



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique de l'impact d'une ferme hydroliennes sur les conditions hydrodynamiques et sédimentaires du Passage du Fromveur en Mer d'Iroise

Nicolas Michelet

► **To cite this version:**

Nicolas Michelet. Modélisation numérique de l'impact d'une ferme hydroliennes sur les conditions hydrodynamiques et sédimentaires du Passage du Fromveur en Mer d'Iroise. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC237 . tel-01997613

**HAL Id: tel-01997613**

**<https://theses.hal.science/tel-01997613v1>**

Submitted on 29 Jan 2019

**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 numérique de l'impact d'une ferme hydroliennes sur  
les conditions hydrodynamiques et sédimentaires du Passage du  
Fromveur en Mer d'Iroise**

**Présentée et soutenue par  
Nicolas MICHELET**

**Thèse soutenue publiquement le 18/10/2018  
devant le jury composé de**

M. PHILIPPE LARROUDÉ	Maître de conférences HDR, Université Grenoble Alpes	Rapporteur du jury
M. ALEXEI SENTCHEV	Professeur des universités, UNIVERSITE LITTORAL COTE D'OPALE	Rapporteur du jury
M. DOMINIQUE ASTRUC	Maître de conférences HDR, UNIVERSITE TOULOUSE 3 PAUL SABATIER	Membre du jury
Mme SANDRINE AUBRUN	Professeur des universités, ECOLE CENTRALE NANTES	Président du jury
M. GEORGES CHAPALAIN	Directeur de recherche, CEREMA	Membre du jury
M. SYLVAIN GUILLOU	Professeur des universités, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Membre du jury
M. JEROME THIEBOT	Maître de conférences HDR, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Directeur de thèse
M. NICOLAS GUILLOU	Ingénieur HDR, CEREMA	Co-directeur de thèse

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



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE





## **Information complémentaire**

La présente thèse a été effectuée dans le cadre d'un contrat doctoral à durée déterminée (CDD) de trois ans (octobre 2015 à octobre 2018) financé et géré par le Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement (Cerema) après un processus de sélection par le Comité de Suivi des Projets de Thèses (CSPT) du Cerema.

La thèse s'est déroulée au Laboratoire de Génie Côtier et Environnement (LGCE) du Cerema Eau, Mer et Fleuves (Plouzané) avec (i) la collaboration scientifique du Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (LUSAC), équipe d'accueil 4253 de l'Université de Caen Normandie et (ii) l'inscription académique à l'École Doctorale Physique, Sciences de l'Ingénieur, Matériaux, Énergie (ED PSIME) en spécialité Mécanique des Fluides, Énergétique, Thermique, combustion, acoustique (MFET).

Le directeur de thèse officiel devant être rattaché à l'École Doctorale PSIME, Sylvain Guillou et Jérôme Thiébot du LUSAC ont successivement assuré cette fonction. L'implication effective des divers encadrants est la suivante :

- Nicolas Guillou (Cerema, LGCE) – co-directeur de thèse (50 %),
- Jérôme Thiébot (Université de Caen Normandie, LUSAC) – co-encadrant (01/10/2015 au 01/01/2018), puis directeur de thèse (20 %),
- Sylvain Guillou (Université de Caen Normandie, LUSAC) – directeur de thèse (01/10/2015 au 01/01/2018), puis co-encadrant de thèse (20 %),
- Georges Chapalain (Cerema, LGCE) – co-encadrant (10 %).



## Avant-Propos

Cet avant-propos est l'occasion de rappeler que ce travail a été effectué grâce au support financier du CEREMA (Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement) dans le cadre d'une bourse de thèse. Mes vifs remerciements vont à Monsieur Philippe Joscht, directeur de la DtecEMF (Direction technique Eau, mer et fleuves) de m'avoir accueilli au sein de sa direction.

Je voudrais maintenant remercier tous ceux qui ont participé à la réalisation de ce travail et mis à ma disposition les moyens nécessaires :

- Monsieur Nicolas Guillou, directeur de thèse, à qui j'exprime ma gratitude pour sa disponibilité, son soutien, les échanges que nous avons eus tout au long de ces trois années de thèse et sa précieuse aide sur la rédaction ;
- Monsieur Jérôme Thiébot, directeur de thèse, pour sa disponibilité et les échanges sur différents aspects de la modélisation d'hydrologie et sa précieuse aide sur la rédaction ;
- Monsieur Sylvain Guillou, co-encadrant de thèse, pour son aide tant au niveau scientifique que rédactionnel durant ces trois années ;
- Monsieur Georges Chapalain, co-encadrant de thèse, pour sa précieuse aide sur la rédaction ainsi que pour ces conseils ;
- Messieurs Alexei Sentchev et Philippe Larroudé pour leur travail de rapporteur ;
- Madame Sandrine Aubrun pour sa tâche de présidente du jury ;
- Monsieur Dominique Astruc pour son rôle d'examineur ;
- Monsieur André Simon pour la réalisation d'une partie des schémas présentés dans ce manuscrit et son aide dans le traitement de certaines données numériques ;
- Madame Tina Odaka (Ifremer) et Monsieur Emmanuel Taboré (IUEM) pour leur aide, notamment pour l'accès au pôle de Calcul PARallèle Mutualisé pour l'Océanographie et la Recherche (CAPARMOR) qui s'est ensuite mue en DATARMOR ;
- Les personnels du CEREMA et du LUSAC pour leur accueil.

Je souhaite enfin remercier mes proches pour leur soutien au cours de ces trois années de thèse.

# Table des matières

## Nomenclature

### Chapitre 1 :Introduction

### Chapitre 2 : Modélisation des courants de marée dans le Passage du Fromveur

- 2.1 Modèle numérique ROMS
  - 2.1.1 Hypothèses et équations moyennes
  - 2.1.2 Fermeture turbulente : mélanges horizontal et vertical
  - 2.1.3 Conditions aux limites
  - 2.1.4 Résolution numérique
- 2.2 Caractéristiques générales du Passage du Fromveur
  - 2.2.1 Morphologie et nature des fonds
  - 2.2.2 Marée
- 2.3 Application du modèle numérique
  - 2.3.1 Conditions de simulation
  - 2.3.2 Évaluation des prédictions numériques
  - 2.3.3 Exploitation des prédictions numériques
    - 2.3.3.1 Courants de marée et puissance disponible
    - 2.3.3.2 Asymétrie en amplitude et direction

### Chapitre 3 : Implémentation de la méthode de « l'Actuator Disc » dans le modèle ROMS

- 3.1 Méthode de « l'Actuator Disc »
  - 3.1.1 Théorie
  - 3.1.2 Modifications apportées au modèle ROMS
- 3.2 Évaluation de l'AD avec des mesures expérimentales
  - 3.2.1 Description des mesures expérimentales
  - 3.2.2 Description des simulations numériques
  - 3.2.3 Comparaisons des prédictions aux mesures expérimentales
  - 3.2.4 Études de sensibilité
    - 3.2.4.1 Force variable spatialement ou moyennée sur le disque
    - 3.2.4.2 Résolutions spatiales
    - 3.2.4.3 Mélange vertical
    - 3.2.4.4 Mélange horizontal
    - 3.2.4.5 Paramètre de rugosité sur le fond
    - 3.2.4.6 Bilan de l'étude de sensibilité
- 3.3 Simulation à grande échelle
  - 3.3.1 Description des conditions de simulation
  - 3.3.2 Sensibilité à la résolution spatiale
  - 3.3.3 Position dans la colonne d'eau
  - 3.3.4 Courant alternatif
  - 3.3.5 Bilan

## **Chapitre 4 : Étude de l'effet d'hydroliennes dans le Passage du Fromveur**

4.1 Présentation des cas de simulation

4.2 Cas d'une turbine

4.2.1 Cas d'une turbine positionnée dans la zone de symétrie

4.2.2 Cas d'une turbine positionnée dans la zone d'asymétrie

4.2.3 Bilan

4.3 Cas d'un parc de 8 hydroliennes

4.3.1 Configuration C11

4.3.2 Configuration C12

4.3.3 Bilan

4.4 Impact sur le transport sédimentaire

4.4.1 Approche suivie

4.4.2 Résultats et Discussion

## **Chapitre 5 : Conclusions et perspectives**

### **Références**

### **Liste des figures**

### **Liste des tableaux**

# Nomenclature

## Symboles latin

$a$	Facteur d'induction	[-]
$A$	Section du disque	[m]
$AD$	Actuator Disc	
$As$	Paramètre d'asymétrie	[-]
$c_1, c_2$	Constante définie selon le modèle de turbulence	[-]
$C_p$	Coefficient de puissance	[-]
$C_{pmax}$	Coefficient de puissance maximal	[-]
$C_{sma}$	Constante de Smagorinsky	[-]
$C_T$	Coefficient de poussée	[-]
$d$	Déficit de vitesse	[-]
$d_i$	Diamètre des sédiments de la classe $i$	[m]
$D$	Diamètre du disque considéré	[m]
$D^*_i$	Diamètre adimensionnel	[-]
$e$	Épaisseur du disque poreux	[m]
$f$	Paramètre de Coriolis	[-]
$F$	Force de poussée	[N]
$F_v$	Force de poussée volumique	[N.kg <sup>-1</sup> ]
$\bar{F}_v$	Force de poussée uniformément répartie sur le disque poreux	[N]
$g$	Constante de gravité	[m.s <sup>-2</sup> ]
$h$	Hauteur d'eau par rapport au niveau moyen	[m]
$I$	Intensité turbulente	[-]
$k$	Énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$k_1$	Profil en entrée du canal de l'énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$K_H$	Viscosité turbulente horizontale	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$K_V$	Viscosité turbulente verticale	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$l$	Longueur de mélange	[m]
$L$	Longueur du canal	[m]
$m$	Constante définie selon le modèle de turbulence	[-]
$MAE$	Erreur moyenne absolue	
$n$	Constante définie selon le modèle de turbulence	[-]
$pp$	Variable de localisation dans la grille Arakawa Type-C	[-]
$pu$	Variable de localisation des vitesses selon (Ox)	[-]
$p_v$	Variable de localisation des vitesses selon (Oy)	[-]
$pw$	Variable de localisation des variables turbulentes	[-]
$p_\infty$	Pression à l'infini en amont et en aval du disque poreux	[Pa]
$p_d^+$	Pression en amont du disque poreux	[Pa]
$p_d^-$	Pression en aval du disque poreux	[Pa]
$P_{disp}$	Puissance disponible	[W]
$P_{ext}$	Puissance extraite par les turbines	[W]
$P_{GLS}$	Constante définie selon le modèle de turbulence	[-]
$P_s$	Terme de production d'énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-3</sup> ]
$Q$	Débit massique	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$RE$	Index d'accord de Willmot	[-]
$s$	Rapport des masses volumiques du sédiment et de l'eau	[-]
$S$	Salinité	[PSU]

$t$	Temps	[s]
$T$	Température	[°C]
$u$	Composante dans la direction (Ox) de la vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{u}$	Composant de la vitesse dans la direction (Ox) intégrée sur la verticale	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_{*b}$	Vitesse de frottement au niveau du fond	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_{*c}$	Vitesse critique de mise en mouvement	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_{\infty}$	Vitesse à l'infini en amont du disque poreux	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_1$	Profil en entrée du canal de la vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_2$	Profil en sortie du canal de la vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_{AD}$	Vitesse perturbée par la présence de l'AD	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_d$	Vitesse locale au niveau du disque poreux	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_h$	Composante horizontale de la vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_w$	Vitesse dans le sillage du disque poreux	[m.s <sup>-1</sup> ]
$v$	Composante dans la direction (Oy) de la vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{v}$	Composant de la vitesse dans la direction (Oy) intégrée sur la verticale	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V$	Volume du disque poreux	[m <sup>3</sup> ]
$w$	Composante dans la direction (Oz) de la vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$w_{s,i}$	Vitesse de chute de la classe de sédiments $i$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$Z_{0b}$	Paramètre de rugosité	[m]

### Symboles grecques

$\Delta t_{2D}$	Pas de temps du mode barotrope	[s]
$\Delta t_{3D}$	Pas de temps du mode barocline	[s]
$\Delta x$	Pas d'espace dans la direction (Ox)	[m]
$\Delta y$	Pas d'espace dans la direction (Oy)	[m]
$\Delta z$	Pas d'espace dans la direction (Oz)	[m]
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-3</sup> ]
$\varepsilon_1$	Profil en entrée du canal du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-3</sup> ]
$\zeta$	Évolution de la surface libre	[m]
$\theta_{cri}$	Paramètre de Shields	[-]
$\kappa$	Constante de Von-Karman	[-]
$\nu$	Viscosité de l'eau de mer	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\rho$	Masse volumique de l'eau de mer	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho_0$	Masse volumique de l'eau de référence	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho_s$	Masse volumique du sédiment	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Coordonnée verticale	[-]
$\sigma_k$	Nombre de Schmidt pour la diffusion turbulente de $k$	[-]
$\sigma_\psi$	Nombre de Schmidt pour la diffusion turbulente de $\psi$	[-]
$\tau_b$	Contrainte de cisaillement	[N.m <sup>-2</sup> ]
$\tau_b^x$	Composante dans la direction (Oy) de la contrainte de cisaillement	[N.m <sup>-2</sup> ]
$\tau_b^y$	Composante dans la direction (Ox) de la contrainte de cisaillement	[N.m <sup>-2</sup> ]

$\tau_{cri}$	Contrainte critique de mise en mouvement	[N.m <sup>-2</sup> ]
$\phi$	Latitude	[°]
$\psi$	Paramètre générique	
$\omega_T$	Vitesse de rotation de la Terre	[rad.s <sup>-1</sup> ]
$\omega$	Fréquence du processus d'atténuation de la turbulence	[s <sup>-1</sup> ]

# Chapitre 1

## Introduction

### *Contexte*

Les pays industrialisés, ainsi que ceux en voie de développement, doivent aujourd'hui satisfaire des besoins énergétiques croissants. Dans ce contexte marqué par l'urgence climatique imputable aux émissions de gaz à effet de serre dues à la consommation effrénée, passée et présente, des énergies fossiles, l'exploitation des énergies renouvelables décarbonées constitue une alternative prometteuse. Depuis la conférence des Nations Unies sur l'environnement et le climat de Rio en 1992, jusqu'à l'accord de Paris en 2015, en passant par le protocole de Kyoto en 1997, des engagements politiques ont été pris au niveau international pour réduire le recours aux énergies fossiles au profit des énergies décarbonées. En France, l'objectif est d'augmenter, d'ici 2030, de 19 à 32 % la part des énergies renouvelables dans le mix énergétique global. Pour tenir cet objectif, un intérêt croissant est porté à l'exploitation des énergies marines renouvelables (EMR).

On distingue plusieurs sources d'EMR et types de dispositif d'extraction associés (éolien, marémoteur, hydrolien, houlomoteur, thermique ou osmotique), dont les degrés de maturité technologique et les perspectives de développement sont très variables (Figure 1.1). De technologie similaire à celle éprouvée des éoliennes terrestres, les éoliennes posées sur les fonds marins font déjà l'objet d'importants déploiements industriels, notamment au Royaume-Uni, au Danemark et en Allemagne. Proche du stade de la commercialisation, la technologie des hydroliennes qui captent l'énergie cinétique des courants de marée, suit avec des perspectives de production plus modestes (Rabain et Roeck, 2012). Cependant, l'énergie hydrolienne présente des avantages spécifiques. À la différence des énergies houlomotrices et éoliennes d'origine météorologique, cette ressource a, du

fait de son origine astronomique, l'intérêt majeur d'être prévisible, facilitant la gestion de sa production et sa distribution. Conçues autour de turbines immergées, les hydroliennes ont par ailleurs un faible impact visuel qui favorise leur acceptation par la population littorale, permanente et touristique.

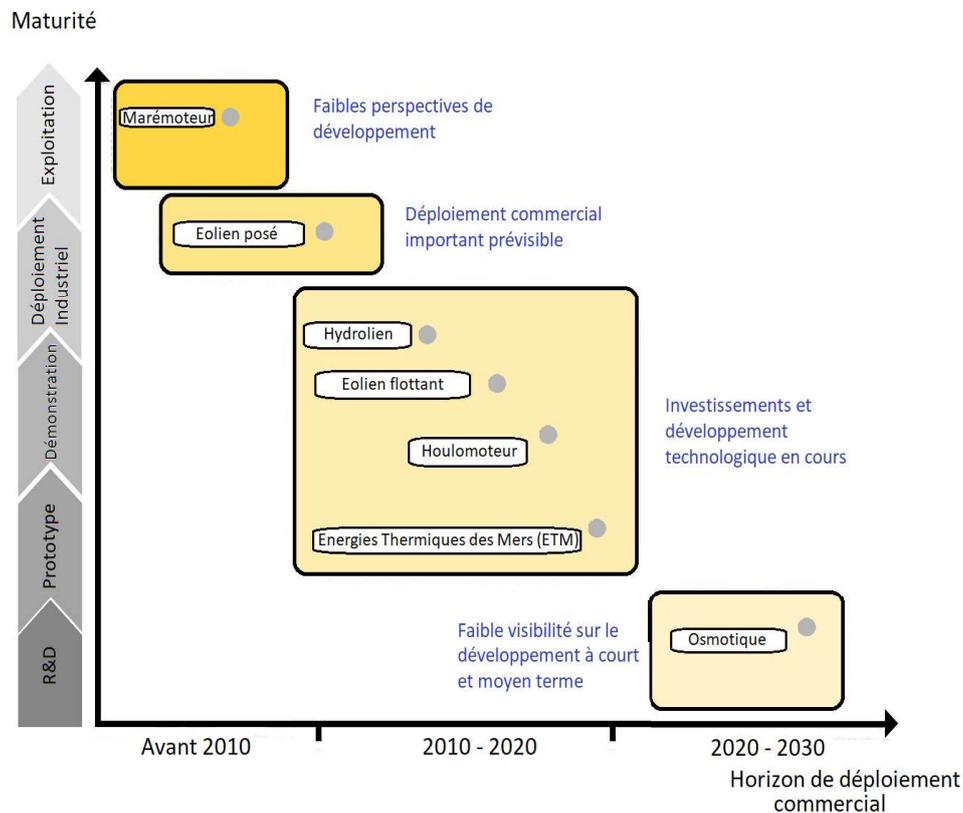


Figure 1.1 – Degrés de maturité technologique et perspectives de développement des différents dispositifs d'extraction d'EMR (Ernst & Young, 2012).

Au niveau mondial, la puissance cinétique des courants de marée technologiquement exploitable est estimée entre 75 et 100 GW avec des sites d'intérêt majeur dans les eaux côtières peu profondes bordant le Canada, le Brésil, la Nouvelle-Zélande et l'Europe du Nord (EDF, 2012). Au niveau du plateau continental Nord-européen, le Royaume-Uni et la France disposent de l'essentiel de la puissance hydrolienne exploitable estimée à 11 GW (EDF, 2012). La part française, qui représente 20 % de ce potentiel, intègre une fraction de l'un des plus importants gisements d'Europe, le Raz Blanchard, situé en Manche centrale entre la pointe nord-ouest de la presqu'île du Cotentin (cap de la Hague) et l'île anglo-normande d'Aurigny, avec des pointes de courant supérieures à  $5 \text{ m.s}^{-1}$  en conditions de vive-eau moyenne (SHOM, 2000 ; Figure 1.2). Le Passage du Fromveur localisé au large de la pointe Bretagne, entre l'île d'Ouessant et l'archipel de Molène, constitue, quant à lui, le deuxième gisement hydrolien français avec des courants de vive-eau

moyenne dépassant  $4 \text{ m.s}^{-1}$  (SHOM, 2016). Le reste de la ressource hydrolienne française se répartit globalement sur des espaces restreints de  $40 \text{ km}^2$  le long des côtes normandes et bretonnes, au voisinage d'îles telles que Guernesey, Bréhat, Sein, et d'îlots du Golfe du Morbihan (Guillou et al., 2018).

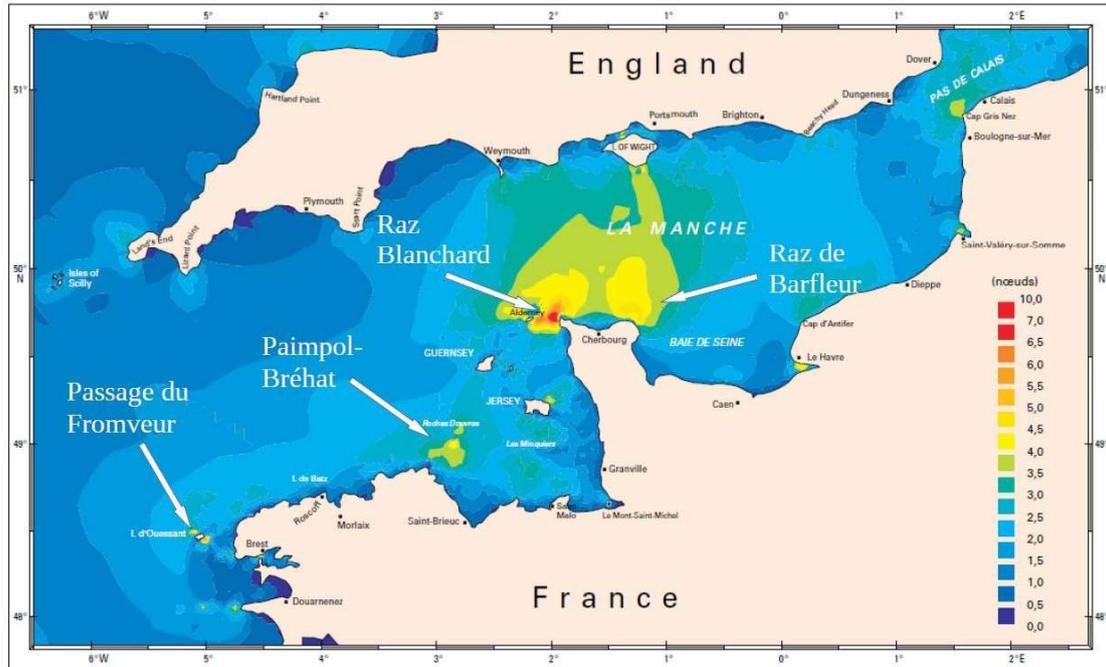


Figure 1.2 – Vitesse maximale du courant de marée moyennée sur la verticale (exprimée en nœuds,  $1 \text{ nœud}=0,51 \text{ m.s}^{-1}$ ) en période de vive-eau moyenne en pointe Bretagne et en Manche (d'après SHOM, 2000).

