



HAL
open science

Modélisation des effets de sillages d'hydroliennes

Nasteho Djama Dirieh

► **To cite this version:**

Nasteho Djama Dirieh. Modélisation des effets de sillages d'hydroliennes. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMC226 . tel-03847694

HAL Id: tel-03847694

<https://theses.hal.science/tel-03847694>

Submitted on 10 Nov 2022

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 MECANIQUE DES FLUIDES, ENERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION,
ACOUSTIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Modélisation des effets de sillages d'hydroliennes

**Présentée et soutenue par
NASTEHO DJAMA DIRIEH**

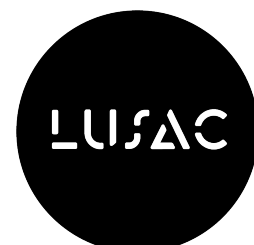
**Thèse soutenue le 06/07/2022
devant le jury composé de**

MME SANDRINE AUBRUN	Professeur des universités, ECOLE CENTRALE NANTES	Rapporteur du jury
M. ALDO SOTTOLICHIO	Professeur des universités, Université de Bordeaux	Rapporteur du jury
M. NICOLAS GUILLOU	Ingénieur HDR, CEREMA	Membre du jury
M. PHILIPPE LARROUDÉ	Maître de conférences HDR, Université Grenoble Alpes	Membre du jury
M. GRÉGORY PINON	Professeur des universités, Université Le Havre Normandie	Président du jury
M. JEROME THIEBOT	Maître de conférences HDR, Université de Caen Normandie	Directeur de thèse
M. SYLVAIN GUILLOU	Professeur des universités, Université de Caen Normandie	Co-directeur de thèse

Thèse dirigée par JEROME THIEBOT (Laboratoire universitaire des sciences appliquées de cherbourg (Caen)) et SYLVAIN GUILLOU (Laboratoire universitaire des sciences appliquées de cherbourg (Caen))



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Remerciements

La présente thèse s'est déroulée au Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (LUSAC) et a été financée par la Région Normandie. Mes remerciements vont au Centre Régional Informatique et d'Applications Numériques de Normandie pour avoir mis à ma disposition des moyens de calcul.

Je tiens à remercier Mme Sandrine AUBRUN, Professeur à l'École Centrale de Nantes et M. Aldo SOTTOLICHIO, Professeur à l'Université de Bordeaux pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse. Je tiens également à remercier M. Philippe LARROUDÉ Maître de conférences HDR et M. Gregory PINON, Professeur à l'Université du Havre, pour avoir accepté d'examiner mes travaux.

Merci à M. Philippe GLEIZON et M. Philippe LARROUDÉ pour avoir participé aux deux CSI.

Mes plus sincères remerciements vont à mes trois encadrants pour m'avoir permis de vivre cette aventure enrichissante qu'est le doctorat. Je tiens à vous exprimer ma sincère gratitude pour votre aide, à savoir, votre apport scientifique, vos conseils bienveillants et votre disponibilité durant ces trois années de doctorat. La réussite de cette thèse vous est en grande partie due. Je remercie vivement mon directeur de thèse Jérôme THIEBOT, pour m'avoir aidé à prendre en main et utiliser les différents outils (Telemac3D, matlab, disques d'action) et à développer les aspects rédactionnels. Je remercie également mon second directeur de thèse Sylvain GUILLOU pour ses conseils avisés, ses encouragements et sa disponibilité. Je tiens également à remercier Nicolas GUILLOU pour ses relectures rapides, ses remarques et ses suggestions pertinentes qui m'ont été précieuses pour mener à bien ce travail.

Un grand merci à l'ensemble de mes collègues du LUSAC pour la bonne humeur qui

règne au laboratoire et pour les pauses gâteaux.

Merci infiniment à mes amies (Anta, Habone, Mahado, Sowsan ...) pour votre amitié, votre soutien moral, et votre disponibilité.

Enfin, j'exprime ma plus profonde reconnaissance à ma famille (ma mère, Roda, Halimo, Abdirachid et Sahal) pour leur soutien indéfectible, leur encouragement et leur amour inconditionnel. Mes plus chaleureux et sincères remerciements vont à ma petite famille, mon mari Ilyas et ma fille Fatouma-Idmane, cette thèse n'aurait pu aboutir sans votre soutien inébranlable.

Je dédie cette thèse à mon père Djama et ma tante maternelle Mariam qui sont partis en chemin d'accomplissement de mes études.

Table des matières

Table des matières	iii
Liste des tableaux	vii
Table des figures	ix
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte	2
1.2 Les technologies d'hydroliennes	2
1.3 La ressource hydrolienne	5
1.3.1 La marée	5
1.3.2 Le Raz Blanchard	8
1.4 Objectifs de la thèse	8
2 État de l'art	13
2.1 Caractérisation du fonctionnement de la turbine	14
2.2 Étude des sillages	15
2.2.1 Caractérisation du sillage d'une hydrolienne	15
2.2.2 Effet de la turbulence sur les turbines	16
2.2.3 Interactions entre les sillages	18
2.3 Modélisation numérique des écoulements	22
2.3.1 Les différentes méthodes de CFD	23
2.3.2 Modèle de turbulence $k-\varepsilon$	24
2.4 Représentation des hydroliennes	25
2.4.1 Les différents modèles numériques d'hydroliennes	25
2.4.2 La théorie du disque d'action	28
2.4.3 La théorie de l'élément de pale (BE)	31
2.4.4 Modélisation de la turbulence générée par la turbine avec $k-\varepsilon$	33
2.5 Évaluation des performances des fermes et effets de blocage	34
2.5.1 Effets de blocage	35
2.5.2 Modèles analytiques	36
2.5.3 Modèles numériques	41
2.6 Synthèse	43
3 Modélisation numérique d'une hydrolienne avec Telemac3D	47

3.1	Présentation de Telemac3D	48
3.2	Descriptif du dispositif expérimental	51
3.2.1	Disque poreux	51
3.2.2	Maquette d'hydrolienne	52
3.3	Modélisation avec la méthode du disque d'action	54
3.3.1	Implémentation du disque d'action dans Telemac3D	54
3.3.1.1	Poussée répartie uniformément sur le disque : méthode 1	55
3.3.1.2	Poussée calculée à partir de la vitesse U_∞ : méthode 2	55
3.3.1.3	Poussée calculée à partir de la vitesse locale : méthode 3	55
3.3.2	Validation avec des mesures sur un disque poreux	56
3.3.2.1	Description du modèle	56
3.3.2.2	Validation de la poussée	58
3.3.2.3	Validation du modèle dans le sillage	59
3.3.3	Application du modèle sur une maquette d'hydrolienne	60
3.3.3.1	Description du modèle	61
3.3.3.2	Étude de sensibilité au maillage	61
3.3.3.3	Validation de la poussée	64
3.3.3.4	Validation du modèle dans le sillage	65
3.4	Modélisation avec la méthode BE	68
3.4.1	Implémentation de la BE dans Telemac3D	68
3.4.2	Application du modèle sur une maquette d'hydrolienne	68
3.4.2.1	Description du modèle	68
3.4.2.2	Validation des performances	69
3.4.2.3	Validation du modèle dans le sillage	71
3.5	Ajout des termes sources de turbulence	73
3.5.1	Description du modèle	73
3.5.2	Validation du modèle dans le sillage	73
3.6	Synthèse	77
4	Étude théorique et numérique des effets de blocage	79
4.1	Introduction	80
4.2	Généralisation du modèle analytique de Garrett et Cummins (2007)	81
4.2.1	Calcul de la poussée et de la puissance extraite par la turbine	82
4.2.2	Cas d'un écoulement non confiné	84
4.2.3	Cas d'un facteur $\frac{U_{At}}{U_\infty}$ de 1/3	85
4.2.4	Analyse générale	87
4.3	Effets de blocage dans le Raz Blanchard	89
4.4	Comparaison entre les modèles analytiques et les modèles numériques	95
4.4.1	Objectifs	96
4.4.1.1	Scénarios de déploiement d'hydroliennes	96
4.4.1.2	Implémentation du disque d'action et estimation des performances	97
4.4.2	Résultats et discussion	98
4.4.2.1	Comparaison entre les modèles analytiques	99

4.4.2.2	Comparaison entre les modèles analytiques et numériques	101
4.5	Effet de la correction de blocage sur les performances d'une ferme hydrolienne	104
4.5.1	Objectifs	104
4.5.1.1	Scénarios de déploiement d'hydroliennes	105
4.5.1.2	Implémentation du disque d'action et estimation des performances	106
4.5.2	Résultats et discussion	110
4.5.2.1	Effets de correction de blocage	110
4.5.2.2	Discussion	114
4.6	Conclusion	116
5	Conclusion et Perspectives	119
	Bibliographie	125
	Références en ligne	139

Liste des tableaux

1.1	Caratéristiques de quelques hydroliennes à flux axial	3
2.1	Constantes du modèle k- ϵ	25
3.1	Tailles de mailles testées	62
3.2	Épaisseurs de disque testées.	63
3.3	Indicateurs d'erreur moyennés sur la direction longitudinale.	75
4.1	Définitions des paramètres pour les différentes sections du canal	82
4.2	Indicateurs d'erreur au centre de la ferme hydrolienne, à 15 m au-dessus du fond marin.	91
4.3	Indicateurs d'erreur au centre de la ferme hydrolienne, vitesses moyennées sur la verticale	91
4.4	Caractéristiques de l'écoulement pendant les pics du jusant et de flot au centre de la ferme (49.705° N ; 2.103° W) sans les effets des turbines.	94

Table des figures

1.1	(a) hydrolienne à axe horizontal (SIMEC Atlantis Energy) (b) hydrolienne à flux axial (SABELLA) (c) Open Hydro (Naval Energies) (d) hydrolienne à flux transverse à axe vertical (Hydroquest) (e) hydrolienne à flux transverse à axe horizontal (Atlantisstrom) (f) hydrolienne à aile battante (Engineering Business Ltd)	4
1.2	L'effet de la lune et du soleil sur la marée. Source : IFREMER, 2004, visité le 17 Septembre 2019.	6
1.3	Le potentiel hydrolien mondial techniquement exploitable. Source : ADEME, 2018	7
1.4	Les différentes échelles spatiales à considérer dans la modélisation numérique des écoulements dans une ferme hydrolienne. Source: Adcock <i>et al.</i> (2015)	9
2.1	Évolution du sillage à l'aval d'une turbine, Source: Laws et Epps (2016) .	16
2.2	Déficit de vitesse dans le sillage en aval d'une hydrolienne pour $U_\infty = 0,8$ m/s et (haut) $I_\infty = 3\%$ et (bas) $I_\infty = 15\%$, Source: Mycek <i>et al.</i> (2014a)	18
2.3	Configuration en tandem, Source: Palm <i>et al.</i> (2010)	19
2.4	Situation d'interférence, Source: Palm <i>et al.</i> (2010)	19
2.5	Configuration en chevauchement, Source: Palm <i>et al.</i> (2010)	19
2.6	(a) Schéma du dispositif expérimental avec trois maquettes d'hydroliennes en interactions (Gaurier <i>et al.</i> , 2020) et (b) Disposition du canal utilisé pour étudier les interactions entre deux rangées de turbines, l'une en contenant trois et l'autre quatre (espacement longitudinal=4D, espacement latéral=1,5D) (Olczak <i>et al.</i> , 2016)	20
2.7	Schéma du dispositif expérimental avec des plaques poreuses (Coles <i>et al.</i> , 2016)	21
2.8	Distribution horizontale de l'intensité turbulente au pic de flot. a) configuration en quinconce; b) configuration alignée. Les résultats ont été extraits le long d'un plan horizontal (situé à la hauteur du moyeu). (Thiébot <i>et al.</i> , 2020b)	22
2.9	Différentes méthodes numériques permettant de représenter des hydroliennes, Source: Allsop (2018)	27
2.10	Modélisation des turbines avec interactions fluide-structure et LES, (Grondeau, 2018)	27
2.11	Modélisation avec le disque d'action, (Roc <i>et al.</i> , 2013)	27
2.12	Modélisation avec la BE, (Malki <i>et al.</i> , 2014)	27

2.13	Exemple de modélisation avec le frottement additionnel, (Thiébot <i>et al.</i> , 2015)	27
2.14	Théorie du disque d'action	28
2.15	Coefficients de puissance et de poussée en fonction du facteur d'induction a	30
2.16	Vitesses et forces s'appliquant sur un élément de section transversale d'une pale située à une distance r dans le plan (x, θ)	33
2.17	Représentation schématique de l'écoulement autour d'un AD dans un canal avec la déformation de la surface libre et le mélange en aval s'étendant au-delà du sillage de la turbine	36
2.18	L'effet du taux de blocage B sur la puissance à $Fr = 0, 22$; $- * -$ dénote les maxima à $Fr = 0, 22$; $- o -$ dénote les maxima à $Fr = 0$. Source: Whelan <i>et al.</i> (2009)	38
2.19	Schéma représentant le modèle de réseau de turbines (vue transversale du canal)	39
2.20	Schéma représentant les modèles analytiques. a1) Modèle de Garrett et Cummins (2007) avec une turbine, a2) modèle de Garrett et Cummins (2007) avec une rangée de turbines réparties uniformément long d'une section transversale du chenal, b) modèle de Whelan <i>et al.</i> (2009) et d) modèle de Nishino et Willden (2012b, 2013). Source: Thiébot <i>et al.</i> (2021)	40
2.21	Courbe typique de la puissance générée par une hydrolienne	42
3.1	Schéma de la transformation σ	50
3.2	Dispositif expérimental du disque poreux de Myers et Bahaj (2010)	52
3.3	Maquette d'hydrolienne (Mycek <i>et al.</i> , 2014a)	53
3.4	Schéma du dispositif expérimental de la maquette d'hydrolienne(Mycek <i>et al.</i> , 2014a)	54
3.5	Domaine de calcul	57
3.6	Validation des prédictions de déficit de vitesse, $U_0 = 0, 3\text{m.s}^{-1}$ est la vitesse amont (vitesse moyennée sur la verticale à l'entrée du canal). Le titre de chaque figure indique la distance par rapport au disque.	60
3.7	Validation des prédictions d'intensité turbulente, le titre de chaque figure indique la distance par rapport au disque.	60
3.8	Domaine de calcul	61
3.9	Courbes du déficit de vitesse à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).	63
3.10	Courbes d'intensité turbulente à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).	63
3.11	Courbes du déficit de vitesse à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).	64
3.12	Courbes d'intensité turbulente à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).	64
3.13	(a) Distribution spatiale de la vitesse et (b) Distribution spatiale de l'intensité turbulente avec $(x^* = \frac{x}{D}$ et $y^* = \frac{y}{D})$	66
3.14	Distribution spatiale de la vitesse et de l'intensité turbulente (Mycek <i>et al.</i> , 2014a)	66
3.15	Profils de déficit de vitesse (U/U_0) à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$), en bleu pour les mesures de Mycek <i>et al.</i> (2014a) et en rouge pour les résultats numériques AD.	67

3.16	Profils d'intensité turbulente à différentes positions à l'aval de la turbine (I=3%). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.	67
3.17	Comparaison du coefficient des coefficients de poussée et de puissance du modèle avec le coefficient de poussée expérimental	70
3.18	(a) Distribution spatiale de la vitesse et (b) Distribution horizontale de l'intensité turbulente avec ($x^* = \frac{x}{D}$ et $y^* = \frac{y}{D}$)	71
3.19	Profils de déficit de vitesse (U/U_0) à différentes positions à l'aval de la turbine (I=3%), en bleu pour les mesures de Mycek <i>et al.</i> (2014a) et en rouge pour les résultats numériques AD.	72
3.20	Profils d'intensité turbulente à différentes positions à l'aval de la turbine (I=3%). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.	72
3.21	Comparaison des données expérimentales (courbe en pointillés bleu) aux résultats du modèle modifié de Nguyen <i>et al.</i> (2016) (courbe en pointillés noire) et les résultats du modèle d'Réthoré <i>et al.</i> (2009) (courbe en pointillés marron). Les résultats du disque d'action sans ajout de turbulence sont représentés par les courbes en pointillés rouge.	75
3.22	Profils de déficit de vitesse (U/U_0) à différentes positions à l'aval de la turbine (I=3 %). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.	76
3.23	Profils d'intensité turbulente à différentes positions à l'aval de la turbine (I=3 %). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.	76
4.1	Théorie de disque d'action dans un canal. Source: Houlby <i>et al.</i> (2008) .	81
4.2	Facteur d'induction a en fonction du facteur b	88
4.3	Coefficient de poussée C_T en fonction du facteur b	88
4.4	Coefficient de résistance K en fonction du facteur b	89
4.5	Coefficient de puissance normalisé en fonction de b avec "zoom" sur les valeurs maximales	89
4.6	Séries temporelles de (a) l'amplitude du courant horizontal, (b) la densité de puissance et (c) la direction du courant à la hauteur du moyeu. Les données ont été extraites à l'emplacement de l'ADCP n°5. Source:Thiébot <i>et al.</i> (2020b)	92
4.7	a) Domaine de calcul et bathymétrie. b) L'ADCP n°5 correspond au centre de la ferme. Source:Thiébot <i>et al.</i> (2020b)	93
4.8	Séries temporelles (a) de l'élévation de la surface libre, (b) de la norme de la vitesse moyennée sur la verticale et (c) de la direction extraites du modèle Telemac3D (simulation sans turbine) au centre de la ferme (2,103°W ; 49,705°N).	94

4.9	Distribution spatiale des vitesses moyennées sur la verticale (m/s) aux pics de courant de jusant (a) et de flot (b) lors d'une marée de vive-eau moyenne dans le Raz Blanchard (simulation sans hydrolienne). La croix représente le centre de la ferme hydrolienne. L'origine du repère (coordonnées en m) correspond au centre de la ferme.	95
4.10	(a) Bathymétrie du site d'étude avec la localisation de la rangée de turbines. Direction moyenne du courant pendant (b) le pic de jusant et (c) le pic de flot, lors d'une marée de vive-eau moyenne. L'espacement latéral (centre à centre) est indiqué en nombre de diamètres de turbine D . Pour un espacement latéral de $1,5D$, toutes les turbines sont actives. Pour un espacement latéral de $3D$, seules les turbines représentées en noir sont actives. L'origine du système de coordonnées (en mètres) correspond au centre de la rangée de turbines ($49,705^{\circ}N$; $2,103^{\circ}W$).	97
4.11	Coefficients de poussée ((a) et (c)) et de puissance ((b) et (d)) en fonction du facteur d'induction. Les estimations sont montrées au pic de jusant (en haut) et au pic de flot (en bas).	99
4.12	Distribution verticale de l'amplitude de la vitesse longitudinale à différentes positions à l'aval de la rangée d'hydroliennes dans la direction de l'écoulement. Les lignes bleues représentent les simulations sans turbines. Les lignes noires représentent les simulations avec turbines. Les lignes continues et pointillées correspondent à un espacement latéral de $1,5D$ et $3D$, respectivement. Les lignes horizontales indiquent le haut et le bas des turbines. Les vitesses ont été extraites, au pic de flot, de la simulation avec AD avec $K = 3$	102
4.13	Distribution horizontale du déficit de vitesse (amplitude de la vitesse avec les turbines moins amplitude de la vitesse sans turbine) à la hauteur du rotor (15 m au-dessus du fond marin qui est quasi-horizontale et plate) à différentes distances à l'aval de la rangée d'hydroliennes. Les lignes continues et en pointillés correspondent à un espacement latéral de $1,5D$ et $3D$, respectivement. Les vitesses ont été extraites, au pic de flot, de la simulation à l'aide de $K = 3$	102
4.14	Distribution horizontale de l'énergie cinétique turbulente à la hauteur du moyeu (15 m au-dessus du fond marin quasi-horizontale et plate) à différentes distances de la rangée des turbines. Les lignes continues et en pointillés correspondent à un espacement latéral de $1,5D$ et $3D$, respectivement. Les valeurs ont été extraites, au pic de flot, de la simulation avec $K = 3$	104
4.15	Représentation schématique des deux configurations. (a) Disposition avec turbines alignées et (b) Disposition avec turbines en quinconce. Les rangées sont numérotées dans le sens du courant. Ainsi, la ligne 1 correspond à la rangée amont.	106
4.16	Méthodologie générale	107

4.17	Évolution du coefficient de poussée en fonction du facteur d'induction pour le cas avec correction de blocage (courbe rouge) et pour le cas sans correction de blocage (courbe bleue). Les valeurs de Fr et ϵ sont calculées à partir des valeurs moyennes des vitesses et de la profondeur d'eau (tableau 4.4) ($Fr = 0,152$ et $\epsilon = 0,09$).	109
4.18	Série temporelle du coefficient de résistance K pendant une marée de vive-eau moyenne le 9 août 2014. Les pics de jusant et de flot sont représentés par des cercles bleus et rouges, respectivement.	109
4.19	Série temporelle de la production par rangée de turbines avec (lignes pleines, courbes légendées "av") et sans corrections de blocage (lignes pointillées, courbes légendées "ss"). (a) Disposition alignée et (b) Disposition en quinconce. Les rangées de turbines sont numérotées dans le sens du courant. Ainsi, la ligne 1 est la ligne amont, que ce soit au flot ou au jusant.	111
4.20	Production moyennée dans le temps par rangée de turbines. Le nombre de rangées est N . Pour la configuration alignée, la barre vert foncé (AL_{av}) correspond au cas avec correction de blocage et la barre vert clair (AL_{ss}) au cas sans correction de blocage. Pour la configuration en quinconce, la barre rouge foncé (ST_{av}) correspond au cas avec correction de blocage et la barre rouge (ST_{ss}) au cas sans correction de blocage.	112
4.21	(a) Disposition alignée et (b) Disposition décalée : différence de norme avec et sans correction de blocage (en m/s). Les résultats ont été extraits le long d'un plan horizontal (situé à la hauteur du rotor) au pic de courant de flot lors d'une marée de vive-eau moyenne (le fond marin est quasi-horizontal).	114

Nomenclature

Acronymes

ADCP	Acoustic Doppler Current Profiler
AD	Actuator Disk
ADEME	Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie
ADV	Acoustic Doppler Velocimeter
ALE	Arbitraire Lagrangienne Eulérienne
<i>B</i>	Biais
<i>RB</i>	Biais relatif
BE	Blade Element
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
D	Diamètre de la turbine
DNS	Simulation numérique directe (Direct Numerical Simulation)
EMR	Energies Marines Renouvelables
G&C2007	Modèle de Garrett et Cummins (2007)
<i>IA</i>	Indice d'Accord
LDV	Laser Doppler Velocimeter
LES	Simulation aux grandes échelles (Large Eddy Simulation)
LMADT	Linear Momentum Actuator Disk Theory
<i>MAPE</i>	Erreur moyenne absolue
N&W2012	Modèle de Nishino et Willden (2012b)
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>RMSE</i>	Erreur quadrature moyenne
SHOM	Service Hydrographique et Océanique de la Marine
Telemac	Logiciel de simulation d'écoulements à surface libre
TSR	Tip Speed Ratio
W2009	Modèle de Whelan <i>et al.</i> (2009)

Lettres grecques

Chapitre 2

α	Angle d'attaque	[rad]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	[-]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² .s ⁻¹]
Ω_x	Vitesse de rotation axiale	[rad/s]
ρ	Masse volumique	[kg.m ³]
ε	Taux de dissipation	[m ² .s ⁻³]
κ	Constante de Von Karman	[-]
S_ε	Terme source du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻³]
$C_{\varepsilon 4}, C_{\varepsilon 5}$	Paramètres ajustables des constantes de fermetures	[-]
γ	Twist angle	[rad]
ϕ	Angle d'incidence entre la vitesse axiale et vitesse résultante	[rad]
β_p	Paramètre ajustable de la production de la turbulence	[-]
β_d	Paramètre ajustable du transfert entre les échelles de turbulence	[-]
ϵ	Taux de blocage	[-]
ϵ_L	Taux de blocage local	[-]
ϵ_G	Taux de blocage global	[-]
λ	Rapport entre la vitesse loin en aval de la turbine et la vitesse amont	[-]
τ	Rapport entre la vitesse loin en aval du flux contournant et la vitesse amont	[-]
β	Rapport entre la vitesse au niveau de la turbine et la vitesse amont	[-]

Chapitre 3

$\underline{\underline{\sigma}}$	Tenseur de contraintes de Cauchy	[-]
μ	Viscosité dynamique du fluide	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
μ_T	Viscosité turbulente	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
η	Elevation de la surface libre	[m]
Δk	Energie cinétique turbulente ajoutée dans la zone du disque	[m ² .s ⁻²]
ΔI	Turbulence ajoutée dans la zone du disque	[-]

Lettres latines

Chapitre 2

A	Aire balayée par les pales	[m ²]
a	Facteur d'induction	[-]
a'	Facteur d'induction de l'écoulement azimuthal	[-]
c	Corde du profil de pales	[m]
C_D	Coefficient de traînée	[-]
C_L	Coefficient de portance	[-]
C_T	Coefficient de poussée	[-]
C_P	Coefficient de puissance	[-]
$d + s$	distance centre à centre de turbines	[m]
e	Épaisseur du disque	[m]
Fr	Nombre de Froude	[-]
F, F_x	Force axiale	[N]
F_θ	Force tangentielle	[N]
g	Accélération de la pesanteur	[m ² .s ⁻¹]
h	Hauteur du canal	[m]
I	Intensité turbulente	[-]
k	Énergie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]
K	Coefficient de résistance	[-]
l	Largeur du canal	[m]
n	Nombre total des turbines sur une rangée	[-]
N	Nombre de pales de l'hydrolienne	[-]
\mathcal{P}	Puissance de la turbine	[W]
P	Pression du fluide	[Pa]
R	Rayon de la turbine	[m]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
S_k	Terme source de l'énergie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]
t	Temps	[s]
TSR	Tip Speed Ratio	[-]
U_d	Vitesse au niveau du disque	[m.s ⁻¹]
U_∞	Vitesse amont non perturbée	[m.s ⁻¹]
U_w	Vitesse loin en aval du disque	[m.s ⁻¹]
V_r	Vitesse résultante	[m.s ⁻¹]
V_x	Vitesse axiale	[m.s ⁻¹]
V_r	Vitesse azimuthale	[m.s ⁻¹]

Chapitre 3

c	Vitesse convective	$[\text{m.s}^{-1}]$
b	Position verticale du fond	$[\text{m}]$
$\underline{\underline{D}}$	Tenseur taux de déformation	$[-]$
F	Force axiale	$[\text{N}]$
F_{exp}	Force mesurée expérimentalement	$[\text{N}]$
$\underline{\underline{I}}$	Tenseur identité	$[-]$
M	Couple générée par la turbine	$[\text{N.m}]$
n	Vecteur normal	$[\text{m}]$
p_d	Pression dynamique	$[\text{Pa}]$
p_h	Pression hydrostatique	$[\text{Pa}]$
P_{amont}	Pression à l'amont de la turbine	$[\text{Pa}]$
P_{aval}	Pression à l'aval de la turbine	$[\text{Pa}]$
S	Terme source lié à la densité de force volumique	$[\text{m.s}^{-2}]$
$u(u, v, w)$	Vitesse	$[\text{m.s}^{-1}]$
u_H	Vitesse horizontale	$[\text{m.s}^{-1}]$
U^*	Vitesse de frottement	$[\text{m.s}^{-1}]$

Chapitre 4

a_L	Facteur d'induction local	$[-]$
a_A	Facteur d'induction à l'échelle de la ferme	$[-]$
$C_{TGlobal}$	Coefficient de poussée global	$[-]$
$C_{PGlobal}$	Coefficient de puissance global	$[-]$
C_{TLocal}	Coefficient de poussée local	$[-]$
C_{PLocal}	Coefficient de puissance local	$[-]$
$dens.puiss.$	Densité de puissance	$[\text{kW}.\text{m}^{-2}]$
\mathcal{P}_i	Puissance de la ligne de la machine	$[\text{W}]$
dir	Direction des courants	$[\text{°}]$
U_C	Vitesse dans le canal	$[\text{m.s}^{-1}]$
U_A	Vitesse dans le réseau	$[\text{m.s}^{-1}]$
U_D	Vitesse dans les disques	$[\text{m.s}^{-1}]$

Opérateurs

- ∇ Gradient
- $\nabla \cdot$ Divergence
- Δ Laplacien
- \cdot^T Transposition d'un vecteur
- $\bar{\cdot}$ Moyenne d'un ensemble de données
- \cdot' Fluctuation par rapport à la moyenne
- $\overline{\cdot}$ Moyenne des fluctuations par rapport à la moyenne
- $\langle \cdot \rangle$ Moyenne spatiale sur le disque

Introduction générale

Sommaire

1.1	Contexte	2
1.2	Les technologies d'hydroliennes	2
1.3	La ressource hydrolienne	5
1.3.1	La marée	5
1.3.2	Le Raz Blanchard	8
1.4	Objectifs de la thèse	8

1.1 Contexte

Le réchauffement de la planète, les réserves limitées de combustibles et les préoccupations concernant la sécurité énergétique incitent à réduire l'utilisation des combustibles fossiles (MacKay, 2009). De nombreux pays tentent donc de réduire leurs émissions de carbone (Troup, 2016; Zhu *et al.*, 2014). Cette réduction va de pair avec une modification des usages. Par exemple, les systèmes de transport et de chauffage utilisent de plus en plus l'électricité ce qui génère une demande importante (Ruhnau *et al.*, 2019). Pour limiter le réchauffement climatique à 1,5°C, il est nécessaire de trouver des moyens de produire de l'électricité avec une faible émission de carbone (Paris-Agreement, 2015).

Les pays incapables de répondre à leur demande en électricité sont devenus dépendants d'autres pays pour leur approvisionnement. Ils sont exposés à des hausses de prix et des ruptures d'approvisionnement ce qui peut avoir des conséquences géopolitiques (Högselius et Kaijser, 2019; Marshall, 2016).

Une des solutions pour limiter les effets du changement climatique est d'utiliser les énergies renouvelables (Bhattacharya, 2019; Hay *et al.*, 2016). Générer l'électricité à partir des sources renouvelables n'est pas un nouveau concept. Néanmoins, c'est devenu une nécessité. Le monde est à la recherche active de nouveaux concepts technologiques pour contribuer à un approvisionnement en électricité plus propre et renouvelable. Les gouvernements sont de plus en plus conscients des effets positifs que peut avoir une telle électricité et plusieurs pays mettent en place des moyens conséquents pour déployer des technologies renouvelables (Yuan *et al.*, 2018). Les sources d'énergies renouvelables les plus connues sont le vent et le soleil, mais les océans représentent également de larges ressources exploitables : le vent en mer, les vagues, les courants marins, les gradients osmotiques ou thermiques... Avec le deuxième plus grand espace maritime du monde (11 millions de km²), la France a la capacité d'accroître son exploitation d'Énergies Marines Renouvelables (EMR). Son espace maritime constitue ainsi une vaste ressource d'énergie largement inexploitée à ce jour.

1.2 Les technologies d'hydroliennes

Parmi les sources d'EMR, nous nous intéressons dans le cadre de cette thèse à l'exploitation des courants marins par des hydroliennes. Sur le même principe que

les éoliennes, les hydroliennes convertissent l'énergie cinétique des courants marins en électricité. À puissance égale, elles sont plus compactes que les éoliennes car la puissance extraite dépend de la masse volumique du fluide et l'eau est environ 800 fois plus dense que l'air. Elles ont également l'avantage de s'insérer plus facilement dans le paysage car la plupart des dispositifs sont totalement immergés. Cela limite les problèmes d'acceptation par les populations locales, littorales et touristiques. Enfin, un des avantages majeurs des hydroliennes est que leur production est prévisible car les courants marins dépendent de la marée.

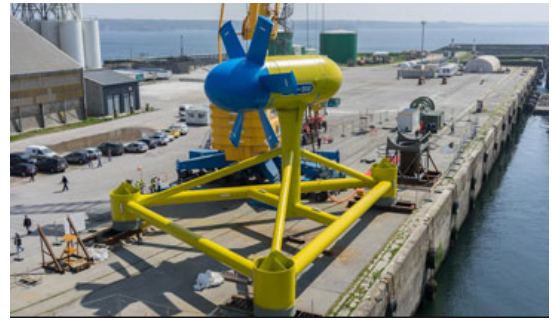
Il existe une grande variété d'hydroliennes. Généralement, les hydroliennes se divisent en deux grandes familles: celles à flux transverse et celles à flux axial. Ces dernières sont les plus utilisées (Fig. 1.1a,1.1b,1.1c). Leur axe de rotation se situe dans le plan horizontal, parallèle à l'écoulement. Elles utilisent un rotor à hélice. Les turbines à flux transverse peuvent avoir un axe vertical (Fig. 1.1d) ou un axe horizontal (Fig. 1.1e). Il existe également d'autres concepts tels que les hydroliennes à ailes battantes (Fig. 1.1f), les hydroliennes à membrane oscillante (Eel energy), les hydroliennes cerf-volant (Minsesto)... Concernant le mode de fixation, certaines hydroliennes sont posées sur le fond alors que d'autres sont fixées sur des pieux ou des structures flottantes pour exploiter une énergie cinétique plus importante (la composante horizontale du courant augmentant généralement en intensité avec la distance au fond). Enfin, certaines hydroliennes utilisent un carénage pour canaliser les écoulements comme les technologies OpenHydro (Naval Energies) (Fig. 1.1b). La plupart des hydroliennes reposent sur la technologie à flux axial. Le tableau 1.1 résume les caractéristiques de quelques hydroliennes à flux axial.

Caractéristiques	Machines			
	Atlantis AR1500	MCT SeaGen S	Voith 1MW test	Sabella D10
Puissance nominale (W)	$1,5 \times 10^6$	2×10^6	1×10^6	1×10^6
Vitesse nominale (ms^{-1})	3,0	2,4	2,9	4,0
Nombre de rotors	1	2	1	1
Diamètre du rotor (m)	18	20	16	10
Aire balayée par le rotor (m^2)	254	314	201	79

Tableau 1.1: Caractéristiques de quelques hydroliennes à flux axial



(a)



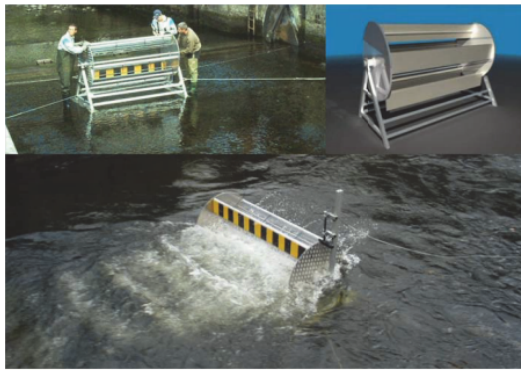
(b)



(c)



(d)



(e)



(f)

Figure 1.1: (a) hydrolienne à axe horizontal (SIMEC Atlantis Energy) (b) hydrolienne à flux axial (SABELLA) (c) Open Hydro (Naval Energies) (d) hydrolienne à flux transverse à axe vertical (Hydroquest) (e) hydrolienne à flux transverse à axe horizontal (Atlantisstrom) (f) hydrolienne à aile battante (Engineering Business Ltd)

Les hydroliennes sont en perpétuel développement afin d'optimiser la production et d'augmenter la résistance aux conditions extrêmes (houles de tempêtes, courants violents, turbulence, etc...). Des prototypes ont été testés avec succès en mer et ont généré des productions électriques de l'ordre du megawatt (Sabella dans le passage du fromveur, Hydroquest sur le site de Paimpol-Bréhat, Simec Atlantis dans le Pentland Firth (Écosse)...). En 2010, l'état écossais a accordé le droit de développer un projet hydrolien d'une puissance maximale de 400 MW sur le site du Pentland Firth ([NEW-CIVIL-ENGINEER, 2010](#)). Ce projet, nommé Meygen, est actuellement le plus grand projet hydrolien mondial. Il réunit Simec Atlantis et Andritz Hydro Hammerfest et a pour objectif de développer la première ferme hydrolienne commerciale. Quatre hydroliennes de 1,5 MW, dont trois développées par Andritz Hydro Hammerfest et une par Simec Atlantis, ont été déployées. La première turbine du réseau a été implantée et connectée au réseau en 2016. Le réseau complet de quatre hydroliennes a été installé en 2018 ([RENEW-ECONOMY, 2019](#)). En 2020, la phase 1 du projet a permis de fournir plus de 37 GWh d'électricité au réseau ([THETHYS, 2021](#)).

1.3 La ressource hydrolienne

1.3.1 La marée

Les courants de marée résultent principalement de l'action gravitationnelle de la Lune et du Soleil sur la Terre (qui tourne sur elle-même). Cette source d'énergie inépuisable varie fortement au cours du temps. Lorsque la Terre, la Lune et le Soleil sont alignés (phénomène de syzygie), les forces gravitationnelles s'additionnent. Cela conduit à des marées de vives-eaux. En revanche, lorsque les trois astres se trouvent en quadrature, ce sont les mortes-eaux (Fig. 1.2 ([IFREMER, 2004, visité le 17 Septembre 2019](#))). Le courant de marée produit par la marée montante est appelé le courant de flot. Le courant de jusant est celui qui accompagne la marée descendante. Les marées océaniques peuvent être décrites comme la superposition d'un ensemble d'ondes élémentaires appelées également composantes harmoniques. Elles sont caractérisées par leur phase, leur période et leur amplitude. En fonction de la combinaison de ces ondes, il existe plusieurs types de marées. La classification anglo-saxonne distingue trois principaux types de marée. La marée de type semi-diurne (deux pleines mers et deux basses mers par jour) est prépondérante en Atlantique et sur le plateau continental Nord-Européen. La marée de

type diurne (une pleine mer et une basse mer par jour, avec un marnage variant avec la déclinaison des astres) a une période proche de 24h50mn. La marée de type semi-diurne à inégalité diurne présente deux pleines mers et deux basses mers avec des marnages consécutifs pouvant être différents. Il existe enfin des marées de type mixte. Dans ce cas, les marées sont alternativement diurnes et semi-diurnes. Le marnage correspond à la différence de hauteur d'eau entre une pleine mer et une basse mer lors d'un cycle de marée. Il est variable selon les périodes et selon les zones géographiques. Certains sites possèdent un grand marnage. Dans la baie de Fundy au Canada, le marnage peut atteindre 16 m. En France, dans la baie du mont Saint Michel, celui-ci peut atteindre 15 m.

Pour notre étude, il sera important de simuler des conditions de marée contrastées (flot/jusant, mortes-eaux/vives-eaux...) pour avoir une vision complète de la production d'une ferme d'hydrolienne. Cela aura une conséquence sur le choix du modèle retenu comme nous le verrons dans la suite du manuscrit.

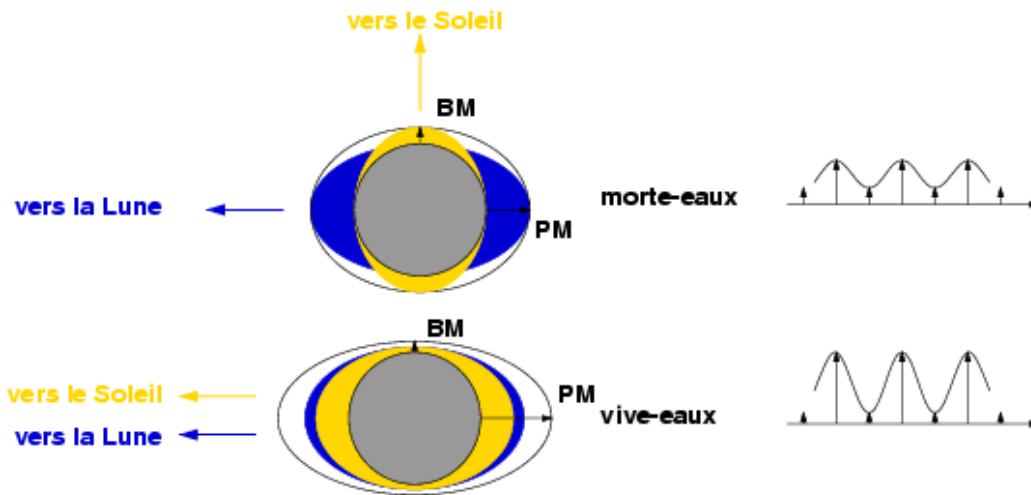


Figure 1.2: L'effet de la lune et du soleil sur la marée. Source : IFREMER, 2004, visité le 17 Septembre 2019.

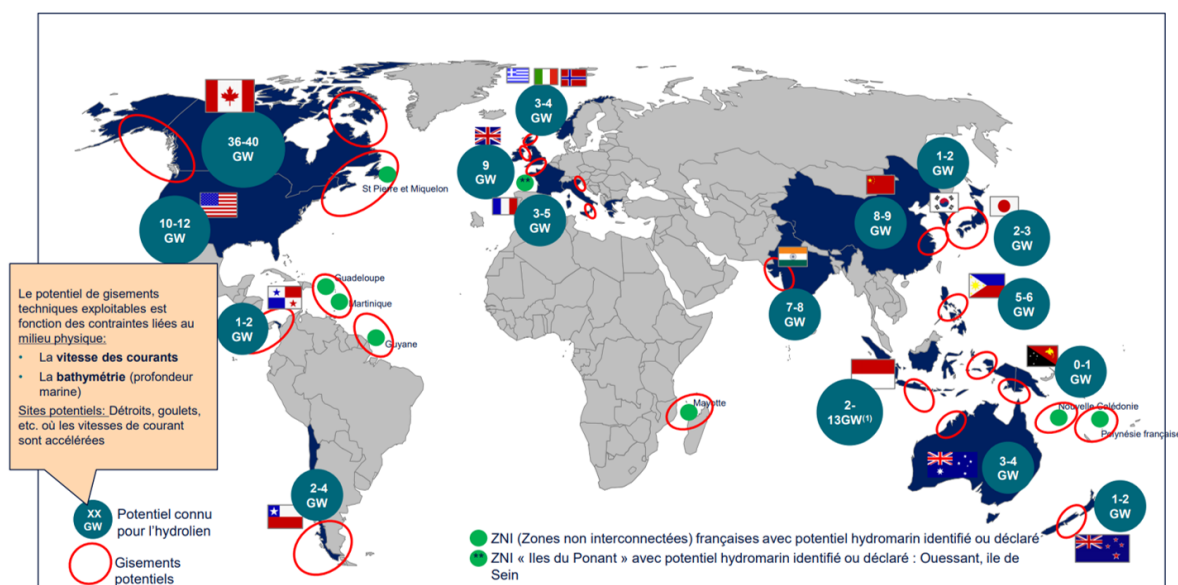


Figure 1.3: Le potentiel hydrolien mondial techniquement exploitable. Source : ADEME, 2018

Le potentiel mondial des courants marins techniquement exploitable (avec des vitesses de courants suffisamment élevées et des gammes de profondeurs adaptées, c'est-à-dire comprises entre 20 et 100 m) est compris entre 100-120 GW (Fig. 1.3) (ADEME, 2018). Cette estimation haute n'est toutefois pas réaliste car le déploiement d'hydroliennes requiert de considérer des:

- contraintes techniques: nature des fonds, distance à la côte et au réseau électrique,
- contraintes liées aux paysages et aux protections du milieu marin (habitats naturels, zones de protection de la faune et de la flore..),
- contraintes liées aux activités humaines et aux usages (pêche professionnelle, tourisme, trafic maritime) (SOGREAH, 2012).

Une estimation plus réaliste du potentiel hydrolien global appelé potentiel "qualifié" est selon l'ADEME de l'ordre de 20 – 25 GW. Le potentiel français qualifié s'élève quant à lui à 3 GW soit 15% de la ressource européenne. C'est le deuxième potentiel d'énergie en Europe derrière le Royaume-uni qui dispose d'un potentiel de l'ordre de 9 GW. En France, les sites identifiés par le Réseau de Transport d'Électricité RTE (2013) comme étant favorables au développement d'hydroliennes sont le Raz Blanchard, le Raz de Barfleur et le passage du Fromveur.

1.3.2 Le Raz Blanchard

Le Raz Blanchard est le site retenu pour cette thèse. C'est un détroit d'une largeur de 15 km situé dans la Manche, entre le Cap de la Hague et l'île anglo-normande d'Aurigny. Avec des vitesses maximales de courant dépassant localement 5 m/s lors des périodes de vives eaux et des profondeurs adaptées au déploiement d'hydroliennes, c'est l'un des sites hydroliens les plus prometteurs au monde. Plusieurs évaluations de la ressource ont été réalisées pour estimer la production énergétique potentielle du site (Bailly du Bois *et al.*, 2020; Campbell *et al.*, 2017; Coles *et al.*, 2017; Guillou *et al.*, 2020b; Myers et Bahaj, 2005; Sentchev *et al.*, 2020; Thiébot *et al.*, 2020a).

Ce fort potentiel énergétique contribue à l'attractivité du site pour des projets industriels. En 2013, un appel à manifestation d'intérêt a été lancé par l'ADEME (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise d'Energie) pour l'installation de fermes d'hydroliennes comprenant quatre à dix turbines de 1 à 2 MW dans le Raz Blanchard et le passage du Fromveur. Le groupe Alstom, associé à Enedis et Engie, a été sélectionné pour implanter une ferme pilote (projet NEPTHYD) composée de quatre hydroliennes Océades de 1,4 MW (Alstom, 2014). Ce projet a été abandonné en janvier 2017 (L'ENERGEEK, 2021). Naval Energies a également répondu à l'appel d'offre avec EDF et a proposé d'implanter sept hydroliennes OpenHydro de 2 MW. Toutefois, l'entreprise a annoncé l'abandon du projet en 2018. Actuellement, un projet est en préparation pour tester sur site une ferme de quatre hydroliennes de 2 MW développées par Simec Atlantis (Presse-Manche, 2020). Cette phase de test, si elle est concluante, devrait permettre de passer à la phase commerciale avec la possibilité d'implanter plusieurs dizaines d'hydroliennes pour atteindre une production de plusieurs centaines de MW (Ouest-France, 2018). Par ailleurs, après des tests concluants sur le site d'essai de Paimpol Bréhat, HydroQuest et Qair envisagent également de tester sept hydroliennes de 2,5 MW dans le Raz Blanchard avec une mise en service prévue en 2025 (Hydroquest, 2021).

1.4 Objectifs de la thèse

Comme la filière hydrolienne prépare la phase commerciale, des nombreuses études sont en cours pour estimer précisément la ressource (la quantité d'énergie récupérable sur un site donné) et le productible, c'est-à-dire la quantité d'énergie annuelle susceptible d'être produite par une ferme hydrolienne. Pour estimer le productible, optimiser le

placement des turbines et évaluer l'impact des hydroliennes sur l'environnement, il est nécessaire de considérer les écoulements à différentes échelles (Fig. 1.4). Quatre échelles peuvent ainsi être identifiées: l'échelle de la pale, l'échelle de la turbine (ces deux échelles sont parfois considérés ensemble), l'échelle de la ferme hydrolienne et l'échelle régionale (Adcock *et al.*, 2015).

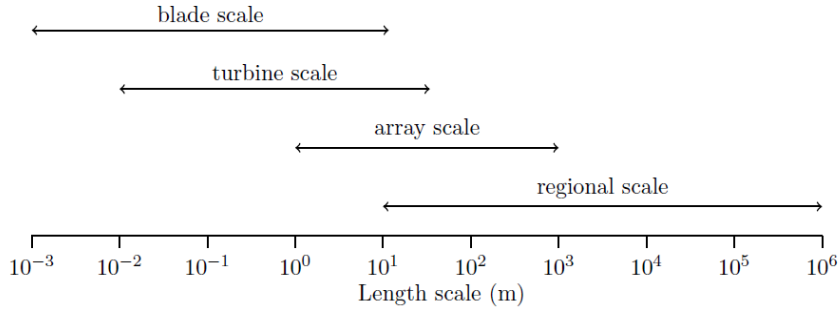


Figure 1.4: Les différentes échelles spatiales à considérer dans la modélisation numérique des écoulements dans une ferme hydrolienne. Source: Adcock *et al.* (2015)

A l'échelle de la pale et de la turbine, l'étude des écoulements est importante pour optimiser le design de la machine (e.g. calculer les efforts sur les pales, comparer les performances de plusieurs profils de pales...). A l'échelle de la ferme d'hydroliennes, la production d'une ferme hydrolienne est fortement dépendante des interactions entre les turbines notamment, des effets d'ombrage (qui détériorent la production des turbines situées dans le sillage des turbines amont) et des accélérations du fluide entre les turbines. La prise en compte de ces différents effets est nécessaire pour estimer la production individuelle et globale des turbines et optimiser le positionnement des turbines (choisir les distances latérales et longitudinales entre turbines, opter pour une disposition en quinconce ou alignée...). Enfin, à l'échelle régionale, les études se focalisent soit sur la caractérisation des courants de marée (pour connaître les conditions de design des turbines), soit sur l'évaluation des effets de l'exploitation des courants sur la ressource (plus les hydroliennes extraient d'énergie, moins la ressource est importante) ou sur les conditions hydro-sédimentaires (impact des hydroliennes sur le transport sédimentaire, le temps de renouvellement des masses d'eau...) (Guillou *et al.*, 2020a, 2019; Thiébot *et al.*, 2015).

