZMAN et M. STIEVENARD (1999). « Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica ». In : *Nature* 399.6735, p. 429-436. DOI : [10.1038/20859](https://doi.org/10.1038/20859).
- PORTER, K. E., S. E. ORDONEZ-SANCHEZ, R. E. MURRAY, M. ALLMARK, C. JOHNSTONE, T. O'DOHERTY, A. MASON-JONES, D. A. DOMAN et M. J. PEGG (2020). « Flume testing of passively adaptive composite tidal turbine blades under combined wave and current loading ». In : *Journal of Fluids and Structures* 93, p. 102825. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2019.102825](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2019.102825).

- QAMAR, A. et S. SANGHI (2009). « Steady supersonic flow-field predictions using proper orthogonal decomposition technique ». In : *Computers and Fluids* 38.6, p. 1218-1231. DOI : [10.1016/j.compfluid.2008.11.011](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2008.11.011).
- RTE (2020). *Bilan Électrique 2019*. Rapp. tech. Direction innovation et données. URL : https://rte-france.com/sites/default/files/bilan-electrique-2019{_}1.pdf.
- SCHEIJGROND, P., A. SOUTHALL, C. BITTENCOURT, P. DAVIES, P. MATHYS, G. GERMAIN et M. GEERTZEN (2019). « Advancing IEC standardization and certification for tidal energy converters ». In : *13th European Wave and Tidal Energy Conference*. Naples, Italy, p. 1-6.
- SCHLICHTING, H. (1979). *Boundary-Layer Theory*. Seventh Ed. New York : McGraw-Hill Book Company.
- SCHLIPF, D., S. SCHULER, P. GRAU, F. ALLGÖWER et M. KÜHN (2010). « Look-Ahead Cyclic Pitch Control Using LIDAR ». In : *3rd Science of Making Torque from Wind Conference (TORQUE)*. Heraklion, Greece.
- SHEN, X., X. ZHU et Z. DU (2011). « Wind turbine aerodynamics and loads control in wind shear flow ». In : *Energy* 36.3, p. 1424-1434. DOI : [10.1016/j.energy.2011.01.028](https://doi.org/10.1016/j.energy.2011.01.028).
- SIMLEY, E., N. ANGELOU, T. MIKKELSEN, M. SJÖHOLM, J. MANN et L. Y. PAO (2016). « Characterization of wind velocities in the upstream induction zone of a wind turbine using scanning continuous-wave lidars ». In : *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 8.1. DOI : [10.1063/1.4940025](https://doi.org/10.1063/1.4940025).
- SIXAXES (2017). *Société française, spécialisée dans l'étude et la fabrication de chaîne de mesure de force depuis plus de 22 ans*. URL : <http://www.sixaxes.com/> (visité le 11/07/2017).
- SOVACOOOL, B. K. (2008). « Valuing the greenhouse gas emissions from nuclear power : A critical survey ». In : *Energy Policy* 36.8, p. 2950-2963. DOI : [10.1016/j.enpol.2008.04.017](https://doi.org/10.1016/j.enpol.2008.04.017).
- SPECIALIST COMMITTEE ON TESTING OF MARINE RENEWABLE DEVICES (2017a). *Recommended Procedures and Guidelines - Model Tests for Current Turbine*. Rapp. tech. URL : <https://www.ittc.info/media/8129/75-02-07-039.pdf>.
- (2017b). *Recommended Procedures and Guidelines - Uncertainty Analysis - Example for Horizontal Axis Turbines*. Rapp. tech. URL : <https://www.ittc.info/media/8141/75-02-07-0315.pdf>.
- SUTHERLAND, D. R., D. R. NOBLE, J. STEYNOR, T. DAVEY et T. BRUCE (2017). « Characterisation of current and turbulence in the FloWave Ocean Energy Research Facility ». In : *Ocean Engineering* 139. February 2016, p. 103-115. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2017.02.028](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2017.02.028).
- SUZUKI, T. et H. MAHFUZ (2018). « Fatigue characterization of GFRP and composite sandwich panels under random ocean current loadings ». In : *International Journal of Fatigue* 111. November 2017, p. 124-133. DOI : [10.1016/j.ijfatigue.2018.02.004](https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2018.02.004).
- TENNEKES, H. et J. L. LUMLEY (1972). *A First Course in Turbulence*. Sous la dir. de THE MIT PRESS. Cambridge, Massachusetts et London, England.
- THOMSON, J., B. POLAGYE, V. DURGESH et M. C. RICHMOND (2012). « Measurements of turbulence at two tidal energy sites in puget sound, WA ». In : *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 37.3, p. 363-374. DOI : [10.1109/JOE.2012.2191656](https://doi.org/10.1109/JOE.2012.2191656).

- THOMSON, J., B. POLAGYE, M. RICHMOND et V. DURGESH (2010). « Quantifying turbulence for tidal power applications ». In : *MTS/IEEE Seattle, OCEANS 2010* 4. DOI : [10.1109/OCEANS.2010.5664600](https://doi.org/10.1109/OCEANS.2010.5664600).
- TOBIN, N, H ZHU et L. P. CHAMORRO (2015). « Spectral behaviour of the turbulence-driven power fluctuations of wind turbines ». In : *Journal of Turbulence* 16.9, p. 832-846. DOI : [10.1080/14685248.2015.1031242](https://doi.org/10.1080/14685248.2015.1031242).
- TURNER, G. M. (2008). « A comparison of The Limits to Growth with 30 years of reality ». In : *Global Environmental Change* 18.3, p. 397-411. DOI : [10.1016/j.gloenvcha.2008.05.001](https://doi.org/10.1016/j.gloenvcha.2008.05.001).
- WESTERWEEL, J. et F. SCARANO (2005). « Universal outlier detection for PIV data ». In : *Experiments in Fluids* 39.6, p. 1096-1100. DOI : [10.1007/s00348-005-0016-6](https://doi.org/10.1007/s00348-005-0016-6).
- XU, C., T. A. KOHLER, T. M. LENTON, J. C. SVENNING et M. SCHEFFER (2020). « Future of the human climate niche ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 117.21. DOI : [10.1073/pnas.1910114117](https://doi.org/10.1073/pnas.1910114117).