### Technologie hydrolienne en mer

Du point de vue technologique, les hydroliennes à rotor d'axe horizontal sont plus avancées que les turbines à axe vertical, qui n'ont été que peu testées en condition réelle à l'heure actuelle (Khan et al., 2009). À la différence des éoliennes dont la nacelle tourne avec le vent, l'axe de rotation des hydroliennes actuelles est généralement fixe. Cette caractéristique conditionne fortement le choix des sites en favorisant ceux où règnent des courants alternatifs, rectilinéaires et alignés. Au-delà du nombre, de la forme et des dimensions des pales, les principales différences entre les hydroliennes opérationnelles résident dans (i) le nombre de rotors : simple (e.g., Sabella D10, Figure 1.3a) ou double (SEAGEN, Figure 1.3c) ; (ii) le mode de guidage du rotor : central par un moyeu (e.g., Sabella D10) ou périphérique (OpenHydro, Figure 1.3b) ; (iii) l'absence ou la présence d'un carénage faisant office de convergent comme les modèles OpenHydro et Kaipara Harbour (Figure 1.3b, d) ; (iv) le mode d'ancrage : gravitaire posé sur le fond (e.g., Sabella D10) ou ancré dans celui-ci par fondation monopieu (SEAGEN) ; et enfin (v) le positionnement du rotor dans la colonne d'eau.

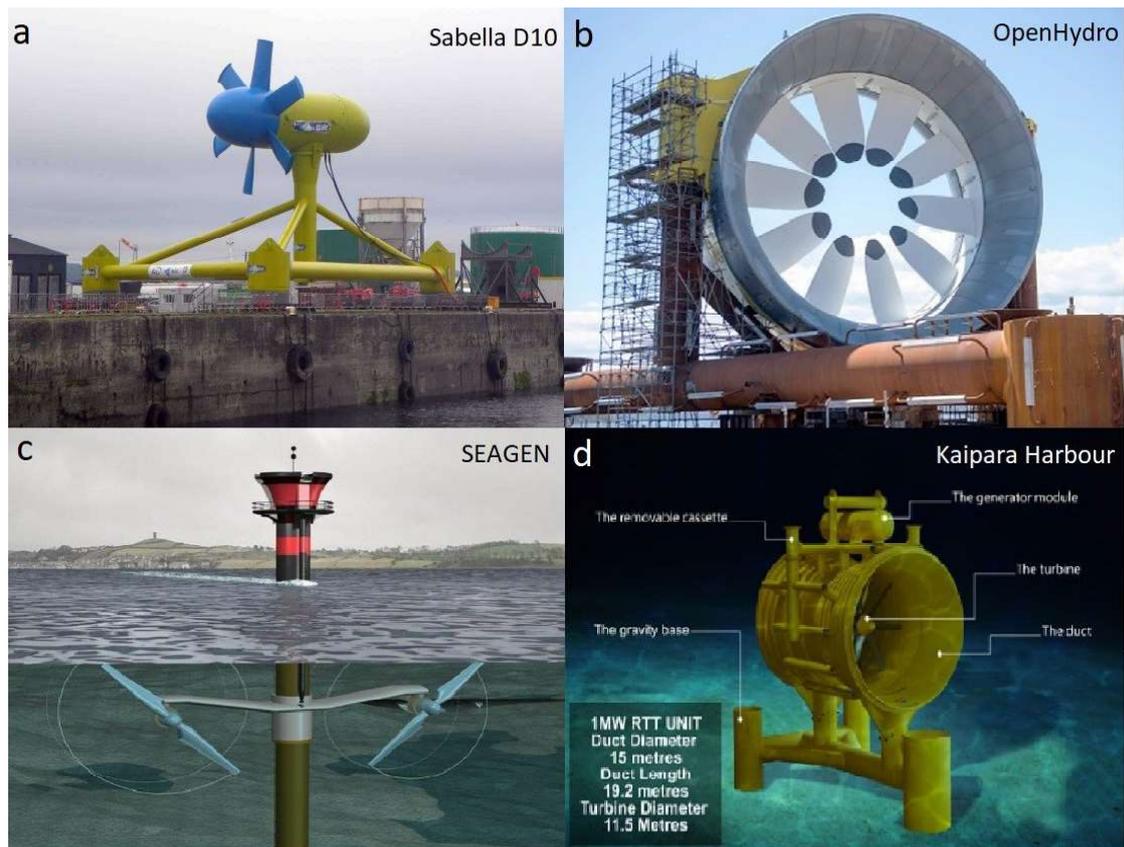


Figure 1.3 – (a) Hydrolienne Sabella D10 à rotor 6 pales de 10 m de diamètre d’une puissance nominale de 1 MW (@ Georges Chapalain, source : <https://www.cerema.fr>) ; (b) Hydrolienne OpenHydro à rotor 10 pales de 16 m de diamètre d’une puissance nominale de 2 MW (source : <http://www.ore.gg>); (c) Hydroliennes SEAGEN à rotors bipales de 16 m de diamètre d’une puissance nominale 2x1,2 MW (source : <http://www.seageneration.co.uk/>) ; (d) Hydrolienne Kaipara Harbour à rotor 6 pales de 11,5 m de diamètre d’une puissance nominale de 1 MW (source : <http://www.nzherald.co.nz/>).

### *Appel à Manifestation d’Intérêt (AMI) « fermes pilotes hydroliennes »*

En 2014, l’Agence De l’Environnement et de la Maîtrise de l’Énergie (ADEME) a lancé un Appel à Manifestation d’Intérêt (AMI) pour l’implantation de fermes pilotes de 3 à 10 hydroliennes de 1 à 2 MW dans le Raz Blanchard et le Passage du Fromveur. La société Sabella a répondu à cet AMI, et après sélection, a déployé dans le Passage du Fromveur en juin 2015 son hydrolienne (D10) équipée d’un rotor à six pales, de 10 m de diamètre (D) et d’une puissance nominale de 1 MW.

### *Modélisation de la circulation de marée en zone côtière*

L’optimisation d’un parc hydrolien en termes de rendement d’exploitation et d’impact environnemental requiert (i) de connaître la variabilité spatio-temporelle des courant ambiants et (ii) d’évaluer son impact sur l’environnement hydrodynamique et sédimentaire. La connaissance des

courants de marée sur une emprise qualifiée de régionale, supérieure à celle du parc et au-delà du gisement est nécessaire. Ces évaluations reposent communément sur des modélisations numériques de circulation basées sur les équations RANS (« Reynolds Averaged Navier-Stokes ») relatives aux écoulements à surface libre en eau peu profonde (« Shallow water ») et validées par des mesures courantologiques. Ces modèles sont, soit intégrés suivant la verticale et donc bidimensionnels horizontaux (2DH), soit tridimensionnels (3D). À titre d'exemple, citons les travaux de Neill et al. (2014) et Guillou et Chapalain (2017a, 2018) qui révèlent, au niveau de sites hydroliens du détroit des Orcades (Nord de l'Écosse) et du Passage du Fromveur, certains aspects de la variabilité spatio-temporelle des courants aussi essentiels à l'optimisation de l'exploitation de la ressource que (i) les asymétries en amplitude et direction du courant à l'échelle du cycle de marée (Guillou et Chapalain, 2017a ; Guillou et Chapalain, 2018) ; (ii) les variations de la puissance cinétique entre les mortes-eaux et les vives-eaux (Robins et al., 2015 ; Guillou et al., 2018) ; et (iii) le déphasage des maxima de courants entre sites voisins (Neill et al., 2016).

#### *Modélisation de l'effet des hydroliennes*

L'implantation d'hydroliennes modifie les conditions hydrodynamiques, moyennes et turbulentes, jusqu'à des échelles spatiales supérieures à une dizaine de kilomètres (e.g., Defne et al., 2011 ; Ahmadian et al., 2012 ; Neill et al., 2012 ; Guillou et Thiébot, 2016a). Ces modifications peuvent tout à la fois concerner des réponses locales opposées d'accélération/décélération des courants et d'atténuation/accentuation des processus liés à la turbulence (génération de turbulence dans le sillage des hydroliennes, contrainte de cisaillement sur le fond, diffusion turbulente, *etc.*) au sein et aux abords d'un parc. Ces modifications hydrodynamiques sont susceptibles d'affecter le milieu sédimentaire en suspension dans la colonne d'eau et en contact avec le fond (Neill et al., 2012 ; Thiébot et al., 2015). Pour étudier l'impact des hydroliennes sur l'environnement (à moyenne et à longue portée), plusieurs études ont consisté à modifier des codes de circulation océanographiques basés sur une formulation RANS. La prise en compte des hydroliennes dans ces codes s'effectue de deux manières principales : la première dite du frottement de fond additionnel, la seconde basée sur la théorie de l'« Actuator Disc » (AD).

La méthode du frottement de fond additionnel est particulièrement adaptée aux modèles de circulation 2DH (e.g., Defne et al., 2011 ; Neill et al., 2012 ; Plew et Stevens, 2013 ; Thiébot et al., 2015 ; Guillou et Thiébot, 2016a). Elle permet d'évaluer à coût de calcul modéré les modifications des champs de courant moyen. Cette méthode intègre généralement un frottement additionnel moyenné sur l'ensemble du parc et représentatif de la poussée de l'ensemble des turbines, ce qui ne

permet pas d'appréhender les interactions entre hydroliennes. Robins et al. (2014) et Thiébot et al. (2016) ont cependant considéré des frottements additionnels locaux associés à chaque hydrolienne.

La méthode de l'AD s'adapte aux modèles 3D. Le rotor de chacune des hydroliennes y est représenté par un disque poreux sur lequel s'applique une poussée locale. Selon la loi de Bernoulli, la discontinuité de pression engendrée se solde par une réduction de la vitesse dans et en aval du disque (Figure 1.4). L'implémentation de la méthode dans un code 3D consiste à incorporer une force de poussée dans les équations de conservation de la quantité de mouvement horizontale. En fonction des cas, les équations d'évolution des quantités turbulentes (e.g.,  $k$ ,  $\varepsilon$ ,  $\omega$ ) peuvent être inchangées (Bai et al., 2009 ; Harrison et al., 2010 ; Abolghasemi et al., 2015) ou complétées par des termes puits ou source (Roc et al., 2013 ; Shives et Crawford, 2015 ; Nguyen et al., 2016). La plupart des applications numériques traitent d'écoulements schématiques, permanents, canalisés, perturbés par un ou plusieurs disques poreux à échelle réduite et à échelle 1. Nguyen (2015) aborde également le cas d'un écoulement alternatif sinusoïdal représentatif du courant de marée du Raz Blanchard. Roc et al. (2014) ont simulé les effets hydrodynamiques d'un parc de 10 turbines situé au droit d'un cap schématique soumis à des conditions de marée semi-diurne. Goward-Brown et al. (2017) ont prolongé ces travaux en appliquant la méthode à un site du détroit des Orcades démontrant l'intérêt de la méthode de l'AD par rapport à la méthode du frottement de fond additionnel.

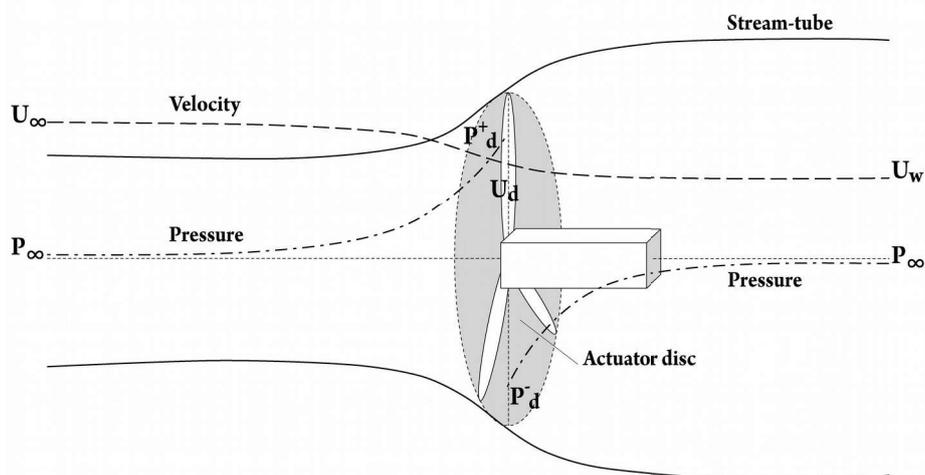


Figure 1.4 – Schéma conceptuel de la théorie de « l'Actuator Disc » (source : Roc et al., 2013).



## *Démarche suivie*

La démarche adoptée s'inscrit dans la continuité des travaux de Bai et al. (2009) ; Harrison et al. (2010) ; Abolghasemi et al. (2015) et Thiébot et al. (2016) basés sur la théorie de l'AD incorporée dans une modélisation numérique de circulation RANS 3D en modifiant uniquement les équations de la conservation de la quantité de mouvement horizontale. Elle complète également des études numériques déjà conduites dans cet environnement en vue d'évaluer la ressource hydrolienne et d'aborder les conséquences sur l'hydrodynamique de l'extraction d'énergie des courants de marée (Guillou et Thiébot, 2016a, b ; Guillou et al., 2016 ; Guillou et Chapalain, 2017b ; Thiébot et Sentchev, 2017 ; Thiébot, 2017).

La thèse se scinde en deux parties : une première sur la caractérisation affinée de l'hydrodynamique dans le Passage du Fromveur et la zone AMI, une seconde sur l'impact hydrodynamique des hydroliennes à l'échelle du parc et les conséquences sur la dynamique sédimentaire.

La première partie porte spécifiquement sur la caractérisation par modélisation numérique 3D à l'aide du code « Open Source » ROMS (« Regional Oceanic Modelling System ») (Schepetkin et McWilliams, 2005) de l'évolution spatio-temporelle des paramètres moyens et turbulents de l'environnement hydrodynamique de marée du Passage du Fromveur et de ses abords en l'absence d'hydroliennes. Cette modélisation s'effectue à différentes échelles spatiales horizontales, depuis celle de la mer d'Iroise (échelle régionale de l'ordre de 200 km de côté) forcée par la base de données mondiale TPXO7.2 (Egbert et al., 1994), jusqu'à celles de la zone AMI (4 km) et du parc (1 km), en passant par l'échelle intermédiaire de l'archipel de Molène et d'Ouessant (de l'ordre de 40 km de côté). L'ensemble de ces échelles spatiales, associées à celles de la turbine et des pales, sont synthétisées sur la Figure 1.6. Une attention particulière sera portée sur la variabilité spatio-temporelle des conditions hydrodynamiques dans le centre du Passage du Fromveur.

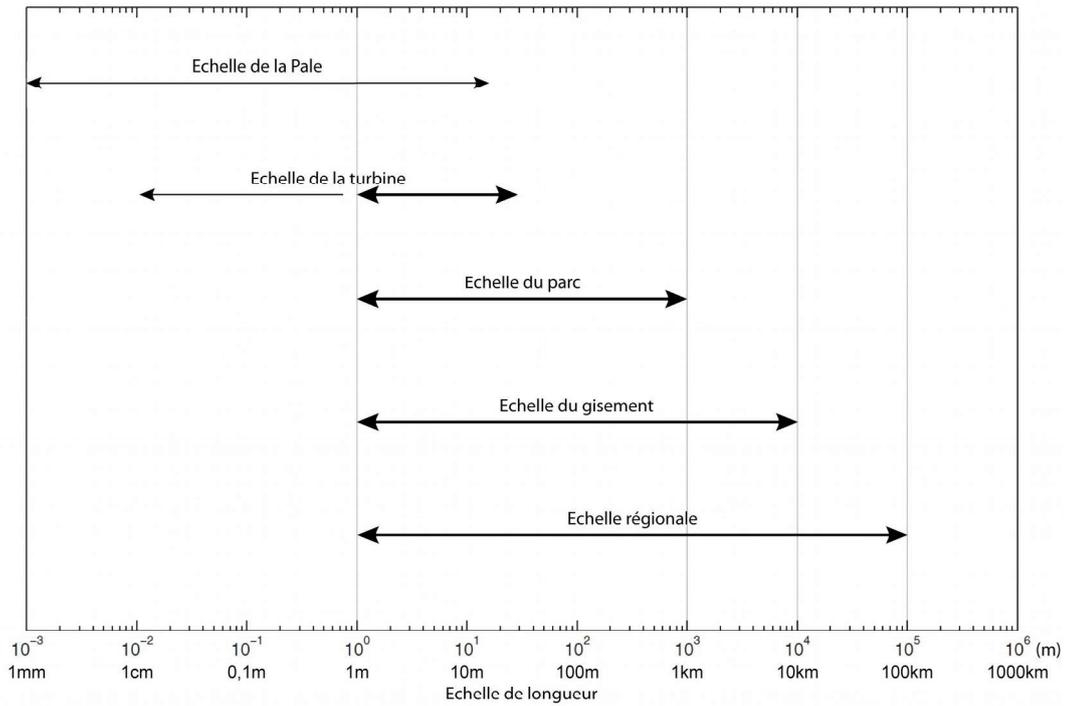


Figure 1.6 – Synthèse des différentes échelles spatiales hydrodynamiques en présence (modifiée d'après Adcock et al., 2015), en gras les échelles tout particulièrement étudiées dans la présente étude.

La seconde partie est consacrée à l'implémentation d'hydrolienne(s) dans le modèle régional, puis à son application pour étudier l'effet d'un parc situé dans le Passage du Fromveur. Ce travail est réalisé selon les trois étapes dédiées au comportement respectif de :

1. une hydrolienne soumise à un écoulement de laboratoire (Harrison et al., 2010) et à un écoulement uniforme spatialement, périodique et représentatif du Passage du Fromveur ;
2. une hydrolienne immergée en différents lieux dans la zone AMI et soumise à des conditions hydrodynamiques variables ;
3. huit hydroliennes susceptibles d'interagir hydrodynamiquement entre-elles. Lors de cette étape, nous quantifions l'effet cumulé d'un parc sur l'environnement hydrodynamique, puis sédimentaire.

### Organisation du manuscrit

Le mémoire de thèse s'organise comme suit. Après une description du modèle numérique de circulation ROMS 3D et des caractéristiques générales du site d'étude du Passage du Fromveur, le chapitre 2 se consacre à l'application du modèle avec, dans un premier temps, la confrontation des résultats à des mesures *in situ* et aux prédictions du SHOM (2015). Dans un second temps, les

conditions hydrodynamiques moyennes et turbulentes sont analysées en mettant l'accent sur leurs variabilités spatiale et temporelle, notamment en termes d'asymétrie en amplitude et direction des courants de flot et de jusant. Après un rappel de la théorie de l'AD, le chapitre 3 expose la méthode adoptée pour son implémentation dans le modèle numérique ROMS 3D, puis les études de sensibilité effectuées en considérant des cas schématiques (courant uniforme, permanent et périodique) avec une seule hydrolienne à l'échelle réduite et à l'échelle 1. Le chapitre 4 est dédié à l'application du modèle ROMS 3D modifié au site du Fromveur avec (i) une seule hydrolienne déployée à deux emplacements différents (dans des zones de symétrie et d'asymétrie en amplitude des courants) et (ii) un parc de huit hydroliennes disposées selon deux configurations d'implantation spatiale. Finalement, en considérant l'implantation qui maximise la production, est examiné l'impact de l'extraction d'énergie sur les particules sédimentaires en suspension et sur le fond.

# Chapitre 2

## Modélisation des courants de marée dans le Passage du Fromveur

### 2.1 Modèle numérique ROMS

#### 2.1.1 Hypothèses et équations moyennes

Le modèle utilisé est le modèle « Open source » ROMS (version 3.7) développé à l'université de Rutgers (New Jersey, USA) (Schepetkin et McWilliams, 2005). Il s'agit d'un modèle 3D de l'océan côtier résolvant en différences finies les équations de base traduisant les lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement d'un fluide Newtonien, incompressible, tournant dans le champ de la pesanteur.

Après séparation des processus fluctuants rapides des phénomènes cohérents à plus longue période de temps et intégration en temps, les équations du modèle sont astreintes aux hypothèses de Boussinesq (1903, 1877) qui reviennent successivement à (i) négliger les variations de masse volumique de l'eau de mer  $\rho$  quand elles ne sont pas multipliées par la constante de gravité  $g$  égale à  $9,81 \text{ m.s}^{-2}$ , et (ii) admettre les contraintes de Reynolds proportionnelles aux gradients des vitesses moyennes. Il en résulte que ces équations s'expriment dans un repère cartésien Oxyz, dans les directions horizontales vers l'Est (Ox), le Nord (Oy) et verticale locale (Oz), sous la forme suivante :

– équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad . \quad (2.1)$$

– équations du mouvement (RANS)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_V \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_V \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_V \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.4)$$

où  $u$ ,  $v$  et  $w$  sont respectivement les composantes de la vitesse dans les directions (Ox), (Oy) et (Oz),  $t$  est le temps,  $f = 2\omega_T \sin \phi$  est le paramètre de Coriolis avec  $\omega_T = 7,29 \times 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$  la vitesse de rotation de la Terre sur elle-même et  $\phi$  est la latitude au point considéré.  $p$  est la pression,  $K_H$  et  $K_V$  sont respectivement les viscosités turbulentes horizontale et verticale,  $\rho_0$  est la masse volumique de l'eau de mer de référence.

Dans les eaux peu profondes du plateau continental, les forces extérieures d'origine astronomique génératrices de la marée sont négligées devant la pesanteur. Les vitesses verticales  $y$  sont également très inférieures par rapport aux vitesses horizontales, de sorte que l'équation du mouvement vertical (Équation 2.4) se réduit à l'équilibre hydrostatique :

$$\rho g = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad . \quad (2.5)$$

Les échanges de quantité de mouvement dus au vent et par rayonnement et d'eau douce (précipitations) à l'interface air/mer sont négligés. Il en est de même des échanges de chaleur et de matières (*e.g.*, eau douce, sel) aux limites ouvertes et fermées du domaine fluide. La température et la teneur en sel, et par voie de conséquence la masse volumique  $\rho$ , sont ainsi considérées uniformes en espace et constantes en temps, avec comme valeurs respectives de  $T = 12^\circ \text{C}$ ,  $S = 35 \text{ PSU}$  (« Practical Salinity Unit ») et  $\rho = \rho_0 = 1025 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Aucune équation d'évolution de ces variables n'est donc résolue.

L'écoulement est enfin considéré turbulent sur fond imperméable rugueux avec un paramètre de rugosité  $z_{0b}$  défini comme la hauteur au-dessus du fond à laquelle la vitesse du fluide est nulle et admis proportionnel au diamètre médian des particules sédimentaires présentes sur le fond (Soulsby, 1983).