En outre, comme les hydroliennes se situent entre le fond marin et la surface libre, le fluide est confiné, contrairement au cas des éoliennes. Ce confinement conditionne le passage du fluide à travers et sur les côtés de la turbine. Cet effet, appelé blocage, a une

influence sur les performances d'une turbine ou globalement sur les performances (et donc la production) d'une ferme d'hydroliennes (Nishino et Willden, 2012b).

L'objectif de la thèse est de développer un modèle numérique pour améliorer la caractérisation des écoulements au sein d'une ferme d'hydroliennes. Le but est de simuler les principaux processus hydrodynamiques contrôlant la puissance individuelle et globale de turbines afin d'aider les industriels à estimer le productible des futures fermes et d'optimiser le placement des hydroliennes sur un site. Dans cette thèse, le site d'application retenu est le Raz Blanchard. Nous nous focalisons sur les hydroliennes à axe horizontal.

Pour atteindre ce but, la thèse est organisée comme suit:

1. le chapitre 2 dresse un état de l'art sur la modélisation des hydroliennes. Ce chapitre aborde différents aspects tels que la caractérisation des sillages, la modélisation de l'interaction entre plusieurs turbines, l'évaluation du productible d'une ferme hydrolienne et la prise en compte des effets de blocage dans les modèles. Il présente également les différentes théories utilisées pour représenter numériquement les hydroliennes.
2. Le chapitre 3 présente la validation du modèle numérique que nous avons développé. Dans un premier temps, ce modèle est validé avec des mesures effectuées à l'aval d'un disque poreux (Myers et Bahaj, 2010). Dans un second temps, nous évaluons les capacités prédictives du modèle numérique en utilisant des mesures effectuées sur une maquette d'hydrolienne (Mycek *et al.*, 2014a). Deux approches de modélisation sont testées et comparées, l'une est basée sur la théorie du disque d'action, l'autre sur la théorie des éléments de pale. Nous abordons également l'effet de l'ajout de turbulence au niveau de la turbine pour modéliser les phénomènes turbulents non résolus par notre modèle.
3. Le chapitre 4 porte sur la prise en compte du taux de blocage dans le modèle numérique présenté dans le chapitre 3. Le modèle analytique de Garrett et Cummins (2007) est revisité. Ensuite, nous testons une nouvelle formulation du modèle de disque d'action qui intègre l'effet du taux de blocage (défini comme le rapport entre l'aire balayée par les pales et l'aire de la section transversale de l'écoulement). Deux applications sont réalisées sur le Raz Blanchard. La première est une comparaison entre les modèles analytiques et les modèles numériques. La deuxième application

évalue l'impact de la correction de blocage sur les performances d'une ferme hydrolienne.

4. La thèse se termine par une conclusion sur les principaux résultats de l'étude et des perspectives.

2

État de l'art

Sommaire

2.1	Caractérisation du fonctionnement de la turbine	14
2.2	Étude des sillages	15
2.2.1	Caractérisation du sillage d'une hydrolienne	15
2.2.2	Effet de la turbulence sur les turbines	16
2.2.3	Interactions entre les sillages	18
2.3	Modélisation numérique des écoulements	22
2.3.1	Les différentes méthodes de CFD	23
2.3.2	Modèle de turbulence $k-\varepsilon$	24
2.4	Représentation des hydroliennes	25
2.4.1	Les différents modèles numériques d'hydroliennes	25
2.4.2	La théorie du disque d'action	28
2.4.3	La théorie de l'élément de pale (BE)	31
2.4.4	Modélisation de la turbulence générée par la turbine avec $k-\varepsilon$	33
2.5	Évaluation des performances des fermes et effets de blocage	34
2.5.1	Effets de blocage	35
2.5.2	Modèles analytiques	36
2.5.3	Modèles numériques	41
2.6	Synthèse	43

Ce chapitre est un état de l'art des différentes méthodes dédiées à l'évaluation du productible des hydroliennes. Dans un premier temps, nous introduisons les indicateurs qui permettent de quantifier les performances des turbines. Dans un second temps, nous décrivons les processus physiques qui influent sur la production des hydroliennes (sillages, turbulence, blocage...). Dans un troisième temps, nous décrivons les méthodes numériques permettant d'étudier les écoulements au sein des fermes hydroliennes. Pour finir, nous passons en revue les méthodes d'évaluation des performances des fermes hydroliennes.

2.1 Caractérisation du fonctionnement de la turbine

Nous introduirons dans cette section les indicateurs permettant de quantifier les performances et le fonctionnement des turbines.

Le coefficient de poussée permet de caractériser les efforts exercés par l'écoulement sur le rotor. Il détermine la résistance du rotor à l'écoulement:

$$C_T = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho AU_\infty^2} \quad (2.1)$$

où U_∞ est la vitesse amont (non perturbée par la présence de la turbine), F est la force agissant le long de l'axe d'une turbine, ρ est la masse volumique du fluide et $A = \pi R^2$ est l'aire balayée par les pales.

Le coefficient de puissance C_P est utilisé pour évaluer le rendement d'une hydrolienne. Il indique la part de la puissance cinétique extraite du fluide:

$$C_P = \frac{\mathcal{P}}{\frac{1}{2}\rho AU_\infty^3} \quad (2.2)$$

où \mathcal{P} est la puissance de la turbine.

Le TSR , en anglais Tip Speed Ratio, est le rapport de vitesse de pointe entre la vitesse de rotation en bouts de pales et la vitesse d'écoulement amont:

$$TSR = \frac{\Omega_x R}{U_\infty} \quad (2.3)$$

où Ω_x est la vitesse de rotation axiale du rotor et R est le rayon du rotor.

2.2 Étude des sillages

Pour estimer la production des futures fermes d'hydroliennes et pour optimiser le positionnement des hydroliennes, il est nécessaire de développer des outils permettant d'étudier les écoulements au sein d'une ferme. Il est notamment important de comprendre comment les sillages interagissent entre eux et comment les effets de sillage affectent la production individuelle et globale des turbines. Dans cette section, nous présentons donc les différents phénomènes physiques qui influent sur les sillages d'hydroliennes.

Dans un premier temps, nous allons définir le sillage à l'aval d'une turbine. Dans un second temps, nous allons discuter de l'effet de la turbulence ambiante sur les sillages et les performances des turbines. Dans un troisième temps, nous allons discuter de la manière dont les sillages interagissent les uns avec les autres au sein d'une ferme d'hydroliennes.

2.2.1 Caractérisation du sillage d'une hydrolienne

A l'aval d'une turbine, une zone de basse pression se développe. L'écoulement est perturbé et les vitesses sont réduites. Cette zone s'appelle le sillage. Dans la région du sillage proche, à quelques diamètres en aval de la turbine, l'écoulement présente des niveaux élevés de turbulence principalement générés par les lâchers tourbillonnaires générés en bouts de pales et autour de la nacelle (Myers et Bahaj, 2009). L'étendue de cette région dépend de plusieurs facteurs tels que l'intensité turbulente du flux entrant et le diamètre du rotor. A environ quatre diamètres à l'aval de la turbine ($4D$), les couches de fluide cisailées qui se forment sur le pourtour du disque se rejoignent au niveau de l'axe central ce qui marque la fin du sillage proche (Fig. 2.1) (Chamorro *et al.*, 2015). C'est alors que commence le sillage lointain. Le sillage se caractérise par la présence d'un déficit de vitesse (Eq. 2.4) marqué. Le déficit de vitesse induit par la présence d'une hydrolienne est défini par:

$$U_{\text{def}} = 1 - \frac{U}{U_{\infty}} \quad (2.4)$$

où U est la vitesse de l'écoulement à la position considérée. Dans le sillage lointain, le fluide retrouve progressivement ses caractéristiques initiales (récupération de la vitesse et diminution de la turbulence).

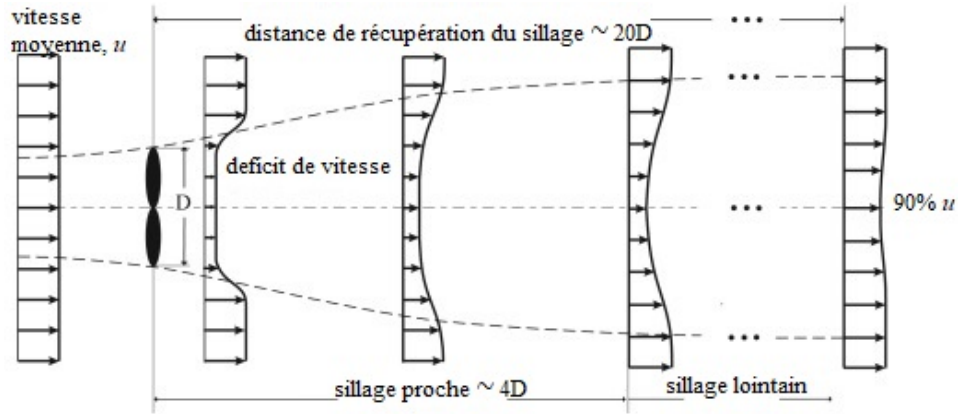


Figure 2.1: Évolution du sillage à l'aval d'une turbine, Source: Laws et Epps (2016)

2.2.2 Effet de la turbulence sur les turbines

En mécanique des fluides, un écoulement turbulent est caractérisé par de fortes variations spatiales et temporelles de la vitesse et la présence de structures tourbillonnaires. La turbulence peut être caractérisée par le nombre de Reynolds $Re = \frac{UL}{\nu}$, où U et L sont respectivement la vitesse et la longueur caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité cinématique. Lorsque $Re \gg 1$, l'écoulement est turbulent: les forces d'inertie sont supérieures aux forces de viscosité du fluide. Le niveau de turbulence peut être décrit en terme d'intensité turbulente qui est le rapport entre la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse et la vitesse d'écoulement ambiant moyenné dans le temps (Eq. 2.5). L'intensité turbulente est définie par:

$$I = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{3} [\overline{U'^2} + \overline{V'^2} + \overline{W'^2}]}{\overline{U}^2 + \overline{V}^2 + \overline{W}^2}} \quad (2.5)$$

où U' , V' et W' sont les fluctuations des vitesses et \overline{U} , \overline{V} et \overline{W} sont les vitesses moyennées.

De nombreuses études ont été réalisées pour caractériser les sites favorables à l'installation d'hydroliennes. Les écoulements sur ces sites ont des nombres de Reynolds élevés. Par exemple, l'ordre de grandeur est de $2,7 \times 10^7$ pour le Raz Blanchard (Ikhennicheu *et al.*, 2019). Les intensités turbulentes sont également élevées avec des valeurs variant typiquement entre 10 et 30 % (par exemple 10 % dans le Sound of Islay Écosse (Milne *et al.*, 2013) et environ 24 % dans la East River, USA (Li *et al.*, 2010)). Des essais en bassin ont également été réalisés pour comprendre l'origine de la turbulence au-dessus d'un fond rugueux (Florens *et al.*, 2013) ou à l'aval de macro-structures potentiellement

présentes sur les sites hydroliens (Ikhennicheu *et al.*, 2019). En particulier, Ikhennicheu *et al.* (2019) ont montré que les tourbillons très énergétiques induits par les macrostructures de fond (e.g. un rocher, une faille, un changement de profondeur...) peuvent générer des fluctuations susceptibles d'engendrer des efforts importants sur les pales mais également de fortes variations de la production d'énergie.

La turbulence ambiante (naturellement présente dans l'écoulement) a une influence forte sur les sillages qui se forment à l'aval des hydroliennes. De manière générale, elle favorise la récupération des vitesses dans les sillages (MacLeod *et al.*, 2002). Par exemple, Mycek *et al.* (2014a) ont étudié l'influence de l'intensité turbulente sur le sillage d'une hydrolienne à axe horizontal. Ils ont constaté que pour une intensité turbulente de 3% (Fig. 2.2a), le sillage reste prononcé même à dix diamètres à l'aval de la turbine (le déficit de vitesse atteint environ 20%) alors que pour une intensité turbulente de 15% (Fig. 2.2b), le sillage de la turbine est beaucoup plus limité (le déficit de vitesse à 10D est inférieur à 5 %). D'autres études expérimentales (Maganga, 2011; Stallard *et al.*, 2013) et numériques (Ahmadi, 2019; Blackmore *et al.*, 2014; Grondeau *et al.*, 2020; Nguyen *et al.*, 2016; Thiébot *et al.*, 2016) ont également montré que plus le taux de turbulence est élevé et plus le sillage est court et évasé. Pour le design des fermes hydroliennes, le fait qu'une forte turbulence accélère le rétablissement des vitesses dans les sillages permet de réduire l'espacement longitudinal entre deux rangées consécutives de machines. Une turbulence ambiante élevée permet donc de déployer les turbines proches les unes des autres dans la direction de l'écoulement, ce qui est utile pour réduire les coûts (de raccordement) et pour profiter au maximum des zones (de surfaces réduites) où les courants sont les plus forts.

L'influence de l'intensité turbulente sur les coefficients de poussée et de puissance a été étudiée expérimentalement par Stallard *et al.* (2013), Mycek *et al.* (2014a) et Blackmore *et al.* (2016). Ces études ont porté sur des maquettes d'hydrolienne tri-pale à flux axial. Blackmore *et al.* (2016) ont montré que l'augmentation de l'intensité turbulente réduisait les coefficients de poussée et de puissance de plus de 10 % dans les cas extrêmes. Les mêmes observations ont été faites par Mycek *et al.* (2014a) qui ont montré une baisse des performances de la turbine quand l'intensité turbulente passe de 3 à 15 %. Il est à noter également que cette augmentation de la turbulence génère des grandes fluctuations (jusqu'à 20 %) dans les efforts s'exerçant sur les pales (Blackmore *et al.*, 2013) ce qui peut contribuer à la dégradation de la turbine par fatigue. A l'échelle d'une ferme d'hydroliennes, cette perte de performance peut affecter de manière significative le productible. Comme une turbulence ambiante élevée peut réduire la performance

instantanée des turbines et générer des efforts importants sur les pales, il convient donc de bien choisir les zones de déploiement des hydroliennes en conséquence (ou de bien caractériser cette turbulence ambiante afin de pouvoir adapter le design des turbines en conséquence).

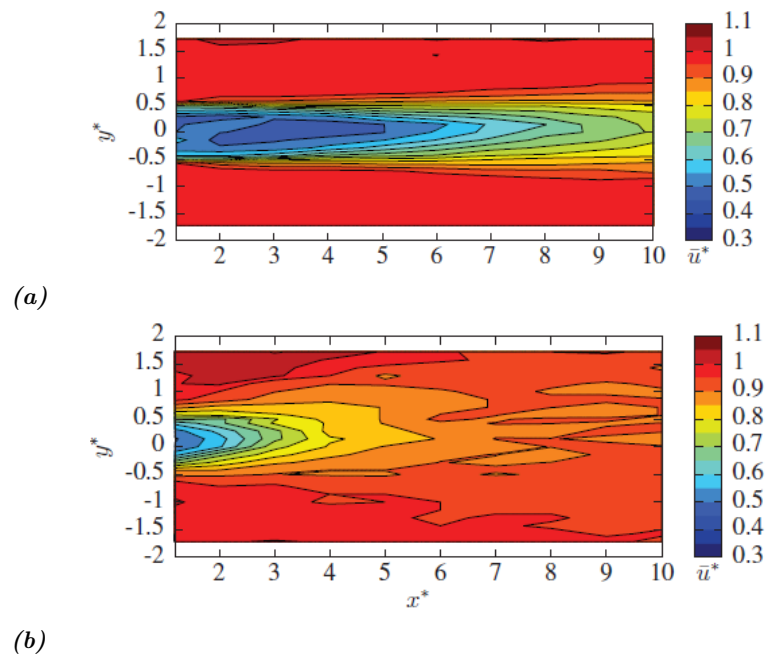


Figure 2.2: Déficit de vitesse dans le sillage en aval d'une hydrolienne pour $U_\infty = 0,8$ m/s et (haut) $I_\infty = 3\%$ et (bas) $I_\infty = 15\%$, Source: Mycek et al. (2014a)

2.2.3 Interactions entre les sillages

Quand les turbines sont placées en réseau, les sillages ont tendance à interagir les uns avec les autres ce qui affecte la production globale et individuelle des turbines. Palm *et al.* (2010) ont distingué trois situations d'interactions des sillages respectivement nommées: tandem, interférence et chevauchement. Lorsqu'une turbine est positionnée derrière une autre, sa vitesse est affectée par le déficit de vitesse du sillage en amont: c'est la configuration en tandem (Fig. 2.3). Il existe une interférence lorsque deux turbines sont placées l'une à côté de l'autre (Fig. 2.4). Le chevauchement a lieu lorsque l'écoulement entrant d'une turbine est partiellement affectée par un ou plusieurs sillages (Fig. 2.5).

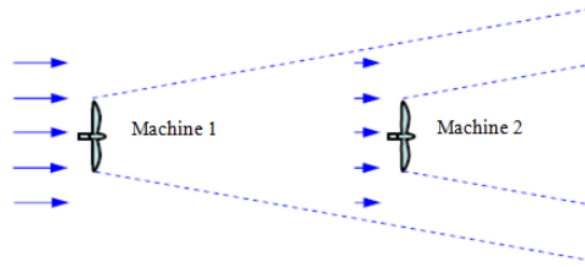


Figure 2.3: Configuration en tandem, Source: Palm et al. (2010)

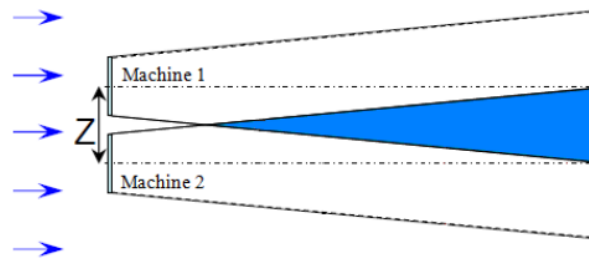


Figure 2.4: Situation d'interférence, Source: Palm et al. (2010)

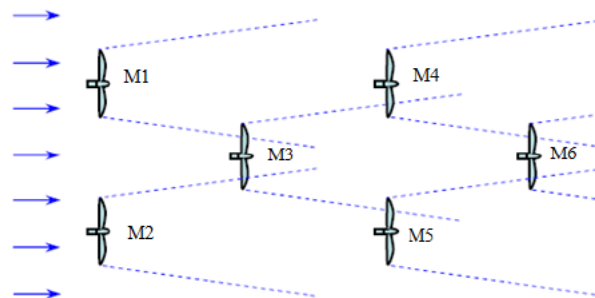


Figure 2.5: Configuration en chevauchement, Source: Palm et al. (2010)

A ce jour, la plus grande ferme hydrolienne en test contient seulement quatre turbines (MeyGen). De plus, les rares mesures effectuées in-situ ne sont pas disponibles publiquement. Pour étudier les interactions entre sillages, il faut donc utiliser des données expérimentales. Ces données peuvent être acquises sur des maquettes d'hydroliennes (e.g. Mycek *et al.* (2014a)). Il est également assez courant d'utiliser des disques poreux pour représenter les hydroliennes (Bahaj *et al.*, 2007a). Avec des maquettes (à géométrie bien plus réaliste que des milieux poreux), Mycek *et al.* (2014a) et Gaurier *et al.* (2020) ont étudié les interactions entre un petit nombre de turbines (deux ou trois selon les essais) (Fig. 2.6a). Ils ont effectué des mesures de sillages (vitesse et intensité turbulente),

d'efforts et de puissance. Les essais avec deux turbines, réalisés avec différentes distances entre elles, ont montré que la turbine en aval est affectée par la présence de la turbine en amont. Par exemple, pour une intensité turbulente de 15 % et pour deux distances inter-turbines croissantes (5D et 10D), le coefficient de puissance vaut respectivement 0,27 et 0,30. Olczak *et al.* (2016) ont également étudié les interactions entre turbines en considérant onze configurations de fermes contenant entre deux et douze turbines (Fig. 2.6b). Contrairement aux essais de Mycek *et al.* (2014b) ou Gaurier *et al.* (2020), ces essais ne comportent pas de mesures de couple (et donc de puissance). Ils ont montré que les efforts exercés par les turbines situées en aval sont plus faibles que ceux de la première rangée (e.g. pour une configuration alignée de deux rangées de turbines dont chaque rangée contient cinq turbines, le coefficient de poussée moyen d'une turbine de la première rangée vaut 0,95 alors que celui d'une turbine de la deuxième rangée vaut 0,8, soit environ 15 % d'écart). Ils ont expliqué que cette réduction est causée soit par une réduction de la vitesse d'écoulement, soit par une réduction de la vitesse de rotation (due à l'application d'un couple constant). Enfin, pour simuler les écoulements dans les grandes fermes contenant plusieurs rangées de turbines, les rangées peuvent être représentées par des plaques poreuses. A titre d'exemple, Coles *et al.* (2016) ont réalisé une expérience utilisant une succession de cinq plaques (Fig. 2.7).

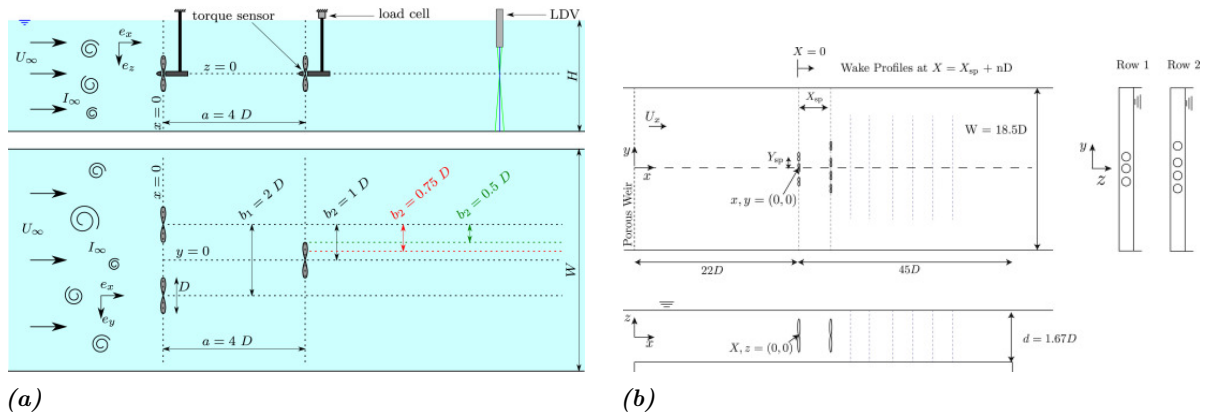


Figure 2.6: (a) Schéma du dispositif expérimental avec trois maquettes d'hydroliennes en interactions (Gaurier et al., 2020) et (b) Disposition du canal utilisé pour étudier les interactions entre deux rangées de turbines, l'une en contenant trois et l'autre quatre (espacement longitudinal= $4D$, espacement latéral= $1,5D$) (Olczak et al., 2016)

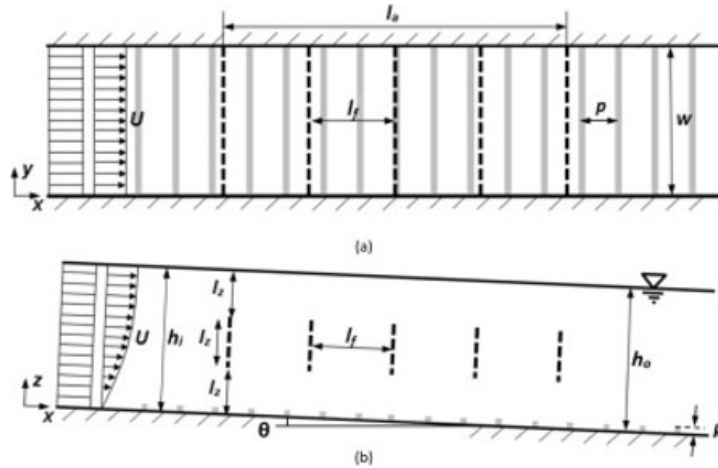


Figure 2.7: Schéma du dispositif expérimental avec des plaques poreuses (Coles et al., 2016)

Dans une ferme hydrolienne, les turbines sont généralement disposées de deux manières: en quinconce ou avec des turbines alignées dans la direction longitudinale. Malki *et al.* (2014) ont utilisé une approche numérique pour simuler plusieurs configurations et pour comparer la production d'un réseau de turbines disposées en quinconce à celle d'un réseau de turbines alignées. Leurs résultats montrent qu'une configuration en quinconce produit 10% de plus qu'une configuration alignée car les interférences de sillage entre les rangées consécutives sont réduites et car la distance de récupération de l'écoulement entre deux rangées est plus grande. Les simulations de Thiébot *et al.* (2020b) dans le Raz Blanchard ont également montré que la configuration en quinconce permet de récupérer plus d'énergie que la configuration avec des turbines alignées notamment car les effets d'ombrage sont réduits (les sillages d'une rangée d'hydroliennes passant entre les turbines de la rangée suivante). En effet, la figure 2.8 illustre la distribution horizontale de l'intensité turbulente pour les deux configurations et montre qu'avec la configuration en quinconce, le sillage est rapidement dissipé alors que pour l'autre configuration le sillage reste prononcé. Ouro et Nishino (2021) en utilisant un modèle numérique ont également montré la plus grande efficacité de la configuration en quinconce. Toutefois, Gauvin-Tremblay et Dumas (2022), qui ont utilisé un modèle numérique pour simuler plusieurs configurations de fermes hydroliennes à axe vertical, trouvent que les performances des configurations alignées et en quinconce sont équivalentes.

Une fois la disposition choisie, il est nécessaire de déterminer les espacements entre les turbines. L'espacement longitudinal est la distance qui sépare deux rangées consécutives de turbines. L'espacement latéral est la distance inter-turbine pour une même rangée. L'augmentation de la distance longitudinale entre turbines entraîne une amélioration de

la production car le fluide a plus de distance pour récupérer sa vitesse initiale. Concernant l'effet de l'espacement latéral, Malki *et al.* (2014) ont montré que lorsque les turbines sont très proches (moins de 3 diamètres), cela entraîne des fortes accélérations du fluide ce qui a tendance à allonger les sillages et à ralentir la récupération des vitesses. Bai *et al.* (2013) ont étudié plusieurs configurations des fermes d'hydroliennes avec un modèle numérique et ont montré que pour une configuration en quinconce, la distance latérale optimale est d'environ $2,5D$ alors que la distance longitudinale la plus grande possible doit être utilisée. Michelet *et al.* (2020) ont montré, à partir de simulations numériques, que l'espacement latéral devait être choisi avec précaution quand les courants présentent un désalignement entre le flot et le jusant car un espacement latéral trop faible peut induire des chevauchements de sillages.

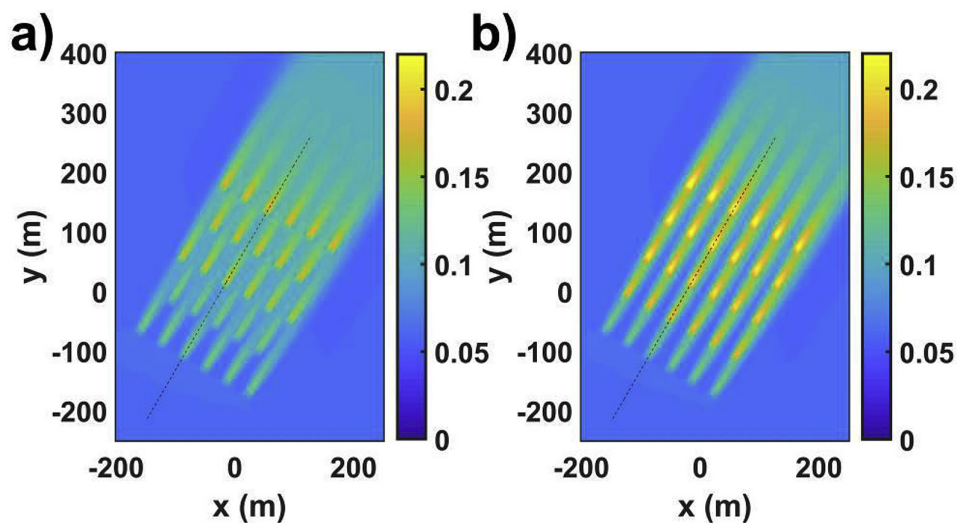


Figure 2.8: Distribution horizontale de l'intensité turbulente au pic de flot. a) configuration en quinconce; b) configuration alignée. Les résultats ont été extraits le long d'un plan horizontal (situé à la hauteur du moyeu). (Thiébot et al., 2020b)

2.3 Modélisation numérique des écoulements

La modélisation numérique est actuellement un outil incontournable dans les projets hydroliens car elle intervient à différentes étapes: l'optimisation du design, la vérification de la technologie (fatigue, efforts extrêmes), l'étude des effets de sillage, la caractérisation hydrodynamique d'un site, l'évaluation de l'effet des turbines sur l'environnement marin...

2.3.1 Les différentes méthodes de CFD

Il existe trois principales approches permettant la résolution numérique des équations de Navier-Stokes.

DNS (Direct Numerical Simulation)

La simulation numérique directe permet de résoudre toutes les échelles de l'écoulement. La taille de la maille doit être inférieure à celle de l'échelle dissipative définie par Kolmogorov. Cela requiert de hautes résolutions spatiales et temporelles. Le nombre de noeuds nécessaires pour un tel calcul étant très élevé, cette méthode est limitée à des cas simplifiés qui ont des nombres de Reynolds faibles. Cette approche est ainsi inappropriée pour simuler les interactions de sillage à l'échelle d'une ferme d'hydroliennes.

LES (Large Eddy Simulation)

La simulation des grandes échelles consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes pour étudier les plus grandes échelles de la turbulence. L'effet des plus petites échelles de turbulence est pris en compte avec des modèles de sous-maille ce qui permet de réduire les temps de calcul par rapport aux méthodes numériques directes. Elle a l'avantage de représenter les grandes structures in-stationnaires avec des ressources informatiques abordables. A titre d'exemple, Mercier *et al.* (2020) ont simulé la dynamique de structures tourbillonnaires dans le Raz Blanchard sur un domaine de plusieurs centaines de mètres de côté et sur une période de 20 min. Grondeau *et al.* (2019) ont simulé avec une approche LES le sillage turbulent de l'hydrolienne à double axe vertical d'Hydroquest.

RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)

Cette méthode repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en temps. Les variables du problème sont décomposées en une partie moyenne $\bar{\phi}_i$ et une partie fluctuante ϕ'_i :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \overline{\phi(x_i, t)} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(x_i, t) dt \quad (2.6)$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées s'écrivent:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} + g_i \quad (2.7)$$

où t (s) est le temps, \bar{P} (Pa) est la pression, ρ ($kg.m^{-3}$) est la masse volumique du fluide, ν ($m^2.s^{-1}$) représente la viscosité cinématique du fluide, g ($m.s^{-2}$) est l'accélération de la pesanteur et \bar{u}_i ($m.s^{-1}$) correspond à la $i^{\text{ème}}$ composante de la vitesse moyennée. Cette équation fait également apparaître le tenseur de Reynolds ($\overline{u'_i u'_j}$) qui nécessite des équations de fermeture pour la résolution du problème. Ces équations de fermetures sont résolues avec divers modèles de turbulences comme le modèle $k-\varepsilon$ ou le modèle $k-\omega$ qui sont basés sur les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation. Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ sera présenté plus en détail dans la section 2.4.4 car il est retenu par la suite.

Dans le cadre de cette thèse, c'est l'approche RANS qui est retenue car elle est adaptée aux échelles des temps et d'espaces visées: des simulations sur un domaine de plusieurs km^2 (l'emprise nécessaire pour simuler des courants de marée réalistes en tenant compte de la morphologie et de la rugosité des fonds et de la géométrie de la côte), sur une durée de plusieurs heures couvrant a minima un cycle de marée pour une première estimation de la production en fonction de la variabilité des courants.

2.3.2 Modèle de turbulence $k-\varepsilon$

Nous avons vu précédemment que la turbulence ambiante et la turbulence générée par les sillages a une forte influence sur la production des hydroliennes. Il est donc crucial de modéliser correctement ces deux types de turbulence : celle qui est présente naturellement dans l'écoulement et celle qui est générée par la turbine.

Le modèle $k-\varepsilon$ est le plus utilisé des modèles de turbulence pour simuler les caractéristiques de l'écoulement moyen. Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq (1877) qui consiste à relier le tenseur de déformation du champ moyen et le tenseur de contraintes de Reynolds par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente. En repartant de l'équation 2.7, cette relation s'écrit:

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (2.8)$$

où k est l'énergie cinétique turbulente qui donne une description générale de la turbulence au moyen de deux équations de transport: l'une basée sur le transport de l'énergie cinétique turbulente et l'autre basée sur la dissipation. Les équations de transport de ce

modèle de turbulence s'écrivent:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} + P - G - \varepsilon \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} - C_{\varepsilon 1} (P + (1 - C_{3\varepsilon}) G) \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.10)$$

où $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ représente l'énergie cinétique turbulente, $u'_i = u_i - \bar{u}_i$ correspond à la $i^{\text{ème}}$ composante de la fluctuation de vitesse, $\varepsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$ est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, P est un terme de production d'énergie turbulente $P = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$, G est un terme source dû aux forces de gravité $G = \frac{\nu_t}{Pr_t \rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$. ν_t vérifie l'égalité suivante $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ et $C_\mu, Pr_t, C_{i\varepsilon}$ (avec i allant de 1 à 3), $\sigma_\varepsilon, \sigma_k$ sont des constantes du modèle $k - \varepsilon$. Toutes ces constantes sont résumées dans le tableau 2.1.

κ	C_μ	Pr_t	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
0,41	0,09	1,0	1,44	1.92	0 if $G > 0$ and 1 if $G \leq 0$	1.0	1.3

Tableau 2.1: Constantes du modèle $k-\varepsilon$

Ce modèle a été choisi pour la thèse. En effet, le modèle $k - \varepsilon$ (Launder et Sharma, 1974) a une formulation simple qui est bien adaptée à la résolution numérique des écoulements côtiers. Par ailleurs, pour les applications avec hydroliennes, il a été démontré que ce modèle donne des bonnes estimations de la turbulence dans les sillages car il prédit une production de turbulence au niveau du disque d'action qui est assez proche des mesures expérimentales (Nguyen *et al.*, 2016; Thiébot *et al.*, 2016).

2.4 Représentation des hydroliennes

Dans cette section, nous allons introduire les différentes approches permettant de représenter des hydroliennes dans des modèles numériques.

2.4.1 Les différents modèles numériques d'hydroliennes

La figure 2.9 présente les différentes méthodes numériques utilisées pour simuler des turbines. A droite se trouvent les outils de CFD les plus détaillés dans lesquels la

géométrie de la turbine en mouvement est entièrement représentée et résolue par le modèle (Afgan *et al.*, 2013; Grondeau, 2018)(Fig. 2.10). Il s'agit de modèles à hautes résolutions qui ont un coût de calcul très élevé. Ce type de modèle est adapté aux phases de conception de la turbine mais n'est pas applicable pour étudier les échelles de temps et d'espace visées dans le cadre de cette thèse.

A gauche se concentrent les modèles numériques les plus simples. Dans ces modèles, la turbine n'est pas modélisée physiquement comme un solide évoluant au sein d'un fluide (avec des interactions fluide-structure): la turbine est représentée par des forces qui s'appliquent sur le fluide à l'endroit où se trouvent le ou les rotor(s). Parmi ces méthodes figurent notamment la méthode du disque d'action (e.g. Harrison *et al.* (2010); Michelet (2018); Nguyen *et al.* (2016); Roc *et al.* (2013); Thiébot *et al.* (2016)) et celle des éléments de pale (Blade Element, BE dans la suite du manuscrit) (e.g. Khaled *et al.* (2021); Malki *et al.* (2013); Nachtane *et al.* (2019); Olczak *et al.* (2016)) (figures 2.11,2.12) qui seront détaillées dans les sections 2.4.2 et 2.4.3.

En outre, il existe d'autres méthodes (non illustrées sur la figure 2.9) qui permettent de représenter l'effet global d'une ferme hydrolienne sur les écoulements d'un site hydrolien. Dans ce type d'approche, adapté aux échelles régionales, les turbines composant une ferme hydrolienne ne sont pas représentées individuellement mais comme un ensemble (Fig. 2.13). A l'endroit où se situe la ferme est appliquée une force équivalente à l'ensemble de la poussée et de la traînée des turbines. Cette force est incluse dans les équations de quantité de mouvement avec une formulation similaire au frottement (un terme puits dépendant du carré de la vitesse). Ces méthodes sont appelées "frottement additionnel" (Divett *et al.*, 2013; Plew et Stevens, 2013; Thiébot *et al.*, 2015) et sont bien adaptées aux études régionales en deux dimensions. Cette approche a été utilisée pour étudier l'effet d'une ferme hydrolienne sur la dynamique des sédiments (Neill *et al.*, 2012), l'effet d'une ferme sur les courants de marée (Guillou et Thiébot, 2016; Plew et Stevens, 2013). L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'étudier les interactions entre les turbines à l'échelle de la ferme. Elle ne peut donc pas être utilisée pour évaluer précisément le productible d'une ferme.

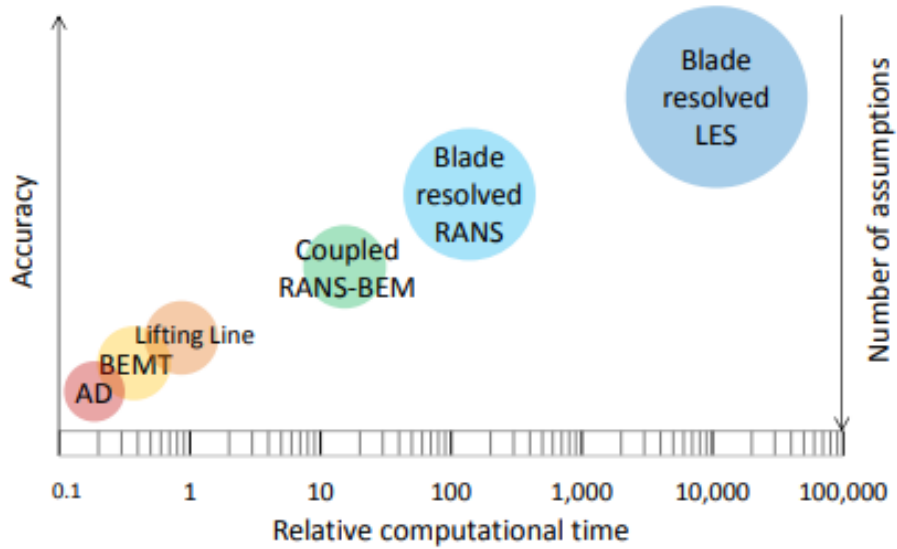


Figure 2.9: Différentes méthodes numériques permettant de représenter des hydroliennes, Source: Allsop (2018)

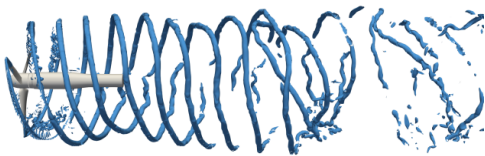


Figure 2.10: Modélisation des turbines avec interactions fluide-structure et LES, (Grondeau, 2018)

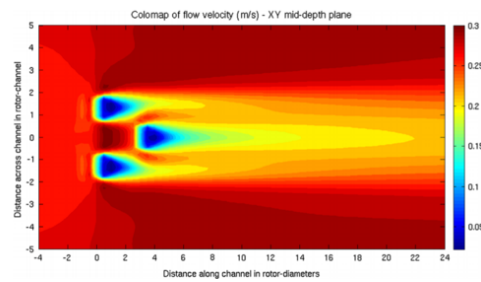


Figure 2.11: Modélisation avec le disque d'action, (Roc et al., 2013)

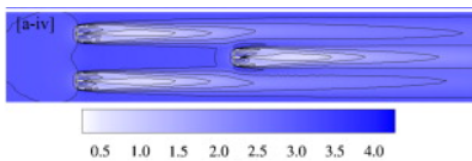


Figure 2.12: Modélisation avec la BE, (Malki et al., 2014)

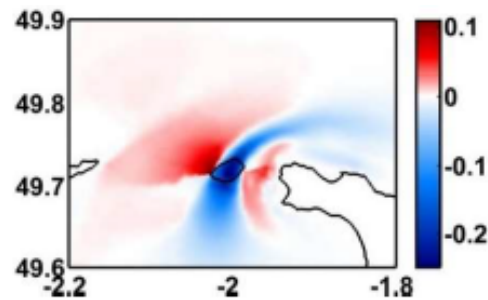


Figure 2.13: Exemple de modélisation avec le frottement additionnel, (Thiébot et al., 2015)

Dans la présente étude, nous souhaitons représenter les sillages et effectuer des simulations longues sur des domaines des grandes dimensions. Nous opterons pour la théorie du

disque d'action et celle de la théorie BE car ces approches permettent de simuler les interactions entre les hydroliennes et présentent un bon compromis entre temps de calcul et complexité des processus résolus.

2.4.2 La théorie du disque d'action

De nombreuses théories ont été développées pour analyser l'écoulement autour des turbines et estimer leurs performances. Les premiers travaux avaient pour objectif d'étudier le principe de fonctionnement des hélices (Froude, 1889; Rankine, 1865). La théorie proposée a ensuite été améliorée par Lanchester en 1915 et par Betz en 1920.

Dans cette théorie, dite du disque d'action (AD), l'écoulement est supposé irrotationnel, incompressible et unidirectionnel. Les forces de frottement ne sont pas prises en compte. Sous sa forme la plus simple, cette théorie consiste à représenter la turbine par un disque poreux en appliquant sur le fluide une force correspondante à la poussée exercée par la turbine: une force axiale répartie uniformément sur la surface du disque. La figure 2.14 représente l'écoulement autour d'un disque d'action. U_∞ et P_∞ représentent respectivement la vitesse et la pression à l'amont. U_1 , U_2 , P_1 et P_2 sont les vitesses et les pressions au niveau du disque (juste en amont et en aval de celui-ci), U_w est la vitesse loin en aval, là où la pression retrouve sa valeur amont.

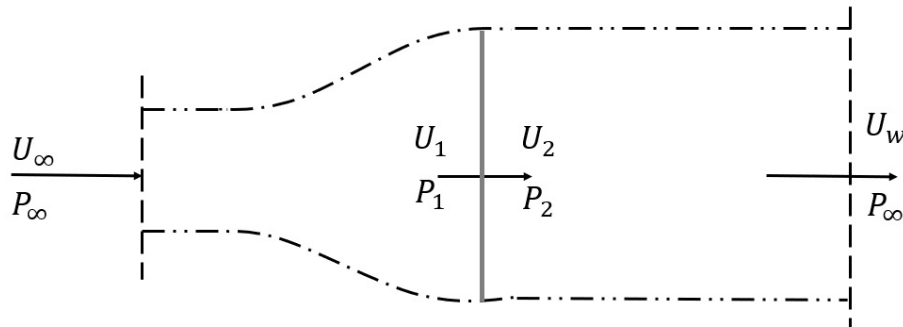


Figure 2.14: Théorie du disque d'action

A proximité du disque, nous pouvons écrire :

$$U_1 = U_2 = U_d. \quad (2.11)$$

La relation de Bernoulli appliquée à l'amont de l'écoulement s'écrit:

$$P_1 = P_0 + \frac{1}{2}\rho (U_\infty^2 - U_d^2) \quad (2.12)$$

La relation de Bernoulli appliquée à l'aval de l'écoulement s'exprime ainsi:

$$P_2 = P_0 + \frac{1}{2}\rho(U_w^2 - U_d^2) \quad (2.13)$$

En combinant les relations (2.12 et 2.13), nous obtenons:

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \frac{1}{2}\rho(U_\infty^2 - U_w^2). \quad (2.14)$$

La force F de l'écoulement sur le disque est:

$$F = A\Delta P = \frac{1}{2}\rho A(U_\infty^2 - U_w^2). \quad (2.15)$$

Une deuxième expression de F s'obtient par le théorème de quantité de mouvement qui implique que le débit de quantité de mouvement traversant le tube de courant est égal aux forces extérieures s'appliquant sur ce tube. Dans le tube de courant, nous obtenons:

$$Q(U_w - U_\infty) = -F \quad (2.16)$$

où Q est le débit traversant le tube de courant: $Q = \rho A U_d$. En remplaçant le débit par son expression, l'équation 2.16 devient:

$$\rho A U_d (U_w - U_\infty) = -F. \quad (2.17)$$

En combinant les équations 2.15 et 2.17, nous obtenons une nouvelle expression de la vitesse locale :

$$U_d = \frac{1}{2}(U_\infty + U_w) \quad (2.18)$$

En introduisant un facteur d'induction a qui est une quantité adimensionnelle traduisant le ralentissement du fluide par le disque:

$$a = \frac{U_\infty - U_d}{U_\infty}, \quad (2.19)$$

et en utilisant les équations 2.18 et 2.19, la vitesse au niveau du disque et celle en aval s'écrivent:

$$\begin{cases} U_d = U_\infty(1 - a) \\ U_w = U_\infty(1 - 2a) \end{cases} \quad (2.20)$$

La force exercée par le disque exprimée avec le facteur d'induction vaut:

$$F = 2\rho A U_\infty^2 a(1 - a) \quad (2.21)$$

Le coefficient de poussée C_T s'exprime:

$$C_T = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} = \frac{2\rho A U_\infty^2 a(1 - a)}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} = 4a(1 - a) \quad (2.22)$$

La puissance \mathcal{P} correspond au produit de la force par la vitesse:

$$\mathcal{P} = F U_d = 2\rho A U_\infty^3 a(1-a)^2 \quad (2.23)$$

En introduisant le coefficient de puissance, on obtient:

$$C_P = \frac{\mathcal{P}}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^3} = \frac{2\rho A U_\infty^3 a(1-a)^2}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^3} = 4a(1-a)^2 \quad (2.24)$$

Le coefficient de puissance indique la part de la puissance cinétique disponible dans l'écoulement qui est extraite par la turbine (voir section 2.1). La théorie de Betz montre que le coefficient de puissance maximal vaut $\frac{16}{27} \approx 0,59$. Cette limite est atteinte lorsque la vitesse à l'aval du disque est égale à un tiers de la vitesse en amont : $U_w = \frac{1}{3}U_\infty$ ce qui équivaut à $a = \frac{1}{3}$. Cela signifie que les turbines ne peuvent pas extraire plus de 59 % de la puissance disponible ce qui correspond à une valeur maximale du coefficient de poussée $C_T = \frac{8}{9} \approx 0,89$ (Fig. 2.15). Pour $a = 0,5$, le coefficient de poussée atteint la valeur maximum de 1. Pour $a > 0,5$, le coefficient de poussée diminue. Comme la vitesse dans le sillage est négative (e.g pour $a = 1$, $U_w = -U_\infty$ et $U_d = 0$), la solution n'est pas physique. Dans la pratique, cette théorie n'est pas valide lorsque a est supérieur à 0,4 (Maitre, 2015).

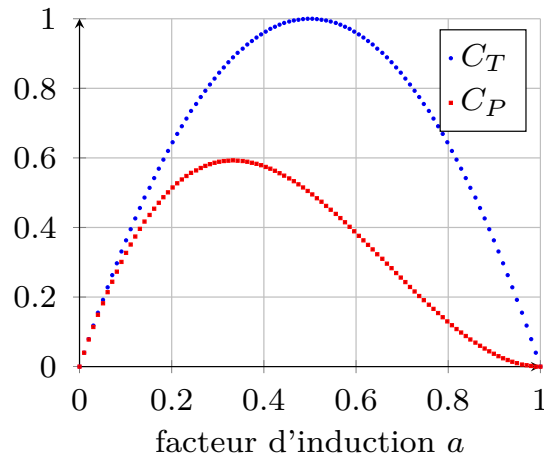


Figure 2.15: Coefficients de puissance et de poussée en fonction du facteur d'induction a

Les disques d'action ont été introduits dans des modèles numériques RANS pour reproduire l'effet du saut de pression qui se produit au niveau d'une ou plusieurs hydroliennes ainsi que la formation du ou de sillage(s) qui en découle (e.g. Harrison *et al.* (2010); Michelet (2018); Nguyen (2015); Roc *et al.* (2013); Thiébot *et al.* (2016)). Dans cette thèse, nous avons implémenté des disques d'action dans un modèle régional

d'écoulement côtier appelé Telemac3D. L'implémentation sera décrite dans le chapitre suivant.