L'intégration sur la verticale, du fond à la surface libre, de l'équation de continuité (2.1) avec les conditions cinématiques traduisant l'imperméabilité du fond et de la surface libre donne accès à l'évolution spatio-temporelle de l'élévation de la surface libre  $\zeta$ .

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(H \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial y}(H \bar{v}) = 0 \quad (2.6)$$

où  $H = h + \zeta$  est la hauteur d'eau instantanée et  $\bar{u}, \bar{v}$  les vitesses horizontales moyennées sur la verticale.

Le modèle ROMS propose d'exprimer les équations du modèle à la fois dans un système de coordonnées cartésiennes et sphériques. Ces dernières sont utilisées pour les simulations à l'échelle régionale de la mer d'Iroise, tandis que les premières sont employées à l'échelle plus restreinte du domaine d'implantation des hydroliennes dans le Passage du Fromveur (cf Chapitre 4).

### 2.1.2 Fermeture turbulente : mélanges horizontal et vertical

La viscosité turbulente horizontale  $K_H$  est calculée selon la paramétrisation proposée par Smagorinsky (1963). Cette formulation dépend de la taille des mailles  $\Delta x$  et  $\Delta y$  suivant les directions (Ox) et (Oy) :

$$K_H = C_{sma} \Delta x \Delta y \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} \quad (2.7)$$

où  $C_{sma}$  est la constante de Smagorinsky comprise entre 0 et 1. Elle est généralement fixée à 0,1 (Deardoff, 1970), mais peut être ajustée comme le suggère Oey et Chen (1992) à une valeur de 0,2. Nous reviendrons aux chapitres 2 et 3 sur le choix de cette constante.

La viscosité turbulente verticale  $K_V$  est déterminée à l'aide du modèle de fermeture turbulente « Generic Length Scale » (GLS) (Umlauf et Burchard, 2003). Ce système de deux équations d'évolution permet de sélectionner l'un des trois modèles de turbulence suivant : k-kl, k-ε ou k-ω (Umlauf et Burchard, 2003 ; Warner et al., 2005). La formulation de ce système est exprimée

en fonction d'un paramètre générique  $\psi$  pour représenter l'une des variables turbulentes suivantes : (i) le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$ , (ii) la fréquence caractéristique du processus d'atténuation de la turbulence  $\omega$  (Saffman, 1970 ; Warner et al., 2005), et (iii)  $kl$  le produit de l'énergie cinétique turbulente  $k$  par la longueur de mélange  $l$ . Le système à deux équations s'exprime sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_v}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_s - \epsilon \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} + u \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial \psi}{\partial y} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_v}{\sigma_\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\psi}{k} (c_1 P_s - c_2 \epsilon) \end{array} \right. \quad (2.8)$$

où  $\sigma_k$  et  $\sigma_\psi$  sont respectivement les nombres de Schmidt pour la diffusion turbulente de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et le paramètre générique  $\psi$ .  $c_1$  et  $c_2$  sont des constantes définies selon le modèle de turbulence employé. Dans la présente étude, les modèles  $k-\epsilon$  et  $k-\omega$  sont utilisés. Les valeurs des constantes spécifiques sont données dans le Tableau 2.1.

	$c_1$	$c_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\psi$
<b>k-<math>\epsilon</math></b>	1,44	1,92	1	1,3
<b>k-<math>\omega</math></b>	0,56	0,83	2	2

Tableau 2.1 – Liste des valeurs des constantes employées pour les modèles  $k-\epsilon$  et  $k-\omega$ .

$P_s$  représente le terme de production d'énergie cinétique turbulente par cisaillement qui s'exprime comme :

$$P_s = K_v M^2 \quad (2.9)$$

avec

$$M^2 = \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2. \quad (2.10)$$

La fermeture turbulente est achevée par la formulation suivante de la viscosité turbulente verticale  $K_v$  en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et de son taux de dissipation  $\epsilon$  ou de sa fréquence caractéristique d'atténuation  $\omega$  en s'appuyant notamment sur les travaux de Saffman (1970) appliqués au modèle ROMS par Warner et al. (2005) :

$$K_v = 0,4 \sqrt{2k} \, l \quad (2.11)$$

avec pour le modèle  $k-\varepsilon$

$$l = (C_\mu^0)^3 \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

et pour le modèle  $k-\omega$

$$l = \frac{1}{\omega} \frac{k^{1/2}}{C_\mu^0} \quad (2.13)$$

où  $C_\mu^0$  est une constante indépendante de la formulation choisie et égale à 0,5544.

### 2.1.3 Conditions aux limites

**Au fond ( $z=-h$ , où  $h$  est la hauteur d'eau par rapport au niveau moyen), la condition limite des équations du mouvement (Équations 2.2 et 2.3) consiste à exprimer la contrainte de cisaillement au niveau du fond par les relations suivantes :**

$$\rho K_v \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_b^x \quad (2.14)$$

$$\rho K_v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_b^y \quad (2.15)$$

où  $\tau_b^x$  et  $\tau_b^y$  sont les composantes dans les directions (Ox) et (Oy) de la contrainte de cisaillement sur le fond  $\tau_b$  qui est reliée à la vitesse de frottement au niveau du fond  $u_{*b}$  par :

$$\tau_b = \sqrt{(\tau_b^x)^2 + (\tau_b^y)^2} = \rho u_{*b}^2 = \rho (u_{*b}^x^2 + u_{*b}^y^2). \quad (2.16)$$

De l'existence d'un profil universel logarithmique de la vitesse d'écoulement turbulent au-dessus d'un fond rugueux, il en résulte que:

$$u_{*b} = \frac{\kappa |u_h(z_1)|}{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0b}}\right)}. \quad (2.17)$$

où  $u_h=(u,v)$  est la vitesse horizontale,  $z_1$  est la cote de la première demi-cellule de calcul au-dessus du fond et  $\kappa=0,41$  est la constante de Von-Karman. Les composantes  $\tau_b^x$  et  $\tau_b^y$  s'expriment sous la forme :

$$\tau_b^x = \rho u(z_1) |u_h(z_1)| \left( \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0b}}\right)} \right)^2 \quad (2.18)$$

$$\tau_b^y = \rho v(z_1) |u_h(z_1)| \left( \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0b}}\right)} \right)^2. \quad (2.19)$$

La condition limite de l'équation d'énergie cinétique turbulente  $k$  près du fond découle de l'équilibre local entre production et dissipation de l'énergie cinétique turbulente et s'exprime sous la forme suivante :

$$k = \frac{(u_{*b})^2}{(C_\mu^0)^2}. \quad (2.20)$$

La condition limite pour  $\psi$  ( $\epsilon$  ou  $\omega$ ) est donnée par :

$$\psi = (C_\mu^0)^{P_{GLS}-2m} (u_{*b})^{2m} (\kappa z_{0b})^n. \quad (2.21)$$

Les valeurs des différentes constantes adoptées ( $P_{GLS}$ ,  $m$  et  $n$ ) sont synthétisées dans le tableau 2.2.

	$P_{GLS}$	$m$	$n$
<b>k-<math>\epsilon</math></b>	3	1,5	-1
<b>k-<math>\omega</math></b>	-1	0,5	-1

Tableau 2.2 – Valeurs des constantes du paramètre générique  $\psi$  assimilé à  $\epsilon$  et  $\omega$  au niveau du fond.

À la surface libre ( $z=\zeta$ ), un gradient de vitesse horizontale nul est admis conformément à l'hypothèse d'absence de contrainte de cisaillement due au vent :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (2.23)$$

À noter qu'une contrainte de pression atmosphérique uniforme dans l'espace et constante dans le temps, égale à  $p_{atm}=1013$  hPa, est imposée. Les conditions aux limites par défaut pour  $k$  et  $\psi$  dans ROMS ont été remplacées par des conditions de gradient nul :

$$\frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad . \quad (2.25)$$

**Les conditions aux limites latérales fermées** (parois solides) sont une vitesse normale nulle, traduisant l'imperméabilité, et une vitesse tangentielle résultant d'un glissement libre.

**Les conditions aux limites latérales ouvertes** du domaine fluide sont définies selon différentes formulations appliquées aux variables  $\zeta, \bar{u}, \bar{v}, u, v, k$  et  $\epsilon$ . Leur choix dépend des simulations mises en place.

Pour la variation de la surface libre  $\zeta$ , la valeur est soit imposée suivant une condition de type Dirichlet, soit laissée libre suivant une condition radiative de type Orlanski (1976). Trois types de condition sont appliqués pour les composantes barotropes de la vitesse  $(\bar{u}, \bar{v})$  : une formulation de Flather (1976), de Chapman (1985) ou de physique réduite (Hedström, 2015). Cette dernière est similaire à une condition de Flather et permet d'évaluer la valeur de la vitesse en fonction de l'élévation de la surface libre en ne considérant que les gradients de pression, les termes de Coriolis et les contraintes de cisaillement en surface et au fond. Pour les composantes baroclines de la vitesse  $(u, v)$  et les variables turbulentes  $(k, \epsilon)$ , une condition radiative de type Orlanski (1976) ou une condition de Dirichlet est employée.

### 2.1.4 Résolution numérique

Le modèle ROMS se base sur une résolution numérique aux différences finies suivant une grille de discrétisation Arakawa de type C (Figure 2.1 a). Les variables sont calculées à différentes localisations à travers la maille suivant un positionnement de type « staggered cell center ». La surface libre  $\zeta$  est calculée aux centres des mailles (points  $pp$ ). Les variables turbulentes  $k, \epsilon$  et  $\omega$  ainsi que la viscosité et la diffusion verticale, sont calculées au niveau des bords inférieurs et supérieurs des mailles (points  $pw$ ). Les composantes barotrope et barocline de la vitesse sont calculées sur les bords latéraux des mailles aux points  $pu$  pour les composantes dans la direction (Ox) et aux points  $pv$  pour les composantes dans la direction (Oy). La contrainte de cisaillement est également calculée au niveau des points  $pu$  et  $pv$  du maillage. Ce paramètre est estimé seulement à la première demi-cellule au-dessus du fond.

La discrétisation selon la verticale s'effectue selon le système de coordonnées  $\sigma$  (Philipps, 1957) (Figure 2.1 b). La colonne d'eau est décomposée en plusieurs couches qui sont réparties dans l'intervalle  $[-1 ; 0]$ , -1 correspondant au fond et 0 à la surface, selon la formulation suivante :

$$\sigma = \frac{z - \zeta}{h + \zeta} \quad (2.26)$$

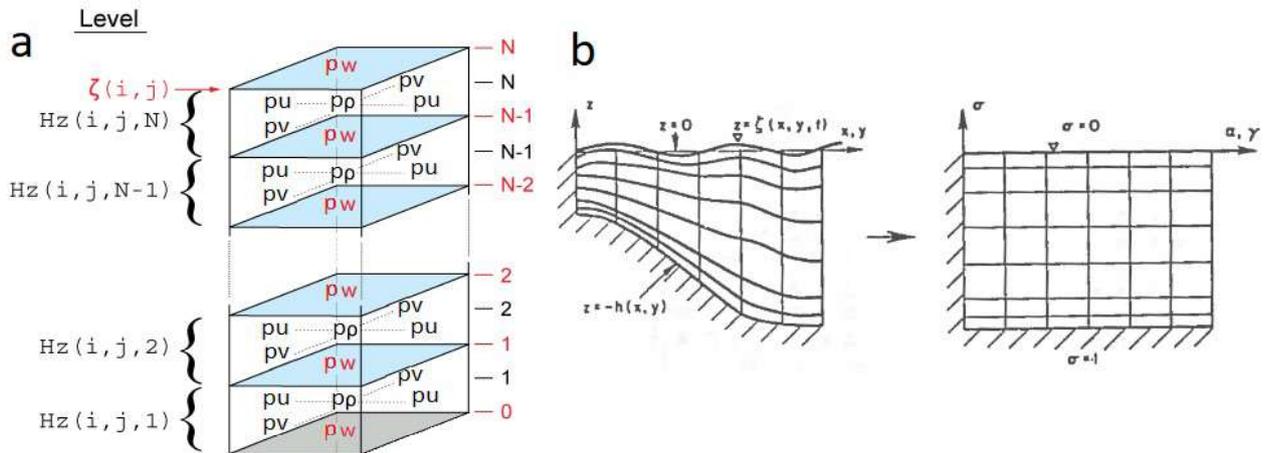


Figure 2.1 – Discrétisations (a) horizontale et (b) verticale adoptées dans ROMS (source : <https://www.myroms.org/> et Sheng, 1984)

Les équations sont résolues en utilisant la technique de séparation des modes (« mode splitting ») proposée par Simons (1974) et fréquemment utilisée (*e.g.*, Madala et Piacsek, 1977 ; Blumberg et Mellor, 1987). Dans le but de limiter le temps de calcul, la résolution de la dynamique barotrope plus rapide est séparée de celle de la dynamique barocline. L'équation de continuité et les équations des moments intégrées selon la verticale sont résolues sur un pas de temps  $\Delta t_{2D}$  au cours du mode externe ou barotrope, et les équations du mouvement 3D sont résolues sur un pas de temps  $\Delta t_{3D} = \Delta t_{2D} \times N_t$  au cours du mode interne ou barocline. Le mode barotrope fournit, par la résolution de l'équation de continuité intégrée selon la verticale, les valeurs de  $\zeta, \bar{u}, \bar{v}$  au mode barocline. En retour, le mode barocline fournit le cisaillement près du fond déduit de la résolution tridimensionnelle des courants et des termes d'advection, de diffusion, de gradient de pression et de Coriolis qui sont intégrés selon la verticale. Les équations (2DH et 3D) sont discrétisées temporellement pas un schéma robuste, du 3<sup>ème</sup> ordre en temps, de type prédateur (Leap-Frog) / correcteur (Adams-Moulthou) (Shchepetkin et McWilliams, 2005). L'advection horizontale des

courants est résolue à l'aide d'un schéma « upstream » biaisé d'ordre 3 pour le mode barocline, et d'un schéma centré d'ordre 4 pour le mode barotrope (Shchepetkin et McWilliams, 1998). L'advection verticale des courants est résolue par un schéma centré d'ordre 4.

La résolution spatiale et temporelle est contrainte par les critères CFL (« Courant Friedrich Levy ») des modes barotrope :

$$\Delta t_{2D} < \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}\right)^{1/2} \sqrt{gh}} \quad (2.27)$$

et barocline :

$$\Delta t_{3D} < \frac{1}{\frac{u}{\Delta x} + \frac{v}{\Delta y} + \frac{w}{\Delta z}}. \quad (2.28)$$

Dans le cas d'une simulation intégrant deux domaines imbriqués (externe et interne), il existe deux modes de résolution : « One-Way » ou « Two-Way » (Mason et al., 2010 ; Debreu et al., 2012). Dans le mode « One-Way », les forçages aux limites du domaine interne sont obtenus en interpolant directement les prédictions du domaine externe. Dans le mode « Two-Way », ces forçages sont adaptés des prédictions des domaines interne et externe avec un échange d'information dans les deux sens.

## 2.2 Caractéristiques générales du Passage du Fromveur

Le Passage du Fromveur se situe à l'extrémité occidentale des côtes de France métropolitaine en pointe Bretagne, dans la mer d'Iroise (Figure 2.2a). Il sépare, dans la partie septentrionale de la mer d'Iroise, l'île d'Ouessant de l'archipel de Molène à travers un chenal de 2 km de large et environ 4 km de long.

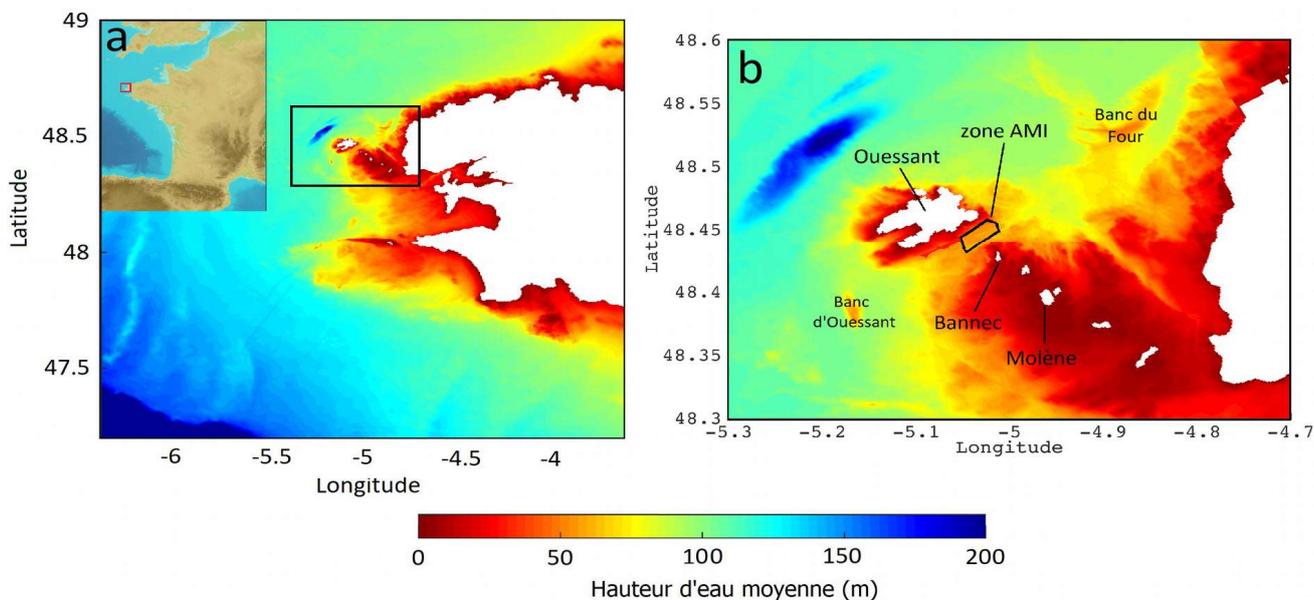


Figure 2.2 – Profondeur par rapport au niveau d'eau moyen (a) à la pointe Bretagne et (b) dans l'archipel de Molène et d'Ouessant. La zone de l'AMI dans le Passage du Fromveur est délimitée par le polygone noir.

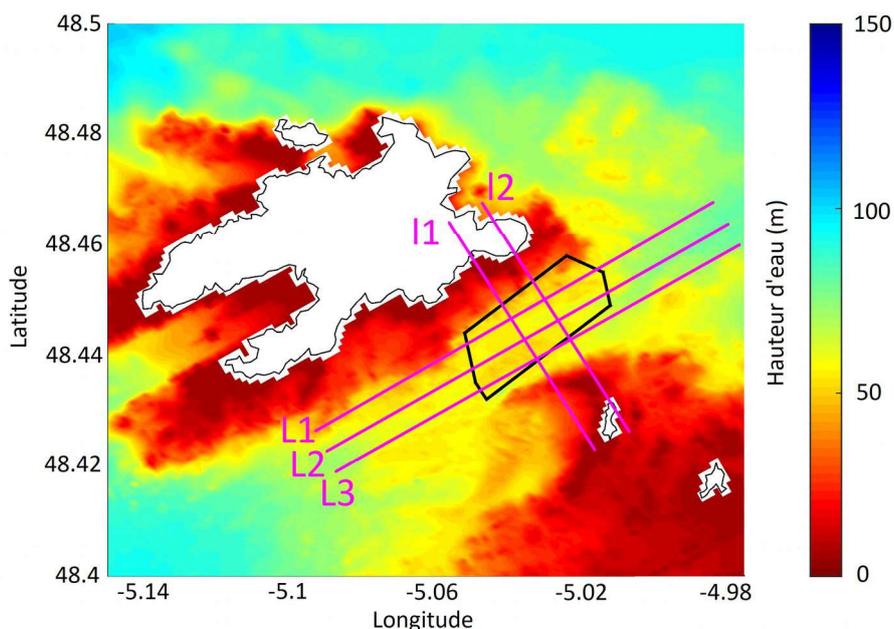


Figure 2.3 – Profondeur par rapport au niveau moyen dans le Passage du Fromveur. La zone de l'AMI et les transects bathymétriques étudiés à la section 2.2.1 sont localisés.

## 2.2.1 Morphologie et nature des fonds

La hauteur d'eau moyenne (par rapport au niveau moyen des mers) du Passage du Fromveur est de 50 m. Les différents transects bathymétriques (Figures 2.3 et 2.4) montrent que dans la zone définie pour l'implémentation des hydroliennes (zone AMI, Figure 2.2b), les gradients

bathymétriques sont faibles avec des variations de profondeurs inférieures à 10 m sur une distance de 600 m (Figure 2.4, transect L2) et une pente générale d'environ 2°. Au-delà de la zone de l'AMI, au Nord-Est et au Sud-Ouest, la hauteur d'eau augmente progressivement jusqu'à atteindre des profondeurs comprises entre 70 et 80 m (Figure 2.4, transects L2 et L3). Au Sud-Est et au Nord-Ouest de la zone de l'AMI, la hauteur d'eau diminue très rapidement à mesure que l'on se rapproche des côtes des îles de Ouessant et Bannec. Des variations de 30 m de profondeur sur environ 200 m de distance horizontale peuvent ainsi être observées le long des transects l1 et l2.

Au-delà du Passage du Fromveur, entre les îles de l'archipel de Molène, la profondeur d'eau ne dépasse pas 10 m, avec la présence de nombreux hauts-fonds qui s'étendent autour de ces îles. Il en résulte de nombreuses zones découvrantes lors des marées de vive-eau. Au Nord-Est et au Sud-Ouest du Passage du Fromveur, deux bancs sableux sont mis en évidence (Figure 2.2b). Le banc d'Ouessant, situé au Sud-Ouest du chenal, présente une hauteur maximale (par rapport aux zones qui l'entourent) d'environ 50 m. La profondeur au niveau du banc du Four, situé au Nord-Est de la zone d'étude, est d'environ 30 m. Ce dernier s'étend sur une zone plus large que le banc d'Ouessant.