2.4.3 La théorie de l'élément de pale (BE)

La théorie de l'élément de pale (BE) est une extension de la théorie du disque d'action. Elle a l'avantage de tenir compte de la distribution spatiale (non uniforme) des efforts le long des pales (Batten *et al.*, 2013; Salvatore *et al.*, 2018). Dans la théorie BE, chaque pale est discrétisée en plusieurs éléments. Les efforts de portance et de traînée sont calculés sur chaque élément de pale en fonction de la vitesse relative, de l'angle d'attaque, du nombre de Reynolds et des coefficients de portance et de traînée. Ces efforts sont ensuite intégrés dans les équations de conservation de la quantité de mouvement pour être appliqués sur le fluide. Comme les efforts sont moyennés sur une rotation, le mouvement de rotation des pales n'est pas intégré mais les efforts varient radialement (Malki *et al.*, 2013). Une autre différence avec la méthode du disque d'action réside dans le fait que l'effort n'est pas purement axial. En effet, il existe également une composante tangentielle (les efforts axiaux et tangentiels résultent de la portance et de la traînée et dépendent de l'inclinaison des pales). L'utilisation de l'approche BE nécessite des maillages plus fins que ceux utilisés pour les disques d'action. Son coût de calcul la rend moins appropriée pour simuler de grands réseaux de turbines. C'est pour cette raison que l'approche BE est plutôt utilisée pour optimiser le design des turbines (Huang *et al.*, 2018; Nachtane *et al.*, 2019; Wang *et al.*, 2020). Il existe toutefois quelques exemples d'études de sillages d'hydroliennes en interactions (Bai *et al.*, 2013; Edmunds *et al.*, 2014; Malki *et al.*, 2014; Olczak *et al.*, 2016) mais ces applications sont limitées à des conditions d'écoulement très idéalisées (fond plat, courants stationnaires...). Par ailleurs, notons que l'approche BE a été utilisée pour étudier les potentiels effets d'une hydrolienne sur la morphodynamique d'un fond sableux (Khaled, 2021; Khaled *et al.*, 2021)

La figure 2.16 illustre un élément de pale vu en coupe, les vitesses et les forces qui lui sont appliquées. Selon Batten *et al.* (2013), les efforts moyennés sur l'ensemble du volume occupé par le disque (qui se définit comme le produit du périmètre balayé par les pales par l'épaisseur du disque e) sont définis dans le sens du courant x et dans le sens azimutal θ :

$$F_x = \frac{N c \rho}{2 \pi r e} V_r^2 (C_L \cos(\phi) + C_D \sin(\phi)) \quad (2.25)$$

$$F_{\theta} = \frac{N c \rho}{2 \pi r e} V_r^2 (C_L \sin(\phi) - C_D \cos(\phi)) \quad (2.26)$$

avec N le nombre de pales de l'hydrolienne, c la corde du profil de pales, C_L et C_D les coefficients de portance et de traînée dépendant de l'angle d'incidence et ϕ l'angle entre la vitesse axiale et la vitesse résultante. V_r est la vitesse résultante calculée comme suit :

$$V_r = \sqrt{V_x^2 + V_{\theta}^2} = \sqrt{(V_x^2 + \left[\Omega r \left(1 + \frac{\sqrt{V_y^2 + V_z^2}}{\Omega r} \right) \right]^2} \quad (2.27)$$

avec Ω la vitesse de rotation de pales, r est la distance à l'axe. Les indices x, y et z représentent respectivement les directions du courant, latérale et verticale. L'angle d'attaque peut se définir comme l'angle entre la corde du profil et la vitesse résultante:

$$\alpha = \phi - \gamma \quad (2.28)$$

où γ est l'angle de vrillage de la pale (en anglais "twist angle") et ϕ l'angle d'incidence $\phi = \tan^{-1} \left(\frac{V_x}{V_{\theta}} \right)$. Dans le plan cartésien lié au repère du domaine de simulation, nous obtenons :

$$F_x = \frac{N c \rho}{2 \pi r e} V_r^2 (C_L \cos(\phi) + C_D \sin(\phi)) \quad (2.29)$$

$$F_y = F_{\theta} (-\sin(\theta)) \quad (2.30)$$

$$F_z = F_{\theta} \cos(\theta) \quad (2.31)$$

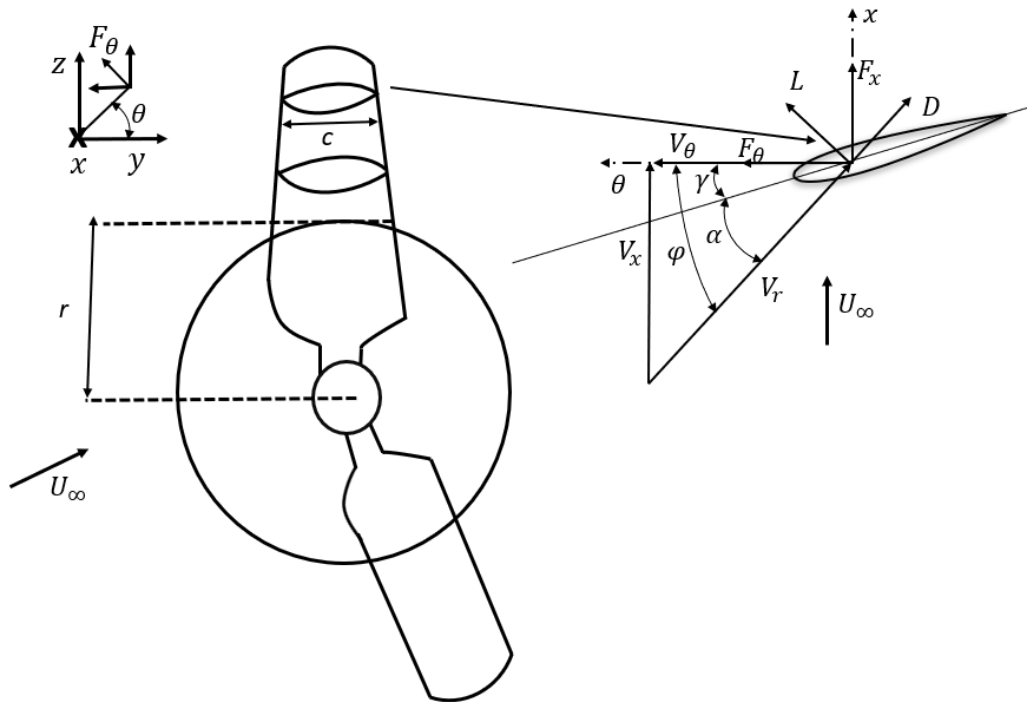


Figure 2.16: Vitesses et forces s'appliquant sur un élément de section transversale d'une pale située à une distance r dans le plan (x, θ)

2.4.4 Modélisation de la turbulence générée par la turbine avec $k-\varepsilon$

Roc *et al.* (2013) ont montré que le modèle $k-\varepsilon$ a tendance à surestimer la prédiction des vitesses dans le sillage par rapport aux données expérimentales (mesures de vitesse dans le sillage d'un disque poreux). En effet, le passage du fluide à travers la turbine occasionne certains phénomènes tels qu'un fort cisaillement et des lâchers tourbillonnaires qui induisent un transfert d'énergie très rapide entre les grandes et les petites échelles de la turbulence. Pour pallier ce problème, des termes sources de turbulences ont été proposés dans la littérature sur les éoliennes et les hydroliennes (Abolghasemi *et al.*, 2016; El Kasmi et Masson, 2008; James *et al.*, 2020; Olson *et al.*, 2021; Réthoré *et al.*, 2009). Ces études proposent d'inclure des termes sources supplémentaires : $S_{k,p}$ pour l'équation de l'énergie cinétique turbulente (2.32) et $S_{\varepsilon,p}$ pour l'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (2.10). D'autres termes sources peuvent également être inclus dans ces équations $S_{k,d}$ (2.32) et $S_{\varepsilon,d}$ (2.10) pour reproduire le transfert d'énergie rapide entre les différentes échelles de turbulence au niveau de la turbine. En pratique, les termes sources sont appliqués autour du disque dans une zone d'épaisseur $0,5D$ dans

la direction longitudinale (El Kasmi et Masson, 2008). Ils sont calculés ainsi:

$$S_k = S_{k,p} - S_{k,d} = \frac{1}{2}C_x (\beta_p U^3 - \beta_d U k), \quad (2.32)$$

$$S_\varepsilon = S_{\varepsilon,p} - S_{\varepsilon,d} = \frac{1}{2}C_x \left(\beta_p C_{\varepsilon 4} \frac{\varepsilon}{k} U^3 - \beta_d C_{\varepsilon 5} U \varepsilon \right), \quad (2.33)$$

Le paramètre ajustable β_p tient compte de la production de turbulence dans le sillage. Le paramètre ajustable β_d tient compte du transfert d'énergie entre les différentes échelles de turbulence. $C_{\varepsilon 4}$ et $C_{\varepsilon 5}$ sont les paramètres ajustables des constantes de fermetures. Pour Réthoré *et al.* (2009), C_x représente le coefficient de résistance:

$$C_x = \frac{4a}{1-a}, \quad (2.34)$$

avec a le facteur d'induction tandis que pour James *et al.* (2020) C_x est le coefficient de poussée modifié:

$$C_x = 4 \frac{1 - \sqrt{1 - C_T}}{1 + \sqrt{1 - C_T}} \quad (2.35)$$

Pour le cas des éoliennes, Réthoré *et al.* (2009) ont suggéré $\beta_p = 0,05$, $\beta_d = 1,5$, $\beta_d C_{\varepsilon 5} = 0,3$ et $\beta_p C_{\varepsilon 4} = 0,08$. Pour les hydroliennes ou les disques d'action, James *et al.* (2020) a proposé $\beta_p = 0,96$, $\beta_d = 1,38$, $\beta_d C_{\varepsilon 5} = 3,87$ et $\beta_p C_{\varepsilon 4} = 3,87$.

2.5 Évaluation des performances des fermes et effets de blocage

Les interactions entre les sillages ne sont pas le seul processus qui influence la production d'une ferme hydrolienne. En effet, quand un obstacle est placé dans un écoulement, il a tendance à créer une accélération du fluide sur les côtés (contournement du fluide) et à générer un ralentissement des vitesses dans son sillage. Dans le cas des hydroliennes, ce contournement est contraint par le confinement du fluide entre les hydroliennes voisines, la surface libre et le fond marin. C'est l'effet de blocage. Cet effet influe fortement sur la production des fermes hydroliennes. En effet, le fait de "contraindre" l'écoulement à passer à travers les turbines augmente leur production. De plus, l'accélération du fluide entre les hydroliennes d'une rangée peut être bénéfique pour les hydroliennes à l'aval. En revanche, un contournement trop fort des turbines réduit leur performances. Par ailleurs, à l'échelle régionale, l'effet de blocage peut causer une baisse de la production car une forte extraction de l'énergie des courants de marée diminue la ressource. Il faut donc

trouver un compromis entre la quantité d'énergie extraite et la réduction de la ressource qui en résulte (De Dominicis *et al.*, 2018).

2.5.1 Effets de blocage

Les hydroliennes sont déployées dans de faibles profondeurs (entre 30 et 60 m pour des turbines de 10 à 20 m de diamètre, typiquement). Le fait que l'écoulement soit contraint verticalement et latéralement conditionne les effets de blocage, i.e, le passage du fluide à travers la turbine d'une part et le passage du fluide sur les côtés de la turbine d'autre part. Le confinement du fluide a donc une influence sur les performances des turbines (coefficients de poussée et de puissance). Une des conséquences est que la limite de Betz qui caractérise la quantité maximale d'énergie (ou de puissance) pouvant être extraite d'une turbine dans un écoulement non confiné, peut être dépassée (Garrett et Cummins, 2007). Le calcul de la performance d'une ferme hydrolienne doit donc tenir compte des effets de blocage en particulier de l'évolution des coefficients de poussée et de puissance en fonction du confinement de l'écoulement. La modification de ces coefficients sera nommée "correction de blocage" dans ce manuscrit.

Pour comprendre et quantifier les effets de blocage de l'écoulement sur les performances des turbines, les premiers travaux sur le blocage étaient basés sur des observations expérimentales dans des souffleries ou des veines hydrodynamiques (Glauert, 1930). Récemment, des études expérimentales analysant les effets de blocage ont été réalisées (Bahaj *et al.*, 2007a; Cooke *et al.*, 2015; Mcnaughton *et al.*, 2019; Ross et Polagye, 2020). Par exemple, Bahaj *et al.* (2007a) ont confirmé que la poussée et la puissance d'une hydrolienne augmentent avec le taux de blocage ϵ (Eq. 2.36) qui est défini, pour une hydrolienne placée dans un chenal, comme le rapport entre l'aire balayée par les pales et l'aire de la section transversale de l'écoulement:

$$\epsilon = \frac{\pi R^2}{lh} \quad (2.36)$$

où R est le rayon du rotor, l et h désignent respectivement la largeur et la profondeur du canal. De manière générale, les mesures montrent que plus l'écoulement est confiné (plus ϵ est grand), plus les performances de la turbine augmentent. Ce résultat est confirmé par les modèles analytiques (Garrett et Cummins, 2007; Nishino et Willden, 2012b; Vogel *et al.*, 2016; Whelan *et al.*, 2009). Ces modèles basés sur des configurations d'écoulement simplifiées permettent d'obtenir des expressions des coefficients de poussée et de puissance dépendant de ϵ . Enfin, le blocage a été étudié numériquement (Consul

et al., 2013; Flores Mateos et Hartnett, 2020; Kinsey et Dumas, 2017; Nishino et Willden, 2012a; Schluntz et Willden, 2015) ce qui a permis, pour diverses configurations, d'étudier l'évolution des coefficients de puissance et de poussée en fonction du taux de blocage. À titre d'exemple, Consul *et al.* (2013) ont étudié l'influence du blocage sur les performances d'une turbine à flux transverse. Leurs résultats confirment qu'une augmentation du taux de blocage conduit à une augmentation du coefficient de puissance.

2.5.2 Modèles analytiques

Des modèles analytiques ont été développés pour analyser les performances des turbines (coefficients de poussée et de puissance) en fonction des configurations d'écoulement, notamment, du taux de blocage. Le point de départ de ces modèles est la théorie de Betz (voir section 2.4.2). Comme les relations utilisées dans cette théorie ne sont valides que dans le cas d'un écoulement non confiné, elles ont été adaptées pour tenir compte du taux de blocage. Le premier modèle qui en découle est celui de Garrett et Cummins (2007) qui est décrit en détails dans la section 4.2. Avec ce modèle, il est possible de montrer que la valeur maximale du coefficient de puissance C_{Pmax} est proportionnelle à $(1 - \epsilon)^{-2}$. Donc, plus l'écoulement est confiné (plus ϵ est grand), plus le coefficient de puissance augmente.

$$C_{Pmax} = \frac{16}{27(1 - \epsilon)^2} \quad (2.37)$$

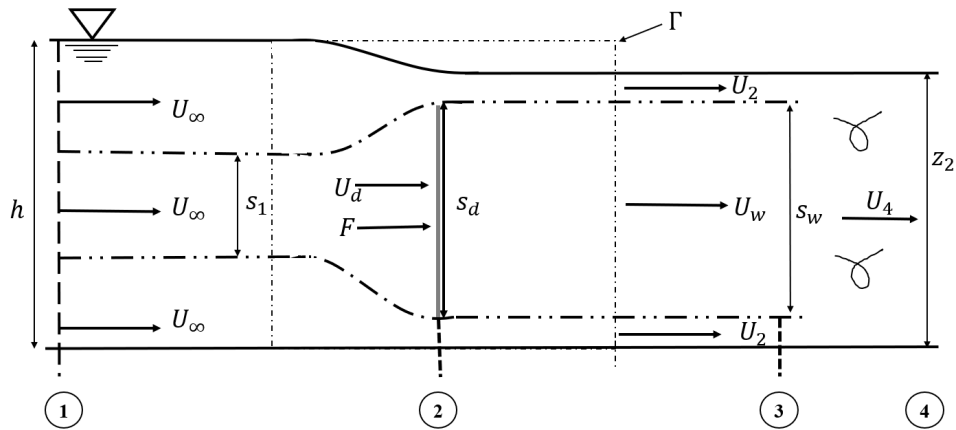


Figure 2.17: Représentation schématique de l'écoulement autour d'un AD dans un canal avec la déformation de la surface libre et le mélange en aval s'étendant au-delà du sillage de la turbine

Le modèle de Whelan *et al.* (2009) s'appuie également sur la théorie de Betz mais considère l'écoulement dans un plan vertical, comme représenté sur les figures (2.17 et 2.20b). Ce modèle est une extension du modèle de référence de Garrett et Cummins (2007) et intègre l'effet de la variation de la profondeur d'eau qui se produit au-dessus de la turbine (Fig. 2.20b). La prise en compte de cette variation entre l'amont et l'aval dans les équations de Bernoulli fait intervenir le nombre de Froude qui est le rapport entre les forces potentielles et les forces d'inerties dans un écoulement à surface libre :

$$\text{Fr} = \frac{U_\infty}{\sqrt{gh}}$$

où h est la profondeur d'eau à l'amont et g désigne l'accélération de la pesanteur terrestre. Ce modèle résulte de la combinaison des équations de Bernoulli, de la conservation de la masse et de quantité de mouvement. Il permet d'obtenir un polynôme quartique dépendant de Fr , ϵ , λ et τ (2.38). Dans ce polynôme, les inconnues sont λ et τ . Fr et ϵ dépendent des conditions d'écoulement et des dimensions de la turbine.

$$\text{Fr}^2 \tau^4 + 4\lambda \text{Fr}^2 \tau^3 + (4\epsilon - 4 - 2\text{Fr}^2) \tau^2 + (8 - 8\lambda - 4\text{Fr}^2 \lambda) \tau + (8\lambda - 4 + \text{Fr}^2 - 4\lambda^2 \epsilon) = 0. \quad (2.38)$$

avec $\lambda = \frac{U_w}{U_\infty}$ (U_w est la vitesse loin en aval de la turbine), $\beta = \frac{U_d}{U_\infty}$ (U_d représente la vitesse au niveau de la turbine) et $\tau = \frac{U_2}{U_\infty}$ (U_2 est la vitesse loin en aval du flux contournant la turbine) (Fig. 2.17). En limitant la résolution du polynôme à la solution physique ($Fr < 1$), le modèle de Whelan *et al.* (2009) permet d'obtenir une formulation du coefficient de puissance qui dépend des conditions d'écoulement (nombre de Froude, taux de blocage).

$$C_P = \beta (\tau^2 - \lambda^2) \quad (2.39)$$

La figure 2.18 illustre l'influence du nombre de Froude et du taux de blocage sur le coefficient de puissance C_P . Un taux de blocage nul permet de retrouver les résultats de Betz; un nombre de Froude nul permet de retrouver les résultats de Garrett et Cummins (2007). Plus le nombre de Froude est élevé, plus le coefficient de puissance augmente. En outre, l'utilisation des blocages très élevés ($\epsilon > 0,4$), peu probable car impossible d'un point de vue technique, engendrerait des coefficients de puissance pouvant être difficilement atteignables. Dans les modèles présentés ci-dessus, le mélange qui se produit loin en aval de la section 3 sur la figure 2.17 n'est pas pris en compte. En effet, au niveau de la section 3, la vitesse n'est pas homogène sur la verticale. Notons que Houlby *et al.* (2008) ont proposé une extension des modèles analytiques précités qui permet de tenir compte de ce mélange (en rajoutant des équations supplémentaires obtenues loin à l'aval

de la turbine (au niveau de la section 4 sur la figure 2.17), là où la vitesse s'équilibre sur la verticale).

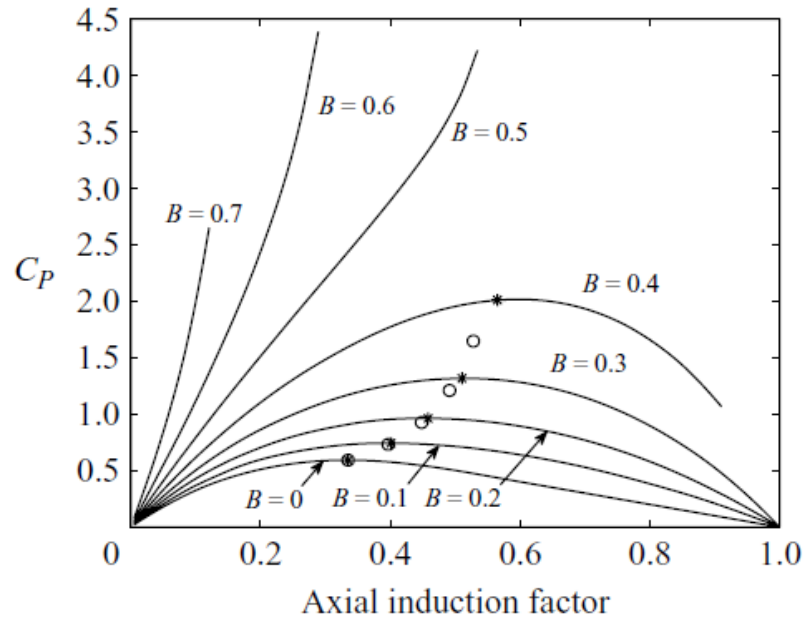


Figure 2.18: L'effet du taux de blocage B sur la puissance à $Fr = 0,22$; $- * -$ dénote les maxima à $Fr = 0,22$; $- o -$ dénote les maxima à $Fr = 0$. Source: Whelan et al. (2009)

Les modèles de Garrett et Cummins (2007) et de Whelan *et al.* (2009) ont été développés initialement pour étudier une seule turbine dans un chenal. Il est également possible de les appliquer à un ensemble de turbines réparties uniformément le long d'une section transversale (comme représenté sur la figure 2.20a2 pour le modèle de Garrett et Cummins (2007)). Cependant, il est peu probable qu'en pratique des hydroliennes soient déployées d'un bout à l'autre d'un chenal en raison des contraintes environnementales (l'impact des turbines sur le milieu doit être limité) et/ou réglementaires (Vennell, 2010). Donc, Nishino et Willden (2012b) ont développé un modèle théorique permettant d'étudier l'efficacité d'un réseau de turbines bloquant partiellement la section d'un chenal (Fig. 2.20c). Pour ce faire, le modèle de Garrett et Cummins (2007) a été appliqué à deux échelles spatiales: (1) à "l'échelle de la ferme d'hydroliennes" pour analyser l'écoulement à travers et autour de la ferme et (2) à "l'échelle de la turbine" pour analyser l'écoulement à travers et autour de chaque turbine. Le modèle utilise ainsi deux différents types de blocages, appelés taux de blocage local (Eq. 2.40) et global (Eq. 2.41) (Nishino et Willden, 2012b). Le blocage local est défini comme le rapport entre la surface d'une turbine et la section de l'écoulement entre deux turbines (Fig. 2.19):

$$\epsilon_L = \frac{\pi d^2}{4h(d+s)}, \quad (2.40)$$

où h est la moyenne de la profondeur d'eau et $(d+s)$ est la distance centre à centre des turbines.

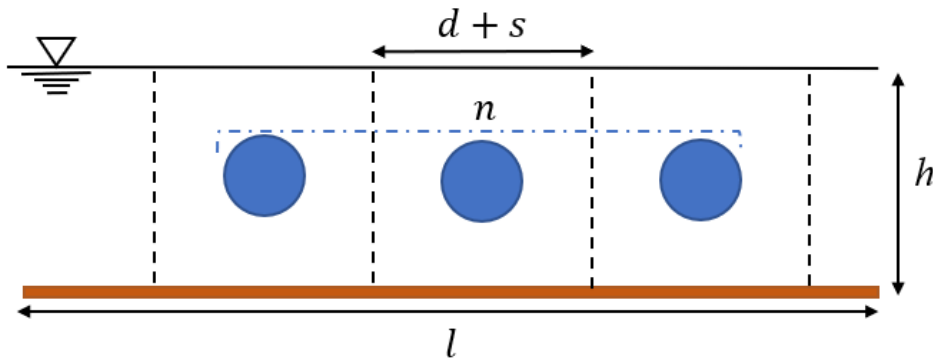


Figure 2.19: Schéma représentant le modèle de réseau de turbines (vue transversale du canal)

Le blocage global est défini comme le rapport entre la surface balayée par toutes les turbines et la section transversale du chenal (Fig. 2.19):

$$\epsilon_G = \frac{n \pi d^2}{4lh}, \quad (2.41)$$

où n est le nombre total des turbines sur une rangée et l est la largeur du canal. Ce modèle à deux échelles a montré que dans un chenal infiniment large et pour un petit réseau des turbines (blocage global tendant vers zéro), il existe un blocage local optimal d'environ 0,4 qui maximise l'extraction d'énergie. Dans ce cas, il a été démontré que le coefficient de puissance maximal est de 0,798. Vogel *et al.* (2016) ont aussi considéré un chenal infiniment large. En intégrant l'effet du nombre de Froude, ils ont montré qu'il est possible théoriquement de dépasser la valeur maximale de C_P donnée par Nishino et Willden (2012b). Ils obtiennent une valeur maximale de C_P de 0,888.

Dans les exemples précités, les hydroliennes, représentées par des disques d'action, sont considérées de manière individuelle. D'autres travaux, plus adaptés aux fermes de grandes dimensions, considèrent la ferme de manière globale (à l'image de ce qui est fait dans l'approche "frottement additionnel"). Ce type d'approche permet de comprendre les interactions entre la ferme et les conditions hydrodynamiques ambiantes (Vennell, 2010, 2013, 2016).

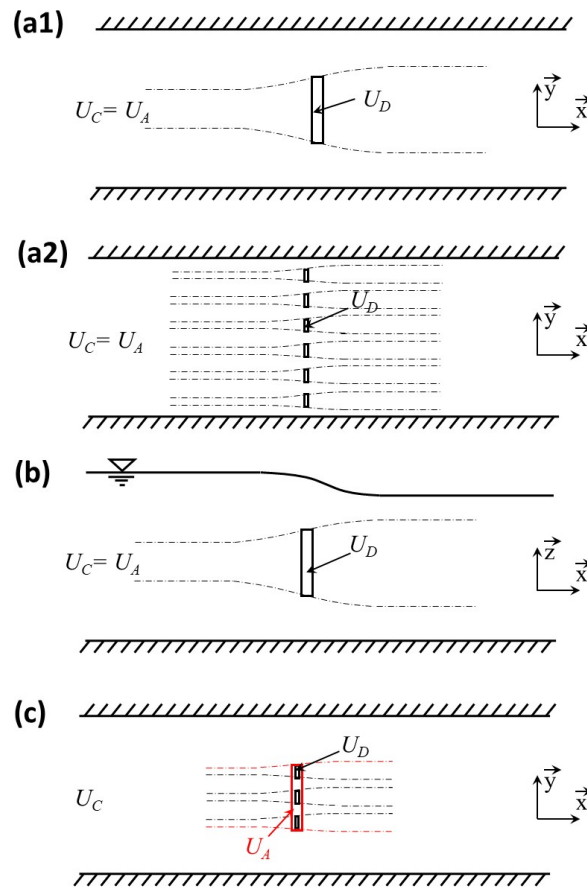


Figure 2.20: Schéma représentant les modèles analytiques. **a1)** Modèle de Garrett et Cummins (2007) avec une turbine, **a2)** modèle de Garrett et Cummins (2007) avec une rangée de turbines réparties uniformément long d'une section transversale du chenal, **b)** modèle de Whelan et al. (2009) et **d)** modèle de Nishino et Willden (2012b, 2013). Source: Thiébot et al. (2021)

Les modèles analytiques permettent d'estimer les performances des fermes d'hydroliennes en fonction des conditions d'écoulement et du nombre de turbines. Ils peuvent donc être utilisés lors des premières étapes de conception des fermes. Cependant, ils reposent sur des configurations très idéalisées (fond marin plat, courants uniformes...).

2.5.3 Modèles numériques

Les modèles numériques permettent d'étudier des configurations plus réalistes. Voyons à présent comment ces modèles sont utilisés pour estimer le productible et comment les effets de blocage sont considérés ou non dans ces modèles. Il existe plusieurs manières d'évaluer le productible avec des modèles numériques selon la prise en compte ou pas: d'une approche 2D ou 3D, de l'action des hydroliennes sur l'écoulement et des effets de blocages. La méthode la plus simple consiste à simuler les courants de marée sur un site donné et à extraire au niveau des turbines les vitesses de courant. Le productible peut ensuite être calculé en utilisant la courbe de puissance (Eq. 2.42 et Fig. 2.21). Typiquement, plusieurs régimes de fonctionnement sont considérés en fonction de la vitesse :

- en dessous d'une vitesse de démarrage (U_{min} de l'ordre de 1 m/s), la turbine est à l'arrêt (zone I sur la figure 2.21),
- lorsque la vitesse est comprise entre la vitesse de démarrage et la vitesse nominale (1 et 3 m/s, typiquement), la production dépend de la vitesse du courant au cube (zone II),
- lorsque la vitesse dépasse la vitesse nominale (i.e. supérieure à 3 m/s), la production est maintenue constante (zone III).

$$\begin{cases} \mathcal{P} = 0, U_{\infty} < U_{min} \\ \mathcal{P} = \frac{1}{2} A \rho C_P U_{\infty}^3, U_{min} \leq U_{\infty} \leq U_{nom} \\ \mathcal{P} = \mathcal{P}_{nom}, U_{\infty} > U_{nom} \end{cases} \quad (2.42)$$

$$U_{min} = 1 \text{ m/s}, U_{nom} = 3 \text{ m/s}.$$

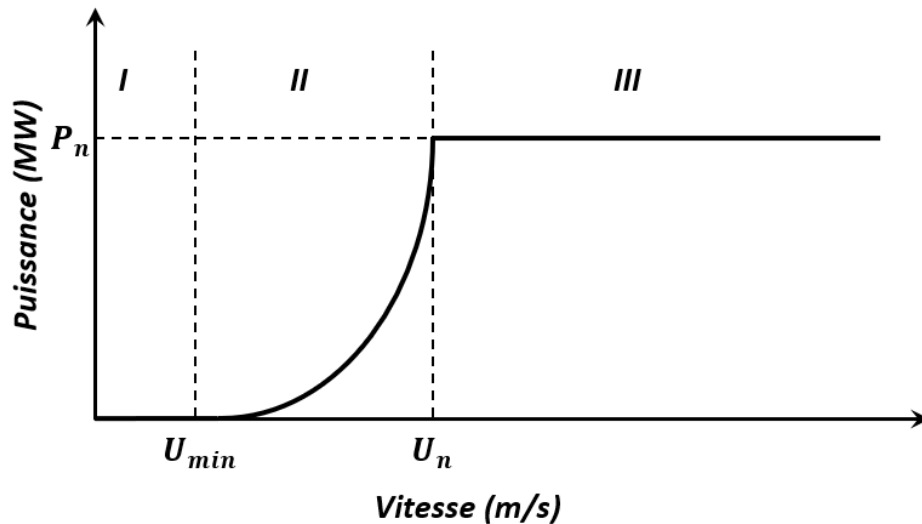


Figure 2.21: Courbe typique de la puissance générée par une hydrolienne

Cette façon de faire (calcul de la production sans tenir compte de la réduction des courants) a été utilisée sur des nombreux sites (Myers et Bahaj, 2005). L'inconvénient de cette méthode est que la modification des courants induite par les hydroliennes n'est pas prise en compte. Cette méthode surestime donc le productible.

La méthode de calcul du productible présentée ci-dessus (le "croisement" d'un champ de vitesse avec une courbe de puissance) peut être appliquée sur un champ de vitesses qui tient compte de l'effet des hydroliennes (en majorité une réduction des courants et donc de la ressource). Pour ce faire, plusieurs méthodes peuvent également être utilisées comme le frottement additionnel (plutôt pour les grandes fermes d'hydroliennes modélisées en 2D) ou l'utilisation de disques d'action (ces méthodes ont été présentées dans la section 2.4.2). Il se pose alors une question du choix de la vitesse à intégrer dans la courbe de puissance (vitesse locale extraite à l'endroit où se trouve les hydroliennes ou vitesse non perturbée) et de la façon de prendre en compte les effets de blocage. Ici encore, plusieurs niveaux de complexité sont possibles.

En toute rigueur, c'est la vitesse amont (non perturbée) qui doit être utilisée pour calculer la poussée et la puissance (Eq. 2.1 et 2.2). Cependant, avec un modèle de fermes hydroliennes, il n'est pas aisé de déterminer cette valeur dans le cas où plusieurs sillages interagissent car l'écoulement est fortement perturbé dans l'ensemble de la ferme. Plusieurs questions se posent : faut-il extraire la vitesse à une certaine distance à l'amont de chaque turbine ? si oui, à quelle distance (1D, 2D, 10D)? Comment extraire

cette vitesse quand le domaine de calcul est partitionné ?... Plusieurs solutions ont été proposées. La plus simple consiste à considérer que la vitesse amont est égale à la vitesse locale. Cette manière de faire est souvent retenue pour les applications en 2D avec frottement additionnel dans lesquelles l'action des turbines est moyennée sur la zone de la ferme (voir section 2.4.1). Pour les applications en 3D avec disques d'action, il est possible de relier la vitesse amont à la vitesse locale en utilisant la théorie du disque d'action. Une façon de faire consiste à utiliser la formule de Taylor (1958) (voir Eq. 2.43) ou une formulation équivalente basée sur le facteur d'induction (voir Eq. 2.44) (Michelet *et al.*, 2020; Nguyen *et al.*, 2019; Roc *et al.*, 2013; Thiébot *et al.*, 2020b). Ces formules simples ne sont valables que dans le cas d'un écoulement non confiné. Les applications doivent donc se limiter à des configurations avec des taux de blocage faibles (inférieur à 5 – 10 % typiquement). Dans le chapitre 4, nous présenterons un moyen de calculer la poussée et la puissance en tenant compte des effets de blocage.

$$U_d = \frac{U_\infty}{(1 + 0,25K)} \quad (2.43)$$

$$U_d = U_\infty (1 - a) \quad (2.44)$$

Enfin, nous avons trouvé quelques travaux numériques basés sur des modèles numériques qui tiennent compte des effets de blocage. La méthode développée par Draper *et al.* (2010) consiste à introduire dans les équations de quantité de mouvement un terme puits qui est appliqué le long d'une ou plusieurs lignes perpendiculaires à l'écoulement. Ces lignes représentent une ou plusieurs rangées de turbines. Cette méthode est appelée "Line Sink Momentum" (LSM). Le calcul du terme puits repose sur le modèle analytique de Houlby *et al.* (2008) qui tient compte des effets de blocage (voir section 2.5.2). Plusieurs applications ont été réalisées avec cette technique (Flores Mateos et Hartnett, 2020; Serhadloğlu *et al.*, 2013). Le principal inconvénient de cette méthode est que les turbines ne sont pas modélisées individuellement (elles sont simulées par rangées). Cette méthode est donc plus appropriée aux études régionales qu'aux études de sillages.

2.6 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons fait un état de l'art sur les méthodes permettant de modéliser un sillage d'hydrolienne et les interactions entre plusieurs sillages. La turbulence ambiante joue un rôle décisif sur le comportement des sillages. Plus, le niveau de turbulence ambiante est élevé, plus le sillage est court et large, et inversement. En favorisant le

mélange, la turbulence augmente la récupération des vitesses dans le sillage ce qui permet de placer les hydroliennes proches les unes des autres dans la direction longitudinale. La turbulence générée par les hydroliennes a également un impact sur les sillages des hydroliennes placées à l'aval. Un niveau de turbulence élevé peut cependant avoir des conséquences néfastes sur les hydroliennes : des efforts importants qui peuvent accélérer la fatigue mais également diminuer la production.

Le choix de l'espacement latéral entre les turbines est crucial pour qu'un maximum d'énergie soit extrait. D'un côté, un fort taux de blocage augmente l'extraction d'énergie (Draper *et al.*, 2010), mais d'un autre côté, à l'échelle de la turbine, des taux de blocage élevés (faible espacement latéral) favorisent le contournement des turbines et entraînent un allongement des sillages. A l'échelle de la ferme hydrolienne, des modèles analytiques, numériques et expérimentales permettent d'étudier les performances des turbines. Ces performances dépendent non seulement des interactions entre les sillages, mais également des effets de blocage.

Nous avons également présenté différents modèles numériques. Chaque modèle a ses avantages et ses limites. L'approche AD donne des bonnes prédictions dans le sillage lointain et est peu coûteuse en termes de calcul (par rapport aux modèles qui résolvent entièrement la géométrie de la turbine) ce qui la rend appropriée pour simuler les grands réseaux de turbines dans des conditions d'écoulement de marée réalistes. Avec l'approche AD, les efforts exercés par la turbine sont moyennés sur le disque et sont purement axiaux. Cette approche ne tient pas compte de certains phénomènes transitoires tels que les lâchers tourbillonnaires de bouts de pales ou la rotation des pales. A la différence du modèle AD, le modèle BE tient compte de la distribution spatiale des efforts le long des pales. Ces efforts ne sont pas purement axiaux. Ce modèle donne également des prédictions fiables des vitesses dans le sillage lointain. Cependant, ce modèle a un coût de calcul relativement élevé ce qui le rend a priori moins approprié pour simuler des grands réseaux de turbines.

La production d'une ferme d'hydroliennes dépend des caractéristiques des courants de marée (fortement variables en espace et en temps), des interactions entre les sillages et des effets de blocage. Pour estimer la production, nous avons choisi, dans cette thèse, d'intégrer dans un modèle d'écoulements côtiers une formulation de type AD. Notre revue bibliographique a montré que ce type d'approche repose sur des formulations qui négligent généralement les effets de blocage. Un moyen de les intégrer sera proposé dans le chapitre 4. Ce modèle sera appliqué pour simuler une ferme hydrolienne placée dans

un écoulement de marée réaliste, celui du Raz Blanchard. Dans le chapitre suivant, nous aborderons les étapes nécessaires au développement de cet outil. Pour commencer, nous décrirons comment nous avons implémenté les modèles AD et BE dans le modèle régional Telemac3D. Ensuite, nous comparerons les résultats numériques obtenus avec une modélisation de l'écoulement autour d'une hydrolienne avec les mesures effectuées en bassin expérimental. Puis, nous inter-comparerons les deux modèles. En dernier lieu, nous ajouterons de termes sources de turbulences au niveau de la turbine au modèle AD et analyserons l'impact sur le sillage.

Modélisation numérique d'une hydrolienne avec Telemac3D

Sommaire

3.1	Présentation de Telemac3D	48
3.2	Descriptif du dispositif expérimental	51
3.2.1	Disque poreux	51
3.2.2	Maquette d'hydrolienne	52
3.3	Modélisation avec la méthode du disque d'action	54
3.3.1	Implémentation du disque d'action dans Telemac3D	54
3.3.2	Validation avec des mesures sur un disque poreux .	56
3.3.3	Application du modèle sur une maquette d'hydrolienne	60
3.4	Modélisation avec la méthode BE	68
3.4.1	Implémentation de la BE dans Telemac3D	68
3.4.2	Application du modèle sur une maquette d'hydrolienne	68
3.5	Ajout des termes sources de turbulence	73
3.5.1	Description du modèle	73
3.5.2	Validation du modèle dans le sillage	73
3.6	Synthèse	77

Ce chapitre présente l'intégration des hydroliennes dans Telemac3D. Dans un premier temps, nous présentons Telemac3D. Dans un second temps, nous validons le modèle d'hydrolienne basé sur la théorie du disque d'action avec des mesures effectuées à l'aval d'un disque poreux (Myers et Bahaj, 2010) puis avec des mesures effectuées sur une maquette d'hydrolienne (Mycek *et al.*, 2014a). Dans un troisième temps, nous tentons d'améliorer notre modèle d'hydrolienne (i) en utilisant une approche BE, puis (ii) en ajoutant des termes sources dans le modèle de turbulence pour reproduire les phénomènes turbulents non simulés par le disque d'action.

3.1 Présentation de Telemac3D

Dans cette thèse, le code Telemac3D est retenu pour étudier les écoulements au sein d'une ferme d'hydroliennes. Les deux principales raisons de ce choix sont les suivantes :

- Telemac3D est un modèle hydrodynamique dédié aux écoulements à surface libre. Il permet de simuler la propagation de la marée et donc de prédire les conditions d'écoulement sur un site hydrolien donné. Une configuration 3D du modèle est déjà implémentée sur le Raz Blanchard (Thiébot *et al.*, 2020b). Cette configuration sera utilisée pour effectuer des études de sillage avec des conditions de marée réalistes (dans le dernier chapitre du manuscrit).
- un disque d'action a déjà été implémenté dans Telemac3D (Thiébot *et al.*, 2016) et a donné des résultats encourageants sur le cas d'un écoulement à l'aval d'un disque poreux (Harrison *et al.*, 2010; Myers et Bahaj, 2010).

Telemac 3D est un code de calcul massivement parallélisable, qui est basé sur la méthode des éléments finis. Il utilise des maillages non structurés. Le code résout des équations hydrodynamiques tridimensionnelles (Hervouet, 2007) : les équations de continuité et de conservation de quantité de mouvement.

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} + \mathbf{g} + \mathbf{F} \end{cases} \quad (3.1)$$

où \mathbf{F} désigne la densité massique des forces représentant les autres forces externes qui agissent sur le fluide. $\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}}$ est le tenseur de contraintes de Cauchy, ρ est la masse volumique

du fluide et g (m.s^{-2}) l'accélération de la pesanteur. La loi de comportement qui est utilisée pour un fluide newtonien incompressible s'écrit:

$$\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} = -p\underline{\underline{\mathbf{I}}} + 2\mu\underline{\underline{\mathbf{D}}} \quad (3.2)$$

où p est la pression, $\underline{\underline{\mathbf{I}}}$ est le tenseur identité, μ est la viscosité dynamique du fluide. T désigne la transposition d'un vecteur ou d'un tenseur et $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ est le tenseur taux de déformation :

$$\underline{\underline{\mathbf{D}}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \underline{\underline{\mathbf{I}}} \quad (3.3)$$

Nous allons négliger les variations de la masse volumique du fluide (approximation de Boussinesq) et considérer $\rho = 1025 \text{kg.m}^{-3}$. Ensuite, en négligeant le terme $\nabla \cdot (\mu_E \nabla \mathbf{u}^T)$, les équations de Navier-Stokes deviennent :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\mu_E \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{g} + \mathbf{F} \end{cases} \quad (3.4)$$

où $\mu_E = \mu + \mu_T$ et μ_T est la viscosité turbulente.

Dans Telemac3D, le domaine de calcul est discrétisé avec la transformation sigma (Phillips, 1957). C'est une extrusion le long de la verticale d'un maillage 2D. Le maillage est reparti sur plusieurs couches. La transformation sigma classique consiste à changer les coordonnées verticales pour que la position verticale du fond devienne 0 et l'élévation de la surface libre devienne 1. Le changement de variables suivant est utilisé (Guillou *et al.*, 2000) :

$$z^* = \frac{z - b}{\eta - b} \quad (3.5)$$

où η est l'élévation de la surface libre et b est la position verticale du fond. Pour une transformée sigma généralisée, il est pratique d'utiliser la fonction suivante z^* entre les plans ip et $ip+1$:

$$z^* = ip - 1 + \frac{z - z_{ip}}{z_{ip+1} - z_{ip}} \quad (3.6)$$

où z_{ip} est l'élévation du plan ip , et z_{ip+1} l'élévation du plan $ip+1$. Cette transformation repose sur un domaine transformé Ω^* . Dans Telemac3D, le maillage évolue sur le long de la verticale en fonction de la hauteur d'eau (extension ou compression des mailles dans la direction z). Donc, seule la coordonnée z est modifiée. Les autres coordonnées restent inchangés ($x^* = x$ et $y^* = y$). La figure 3.1 illustre cette transformation.

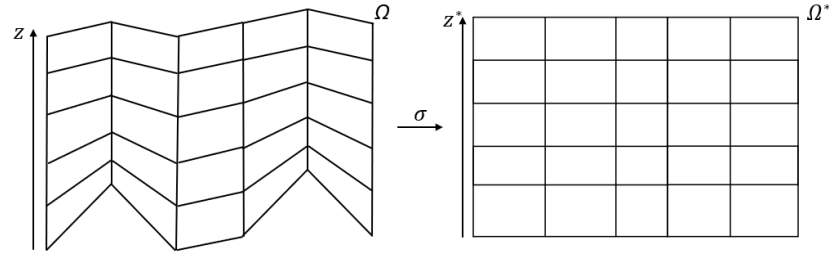


Figure 3.1: Schéma de la transformation σ

L'utilisation de la transformation sigma conduit à l'écriture des équations de Navier-Stokes dans la formulation Arbitraire-Lagrangienne-Eulérienne (ALE) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + ((\mathbf{u} - \mathbf{c}) \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla (p_h + p_d) + \nabla \cdot [\mu_E \nabla \mathbf{u}] + \mathbf{g} + \mathbf{F} \\ p_h = g\rho(\eta - z) + p_{\text{atm}} + g\rho \int_z^\eta \frac{\Delta\rho}{\rho} dz \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla_H \cdot \left(\int_b^\eta \mathbf{u}_H dz \right) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{array} \right. \quad (3.7)$$

où $\mathbf{c} = \left. \frac{\partial \mathbf{z}^*}{\partial t} \right|_{\Omega^*}$ est la vitesse convective, ∇_H est l'opérateur de gradient horizontal et \mathbf{u}_H est la vitesse horizontale.

Dans un domaine Ω , les frontières correspondant respectivement au fond, à la surface libre et aux parois latérales sont notées Γ_f, Γ_η et Γ_l . Dans ce domaine, l'algorithme de résolution numérique des équations comporte trois étapes. La première étape permet de déterminer la partie convective des équations de quantité de mouvement.

La deuxième étape permet de résoudre, à partir des champs de vitesses convectées, les termes de diffusion ainsi que les termes sources des équations de quantité de mouvement. Selon le schéma de convection choisi, Telemac3D permet d'utiliser différents schémas numériques. Dans cette thèse, le schéma PSI a été utilisé (pour traiter la convection puis la diffusion). La troisième étape consiste à calculer la nouvelle profondeur (η^{n+1}) ainsi que les vitesses horizontales. L'algorithme permet donc de résoudre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\mathbf{u}^d - \mathbf{u}^n}{\delta t} + (\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n + \frac{1}{\rho} \nabla p_h^{n+1} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}^d) = \mathbf{g} + \mathbf{F} \\ \frac{\eta^{n+1} - \eta^n}{\delta t} + \nabla \cdot \int_{b^n}^{\eta^n} \mathbf{u}^d dz = 0 \end{array} \right. \quad (3.8)$$

avec les conditions aux limites :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu \nabla \mathbf{u}^d \cdot \mathbf{n}_\eta = \tau_\eta \mathbf{n}_\eta = 0 \quad \text{on} \quad \Gamma_\eta \\ \mathbf{u}^d \cdot \mathbf{n}|_{f \cup l} = 0 \quad \text{on} \quad \Gamma_f \cup \Gamma_l \\ (\mu \nabla \mathbf{u}^d \cdot \mathbf{n}|_{f \cup l}) \cdot \mathbf{t}|_{f \cup l} = -f(\mathbf{u}) \cdot \mathbf{t}|_{f \cup l} \quad \text{on} \quad \Gamma_f \cup \Gamma_l \end{array} \right. \quad (3.9)$$

La méthode de projection proposée par Chorin (1968) et Temam (1969) est ensuite appliquée pour évaluer la pression non-hydrostatique et corriger les vitesses :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^d}{\delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_d^{n+1} \\ \nabla^2 p_d^{n+1} = \frac{\rho}{\delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^d \end{array} \right. \quad (3.10)$$

où \mathbf{u}^d est le champ de vitesse estimé, p_d est la pression non-hydrostatique, δt est le pas de temps et l'exposant n correspond au numéro d'itération. Les conditions aux limites de pression sont imposées, au niveau de la surface libre et des frontières ouvertes, par le biais de :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_d|_{\Gamma_\eta} = 0 \\ \nabla p_d^{n+1} \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma_l \cup \Gamma_f} = 0 \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Dans la suite, nous utilisons le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ qui a été présenté dans la section 2.4.4 du chapitre 2. Ainsi les équations (2.32) et (2.10) permettent d'obtenir la viscosité turbulente qui est intégrée dans les équations de quantité de mouvement via le terme de viscosité turbulente.

3.2 Descriptif du dispositif expérimental

En l'absence de données mesurées sur des hydroliennes déployées en mer, la plupart des modèles numériques sont validés à partir d'expériences à échelle réduite réalisées en laboratoire. Nous présentons dans cette section les expériences que nous avons utilisées pour valider notre modèle numérique.

3.2.1 Disque poreux

Les expériences de Myers et Bahaj (2010) ont été réalisées dans un canal mesurant 21 m de long et 1,37 m de large pour une profondeur de 0,3 m (Fig. 3.2). Le disque perforé,

de diamètre 0,1 m et d'épaisseur 0,001 m, a été placé dans le canal à mi-profondeur. La vitesse moyenne d'écoulement est de $0,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Elle est répartie sur la verticale selon un profil de vitesse en loi de puissance $1/7^{\text{ème}}$. Le nombre de Reynolds est égal à : $R_e = \frac{U_\infty H}{\nu} = \frac{0,3 \times 0,3}{10^{-6}} = 9 \cdot 10^4$. Les mesures ont duré 3 minutes et ont été réalisées à plusieurs positions en aval du disque poreux (à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres) par Vélocimétrie Acoustique Doppler (ADV) avec une fréquence d'acquisition de 50 Hz. La précision sur la vitesse d'écoulement moyenne est estimée à 1%. Les efforts s'exerçant sur le disque sont mesurés à l'aide d'un capteur de force monté au sommet de l'appareil (Fig. 3.2).

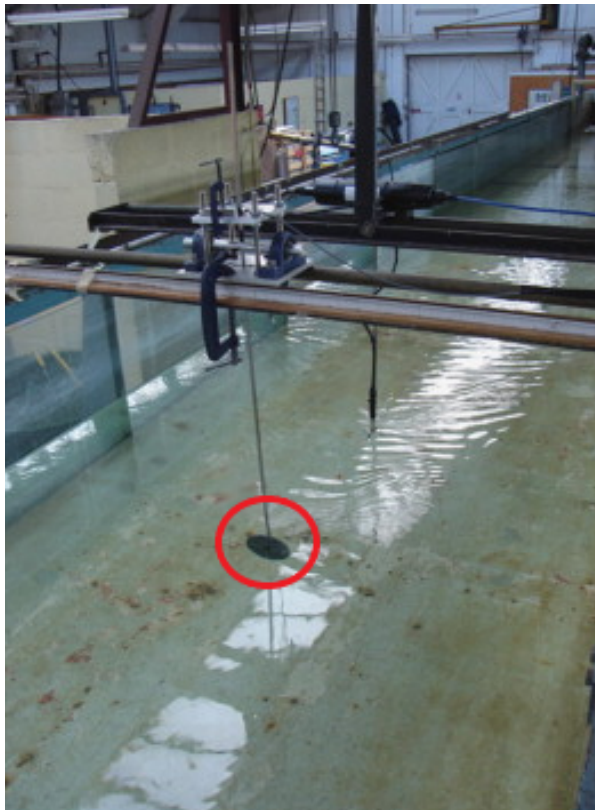


Figure 3.2: Dispositif expérimental du disque poreux de Myers et Bahaj (2010)

3.2.2 Maquette d'hydrolienne

Le disque poreux est une représentation très simplifiée d'une hydrolienne. Pour étudier un objet plus représentatif, nous avons également utilisé les données expérimentales de Mycek *et al.* (2014a). Les figures 3.3 et 3.4 présentent la maquette d'hydrolienne tri-pales de diamètre de 0,7 m utilisée pour les essais. La maquette est à l'échelle $1/20^{\text{ème}}$. Le

cas testé correspond à une hydrolienne à échelle réelle d'un rayon de 7 m, déployée dans une zone de 40 m de profondeur, avec une puissance nominale d'environ 250 kW atteinte pour une vitesse d'écoulement voisine de 2 m.s^{-1} (Mycek *et al.*, 2014a). A l'échelle du laboratoire, le nombre de Reynolds est égal à : $R_e = \frac{U_\infty R}{\nu} = \frac{0,8 \times 0,35}{10^{-6}} = 280000$. Les mesures de vitesses de l'écoulement ont été réalisées à l'aide de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). Ces mesures de vitesse et d'intensité turbulente (I_∞) ont été recueillies à 10 endroits derrière la turbine à (1,2; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9; 10 diamètres). Les mesures que nous avons utilisé ont été acquises pour des conditions ambiantes (amont) de turbulence de 3%, avec une vitesse moyenne de l'écoulement amont de $0,8 \text{ m.s}^{-1}$. Le temps d'acquisition est de 100 s et la fréquence d'acquisition se situe entre 6 et 33 Hz. Les efforts agissant sur la structure sont mesurés à l'aide d'un capteur de force se trouvant au point d'ancrage du mât. Un capteur de couple situé dans la nacelle a permis de mesurer le couple. Pour la validation du modèle dans le sillage, l'essai choisi correspond à un $\text{TSR} = 3,67$. Rappelons que le TSR est défini comme le rapport entre la vitesse en bouts de pales et la vitesse d'écoulement amont (Eq.2.3). Le taux de blocage est d'environ 4,8%.

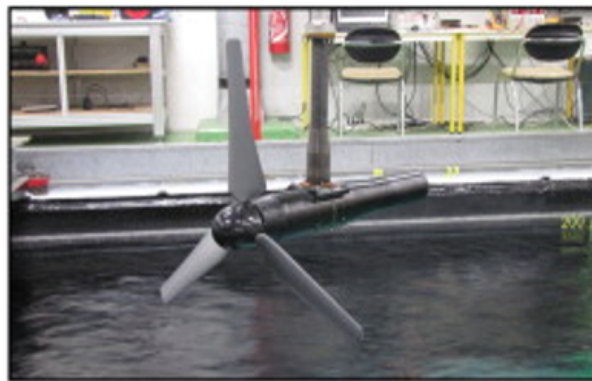


Figure 3.3: Maquette d'hydrolienne (Mycek *et al.*, 2014a)

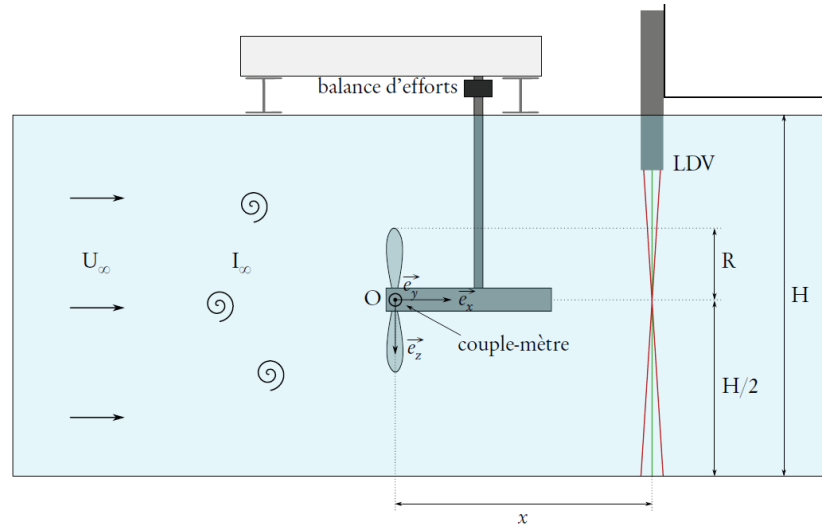


Figure 3.4: Schéma du dispositif expérimental de la maquette d'hydrolienne (Mycek et al., 2014a)

3.3 Modélisation avec la méthode du disque d'action

Cette section présente, dans un premier temps, la manière dont est implémenté le disque d'action dans Telemac3D. Dans un second temps, nous validons le modèle basé sur le disque d'action avec les données expérimentales effectuées sur un disque poreux (Myers et Bahaj, 2010) puis sur une maquette d'hydrolienne (Mycek *et al.*, 2014a).

3.3.1 Implémentation du disque d'action dans Telemac3D

Le disque d'action implémenté dans Telemac3D par Thiébot *et al.* (2016) est basé sur l'induction. Il consiste à intégrer une force axiale dans les équations de quantité de mouvement par l'intermédiaire du terme source \vec{S} (présenté dans la section 3.1). Ce terme permet d'appliquer sur l'écoulement un effort équivalent à la poussée de l'hydrolienne. La relation entre le terme source de Telemac3D et la force axiale est :

$$\vec{S} = \frac{\vec{F}}{\rho A e} \quad (3.12)$$

où \vec{F} est la force poussée, e est l'épaisseur du disque et A est l'aire balayée par les pales. En fonction des applications, la force F peut prendre plusieurs formes.

3.3.1.1 Poussée répartie uniformément sur le disque : méthode 1

Lorsque la poussée de l'hydrolienne est connue (quand elle est mesurée expérimentalement par exemple), elle peut être appliquée directement au niveau du disque d'action. Cette façon de faire est utilisée, par exemple, pour valider le modèle avec une expérience en bassin dans laquelle un capteur de force mesure l'effort exercé sur le disque ou l'hydrolienne. Dans ce cas : $F = F_{exp}$. Cette méthode sera nommée "**méthode 1**" dans la suite du manuscrit.

3.3.1.2 Poussée calculée à partir de la vitesse U_∞ : méthode 2

La seconde méthode consiste à calculer la force à partir de la définition de la poussée. La "**méthode 2**" s'exprime ainsi :

$$F = \frac{1}{2} \rho A C_T U_\infty^2 \quad (3.13)$$

où C_T est le coefficient de poussée.

3.3.1.3 Poussée calculée à partir de la vitesse locale : méthode 3

Dans la méthode 2, la force est calculée à partir d'une vitesse amont (non perturbée par la présence de l'hydrolienne). La notion de la vitesse amont U_∞ est difficile à définir dans le cas où plusieurs sillages interagissent car l'écoulement est fortement perturbé dans l'ensemble de la ferme. Ce problème pourrait être résolu en fixant une distance à l'amont de la turbine. Mais dans ce cas comment choisir cette distance (2D, 5D, 10D à l'amont de la turbine)? Pour contourner ce problème, la poussée introduite dans un disque d'action est souvent calculée à partir d'une vitesse locale (vitesse dans le disque) U_d . Cette méthode sera nommée "**méthode 3**". Dans cette méthode, le calcul de la force repose sur l'expression suivante :

$$F = \frac{1}{2} \rho A K U_d^2 \quad (3.14)$$

L'utilisation de la formule de Taylor (1958) permet de relier la vitesse amont U_∞ et la vitesse au niveau du disque U_d :

$$U_\infty = U_d(1 + 0,25K) \quad (3.15)$$

De plus, le coefficient de résistance K et le coefficient de poussée sont reliés par (Harrison *et al.*, 2010) :

$$C_T = \frac{K}{(1 + 0.25K)^2} \quad (3.16)$$

Nous pouvons également noter que cette relation (3.15) est équivalente à celle présentée dans le chapitre I (Eq. 2.20). En effet, il y a un lien direct entre le coefficient d'induction a et le coefficient de résistance K :

$$\frac{U_d}{1 - a} = U_d(1 + 0.25K) \quad (3.17)$$

$$K = \frac{4a}{1 - a} \quad (3.18)$$

Notons que cette **méthode 3** repose sur des relations qui ne sont valables que dans le cas d'un écoulement non confiné. Une solution sera proposée dans le chapitre 4 pour intégrer le blocage.

3.3.2 Validation avec des mesures sur un disque poreux

Dans un premier temps, nous allons évaluer les performances du modèle du disque d'action implémenté par Thiébot *et al.* (2016) dans un cas simple : l'écoulement à l'aval d'un disque poreux de 0,1 m (Myers et Bahaj, 2010). Tout d'abord, nous allons comparer les prédictions du modèle en termes de poussée aux mesures expérimentales. Ensuite, nous allons vérifier les prédictions de vitesse et de turbulence dans le sillage (cela a déjà été réalisé dans l'article de Thiébot *et al.* (2016)).

3.3.2.1 Description du modèle

Le domaine de calcul possède les mêmes dimensions que le canal expérimental. Les dimensions sont: 10 m de long, 1,37 m de large et 0,3 m de profondeur. Le disque possède un diamètre de 0,1 m. Le domaine est discrétisé par un maillage hexaédrique structuré de 6,1 millions de noeuds (chaque maille mesure 0,01 m). Verticalement, le domaine est discrétisé avec 44 plans. A l'entrée du canal, les profils verticaux de U , k et ϵ sont imposés. Ces profils sont issus des mesures de Myers et Bahaj (2010). Le profil de vitesse est ainsi donné par la relation (Harrison *et al.*, 2010) :

$$U_1 = 2,5 U^* \ln \left(\frac{z U^*}{\nu} \right) + C \quad (3.19)$$

où U_1 est la vitesse d'entrée, U^* est la vitesse de frottement qui est égale à 0,00787 m/s, z est la cote verticale du canal, ν est la viscosité cinématique et $C = 0,197$ m/s. Les profils de l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ϵ sont obtenus à partir des relations suivantes:

$$k = \frac{3}{2} I^2 U^2 \quad (3.20)$$

$$\epsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.21)$$

où I est l'intensité turbulente, U est la vitesse moyenne de l'écoulement et l est la longueur de mélange qui est considérée égale à la profondeur d'eau selon Harrison *et al.* (2010). La vitesse moyenne de l'écoulement est de $0,3 \text{ ms}^{-1}$ ce qui correspond à un débit de $0,01233 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$. Ce débit est imposé à l'entrée du canal (C_1 sur la figure 3.5). Une condition de Dirichlet sur l'élévation de la surface libre $Z = 0,3$ m est imposée à la sortie du canal (C_2). Une condition de glissement est appliquée sur les parois latérales (C_3) tandis qu'une condition d'adhérence s'applique sur le fond (C_4). Le pas de temps est égal à 0,033 s. Cela correspond à un nombre de courant (CFL) égal à 1. La durée de la simulation est égale à 300 s. Ce temps est suffisant pour assurer la convergence du calcul. Le taux de blocage est défini comme le rapport entre l'aire balayée par les pales et l'aire de la section transversale du bassin :

$$\epsilon = \frac{\pi R^2}{lh} = \frac{\pi \times 0,05^2}{1,37 \times 0,3} = 2\% \quad (3.22)$$

où R est le rayon du disque, l et h désignent respectivement la largeur et la profondeur du bassin.

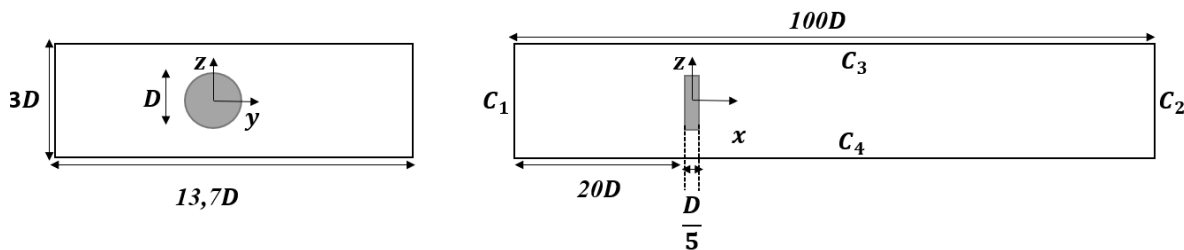


Figure 3.5: Domaine de calcul

L'épaisseur du disque est fixée à 0,04 m. Ainsi, au passage du disque, le fluide traverse trois rangées de mailles dans la direction longitudinale. Notons que l'épaisseur du disque dans le modèle (0,04 m) est bien plus grande que celle du disque utilisé dans l'expérience (il mesure 0,001 m d'épaisseur). La raison de ce choix réside dans l'économie du temps de calcul (des mailles millimétriques auraient engendré des temps de calcul très importants)

et des tests (qui ne sont pas présentés dans le manuscrit) ont montré que l'élargissement du disque n'a pas d'effets notoires sur l'écoulement dans le sillage. Pour le cas de référence, c'est la "**méthode 3**" qui est retenue pour calculer la poussée. Le coefficient de résistance K est fixé à 2. Ce coefficient est obtenu avec la relation (3.16) à partir du coefficient C_T mesuré expérimentalement qui vaut 0,88. Aucune modification n'est apportée au modèle de turbulence ($k-\epsilon$) comme cela peut être fait dans un certain nombre d'études telles que celle de Nguyen *et al.* (2016). Notons que cette dernière a montré que le modèle $k-\epsilon$ donnait de bons résultats en comparaison à d'autres modèles plus complexes.

3.3.2.2 Validation de la poussée

Dans cette section, nous allons comparer les efforts de poussée prédits par le modèle aux efforts expérimentaux.

Calcul de l'effort de poussée exercé sur le disque

Pour valider la poussée, nous devons trouver un moyen d'estimer la force exercée sur le disque d'action. Le modèle numérique ne donnant pas accès directement à la force exercée par le disque sur l'écoulement, il faudra la calculer à partir des variables disponibles (vitesses, hauteurs d'eau, pression dynamique). Nous allons présenter une méthode permettant d'estimer l'effort obtenu par le modèle numérique puis nous allons effectuer la validation. Nous proposons de calculer l'effort qui s'exerce sur le disque à partir de la différence de pression (entre l'amont et l'aval du disque) et de la vitesse qui le traverse :

$$F_{num} = \int_{disque} (P_{aval} - P_{amont})dA + \rho \int_{disque} (U_{aval}^2 - U_{amont}^2)dA \quad (3.23)$$

Comparaison des résultats du modèle avec les mesures

Dans un premier temps, nous avons utilisé la **méthode 3** (terme puits calculé à partir de la vitesse locale), la force exercée sur le disque calculée de cette manière est de 0,302 N alors que la valeur cible (celle qui a été mesurée expérimentalement) est de:

$$F_{exp} = \frac{1}{2}\rho AC_T U_\infty^2 = 0,5 \times \pi \times 0,05^2 \times 1000 \times 0,88 \times 0,3^2 = 0,3110N \quad (3.24)$$

L'estimation de la poussée est satisfaisante (2,8 % d'écart avec la cible). Ensuite, nous avons utilisé la **méthode 1** pour calculer le terme source. Ainsi, nous avons injecté

directement la poussée mesurée expérimentalement (0,311 N) dans le modèle, ce qui réduit les incertitudes. En procédant de la sorte, nous obtenons 0,304 N (2,2 % d'écart avec la cible). Le fait que les **méthodes 1** et **3** donnent les mêmes résultats (1 % d'écart entre les deux méthodes), suggère que l'utilisation d'une vitesse locale (avec la formule de Taylor (1958)) est adaptée pour ce cas expérimental simple.

3.3.2.3 Validation du modèle dans le sillage

Dans cette section, nous allons comparer les prédictions de déficit de vitesse et d'intensité turbulente obtenues numériquement aux mesures expérimentales réalisées dans le sillage du disque poreux. La validation des prédictions du modèle dans le sillage est représentée sur la figure 3.6 pour le déficit de vitesse et sur la figure 3.7 pour l'intensité turbulente. Ces résultats sont conformes à ceux de Thiébot *et al.* (2016) : le modèle sous-estime légèrement le déficit de vitesse et l'intensité turbulente mais aussi l'énergie cinétique turbulente. Malgré cet écart, nous pouvons considérer que le disque d'action implémenté dans Telemac3D permet de simuler le sillage à l'aval du disque poreux.

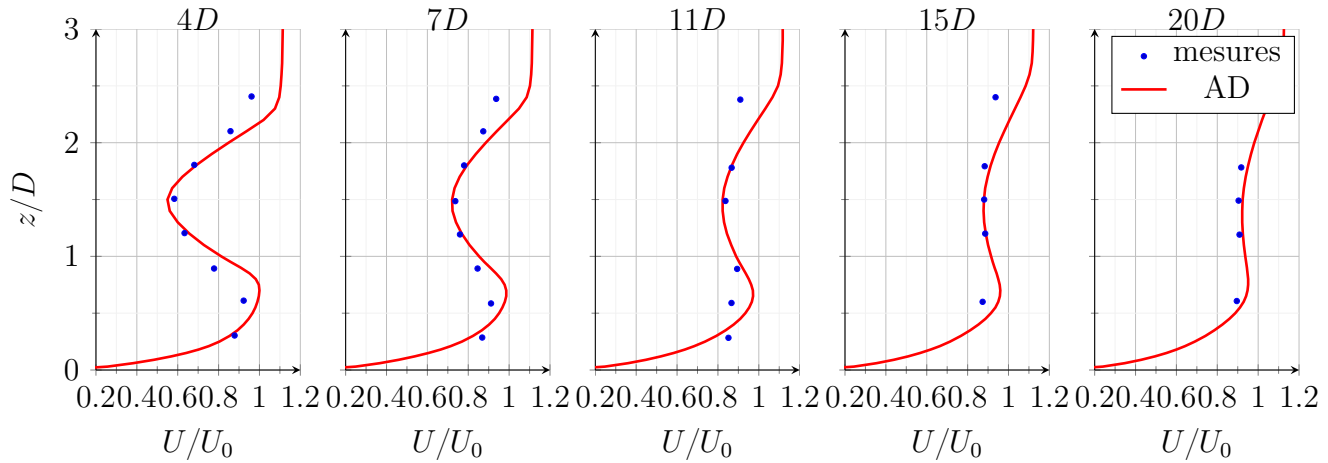


Figure 3.6: Validation des prédictions de déficit de vitesse, $U_0 = 0,3m.s^{-1}$ est la vitesse amont (vitesse moyennée sur la verticale à l'entrée du canal). Le titre de chaque figure indique la distance par rapport au disque.

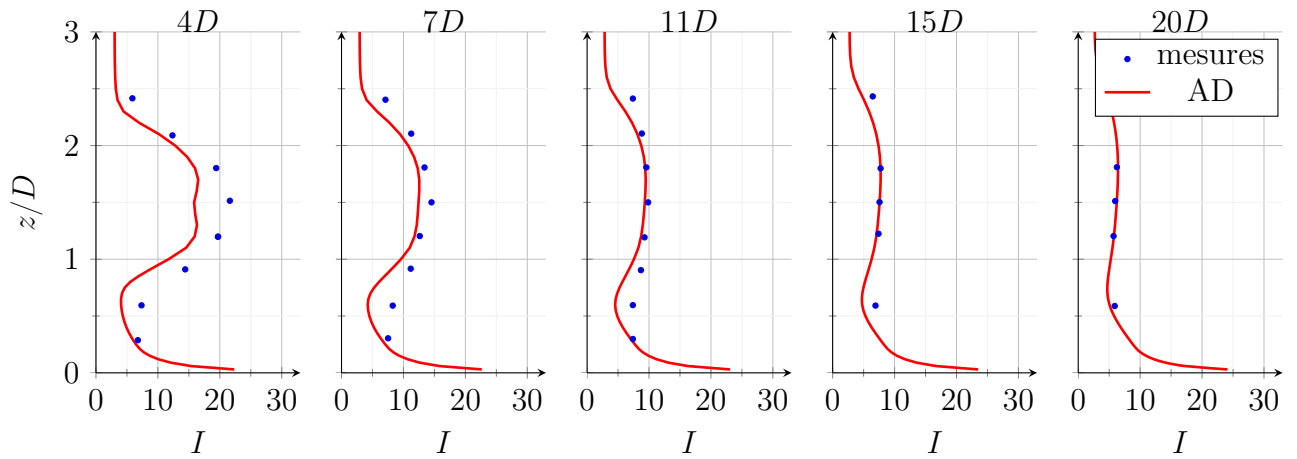


Figure 3.7: Validation des prédictions d'intensité turbulente, le titre de chaque figure indique la distance par rapport au disque.

3.3.3 Application du modèle sur une maquette d'hydrolienne

Dans la section précédente, les résultats du modèle avec disque d'action sont satisfaisants en termes de sillage et de poussée. A présent, nous allons tester ses performances sur un cas plus complexe et plus proche de l'application visée : une maquette d'hydrolienne en rotation.

3.3.3.1 Description du modèle

Les dimensions du domaine de calcul (Fig. 3.8) sont identiques à celles du bassin réel. Le disque d'action de diamètre de 0,7 m est situé à 5D à l'aval de l'entrée et à 7,7D à l'amont de la sortie. Verticalement, le domaine est discrétisé avec 66 plans. A l'entrée du canal, nous imposons les profils verticaux de vitesses, d'énergie cinétique turbulente et de dissipation obtenus expérimentalement par Mycek *et al.* (2014a) et un débit égal à $6,4 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. A la sortie du canal, une condition de Dirichlet sur l'élévation de la surface libre est imposée $Z_s = 2 \text{ m}$. Une condition de glissement est appliquée sur les parois latérales. Sur le fond, nous imposons une condition de frottement basée sur la loi de Strickler. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle $k - \varepsilon$. Le taux de dissipation ϵ est obtenu avec la relation (3.21) où la longueur de mélange est égale au diamètre de la turbine. Le coefficient de résistance K est fixé à 1,57. Cette valeur a été obtenue avec la relation (3.16) à partir du coefficient C_T mesuré expérimentalement qui vaut 0,81 pour un $TSR = 3,67$. Le pas de temps est égal à 0,01 s pour un nombre de courant (CFL) égal à 0,4. La durée de la simulation est égale à 80 s. Ce temps est suffisant pour assurer la convergence du calcul.

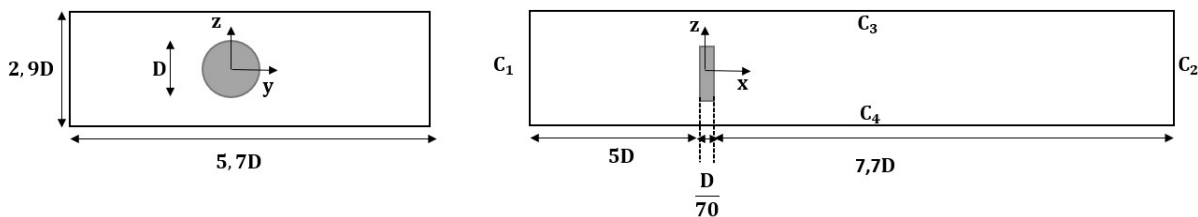


Figure 3.8: Domaine de calcul

3.3.3.2 Étude de sensibilité au maillage

Comme la taille (et donc le nombre) des cellules dans un domaine de calcul peut impacter les résultats du modèle numérique, il est nécessaire de tester la sensibilité des prédictions à la résolution spatiale du maillage de calcul. Pour choisir la taille horizontale des mailles, dans un premier temps, nous allons faire varier la taille des mailles $\Delta x = \Delta y = 0,01 \text{ m}$; $0,02 \text{ m}$; $0,04 \text{ m}$ et fixer l'épaisseur du disque à $0,04 \text{ m}$ (tableau 3.1). Dans un second temps, nous allons faire varier l'épaisseur du disque $e = 0,04 \text{ m}$; $0,06 \text{ m}$; $0,10 \text{ m}$ et considérer une seule taille de maille $\Delta x = \Delta y = 0,02 \text{ m}$ (tableau 3.2).

$\Delta_x \& \Delta_y$ (m)	0,01	0,02	0,04
D/Δ_x	70	35	17,5

Tableau 3.1: Tailles de mailles testées

Les figures 3.9 et 3.10 montrent l'impact des différentes tailles de maille ($\Delta x = \Delta y = 0,01$ m, 0,02 m, 0,04 m) sur les profils de vitesse et d'intensité turbulente. Dans le sillage proche, un maillage grossier réduit le déficit de vitesse. Cela conduit à une surestimation de la vitesse. Les écarts entre le modèle et les mesures sont importants dans le sillage proche (2D) mais sont réduits dans le sillage lointain (10D). En effet, avec une taille de maille de 0,04 m, nous observons un écart avec les mesures de 12 % dans le sillage proche et un écart de 9 % dans le sillage lointain (10D). Pour une taille de maille de 0,02 m, il y a un écart de 4,3 % dans le sillage proche (2D) et de 2 % dans le sillage lointain (10D). Nous nous attendions à ce que le maillage le plus fin permette d'obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales, mais des résultats contradictoires ont été obtenus. En effet, avec le maillage très fin ($\Delta x = 0,01$ m), le modèle sous-estime la réduction de la vitesse de près de 20 % dans le sillage proche (2D) alors que dans le sillage lointain (10D), le modèle surestime le déficit de vitesse de près de 3 %. Cela est certainement dû à des effets numériques. A défaut de convergence, comme les meilleurs résultats ont été obtenus avec le maillage de 2 cm, nous avons retenu ce maillage dans la suite.

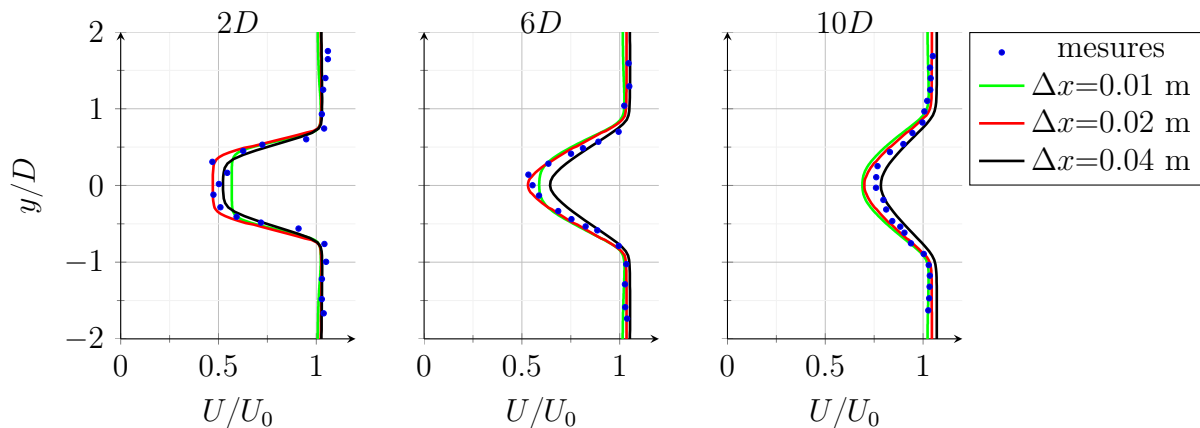


Figure 3.9: Courbes du déficit de vitesse à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).

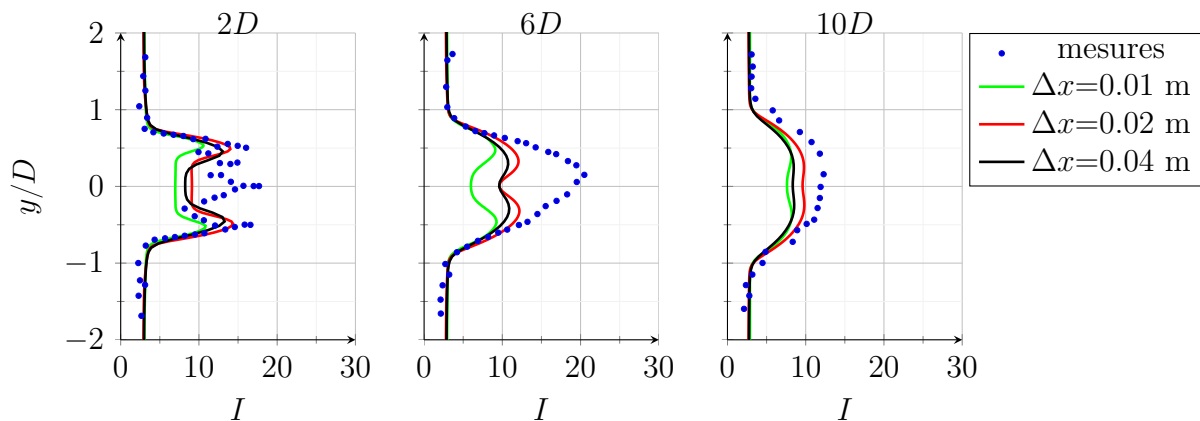


Figure 3.10: Courbes d'intensité turbulente à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).

e (m)	0,04	0,06	0,10
e/Δ_x	2	4	5

Tableau 3.2: Épaisseurs de disque testées.

Pour une taille de maille de 0,02 m, des simulations ont été lancées en utilisant trois épaisseurs différentes du disque (tableau 3.2). Lorsque e est fixé à 0,06 m, l'écoulement traverse trois cellules (chaque cellule fait 0,02 m) dans la direction longitudinale x . Les figures 3.11 et 3.12 présentent la comparaison avec les mesures. Il est intéressant de noter que l'épaisseur du disque d'action a un effet réduit par rapport à la taille des mailles sur la vitesse ainsi que sur l'intensité turbulente. Il y a tout de même un écart d'environ 20 % avec les mesures pour $e = 0,10$ m dans le sillage proche (2D) et 0,26 % dans le sillage lointain (10D). En comparaison avec les variations mises en évidence précédemment, nous pouvons donc déduire que l'épaisseur du disque a un effet limité sur les sillages à l'aval de la turbine tant que celle-ci ne dépasse pas 0,1 m.

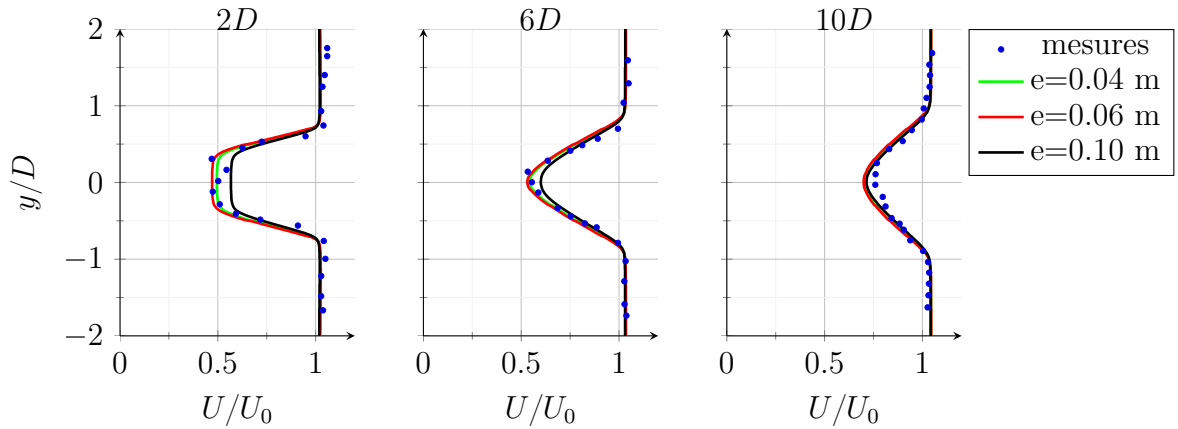


Figure 3.11: Courbes du déficit de vitesse à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).

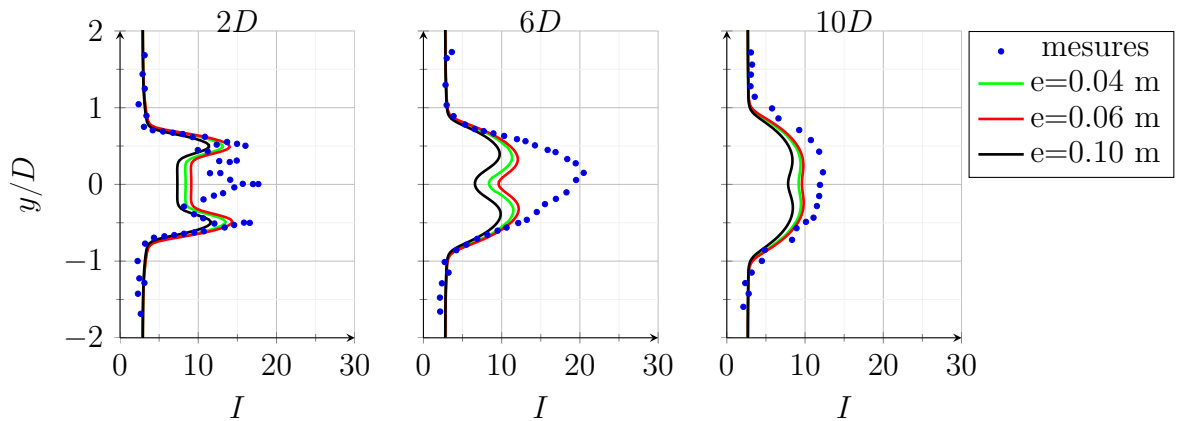


Figure 3.12: Courbes d'intensité turbulente à $x = 2D$, $x=6D$ et $x = 10D$ ($I = 3 \%$).

Dans la suite, l'épaisseur sera fixée à 0,04 m et la taille de maille à 0,02 m. Ainsi, le domaine sera couvert par un maillage hexaédrique structuré de 15 millions de mailles.

3.3.3.3 Validation de la poussée

Pour valider les prédictions de poussée, nous allons utiliser la même méthode de post-traitement que celle présentée dans la section 3.3.2.3. La force expérimentale mesurée par le capteur est de 99,75 N ce qui équivaut à un C_T de 0,81. La force de poussée prédite par le modèle est de 93,2 N qui équivaut à un C_T de 0,76. Le modèle sous-estime donc la poussée d'environ 6 %. Dans l'expérience, les efforts mesurés sont ceux qui s'exercent sur les pales, la nacelle et le mât alors que numériquement seuls les efforts repartis sur les pales sont représentés. Cela peut expliquer l'écart en partie. Le résultat précédent a été obtenu avec la méthode 1 (poussée mesurée expérimentalement injectée directement dans

le disque). Une deuxième simulation a été réalisée avec la **méthode 3** pour calculer le terme source (i.e. le terme source est calculé à partir de la vitesse locale). En recalculant l'effort sur le disque, nous obtenons un effort de 103,4 N, soit un écart de 3,7 %. L'écart avec l'expérience reste donc inférieur à 10 %, quelle que soit la méthode utilisée pour calculer le terme puits du modèle.

Contrairement au cas précédent, les **méthodes 1** et **3** ne donnent pas les mêmes résultats (93,2 N et 103,4 N). Comme la **méthode 1** consiste à injecter directement dans le disque la poussée mesurée, elle comporte moins d'incertitudes que la **méthode 3** (dans laquelle il faut estimer la vitesse amont avec la formule de Taylor). Il faut donc tenter de comprendre les écarts entre les poussées obtenues avec les **méthodes 1** et **3**. Une source d'erreur potentielle est l'utilisation de la relation de Taylor qui, en toute rigueur, n'est valable que pour un taux de blocage nul (alors qu'il est de 4,8 % dans ce cas expérimental). Ces effets de blocage (et les moyens d'en tenir compte dans le disque d'action implémenté dans Telemac3D) seront étudiés en détails dans le chapitre 4. Une autre source d'erreur potentielle est la répartition des efforts qui est certainement différente dans le modèle et dans la maquette (nous n'avons pas le détail de la répartition car nous ne disposons que de l'effort exercé sur l'ensemble du rotor, de la nacelle et du mât). Un modèle utilisant une répartition plus complexe (et plus fidèle) des efforts, la méthode BE, sera testé dans ce chapitre. Enfin, nous essaierons de compenser l'effet des processus turbulents non résolus par le modèle en ajoutant un terme source de turbulence au niveau du disque (section 2.4.4).

3.3.3.4 Validation du modèle dans le sillage

A présent, nous allons nous intéresser aux caractéristiques du sillage. Les figures 3.13 et 3.14 représentent les champs moyens de vitesse axiale et d'intensité turbulente numériques et expérimentaux entre 1, 2D et 10D derrière l'hydrolienne. Les figures 3.15-3.16 montrent respectivement les profils horizontaux de la vitesse axiale et de l'intensité de la turbulence en aval de la turbine pour un taux de turbulence de 3 %. A première vue, les résultats de la simulation correspondent assez bien à ceux de l'expérience (Fig. 3.14). Le modèle prédit correctement le déficit de vitesse. En ce qui concerne l'intensité turbulente, le modèle prédit bien la turbulence dans le sillage proche. En revanche, entre 4D et 8D, le modèle sous-estime la turbulence au niveau de l'axe (Fig. 3.13 et 3.16). Cela peut s'expliquer en partie par le fait que la turbulence générée par la nacelle n'est pas modélisée.

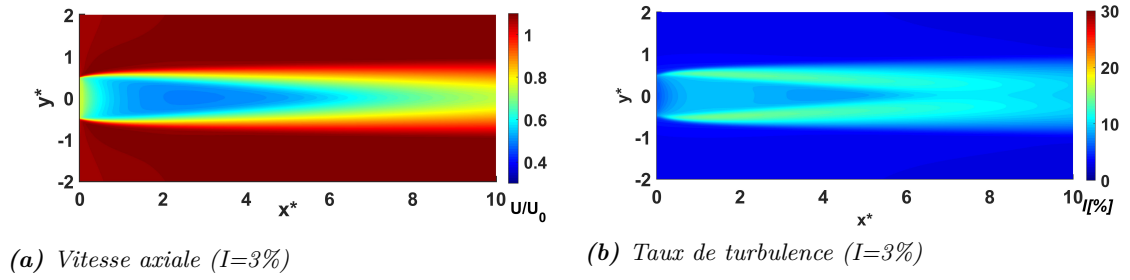


Figure 3.13: (a) Distribution spatiale de la vitesse et (b) Distribution spatiale de l'intensité turbulente avec ($x^* = \frac{x}{D}$ et $y^* = \frac{y}{D}$)

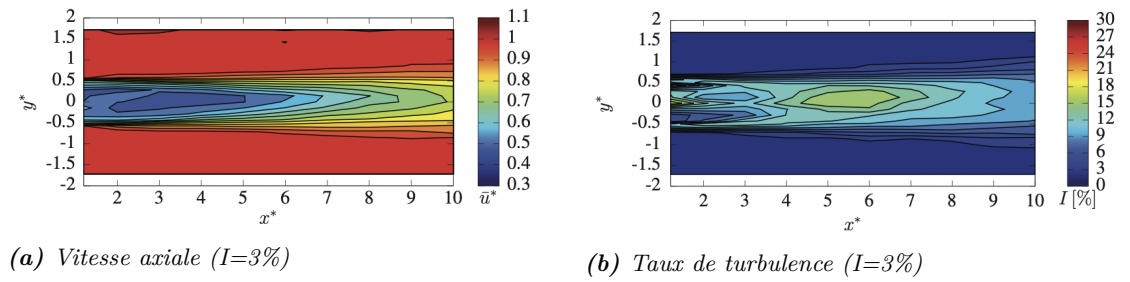


Figure 3.14: Distribution spatiale de la vitesse et de l'intensité turbulente (Mycek et al., 2014a)

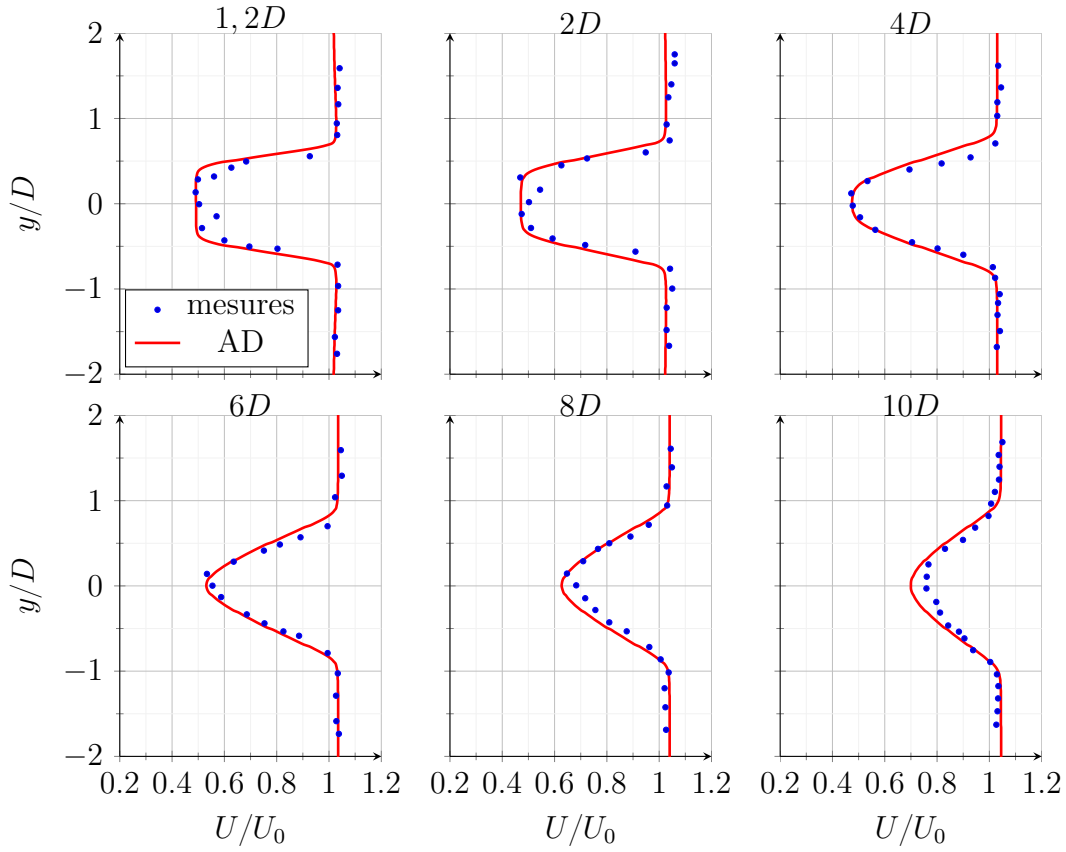


Figure 3.15: Profils de déficit de vitesse (U/U_0) à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$), en bleu pour les mesures de Mycek et al. (2014a) et en rouge pour les résultats numériques AD.

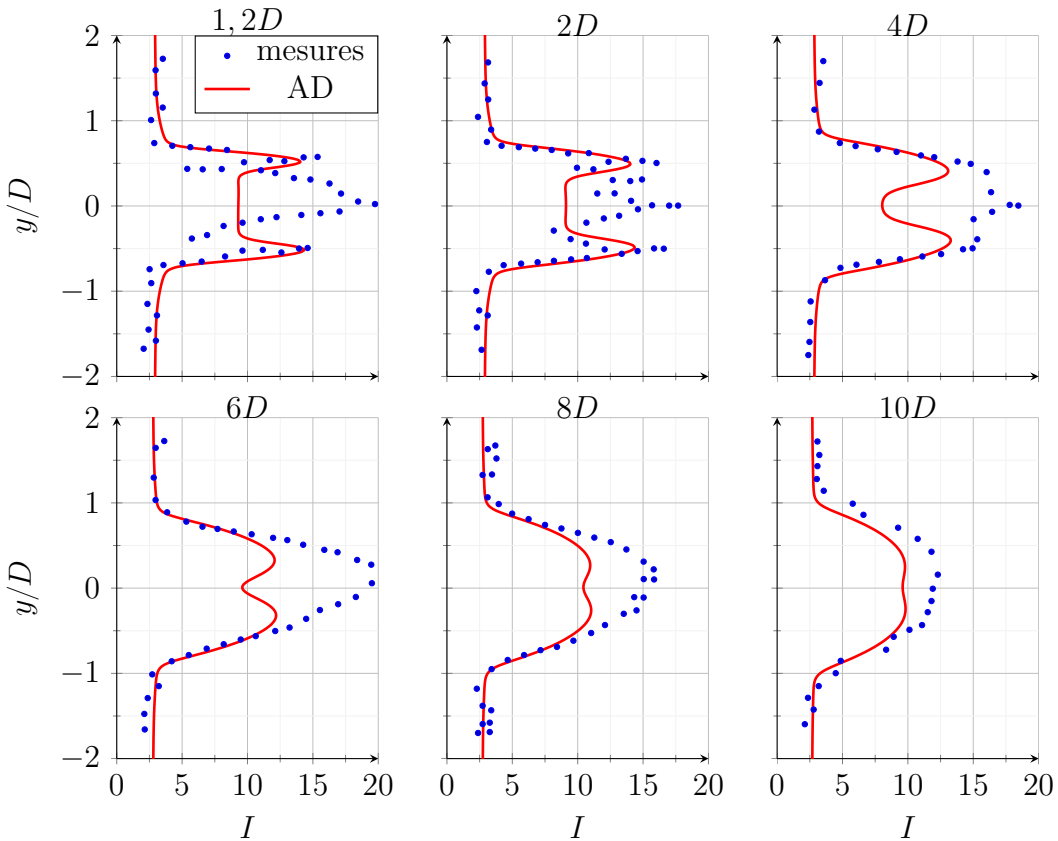


Figure 3.16: Profils d'intensité turbulente à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.