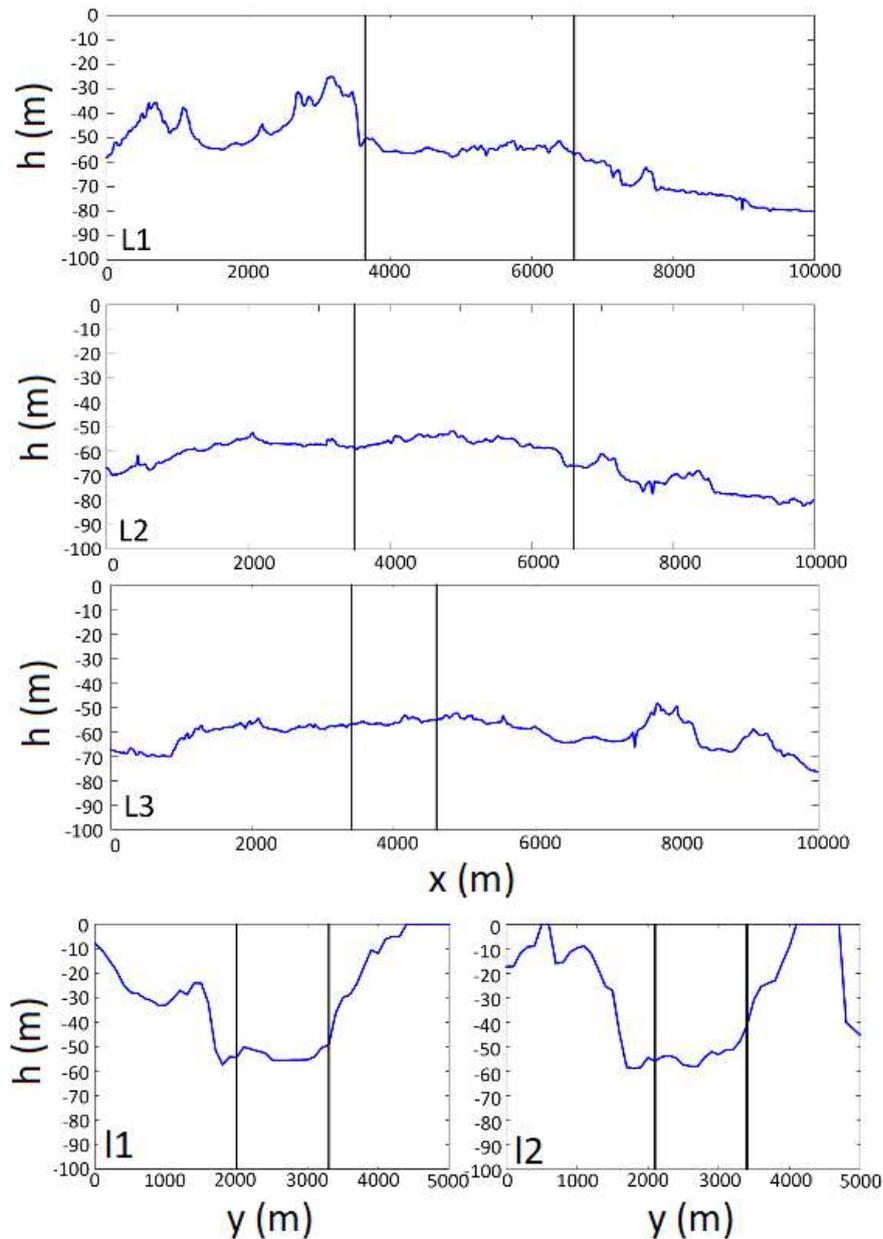


Figure 2.4 – Transects bathymétriques (i) l1 et l2 selon la direction Sud-Est/Nord-Ouest et (ii) L1 L2 et L3 selon la direction Sud-Ouest/Nord-Est. Les lignes verticales représentent les limites de la zone de l’AMI.

La zone de l’archipel de Molène et d’Ouessant est également caractérisée par une forte hétérogénéité de la distribution spatiale des types de sédiments de fond. La figure 2.5 présente la distribution des sédiments dans la zone d’étude. Le substrat au centre du Passage du Fromveur est essentiellement composé de roches (Figure 2.5). En effet, compte tenu des fortes amplitudes de courants qui peuvent atteindre un maximum de  $4 \text{ m.s}^{-1}$  en période de vive-eau moyenne, les particules sédimentaires de faibles diamètres sont transportées à travers le Fromveur sans y être piégées. À mesure que l’on s’éloigne du centre du chenal vers le Nord-Est ou le Sud-Ouest, les

amplitudes des courants diminuent et les zones de plus grandes profondeurs (entre 70 et 80 m) sont composées de sables, de graviers ou d'un mélange des deux (Figure 2.5) (Hamdi et al., 2010 ; SHOM, 2015 ; Ehrhold et Le Gall, 2017). Les bancs du Four et d'Ouessant, décrits précédemment, sont principalement constitués de sables (Figure 2.4) (Hamdi et al., 2010 ; Ehrhold et Le Gall, 2017).

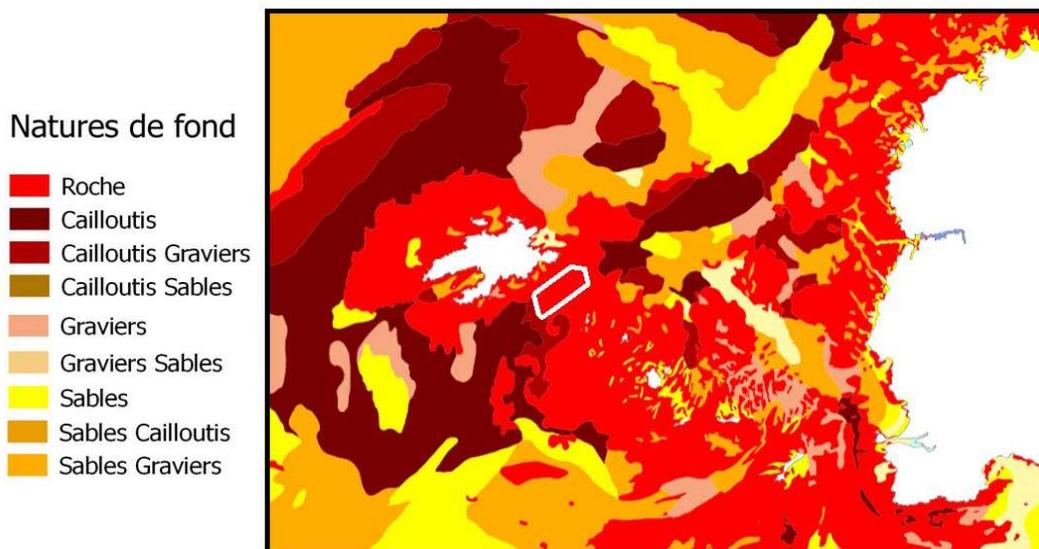


Figure 2.5 – Différents types de sédiments de fond autour de l'archipel de Molène-Ouessant et du passage du Fromveur (SHOM, 2015). La zone de l'AMI est délimitée par le polygone blanc.

## 2.2.2 Marée

Le plateau continental du Nord de l'Europe, auquel appartient la mer d'Iroise, fait partie des mers macrotidales, c'est-à-dire que l'hydrodynamique de la zone est très influencée par la marée. Au niveau de l'île d'Ouessant, le marnage peut ainsi atteindre un maximum de 6 m (SHOM, 2015). La modulation à 14,7 jours du cycle de marée dans la zone de la mer d'Iroise est principalement régie par la composition harmonique des deux ondes principales  $M_2$  et  $S_2$ . L'onde semi-diurne lunaire  $M_2$  est la plus importante avec une amplitude, en entrée de la Manche, de 2 m entre l'île d'Ouessant et le cap de Lizard situé à l'extrême Sud-Ouest des côtes anglaises (SHOM, 2016). Sa période est de 12 h 25 min et cette onde se propage du Golfe de Gascogne au Sud vers l'entrée de la Manche au Nord-Est. L'onde semi-diurne solaire  $S_2$  a, quant à elle, une période de 12 heures. Les interactions non-linéaires de ces deux ondes avec les hauts-fonds (présents autour des îles de l'archipel) et les côtes des îles engendrent la création d'ondes de fréquences supérieures des ondes fondamentales d'origine astronomique (Pingree et Griffiths, 1987). Ainsi l'onde  $M_2$  génère ainsi l'onde quart-diurne  $M_4$  de période 6 h 12 min.

Dans le Passage du Fromveur, l'amplitude des courants de marée atteint  $4 \text{ m.s}^{-1}$  en période de vive-eau moyenne (SHOM, 2016) (Figure 2.6). On retrouve également, à l'Ouest de l'île d'Ouessant, une zone où les amplitudes des courants sont importantes atteignant  $3 \text{ m.s}^{-1}$  en conditions de vive-eau moyenne. En période de vive-eau moyenne, la puissance disponible (calculée comme  $P_{disp} = 0,5\rho u_h^3$ ) atteint  $20 \text{ kW.m}^{-2}$  à 10 m au-dessus du fond (Figure 2.7), la hauteur visée pour l'exploitation de l'énergie cinétique des courants de marée dans la zone d'étude (Guillou et al., 2016). Cette valeur se retrouve principalement au niveau des hauts-fonds de l'île de Bannec à la frontière Sud-Est de la zone AMI. À mesure que l'on se rapproche des côtes d'Ouessant la puissance disponible diminue progressivement jusqu'à atteindre un minimum d'environ  $10 \text{ kW.m}^{-2}$  au niveau de la frontière Nord-Ouest de la zone AMI.

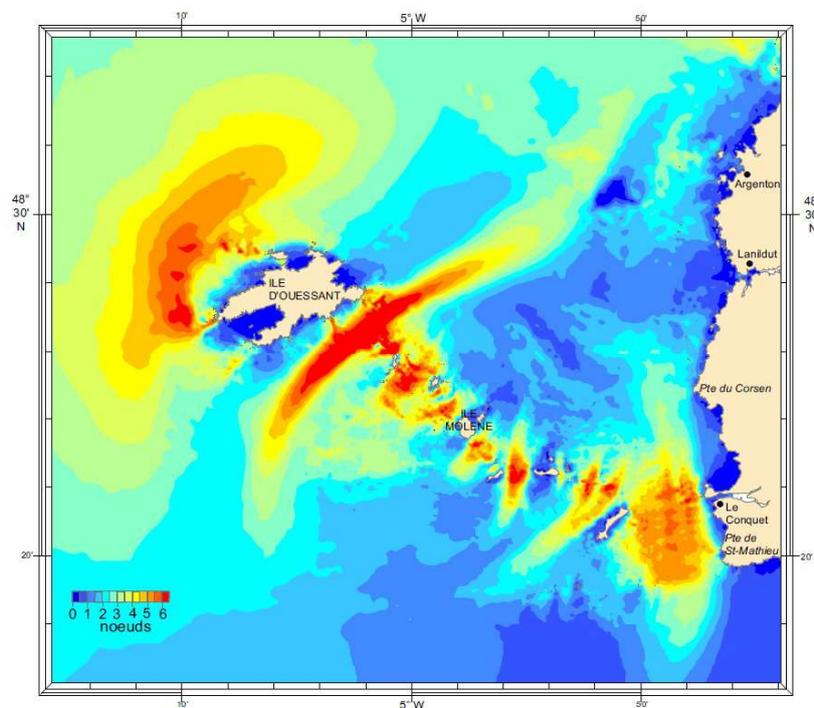


Figure 2.6 – Module de vitesse barotrope maximale dans le Passage du Fromveur et ses abords (SHOM, 2016).

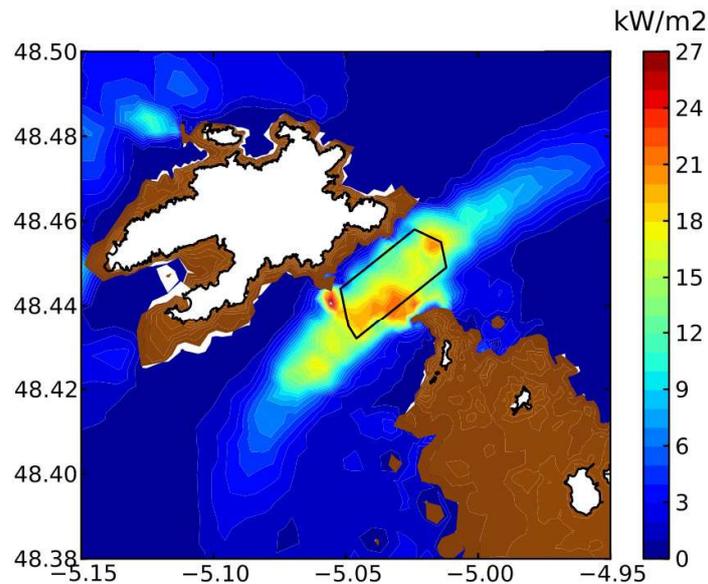


Figure 2.7 – Puissance maximale à 10 m au-dessus du fond pour une période de vive-eau moyenne (Guillou et al., 2016). Les zones de couleur marron correspondent à des profondeurs (par rapport au niveau moyen) inférieures à 10 m.

## 2.3 Application du modèle numérique

### 2.3.1 Conditions de simulation

Pour maximiser la puissance extraite par les hydroliennes, il est nécessaire de déterminer la direction du courant prédominant. Une première modélisation est ainsi mise en œuvre pour déterminer l'orientation de ces courants. Cette modélisation est effectuée sur deux maillages imbriqués : (i) le premier couvrant la mer d'Iroise de 4 à 6 °W selon la longitude et de 47,4 à 49 °N selon la latitude avec une résolution spatiale horizontale de 2000 m, (ii) le second couvrant l'archipel de Molène et d'Ouessant de 4,7 à 5,3 °W selon la longitude et de 48,2 à 48,6 °N selon la latitude avec une résolution spatiale horizontale de 400 m (Figure 2.8). Ces deux maillages comportent 16 couches  $\sigma$  selon la verticale. Ces simulations sont effectuées suivant le mode de résolution « One-Way » et la paramétrisation est la même que celle décrite dans la suite de cette section hormis pour les pas de temps qui sont de 60 et 20 s pour le mode barocline et de 6 et 2 s pour le mode barotrope.

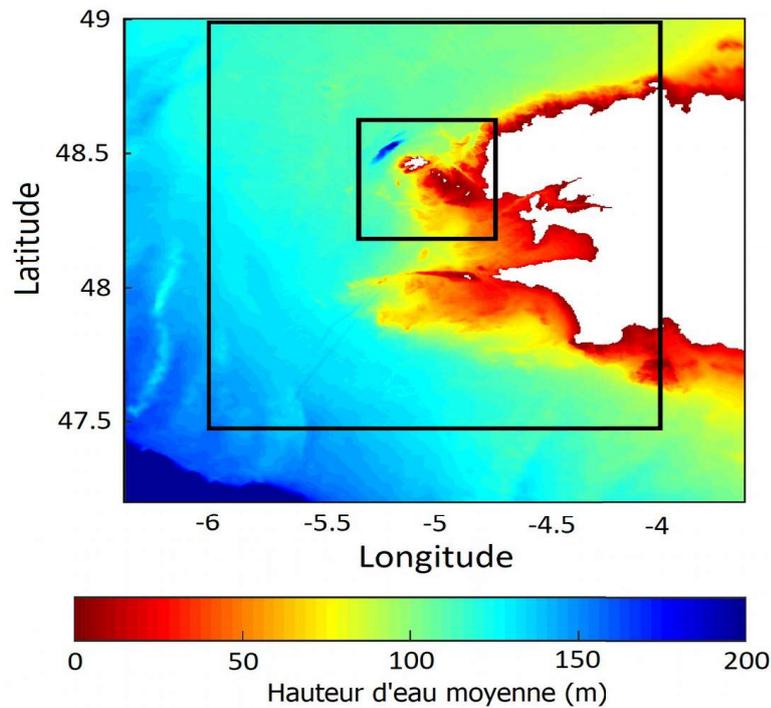


Figure 2.8 – Emprises spatiales des domaines de calcul des simulations préliminaires. Les couleurs représentent la hauteur d’eau relative au niveau moyen.

Les prédictions indiquent que les courants au pic de jusant (d’un cycle de vive-eau moyenne), qui est le moment où les courants sont prédominants au centre du Passage du Fromveur, sont inclinés de  $19,2^\circ$  par rapport au parallèle local. Les résultats mettent en évidence un faible désalignement entre les courants des pics de flot et de jusant, confirmant les études antérieures de la dynamique des courants de marée dans la zone (Thiébaud et Sentchev, 2015 ; Guillou et Thiébot, 2016a ; SHOM, 2016 ; Guillou et Chapalain, 2017a ; Thiébaud et Sentchev, 2017 ; Thiébaud, 2017 ; Guillou et Chapalain, 2018). Le désalignement entre les directions de pic de flot et de jusant, bien que faible, varie à l’intérieur de la zone de l’AMI (SHOM, 2016). Cette asymétrie en direction est étudiée plus précisément dans la section 2.3.3.2.

Pour faciliter l’implémentation des AD représentant les hydroliennes (cf Chapitre 3 et 4), nous effectuons une rotation du maillage de telle sorte que l’axe des x correspondent à la direction principale du courant. La rotation du maillage est de  $19.2^\circ$  (Figure 2.9).

Les simulations suivantes sont basées sur un premier maillage, incliné de  $19,2^\circ$  par rapport au parallèle local, couvrant une grande partie de la mer d’Iroise (noté G1) et sur un second couvrant, selon la même orientation, l’archipel de Molène et d’Ouessant (G2) (Figure 2.9, Tableau 2.3). Le premier domaine de calcul s’étend de  $6^\circ\text{W}$  à  $3,5^\circ\text{W}$  en longitude et de  $47,3^\circ\text{N}$  à  $48,9^\circ\text{N}$  en latitude. Il comporte 70 356 éléments horizontaux avec une taille de maille de 500 m (Tableau 2.3) pour 25

couches  $\sigma$  selon la verticale. Le deuxième maillage (G2) s'étend de 5,3°W à 4,6°W et de 48,1°N à 48,6°N. Il comporte 311 997 éléments horizontaux avec une taille de maille de 100 m et 25 couches  $\sigma$  selon la verticale. Les pas de temps 2D et 3D sont respectivement de 2 et 20 secondes pour le maillage G1 et de 1 et 10 secondes pour le maillage G2.

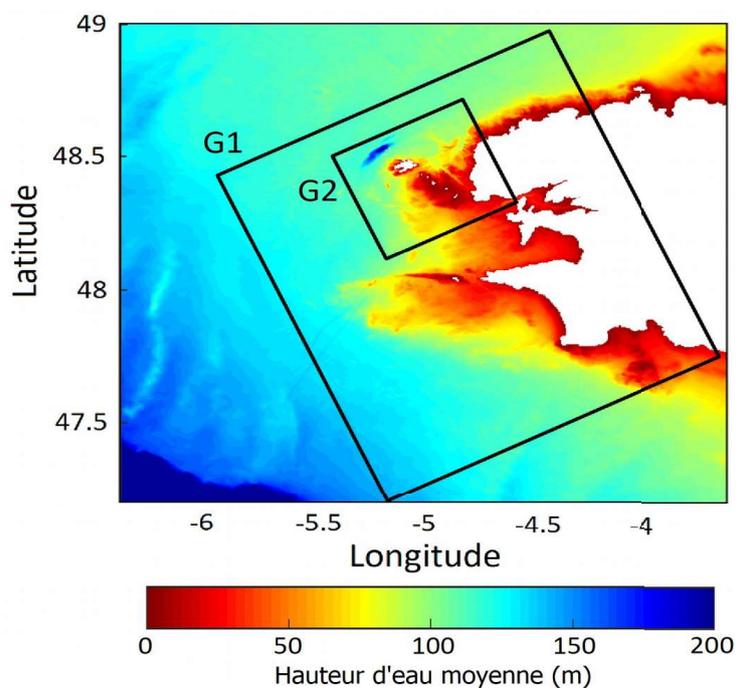


Figure 2.9 – Emprises spatiales des domaines de calcul avec la hauteur d'eau moyenne.

Zone couverte par les maillages	Dimensions horizontales	Pas de temps 3D/2D (en s)
Mer d'Iroise (G1)	130 km x 150 km ( $\Delta x = \Delta y = 500$ m)	20 / 2
Archipel de Molène-Ouessant (G2)	45 km x 40 km ( $\Delta x = \Delta y = 100$ m)	10 / 1

Tableau 2.3 – Dénominations et caractéristiques des différentes emprises du modèle.

La bathymétrie employée est issue de plusieurs bases de données dont (1) celle traitée par Loubrieu et al. (2008) couvrant la majeure partie de la mer d'Iroise avec une résolution de 1 km et (2) la base de données « Litto 3D » couvrant l'archipel de Molène et d'Ouessant avec une résolution spatiale maximale de  $5 \times 5$  m (Louvard et Grateau, 2005). La répartition du lit sédimentaire est extraite de la carte sédimentologique de Hamdi et al. (2010). La rugosité du fond est paramétrisée suivant la configuration adoptée par Guillou et Thiébot (2016a) (Tableau 2.4) inspirée des travaux expérimentaux de Soulsby (1983). Une étude de sensibilité effectuée par Guillou et Thiébot (2016) faisant varier le paramètre de rugosité sur des fonds rocheux entre 3,5 et 50 mm démontre que la

valeur de 20 mm permet d'obtenir des prédictions optimales par rapport aux mesures disponibles sur la zone du Passage du Fromveur. Un test de sensibilité similaire a été effectué dans cette étude en faisant varier la valeur du paramètre de rugosité associée à la roche entre 5 et 50 mm, afin d'obtenir des prédictions les plus proches possibles des mesures disponibles. Ces simulations confirment la valeur de  $z_{0b}=20$  mm sur les fonds rocheux. Dans les zones du large, où la nature du sédiment n'a pas été clairement identifiée, le paramètre de rugosité est fixée à  $z_{0b}=3,5$  mm qui est une valeur communément employée au large de la pointe Bretagne dans les différents travaux de modélisation (Guillou, 2007 ; Muller et al., 2007 ; Cambon, 2008 ; Guillou et al., 2013).

Sables	Sables/Graviers	Graviers	Roches
0,4	0,5	3,5	20

Tableau 2.4 – Valeurs de  $z_{0b}$  en fonction du type de sédiments (en mm).

Le forçage de marée est appliqué à la frontière du maillage G1 de 500 m de résolution, à partir de la base de données mondiale « TPXO7.2 » (Egbert et al., 1994) de résolution  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ . Treize des principales composantes de marée semi-diurnes, diurnes, quart-diurnes et de longues périodes sont ainsi intégrées aux limites ouvertes du modèle ( $M_2$ ,  $S_2$ ,  $N_2$ ,  $K_2$ ,  $K_1$ ,  $O_1$ ,  $P_1$ ,  $Q_1$ ,  $M_f$ ,  $M_m$ ,  $M_4$ ,  $M_{S4}$ ,  $M_{N4}$ ). Le mode multi-imbriqué « Two-Way » est employé. Aux frontières du domaine G2, un échange entre les deux domaines est ainsi implémenté, le maillage G2 étant forcé à ses limites par les résultats obtenus sur G1 et inversement. Aux frontières du domaine G1, une condition de type Flather (1976) est imposée pour les composantes barotropes de la vitesse à l'exception des composantes tangentielles sur les frontières Est et Ouest où une condition de Chapman (1985) est employée (Tableau 2.5). Plusieurs simulations ont été effectuées pour finalement déterminer cette configuration de conditions limites, pour la composante barotrope de la vitesse, qui permet d'obtenir les meilleurs résultats de comparaison avec les mesures disponibles dans le Passage du Fromveur. Une condition radiative de type Orlanski est utilisée pour la surface libre, les composantes baroclines de la vitesse, ainsi que les variables turbulentes.