3.4 Modélisation avec la méthode BE

L'objectif de cette section est de présenter les résultats obtenus avec la méthode BE. Nous validerons le modèle avec des mesures expérimentales effectuées sur la maquette d'hydrolienne de 0,7 m de diamètre (Mycek *et al.*, 2014a).

3.4.1 Implémentation de la BE dans Telemac3D

Le disque d'action donne des résultats corrects mais repose sur une formulation dans laquelle les efforts sont quasiment axiaux et homogènes sur le disque. La force appliquée sur l'écoulement est en effet très simple que ce soit la méthode 1 ou 3 qui est retenue. Cette simplification des efforts (la composante tangentielle n'est pas prise en compte, le champ de force est quasiment uniforme) est supposée être en partie responsable des écarts modèle-mesures obtenus précédemment. Pour le vérifier, nous avons implémenté dans Telemac3D une formulation plus complexe, basée sur la BE. Cette formulation a de plus l'avantage de fournir des informations sur le couple et donc la puissance (alors que nous n'avons validé que la poussée jusqu'à présent). Cela nous permettra d'étendre la validation du modèle.

3.4.2 Application du modèle sur une maquette d'hydrolienne

3.4.2.1 Description du modèle

Pour les simulations, nous avons repris la configuration du modèle présentée dans la section précédente. Nous avons utilisé les coefficients hydrodynamiques (C_L et C_d) du profil "NACA63-418" donné par le modèle Airfoil [Airfoil-tools](#) (2020). Les caractéristiques précises des rapports corde/rayon, épaisseur/corde, ainsi que l'angle de pitch des pales sont précisées dans Mycek *et al.* (2014a). Les données sur les caractéristiques des pales sont disponibles le long de celles-ci, c'est-à-dire pour $0,0467 \leq r \leq 0,35$. Par contre, au niveau du moyeu ($r < 0,0467$), à défaut d'information sur la géométrie, nous avons appliqué une force axiale équivalente à un coefficient de poussée de 0,81. La taille de mailles et l'épaisseur du disque ont été choisies suite à une étude de convergence en maillage similaire à celles présentées précédemment (section 3.3.3.2).

Les efforts de portance et de trainée sont calculés à une distance r de l'axe, en fonction de la vitesse locale, de la vitesse de rotation et de l'orientation des pales (équations (2.25) et (2.26) présentées dans la section 2.4.3). Ces efforts sont ensuite appliqués dans Telemac3D comme terme source à une distance r de l'axe. Enfin, pour post-traiter les résultats, le couple, M , généré par la turbine est calculé comme suit :

$$M = F_{\theta} r \quad (3.25)$$

où F_{θ} est la force tangentielle (Eq. 2.26) et r est la distance à l'axe. Les efforts de poussée (Eq. 2.25) et le moment (Eq. 3.25) permettent de fournir respectivement le coefficient de poussée (Eq. 2.1 où $F = F_x$) et le coefficient de puissance (Eq. 2.2 où $\mathcal{P} = M \cdot \Omega$).

3.4.2.2 Validation des performances

La figure 3.17 montre la comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales de Mycek *et al.* (2014a). Nous remarquons que la courbe du coefficient de poussée suit la même évolution que la courbe expérimentale. Nous constatons également une sous-estimation du coefficient de poussée (Fig. 3.17a) pour des valeurs de TSR basses (comprises entre 0 et 2). Il est difficile d'expliquer les raisons de cet écart. Néanmoins, nous supposons qu'ils sont en partie dus au fait que l'écoulement est simplifié, notamment car il n'est pas résolu autour des pales. En particulier, les lâchers tourbillonnaires de bouts de pales, qui jouent sur la portance (et donc la poussée et la puissance) ne sont pas simulés numériquement. De plus, l'écart modèle-mesures peut être expliqué par le fait que le mât n'est pas représenté dans le modèle et que l'effet de la nacelle est pris en compte de manière simplifiée (avec une force axiale opposée à l'écoulement). En effet, Masters *et al.* (2011); Moriarty et Hansen (2005) ont proposé de corriger la vitesse induite résultant de l'apparition d'un tourbillon à proximité du moyeu du rotor, ces corrections pourraient être envisagées. Quand le TSR est compris entre 3 et 6, les coefficients de poussée numériques sont proches des valeurs expérimentales. L'écart ne dépasse pas 10 %. Par exemple, pour un $TSR = 3,67$, $C_{Tnum} = 0,83$ et $C_{Texp} = 0,81$, il y a environ 2 % d'écart. La courbe du coefficient de puissance (Fig. 3.17b) suit la même tendance que la courbe expérimentale. Le modèle surestime le coefficient de puissance pour des valeurs de TSR basses mais également pour des valeurs comprises entre 3 et 6. Pour un $TSR = 3,67$, le modèle surestime le coefficient de puissance d'environ 26 % ($C_{Pnum} = 0,53$ et $C_{Pexp} = 0,42$). Cette surestimation pourrait s'expliquer d'une part par le fait que dans notre modèle les pertes de portance en bouts de pales ne sont pas

corrigées alors que dans la pratique elles existent (Masters *et al.*, 2011). Ces effets peuvent expliquer les différences avec les mesures expérimentales. Pour tester cette hypothèse, nous avons intégré dans le code le facteur correctif proposé par Prandtl (Glauert, 1930) (Eq. 3.26).

$$F_{tip} = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[\exp - \left\{ \frac{(N/2)[1 - (r/R)]}{(r/R) \sin \phi} \right\} \right] \quad (3.26)$$

où F_{tip} est la correction des pertes en bouts de pales, N est le nombre de pales et r désigne la distance à l'axe. R est le rayon de la turbine et ϕ l'angle d'incidence. Ce facteur s'intègre dans les relations (2.25 et 2.26) comme suit :

$$F_x = \frac{N c \rho}{4 \pi r \Delta x} V_r^2 (F_{tip} C_L \cos(\phi) + C_D \sin(\phi)) \quad (3.27)$$

$$F_\theta = \frac{N c \rho}{4 \pi r \Delta x} V_r^2 (F_{tip} C_L \sin(\phi) - C_D \cos(\phi)) \quad (3.28)$$

Avec la prise en compte des pertes, nous obtenons, pour un $TSR = 3,67$, un coefficient de poussée qui vaut 0,72 et un coefficient de puissance égal à 0,48. Rappelons également que les coefficients de poussée et de puissance expérimentaux valent respectivement 0,81 et 0,42. L'écart est donc de 10 % pour le C_T et 14 % pour le C_P . Nous pouvons donc constater une amélioration des résultats du coefficient de puissance avec la correction mais une très légère dégradation pour le coefficient de poussée.

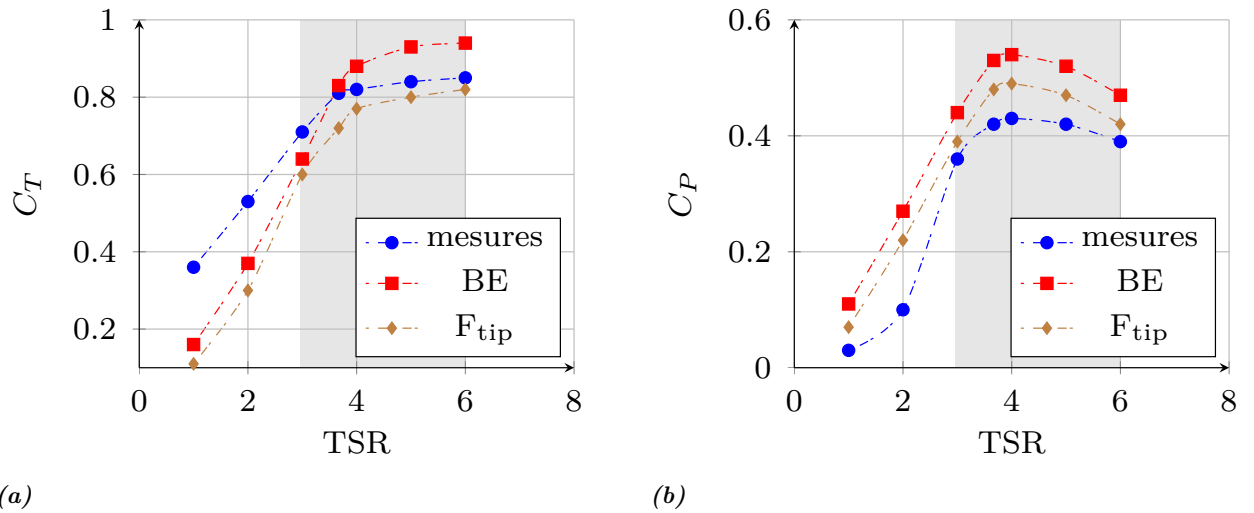


Figure 3.17: Comparaison du coefficient des coefficients de poussée et de puissance du modèle avec le coefficient de poussée expérimental

3.4.2.3 Validation du modèle dans le sillage

La figure 3.18 représente les champs de vitesse axiale et d'intensité turbulente moyens numériques. En comparant ces résultats aux figures 3.13, nous pouvons constater que les résultats du modèle BE sont assez proches de ceux du modèle du disque d'action. Les figures (3.19 et 3.20) montrent respectivement les profils horizontaux de déficit de vitesse et d'intensité turbulente en aval de la turbine pour un taux de turbulence de 3 %. Nous pouvons constater que l'écart entre les courbes est faible. Il est à noter également que le sillage se dissipe plus rapidement avec la méthode BE qu'avec celle du disque d'action. Cette dissipation est considérable à partir de $4D$ lorsque la correction de pertes en bouts de pales est intégrée au modèle.

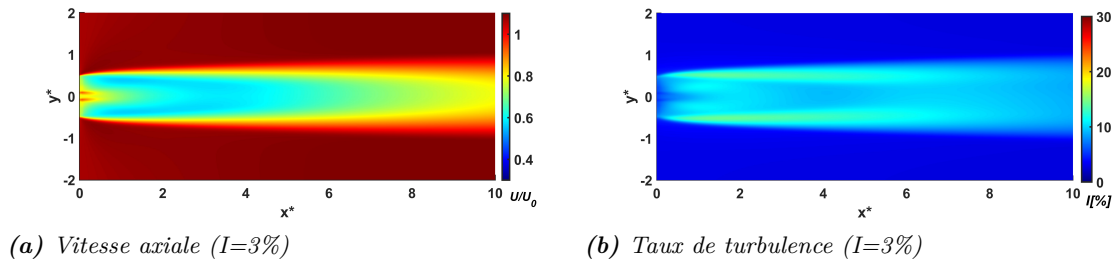


Figure 3.18: (a) Distribution spatiale de la vitesse et (b) Distribution horizontale de l'intensité turbulente avec ($x^* = \frac{x}{D}$ et $y^* = \frac{y}{D}$)

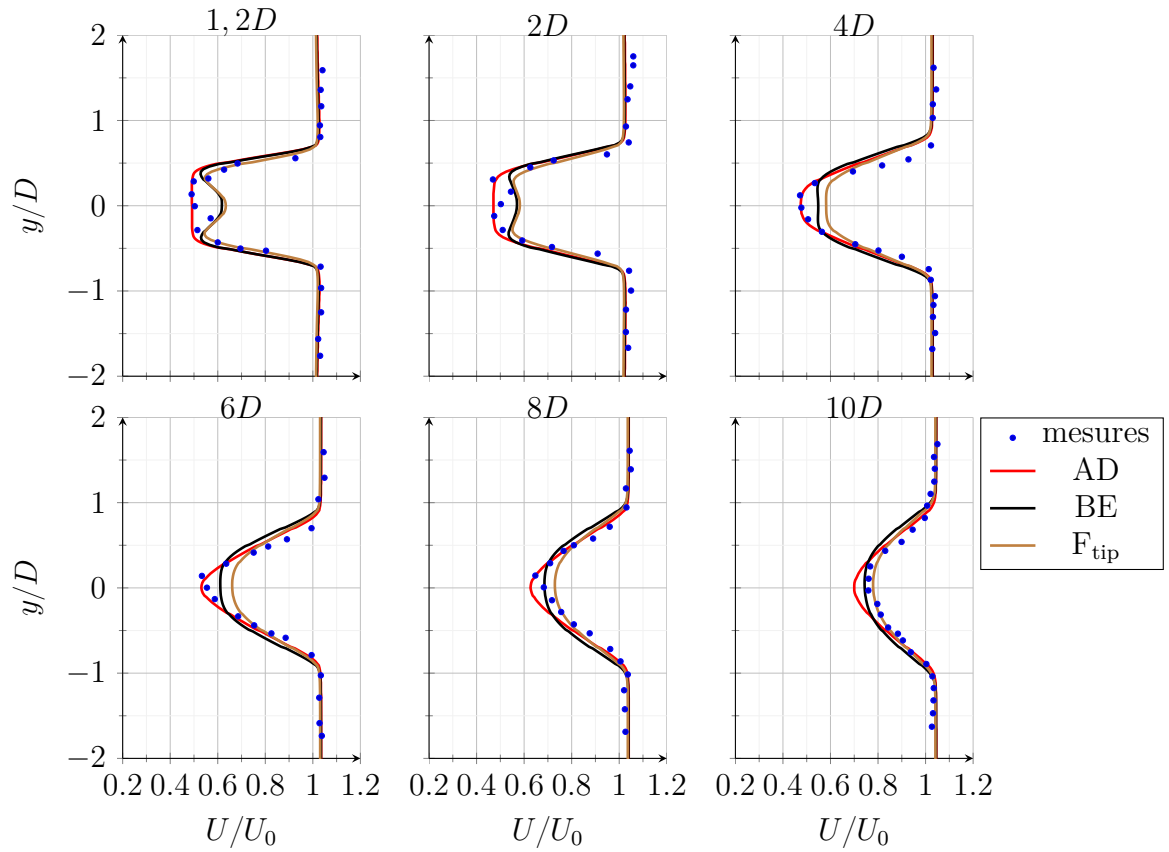


Figure 3.19: Profils de déficit de vitesse (U/U_0) à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$), en bleu pour les mesures de Mycek et al. (2014a) et en rouge pour les résultats numériques AD.

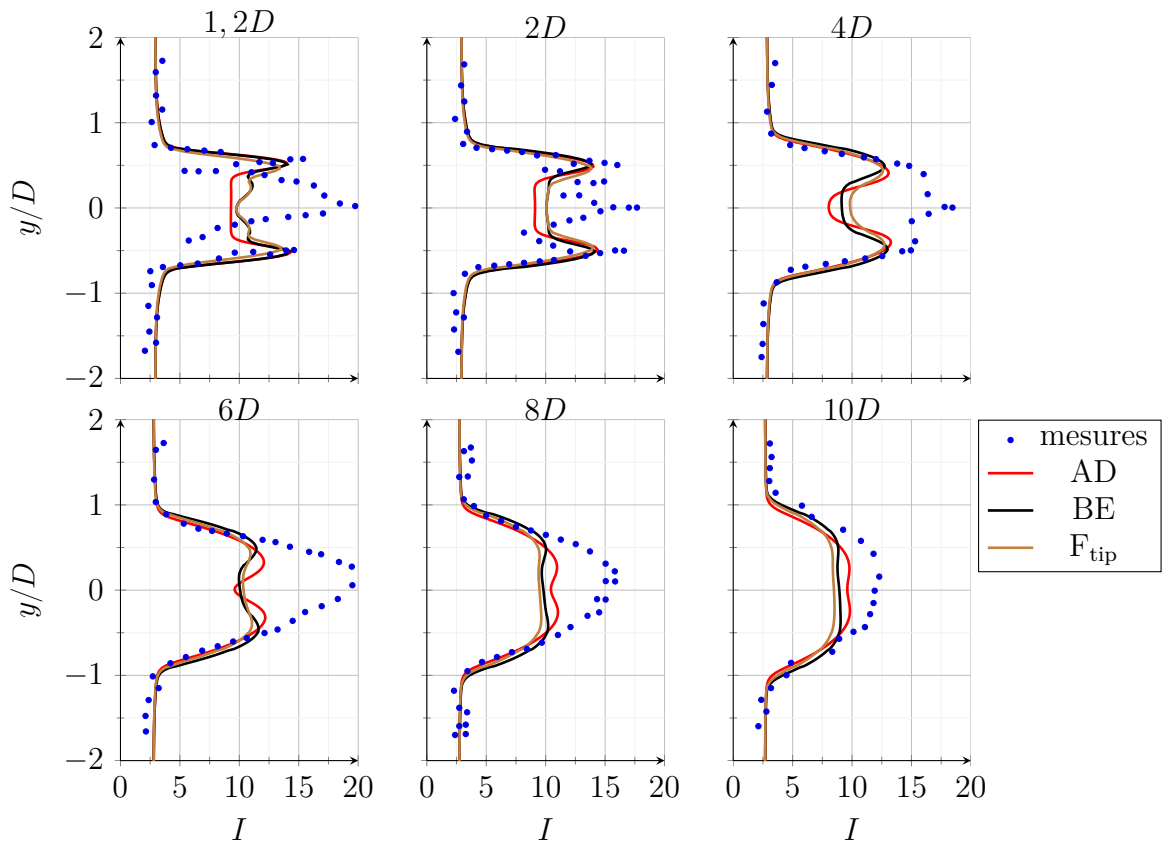


Figure 3.20: Profils d'intensité turbulente à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.

3.5 Ajout des termes sources de turbulence

3.5.1 Description du modèle

Les simulations présentées précédemment ont été réalisées avec un modèle de turbulence $k - \varepsilon$ sans l'ajout d'un terme source dans le modèle de turbulence. Les résultats présentés ci-dessus, qu'ils soient obtenus avec un disque d'action ou la BE montrent qu'il y a une sous-estimation de l'intensité turbulente notamment dans le sillage proche (Figs. 3.19 et 3.20). Pour obtenir un meilleur accord avec les résultats expérimentaux dans cette zone, nous tentons à présent de compenser le manque de production de turbulence en incluant des termes sources dans les équations de turbulence (section 2.4.4). Pour cela, nous avons ajouté de la turbulence au niveau du disque (dans une zone élargie de 0,25D de part et d'autre). Deux méthodes ont été testées. La première a consisté à augmenter l'intensité turbulente de 6 % en utilisant la relation introduite dans Nguyen *et al.* (2016) :

$$S_k = \rho \Delta k \frac{U_d}{e} \quad (3.29)$$

où S_k correspond au terme source de l'énergie cinétique turbulente, U_d est la vitesse locale, e est l'épaisseur du disque et ρ est la masse volumique du fluide. Δk est l'énergie cinétique turbulente ajoutée dans la zone du disque ($\Delta k = \frac{3}{2} (\Delta I U_d)^2$). La seconde méthode a consisté à utiliser les équations (2.32 et 2.33) d'El Kasmi et Masson (2008) qui ont été ré-visitées par Réthoré *et al.* (2009) et à utiliser les paramètres du modèle $k - \varepsilon$: $\beta_p = 0,05$, $\beta_d = 1,5$, $C_{\varepsilon 4} = 0,3$ et $C_{\varepsilon 5} = 0,08$.

3.5.2 Validation du modèle dans le sillage

Les figures 3.21a et 3.21b comparent les données expérimentales avec les résultats du disque d'action de référence (sans ajout de turbulence) en rouge, les résultats obtenus avec un terme source de turbulence : courbe en pointillées marron pour le modèle de Réthoré *et al.* (2009) et courbe en pointillées noir pour le modèle de Nguyen *et al.* (2016). Nous constatons que l'ajout du terme source agit différemment sur le disque. Aucun modèle ne prédit correctement la turbulence sur le pourtour du disque. Les écarts existants entre les mesures et les différents modèles sont récapitulés dans le tableau 3.3. Deux indicateurs sont utilisés pour évaluer les qualités des modèles : l'erreur moyenne absolue

"MAPE" (Eq. 3.31) et l'erreur quadratique moyenne "RMSE" (Eq. 3.30):

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} (\text{num}_i - \text{mes}_i)^2} \quad (3.30)$$

$$MAPE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \left(\frac{|\text{num}_i - \text{mes}_i|}{\text{mes}_i} \right) \quad (3.31)$$

où N est le nombre de données dans la série discrétisée, mes_i et num_i représentent les deux ensembles de valeurs mesurées et simulées.

En effet, le modèle de Réthoré *et al.* (2009) se rapproche de l'intensité turbulente mais sous-estime le déficit alors que le modèle de Nguyen *et al.* (2016) permet d'atteindre un bon compromis pour les deux grandeurs physiques ciblées. A titre d'exemple, il existe un écart de 23,8 % sur l'intensité turbulente et de 11,3 % sur la vitesse pour le modèle de Nguyen *et al.* (2016) alors que l'écart sur la vitesse et sur l'intensité turbulente vaut respectivement 39,2 % et 21,7 % pour le modèle de Réthoré *et al.* (2009). Les figures 3.22 et 3.23 illustrent également la distribution de déficit de vitesse et de l'intensité turbulente. Le modèle de Réthoré *et al.* (2009) sous-estime le déficit de vitesse mais se rapproche de la turbulence expérimentale au niveau de l'axe dans le sillage proche. Les deux modèles (Nguyen *et al.*, 2016; Réthoré *et al.*, 2009) améliorent légèrement l'intensité turbulente dans le sillage proche. En revanche, le peu de turbulence générée au niveau de l'axe se retrouve vite dissipé. Quand nous nous approchons des bons niveaux de turbulence, les prédictions de vitesse sont mauvaises (rétablissement trop rapide).

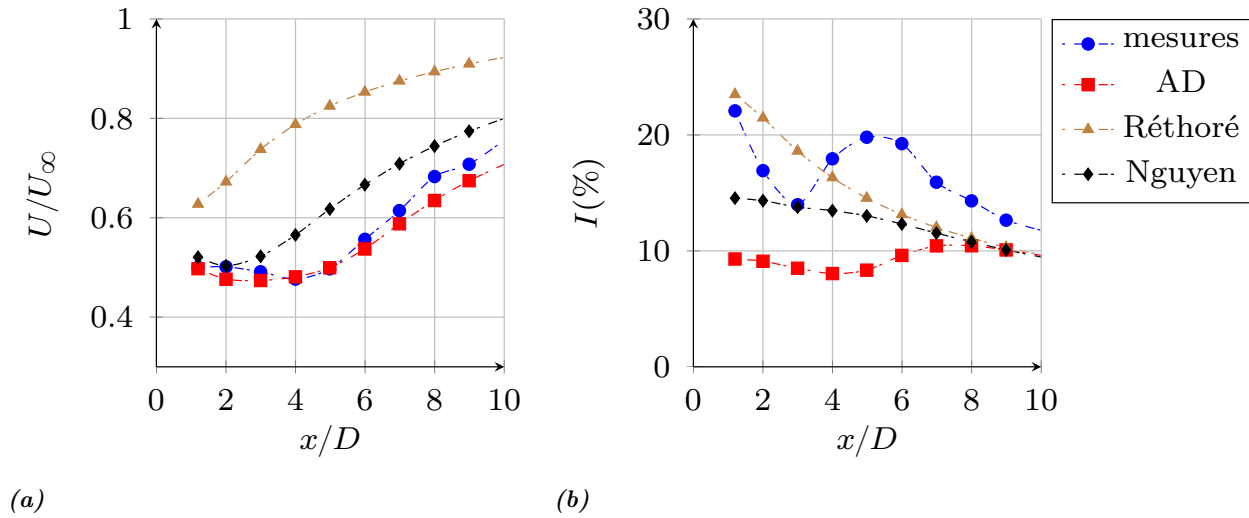


Figure 3.21: Comparaison des données expérimentales (courbe en pointillés bleu) aux résultats du modèle modifié de Nguyen et al. (2016) (courbe en pointillés noire) et les résultats du modèle d’Réthoré et al. (2009) (courbe en pointillés marron). Les résultats du disque d’action sans ajout de turbulence sont représentés par les courbes en pointillés rouge.

Modèles		MAPE (%)	$RMSE[m/s]$
AD	IT	40,66	7,12
	U/U_∞	3,66	0,02
Nguyen et al. (2016)	IT	23,81	4,13
	U/U_∞	11,27	0,06
Réthoré et al. (2009)	IT	21,72	3,84
	U/U_∞	39,25	0,24

Tableau 3.3: Indicateurs d’erreur moyennés sur la direction longitudinale.

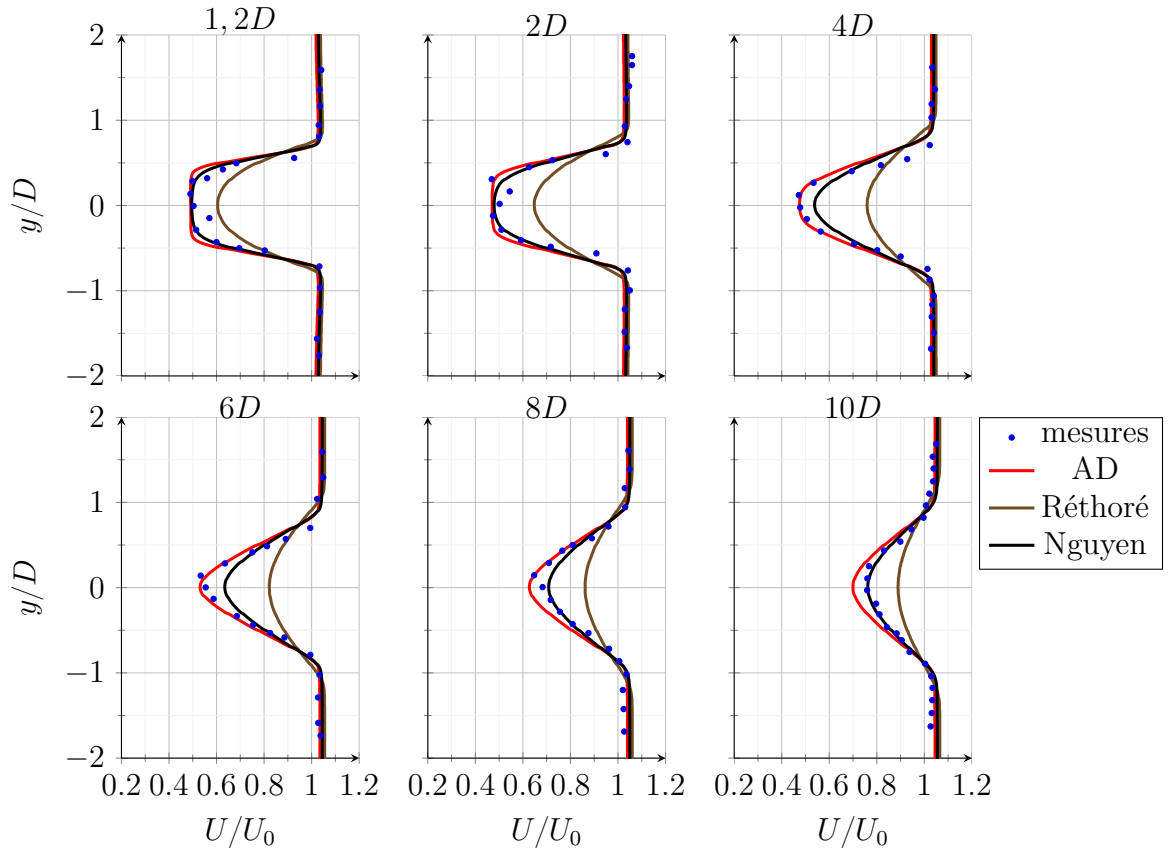


Figure 3.22: Profils de déficit de vitesse (U/U_0) à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.

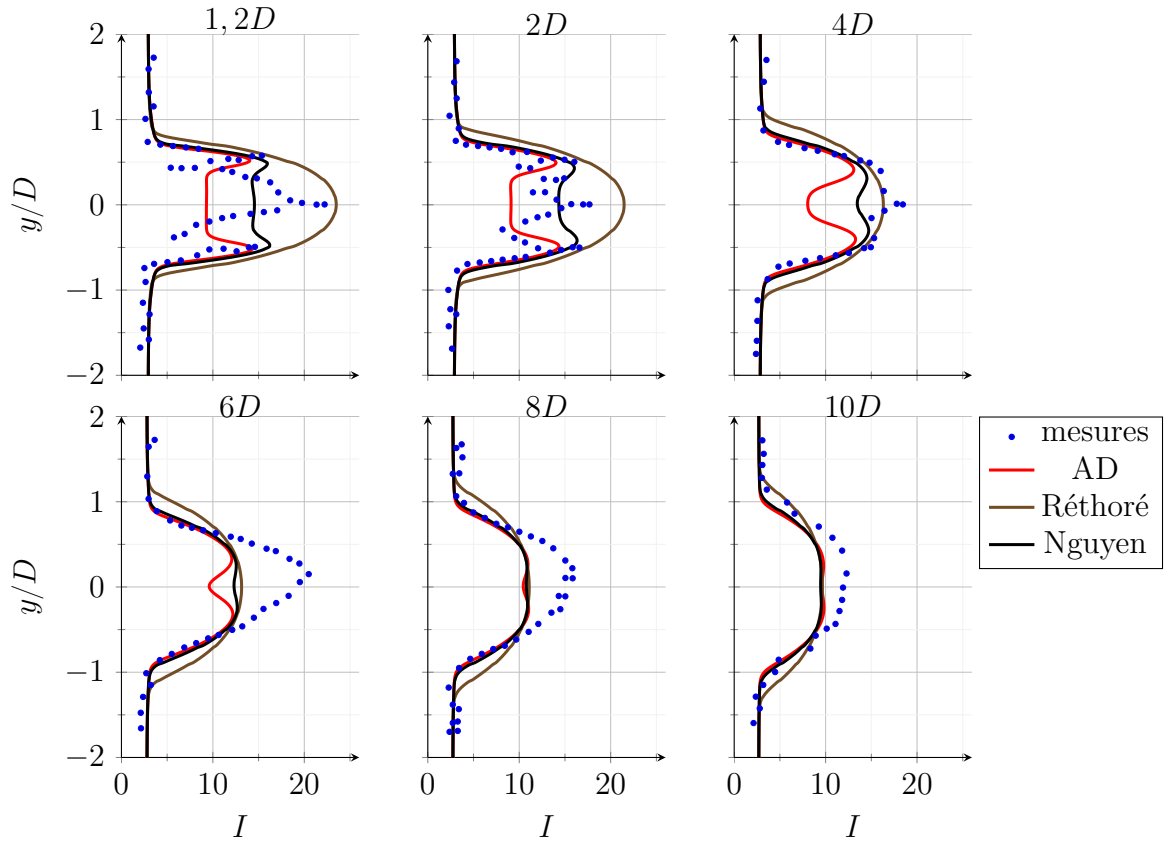


Figure 3.23: Profils d'intensité turbulente à différentes positions à l'aval de la turbine ($I=3\%$). Ces positions (1.2 à 10 D) sont indiquées dans le titre de chaque figure.

3.6 Synthèse

Dans ce troisième chapitre, une première étude consistait à valider le modèle de disque d'action implémenté dans Telemac3D avec des mesures effectuées sur un disque poreux (expérience de Myers et Bahaj (2010)). Le modèle est capable de prédire correctement les caractéristiques du sillage : le déficit de vitesse et l'intensité de la turbulence. L'estimation de la poussée est satisfaisante. L'écart avec l'expérience reste inférieur à 5 % quel que soit la méthode utilisée pour calculer la poussée (poussée mesurée expérimentalement directement injectée dans le disque ou poussée estimée à partir de la vitesse dans le disque et de la relation de Taylor (1958)). Une deuxième étude consistait à estimer les performances du modèle du disque d'action avec des mesures réalisées sur une maquette d'hydrolienne (Mycek *et al.*, 2014a). Concernant l'étude du sillage, malgré une légère sous-estimation de la turbulence, le modèle est assez fidèle aux mesures. L'écart avec l'expérience reste inférieur à 10 % quel que soit la méthode utilisée pour calculer la poussée. Deux méthodes ont été testées pour calculer le terme source représentant l'effet de la turbine. Les deux méthodes de calcul de la poussée (méthodes 1 et 3) donnent des résultats différents (ce qui n'était pas le cas pour le disque poreux). Nous pensons que la méthode utilisant la vitesse locale (**méthode 3**) n'est pas applicable sur ce cas car les effets de blocage ne peuvent pas être négligés (4,8 % contre 2 % dans le cas du disque poreux). A l'issue de ces simulations, nous avons tenté d'améliorer le disque d'action implémenté dans Telemac3D. La première piste d'amélioration, abordée dans la section 3.4 portait sur l'implémentation d'une formulation des efforts (axiaux et tangentiels) basée sur la méthode BE (alors que les efforts sont purement axiaux dans le disque d'action).

En plus de fournir une description plus fine des efforts le long des pales, la méthode BE permet d'évaluer la poussée et la puissance pour différents paramètres d'avance. En comparant les résultats du modèle du disque d'action à ceux du modèle BE en termes de performances, l'écart entre le coefficient de poussée expérimental et le modèle BE est environ 2,5 % pour un $TSR = 3,67$. En revanche, pour le cas du modèle du disque d'action, le coefficient de poussée déterminé à partir de la force calculée dans la section 3.3.3.3 (93,4 N) vaut 0,76, ce qui implique un écart de 6 % avec la référence expérimentale. Nous pouvons conclure qu'en termes de performances, les deux modèles donnent de bonnes prédictions et que la méthode BE fournit un coefficient de poussée très proche de l'expérimental. En revanche, il faut noter que l'écart entre le coefficient

de puissance expérimental et le modèle BE est d'environ 26 %. Donc, nous avons tenté de corriger la perte de portance qui résulte des tourbillons générés en bouts de pales en utilisant la correction proposée par Prandtl (Glauert, 1930). Nous avons obtenu une réduction de l'écart qui vaut 14 %. Il existe également d'autres corrections liées à cette perte qui pourraient être envisagées (Branlard et Gaunaa, 2014; Shen *et al.*, 2005). En outre, d'autres travaux (Masters *et al.*, 2011; Moriarty et Hansen, 2005) ont proposé de corriger la vitesse induite résultant de l'apparition de tourbillons générés par le moyeu du rotor. Ces corrections peuvent être aussi envisagées. En revanche, en termes de sillages, les deux modèles BE et AD donnent des bonnes prédictions de vitesses et d'intensité turbulente et l'écart est faible. Dans le chapitre suivant, c'est la méthode du disque d'action qui sera utilisée car l'apport de la méthode BE est faible (résultats très proches dans le sillage) et car l'implémentation est beaucoup plus complexe.

Enfin, une dernière application consistait à ajouter un terme source de turbulence au niveau du disque d'action pour simuler les phénomènes turbulents non reproduits par le disque d'action tels que les lâchers tourbillonnaires (qui contrôlent en grande partie le transfert d'énergie très rapide entre les grandes et les petites échelles de la turbulence lorsque le fluide traverse le disque). Deux modèles ont été comparés avec le modèle de référence (qui ne comporte pas de terme source pour la turbulence) et les données expérimentales. Avec les termes sources de turbulence, les deux modèles agissent différemment sur le disque. Le modèle de Réthoré *et al.* (2009) permet de corriger l'intensité turbulente et non le déficit de vitesse. Le modèle de Nguyen *et al.* (2016) permet d'améliorer les prédictions pour l'intensité turbulente mais les prédictions de vitesse se dégradent également. Il reste donc beaucoup de travail pour modéliser la turbulence avec un disque d'action. Il est également à noter que nous avons travaillé avec un seul taux de turbulence mais il faudra aussi tester les qualités du modèle avec un écoulement amont plus turbulent (des données existent avec un taux de turbulence de 15 %). Enfin, en plus de l'influence de conditions amont, il sera également nécessaire de vérifier que le modèle reproduit bien la turbulence quand plusieurs sillages interagissent.

Étude théorique et numérique des effets de blocage

Sommaire

4.1	Introduction	80
4.2	Généralisation du modèle analytique de Garrett et Cummins (2007)	81
4.2.1	Calcul de la poussée et de la puissance extraite par la turbine	82
4.2.2	Cas d'un écoulement non confiné	84
4.2.3	Cas d'un facteur $\frac{U_{4t}}{U_\infty}$ de 1/3	85
4.2.4	Analyse générale	87
4.3	Effets de blocage dans le Raz Blanchard	89
4.4	Comparaison entre les modèles analytiques et les modèles numériques	95
4.4.1	Objectifs	96
4.4.2	Résultats et discussion	98
4.5	Effet de la correction de blocage sur les performances d'une ferme hydrolienne	104
4.5.1	Objectifs	104
4.5.2	Résultats et discussion	110
4.6	Conclusion	116

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons abordé différentes méthodes pour modéliser numériquement l'écoulement autour d'une ou plusieurs hydroliennes. La méthode du disque d'action est bien adaptée aux échelles de temps et d'espace à considérer pour évaluer le productible d'une ferme d'hydroliennes. Notre modèle de disque d'action implémenté dans Telemac3D donne un bon accord avec les mesures effectuées sur une maquette d'hydrolienne. Ce modèle permet de reproduire un sillage et peut donc être utilisé pour estimer les pertes induites par les sillages lorsque plusieurs turbines sont déployées à proximité les unes des autres. Les interactions de sillage, en particulier les effets d'ombrage, ne sont toutefois pas les seuls processus qui agissent sur le productible d'une ferme. En effet, les hydroliennes sont déployées dans un écoulement confiné entre la surface libre et le fond marin d'une part et entre les turbines voisines d'autre part. Ce confinement modifie l'écoulement qui contourne les turbines mais également l'écoulement qui traverse les turbines. Comme les effets de blocage modifient les performances des turbines, ils doivent être intégrés lors de l'estimation du productible.

Dans ce chapitre, nous abordons les effets de blocage sous deux aspects différents. Dans un premier temps, nous utilisons une approche théorique basée sur le modèle de référence de Garrett et Cummins (2007). Le travail proposé consiste à généraliser les résultats de ce modèle à une large gamme de coefficients d'induction (dans la littérature, les résultats ne sont disponibles que pour une valeur d'induction donnée $a = 1/3$). Dans un second temps, nous abordons les effets de blocage avec une approche numérique. Pour cela, nous utilisons le modèle Telemac3D avec le disque d'action qui a été présenté au chapitre précédent. Après avoir présenté la méthode, deux applications concrètes sur le Raz Blanchard sont exposées. La première application vise à comparer les résultats de plusieurs modèles théoriques (modèles analytiques de Garrett et Cummins (2007); Nishino et Willden (2012b); Whelan *et al.* (2009)) aux résultats de Telemac3D. La deuxième application consiste à modifier l'implémentation du disque d'action de Telemac3D pour y inclure des corrections de blocage et évaluer l'influence de ces corrections à la fois sur le champ de vitesse au sein de la ferme hydrolienne (et donc sur la ressource) et sur le gain de production lié à l'augmentation du coefficient de puissance.

4.2 Généralisation du modèle analytique de Garrett et Cummins (2007)

Dans cette section, nous présentons nos travaux théoriques sur le modèle de Garrett et Cummins (2007). L'objectif est de généraliser le modèle pour qu'il soit applicable à un ensemble de configurations d'écoulement (une large gamme de rapports entre les vitesses à l'amont et à l'aval du disque) car dans la version de référence du modèle Garrett et Cummins (2007), les résultats ne sont présentés que pour des cas spécifiques.

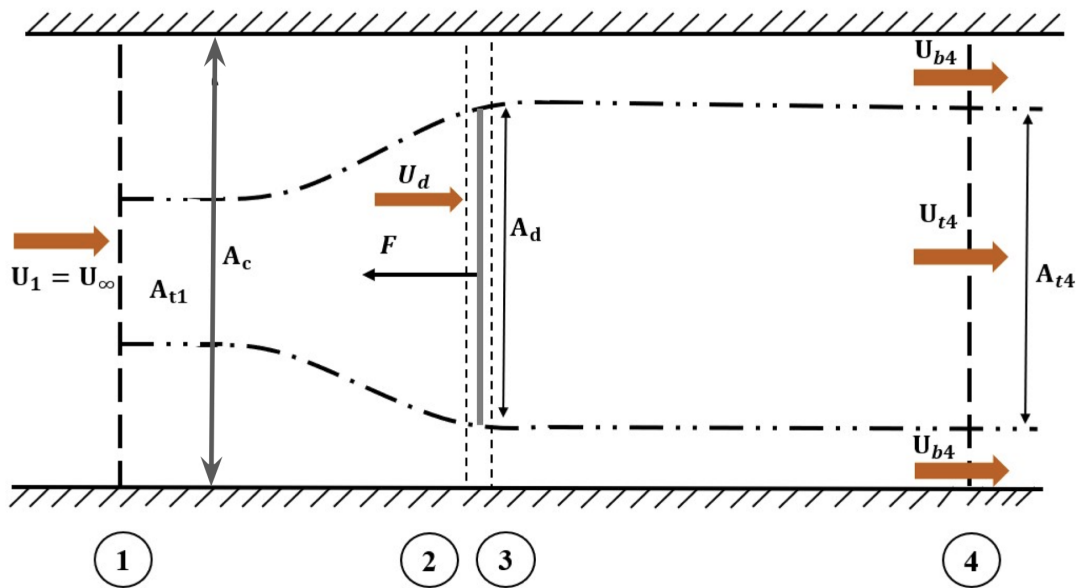


Figure 4.1: Théorie de disque d'action dans un canal. Source: Houlsby et al. (2008)

Nous utilisons les notations illustrées sur la figure 4.1 dans laquelle quatre sections sont identifiées. La section (1) est suffisamment loin en amont de la turbine pour que la pression et la vitesse puissent être considérées comme uniformes. Les sections (2) et (3) sont placées au niveau de la turbine, respectivement en amont et en aval de celle-ci. Enfin, la section (4) est placée suffisamment loin en aval de la turbine pour que la pression puisse à nouveau être considérée comme uniforme. Les variables relatives à chaque section seront identifiées par des indices appropriés: l'indice "t" est utilisé pour le fluide qui traverse la turbine et "b" pour le fluide qui la contourne. Les variables sont rassemblées dans le tableau 4.1.

Région		Section 1	Section 2	Section 3	Section 4
Turbine	Surface	A_{1t}	$A_{2t} = A_d$	$A_{3t} = A_d$	A_{4t}
	Vitesse	$U_{1t} = U_\infty$	$U_{2t} = U_d$	$U_{3t} = U_d$	U_{4t}
	Pression	$P_{1t} = P$	P_{2t}	P_{3t}	$P_{4t} = P_4$
By-pass	Surface	A_{1b}	A_{2b}	A_{3b}	A_{4b}
	Vitesse	$U_{1b} = U_\infty$	U_{2b}	U_{3b}	U_{4b}
	Pression	$P_{1b} = P$	P_{2t}	P_{3b}	P_{4b}
Total	Surface	$A_1 = A_c$			$A_4 = A_c$
	Vitesse	$U_1 = U_\infty$			
	Pression	$P_1 = P$			P_4

Tableau 4.1: Définitions des paramètres pour les différentes sections du canal

4.2.1 Calcul de la poussée et de la puissance extraite par la turbine

Redémontrons à présent les résultats du modèle de Garrett et Cummins (2007). La surface du canal est telle que:

$$A_c = A_{1b} + A_{1t} = A_{4b} + A_{4t} \quad (4.1)$$

L'équation de continuité le long du tube de courant s'écrit:

$$A_{1t}U_{1t} + A_{1b}U_{1b} = A_{4t}U_{4t} + A_{4b}U_{4b} \quad (4.2)$$

$$A_c(U_\infty - U_{4b}) = A_{4t}(U_{4t} - U_{4b}) \quad (4.3)$$

L'équation de conservation de débit pour le tube de courant et la zone de contournement s'écrit:

$$U_\infty A_{1t} = U_{4t} A_{4t} = U_d A_d \quad (4.4)$$

En appliquant la relation de Bernoulli dans le tube de courant, nous obtenons:

$$\begin{cases} P + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = P_{2t} + \frac{1}{2}\rho U_{2t}^2 \\ P_{3t} + \frac{1}{2}\rho U_{3t}^2 = P_4 + \frac{1}{2}\rho U_{4t}^2 \end{cases} \quad (4.5)$$

L'équation d'équilibre à l'intérieur du tube de courant s'écrit:

$$P_{2t} - P_{3t} = \frac{F}{A_d} \quad (4.6)$$

En combinant les équations (4.5) et (4.6), nous obtenons :

$$F = \frac{1}{2}\rho(U_{4b}^2 - U_{4t}^2)A_d \quad (4.7)$$

Appliquons la relation de Bernoulli dans la zone d'accélération du courant :

$$\begin{cases} P + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = P_{2b} + \frac{1}{2}\rho U_{2b}^2 \\ P_{3b} + \frac{1}{2}\rho U_{3b}^2 = P_4 + \frac{1}{2}\rho U_{4b}^2 \end{cases} \quad (4.8)$$

Dans la zone de contournement la différence de pression est nulle donc :

$$P_{3b} - P_{2b} = 0 \quad (4.9)$$

Les équations (4.8) et (4.9) permettent d'écrire, en considérant $U_{2b} = U_{3b}$:

$$P - P_4 = \frac{1}{2}\rho(U_{4b}^2 - U_\infty^2) \quad (4.10)$$

En appliquant l'équation d'Euler, nous obtenons :

$$Q\rho(U_{4t} - U_{1t}) + Q\rho(U_{4b} - U_{1b}) = -F - P_4 A_{4t} + P A_{1t} - P_4 A_{4b} + P A_{1b} \quad (4.11)$$

Ensuite, l'équation (4.11) devient:

$$\rho(U_{4t}^2 A_{4t} - U_\infty^2 A_{1t} + U_{4b}^2 A_{4b} - U_\infty^2 A_{1b}) = -F - P_4 A_{4t} + P A_{1t} - P_4 A_{4b} + P A_{1b} \quad (4.12)$$

En appliquant la relation de la surface du canal (Eq. 4.1), nous obtenons :

$$F = -\rho A_{4t} U_{4t}^2 - \rho U_{4b}^2 A_{4b} + \rho U_\infty^2 A_c + (P - P_4) A_c \quad (4.13)$$

L'équation (4.3) donne :

$$F = \frac{1}{2}\rho A_{4t} (U_{4b} - U_{4t})(U_{4b} + 2U_{4t} - U_\infty) \quad (4.14)$$

Les équations (4.7) et (4.14) donnent :

$$\frac{1}{2}\rho(U_{4b}^2 - U_{4t}^2)A_d = \frac{1}{2}\rho A_{4t} (U_{4b} - U_{4t})(U_{4b} + 2U_{4t} - U_\infty) \quad (4.15)$$

L'équation (4.4) devient :

$$A_d = \frac{U_{4t} A_{4t}}{U_d} \quad (4.16)$$

En combinant les équations (4.16) et (4.15), la vitesse dans le disque s'écrit:

$$U_d = \frac{(U_{4b} + U_{4t})U_{4t}}{(U_{4b} + 2U_{4t} - U_\infty)} \quad (4.17)$$

En appliquant l'équation de continuité (4.16) et l'équation (4.3) avec $\epsilon = \frac{A_d}{A_c}$, nous avons :

$$U_{4t}(U_{4b} - U_\infty) = \epsilon U_d (U_{4b} - U_{4t}) \quad (4.18)$$

En appliquant l'équation (4.17), nous obtenons :

$$\frac{U_{4t}(U_{4b} - U_{\infty})}{\epsilon(U_{4b} - U_{4t})} = \frac{U_{4t}(U_{4b} + U_{4t})}{(U_{4b} + 2U_{4t} - U_{\infty})} \quad (4.19)$$

Puis:

$$(1 - \epsilon)U_{4b}^2 - 2(U_{\infty} - U_{4t})U_{4b} + (U_{\infty}^2 - 2U_{\infty}U_{4t} + \epsilon U_{4t}^2) = 0 \quad (4.20)$$

En considérant la racine positive de l'expression polynomiale, l'équation (4.20) donne:

$$U_{4b} = \frac{U_{\infty} - U_{4t} + (\epsilon U_{\infty}^2 - 2U_{\infty}U_{4t}\epsilon + (1 - \epsilon + \epsilon^2)U_{4t}^2)^{\frac{1}{2}}}{1 - \epsilon} \quad (4.21)$$

La puissance générée par la turbine est définie par $\mathcal{P} = FU_d$.