Paramètres	Ouest	Sud	Est	Nord
$\bar{u}$	Flather	Flather	Flather	Flather
$\bar{v}$	Chapman	Flather	Chapman	Flather

Tableau 2.5 – Conditions limites employées aux frontières maritimes du maillage G1 pour les composantes de la vitesse barotrope.

Le mélange horizontal est paramétré à partir de la formulation de Smagorinsky (1963) avec une constante égale à 0,7. Le mélange vertical est défini suivant le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  avec les différentes constantes regroupées dans les Tableaux 2.1 et 2.2.

### 2.3.2 Évaluation des prédictions numériques

Les prédictions numériques du modèle sont comparées au point p1 à des mesures ADCP (« Acoustic Doppler Current Profiler ») de direction et d'intensité des courants effectuées par le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) au milieu du passage du Fromveur (5,036°W – 48,449°N) (point p1, Figure 2.10). Ces observations ont été fournies par le SHOM avec un pas de temps de 10 minutes et une résolution spatiale de 2 m entre le 19 mars et le 2 avril 1993 à partir d'une profondeur de 6 m jusqu'à 52 m. Étant donné la difficulté pour déployer des systèmes de mesures dans cette zone, ces mesures constituent une donnée rare et précieuse pour confirmer les prédictions numériques. Les comparaisons des prédictions avec les observations sont effectuées à 10 et 25 m au-dessus du fond, 10 m étant la position du centre des turbines qui seront déployées dans la zone d'étude et 25 m celle correspondant à la mi-profondeur d'eau moyenne locale.

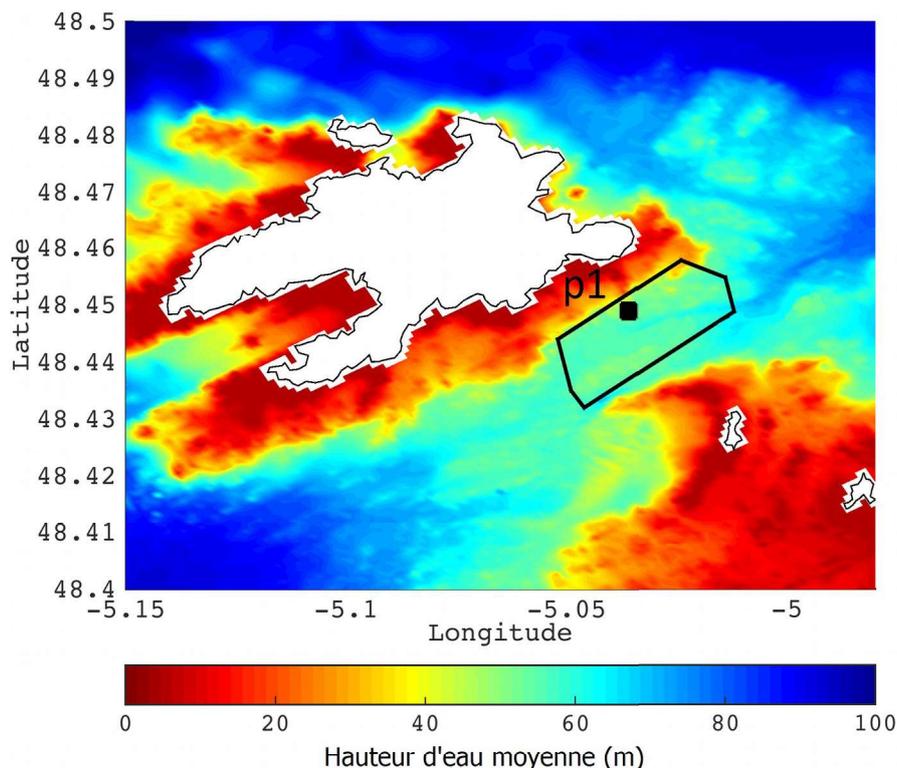


Figure 2.10 – Zoom sur le Passage du Fromveur, avec la hauteur d'eau moyenne, la localisation du point de mesure ADCP p1 et celle de la zone de l'AMI délimitée par le polygone noir.

Une série de paramètres statistiques permet d'estimer la qualité des prédictions numériques par rapport aux observations. La précision du modèle est tout d'abord estimée à partir de l'erreur moyenne absolue calculée comme la moyenne des différences absolues entre les mesures et les prédictions de la variable générique  $\varphi$  :

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\varphi_{sim_i} - \varphi_{obs_i}| \quad (2.29)$$

où  $N$  est le nombre de valeurs composant les séries temporelles prédites ( $\varphi_{sim_i}$  où  $i \in [1, N]$ ) et mesurées ( $\varphi_{obs_i}$  où  $i \in [1, N]$ ). Les résultats sont ensuite évalués à l'aide de l'index d'accord RE proposé par Willmot (1981) :

$$RE = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N (\varphi_{obs_i} - \varphi_{sim_i})^2}{\sum_{i=1}^N (|\varphi_{sim_i} - \overline{\varphi_{obs}}| + |\varphi_{obs_i} - \overline{\varphi_{obs}}|)^2} \quad (2.30)$$

où  $\overline{\varphi_{obs}}$  est la moyenne des observations  $\varphi_{obs_i}$ ,  $i \in [1, N]$ . Cet index est compris entre 0 et 1, où 1 décrit l'accord entre prédictions et mesures. Ces indicateurs sont calculés à la fois pour le module et la direction des courants.

Les figures 2.11 et 2.12 présentent respectivement les comparaisons entre les mesures ADCP et les prédictions numériques à 10 et 25 m au-dessus du fond. Pour l'amplitude ou la direction des courants, les comparaisons au point p1 montrent une bonne correspondance avec un indice d'accord  $RE_{int}$  de 0,98 en moyenne pour l'intensité du courant et  $RE_{dir}$  de 0,94 pour la direction, aux deux hauteurs de comparaison (Tableau 2.6). Le point de mesure est dominé par des courants de marée très forts. Sur l'ensemble de la période de mesure, les vitesses sont comprises entre 2 et 2,5  $m.s^{-1}$  à 10 m au-dessus du fond et entre 2,5 et 3  $m.s^{-1}$  à 25 m. Les prédictions reproduisent également l'asymétrie en amplitude des courants de marée caractérisée par une intensité légèrement plus forte (d'environ 0,1  $m.s^{-1}$ ) des courants portant au Sud-Ouest. Un écart d'environ 20° entre les directions prédites et mesurées est observé à chaque marée. Selon Guillou et Thiébot (2016a), le paramétrage du frottement pour les fonds rocheux (qui est dépendant de la rugosité utilisée) peut avoir un impact significatif sur la direction des courants prédite par le modèle. Reprenant ces travaux de modélisation numérique, des tests de sensibilités ont été effectués sur la sensibilité des prédictions à la rugosité retenue au niveau des fonds rocheux en faisant varier le paramètre de rugosité  $z_{ob}$  entre

5 et 50 mm. En particulier, pour  $z_{ob}=50$  mm, les comparaisons de directions étaient plus précises. Cependant l'amplitude était fortement diminuée en ce point dégradant la comparaison. Une rugosité de 20 mm a ainsi été retenue comme un bon compromis pour avoir des résultats de comparaison optimum à la fois en direction et en amplitude.

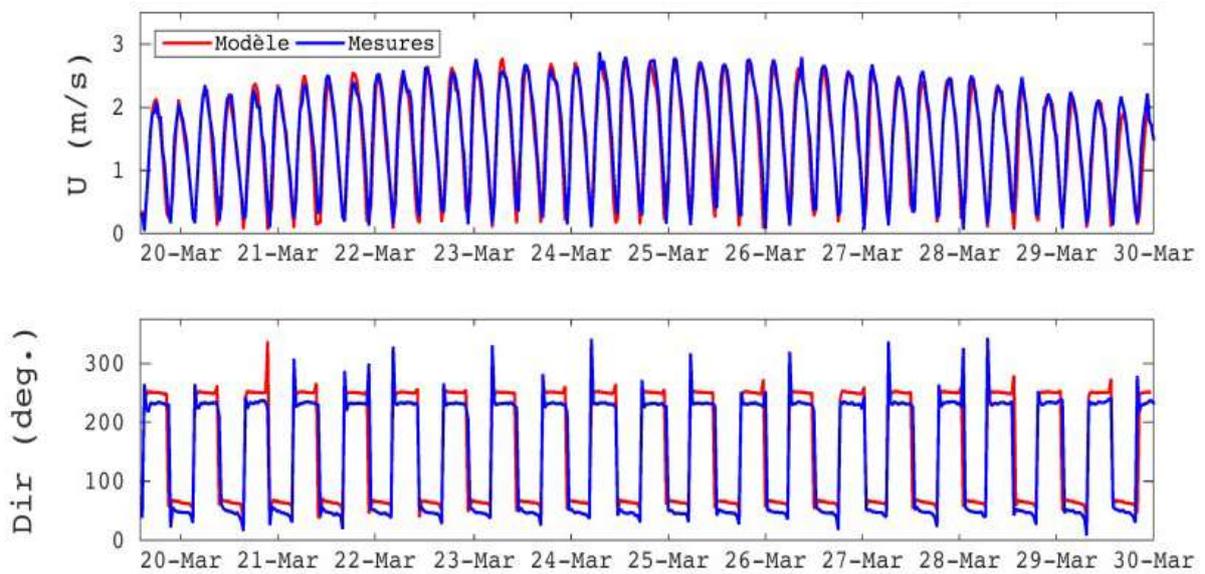


Figure 2.11 – Comparaison de l'intensité et de la direction (exprimée dans le sens anti-horaire à partir de l'Est) du courant prédites par le modèle (rouge) et mesurées (bleu) à 10 m au-dessus du fond au point p1.

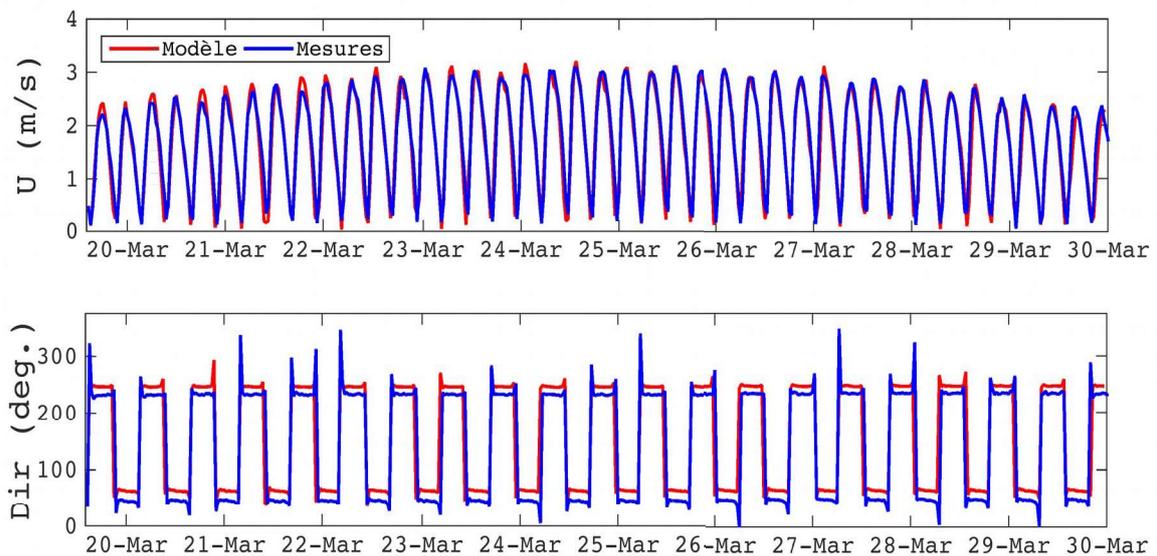


Figure 2.12 – Comparaison de l'intensité et de la direction (exprimée dans le sens anti-horaire à partir de l'Est) du courant prédites par le modèle (rouge) et mesurées (bleu) à 25 m au-dessus du fond au point p1.

Hauteur au-dessus du fond (en m)	RE <sub>int</sub>	RE <sub>dir</sub>	MAE <sub>int</sub> (m.s <sup>-1</sup> )	MAE <sub>dir</sub> (degré °)
10	0,98	0,95	0,13	20,2
25	0,98	0,94	0,13	20,2

Tableau 2.6 – Valeurs des estimateurs prédictions vs. observations à 10 et 25 m au-dessus du fond.

Une comparaison des profils de vitesse prédits et observés est également effectuée au cours de la vive-eau du 24 mars 1993 (coefficient 88), aux moments des pics de flot et de jusant, ainsi que deux heures avant et après ces deux instants (Figure 2.13). En période de flot, les résultats montrent une bonne adéquation des prédictions aux mesures sur toute la colonne d'eau avec une erreur moyenne absolue de l'ordre de MAE=0,1 m.s<sup>-1</sup> aux trois instants considérés. En période de jusant, les prédictions se rapprochent également des observations. On obtient cependant une différence marquée au pic de jusant possiblement imputable aux effets du vent et de la houle non intégrés dans le modèle numérique. Les comparaisons des profils de vitesse confirment les capacités du modèle pour prédire les courants de marée au niveau de la zone d'implantation des disques poreux dans la colonne d'eau.

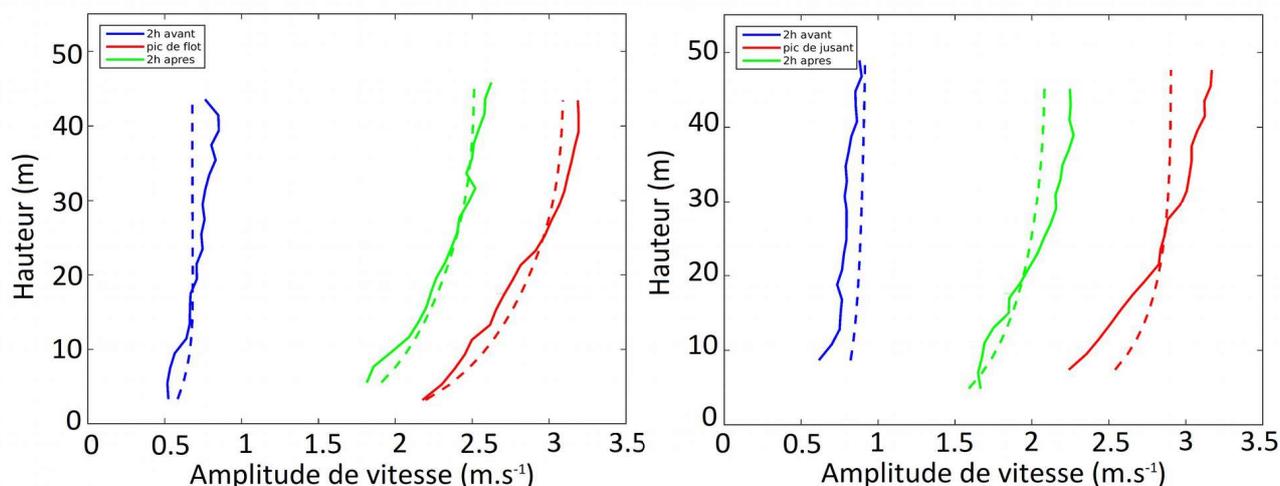


Figure 2.13 – Comparaison des profils de vitesse prédits par le modèle (ligne pointillées) et mesurés (ligne pleine) au point p1 (a) au second pic de flot (rouge) du 24/03/1993, 2 h avant (bleu) et 2 h après (vert) et (b) au second pic de jusant (rouge) du 24/03/1993, 2 h avant (bleu) et 2 h après (vert).

Cette évaluation des prédictions numériques est complétée par une comparaison des ellipses de courants à 10 m au-dessus du fond en condition de vive-eau et de morte-eau moyenne avec celles simulées par le SHOM (2015) d'une résolution spatiale de 100 m dans le Passage du Fromveur. Les données disponibles s'étendent sur l'archipel de Molène et d'Ouessant. Cependant, la comparaison est restreinte à la zone de l'AMI afin de s'assurer de la précision des prédictions de courant dans la

zone d'implémentation des turbines. La Figure 2.14 présente la comparaison des ellipses de courant pour un cycle de marée de coefficient 95 et un cycle de coefficient 45. Cette confrontation montre que le modèle reproduit de manière satisfaisante l'amplitude et la direction des courants dans la zone de l'AMI. En particulier, au point marqué d'une croix (point p2, Figure 2.14), les amplitudes prédites par le SHOM aux pics de flot et de jusant, pour un cycle de coefficient 95, sont de respectivement 3,4 et 3,2 m.s<sup>-1</sup> alors que les résultats prédits par ROMS sont de 3,4 et 3,3 m.s<sup>-1</sup>. Pour un coefficient 45, la comparaison est également très précise avec 1,9 et 1,8 m.s<sup>-1</sup> pour le SHOM (respectivement aux pics de flot et de jusant) contre 1,8 et 2 m.s<sup>-1</sup> dans cette étude. Les ellipses indiquent également que les courants dans la zone sont très rectilinéaires. Au niveau du point p2 (Figure 2.14), les résultats du SHOM montrent ainsi une différence absolue de 4,2° entre les directions du courant de marée aux pics de flot et de jusant alors que, dans cette étude, la différence est de 5,7° en période de vive-eau moyenne. Les directions prédites pour un cycle de coefficient 45 ne présentent pas de différences significatives avec les résultats obtenus pour un coefficient 95.

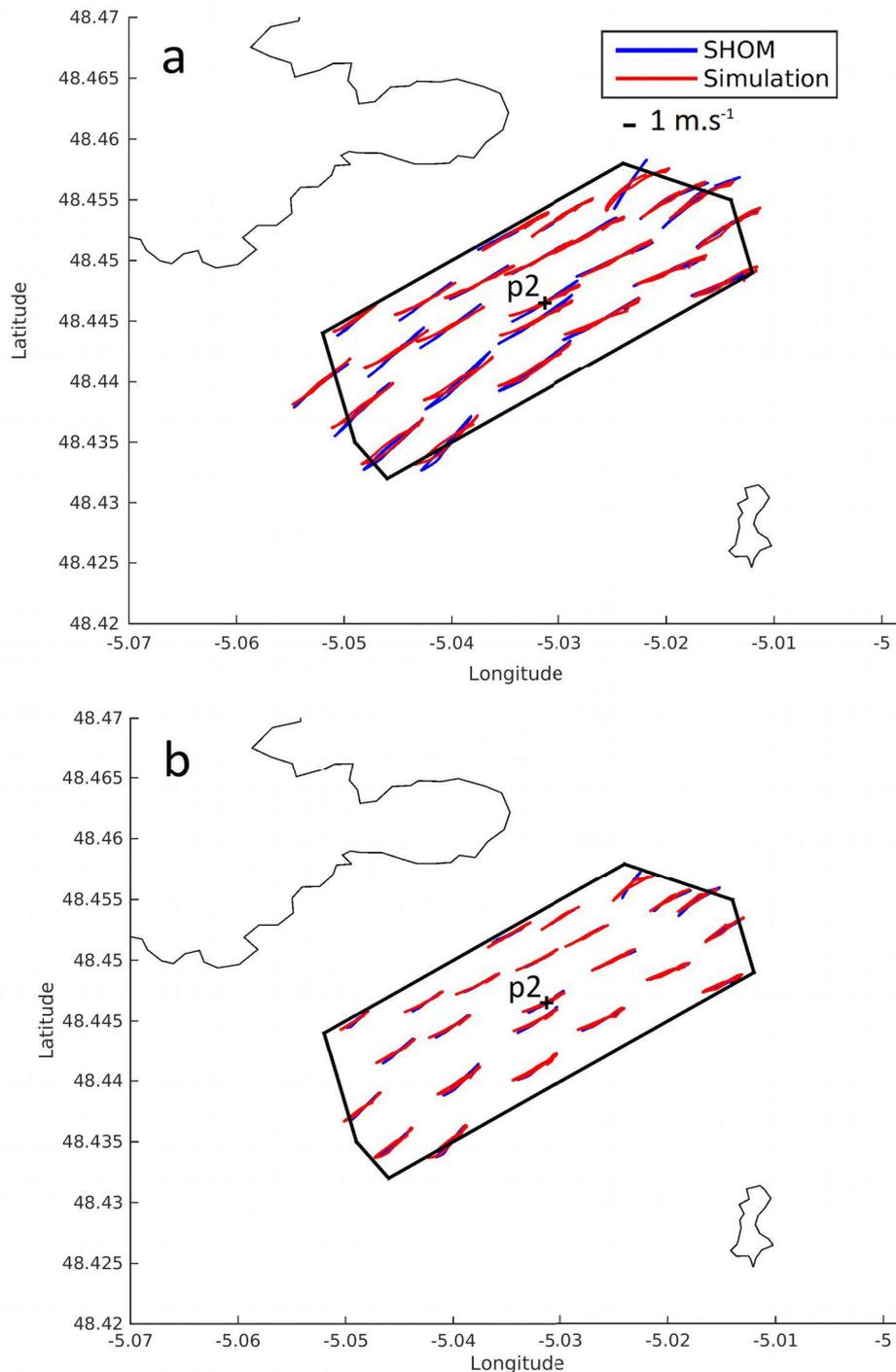


Figure 2.14 – Comparaison pour (a) un cycle de vive-eau moyenne (coefficient 95) et (b) un cycle de morte-eau moyenne à 10 m au-dessus du fond, à l'échelle du Passage du Fromveur, des ellipses de courant du modèle numérique du SHOM (2015) (en bleu) et les résultats du modèle ROMS (en rouge). Le point p2 est représenté par une croix.

Les prédictions de l'amplitude maximale des courants à 10 m au-dessus du fond sont également comparées aux données publiées par le SHOM (2015) en condition de vive-eau moyenne. Les résultats obtenus sont cohérents avec les prédictions du SHOM (Figure 2.15). On

retrouve ainsi dans les deux cas des amplitudes supérieures à  $3 \text{ m.s}^{-1}$  au centre du Fromveur diminuant jusqu'à  $2,5 \text{ m.s}^{-1}$  à plus de 3 km du chenal. L'amplitude des vitesses est également plus importante au Nord-Est du Passage du Fromveur que celle présente au Sud-Ouest de celui-ci.

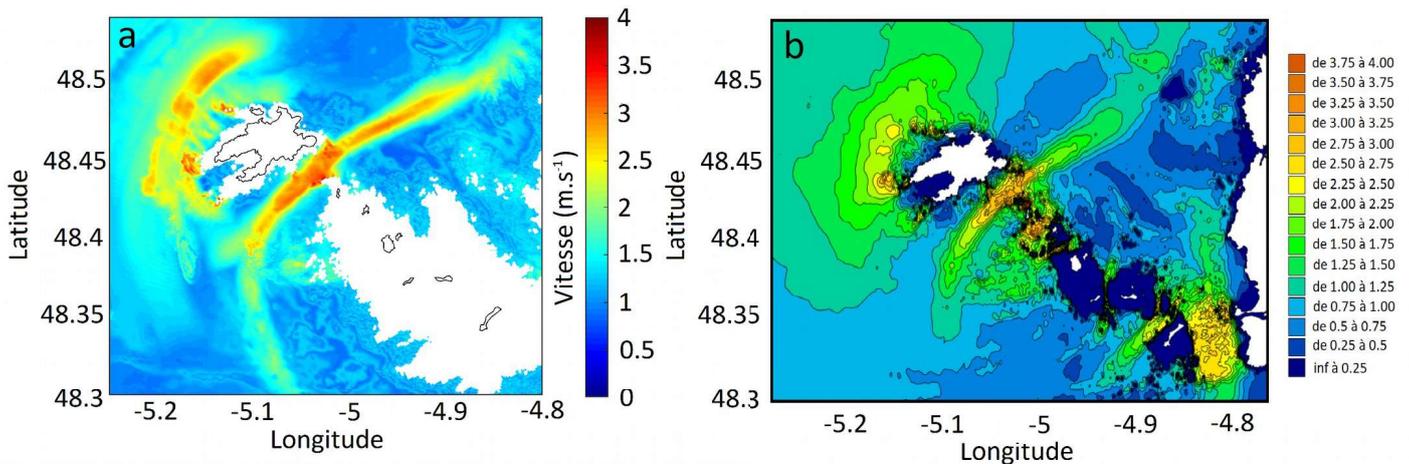


Figure 2.15 – (a) Prédictions de la vitesse maximale à 10 m au-dessus du fond pour un cycle de vive-eau moyenne (coefficient 95). Les zones en blanc sont des régions où la hauteur d'eau est inférieure à 10 m. (b) Vitesse maximale à 10 m au-dessus du fond, source Loubrieu et al. (2008).

## 2.3.3 Exploitation des prédictions numériques

### 2.3.3.1 Courants de marée et puissance disponible

#### *Evolution spatio-temporelle des courants de marée*

Une représentation de la dynamique des courants dans la zone d'étude est finalement proposée. La figure 2.16 présente une vision synoptique de l'évolution des courants barotropes au niveau de l'archipel de Molène et d'Ouessant à différents moments d'une marée de vive-eau moyenne aux pics de flot et de jusant dans le Passage du Fromveur, 1 et 2 h après ces deux pics. Au pic de flot qui se caractérise par des courants orientés vers le Nord-Est (Figure 2.16 a), l'amplitude maximale du courant atteint  $3,5 \text{ m.s}^{-1}$  dans le Passage du Fromveur. Elle diminue ensuite avec des valeurs passant d'environ  $3,3 \text{ m.s}^{-1}$ , une heure après le pic de flot (Figure 2.16 b) à  $2,6 \text{ m.s}^{-1}$ , deux heures après. Pendant cette phase de flot, les amplitudes des courants sont réduites au niveau du Banc du Four avec des valeurs maximales estimées à  $2,5 \text{ m.s}^{-1}$ . Au pic de jusant, qui se caractérise par des courants orientés vers le Sud-Ouest (Figure 2.16 d), les courants de marée atteignent des valeurs similaires à celles obtenues en période de flot ( $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ ). L'amplitude des courants est hétérogène spatialement. Le courant est également caractérisé par une forte variabilité temporelle. Par exemple, dans la partie septentrionale du Passage du Fromveur, les amplitudes de courants atteignent des valeurs de  $3 - 3,5 \text{ m.s}^{-1}$  en période de flot alors qu'en période de jusant ces valeurs ne

dépassent pas  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette zone est donc dominée par le flot. À l'inverse, dans sa partie méridionale, la zone est dominée par le jusant. Cette asymétrie en amplitude des courants de marée est étudiée dans la section suivante. Outre cette différence d'amplitude, les sillages générés lors des phases de flot et de jusant se différencient par leur propagation. Le sillage en période de flot se propage vers le Nord-Est suivant une direction rectiligne alors que le sillage en période de jusant se développe vers le Sud-Ouest et, influencé par la bathymétrie, est dévié vers le Sud.

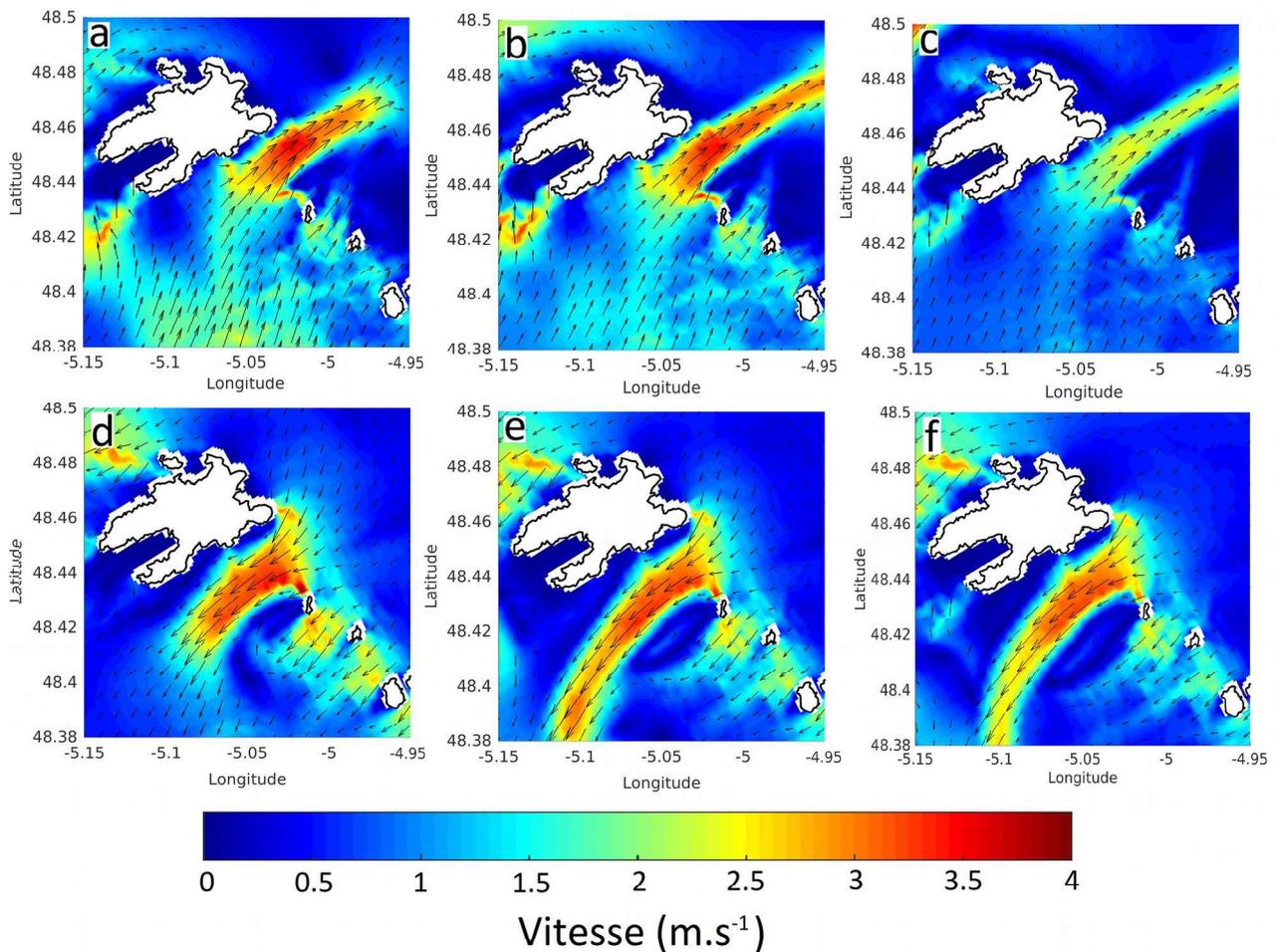


Figure 2.16 – Vision synoptique des courants barotropes en période de vive-eau moyenne (a) au pic de flot (au centre du Fromveur), (b) 1 h et (c) 2 h plus tard et (d) au pic de jusant (au centre du Fromveur), (e) 1 h et (f) 2 h plus tard.

### *Occurrence de vitesse*

La Figure 2.17 représente la densité de probabilité des amplitudes de vitesse calculée au point p2 à 10 m au-dessus du fond sur la période de comparaison avec les mesures ADCP (Figures 2.11 et 2.12) soit sur environ 10 jours. Les prédictions montrent que la répartition des amplitudes de vitesse est relativement homogène (entre 25 et 35 %) mis à part pour les vitesses comprises entre

1,8 et 2,6 m.s<sup>-1</sup> où la probabilité est comprise entre 40 et 50 %. Ce résultat est cohérent avec celui obtenu par Thiébaud (2017) à partir de l'exploitation de mesures radar entre avril 2007 et septembre 2008. Les prédictions tendent cependant à surestimer la densité de probabilité des vitesses supérieures à 1,8 m.s<sup>-1</sup>. Cette différence est principalement imputable aux périodes de traitement des observations et prédictions. De plus les estimations effectuées par Thiébaud (2017) rapportent la densité de probabilité des courants en surface alors que dans cette étude les courants à 10 m au-dessus du fond sont employés.

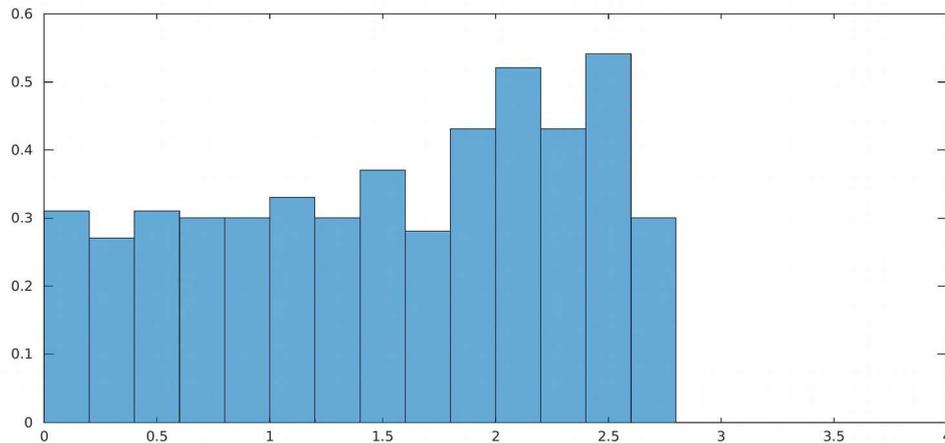


Figure 2.17 – Densité de probabilité des modules de courant prédites au point p2 sur une période de 10 jours.

### *Puissances maximale et moyenne disponibles*

Les puissances maximales et moyennes sont étudiées sur la zone pour un cycle de vive-eau moyenne (coefficient 95). Les turbines seront implémentées à 10 m au-dessus du fond, ainsi la puissance cinétique sur la zone est estimée à cette hauteur. La densité de puissance disponible est calculée en chaque pas de temps du cycle de marée par l'équation suivante :

$$P_{disp} = \frac{1}{2} \rho |u_h|^3 \quad (2.31)$$

où  $|u_h|$  est l'amplitude de la vitesse horizontale. Pour une période de vive-eau moyenne, les prédictions sont similaires à celles obtenues par Guillou et Thiébot (2016a) sur la base d'une modélisation barotrope avec le code Telemac 2D (Hervouet, 2007) dans le Passage du Fromveur. Les densités de puissance maximales disponibles sont ainsi comprises entre 15 et 25 kW.m<sup>-2</sup> avec un gradient spatial le long de la section transversale du Fromveur (Figure 2.18). Les valeurs maximales sont atteintes aux abords des hauts-fonds de Bannec. La distribution de la densité de puissance moyenne (au cours d'un cycle de vive-eau moyenne) est conforme à celle de la densité de puissance maximale mais les valeurs prédites sont inférieures à 7 kW.m<sup>-2</sup>.

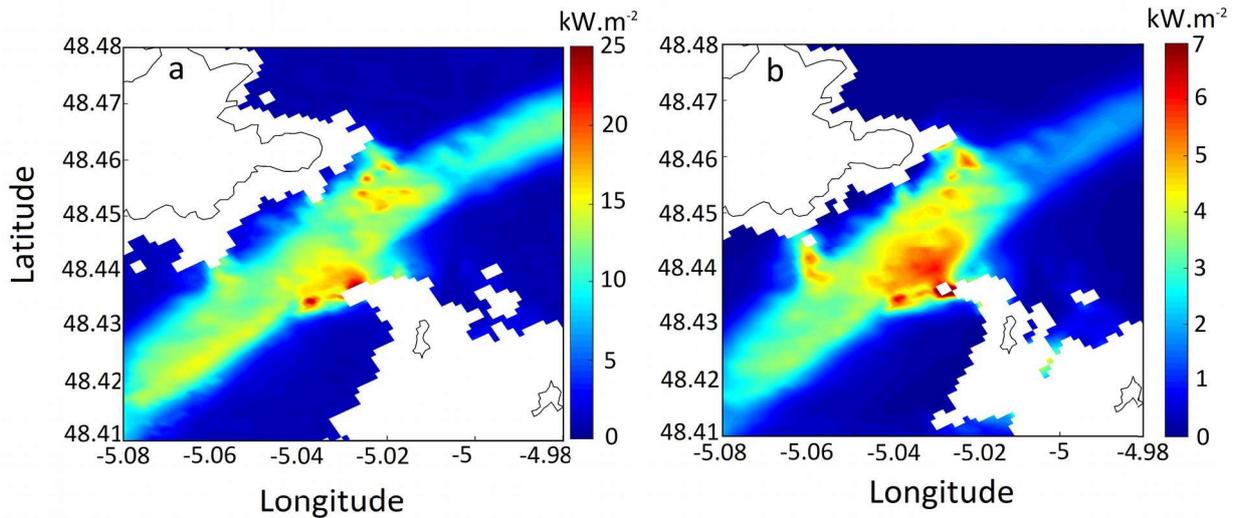


Figure 2.18 – Puissances maximale (a) et moyenne (b) pour un cycle de vive-eau moyenne calculée à 10 m au-dessus du fond en kW.m<sup>-2</sup>.

### 2.3.3.2 Asymétrie en amplitude et direction

#### *Asymétrie en amplitude*

Les asymétries en amplitude et direction du courant de marée entre les phases de flot et de jusant impactent fortement la production des turbines hydroliennes et leur performance à l'échelle d'un cycle de marée. Dans la perspective d'une étude affinée des interactions entre machines au sein d'un parc, une attention particulière doit être consacrée à ces asymétries. L'asymétrie en amplitude entre les périodes de flot et de jusant est quantifiée à partir du paramètre  $A_s$ , reprenant la formulation adoptée par Guillou et Chapalain (2017b) :

$$A_s = 1 - \frac{\min(|u_{h,flot}|, |u_{h,jusant}|)}{\max(|u_{h,flot}|, |u_{h,jusant}|)} \quad (2.32)$$

où  $|u_{h,flot}|$  est l'intensité de la vitesse au pic de flot et  $|u_{h,jusant}|$  est l'intensité de la vitesse au pic de jusant. Ce paramètre varie entre 0 et 1. L'asymétrie est maximale lorsque  $A_s$  est proche de 1 et est réduite pour de faibles valeurs de  $A_s$ .

La répartition spatiale de ce paramètre d'asymétrie dans le Passage du Fromveur confirme les résultats des études précédentes basées sur l'exploitation de mesures par radar HF (Thiébaud et Sentchev, 2017 ; Thiébaud, 2018) et les résultats de modèles numériques (Guillou et Thiébot, 2016a ; Guillou et Chapalain, 2017a ; Guillou et al., 2018). Cette asymétrie se répartit sur trois zones le long du passage du Fromveur (Figure 2.19a) : (i) au Sud-Ouest du chenal (Point 1), la zone

est dominée par le jusant, (ii) au Nord-Est (Point 3), la zone est dominée par le flot, et (iii) au centre du chenal, les courants sont symétriques en amplitude (Point 2). La localisation de la zone symétrique, cohérente avec l'étude de Thiébaud et Sentchev (2017), permet également de conforter la position de la zone de l'AMI. L'asymétrie en amplitude est plus importante dans la zone dominée par le flot avec des valeurs de  $A_s$  variant entre 0,5 et 0,8 alors que la zone dominée par le jusant présente des valeurs de  $A_s$  comprises entre 0,5 et 0,6. Ce résultat est confirmé par la comparaison des vitesses barotropes d'un cycle de vive-eau moyenne aux points 1, 2 et 3 (Figure 2.19b) où les points 1 et 3 sont répartis à égale distance du point 2 (situé au centre du chenal dans la zone de symétrie en amplitude des courants). Le point 1 (dans la zone dominée par le jusant) est caractérisé par une variation de 50 % de l'amplitude de courant entre les pics de flot et de jusant. Au point 3 (dans la zone dominée par le flot), la variation est plus importante avec une réduction de l'amplitude de vitesse de 60 % entre les pics de flot et de jusant. Cette asymétrie, plus forte dans la zone dominée par le flot, confirme l'étude de Thiébaud et Sentchev (2017) basée sur des observations par radar HF.

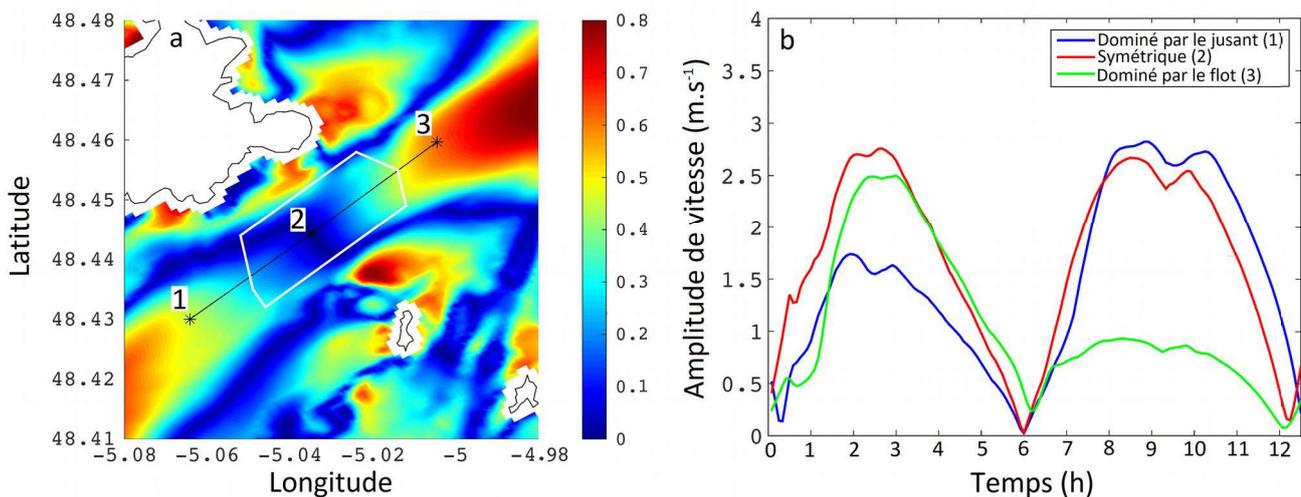


Figure 2.19 – (a) Tracés du paramètre d'asymétrie dans le Passage du Fromveur. La zone blanche représente la zone de l'AMI. (b) Amplitudes des courants, pour un cycle de vive-eau moyenne, de trois points le long du Passage du Fromveur (droite) – (1) Point dominé par le jusant – (2) Courants symétriques – (3) Point dominé par le flot.

L'asymétrie en amplitude des courants de marée peut être attribuée aux interactions entre les courants et la topographie des îles (Neill et Elliott, 2004). En particulier, les interactions entre les ondes de marée linéaires avec leurs composantes non-linéaires sont susceptibles d'être à l'origine de l'asymétrie des courants (Pingree et Griffiths, 1979 ; Friedrichs et Aubrey, 1988). L'asymétrie en amplitude des courants de marée peut ainsi être liée à la différence de phase entre l'onde principale semi-diurne linéaire  $M_2$  et sa première harmonique quart diurne  $M_4$  (Pingree et Griffiths, 1979 ; Friedrichs et Aubrey, 1988). Neill et al. (2014) ont mis en évidence cette relation dans le détroit des Orcades au Nord de l'Écosse, exploitant les résultats d'un modèle numérique de circulation de

marée. Thiébaud et Sentchev (2017) ont mis en évidence, dans le cas du Fromveur, la relation entre les phases de  $M_2$  et  $M_4$  et son effet sur l'asymétrie en amplitude dans la zone. Ce résultat a été confirmé par Guillou et Chapalain (2017a) et Guillou et al. (2018) en exploitant les résultats de simulations numériques de courants de marée dans la zone d'étude.

### *Asymétrie en direction*

L'asymétrie en direction des courants de marée entre les périodes de flot et de jusant est un autre paramètre important à étudier pour le déploiement d'hydroliennes (Lewis et al., 2015 ; Guillou et Chapalain, 2017b ; Guillou et al., 2018). En effet, les hydroliennes (à axe horizontal) ont un rendement optimal lorsque le courant est parallèle à l'axe de rotation et la production d'une turbine peut être réduite de 7 % lorsque le courant incident forme un angle de  $10^\circ$  avec l'axe du rotor (Frost et al., 2017). Cette réduction peut aller jusqu'à 20 % de réduction pour un angle de  $22,5^\circ$  selon Galloway et al. (2011). Il est donc bénéfique de positionner un parc hydrolien dans une zone où l'asymétrie en direction entre les courants de flot et de jusant est minimale (Lewis et al., 2015 ; Guillou et Chapalain, 2017b). Bien que les détroits de marée soient généralement caractérisés par des courants rectilinéaires avec une déviation limitée à  $2-3^\circ$  (Lewis et al., 2015) entre les phases de flot et de jusant, des asymétries en direction importantes sont susceptibles d'apparaître au niveau de sites hydroliens. Dans le Raz de Sein, Guillou et Chapalain (2017b) ont ainsi mis en évidence une asymétrie en direction de  $20^\circ$  entre les pics de flot et de jusant.