En substituant l'équation (4.17) et l'équation (4.7), dans cette relation nous avons :

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2}\rho(U_{4b}^2 - U_{4t}^2)A_d \frac{U_{4t}(U_{4b} + U_{4t})}{(U_{4b} + 2U_{4t} - U_{\infty})} \quad (4.22)$$

Compte tenu de la définition du coefficient de puissance et du coefficient de poussée:

$$C_P = \frac{\mathcal{P}}{\frac{1}{2}\rho A_d U_{\infty}^3} \quad (4.23)$$

$$C_T = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho A_d U_{\infty}^2} \quad (4.24)$$

Nous obtenons respectivement les relations:

$$C_P = (U_{4b}^2 - U_{4t}^2) \frac{U_{4t}(U_{4b} + U_{4t})}{U_{\infty}^3 (U_{4b} + 2U_{4t} - U_{\infty})} \quad (4.25)$$

$$C_T = \frac{(U_{4b}^2 - U_{4t}^2)}{U_{\infty}^2} \quad (4.26)$$

Ainsi, nous retrouvons les équations telles qu'elles sont écrites dans Garrett et Cummins (2007). Le facteur d'induction s'écrit:

$$a = 1 - \frac{(U_{4b} + U_{4t})U_{4t}}{U_{\infty}(U_{4b} + 2U_{4t} - U_{\infty})} \quad (4.27)$$

4.2.2 Cas d'un écoulement non confiné

Afin de vérifier notre analyse, nous avons considéré le cas particulier où le taux de blocage est nul.

A partir de l'équation (4.21), nous avons:

$$\frac{U_{4b}}{U_\infty} \rightarrow 1 - \frac{U_{4t}}{U_\infty} + \frac{U_{4t}}{U_\infty} = 1 \quad (4.28)$$

A partir des équations (4.27) et (4.28), nous déduisons:

$$a = \frac{U_\infty + U_{4t}}{2} \quad (4.29)$$

Il vient alors à partir de l'équation (4.26):

$$C_T \rightarrow 1 - \left(\frac{U_{4t}}{U_\infty}\right)^2 = 4a(1-a) \quad (4.30)$$

Comme le coefficient de résistance (4.31) s'écrit :

$$K = \frac{C_T}{(1-a)^2} \quad (4.31)$$

Nous en déduisons le coefficient de résistance (4.31) qui tend vers :

$$K = \frac{4a(1-a)}{(1-a)^2} = \frac{4a}{(1-a)} \quad (4.32)$$

Le coefficient de puissance (4.51) peut également s'écrire :

$$C_P = C_T(1-a) \quad (4.33)$$

ou :

$$C_P = 4a(1-a)^2 \quad (4.34)$$

Nous retrouvons bien les résultats de la théorie de Betz.

4.2.3 Cas d'un facteur $\frac{U_{4t}}{U_\infty}$ de 1/3

Nous avons également considéré un autre cas particulier décrit dans la littérature pour vérifier notre analyse. En remplaçant U_{4t} par $\frac{1}{3}U_\infty$ dans l'équation (4.20) nous obtenons :

$$(1-\epsilon)U_{4b}^2 - 2(U_\infty - \frac{1}{3}U_\infty)U_{4b} + (U_\infty^2 - 2U_\infty\frac{1}{3}U_\infty + \epsilon(\frac{1}{3}U_\infty)^2) = 0 \quad (4.35)$$

$$(1-\epsilon)U_{4b}^2 - \frac{4}{3}U_\infty U_{4b} + \frac{1}{3}U_\infty^2(1 + \frac{1}{3}\epsilon) = 0 \quad (4.36)$$

La résolution de l'équation (4.36) donne :

$$\frac{U_{4b}}{U_\infty} = -\frac{1}{3} \frac{3 + \epsilon}{-1 + \epsilon} = \frac{1}{3} \frac{3 + \epsilon}{1 - \epsilon} \quad (4.37)$$

En combinant l'équation (4.37) et l'expression $U_{4t} = \frac{1}{3}U_\infty$, l'équation (4.17) devient :

$$\frac{U_d}{U_\infty} = \frac{\frac{1}{3} \left(\frac{3+\epsilon}{3(1-\epsilon)} + \frac{1}{3} \right)}{\left(\frac{3+\epsilon}{3(1-\epsilon)} - \frac{1}{3} \right)} = \frac{1}{3} \frac{\left(\frac{3+\epsilon}{1-\epsilon} + 1 \right)}{\left(\frac{3+\epsilon}{1-\epsilon} - 1 \right)} \quad (4.38)$$

Par conséquent, l'équation (4.38) devient :

$$\frac{U_d}{U_\infty} = \frac{2}{3(1 + \epsilon)} \quad (4.39)$$

En utilisant l'équation (4.37) et l'expression $U_{4t} = \frac{1}{3}U_\infty$, le coefficient de poussée s'écrit :

$$C_T = \frac{(3 + \epsilon)^2}{9(1 - \epsilon)^2} - \frac{1}{9} = \frac{1}{9(1 - \epsilon)^2} ((3 + \epsilon)^2 - 1(1 - \epsilon)^2) \quad (4.40)$$

En simplifiant, l'équation (4.40) devient :

$$C_T = \frac{8(1 + \epsilon)}{9(1 - \epsilon)^2} \quad (4.41)$$

En combinant les équations (4.49) et (4.39), nous obtenons:

$$a = \frac{(1 + 3\epsilon)}{3(1 + \epsilon)} \quad (4.42)$$

L'expression (4.39) et (4.41) impliquent :

$$C_p = \frac{16}{27(1 - \epsilon)^2} \quad (4.43)$$

A partir de (4.39) et (4.41), le coefficient de résistance devient :

$$K = \frac{2(1 + \epsilon)^3}{(1 - \epsilon)^2} \quad (4.44)$$

Nous obtenons les mêmes résultats que Garrett et Cummins (2007), Draper (2011), Houlsby *et al.* (2008) et Whelan *et al.* (2009).

4.2.4 Analyse générale

Il s'agit à présent de résoudre l'équation polynomiale 4.21. Cette équation est valable pour tout taux de blocage ϵ et pour tout facteur $\frac{U_{4t}}{U_\infty}$. Pourtant, Garrett et Cummins (2007) n'ont donné les résultats que dans des cas particuliers ($\epsilon = 0$, $\frac{U_{4t}}{U_\infty} = \frac{1}{3}$). Donc, après avoir (re)démontré les équations, voyons à présent comment généraliser les résultats pour différents rapports de vitesse entre l'amont et l'aval de la turbine. La méthode retenue est inspirée de celle de Whelan *et al.* (2009) et Houlby *et al.* (2008). Elle consiste à réécrire les équations en fonction de la variable b définie par :

$$b = \frac{U_{4t}}{U_\infty} \quad (4.45)$$

La raison pour laquelle ce facteur a été choisi est qu'il est indépendant du taux de blocage, contrairement au facteur d'induction. En effet, les figures 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5 montrent bien que le maximum des coefficients de poussée, de puissance et de résistance est atteint pour une valeur de $b = 1/3$ peu importe le taux de blocage utilisé. L'équation 4.21 exprimée en fonction de b et de ϵ s'écrit :

$$\frac{U_{4b}}{U_\infty} = \left(1 - b + (\epsilon(1 - 2b) + (1 - \epsilon + \epsilon^2)b^2)^{\frac{1}{2}}\right) * \frac{1}{1 - \epsilon} = f(b, \epsilon) \quad (4.46)$$

La résolution de ce polynôme permet d'obtenir, le rapport entre les vitesses à l'aval et à l'amont de la turbine. Dans la suite, les expressions de C_P , C_T , a et de K seront données en fonction de ce facteur et du taux de blocage ϵ . Ainsi, l'équation (4.17) exprimée en fonction de b et de ϵ , devient :

$$U_d = \frac{(f(b, \epsilon)U_\infty + bU_\infty)bU_\infty}{(f(b, \epsilon)U_\infty + 2bU_\infty - U_\infty)} = U_\infty \frac{(f(b, \epsilon) + b)b}{(f(b, \epsilon) + 2b - 1)} \quad (4.47)$$

En l'exprimant en fonction de b et de ϵ , l'équation (4.26) donne :

$$C_T = (f(b, \epsilon))^2 - b^2 \quad (4.48)$$

Nous allons également exprimer le facteur d'induction en fonction du facteur b et du taux de blocage ϵ , ce qui donne :

$$\frac{U_d}{U_\infty} = 1 - a = \frac{(f(b, \epsilon) + b)b}{(f(b, \epsilon) + 2b - 1)} \quad (4.49)$$

A partir de l'équation (4.49), nous obtenons :

$$a = 1 - \frac{(f(b, \epsilon) + b)b}{(f(b, \epsilon) + 2b - 1)} \quad (4.50)$$

Ainsi, à partir de l'équation (4.25), nous obtenons :

$$C_P = ((f(b, \epsilon))^2 - b^2) \frac{b(f(b, \epsilon) + b)}{f(b, \epsilon) + 2b - 1} \quad (4.51)$$

La force de poussée peut également s'écrire :

$$F = \frac{1}{2} \rho K U_d^2 \quad (4.52)$$

En réarrangeant l'équation (4.52) et en combinant l'équation (4.7), l'équation 4.46 et l'équation (4.47), nous obtenons :

$$K = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho U_d^2} = \frac{C_T}{U_d^2} \quad (4.53)$$

Par conséquent, l'équation (4.53) devient :

$$K = (f(b, \epsilon))^2 - b^2 \times \frac{(f(b, \epsilon) + 2b - 1)^2}{(f(b, \epsilon) + b)^2 b^2} \quad (4.54)$$

Nous pouvons à présent illustrer graphiquement la variation des coefficients de poussée, de puissance et du facteur d'induction en fonction du taux de blocage et de la variable b . Les figures 4.2, 4.3 et 4.4 représentent respectivement le facteur d'induction, le coefficient de poussée et le coefficient de résistance. Ces courbes dépendent du taux de blocage ϵ et du facteur b . En normalisant le facteur d'induction, les coefficients de poussée, de puissance et de résistance, nous avons observé que pour chaque variable la valeur maximale est atteinte lorsque le facteur b est égal à $\frac{1}{3}$.

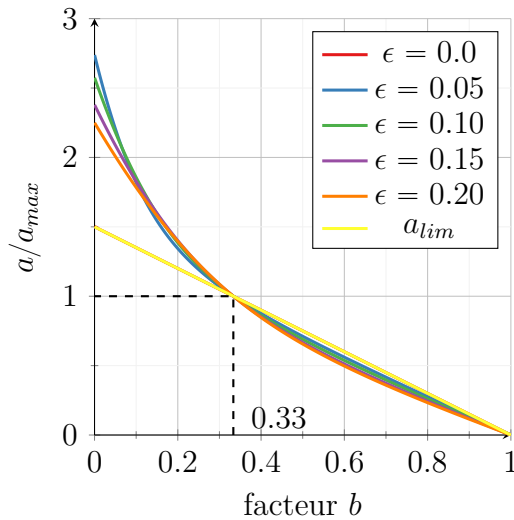


Figure 4.2: Facteur d'induction a en fonction du facteur b

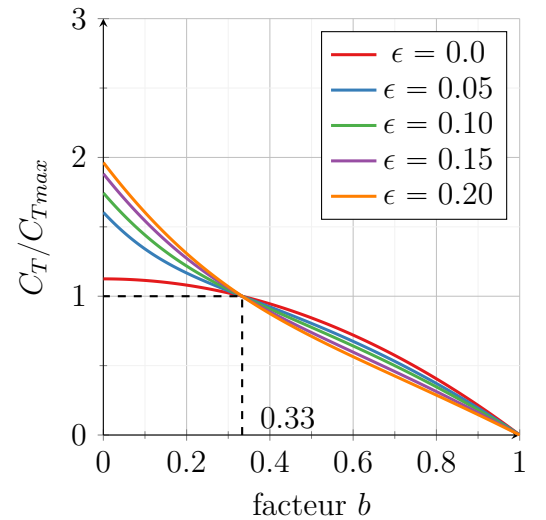


Figure 4.3: Coefficient de poussée C_T en fonction du facteur b

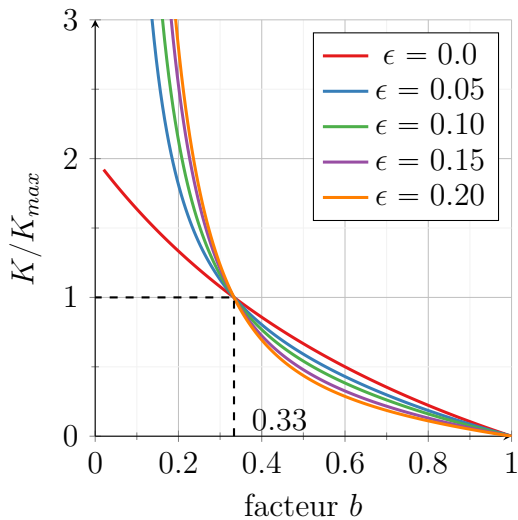


Figure 4.4: Coefficient de résistance K en fonction du facteur b

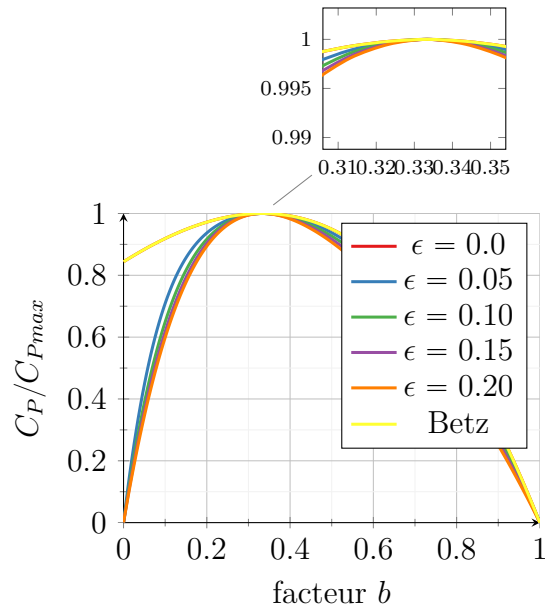


Figure 4.5: Coefficient de puissance normalisé en fonction de b avec "zoom" sur les valeurs maximales

4.3 Effets de blocage dans le Raz Blanchard

Le Raz Blanchard (décrit dans le premier chapitre) est retenu comme site d'étude pour les deux applications qui seront présentées dans la suite du manuscrit (sections 4.4 et 4.5).

Les deux applications reposent sur une configuration de Telemac3D incluant des disques d'action. Nous avons réutilisé la configuration implémentée par Thiébot *et al.* (2020b). Rappelons quelques éléments caractéristiques de cette configuration. Le domaine de calcul couvre la Manche (Fig. 4.7), ceci afin de simuler la propagation de la marée à l'échelle régionale et d'obtenir des prédictions de courant fiables dans le Raz Blanchard. Les conditions aux limites (vitesses et hauteurs d'eau) sont fournies par la base de données de composantes harmoniques TPXO European Shelf 2008 (Egbert *et al.*, 2010) qui utilise 11 constituants (M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1, M4, MS4, MN4). La densité du maillage a été imposée en utilisant quatre zones avec des tailles de cellules décroissantes : (i) 10 km-500 m dans la zone n°1, (ii) 500 m-200 m dans la zone n°2, (iii) 200 m-100 m dans la zone n°3 et (iv) 100 m (taille de cellule uniforme) dans la zone n°4 (Fig. 4.7 a).

La bathymétrie utilisée provient d'un Modèle Numérique de Terrain (MNT) fourni par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine) (SHOM, 2015) avec une résolution spatiale de 111 m. Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ est utilisé.

Pour calibrer le modèle, Thiébot *et al.* (2020b) ont réalisé une étude de sensibilité comparable à celle de Guillou et Thiébot (2016). Elle a consisté à utiliser quatre types de fond marin avec des rugosités différentes. La répartition spatiale de ces types de fond est issue de la carte sédimentologique avec les données fournis par le SHOM (Thiébot *et al.*, 2020b). Pour (1) les sables et (2) les graviers, la rugosité a été fixée à 0,4 et 3 mm, respectivement. Ces valeurs viennent des travaux expérimentaux de Soulsby (1983). Pour (3) les galets et les affleurements rocheux et (4) les fonds rocheux (très présents dans le Raz Blanchard), différentes valeurs de rugosité de fond ont été testées afin de trouver celles qui offraient le meilleur ajustement entre les prédictions du modèle et les mesures de norme de vitesses effectuées par ADCP (Accoustic Doppler Current Profiler). Le meilleur accord a été obtenu avec une rugosité de 10 mm pour les galets et les affleurements rocheux et 20 mm pour les rochers. Ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues par Guillou et Thiébot (2016) pour leur étude dans le passage du Fromveur.

Le modèle régional de Thiébot *et al.* (2020b) a été validé avec des mesures acquises par cinq ADCP déployés autour de l'île d'Aurigny (Fig. 4.7). La période de validation s'étendait du 6 Août 2014 au 12 Août 2014. La validation reposait sur (1) les vitesses (norme et direction) moyennées sur la verticale, (2) les vitesses extraites à différents niveaux dans la colonne d'eau (à 5, 10, 15, 20 et 30 m au dessus du fond marin, 15 m étant la hauteur du rotor) et (3) la densité de puissance ($0.5 \rho U_\infty^3$ où U_∞ est la norme de la composante horizontale de la vitesse). Plusieurs indicateurs ont été utilisés pour évaluer la qualité des prédictions du modèle par rapport aux observations: l'erreur quadratique moyenne $RMSE$ (fournit une indication dimensionnelle de l'écart entre le modèle et la mesure), le biais B (traduit le décalage systématique entre deux grandeurs), le biais relatif RB et l'indice d'accord IA (est un coefficient de détermination compris entre 0 et

1 où 1 traduit l'accord parfait entre les prédictions et les mesures):

$$\begin{aligned}
 RMSE &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} (\text{mod}_i - \text{mes}_i)^2} \\
 B &= \overline{\text{mod}} - \overline{\text{mes}} \\
 RB &= 100 \frac{B}{\overline{\text{mes}}} \\
 IA &= 1 - \frac{\sum_{i=1}^{i=N} (\text{mod}_i - \text{mes}_i)^2}{\sum_{i=1}^{i=N} (|\text{mod}_i - \overline{\text{mes}}| + |\text{mes}_i - \overline{\text{mes}}|)^2}
 \end{aligned} \tag{4.55}$$

où N est le nombre de données dans la série discrétisée, mes_i et mod_i représentent les deux ensembles de valeurs mesurées et simulées et \bar{x} est la valeur moyennée de la variable x .

Thiébot *et al.* (2020b) ont trouvé un bon accord global entre les observations et les prédictions du modèle, que ce soit en termes d'amplitude ou de direction des courants (Fig. 4.6). Au niveau d'un des ADCP (2,103°W ; 49,705°N), qui sera le centre de la ferme hydrolienne choisie pour les deux applications, les indicateurs de performances sont très bons comme cela est récapitulé dans les tableaux 4.2 et 4.3 et la figure 4.6.

RMSE norme [m/s]	RB norme (%)	RMSE dens. puiss. [kW/m ²]	RB dens. puiss. (%)
0,17	1	1,58	2

Tableau 4.2: Indicateurs d'erreur au centre de la ferme hydrolienne, à 15 m au-dessus du fond marin.

RMSE norme [m/s]	RB norme [%]	IA norme. []	RMSE dir. [°]	B dir. [°]
0,17	0	0,990	22	2

Tableau 4.3: Indicateurs d'erreur au centre de la ferme hydrolienne, vitesses moyennées sur la verticale

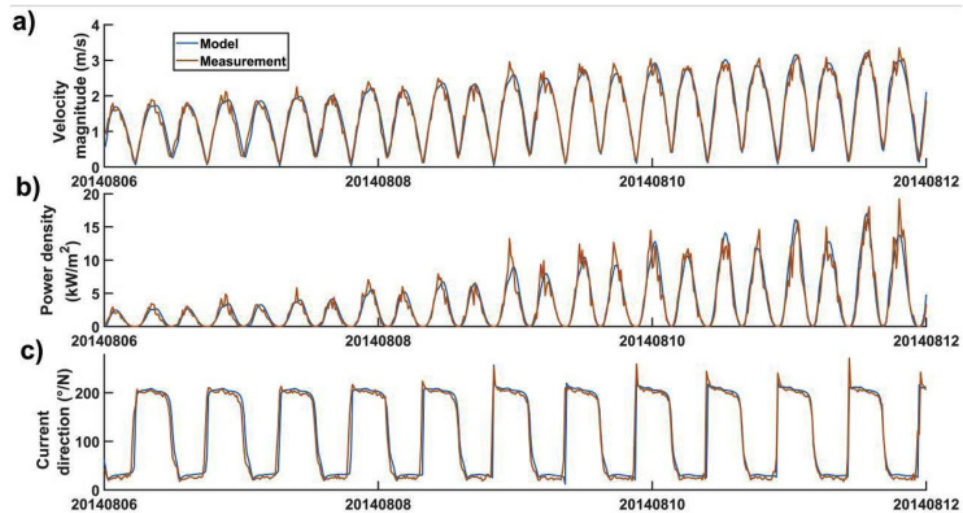


Figure 4.6: Séries temporelles de (a) l'amplitude du courant horizontal, (b) la densité de puissance et (c) la direction du courant à la hauteur du moyeu. Les données ont été extraites à l'emplacement de l'ADCP n°5. Source:Thiébot et al. (2020b)

Au niveau de la ferme hydrolienne, qui est centrée autour de l'ADCP n°5 sur la figure 4.7b), le maillage a encore été raffiné pour atteindre 1 m (car c'est la taille de maille nécessaire pour atteindre la convergence avec le disque d'action). Ainsi, le maillage horizontal contient 240 807 éléments et le domaine est discrétisé verticalement à l'aide de 40 plans horizontaux équidistants (ce qui correspond également à une résolution métrique le long de la verticale). Le maillage 3D contient donc 9 632 289 éléments. Le pas du temps du modèle est fixé à 0,3 s. Le calcul est parallélisé sur 700 processeurs (25 groupes de 28 coeurs travaillant à 2.4 GHz avec 128 Go de RAM DDR4). Ainsi, le temps simulé est équivalent au temps de calcul : il faut 24h de temps CPU pour simuler une journée.

Pour être cohérent avec Thiébot *et al.* (2020b), le diamètre de la turbine est fixé à 14 m. La période choisie correspond à une marée de vive-eau moyenne qui s'est produite le 9 août 2014. L'évolution temporelle des vitesses et de l'élévation de la surface libre extraites du modèle Telemac3D au centre de la ferme, pour une simulation sans hydroliennes, est présentée sur la figure 4.8. Cette figure montre qu'à l'emplacement considéré dans le Raz Blanchard, les vitesses sont maximales à marée basse et à marée haute (onde progressive). La distribution spatiale des vitesses, pour une simulation sans hydroliennes, pendant (a) le pic de jusant et (b) le pic de flot est illustrée sur la figure 4.9. Les caractéristiques de l'écoulement au pic de jusant et de flot sont résumées dans le tableau 4.4. Le pic de flot se caractérise par des courants orientés vers le Nord-Est et l'amplitude maximale du courant est atteinte à 2,76 m/s au centre de la ferme. Le pic de jusant se caractérise par

des courants orientés vers le Sud-Ouest et l'amplitude maximale du courant atteint 3,02 m/s. Il existe un désalignement très faible entre les courants de jusant et de flot.

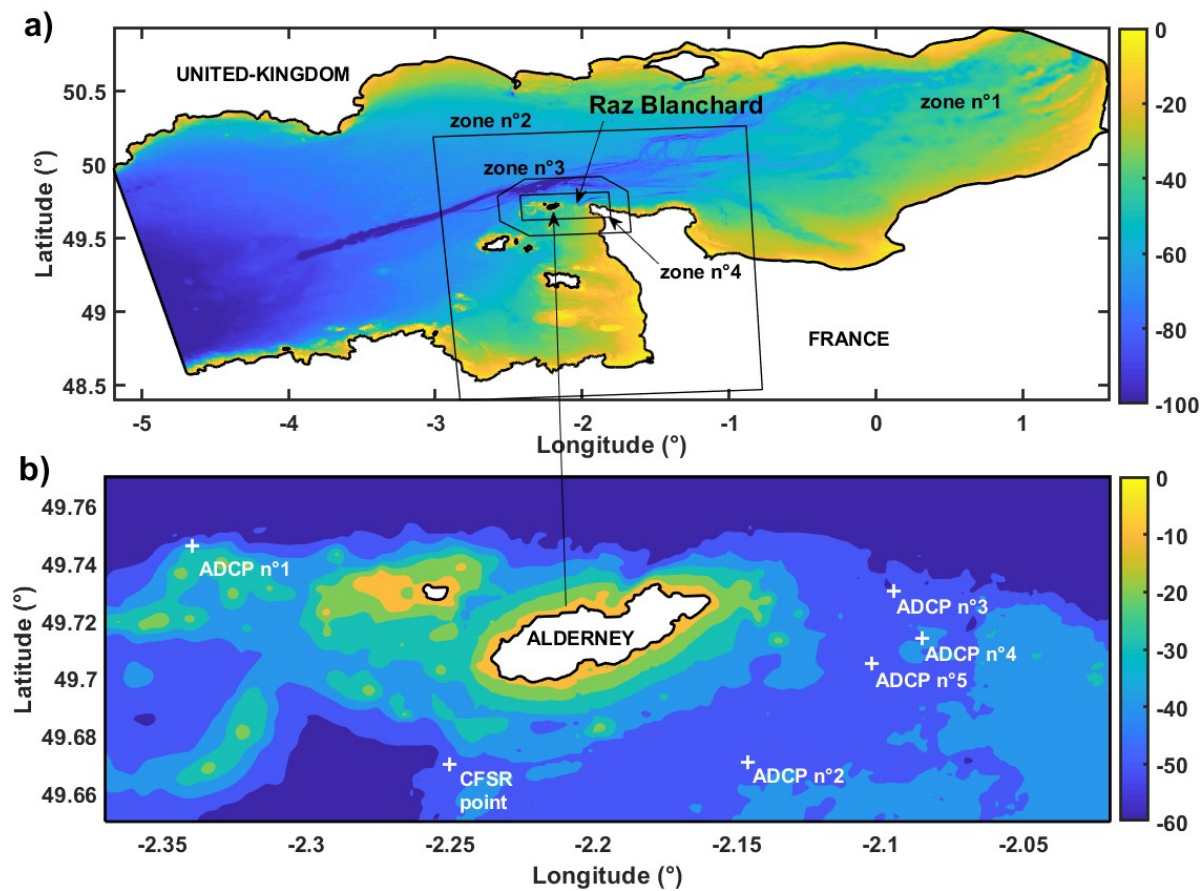


Figure 4.7: a) Domaine de calcul et bathymétrie. b) L'ADCP n°5 correspond au centre de la ferme.
Source:Thiébot et al. (2020b)

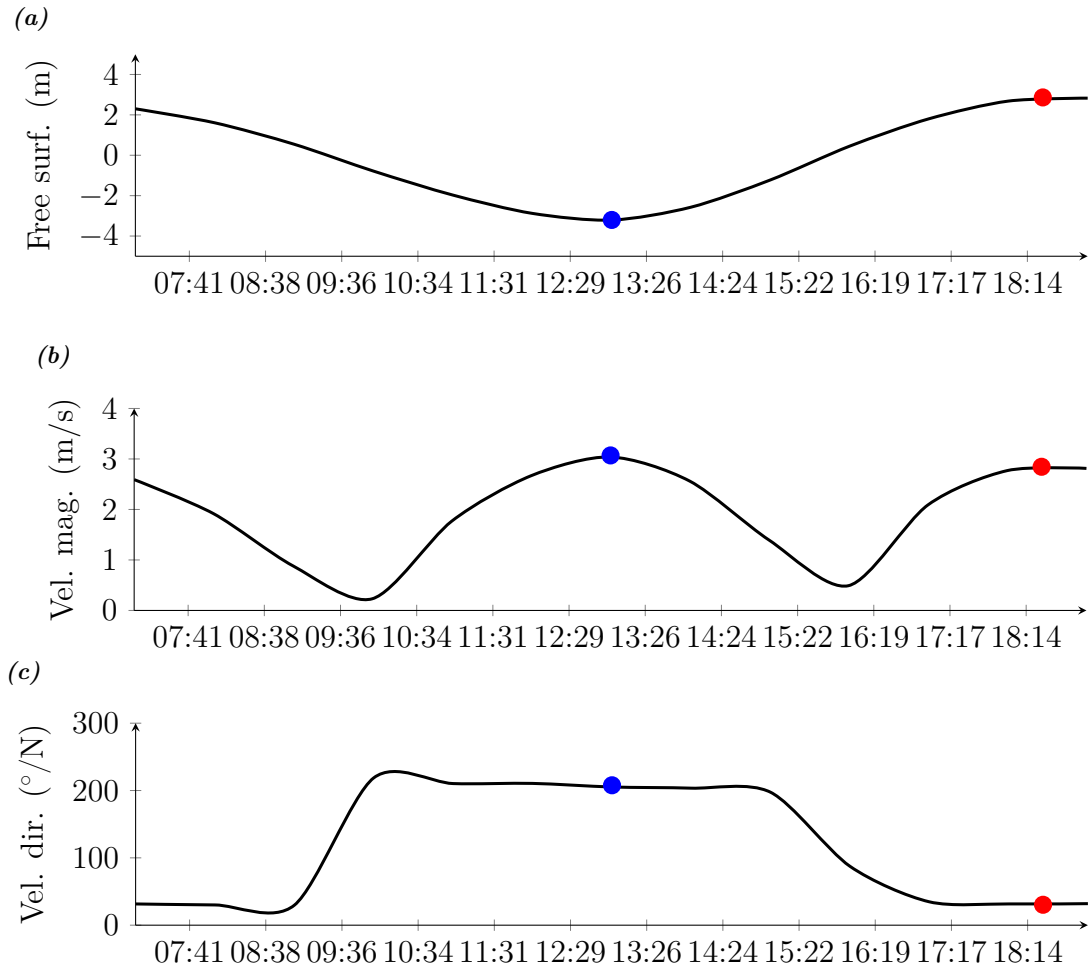


Figure 4.8: Séries temporelles (a) de l'élévation de la surface libre, (b) de la norme de la vitesse moyennée sur la verticale et (c) de la direction extraites du modèle Telemac3D (simulation sans turbine) au centre de la ferme ($2,103^{\circ}W$; $49,705^{\circ}N$).

	Pic de jusant	Pic de flot
Profondeur d'eau (m)	41,05	46,52
Norme de la vitesse (m/s)	3,02	2,76
Direction du courant ($^{\circ}$ / Nord)	206	32
Nombre de Froude (sans dimension)	0,150	0,129

Tableau 4.4: Caractéristiques de l'écoulement pendant les pics du jusant et de flot au centre de la ferme ($49.705^{\circ} N$; $2.103^{\circ} W$) sans les effets des turbines.

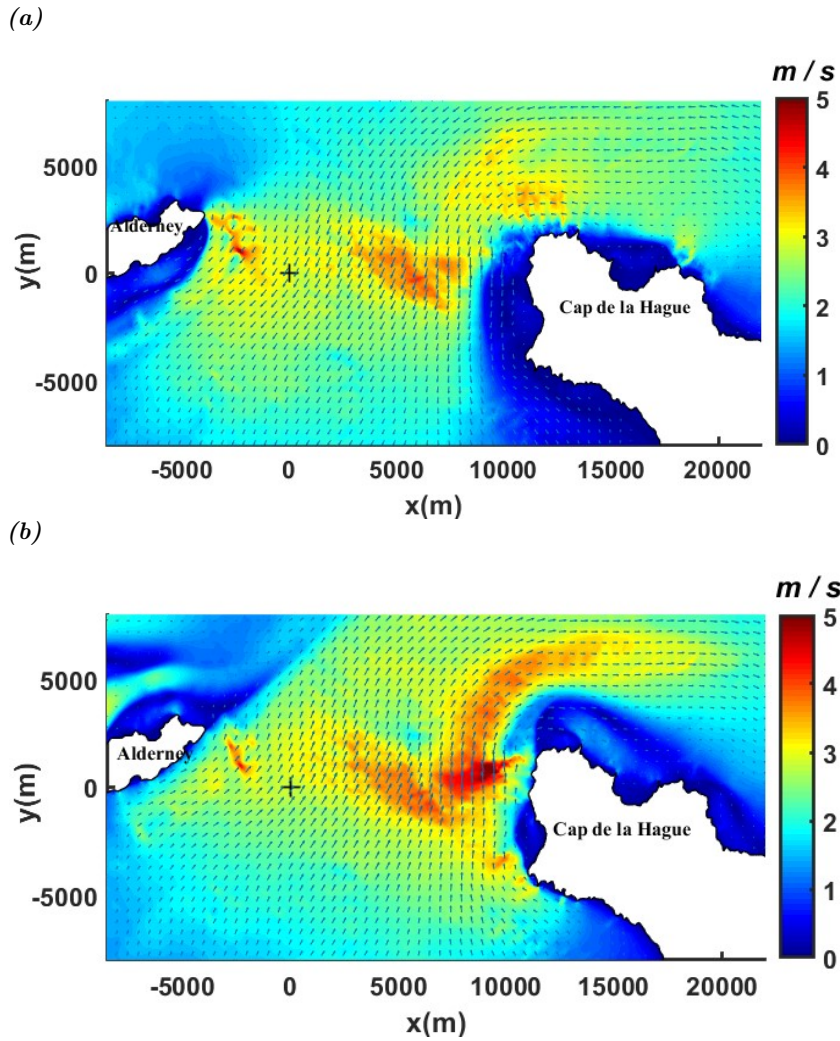


Figure 4.9: Distribution spatiale des vitesses moyennées sur la verticale (m/s) aux pics de courant de jusant (a) et de flot (b) lors d'une marée de vive-eau moyenne dans le Raz Blanchard (simulation sans hydrolienne). La croix représente le centre de la ferme hydrolienne. L'origine du repère (coordonnées en m) correspond au centre de la ferme.

4.4 Comparaison entre les modèles analytiques et les modèles numériques

Cette section présente les résultats d'un article de journal publié dans *Energies* par Thiébot et al. (2021).

4.4.1 Objectifs

Les modèles analytiques permettent d'estimer les performances des turbines pour différentes configurations de fermes et d'écoulement. Ils constituent des approches rapides et simples pour estimer l'efficacité des fermes hydroliennes et sont donc particulièrement utiles dans les étapes préliminaires des projets. Ils reposent sur des configurations simplifiées (géométrie idéalisée), une représentation schématique de la turbine (par exemple, la turbulence générée par la turbine est négligée) et une physique simplifiée (écoulements non visqueux). Les modèles numériques permettent d'étudier des configurations plus réalistes (conditions d'écoulement variables en temps et en espace) et possèdent une physique plus complexe (prise en compte des interactions entre les sillages par exemple). Dans la présente application, nous comparons les prédictions de plusieurs modèles analytiques avec les résultats d'une simulation avec Telemac3D dans laquelle les hydroliennes sont représentées par des AD. La comparaison porte sur une rangée d'hydrolienne déployée dans le Raz Blanchard. Les objectifs sont (1) de fournir des estimations des performances des hydroliennes (en termes de coefficients de puissance et de poussée) et (2) de comparer les approches analytiques et numériques.

4.4.1.1 Scénarios de déploiement d'hydroliennes

Pour cette application, nous avons considéré une seule rangée de turbines orientées perpendiculairement au courant prédominant (Figs. 4.10 b et 4.10 c). La longueur de la rangée est de $15D$ (distance entre l'axe des turbines placées sur les côtés ; Fig. 4.10 b). Deux espacements latéraux entre les turbines, notés Δ , ont été testés : $1,5D$ et $3D$ (11 turbines espacées de $1,5D$ et 6 turbines espacées de $3D$ Fig. 4.10 c), ce qui conduit à des taux de blocage différents. A marée basse, les taux de blocage sont de 17,9 et 8,9 % pour les distances latérales $1,5$ et $3D$, respectivement. A marée haute, les taux de blocage sont de 15,8 et 7,9 % pour les distances latérales $1,5$ et $3D$, respectivement. Les caractéristiques de l'écoulement en pic de jusant et de flot sont synthétisées dans le tableau 4.4. Il convient de noter que le nombre de Froude, qui est un paramètre d'entrée du modèle analytique de Whelan *et al.* (2009), diffère entre le pic de jusant et le pic de flot car la profondeur de l'eau et la vitesse du courant varient entre ces deux moments de la marée (Fig. 4.8).

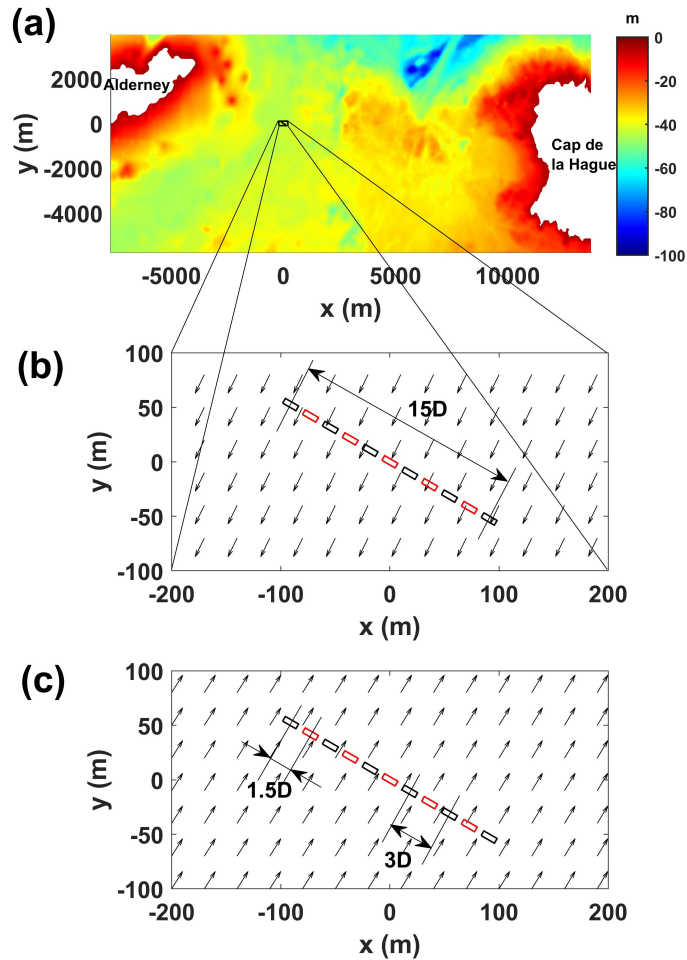


Figure 4.10: (a) Bathymétrie du site d'étude avec la localisation de la rangée de turbines. Direction moyenne du courant pendant (b) le pic de jusant et (c) le pic de flot, lors d'une marée de vive-eau moyenne. L'espacement latéral (centre à centre) est indiqué en nombre de diamètres de turbine D . Pour un espacement latéral de $1,5D$, toutes les turbines sont actives. Pour un espacement latéral de $3D$, seules les turbines représentées en noir sont actives. L'origine du système de coordonnées (en mètres) correspond au centre de la rangée de turbines ($49,705^{\circ}N$; $2,103^{\circ}W$).

4.4.1.2 Implémentation du disque d'action et estimation des performances

L'implémentation du disque d'action dans Telemac3D a été précédemment présentée dans la section 3.3.1. Avec ce type d'implémentation, la valeur du coefficient de résistance K est fixée de sorte qu'elle corresponde à une valeur de coefficient de poussée C_T . Par exemple, on négligeant les corrections de blocage, $C_T = 0,8$ (Myers et Bahaj, 2010) donne une valeur de $K = 1,52$. Dans la présente application, nous utilisons le disque d'action d'une autre manière. Plutôt que de fixer a priori C_T (ou K), nous faisons varier ce

paramètre afin de déterminer les performances des turbines pour différentes conditions de fonctionnement. Cette méthode a été proposée par Nishino et Willden (2012a). Ici, nous testons les valeurs suivantes $K (= 1, 2, \dots, 5)$ (nous faisons une simulation pour chaque valeur de K). Une fois les simulations achevées, nous établissons les relations entre les coefficients de poussée et de puissance et le facteur d'induction a avec les équations (4.56 - 4.58).

$$a = \frac{\langle U_\infty \rangle - \langle U_d \rangle}{\langle U_\infty \rangle} \quad (4.56)$$

$$C_T = K \frac{\langle U_d^2 \rangle}{\langle U_\infty^2 \rangle} \quad (4.57)$$

$$C_p = K \frac{\langle U_d^2 \rangle}{\langle U_\infty^2 \rangle} \quad (4.58)$$

où $\langle \rangle$ indique la moyenne spatiale sur le disque et U_∞ est la vitesse dans l'écoulement non perturbé (déterminée à partir d'une simulation sans turbine). En procédant ainsi, nous obtenons des résultats comparables directement aux résultats des modèles analytiques.

4.4.2 Résultats et discussion

La figure 4.11 montre l'évolution des coefficients de poussée et de puissance en fonction du facteur d'induction pour les deux configurations du réseau (espacements latéraux de 1,5 et 3D). Sur cette figure, nous présentons les résultats du modèle numérique (en noir) et des modèles analytiques de Garrett et Cummins (2007); Nishino et Willden (2012b); Whelan *et al.* (2009). Ces derniers sont notés respectivement G&C2007, W2009 et N&W2012. Ces résultats sont représentés lors des pics du jusant (en haut) et de flot (en bas).

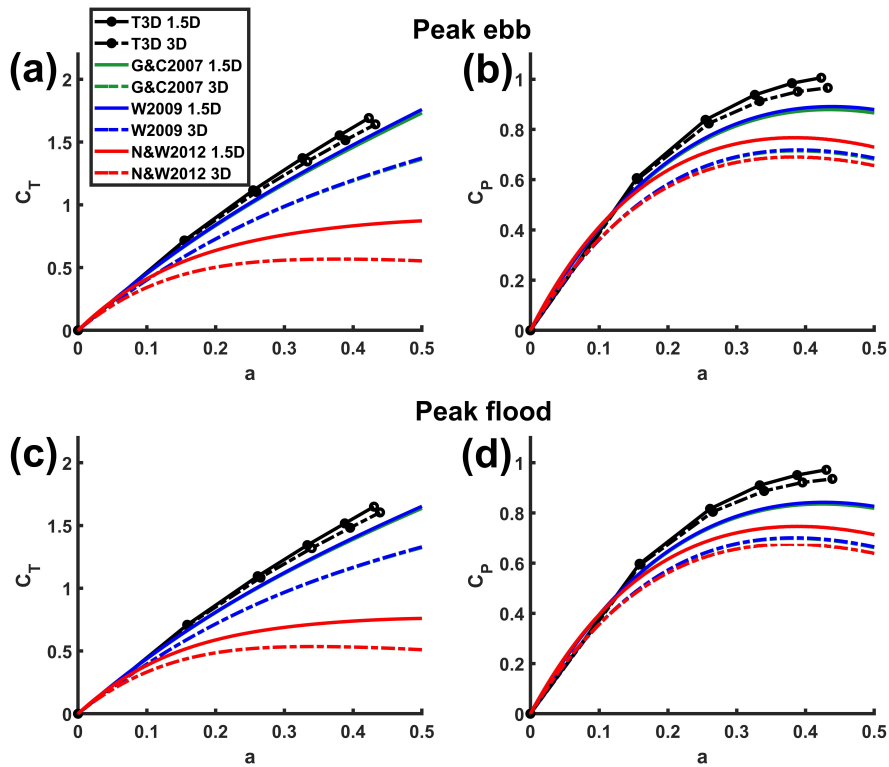


Figure 4.11: Coefficients de poussée ((a) et (c)) et de puissance ((b) et (d)) en fonction du facteur d'induction. Les estimations sont montrées au pic de jusant (en haut) et au pic de flot (en bas).

4.4.2.1 Comparaison entre les modèles analytiques

Premièrement, quel que soit le modèle retenu, les conditions du pic de jusant (marée basse) conduisent à des coefficients de poussée et de puissance plus grands que ceux obtenus au pic de flot. Les coefficients de poussée et de puissance sont respectivement 4,3 % et 1,1 % plus élevés pendant le pic de jusant (ces valeurs sont données pour $a = 1/3$ et sont moyennées sur tous les modèles). Ceci est lié à un taux de blocage plus important (tableau 4.4). En effet, dans le Raz Blanchard, le pic de jusant correspond approximativement à la marée basse (Fig. 4.8) et le taux de blocage est donc plus important (puisque la section transversale se réduit).

Deuxièmement, pour la même raison (différence de taux de blocage), nous observons également qu'un espacement latéral de 1,5D (lignes continues) donne une poussée et une puissance plus importantes qu'un espacement latéral de 3D (lignes pointillées).

Troisièmement, en ce qui concerne l'inter-comparaison des modèles analytiques, nous

pouvons voir que les prédictions de G&C2007 et W2009 sont quasi identiques, avec des valeurs légèrement supérieures prédites par W2009. La différence d'efficacité est très faible car, dans les conditions testées, les nombres de Froude sont petits (en comparaison avec la valeur de 0,22 retenue dans Whelan *et al.* (2009)). Ainsi, la prise en compte de la variation de la surface libre (par W2009 contrairement à G&C2007 qui néglige cet effet) a un effet limité sur l'efficacité de la ferme.

Quatrièmement, le modèle N&W2012 prévoit des performances inférieures à celles des deux autres modèles analytiques (-6,8 % pour le coefficient de puissance à $a = 1/3$; cette valeur est une moyenne des conditions aux pics de jusant et de flot). Cela est dû au fait que ce modèle considère l'écoulement à la fois à l'échelle de la ferme hydrolienne et à l'échelle de la turbine, alors que les modèles G&C2007 et W2009 ne considèrent que l'échelle de la turbine.

Pour expliquer plus en détail la différence entre les modèles analytiques, nous utilisons les notations de Nishino et Willden (2012b) et notons U_C la vitesse dans le canal, U_A la vitesse dans le réseau et U_D la vitesse dans les disques (Fig. 2.20). Dans les modèles G&C2007 et W2009, seule l'échelle de la turbine est prise en compte et l'effet de la ferme est négligé (c'est-à-dire que l'effet global des turbines ne modifie pas l'écoulement au niveau des hydroliennes). Ainsi, la vitesse à l'entrée du canal est similaire à la vitesse en amont du réseau (c'est-à-dire $U_C = U_A$) et les résultats de G&C2007 et W2009 sont donnés en termes de facteur d'induction local $a_L = 1 - \frac{U_D}{U_A}$ et de coefficients de puissance et de poussée locaux C_{TLocal} et C_{PLocal} . Dans N&W2012, la poussée et la puissance résultent (i) de la réduction locale de la vitesse à l'échelle de la turbine (caractérisée par un facteur d'induction à l'échelle locale a_L) mais elle intègre également (ii) la réduction de la vitesse en amont du réseau due à l'effet d'échelle du réseau (caractérisée par un facteur d'induction à l'échelle de la ferme $a_A = 1 - \frac{U_A}{U_C}$). Les relations entre les coefficients locaux (utilisés dans G&C2007 et W2009) et les coefficients globaux (utilisés dans N&W2012) sont donc 4.59 et 4.60 (Nishino et Willden, 2012b).

$$C_{T\ Global} = (1 - a_A)^2 C_{T\ Local} \quad (4.59)$$

$$C_{P\ Global} = (1 - a_A)^3 C_{P\ Local} \quad (4.60)$$

Comme a_A est plus petit que 1, les estimations d'efficacité données par N&W2012 sont plus petites que celles données par G&C2007 et W2009 ce qui explique les écarts entre les trois modèles analytiques montrés sur la figure 4.11.