La figure 2.20 présente la répartition spatiale de la différence de direction entre les pics de flot et de jusant ( $[180^\circ]$ ) et les directions des courants barotropes aux pics de flot et de jusant d'une marée de vive-eau moyenne comparées à la direction principale des courants utilisée pour orienter les hydroliennes et les maillages (section 2.3.1). Dans la zone de l'AMI, les différences varient fortement avec des maxima de  $20^\circ$  présents dans les parties Sud et Nord Nord-Est. Entre le Sud de la zone AMI et le centre du Fromveur, les valeurs diminuent progressivement entre  $20$  et  $5^\circ$ . Cette réduction de la déviation des courants entre les pics de flot et de jusant peut être attribuée à l'influence des zones de hauts-fonds proches de l'île de Bannec (au Sud-Est du Fromveur) qui dévient les courants en période de jusant ce qui accroît l'asymétrie en direction. Le même phénomène est prédit dans la zone Nord Nord-Est : les courants en période de flot sont déviés par la côte de l'île d'Ouessant ce qui accroît l'asymétrie en direction. Une zone de symétrie en direction est également mise en évidence par les prédictions du modèle numérique. Celle-ci traverse la zone AMI d'Est en Ouest.

Comme le montrent les prédictions, les zones de symétrie en amplitude et en direction ne sont pas positionnées au même endroit. Afin d'optimiser la production d'un parc hydrolien, il est donc nécessaire de faire le choix de centrer le parc sur la zone de symétrie en amplitude ou en direction. Si le parc est positionné sur la zone où la déviation des courants est minimale (partie Nord-Est de la zone de l'AMI), ce dernier sera soumis à une asymétrie en amplitude d'environ 30 % ( $A_s=0,3$ ) réduisant fortement la production énergétique (Neill et al., 2014). À l'inverse, si le parc est centré sur la zone symétrique en amplitude, ce dernier sera soumis à des courants avec une déviation d'environ  $15^\circ$  engendrant une plus faible production. Cependant les études numériques récentes (Galloway et al., 2011 ; Frost et al., 2017) suggèrent un impact de l'asymétrie en direction sur la production énergétique plus limité que celui associé à l'asymétrie en amplitude. Dans le Passage du Fromveur le parc hydrolien, qui est étudié dans le Chapitre 4, est donc centré sur la zone symétrique en amplitude du courant de marée.

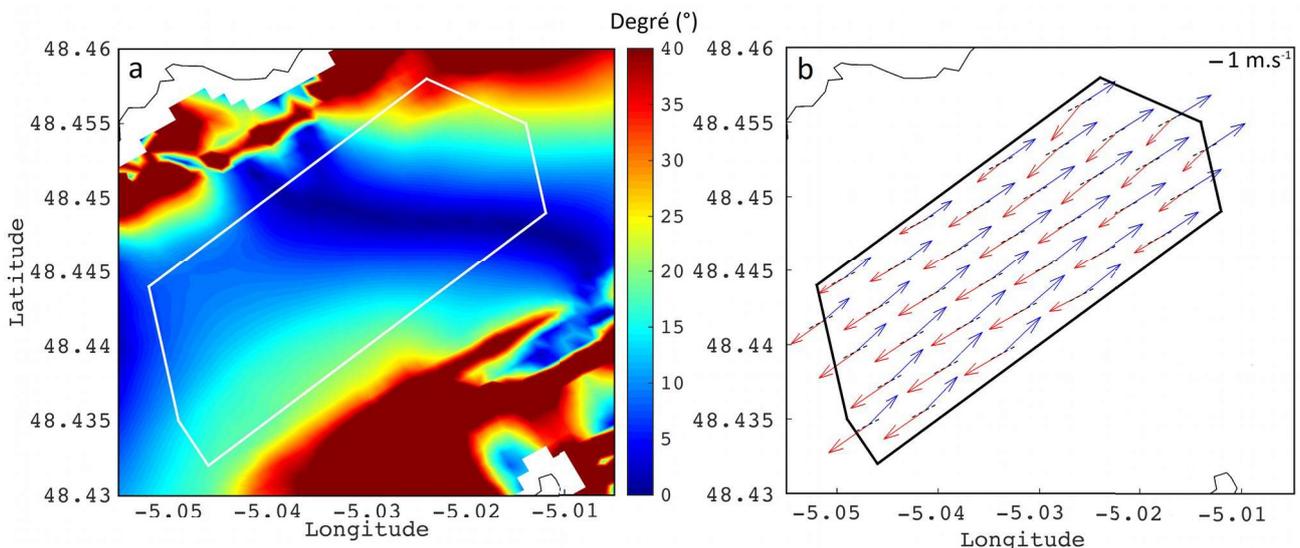


Figure 2.20 – (a) Différence de direction entre les pics de flot et de jusant (en degré) dans le Passage du Fromveur pour un cycle de vive-eau moyenne. (b) Directions des courants aux pics de flot (bleu) et de jusant (rouge) comparées à l'orientation des turbines (lignes pointillées noires). La zone de l'AMI est représentée en blanc (a) et en noir (b).



# Chapitre 3

## Implémentation de la méthode de l' « Actuator Disc » dans le modèle ROMS

### 3.1 Méthode de « l'Actuator Disc »

La méthode de l'« Actuator Disc » (AD) permet d'approcher le fonctionnement d'une hydrolienne et son influence sur l'environnement hydrodynamique dans une modélisation 3D. Ce concept, introduit par Froude (1889), a tout d'abord été employé dans le domaine de l'éolien avant d'être appliqué à l'hydrolien. Il consiste à assimiler le rotor à un disque poreux, de même diamètre, dont la force, opposée à l'écoulement, est en relation avec l'énergie captée.

#### 3.1.1 Théorie

Cette méthode se base sur une approche uni-dimensionnelle de la modélisation de la turbine. Le disque poreux, supposé d'épaisseur infinitésimale, est placé dans un tube de courant qui le traverse. En réaction à la réduction de l'amplitude de vitesse induit par la présence du disque, le diamètre du tube de courant augmente progressivement pour respecter la conservation des masses (Figure 3.1). Plusieurs hypothèses sont prises en compte :

- La turbine est assimilée à un disque poreux réduisant les moments normaux à sa surface.
- La rotation des pales n'est pas prise en compte.
- Le fluide est considéré incompressible.
- L'écoulement est irrotationnel.
- La pression à l'infini en amont et en aval est considérée comme égale à la pression statique de l'écoulement.
- L'écoulement à l'extérieur du tube de courant est considéré comme non-perturbé.

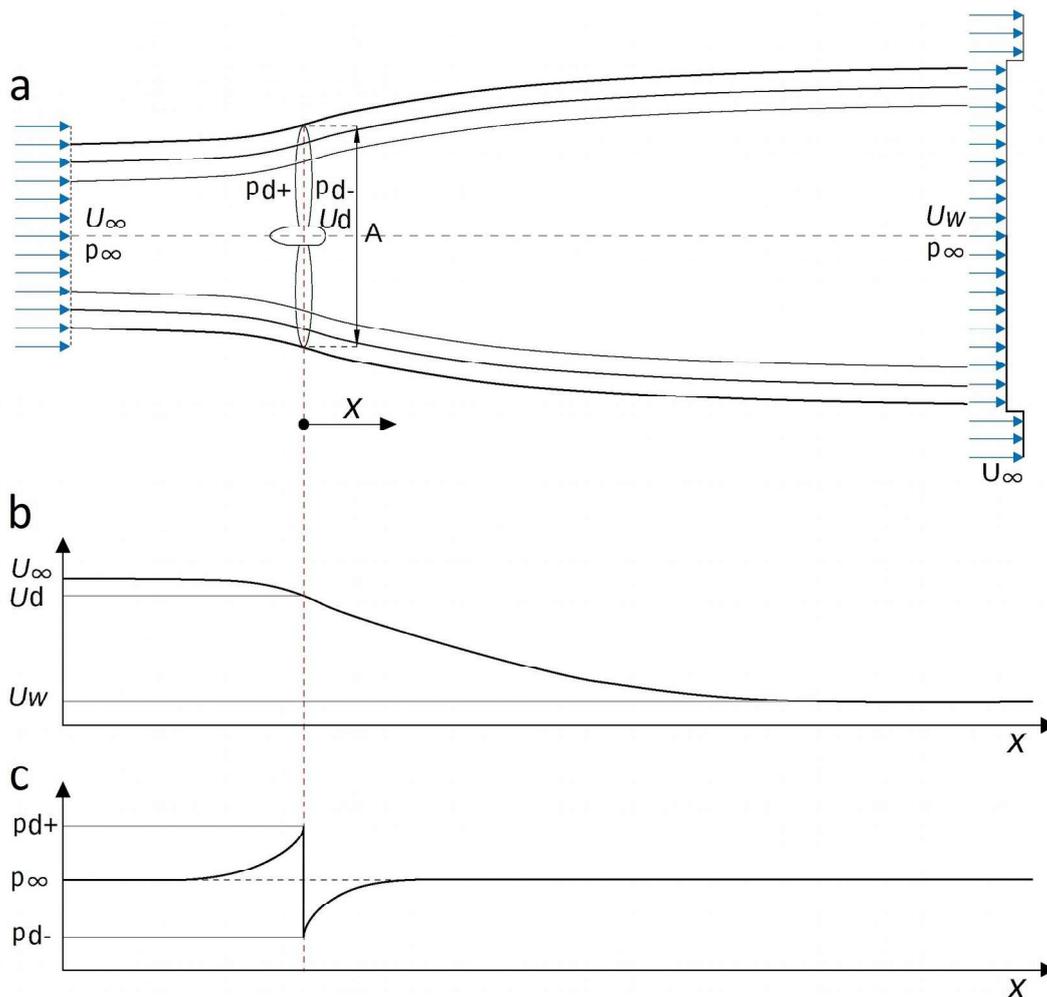


Figure 3.1 – (a) Schéma conceptuel de la méthode de l'Actuator Disc. (b) Variation de l'amplitude de vitesse le long du tube de courant. (c) Variation de la pression le long du tube de courant. Source : Hansen (2008).

La vitesse et la pression loin en amont (et en aval) du disque (non perturbées par la présence de celui-ci) sont respectivement notées  $u_\infty$  et  $p_\infty$ . La vitesse au niveau du disque est notée  $u_d$  et la vitesse dans le sillage, qui est modifiée par l'extraction d'énergie, est notée  $u_w$  (Figure 3.1). La présence du disque dans l'écoulement engendre un saut de pression. Ce saut de pression modifie les

vitesse dans l'axe du disque. Les pressions en amont  $p_d^+$  et en aval  $p_d^-$  du disque sont déterminées à partir du théorème de Bernoulli selon les formulations suivantes :

$$\begin{aligned} p_d^+ &= p_\infty + \frac{1}{2} \rho (u_\infty^2 - u_d^2) \\ p_d^- &= p_\infty + \frac{1}{2} \rho (u_w^2 - u_d^2). \end{aligned} \quad (3.1)$$

À partir de ces équations, il est possible de déterminer la force induite par cette discontinuité de pression sur un disque de section  $A$  :

$$F = (p_d^+ - p_d^-) A = \frac{1}{2} A \rho (u_\infty^2 - u_w^2) = 2 A \rho u_\infty^2 a(1-a) \quad (3.2)$$

avec

$$a = \frac{u_\infty - u_d}{u_\infty}. \quad (3.3)$$

En appliquant le théorème de quantité de mouvement sous forme intégrale le long du tube de courant (en supposant l'écoulement stationnaire et non visqueux), la force  $F$  peut également être exprimée sous la forme suivante :

$$-F = Q(u_w - u_\infty) \quad (3.4)$$

avec  $Q = \rho A u_d$  le débit massique. En combinant cette équation avec l'équation 3.2, la vitesse locale  $u_d$  peut être exprimée de la manière suivante :

$$u_d = \frac{u_\infty + u_w}{2}. \quad (3.5)$$

Le facteur d'induction  $a$  représente la réduction de la vitesse du fluide. En normalisant par la force de poussée calculée pour un écoulement sans perturbation, le coefficient de poussée  $C_T$  peut être introduit avec l'équation 3.6. Ce dernier peut être assimilé à la porosité du disque (Bahaj et al., 2007 ; Harrison et al., 2010).

$$C_T = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho A u_\infty^2} = 4 a (1-a). \quad (3.6)$$

En utilisant la définition du facteur d'induction  $a$  (Équation 3.3), la puissance  $P$  extraite par la turbine peut être exprimée en fonction de la force  $F$  et de la vitesse au niveau du disque  $u_d$ .

$$P = F \cdot u_d = 2 A \rho u_\infty^3 a (1-a)^2. \quad (3.7)$$

Le coefficient de puissance  $C_p$  représente la part de la puissance extraite par la turbine par rapport à la puissance disponible. Il est donc calculé comme le ratio entre les deux :

$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho A u_\infty^3} = 4 a (1-a)^2. \quad (3.8)$$

Ces deux coefficients dépendent du facteur d'induction  $a$  qui peut varier entre 0 et 1. L'influence de ce facteur est représentée sur les figures 3.2 et 3.3. La valeur maximale de  $C_T$  est atteinte lorsque  $a=1/2$  (Figure 3.2). Dans ce cas, la vitesse  $u_w$  est nulle (Équations 3.3-3.5) ce qui implique que le disque poreux extrait l'intégralité de la puissance disponible, laissant le fluide au repos en aval. Par ailleurs, les valeurs de  $a$  supérieures à 1/2, correspondent, selon les équations 3.3 et 3.5, à des amplitudes de vitesses négatives dans le sillage ce qui ne correspond pas au fonctionnement d'une hydrolienne. Cette gamme de valeurs de  $a$  n'est donc pas considérée dans notre cas. La recherche du maximum de récupération d'énergie, conduit à rechercher un  $C_p$  maximum. D'après l'équation 3.7, l'extremum de puissance est atteint lorsque  $a=1/3$  ou  $a=1$ . La valeur de 1 étant en dehors de la gamme de valeurs admises pour  $a$ , un fonctionnement optimal de la turbine s'obtient pour  $a=1/3$  qui conduit à un  $C_{pmax}$  de :

$$C_{pmax} = \frac{16}{27} = 0,593. \quad (3.10)$$

Cette valeur est connue comme la limite de Lanchester-Betz (Lanchester, 1915 ; Betz, 1920). Selon cette limite, les dispositifs ne peuvent pas extraire plus de 60 % de la puissance disponible ce qui correspond à une valeur maximale du coefficient de poussée  $C_T=0,89$ . En pratique, la valeur maximale de  $C_p$  n'est jamais atteinte et se limite généralement à 0,35 (Myers et Bahaj, 2010).

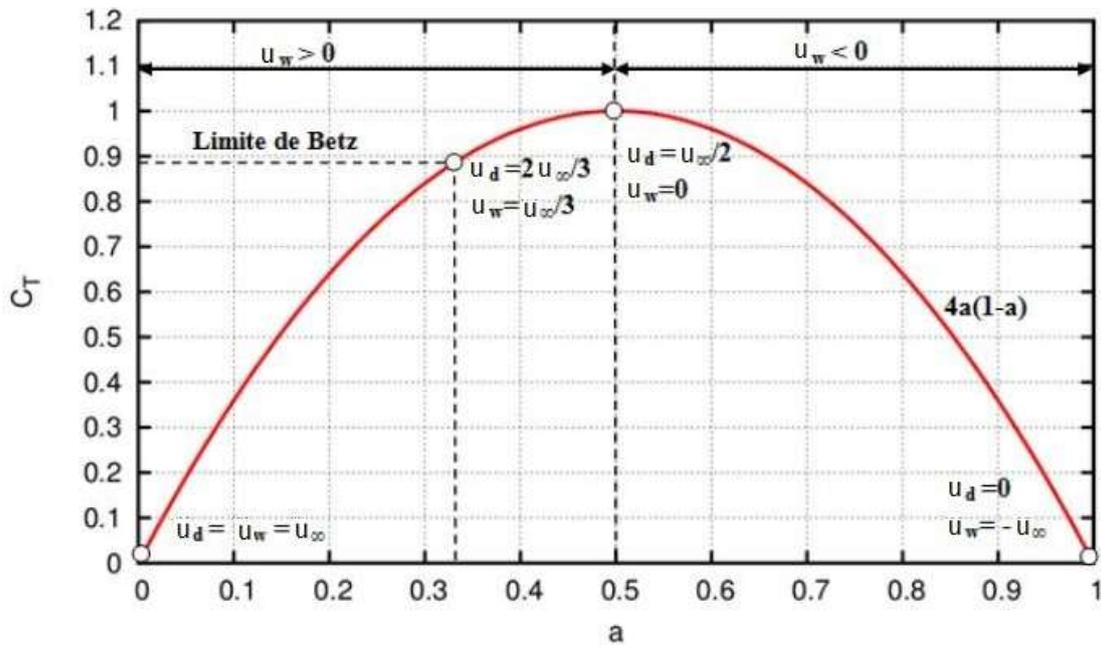


Figure 3.2 – Variabilité du coefficient de poussée  $C_T$  en fonction du facteur d'induction  $a$  (Betz, 1920 ; d'après Nguyen, 2015).

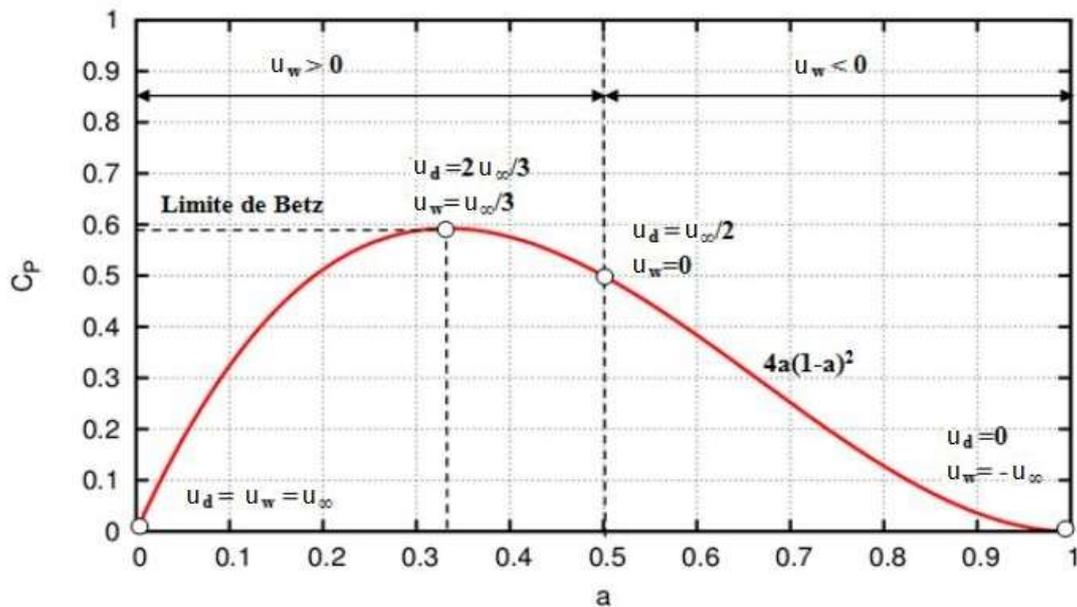


Figure 3.3 – Variabilité du coefficient de puissance  $C_P$  en fonction du facteur d'induction  $a$  (Betz, 1920 ; d'après Nguyen, 2015).

### 3.1.2 Modifications apportées au modèle ROMS

Pour intégrer la méthode de l'AD dans le modèle ROMS, la force de poussée induite par le disque est introduite dans l'équation des moments. Cette force induite par le disque sur

l'écoulement est exprimée en fonction de la vitesse locale à l'intérieur du disque  $u_d$ . Selon les équations 3.2, 3.3 et 3.5, cette force s'exprime sous la forme :

$$F = \frac{1}{2} \rho A C_T \left( \frac{u_d}{1-a} \right)^2. \quad (3.11)$$

En utilisant l'équation 3.6,  $a$  peut s'écrire :

$$a = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{1 - C_T}). \quad (3.12)$$

La force peut donc s'exprimer par la relation suivante :

$$F = \frac{1}{2} \rho A C u_d^2 \quad (3.13)$$

où, d'après l'équation 3.12 :

$$C = 4 \times \frac{1 - \sqrt{1 - C_T}}{1 + \sqrt{1 - C_T}}. \quad (3.14)$$

Cependant, la direction du courant est susceptible de varier au cours du cycle de marée. Lorsque le courant arrive obliquement par rapport à l'axe d'une hydrolienne, seule la composante axiale contribue ainsi à générer un effort de poussée. Pour simplifier l'implémentation de l'AD dans ROMS, plutôt que de projeter la vitesse le long de l'axe des turbines (pour déterminer la composante axiale), la grille de calcul est ici orientée selon l'axe des turbines, la force  $F$  étant alors uniquement prise en compte dans l'équation des moments selon la direction (Ox). Pour rester cohérent avec la formulation de cette équation dans ROMS, cette force est divisée par la masse volumique  $\rho$  et le volume occupé par le disque  $V = Ae$  avec  $e$  l'épaisseur du disque, puis appliquée en chaque cellule occupée par l'AD sous la forme suivante :

$$F_v / \rho = \frac{F / \rho}{V} = \frac{F / \rho}{Ae} = \frac{1}{2} \frac{C u_d^2}{e}. \quad (3.15)$$

La résolution par différences finies impose de multiplier chaque terme de l'équation par le volume d'une maille ( $\Delta x \Delta y \Delta z$ ). Après avoir fait des tests de sensibilité sur l'influence de l'épaisseur du disque et sur le nombre de mailles incluses dans le disque (ces tests sont décrits dans la section 3.2.4.2), l'épaisseur du disque est fixée égale à la taille d'une maille de calcul  $\Delta x$ .

$$F_v / \rho = \frac{1}{2} \frac{C u_d^2}{\Delta x}. \quad (3.16)$$

Cette force est appliquée aux points  $pu$  de calcul de la composante de la vitesse dans la direction (Ox). La Figure 3.4a représente la discrétisation spatiale du disque dans les directions (Ox), (Oy) et (Oz). Suivant la direction (Ox), l'influence de la turbine est appliquée aux points  $pu(i,j,k)$  et  $pu(i+1,j,k)$ . La force est donc moyennée entre ces deux zones et divisée par le nombre de faces dans la direction (Ox) sur lesquelles elle est implémentée, soit  $n=2$ .