4.4.2.2 Comparaison entre les modèles analytiques et numériques

Le modèle numérique prévoit une efficacité supérieure à celle des modèles analytiques (+22,1 % pour le coefficient de puissance pour $a = 1/3$; cette valeur est une moyenne des conditions aux pics de jusant et de flot). En outre, l'effet de l'espacement latéral sur la poussée et la puissance diffère entre les modèles analytique et numérique. Alors que Telemac3D prévoit un léger gain du coefficient de puissance dans le cas d'un espacement latéral réduit (+3,4 % lorsque $a = 1/3$), les modèles analytiques prévoient un gain beaucoup plus important (+18,3 %, +18,9 % et +10,5 % pour G&C2007, W2009 et N&W2012, respectivement). Ces résultats montrent que les modèles analytiques et numériques donnent des estimations d'efficacité sensiblement différentes et qu'ils sont caractérisés par des sensibilités différentes au taux de blocage. Nous pensons que les effets de mélange sont responsables d'une telle différence. En effet, alors que les modèles analytiques supposent que le mélange turbulent a lieu uniquement en aval de l'endroit où la pression s'équilibre, le modèle numérique avec AD simule de manière plus réaliste les effets de mélange (Nishino et Willden, 2012a). L'effet du mélange est visible sur les figures 4.12 et 4.13 qui montrent que plutôt que d'observer des régions distinctes avec des distributions de vitesse homogènes (comme cela est prédit par les modèles analytiques), la structure de l'écoulement est beaucoup plus complexe. En effet, dans le sillage des turbines, la distribution (verticale et horizontale) des vitesses est fortement hétérogène avec une réduction maximale de la vitesse le long de l'axe de la turbine et un déficit de vitesse qui s'élargit progressivement (tout en diminuant en amplitude) et s'étend sur une large section de l'écoulement. Ces figures montrent en outre que le comportement de l'écoulement diffère clairement en-dessous et au-dessus du dispositif, ce qui indique que l'écoulement est tridimensionnel (ce qui n'est pas non plus pris en compte dans les modèles analytiques). En effet, il y a des amplitudes de vitesse réduites près du fond marin (et un niveau élevé de turbulence, qui n'est pas montré ici) et une vitesse de courant plus élevée près de la surface libre (et un niveau plus faible de turbulence). Les figures suggèrent donc que la configuration idéalisée de l'écoulement retenue par les modèles analytiques (Fig. 2.20), où les vitesses sont supposées uniformes (dans le sillage et la zone de contournement), ne s'applique pas vraiment aux configurations d'écoulement rencontrées sur site.

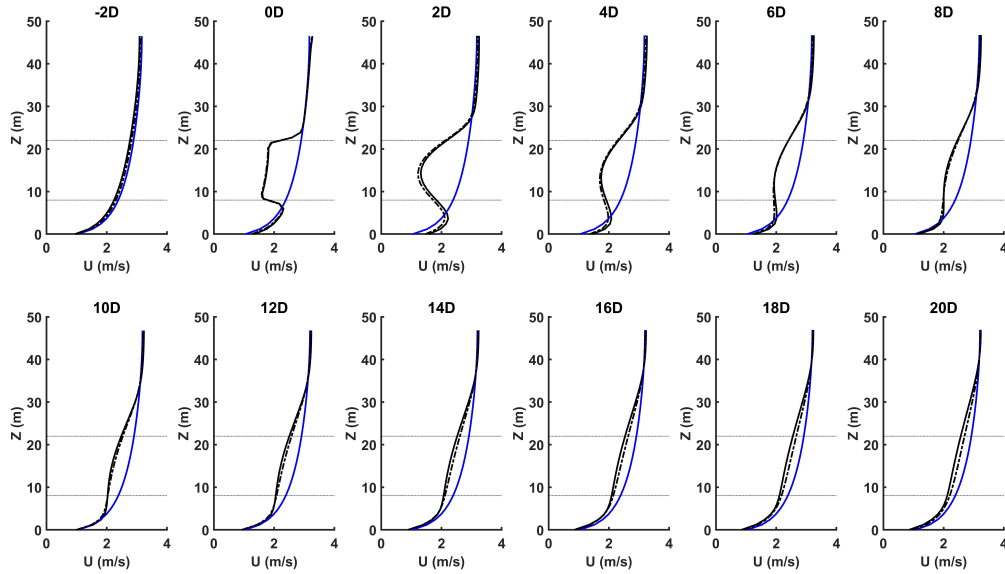


Figure 4.12: Distribution verticale de l'amplitude de la vitesse longitudinale à différentes positions à l'aval de la rangée d'hydroliennes dans la direction de l'écoulement. Les lignes bleues représentent les simulations sans turbines. Les lignes noires représentent les simulations avec turbines. Les lignes continues et pointillées correspondent à un espacement latéral de $1,5D$ et $3D$, respectivement. Les lignes horizontales indiquent le haut et le bas des turbines. Les vitesses ont été extraites, au pic de flot, de la simulation avec AD avec $K = 3$.

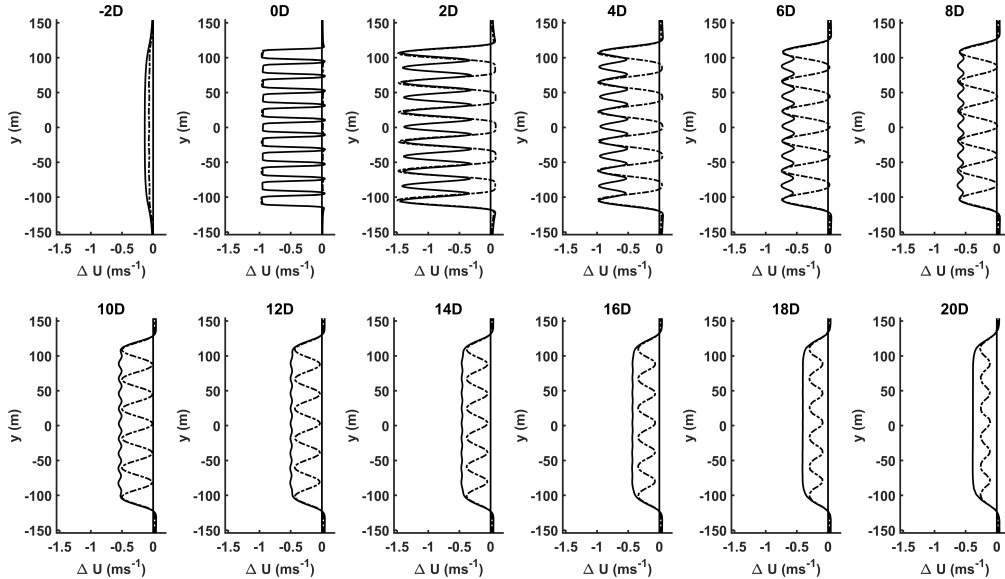


Figure 4.13: Distribution horizontale du déficit de vitesse (amplitude de la vitesse avec les turbines moins amplitude de la vitesse sans turbine) à la hauteur du rotor (15 m au-dessus du fond marin qui est quasi-horizontale et plat) à différentes distances à l'aval de la rangée d'hydroliennes. Les lignes continues et en pointillés correspondent à un espacement latéral de $1,5D$ et $3D$, respectivement. Les vitesses ont été extraites, au pic de flot, de la simulation à l'aide de $K = 3$.

Les écarts entre les modèles analytiques et numériques (Fig. 4.11) sont plus faibles pour un espacement latéral de 1,5D (courbes continues) que pour un espacement latéral de 3D (courbes en pointillés), ce qui suggère que les modèles analytiques sont plus fiables lorsque le taux de blocage est important. Pour comprendre pourquoi, nous comparons maintenant le champ d'écoulement autour des turbines pour un espacement latéral de 1,5D et 3D. Premièrement, en ce qui concerne la turbulence ajoutée par le sillage, la comparaison des lignes pointillées et continues de la figure 4.14 met en évidence un plus grand niveau d'énergie cinétique turbulente derrière la rangée lorsque l'espacement latéral est de 1,5D (parce qu'il y a plus de turbines produisant de la turbulence le long de la rangée). Il y a donc plus de mélange lorsque l'espacement latéral est de 1,5D. Comme les modèles analytiques négligent la turbulence, leurs performances devraient être moins bonnes pour $\Delta = 1,5D$ que pour $\Delta = 3D$. Comme nous obtenons le contraire, la turbulence générée par les turbines ne peut pas être responsable de la différence de performance des modèles entre $\Delta = 1,5D$ et $\Delta = 3D$. Deuxièmement, nous comparons la distribution verticale de l'amplitude du courant (Fig. 4.12). Cette comparaison (entre courbes en pointillés et traits continus) indique des différences faibles entre les deux cas. Ce n'est donc pas non plus le facteur déterminant. Troisièmement, nous étudions la différence dans la distribution spatiale du déficit horizontal de vitesse. La figure 4.13 fait apparaître une structure d'écoulement bien différente entre les deux cas (1,5D et 3D). En effet, pour l'espacement latéral de 3D, les turbines se comportent de manière quasi indépendante avec des sillages bien marqués entourés par de légères accélérations de l'écoulement sur les côtés alors que pour l'espacement latéral de 1,5D, les turbines sont si proches les unes des autres qu'elles se comportent comme un ensemble avec quasiment aucune accélération entre les turbines et une décélération notable de l'écoulement en amont des turbines et des accélérations notables jusqu'à 8D à l'aval des turbines (Fig. 4.13, position = -2D). Ce champ d'écoulement devrait être plus conforme à l'écoulement idéalisé prédit par les modèles analytiques. Nous pensons donc que les modèles analytiques sont plus performants pour de grands taux de blocage car ils approchent de manière plus réaliste la distribution horizontale de vitesse de courant dans de telles conditions. Néanmoins, bien que cette comparaison (1,5D vs. 3D) suggère que les modèles analytiques sont plus fiables pour les grands taux de blocage, des études supplémentaires sur une plus grande gamme de scénarios sont nécessaires pour généraliser ce résultat et trouver les conditions d'écoulement dans lesquelles les modèles analytiques peuvent être applicables.

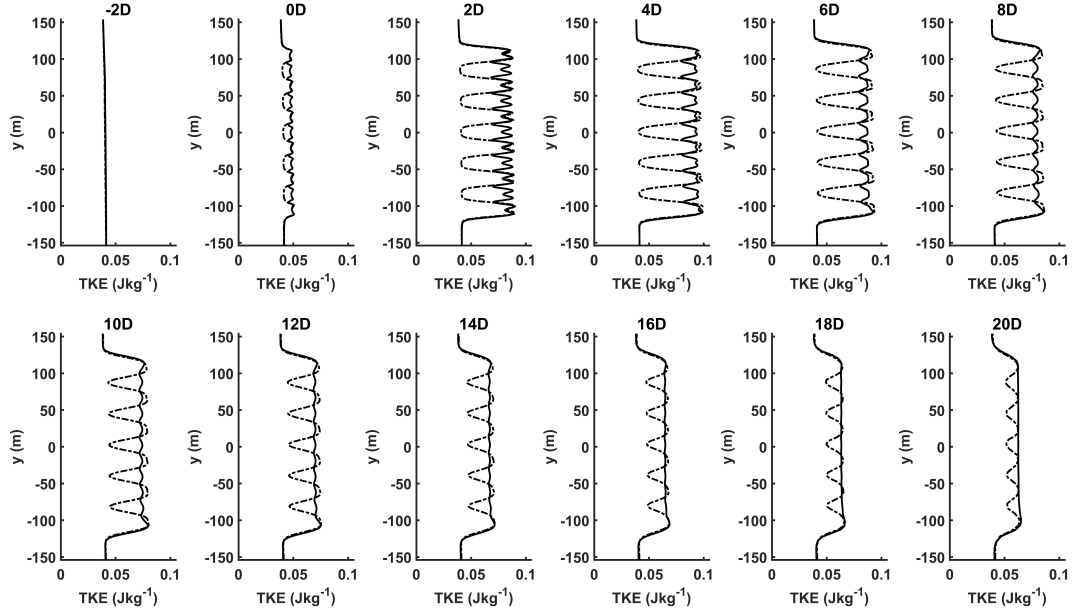


Figure 4.14: Distribution horizontale de l'énergie cinétique turbulente à la hauteur du moyeu (15 m au-dessus du fond marin quasi-horizontale et plat) à différentes distances de la rangée des turbines. Les lignes continues et en pointillés correspondent à un espacement latéral de $1,5D$ et $3D$, respectivement. Les valeurs ont été extraites, au pic de flot, de la simulation avec $K = 3$.

4.5 Effet de la correction de blocage sur les performances d'une ferme hydrolienne

Cette section présente les résultats d'un article de journal publié dans *Energies* par Djama Dirieh et al. (2022).

4.5.1 Objectifs

Lors de l'utilisation d'un AD, il est nécessaire de calculer la poussée. Par définition, la poussée est donnée par l'équation (3.13). Cette expression dépend de la vitesse amont (non perturbée par la présence de la turbine) U_∞ . En pratique, l'utilisation d'une vitesse amont n'est pas simple. En effet, il n'existe pas de méthode incontestable pour déterminer les caractéristiques de l'écoulement non perturbé dans le cas d'une ferme hydrolienne où de multiples sillages se chevauchent. Par ailleurs, l'utilisation d'une vitesse non-locale n'est pas souhaitable d'un point de vue numérique (Kramer et Piggott, 2016), surtout

quand le domaine est découpé en plusieurs partitions (pour la parallélisation du code). Pour contourner ce problème, la poussée introduite dans les AD est souvent calculée à partir d'une vitesse locale (i.e. une vitesse dans le disque) U_d (comme dans l'équation (3.12)) et d'une relation telle que la formulation proposée par Taylor (1958), qui utilise un coefficient de résistance K (Eq. (3.15)). Il est à noter que les deux formulations de poussée (reposant soit sur les vitesses locales, soit sur les vitesses amont) sont liées par l'équation (3.16). Ce type de formulation n'est valable que dans le cas d'un milieu non confiné (taux de blocage nul). Donc, en toute rigueur, la poussée devrait intégrer des corrections pour tenir compte de l'effet de blocage. Cependant, dans la plupart des applications, les corrections sont négligées (Nguyen *et al.*, 2019; Roc *et al.*, 2013; Thiébot *et al.*, 2020b), ce qui est acceptable lorsque le taux de blocage est faible ($\epsilon < 5 - 10\%$, typiquement).

Dans cette seconde application, nous proposons une méthode pour intégrer des corrections de blocage dans le calcul de la poussée et de la puissance. Les corrections sont calculées à partir du modèle analytique de Whelan *et al.* (2009) (section 2.5.2). Ensuite, nous évaluons l'influence de ces corrections en considérant deux configurations hypothétiques de fermes hydroliennes dans le Raz Blanchard avec des dispositions alignées et en quinconce.

4.5.1.1 Scénarios de déploiement d'hydroliennes

Deux configurations de déploiement d'hydroliennes sont considérées. Elles reposent sur des dispositions avec des turbines alignées dans la direction longitudinale ou en quinconce. Les deux configurations possèdent le même nombre de rangées. La configuration avec turbines alignées contient 30 turbines avec un espacement latéral inter-turbines de 3 diamètres (D) et un espacement inter-rangées de $5D$. La deuxième configuration (en quinconce) contient 28 turbines avec un espacement latéral entre les turbines de $3D$ et un espacement entre les rangées de $5D$ (Fig. 4.15). Les caractéristiques de l'écoulement au pic de flot et au pic de jusant sont résumées dans le tableau 4.4. Le nombre de Froude (défini dans la section 2.5.2) varie avec la profondeur de l'eau et l'amplitude du courant. Le taux de blocage local dépend également de la profondeur de l'eau. Il est de 8,93 % au pic de jusant (marée haute) et de 7,88 % au pic de flot (marée basse) (tableau 4.4). Enfin, le taux de blocage global est très faible ($< 1\%$) car les dimensions latérales de la ferme hydrolienne (de l'ordre de 200 m) sont faibles par rapport à la largeur du Raz Blanchard (de l'ordre de 15 km).

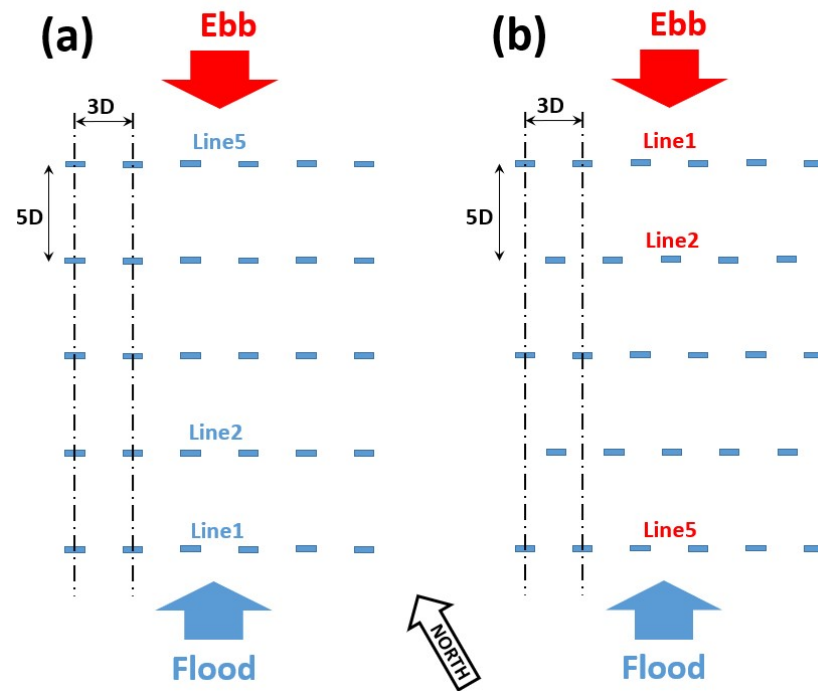


Figure 4.15: Représentation schématique des deux configurations. (a) Disposition avec turbines alignées et (b) Disposition avec turbines en quinconce. Les rangées sont numérotées dans le sens du courant. Ainsi, la ligne 1 correspond à la rangée amont.

4.5.1.2 Implémentation du disque d'action et estimation des performances

La figure 4.16 représente la méthodologie globale utilisée pour comparer les simulations avec et sans corrections de blocage.

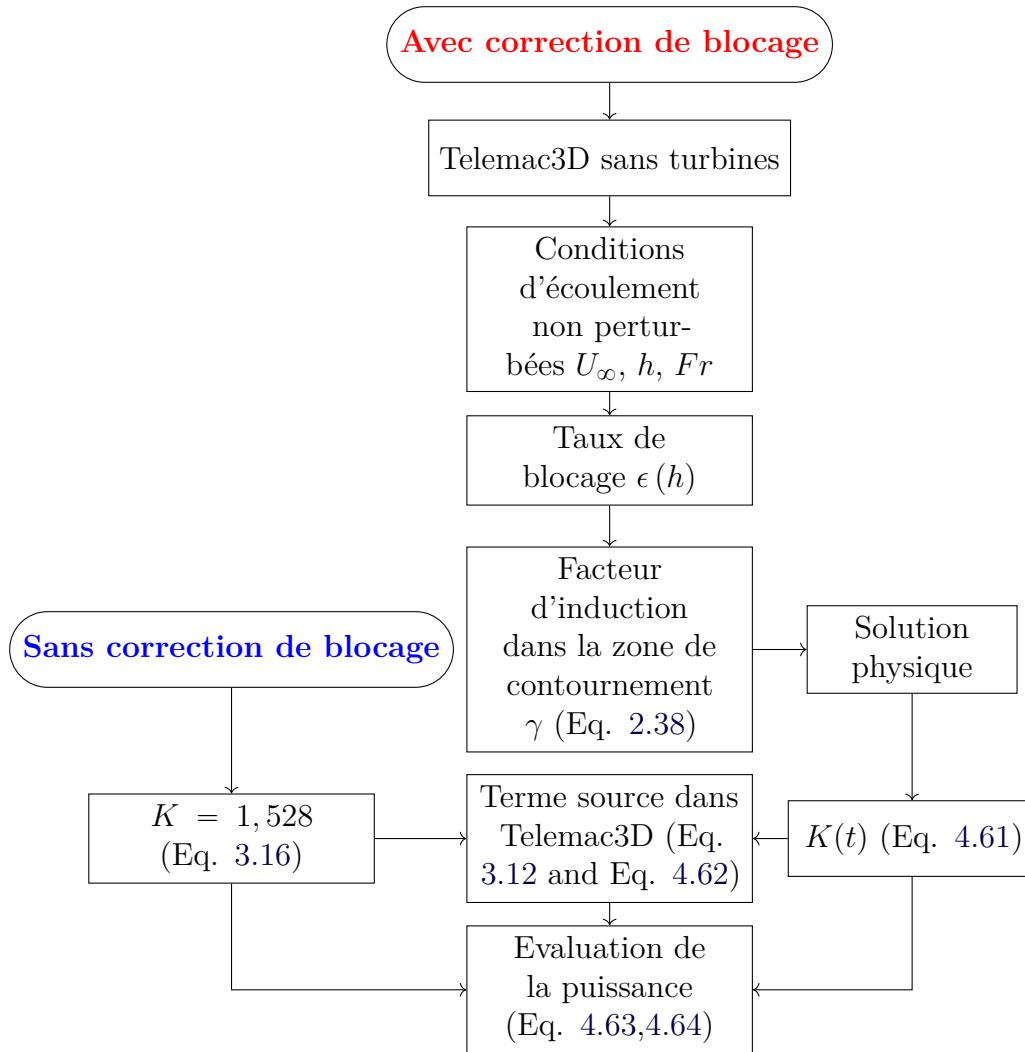


Figure 4.16: Méthodologie générale

Pour les simulations sans corrections (partie gauche de la figure 4.16), nous avons choisi un coefficient de poussée $C_T = 0,8$ (Bahaj *et al.*, 2007b). Cette valeur correspond à un coefficient de résistance $K = 1,528$ (Eq. 3.16) et à un facteur d'induction $a = 0,276$. Pour les simulations sans corrections, nous avons utilisé cette valeur de K pour calculer le terme source avec l'équation (3.12) (qui, en toute rigueur, n'est valable qu'en milieu non confiné). Une fois le calcul effectué, la puissance produite est évaluée en intégrant sur les disques la vitesse au cube et en considérant une valeur constante de $K(= 1,528)$. Pour une turbine donnée (numérotée i), la puissance extraite est obtenue avec l'équation (4.63), où $U_{d_{ij}}$ est la vitesse dans le disque et N est le nombre de nœuds contenus dans le disque (les nœuds sont numérotés avec l'indice j). La production moyenne de l'ensemble des turbines est évaluée avec l'équation (4.64).

Pour les simulations avec corrections de blocage (parties centrale et droite de la figure 4.16), le coefficient de poussée est modifié selon le modèle de Whelan *et al.* (2009) (section 2.5.2). La correction dépend des conditions d'écoulement ambiantes (U_∞ , h , Fr , ϵ) qui sont calculées à partir d'une simulation préliminaire sans turbines (Fig. 4.16). Ainsi, dans certaines conditions d'écoulement (par exemple, $Fr = 0,152$ et $\epsilon = 0,09$), le coefficient de poussée augmente et atteint $C_T = 0,932$ comme l'illustre la figure 4.17, qui montre l'évolution du coefficient de poussée en fonction du facteur d'induction. Lorsque le coefficient de poussée est corrigé, le coefficient de résistance augmente également et atteint par exemple, dans certaines conditions d'écoulement ($Fr = 0,152$ et $\epsilon = 0,09$), $K = 1,780$ (selon l'équation 4.61). Par conséquent, lorsque l'effet de la correction de blocage est pris en compte, le terme source inclus dans Telemac (Eq. 4.62) augmente, ce qui modifie le champ d'écoulement (donc, la puissance disponible). Pour la puissance, la correction de blocage est prise en compte, à l'issue de la simulation, lors du calcul de la puissance globale et individuelle extraite par les turbines. Dans les équations 4.63 et 4.64, nous utilisons les valeurs de K (variables dans le temps) données par le modèle de Whelan *et al.* (2009) (voir Eq. 4.61). Comme les valeurs corrigées de K sont plus grandes que celles non corrigées, la puissance augmente. Enfin, dans les deux cas (avec ou sans corrections de blocage), comme la profondeur d'eau et la vitesse du courant évoluent dans le temps, K varie dans le temps comme le montre la figure 4.18.

$$K(\epsilon(t)) = \frac{C_T(\epsilon(t))}{\beta(\epsilon(t))^2} \quad (4.61)$$

$$\vec{S} = -\frac{1}{2} \frac{K(\epsilon(t))}{e} \vec{U}_d \|\vec{U}_d\|. \quad (4.62)$$

$$\mathcal{P}_i(t) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{1}{2} \rho K(\epsilon(t)) A U_{d_{ij}}(t)^3 \quad (4.63)$$

$$\overline{\mathcal{P}(t)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathcal{P}_i(t) \quad (4.64)$$

où n est le nombre de dispositifs dans la ferme.

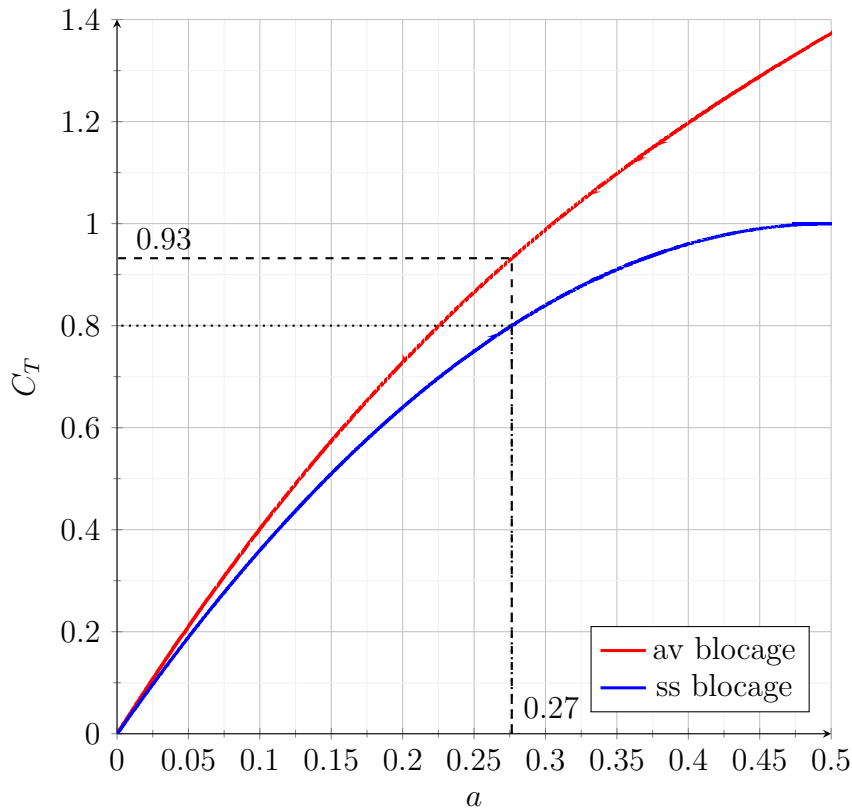


Figure 4.17: Évolution du coefficient de poussée en fonction du facteur d'induction pour le cas avec correction de blocage (courbe rouge) et pour le cas sans correction de blocage (courbe bleue). Les valeurs de Fr et ϵ sont calculées à partir des valeurs moyennes des vitesses et de la profondeur d'eau (tableau 4.4) ($Fr = 0,152$ et $\epsilon = 0,09$).

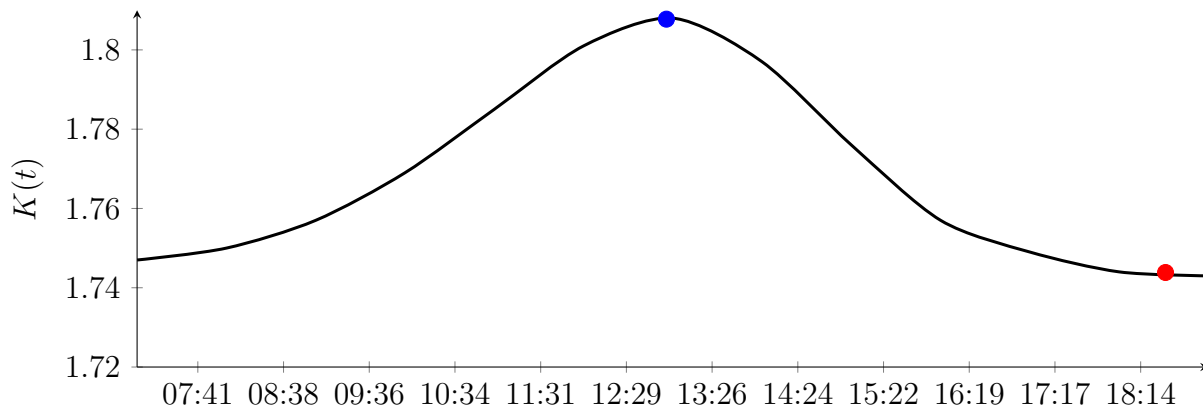


Figure 4.18: Série temporelle du coefficient de résistance K pendant une marée de vive-eau moyenne le 9 août 2014. Les pics de jusant et de flot sont représentés par des cercles bleus et rouges, respectivement.

4.5.2 Résultats et discussion

4.5.2.1 Effets de correction de blocage

Les figures 4.19a et 4.19b montrent l'évolution temporelle de la production d'énergie par rangée pour une disposition alignée et une disposition en quinconce. Cette figure met en évidence les grandes différences de production entre les différentes rangées, notamment lors des pics de jusant et de flot. A ces moments de la marée, la production de la ligne amont (courbes rouges) est supérieure à la production des autres rangées car elle est située dans le courant non-perturbé. Par exemple, la production de la première ligne (1,14 MW) est 34 % plus grande que celle de la deuxième (0,75 MW) pour la configuration alignée sans corrections de blocage. Lorsque les corrections de blocage sont incluses, la production de la première ligne (1,19 MW) est 35 % plus grande que celle de la deuxième ligne (0,76 MW). La figure 4.20 montre la production moyennée sur le cycle de marée de chacune des rangées. Quelle que soit la rangée, cette figure montre que (1) la production de la configuration en quinconce est supérieure à celle de la configuration alignée et que (2) la production est supérieure lorsque les corrections de blocage sont incluses. Pour la configuration en quinconce, la différence de production entre les deux premières rangées est réduite. Que la correction de blocage soit intégrée ou pas, la différence est d'environ 4 % entre les deux premières rangées (Fig. 4.20). Si nous faisons la moyenne de la production sur les cinq rangées, les corrections de blocage augmenteront la puissance des turbines de 3 %, que ce soit pour la disposition alignée ou en quinconce. En incluant les corrections, la production passe de 0,503 MW à 0,518 MW pour la disposition en quinconce et de 0,429 MW à 0,442 MW pour les turbines alignées.

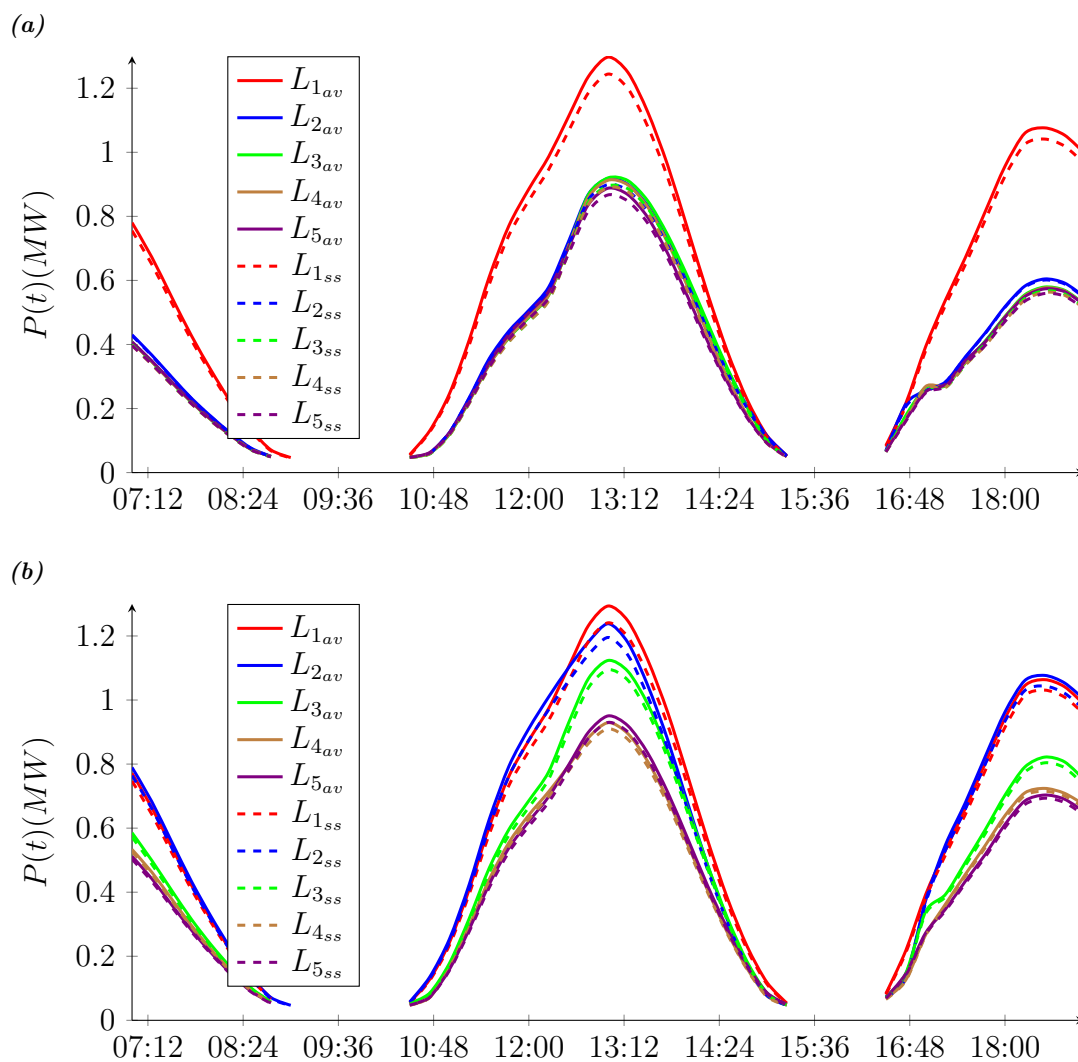


Figure 4.19: Série temporelle de la production par rangée de turbines avec (lignes pleines, courbes légendées "av") et sans corrections de blocage (lignes pointillées, courbes légendées "ss"). (a) Disposition alignée et (b) Disposition en quinconce. Les rangées de turbines sont numérotées dans le sens du courant. Ainsi, la ligne 1 est la ligne amont, que ce soit au flot ou au jusant.

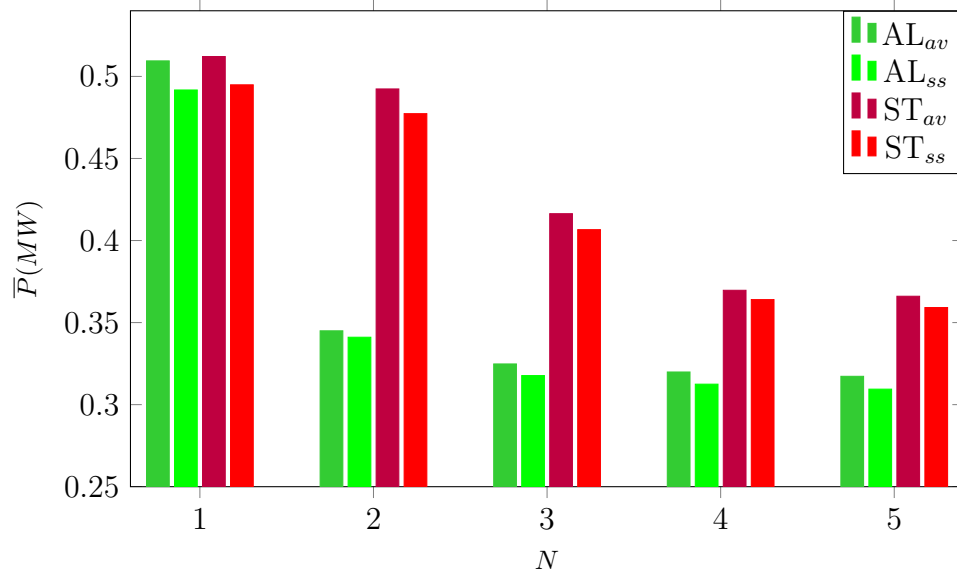


Figure 4.20: Production moyennée dans le temps par rangée de turbines. Le nombre de rangées est N . Pour la configuration alignée, la barre vert foncé (AL_{av}) correspond au cas avec correction de blocage et la barre vert clair (AL_{ss}) au cas sans correction de blocage. Pour la configuration en quinconce, la barre rouge foncé (ST_{av}) correspond au cas avec correction de blocage et la barre rouge (ST_{ss}) au cas sans correction de blocage.

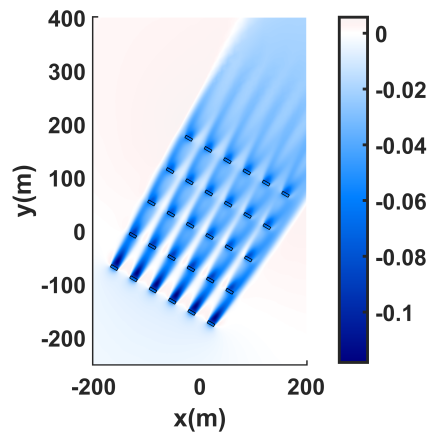
Nous étudions maintenant les facteurs contrôlant le changement de production des turbines induit par les corrections de blocage. A cette fin, nous distinguons les effets des corrections de poussée et de puissance. En ce qui concerne la poussée, la correction tend à augmenter la quantité de mouvement extraite, ce qui a un impact direct sur le champ de vitesse dans la ferme. L'effet de la correction de la poussée peut donc être évalué en se concentrant sur les modifications du champ de vitesse (et donc de la puissance disponible dans la ferme hydrolienne) à l'échelle de la ferme et des turbines. En ce qui concerne la puissance, la correction de blocage est appliquée, dans un deuxième temps (à l'issue des simulations), lors de l'évaluation de la puissance de turbines avec (Eq. 4.63). Comme la correction de puissance n'a aucune influence sur le champ d'écoulement, son effet peut être facilement discriminé de celui de la correction de poussée (qui modifie le champ d'écoulement). Ainsi, l'effet de la correction de puissance est évalué, dans un deuxième temps, en comparant (pour un champ d'écoulement donné) la production de la turbine obtenue avec et sans correction de puissance.

La figure 4.21a montre les modifications de l'amplitude de la vitesse induites par la correction de la poussée pour une disposition alignée des turbines (différence entre la simulation avec correction de blocage et sans correction de blocage). La figure 4.21b montre la même différence pour la disposition en quinconce. La correction de la poussée

induit, dans les deux cas, une zone de décélération à l'amont du parc (en bleu) associée à des zones d'accélération sur les côtés (en rouge). La décélération est d'environ 0.02 m/s en amont de la ferme hydrolienne (différences de vitesse extraites de 5D en amont de la ferme hydrolienne). Cette modification de l'écoulement à l'échelle de la ferme indique que la correction de blocage favorise le contournement de la ferme. Ce contournement plus intense (quand la poussée est corrigée) doit entraîner une perte de production puisqu'une diminution de 0,02 m/s (environ 0,7 %) correspond à une réduction de la puissance disponible de 2,1 %. L'effet de la correction de la poussée est encore plus importante à l'échelle de la turbine. En effet, immédiatement en aval de la première rangée de turbines, la réduction de vitesse causée par le blocage atteint 0,10 m/s. Cette réduction de vitesse se dissipe ensuite progressivement dans la direction longitudinale, avec des répartitions spatiales différentes pour la disposition en quinconce et la disposition alignée. Cette réduction des vitesses dans les sillages des turbines est due à l'augmentation de la poussée qui correspond à une plus grande extraction d'énergie. Nous observons également une légère accélération du fluide causée par le blocage à l'échelle de la turbine, notamment entre les turbines de la première rangée. Ceci est bénéfique pour la production du réseau car l'accélération du fluide entraîne un gain de production pour les turbines en aval, notamment pour les configurations en quinconce.

Les corrections de blocage ont donc un effet notable sur le champ de vitesse dans la ferme hydrolienne, et par conséquent sur la production des turbines. Ces effets sont principalement caractérisés par un ralentissement des vitesses (et donc une diminution de la production). Dans notre application, la diminution de la production induite par la correction de la poussée est estimée à 11 % pour les configurations alignées et en quinconce. Cette valeur correspond à la diminution de la vitesse au cube (en comparant les simulations avec et sans corrections). Cependant, cette diminution de la production est contrebalancée par l'augmentation du coefficient de puissance. L'augmentation moyennée dans le temps de la production due à la correction du coefficient de puissance est de 16% (pour les deux configurations). Finalement, les deux effets (perte de 11% et gain de 16%) se traduisent par une légère augmentation, de 3%, de la production de la ferme.

(a)



(b)

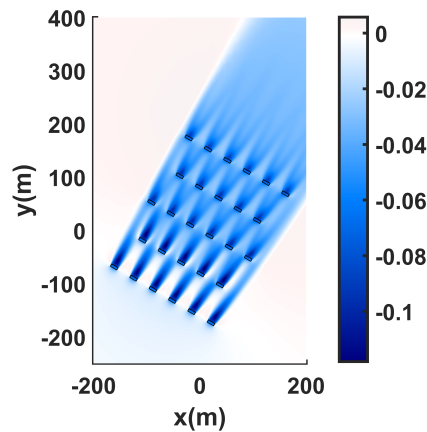


Figure 4.21: (a) Disposition alignée et (b) Disposition décalée : différence de norme avec et sans correction de blocage (en m/s). Les résultats ont été extraits le long d'un plan horizontal (situé à la hauteur du rotor) au pic de courant de flot lors d'une marée de vive-eau moyenne (le fond marin est quasi-horizontal).

4.5.2.2 Discussion

Conformément à Ouro et Nishino (2021), nous avons constaté que la disposition en quinconce est plus efficace que la disposition alignée, que la correction de blocage soit prise en compte ou non. Lorsque la correction de blocage est intégrée, la poussée est renforcée, ce qui ralentit l'écoulement à travers la ou les turbines et favorise le contournement du fluide à l'échelle des turbines et de la ferme. Les modifications de l'écoulement induites par la correction de la poussée que nous obtenons sont comparables à celles d'études

antérieures (Flores Mateos et Hartnett, 2020; Houlsby *et al.*, 2008). Il est cependant difficile de comparer quantitativement ces études car les configurations d'écoulement et les caractéristiques des turbines diffèrent d'une étude à une autre.

La perturbation du champ d'écoulement induite par la correction de la poussée est de l'ordre de 0,1 m/s. Il est donc important de savoir si elle est significative ou non. En termes de puissance, la perte induite par la réduction du flux est de l'ordre de 11 %, ce qui est loin d'être négligeable. Il est à noter qu'une telle réduction de vitesse devrait avoir des implications sur d'autres aspects tels que le transport sédimentaire et/ou d'autres processus géochimiques dépendent de la vitesse à une puissance supérieure à 1 (Adcock *et al.*, 2015; Bonar *et al.*, 2015; Nash et Phoenix, 2017). Les corrections de blocage doivent donc être prises en compte lors de l'évaluation de l'impact des hydroliennes sur l'environnement.

Nos résultats sont cependant soumis à plusieurs limitations. Tout d'abord, le modèle Telemac3D avec disques d'action a été validé par des mesures en laboratoire dans le sillage d'une turbine à l'échelle réduite. Il est donc important de garder à l'esprit que, pour les applications opérationnelles, une validation du modèle reposant sur des mesures acquises dans le sillage d'une hydrolienne (à échelle 1/1) déployée en mer serait nécessaire. Malheureusement, un tel jeu de données n'est pas disponible à ce jour. Deuxièmement, la théorie utilisée pour calculer les corrections repose sur un écoulement idéalisé et des hypothèses simplificatrices. En particulier, le mélange turbulent est négligé. Les valeurs des corrections de la poussée et de la puissance sont donc soumises à des incertitudes (Ross et Polagye, 2020), en particulier pour les applications réalistes où aucune validation appropriée n'existe en raison de la rareté des mesures de poussée et de puissance sur sites. Enfin, nos simulations se concentrent sur deux scénarios d'extraction et les résultats obtenus sont susceptibles de différer avec d'autres configurations de ferme. En outre, seules des conditions vive-eau moyenne ont été prises en compte. Des simulations supplémentaires avec une plus large gamme de conditions d'écoulement et de caractéristiques des fermes hydroliennes (nombre de turbines, diamètre des turbines...) sont donc nécessaires pour généraliser les résultats sur l'influence des corrections de blocage. Enfin, nous avons considéré que toutes les turbines possèdent les mêmes performances. Nous avons donc utilisé les mêmes valeurs de (C_T , C_P et K) pour toutes les rangées. Or, des études expérimentales montrent que ces coefficients peuvent diminuer pour les turbines situées dans les sillages de turbines placées à l'amont. Cela peut avoir un effet important sur le productible (Pinon *et al.*, 2017). Il serait donc intéressant de compléter nos travaux par des simulations avec coefficients variables.

4.6 Conclusion

Dans ce quatrième chapitre, une première étude consistait à faire une analyse généralisée du modèle de Garrett et Cummins (2007) en s’inspirant de la méthode de Whelan *et al.* (2009) et Houlby *et al.* (2008). La vérification des résultats avec des cas particuliers ($\epsilon = 0$ et $b = 1/3$) nous a permis de nous assurer de la validité du modèle analytique proposé. Grâce à ce modèle, nous avons obtenu des expressions généralisées des coefficients de poussée, de puissance et de résistance qui varient en fonction du taux de blocage et du facteur b qui est indépendant du taux de blocage.

Une deuxième étude consistait à comparer les performances d’une ferme données par trois modèles analytiques différents et par un modèle numérique dans lequel les turbines ont été représentées par des disques d’action (AD). L’inter-comparaison des modèles analytiques a montré qu’en plus des effets de blocage à l’échelle de la turbine (qui modifient la vitesse dans et autour des turbines), les effets de blocage à l’échelle de la ferme (qui contrôle le flux à l’intérieur et autour de la ferme) ont un effet négatif important sur les performances de la ferme. En effet, le modèle développé par Nishino et Willden (2012b) prévoit des poussées et des puissances plus faibles que les modèles qui se concentrent uniquement sur les effets à l’échelle des turbines (les modèles de Garrett et Cummins (2007) et Whelan *et al.* (2009)). Le modèle de Nishino et Willden (2012b) est plus avancé que les deux autres modèles (car ces derniers négligent l’échelle de la ferme). Il devrait donc donner des estimations d’efficacité plus fiables. Cependant, la concordance avec les résultats du modèle (numérique) de référence est moins bonne. Ainsi, nous pensons que la meilleure concordance avec les modèles qui négligent l’échelle de la ferme est fortuite. En effet, en négligeant l’échelle de la ferme, l’efficacité de la ferme est surestimé (par les modèles de Garrett et Cummins (2007) et Whelan *et al.* (2009)). Cela réduit de manière fortuite l’écart avec le modèle numérique (qui sert de référence dans cette étude). Bien que les disques d’action utilisés dans Telemac3D ne contiennent pas toutes la physique pour être totalement représentatifs des turbines réelles, ils donnent une description plus réaliste de l’écoulement que les modèles analytiques car ils prennent en compte les caractéristiques tridimensionnelles de l’écoulement et incluent le mélange causé par les sillages et la turbulence ambiante. La comparaison entre les modèles analytiques et numériques suggère que, dans les configurations que nous avons testées, les modèles analytiques sous-estiment fortement l’efficacité du réseau, en particulier lorsque le taux de blocage est faible. Cela implique que les estimations de

productible qui reposent sur des modèles analytiques sont certainement sous-estimées. Enfin, au-delà de la comparaison entre les modèles analytiques et le modèle basé sur les disques d'action, il est important de rappeler que très peu d'hydroliennes ont été testées sur site et qu'aucune turbine n'a encore été testée dans le Raz Blanchard. Par conséquent, il n'y a pas de références fiables pour valider les estimations d'efficacité données par les disques d'action. Des recherches supplémentaires sont donc requises pour estimer les incertitudes et déterminer quel niveau de complexité est nécessaire pour obtenir des estimations de rendement ou de productible fiables.

La dernière étude consistait à proposer une méthode permettant d'intégrer les corrections de blocage dans les modèles numériques régionaux utilisant des disques d'action. Le calcul des corrections de poussée et de puissance repose sur le modèle de Whelan *et al.* (2009). Nous avons étudié l'impact des corrections de blocage en nous concentrant sur des scénarios réels d'extraction d'énergie des courants de marée simulés avec Telemac3D. Les résultats ont montré que la correction de la poussée favorise le contournement de la ferme par les courants, ce qui entraîne une perte de production. La correction du coefficient de poussée tend également à ralentir les vitesses de courant au sein de la ferme hydrolienne du fait de la plus grande énergie captée par les turbines. Cela crée des zones locales d'accélération du fluide, notamment entre les turbines de la rangée amont. La correction de la poussée réduit la production de 11 %. Malgré cette réduction de la production, la production globale est légèrement supérieure lorsque les corrections de blocage sont prises en compte (environ +3 % dans les cas testés) car les corrections de blocage s'appliquent également au coefficient de puissance qui augmente de 16 % dans notre cas. Cette étude confirme donc que les performances des hydroliennes sont dépendantes du taux de blocage. Les effets de blocage doivent donc être considérés dans les évaluations de productible basées sur les modèles numériques. De plus, il a été montré que les corrections de blocage modifient significativement le champ de vitesse au sein de la ferme hydrolienne. Les effets de blocage doivent donc également être considérés dans les études d'impact des hydroliennes sur l'environnement physique.

La technologie hydrolienne est aujourd'hui dans une phase pré-industrielle. Les prototypes existants ont montré que la production d'électricité à partir des courants marins est possible techniquement, ce qui laisse entrevoir dans un futur proche une production significative d'énergie renouvelable (quelques GW au niveau mondial). Pour que la filière se développe, il reste à démontrer que cette technologie est compétitive d'un point de vue économique, ce qui sera l'enjeu des années à venir. Des projets sont aujourd'hui à l'étude, notamment dans le Raz Blanchard. La construction de fermes pilotes sur ce site est actuellement prévue (technologies HydroQuest et SimecAltantis). Cette étape sera suivie, en cas de succès, par une phase d'exploitation industrielle.

L'objectif de la thèse était de développer un modèle numérique pour améliorer la caractérisation des écoulements au sein d'une ferme d'hydroliennes et ainsi simuler les différents processus hydrodynamiques contrôlant le productible (i.e. la puissance individuelle et globale des turbines). Pour estimer ce productible, il est nécessaire de simuler les conditions d'écoulement au cours de plusieurs marées, l'effet des hydroliennes sur l'écoulement et les interactions entre les turbines. C'est un problème multi-échelle car il implique des processus variés, liés à la turbulence (générée par les sillages ou présente naturellement dans l'écoulement), aux effets de blocage, à la dynamique de la marée... L'état de l'art que nous avons réalisé a montré que la méthode du disque d'action présente plusieurs avantages pour aborder les échelles ciblées : (1) les disques d'action sont facilement intégrables dans les modèles régionaux (Telemac par exemple), (2) ils reproduisent correctement les sillages à la fois en termes de déficit de vitesse et d'intensité turbulente. De plus, outre l'utilisation dans les modèles numériques, la base théorique des disques d'action permet d'étudier l'effet du blocage sur les performances des hydroliennes. Il existe ainsi plusieurs modèles analytiques, basés sur des configurations très idéalisées, qui permettent de prédire la poussée et la puissance des turbines en fonction du taux de

blocage (le rapport entre la section de l'écoulement et la surface balayée par les pales).

Au début de la thèse, nous disposions d'un disque d'action implémenté dans Telemac3D. Ce modèle avait été validé avec des mesures de vitesse et de turbulence acquises dans le sillage d'un disque poreux. Nous avons montré qu'en plus de fournir des prédictions satisfaisantes dans le sillage, ce modèle permet de fournir des estimations fiables de la poussée. Ensuite, nous avons testé les capacités prédictives du modèle sur un cas plus proche de l'application visée : une maquette d'hydrolienne en rotation. Hormis une sous-estimation de la turbulence au niveau de l'axe, qui peut être en partie liée au fait que la nacelle n'est pas représentée dans le modèle, le modèle a donné de bonnes prédictions de vitesse et d'intensité turbulente. En termes de poussée, la prédiction du modèle diffère selon la façon dont est implémenté le disque d'action (terme puits calculé à partir de la vitesse en amont ou de la vitesse dans le disque). Toutefois, les écarts avec les mesures réalisées sur la maquette d'hydrolienne restent inférieurs à 10 %.

Plusieurs pistes ont été explorées pour tenter d'améliorer le modèle dans le cas de la maquette d'hydrolienne. La première a consisté à utiliser une répartition plus fidèle des efforts le long des pales. Pour cela, nous avons implémenté la Blade Element Method (BE) dans Telemac3D. Pour les prédictions dans le sillage, les résultats obtenus avec la BE sont très proches de ceux obtenus avec le disque d'action. L'apport de cette approche pour la modélisation du sillage lointain paraît donc assez limité. Par contre, un des avantages de la BE est de pouvoir étudier les performances de la turbine pour différentes conditions de fonctionnement de la turbine (Tip Speed Ratio). Toutefois, la comparaison modèle-mesure montre que le modèle que nous avons implémenté est perfectible (un bien meilleur accord a été obtenu sur le même cas d'étude avec des modèles de CFD). Comme il y avait peu d'écart dans le sillage entre disque d'action et BE et que les résultats en termes de performances étaient perfectibles pour la BE, nous avons poursuivi le travail en nous focalisant sur le disque d'action. Ainsi, nous avons ajouté des termes sources dans le modèle de turbulence pour tenter de représenter les phénomènes turbulents non résolus par le disque d'action, notamment les lâchers tourbillonnaires au niveau des pales, du mât et de la nacelle. Les résultats obtenus ne nous ont pas permis d'améliorer à la fois les prédictions de vitesse et d'intensité turbulente. Une autre voie a donc été testée pour améliorer le disque d'action. Il s'agissait d'inclure les effets de blocage. Dans un premier temps, nous avons fait une étude théorique sur le modèle analytique de [Garrett et Cummins \(2007\)](#). Les développements nous ont permis de généraliser ce modèle afin qu'il soit applicable pour différentes conditions de fonctionnement et d'écoulement (différents rapports entre la vitesse amont et la vitesse aval et différents taux de blocage). Cette

étude théorique a été suivie par deux applications sur le Raz Blanchard: l'une consistait à comparer le modèle de disque d'action de Telemac à plusieurs modèles analytiques (Thiébot *et al.*, 2021); l'autre consistait à inclure dans le disque d'action de Telemac les effets du blocage, c'est-à-dire l'augmentation des coefficients de poussée et de puissance en fonction du taux de blocage (Djama Dirieh *et al.*, 2022).

La comparaison des modèles analytiques avec le modèle numérique a montré que ces deux familles de méthode donnent des résultats significativement différents. Les disques d'action de Telemac3D prédisent une meilleure performance de la ferme (coefficients de poussée et de puissance plus élevés) que les modèles analytiques. Cette différence est due à deux facteurs principaux qui sont intégrés dans Telemac mais trop idéalisés dans les modèles analytiques : (1) la turbulence qui favorise le mélange des sillages à l'aval des hydroliennes et (2) les effets tridimensionnels. Cette étude a également mis en évidence l'importance de considérer deux échelles avec les modèles analytiques : l'échelle de l'écoulement dans et autour des turbines et l'échelle de l'écoulement dans et autour de la ferme.

La deuxième application proposait une méthode pour intégrer, dans les disques d'action de Telemac3D, l'augmentation des coefficients de poussée et de puissance due au blocage. La prise en compte des corrections de blocage a été testée sur deux configurations de fermes hydroliennes dans le Raz Blanchard. Les résultats ont montré que la correction de blocage sur la poussée favorise le contournement de la ferme par les courants, ce qui engendre une légère perte de production et a tendance à ralentir les vitesses de courant (et donc la puissance disponible) au sein du parc. Cette perte de puissance (d'environ 11 %) est toutefois compensée par l'augmentation du coefficient de puissance (de 16 %). Globalement, dans les conditions testées, la prise en compte des corrections de poussée et de puissance engendre une augmentation de la production de 3 %.

Perspectives:

Avant de pouvoir utiliser le modèle développé pendant la thèse de manière opérationnelle (pour calculer le productible annuel d'une ferme d'hydroliennes), de nombreuses améliorations seront nécessaires. En effet, la méthode proposée (couplant des disques d'action et Telemac3D), même si elle permet de reproduire l'effet des turbines sur l'écoulement moyen est largement perfectible. Plusieurs pistes de recherches pourront donc être explorées à l'issue de cette thèse.

1. Le modèle actuel est basé sur une approche moyennée au sens de Reynolds avec un

champ de force appliqué sur l'écoulement très simplifié au niveau du disque d'action. La turbulence telle qu'elle est générée par une vraie turbine est donc très simplifiée. Nous avons fait des tests pour essayer de compenser les phénomènes turbulents non résolus mais les résultats ont été peu concluants sur le cas de la maquette d'hydrolienne. Un travail sur la turbulence est donc nécessaire. Un effort conséquent est à prévoir car le modèle devra être applicable pour différents niveaux de turbulence ambiante (un seul niveau de turbulence amont a été testé dans la thèse) et devra donner des prédictions fiables dans le cas où plusieurs hydroliennes interagissent (avec des sillages qui fusionnent, se mélangent, se superposent, interagissent avec la couche limite de fond) ...

2. Les études en laboratoire sont indispensables pour avoir des jeux de données pour valider les modèles numériques. Toutefois, les conditions de laboratoire sont très éloignées des conditions en mer, notamment pour des problèmes de similitudes. Il est en effet impossible d'atteindre des nombres de Reynolds équivalents à ceux des sites hydroliens en laboratoire. Aujourd'hui, il n'existe pas de jeu de données de mesures acquies sur une hydrolienne à taille réelle déployée en mer. Par conséquent, lorsque le modèle est appliqué sur un cas réaliste de déploiement de ferme, les incertitudes sont grandes et difficilement quantifiables. Des travaux sont donc à prévoir quand les données en mer seront disponibles.
3. Les modèles que nous avons utilisés, que ce soit la BE ou le disque d'action, ne tiennent pas compte de la présence de la structure porteuse ou de la nacelle. Ces éléments influencent pourtant l'écoulement en termes de vitesse mais surtout de turbulence. L'intégration de ces éléments dans le modèle est une autre voie d'amélioration possible.

Pour conclure, l'estimation du productible des fermes hydroliennes est un problème complexe qui nécessite de faire des choix car toutes les échelles ne peuvent pas être résolues. Dans cette thèse, nous avons opté pour une approche consistant à partir d'un modèle régional et à y inclure un modèle simplifié d'hydrolienne. Cette façon de faire, bien que simplifiée, est très consommatrice en temps de calcul et, même si le code est massivement parallélisé, il ne permet aujourd'hui que de simuler quelques marées, ce qui est insuffisant pour calculer de manière fiable un productible annuel. Il y a donc encore de nombreux travaux de recherche à mener pour déterminer le niveau de complexité requis (au niveau du modèle d'hydrolienne et au niveau du modèle d'écoulements côtiers) pour estimer le productible des

futurs fermes hydroliennes.

Bibliographie

- M. A. ABOLGHASEMI, M. D. PIGGOTT, J. SPINNEKEN, A. VIRÉ, C. J. COTTER et S. CRAMMOND : Simulating tidal turbines with multi-scale mesh optimisation techniques. *Journal of Fluids and Structures*, 66:69–90, oct. 2016. ISSN 0889-9746. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974615301729>.
- T. A. A. ADCOCK, S. DRAPER et T. NISHINO : Tidal power generation – A review of hydrodynamic modelling. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 229(7):755–771, nov. 2015. ISSN 0957-6509. URL <https://doi.org/10.1177/0957650915570349>.
- I. AFGAN, J. MCNAUGHTON, S. ROLFO, D. D. APSLEY, T. STALLARD et P. STANSBY : Turbulent flow and loading on a tidal stream turbine by LES and RANS. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 43:96–108, oct. 2013. ISSN 0142-727X. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X13000672>.
- M. H. B. AHMADI : Influence of upstream turbulence on the wake characteristics of a tidal stream turbine. *Renewable Energy*, 132:989–997, mars 2019. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014811831005X>.
- S. ALLSOP : *Hydrodynamic modelling for structural analysis of tidal stream turbine blades*. Thèse de doctorat, jan. 2018.
- A. S. BAHAJ, W. M. J. BATTEN et G. MCCANN : Experimental verifications of numerical predictions for the hydrodynamic performance of horizontal axis marine current turbines. *Renewable Energy*, 32(15):2479–2490, déc. 2007a. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148107002996>.
- A. S. BAHAJ, A. F. MOLLAND, J. R. CHAPLIN et W. M. J. BATTEN : Power and thrust measurements of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions in a cavitation

- tunnel and a towing tank. *Renewable Energy*, 32(3):407–426, mars 2007b. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148106000516>.
- G. BAI, J. LI, P. FAN et G. LI : Numerical investigations of the effects of different arrays on power extractions of horizontal axis tidal current turbines. *Renewable Energy*, 53:180–186, mai 2013. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148112006982>.
- P. Bailly du BOIS, F. DUMAS, M. MORILLON, L. FURGEROT, C. VOISEUX, E. POIZOT, Y. MÉAR et A.-C. BENNIS : The Alderney Race: general hydrodynamic and particular features. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 378(2178):20190492, août 2020. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.2019.0492>.
- W. M. J. BATTEN, M. E. HARRISON et A. S. BAHAJ : Accuracy of the actuator disc-RANS approach for predicting the performance and wake of tidal turbines. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 371(1985):20120293, fév. 2013. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rsta.2012.0293>.
- A. BHATTACHARYA : Chapter 1 - Global Climate Change and Its Impact on Agriculture. In A. BHATTACHARYA, éd. : *Changing Climate and Resource Use Efficiency in Plants*, p. 1–50. Academic Press, jan. 2019. ISBN 978-0-12-816209-5. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780128162095000015>.
- T. BLACKMORE, W. M. J. BATTEN et A. S. BAHAJ : Influence of turbulence on the wake of a marine current turbine simulator. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 470(2170):20140331, oct. 2014. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rspa.2014.0331>.
- T. BLACKMORE, W. M. J. BATTEN, G. U. MÜLLER et A. S. BAHAJ : Influence of turbulence on the drag of solid discs and turbine simulators in a water current. *Experiments in Fluids*, 55(1):1637, déc. 2013. ISSN 1432-1114. URL <https://doi.org/10.1007/s00348-013-1637-9>.
- T. BLACKMORE, L. MYERS et A. BAHAJ : Effects of turbulence on tidal turbines: Implications to performance, blade loads, and condition monitoring. *International Journal of Marine Energy*, 14:1–26, juin 2016. ISSN 2214-1669. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166916300297>.
- P. A. J. BONAR, I. G. BRYDEN et A. G. L. BORTHWICK : Social and ecological impacts of marine energy development. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 47:486–495, 07

2015. ISSN 1364-0321. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S136403211500221X>.
- J. BOUSSINESQ : *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Impr. nationale, 1877.
- E. BRANLARD et M. GAUNAA : Development of new tip-loss corrections based on vortex theory and vortex methods. *Journal of Physics: Conference Series*, 555:012012, déc. 2014. ISSN 1742-6596. URL <https://doi.org/10.1088/1742-6596/555/1/012012>.
- R. CAMPBELL, A. MARTINEZ, C. LETETREL et A. RIO : Methodology for estimating the French tidal current energy resource. *International Journal of Marine Energy*, 19:256–271, sept. 2017. ISSN 2214-1669. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166917300553>.
- L. P. CHAMORRO, C. HILL, V. S. NEARY, B. GUNAWAN, R. E. A. ARNDT et F. SOTIROPOULOS : Effects of energetic coherent motions on the power and wake of an axial-flow turbine. *Physics of Fluids*, 27(5):055104, mai 2015. ISSN 1070-6631. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4921264>.
- A. J. CHORIN : Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of computation*, 22(104):745–762, 1968.
- D. S. COLES, L. S. BLUNDEN et A. S. BAHAJ : Experimental validation of the distributed drag method for simulating large marine current turbine arrays using porous fences. *International Journal of Marine Energy*, 16:298–316, déc. 2016. ISSN 2214-1669. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166916300674>.
- D. S. COLES, L. S. BLUNDEN et A. S. BAHAJ : Assessment of the energy extraction potential at tidal sites around the Channel Islands. *Energy*, 124:171–186, avr. 2017. ISSN 0360-5442. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544217301974>.
- C. A. CONSUL, R. H. J. WILLDEN et S. C. MCINTOSH : Blockage effects on the hydrodynamic performance of a marine cross-flow turbine. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 371(1985):20120299, fév. 2013. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rsta.2012.0299>.
- S. C. COOKE, R. H. J. WILLDEN, B. W. BYRNE, T. J. STALLARD et T. FENG : An experimental investigation of blockage in a short fence array of tidal turbines. In *Renewable Energies Offshore - 1st International Conference on Renewable Energies Offshore, RENEW 2014*, p. 583–590. CRC Press, jan. 2015. URL [https://www.research.manchester.ac.uk/portal/en/publications/an-experimental-investigation-of-blockage-in-a-short-fence-array-of-tidal-turbines\(b21aeb0c-b25a-4123-8cff-145eb866e4df\).html](https://www.research.manchester.ac.uk/portal/en/publications/an-experimental-investigation-of-blockage-in-a-short-fence-array-of-tidal-turbines(b21aeb0c-b25a-4123-8cff-145eb866e4df).html).

- M. DE DOMINICIS, J. WOLF et R. O'HARA MURRAY : Comparative Effects of Climate Change and Tidal Stream Energy Extraction in a Shelf Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(7):5041–5067, juil. 2018. ISSN 2169-9275. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2018JC013832>.
- T. DIVETT, R. VENNEL et C. STEVENS : Optimization of multiple turbine arrays in a channel with tidally reversing flow by numerical modelling with adaptive mesh. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 371(1985):20120251, fév. 2013. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rsta.2012.0251>.
- N. DJAMA DIRIEH, J. THIÉBOT, S. GUILLOU et N. GUILLOU : Blockage Corrections for Tidal Turbines—Application to an Array of Turbines in the Alderney Race. *Energies*, 15(10):3475, jan. 2022. ISSN 1996-1073. URL <https://www.mdpi.com/1996-1073/15/10/3475>.
- S. DRAPER : Tidal stream energy extraction in coastal basins. *St. Catherine's College, Oxford, Trinity term*, 2011.
- S. DRAPER, G. HOULSBY, M. OLDFIELD et A. BORTHWICK : Modelling tidal energy extraction in a depth-averaged coastal domain. *Renewable Power Generation, IET*, 4:545–554, déc. 2010.
- M. EDMUNDS, R. MALKI, A. J. WILLIAMS, I. MASTERS et T. N. CROFT : Aspects of tidal stream turbine modelling in the natural environment using a coupled BEM–CFD model. *International Journal of Marine Energy*, 7:20–42, sept. 2014. ISSN 2214-1669. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166914000186>.
- G. D. EGBERT, S. Y. EROFEEVA et R. D. RAY : Assimilation of altimetry data for nonlinear shallow-water tides: Quarter-diurnal tides of the Northwest European Shelf. *Continental Shelf Research*, 30(6):668–679, avr. 2010. ISSN 0278-4343. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434309003094>.
- A. EL KASMI et C. MASSON : An extended $k-\epsilon$ model for turbulent flow through horizontal-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(1):103–122, jan. 2008. ISSN 0167-6105. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167610507000943>.
- E. FLORENS, O. EIFF et F. MOULIN : Defining the roughness sublayer and its turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 54(4), avr. 2013. ISSN 0723-4864, 1432-1114. URL <http://link.springer.com/10.1007/s00348-013-1500-z>.

- L. FLORES MATEOS et M. HARTNETT : Hydrodynamic Effects of Tidal-Stream Power Extraction for Varying Turbine Operating Conditions. *Energies*, 13(12):3240, jan. 2020. ISSN 1996-1073. URL <https://www.mdpi.com/1996-1073/13/12/3240>.
- R. E. FROUDE : On the part played in propulsion by differences of fluid pressure. *Trans. Inst. Naval Architects*, 30:390, 1889.
- C. GARRETT et P. CUMMINS : The efficiency of a turbine in a tidal channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 588:243–251, oct. 2007. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/efficiency-of-a-turbine-in-a-tidal-channel/0B669CAB1CC61009F51577A774F3C9DD>.
- B. GAURIER, C. CARLIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN : Three tidal turbines in interaction: An experimental study of turbulence intensity effects on wakes and turbine performance. *Renewable Energy*, 148:1150–1164, avr. 2020. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148119314971>.
- O. GAUVIN-TREMBLAY et G. DUMAS : Hydrokinetic turbine array analysis and optimization integrating blockage effects and turbine-wake interactions. *Renewable Energy*, 181:851–869, jan. 2022. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014812101301X>.
- H. GLAUERT : Aerodynamic theory. *The Aeronautical Journal*, 34(233):409–414, 1930.
- M. GRONDEAU : *Modélisation des effets de sillage d'une hydrolienne avec la méthode de Boltzmann sur réseau*. These de doctorat, Normandie, déc. 2018. URL <http://www.theses.fr/2018NORMC257>.
- M. GRONDEAU, S. GUILLOU, P. MERCIER et E. POIZOT : Wake of a Ducted Vertical Axis Tidal Turbine in Turbulent Flows, LBM Actuator-Line Approach. *Energies*, 12(22):4273, jan. 2019. ISSN 1996-1073. URL <https://www.mdpi.com/1996-1073/12/22/4273>.
- M. GRONDEAU, J.-C. POIRIER, S. GUILLOU, Y. MÉAR, P. MERCIER et E. POIZOT : Modelling the wake of a tidal turbine with upstream turbulence. *International Marine Energy Journal*, 3(2):83–89, sept. 2020. ISSN 2631-5548. URL <https://marineenergyjournal.org/imej/article/view/56>.
- N. GUILLOU, J.-F. CHARPENTIER et M. BENBOUZID : The Tidal Stream Energy Resource of the Fromveur Strait—A Review. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(12):1037, déc. 2020a. ISSN 2077-1312. URL <https://www.mdpi.com/2077-1312/8/12/1037>.
- N. GUILLOU, S. P. NEILL et J. THIÉBOT : Spatio-temporal variability of tidal-stream energy in north-western Europe. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*:

- Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 378(2178):20190493, août 2020b. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.2019.0493>.
- N. GUILLOU et J. THIÉBOT : The impact of seabed rock roughness on tidal stream power extraction. *Energy*, 112:762–773, 2016. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01673396>.
- N. GUILLOU, J. THIÉBOT et G. CHAPALAIN : Turbines' effects on water renewal within a marine tidal stream energy site. *Energy*, 189(C), 2019. URL <https://ideas.repec.org/a/eee/energy/v189y2019ics0360544219318080.html>.
- S. GUILLOU, N. BARBRY et K. NGUYEN : Calcul numérique des ondes de surface par une méthode de projection avec un maillage eulérien adaptatif. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics*, 328(12):875–881, 2000.
- M. HARRISON, W. M. J. BATTEN, L. MYERS et A. S. BAHAJ : Comparison between CFD simulations and experiments for predicting the far wake of horizontal axis tidal turbines. *Renewable Power Generation, IET*, 4:613–627, déc. 2010.
- J. E. HAY, D. EASTERLING, K. L. EBI, A. KITO et M. PARRY : Introduction to the special issue: Observed and projected changes in weather and climate extremes. *Weather and Climate Extremes*, 11:1–3, mars 2016. ISSN 2212-0947. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2212094715300165>.
- J. HERVOUET : *Hydrodynamics of free surface flows: modelling with the finite element method*, vol. 360. Wiley Online Library, 2007.
- G. HOULSBY, S. DRAPER et M. OLDFIELD : Application of linear momentum actuator disc theory to open channel flow. 2008.
- B. HUANG, X. M. CHEN, D. H. ZHANG et T. KANEMOTO : Multi-objective optimization of blade profiles for a horizontal axis tidal turbine. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, 163:012086, juil. 2018. ISSN 1755-1315. URL <https://doi.org/10.1088/1755-1315/163/1/012086>.
- P. HÖGSELIUS et A. KAIJSER : Energy dependence in historical perspective: The geopolitics of smaller nations, avr. 2019. ISSN 0301-4215. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301421518308243>.
- M. IKHENNICHEU, G. GERMAIN, P. DRUAULT et B. GAURIER : Experimental investigation of the turbulent wake past real seabed elements for velocity variations characterization in the water column. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 78:108426, août 2019. ISSN 0142-727X. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X18311925>.

- S. C. JAMES, E. L. JOHNSON, J. BARCO et J. D. ROBERTS : Simulating current-energy converters: SNL-EFDC model development, verification, and parameter estimation. *Renewable Energy*, 147:2531–2541, mars 2020. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148117306328>.
- F. KHALED : *Modelization of the interactions between turbine and sediment transport, using the Blade Element Momentum Theory*. These de doctorat, Normandie, août 2021. URL <https://www.theses.fr/2021NORMC229>.
- F. KHALED, S. GUILLOU, Y. MÉAR et F. HADRI : Impact of the blockage ratio on the transport of sediment in the presence of a hydrokinetic turbine: Numerical modeling of the interaction sediment and turbine. *International Journal of Sediment Research*, 36(6):696–710, déc. 2021. ISSN 1001-6279. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1001627921000056>.
- T. KINSEY et G. DUMAS : Impact of channel blockage on the performance of axial and cross-flow hydrokinetic turbines. *Renewable energy*, 103:239–254, 2017.
- S. KRAMER et M. PIGGOTT : A correction to the enhanced bottom drag parameterisation of tidal turbines. *Renewable Energy*, 92:385–396, 2016.
- B. E. LAUNDER et B. I. SHARMA : Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2):131–137, nov. 1974. ISSN 0094-4548. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0094454874901507>.
- N. D. LAWS et B. P. EPPS : Hydrokinetic energy conversion: Technology, research, and outlook. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 57:1245–1259, mai 2016. ISSN 1364-0321. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032115015725>.
- Y. LI, J. A. COLBY, N. KELLEY, R. THRESHER, B. JONKMAN et S. HUGHES : Inflow Measurement in a Tidal Strait for Deploying Tidal Current Turbines: Lessons, Opportunities and Challenges. p. 569–576. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, déc. 2010. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/OMAE/proceedings/OMAE2010/49118/569/345899>.
- D. J. C. MACKAY : *Sustainable Energy: Without the Hot Air*. UIT, 2009. ISBN 978-0-9544529-3-3. Google-Books-ID: IsgiPQAACAAJ.
- A. J. MACLEOD, S. BARNES, K. G. RADOS et I. G. BRYDEN : Wake effects in tidal current turbine farms. In *International conference on marine renewable energy-conference proceedings*, p. 49–53, 2002.

- F. MAGANGA : *Caractérisation numérique et expérimentale des effets d'interaction entre une hydrolienne et le milieu marin*. phdthesis, Université du Havre, déc. 2011. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01186430>.
- R. MALKI, I. MASTERS, A. J. WILLIAMS et T. NICK CROFT : Planning tidal stream turbine array layouts using a coupled blade element momentum – computational fluid dynamics model. *Renewable Energy*, 63:46–54, mars 2014. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148113004412>.
- R. MALKI, A. J. WILLIAMS, T. N. CROFT, M. TOGNERI et I. MASTERS : A coupled blade element momentum – Computational fluid dynamics model for evaluating tidal stream turbine performance. *Applied Mathematical Modelling*, 37(5):3006–3020, mars 2013. ISSN 0307-904X. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0307904X12004374>.
- T. MARSHALL : *Prisoners of Geography: Ten Maps That Explain Everything About the World*. Simon and Schuster, oct. 2016. ISBN 978-1-5011-2147-0. Google-Books-ID: 46cxDQAAQBAJ.
- I. MASTERS, J. CHAPMAN, J. ORME et M. WILLIS : A robust blade element momentum theory model for tidal stream turbines including tip and hub loss corrections. *Proceedings of IMarEST - Part A - Journal of Marine Engineering and Technology*, 10:25–35, jan. 2011.
- J. MCNAUGHTON, B. CAO, C. VOGEL et R. WILLDEN : *Model scale testing of multi-rotor arrays designed to exploit constructive interference effects*. sept. 2019.
- P. MERCIER, M. GRONDEAU, S. GUILLOU, J. THIÉBOT et E. POIZOT : Numerical study of the turbulent eddies generated by the seabed roughness. Case study at a tidal power site. *Applied Ocean Research*, 97:102082, avr. 2020. ISSN 0141-1187. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0141118719308727>.
- N. MICHELET : *Modélisation numérique de l'impact d'une ferme hydroliennes sur les conditions hydrodynamiques et sédimentaires du Passage du Fromveur en Mer d'Iroise*. phdthesis, Normandie Université, oct. 2018. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01997613>.
- N. MICHELET, N. GUILLOU, G. CHAPALAIN, J. THIÉBOT, S. GUILLOU, A. J. GOWARD BROWN et S. P. NEILL : Three-dimensional modelling of turbine wake interactions at a tidal stream energy site. *Applied Ocean Research*, 95:102009, fév. 2020. ISSN 0141-1187. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0141118719300902>.
- I. MILNE, R. SHARMA, R. FLAY et S. BICKERTON : Characteristics of the turbulence in the flow at a tidal stream power site. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 371(1985):20120196, 2013.

- P. J. MORIARTY et A. C. HANSEN : AeroDyn Theory Manual. Rap. tech. NREL/TP-500-36881, 15014831, jan. 2005. URL <http://www.osti.gov/servlets/purl/15014831/>.
- P. MYCEK, B. GAURIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN : Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part I: One single turbine. *Renewable Energy*, 66:729–746, juin 2014a. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014811400007X>.
- P. MYCEK, B. GAURIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN : Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part II: Two interacting turbines. *Renewable Energy*, 68:876–892, août 2014b. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148114000196>.
- L. E. MYERS et A. S. BAHAJ : Simulated electrical power potential harnessed by marine current turbine arrays in the Alderney Race. *Renewable Energy*, 30(11):1713–1731, sept. 2005. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014810500039X>.
- L. E. MYERS et A. S. BAHAJ : Near wake properties of horizontal axis marine current turbines. *In Proceedings of the 8th European wave and tidal energy conference*, p. 558–565. Uppsala, Sweden, 2009.
- L. E. MYERS et A. S. BAHAJ : Experimental analysis of the flow field around horizontal axis tidal turbines by use of scale mesh disk rotor simulators. *Ocean Engineering*, 37(2):218–227, fév. 2010. ISSN 0029-8018. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801809002613>.
- M. NACHTANE, M. TARFAOUI, A. E. MOUMEN, D. SAIFA OUI et H. BENYAHIA : Design and Hydrodynamic Performance of a Horizontal Axis Hydrokinetic Turbine. *International Journal of Automotive and Mechanical Engineering*, 16(2):6453–6469, juil. 2019. ISSN 2180-1606. URL <https://journal.ump.edu.my/ijame/article/view/62>.
- S. NASH et A. PHOENIX : A review of the current understanding of the hydro-environmental impacts of energy removal by tidal turbines. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 80:648–662, 2017.
- S. P. NEILL, J. R. JORDAN et S. J. COUCH : Impact of tidal energy converter (TEC) arrays on the dynamics of headland sand banks. *Renewable Energy*, 37(1):387–397, jan. 2012. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148111003855>.

- V. T. NGUYEN : *Modélisation de l'interaction entre hydroliennes et le courant dans un courant de marée comme celui du Raz Blanchard*. Thèse de doctorat, Université de Caen, 2015.
- V. T. NGUYEN, S. S. GUILLOU, J. THIÉBOT et A. SANTA CRUZ : Modelling turbulence with an actuator disk representing a tidal turbine. *Renewable Energy*, 97:625–635, nov. 2016. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148116305353>.
- V. T. NGUYEN, A. SANTA CRUZ, S. S. GUILLOU, M. N. SHIEKH ELSOUK et J. THIÉBOT : Effects of the Current Direction on the Energy Production of a Tidal Farm: The Case of Raz Blanchard (France). *Energies*, 12(13):2478, jan. 2019. ISSN 1996-1073. URL <https://www.mdpi.com/1996-1073/12/13/2478>.
- T. NISHINO et R. H. J. WILLDEN : Effects of 3-D channel blockage and turbulent wake mixing on the limit of power extraction by tidal turbines. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 37:123–135, oct. 2012a. ISSN 0142-727X. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X12000653>.
- T. NISHINO et R. H. J. WILLDEN : The efficiency of an array of tidal turbines partially blocking a wide channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 708:596–606, oct. 2012b. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/efficiency-of-an-array-of-tidal-turbines-partially-blocking-a-wide-channel/44D723577B75AD75606023BC7314E405>.
- T. NISHINO et R. H. J. WILLDEN : Two-scale dynamics of flow past a partial cross-stream array of tidal turbines. *Journal of Fluid Mechanics*, 730:220–244, sept. 2013. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/twoscale-dynamics-of-flow-past-a-partial-crossstream-array-of-tidal-turbines/4E703632C8F8369CD36F2792F11AD565>.
- A. OLCZAK, T. STALLARD, T. FENG et P. K. STANSBY : Comparison of a RANS blade element model for tidal turbine arrays with laboratory scale measurements of wake velocity and rotor thrust. *Journal of Fluids and Structures*, 64:87–106, juil. 2016. ISSN 0889-9746. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S088997461530058X>.
- S. S. OLSON, J. C. P. SU, H. SILVA, C. C. CHARTRAND et J. D. ROBERTS : Turbulence-parameter estimation for current-energy converters using surrogate model optimization. *Renewable Energy*, 168:559–567, mai 2021. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148120319625>.
- P. OURO et T. NISHINO : Performance and wake characteristics of tidal turbines in an infinitely large array. *arXiv preprint arXiv:2101.03829*, 2021.

- M. PALM, R. HUIJSMANS, M. POURQUIE et A. SIJTSTRA : Simple Wake Models for Tidal Turbines in Farm Arrangement. p. 577–587. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, déc. 2010. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/OMAE/proceedings/OMAE2010/49118/577/345920>.
- N. A. PHILLIPS : A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *Journal of Meteorology*, 14(2):184–185, 1957.
- G. PINON, M. F. HURST et E. LUKEBA : Semi-analytical estimate of energy production from a tidal turbine farm with the account of ambient turbulence. *International Journal of Marine Energy*, 19:70–82, sept. 2017. ISSN 22141669. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2214166917300516>.
- D. R. PLEW et C. L. STEVENS : Numerical modelling of the effect of turbines on currents in a tidal channel – Tory Channel, New Zealand. *Renewable Energy*, 57:269–282, sept. 2013. ISSN 09601481. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S096014811300092X>.
- W. J. M. RANKINE : On the mechanical principles of the action of propellers. *Transactions of the Institution of Naval Architects*, 6, 1865.
- P. E. RÉTHORÉ, N. N. SØRENSEN, A. BECHMANN et F. ZHALE : Study of the atmospheric wake turbulence of a cfd actuator disc model. In *2009 European wind energy conference and exhibition*, p. 1–9. EWEC, 2009.
- T. ROC, D. C. CONLEY et D. GREAVES : Methodology for tidal turbine representation in ocean circulation model. *Renewable Energy*, 51:448–464, mars 2013. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148112006106>.
- H. ROSS et B. POLAGYE : An experimental assessment of analytical blockage corrections for turbines. *Renewable Energy*, 152:1328–1341, juin 2020. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148120301555>.
- O. RUHNAU, S. BANNIK, S. OTTEN, A. PRAKTIKNJO et M. ROBINIUS : Direct or indirect electrification? A review of heat generation and road transport decarbonisation scenarios for Germany 2050. *Energy*, 166:989–999, jan. 2019. ISSN 0360-5442. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544218321042>.
- F. SALVATORE, Z. SARICHLIOO et D. CALCAGNI : Marine Turbine Hydrodynamics by a Boundary Element Method with Viscous Flow Correction. vol. 6, p. 53, juin 2018. URL <https://www.mdpi.com/2077-1312/6/2/53>.
- J. SCHLUNTZ et R. WILLDEN : The effect of blockage on tidal turbine rotor design and performance. *Renewable Energy*, 81:432–441, 2015.

- A. SENTCHEV, T. D. NGUYEN, L. FURGEROT et P. Bailly du BOIS : Underway velocity measurements in the Alderney Race: towards a three-dimensional representation of tidal motions. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 378(2178):20190491, août 2020. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rsta.2019.0491>.
- S. SERHADLIOĞLU, T. A. A. ADCOCK, G. T. HOULSBY, S. DRAPER et A. G. L. BORTHWICK : Tidal stream energy resource assessment of the Anglesey Skerries. *International Journal of Marine Energy*, 3-4:e98–e111, déc. 2013. ISSN 2214-1669. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166913000404>.
- W. Z. SHEN, R. MIKKELSEN, J. N. SØRENSEN et C. BAK : Tip loss corrections for wind turbine computations. *Wind Energy*, 8(4):457–475, 2005. ISSN 1099-1824. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/we.153>.
- R. L. SOULSBY : Chapter 5 The Bottom Boundary Layer of Shelf Seas. In B. JOHNS, éd. : *Elsevier Oceanography Series*, vol. 35 de *Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas*, p. 189–266. Elsevier, jan. 1983. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0422989408705038>.
- T. STALLARD, R. COLLINGS, T. FENG et J. I. WHELAN : Interactions between tidal turbine wakes: experimental study of a group of three-bladed rotors. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 371(1985):20120159, fév. 2013. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.2012.0159>.
- G. I. TAYLOR : *The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor: Mechanics of Solids*, vol. 1. CUP Archive, 1958.
- R. TEMAM : Sur l'approximation de la solution des équations de Navier-Stokes par la méthode des pas fractionnaires (ii). *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 33(5):377–385, 1969.
- J. THIÉBOT, P. Bailly du BOIS et S. GUILLOU : Numerical modeling of the effect of tidal stream turbines on the hydrodynamics and the sediment transport – Application to the Alderney Race (Raz Blanchard), France. *Renewable Energy*, 75:356–365, mars 2015. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014811400648X>.
- J. THIÉBOT, D. S. COLES, A.-C. BENNIS, N. GUILLOU, S. NEILL, S. GUILLOU et M. PIGGOTT : Numerical modelling of hydrodynamics and tidal energy extraction in the Alderney Race: a review. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 378(2178):20190498, août 2020a. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.2019.0498>.

- J. THIÉBOT, N. DJAMA DIRIEH, S. GUILLOU et N. GUILLOU : The Efficiency of a Fence of Tidal Turbines in the Alderney Race: Comparison between Analytical and Numerical Models. *Energies*, 14(4):892, jan. 2021. ISSN 1996-1073. URL <https://www.mdpi.com/1996-1073/14/4/892>.
- J. THIÉBOT, N. GUILLOU, S. GUILLOU, A. GOOD et M. LEWIS : Wake field study of tidal turbines under realistic flow conditions. *Renewable Energy*, 151:1196–1208, mai 2020b. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148119318233>.
- J. THIÉBOT, S. GUILLOU et V. T. NGUYEN : Modelling the effect of large arrays of tidal turbines with depth-averaged actuator disks. *Ocean Engineering*, 126:265–275, nov. 2016. ISSN 0029-8018. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801816303985>.
- H. TROUP : Electricity is on track for decarbonisation, but what about decarbonising heat? *Renewable Energy Focus*, 17(5):178–179, sept. 2016. ISSN 1755-0084. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1755008416301016>.
- R. VENNEL : Tuning turbines in a tidal channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 663:253–267, nov. 2010. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/tuning-turbines-in-a-tidal-channel/B3D9CBDEDD573C12EE87371A8DD4E44>.
- R. VENNEL : Exceeding the Betz limit with tidal turbines. *Renewable Energy*, 55:277–285, juil. 2013. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014811200780X>.
- R. VENNEL : An optimal tuning strategy for tidal turbines. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 472(2195):20160047, nov. 2016. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.2016.0047>.
- C. R. VOGEL, G. T. HOULSBY et R. H. J. WILLDEN : Effect of free surface deformation on the extractable power of a finite width turbine array. *Renewable Energy*, 88:317–324, avr. 2016. ISSN 0960-1481. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148115304717>.
- B. WANG, T. HU, Y. GUO et Y. ZHANG : Research on Pitch Control Strategies of Horizontal Axis Tidal Current Turbine. *China Ocean Engineering*, 34(2):223–231, avr. 2020. ISSN 0890-5487, 2191-8945. URL <https://link.springer.com/10.1007/s13344-020-0021-9>.
- J. I. WHELAN, J. M. R. GRAHAM et J. PEIRÓ : A free-surface and blockage correction for tidal turbines. *Journal of Fluid Mechanics*, 624:281–291, avr. 2009. ISSN

1469-7645, 0022-1120. URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/freesurface-and-blockage-correction-for-tidal-turbines/2DD9EBC15F03B8D03B298AFEAAE375C4>.

X.-C. YUAN, Y.-J. LYU, B. WANG, Q.-H. LIU et Q. WU : China's energy transition strategy at the city level: The role of renewable energy. *Journal of Cleaner Production*, 205, sept. 2018.

X.-H. ZHU, Y.-L. MA, X. GUO, X. FAN, Y. LONG, Y. YUAN, J.-L. XUAN et D. HUANG : Tidal and residual currents in the Qiongzhou Strait estimated from shipboard ADCP data using a modified tidal harmonic analysis method. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(11):8039–8060, 2014. ISSN 2169-9291. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2014JC009855>.

Références en ligne

- ADEME : Synthèse de l'étude stratégique de la filière hydrolien marin. URL: <https://www.connaissancedesenergies.org/sites/default/files/pdf-pt-vue/synthese-hydrolien-marin-2018.pdf>, nov. 2018.
- AIRFOIL-TOOLS : Naca 63(3)418 airfoil. URL: <http://airfoiltools.com/polar/details?polar=xf-naca633418-il-200000>, 2020.
- ALSTOM : Alstom choisi pour équiper une ferme-pilote hydrolienne au raz blanchard dans la manche. URL: <https://www.alstom.com/fr/press-releases-news/2014/12/alstom-choisi-pour-equiper-une-ferme-pilote-hydrolienne-au-raz-blanchard-dans-la-manche>, déc. 2014.
- HYDROQUEST : Hydroquest et qair s'allient pour un développement ambitieux au raz blanchard. URL: <https://www.hydroquest.fr/hydroquest-et-qair-sallient-pour-un-developpement-ambitieux-au-raz-blanchard/>, 2021.
- IFREMER : rôles des astres. URL: <http://www.ifremer.fr/lpo/cours/maree/forces.html>, 2004, visité le 17 Septembre 2019. 2019-09-17.
- L'ENERGEEK : Lâché par ge, engie abandonne le projet hydrolien nepthyd. URL: <https://lenergeek.com/2017/01/12/lache-par-ge-engie-abandonne-le-projet-hydrolien-nepthyd/>, 2021.
- T. MAITRE : cours sur les hydroliennes. URL: <https://www.encyclopedie-energie.org/les-hydroliennes/>, 2015.
- NEW-CIVIL-ENGINEER : Major scottish tidal project unveiled. URL: <https://www.newcivilengineer.com/archive/major-scottish-tidal-project-unveiled-28-10-2010/>, 2010.

- OUEST-FRANCE : Energie. atlantis prévoit 100 hydroliennes dans le raz blanchard. URL: <https://www.ouest-france.fr/normandie/atlantis-prevoit-100-hydroliennes-dans-le-raz-blanchard-6082975>, 2018.
- PARIS-AGREEMENT : Report of the conference of the parties to the united nations framework convention on climate change (21st session, 2015: Paris). retrived december. URL: <https://unfccc.int/resource/docs/2015/cop21/eng/10.pdf>, 2015.
- PRESSE-MANCHE : Hydrolien : la ferme pilote d'engie dans le raz blanchard attribuée à normandie hydroliennes. URL: https://actu.fr/economie/hydrolien-la-ferme-pilote-d-engie-dans-le-raz-blanchard-attribuee-a-normandie-hydroliennes_34521055.html, 2020.
- RENEW-ECONOMY : Simec atlantis partners with ge on world's largest tidal stream turbine. URL: <https://reneweconomy.com.au/simec-atlantis-partners-with-ge-on-worlds-largest-tidal-stream-turbine-72757/>, 2019.
- RTE : Accueil de la production hydrolienne. URL: <https://www.rte-france.com/sites/default/files/etude-hydrolien-2013.pdf>, jan. 2013.
- SHOM : MNT Bathymétrie de façade Atlantique (Projet Homonim), 2015. URL http://services.data.shom.fr/geonetwork/srv/fre/catalog.search#/metadata/MNT_ATL100m_HOMONIM_WGS84.xml. Type: dataset.
- SOGREAH : Détermination du potentiel hydrolien en basse-normandie. URL: http://www.etudes-normandie.fr/upload/crbn_cat/1/354_1350_ET31_4.pdf, fév. 2012.
- THETHYS : Meygen tidal energy project - phase i. URL: <https://tethys.pnnl.gov/project-sites/meygen-tidal-energy-project-phase-i>, 2021.

Production scientifique

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- Djama Dirieh N., Thiébot J., Guillou S., Guillou N. (2022) **Blockage corrections for tidal turbines - Application to an array of turbines in the Alderney Race.** Energies, 15(10), 3475. DOI: 10.3390/en15103475.
- Thiébot J., Djama Dirieh N., Guillou S., Guillou N. (2021) **The Efficiency of a Fence of Tidal Turbines in the Alderney Race: Comparison between Analytical and Numerical Models.** Energies, 14(4), 892. DOI: 10.3390/en14040892.

Conférence

- Djama Dirieh N., Thiébot J., Guillou S., Guillou N. (2020) **Les effets de blocage dans les disques d'action représentant des hydroliennes.** 17^{ième} Journées de l'Hydrodynamique. Visio-conférence du 24 au 26 Nov. 2020. 13 p.

Autres

- Djama Dirieh N., Thiébot J., Guillou S., Guillou N. (2021) **Modélisation des effets de sillages d'hydroliennes.** Journées Doctoriales Ancre. 26 Nov. 2021.
- Thiébot J., Guillou S., Guillou N., Djama Dirieh N. (2021) **Modeling hydrodynamic interactions between tidal turbines in the Alderney Race.** Poster pour Seanergy 2021.

Modélisation des effets de sillages d'hydroliennes

Résumé: Les hydroliennes permettent de produire de l'électricité renouvelable à partir des courants de marée, notamment dans des environnements côtiers macro-tidaux (typiquement des détroits de marée). Plusieurs technologies ont été testées sur sites et la filière prépare actuellement la phase commerciale avec le déploiement de fermes hydroliennes. Cependant, des études avancées sont nécessaires pour estimer le productible de ces futures installations en tenant compte notamment du comportement individuel des machines au sein d'une ferme. En effet, les hydroliennes sont situées dans des profondeurs faibles par rapport à leurs dimensions. Contraint verticalement par la profondeur d'eau et latéralement par les turbines voisines, l'écoulement au sein d'une ferme est ainsi soumis à des effets de blocage qui vont influencer sur les performances des dispositifs. La production d'une ferme hydrolienne va également être fortement dépendante des interactions entre les sillages. L'approche classiquement retenue pour estimer cette production est basée sur l'implémentation de disques d'action dans les modèles numériques côtiers. Ce travail complète cette approche en intégrant (i) les effets de blocage et (ii) une représentation des éléments de pale (méthode BE) dans les modélisations. Ces modifications sont successivement appliquées au modèle hydrodynamique tridimensionnelle Telemac3D. Elles sont, dans un premier temps, estimées et inter-comparées en exploitant des données expérimentales disponibles dans le sillage proche d'un disque poreux et d'une maquette d'hydrolienne. Le modèle est, dans un second temps, appliqué au Raz Blanchard. Les résultats obtenus dans ce cas d'application apparaissent sensibles à l'effet du blocage avec un impact sur (i) la distribution des courants au sein de la ferme et (ii) la production énergétique globale.

Mots-clés: Hydrolienne, BE, Disque d'action, Blocage, Telemac3D, Sillage, Productible
Modelling of the wake effects of tidal turbines

Abstract: Tidal turbines permit to produce renewable electricity from tidal currents, especially in macro-tidal environments (tidal straits, typically). Several technologies have been tested on site and the industry is currently preparing the commercial phase with the deployment of large tidal farms. However, advanced studies, accounting for the individual behaviour of the devices within a farm, are needed to estimate the annual energy production of future tidal arrays. Tidal turbines are located in shallow depths in relation to their dimensions. Constrained vertically by the water depth and laterally by the neighbouring turbines, the flow within a farm is thus subjected to blockage effects that influence the performance of the devices. The production of a tidal farm is also strongly dependent on the interactions between the wakes. The classical approach to estimate the turbines production is based on actuator disks implemented in coastal numerical models. The present work complements earlier studies (i) by integrating blockage effects and (ii) by implementing a blade element method in a regional model. These modifications are successively applied to the three-dimensional hydrodynamic model Telemac3D. Firstly, they are estimated and inter-compared by exploiting experimental data available in the near wake of a porous disc and a scaled tidal turbine. Secondly, the model is applied to the Alderney Race. The results obtained at this study site appear sensitive to the blockage effects, with an impact on both (i) the spatial distribution of currents within the farm and (ii) the overall energy production.

Keywords: Tidal turbine, BE, Actuator Disk, Blockage, Telemac3D, Wake, Annual Energy Production