Au point  $pu(i,j,k)$  :

$$F_v(i,j,k) / \rho = \frac{1}{2n} \frac{C u(i,j,k)^2}{\Delta x}. \quad (3.17)$$

Au point  $pu(i+1,j,k)$  :

$$F_v(i+1,j,k) / \rho = \frac{1}{2n} \frac{C u(i+1,j,k)^2}{\Delta x}. \quad (3.18)$$

Le disque est discrétisé suivant (Oy) et (Oz) par un nombre défini de mailles amenant à des approximations sur la forme circulaire de l'AD. La Figure 3.4b met en évidence que plus la résolution spatiale est importante, plus les approximations liées à la discrétisation du disque sont réduites. La représentation de l'influence du disque dépend donc également des résolutions spatiales adoptées dans les directions (Oy) et (Oz).

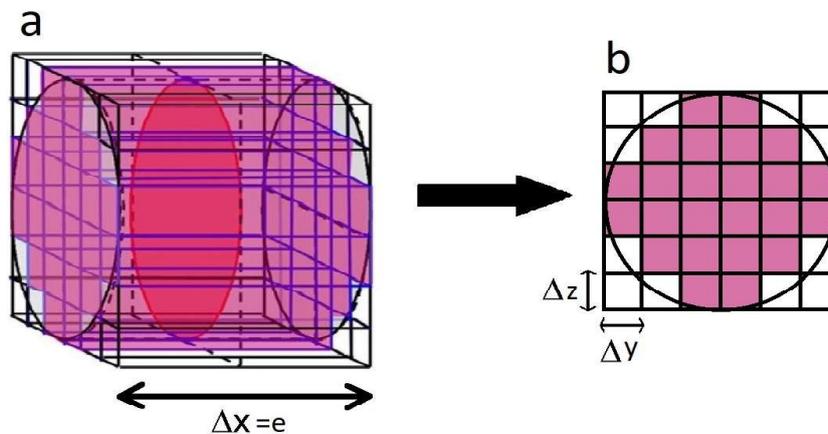


Figure 3.4 – Schématisation des discrétisations spatiales du disque selon les directions (a) (Oy) et (Oz), dans le cas où  $\Delta x=e$  (source : Roc et al., 2013) et (b) (Oy) et (Oz) suivant une résolution numérique par différences finies.

## 3.2 Évaluation de l'AD avec des mesures expérimentales

Dans cette section, l'implémentation de l'AD dans ROMS est évaluée en confrontant les résultats du modèle numérique aux mesures expérimentales de Myers et Bahaj (2010). La méthode adoptée consiste, dans un premier temps, à établir une simulation de référence qui se rapproche le mieux des mesures expérimentales, et à analyser, dans un second temps, la sensibilité de ces prédictions à une série de paramètres numériques et physiques dont (i) l'implémentation d'une force moyennée sur le disque (section 3.2.4.1), (ii) la résolution spatiale dans les directions (Ox), (Oy) et (Oz) (section 3.2.4.2), (iii) le modèle de turbulence (section 3.2.4.3), (iv) la constante de Smagorinsky (1963) (section 3.2.4.4) et (v) le paramètre de rugosité sur le fond (section 3.2.4.5). L'objectif de cette section est de bien étudier le comportement du modèle avant de l'appliquer à des cas à échelle réelle incluant un forçage de marée non-permanent.

### 3.2.1 Description des mesures expérimentales

Les mesures expérimentales de Myers et Bahaj (2010) ont été effectuées dans le sillage d'un disque poreux placé dans un canal à fond rugueux de 21 m de long, 1,37 m de large (Figure 3.5 et 3.6) et 0,3 m de profondeur. Le disque a un diamètre  $D=0,1$  m, une épaisseur  $e=0,001$  m et est placé au milieu de la colonne d'eau, son centre étant à 0,15 m au-dessus du fond. Trois pompes centrifuges situées en dessous du canal génèrent un courant moyen de  $0,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  réparti sur la verticale selon un profil de vitesse en loi de puissance  $1/7^{\text{ème}}$ . Avec un nombre de Reynolds ( $uh/\nu=9\cdot 10^5$ , où  $h$  est la hauteur d'eau du canal et  $u$  la vitesse moyenne sur la verticale) cet écoulement est turbulent. Les mesures expérimentales ont été effectuées à plusieurs localisations en aval du disque poreux (à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres) par Vélocimétrie Acoustique Doppler (ADV) durant 3 minutes avec une fréquence d'acquisition de 50 Hz. Ces observations fournissent les profils verticaux de l'amplitude du courant et de l'énergie cinétique turbulente tous les 0,3 m à partir d'une hauteur au-dessus du fond de 0,3 m jusqu'à 0,24 m. Myers et Bahaj (2010) estiment l'imprécision de leurs mesures à 1 %.

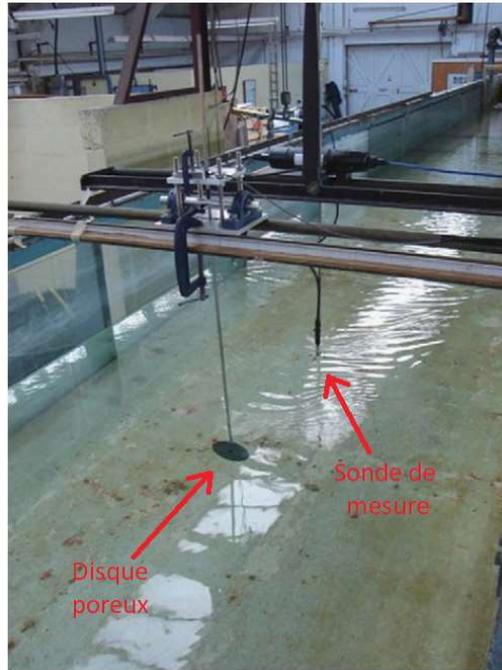


Figure 3.5 – Installation expérimentale utilisée par Harrison et al. (2010) et Myers et Bahaj (2010) à l'Université de Southampton.

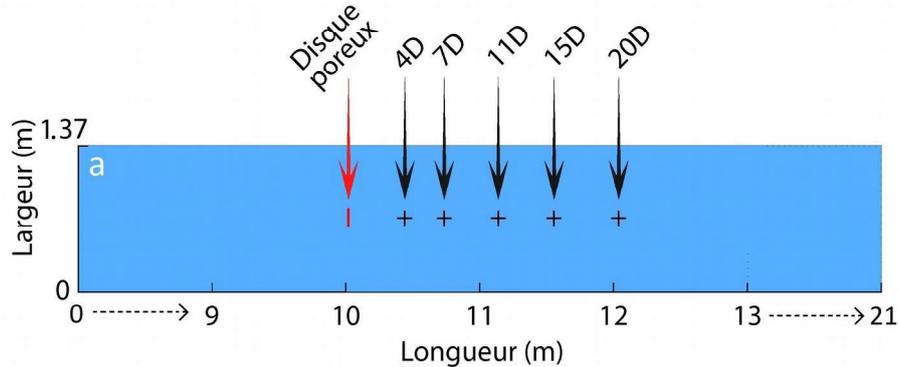


Figure 3.6 - Vision schématique du canal employé dans l'expérience de Myers et Bahaj (2010) avec la localisation du disque poreux et des points de mesures à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval du disque.

### 3.2.2 Description des simulations numériques

Les simulations sont basées sur un domaine de même dimension que le canal considéré dans l'expérience soit 21 m de long, 1,37 m de large pour une profondeur d'eau de 0,3 m. Le disque implémenté à un diamètre de 0,1 m (noté  $D$ ). La simulation de référence est effectuée sur un maillage qui comporte 150 000 éléments suivant les directions horizontales et 30 niveaux  $\sigma$  suivant la verticale. Le domaine est donc discrétisé avec des mailles de dimensions égales à  $D/10$  dans

chaque direction (Figure 3.7). Le centre du disque est situé à 10 m de l'entrée du canal, au milieu des parois latérales (0,685 m) et de la colonne d'eau (0,15 m). L'épaisseur du disque est égale à une maille dans la direction (Ox) (section 3.1.2). Cette dimension est plus grande que l'épaisseur du disque utilisé dans l'expérience (1 mm). Nguyen (2015) a cependant montré que cette épaisseur a une influence limitée sur les prédictions du modèle numérique dans le sillage. Des tests seront effectués (section 3.2.4.2) pour confirmer ce résultat. Les pas de temps 2D et 3D sont respectivement de 0,01 et 0,001 s ce qui correspond à un critère CFL 2D (Courant Friedrich Levy) de 0,2. La contrainte de cisaillement sur le fond est définie par une formulation logarithmique avec  $z_{ob}=10^{-5}$  m. Harrison et al. (2010) ont déterminé la valeur du coefficient  $C_T$  à partir de la mesure de la force de poussée appliquée sur le disque par l'écoulement. Cette valeur, qui correspond à un disque de porosité 0,48 (calculée comme le ratio entre les zones perforées et non perforées du disque), est fixée à 0,9.

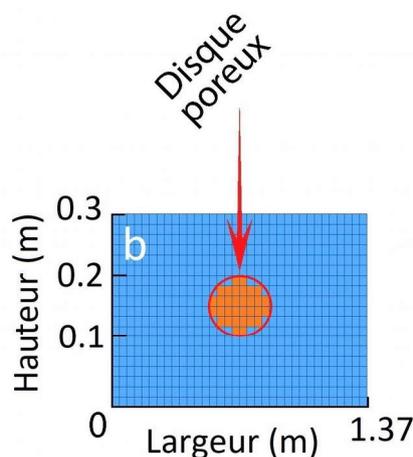


Figure 3.7 – Maillage considéré dans les directions (Oy) et (Oz) avec la localisation du disque poreux dans la colonne d'eau. Les mailles oranges mettent en évidence la discrétisation du disque (les mailles ont été agrandies pour plus de visibilité).

Les conditions aux limites latérales sont inspirées de la configuration de Roc et al. (2013) qui reproduit également les conditions expérimentales de Myers et Bahaj (2010) à l'aide de la méthode de l'AD implémentée dans ROMS. Les formulations aux conditions limites employées en entrée et en sortie du canal sont synthétisées dans le tableau 3.1. Une condition de glissement est imposée sur les parois latérales.

	<b>Entrée</b>	<b>Sortie</b>
<b>Surface libre</b>	Orlanski	Dirichlet
<b>u barotrope</b>	Flather	Physique réduite
<b>v barotrope</b>	Flather	Physique réduite
<b>u barocline</b>	Dirichlet	Orlanski
<b>v barocline</b>	Dirichlet	Orlanski
<b>Variables turbulentes (k et ε)</b>	Dirichlet	Orlanski

Tableau 3.1 - Description des conditions limites en entrée et en sortie du canal.

Le mélange horizontal est paramétré à partir de la formulation de Smagorinsky (Équation 2.7) avec une constante  $C_{\text{sm}}=0,01$ . Dans la simulation de référence, le mélange vertical est calculé à partir du modèle  $k-\epsilon$ . La vitesse barotrope est imposée avec une valeur de  $0,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Pour les profils d'entrée de  $u$ ,  $k$  et  $\epsilon$ , les profils de vitesse et d'intensité turbulente  $I$  de Harrison et al. (2010) qui portent sur le même cas expérimental ont été employés. Le profil de vitesse imposé en entrée est décrit par l'équation suivante :

$$u_1(z_w) = 2,5u_* \ln\left(\frac{z_w u_* b}{\nu}\right) + c \quad (3.19)$$

où  $u_1$  est la vitesse imposée à l'entrée du canal,  $u_{*b}$  est la vitesse de frottement sur le fond égale à  $0,00787 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $z_w$  est la distance entre le point considéré et le fond du canal,  $\nu=10^{-6} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$  est la viscosité cinématique et  $c=0,197 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  est une constante. Les profils de  $k$  et  $\epsilon$ , sont calculés à partir du profil d'intensité turbulente selon les relations suivantes :

$$k_1(z) = \frac{3}{2} I(z)^2 u_1(z)^2 \quad (3.20)$$

$$\epsilon_1(z) = C_\mu^{3/4} \frac{k_1(z)^{3/2}}{l} \quad (3.21)$$

où  $k_1$  et  $\epsilon_1$  sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente imposée en entrée du canal,  $C_\mu = (C_\mu^0)^4 = 0,09$  est une constante et  $l$  est la longueur caractéristique des tourbillons considérée égale à la profondeur d'eau (Harrison et al., 2010).

L'intensité turbulente est calculée à partir de la vitesse locale suivant l'équation suivante :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{u}. \quad (3.22)$$

Le déficit de vitesse  $d$  est calculé en fonction de la vitesse perturbée par la présence de l'AD  $u_{AD}$  et de la vitesse non perturbée (extraite d'une simulation sans turbine)  $u_{\infty}$  suivant la relation suivante :

$$d = 1 - \frac{u_{AD}}{u_{\infty}} \quad (3.23)$$

Les simulations s'effectuent jusqu'à obtenir un état stationnaire considéré atteint lorsque les variations de la vitesse moyennée selon la verticale, de l'énergie cinétique turbulente et de la surface libre sont inférieures à 0,1 % entre deux pas de temps. Roc et al. (2013) précisent que leur état stationnaire est atteint après une simulation d'une durée de 6 minutes. Cependant, pour assurer l'état de convergence, les simulations sont effectuées sur une durée de 10 minutes.

### 3.2.3 Comparaison des prédictions aux mesures expérimentales

Les profils de vitesse et d'intensité turbulente sont confrontés aux mesures expérimentales de Myers et Bahaj (2010) à 4, 7, 11, 15 et 20D en aval du disque. Dans l'objectif d'examiner le comportement de plusieurs machines disposées au sein d'un parc, l'attention est portée sur les performances du modèle dans le sillage lointain (distance supérieure à 7D en aval du disque dans le cas présent). En effet, les parcs hydroliens ayant généralement une configuration avec un espacement longitudinal de 10D (Bai et al., 2009 ; Thiébot et al., 2016 ; Nguyen et al., 2017), il est essentiel d'avoir une description fine des caractéristiques du sillage au-delà d'une distance de 5 à 7D pour examiner les interactions de sillages.

La Figure 3.8 présente les profils de vitesse et d'intensité turbulente de la simulation de référence aux différentes localisations en aval du disque (à 4, 7, 11, 15 et 20D) comparées aux mesures expérimentales de Myers et Bahaj (2010). En dépit d'une sensible surestimation des vitesses dans le sillage proche (à 4D) estimée à  $0,03 \text{ m.s}^{-1}$  dans l'axe central de la turbine, le modèle reproduit le déficit observé de l'amplitude du courant dans un sillage éloigné ( $>7D$ ) et son accélération aux bords inférieur et supérieur du disque. L'intensité turbulente est quant à elle sous-estimée dans le sillage proche (à 4D) avec un écart de 30 % par rapport aux mesures. Cependant, malgré une légère surestimation de l'intensité turbulente estimée à 0,01 (de l'ordre de 10 % par

rapport aux observations) sur toute la colonne d'eau, les prédictions se rapprochent des observations effectuées dans le sillage lointain ( $>7D$ ). De telles différences dans le sillage proche sont également obtenues par Harrison et al. (2010) qui justifient cet écart par le fait que l'AD n'intègre pas la présence des trous de diamètres millimétriques dans le disque poreux susceptibles d'induire des structures turbulentes ayant un effet dissipatif sur les vitesses. Ces effets dissipatifs n'étant pas intégrés dans la modélisation numérique, il en résulte une surestimation des vitesses prédites dans un sillage proche. Les prédictions numériques de Nguyen (2015) établies avec une résolution spatiale égale à  $1/100^{\text{ème}}$  du diamètre du disque confirment ces résultats (cas où le modèle de turbulence utilisé est  $k-\varepsilon$  et où aucun terme source n'a été ajouté dans les équations de la turbulence). L'intensité turbulente prédite dans un sillage proche de l'AD (à  $4D$ ) est sous-estimée de 14 % par rapport aux mesures de Myers et Bahaj (2010) conduisant à une surestimation de l'intensité des vitesses de l'ordre de 19 %. Afin d'améliorer les prédictions de l'intensité turbulente dans un sillage proche, Roc et al. (2013) ont ajouté des termes de turbulence supplémentaires aux équations d'un modèle  $k-\omega$  limitant ainsi le déficit de vitesse à 10 % dans l'axe central du disque. En dépit d'écarts dans le sillage proche, les prédictions établies dans le cas de référence reproduisent les observations effectuées à partir de  $7D$  en aval du disque.

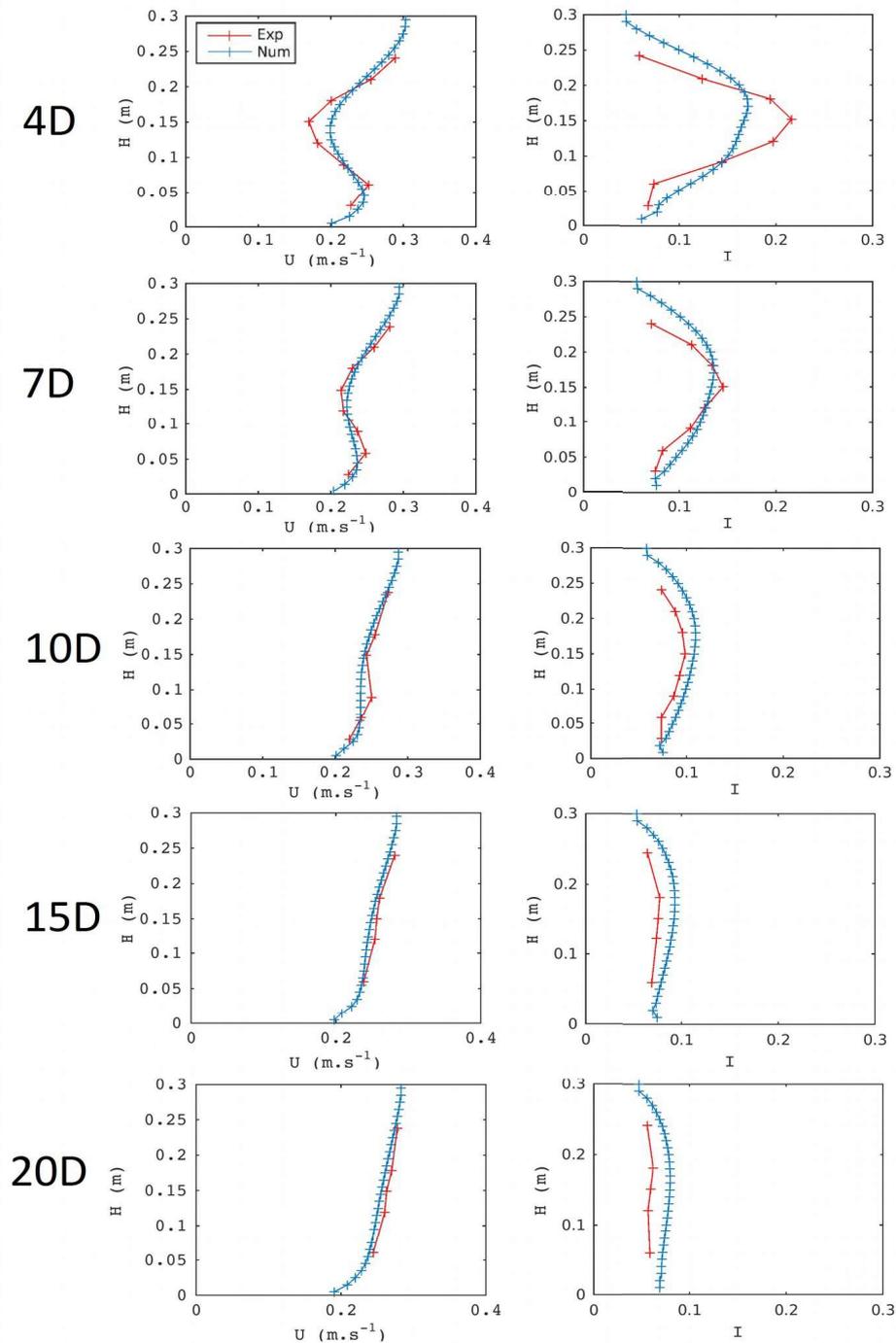


Figure 3.8 – Profils verticaux de vitesse (gauche) et d'intensité turbulente (droite) à 4, 7, 11, 15 et 20D en aval de la turbine mesurés (rouge) et prédits (bleu).

### 3.2.4 Étude de sensibilité

Les prédictions de la simulation de référence sont ici évaluées en étudiant leur sensibilité à (i) l'implémentation d'une force moyennée sur le disque, (ii) la résolution spatiale dans les directions (Ox), (Oy) et (Oz), (iii) l'utilisation de différents modèles de turbulence ( $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ ), (iv) la constante de Smagorinsky (1963)  $C_{sma}$  et (v) le paramètre de rugosité sur le fond  $z_{ob}$ .

### 3.2.4.1 Force variable spatialement ou moyennée sur le disque.

Le profil de vitesse à l'amont du disque suit une loi de puissance  $1/7^{\text{ème}}$  (Harrison et al., 2010 ; Myers et Bahaj, 2010), la vitesse et la force de poussée associée varient donc dans le profil vertical du disque. Cependant, certaines applications numériques intégrant l'AD considèrent une force de poussée uniforme à l'échelle du disque (Abolghasemi et al., 2015). La sensibilité des prédictions à une telle simplification est ici testée en considérant une force uniforme calculée par la relation suivante :

$$\overline{F}_v = \frac{1}{N_b} \sum_{i=1}^{N_b} F_{v_i} \quad (3.24)$$

où  $N_b$  est le nombre de cellules sur lesquelles la force est appliquée. La force uniforme ainsi intégrée dans le modèle présente une valeur moyennée sur le disque égale à celle appliquée dans le cas de référence et est définie selon la relation suivante :

$$F_{v_i} = \frac{1}{2} \frac{C u_{d_i}^2}{\Delta x} \quad (3.25)$$

où  $u_{d_i}$  représente la vitesse locale en chaque cellule discrétisant le disque. La figure 3.9 présente la comparaison entre les tracés synoptiques des amplitudes de vitesse moyennées selon la verticale dans le cas de référence et dans le cas où la force est moyennée sur le disque. Une importante différence d'amplitude de vitesse est mise en évidence entre les deux cas avec une réduction de l'influence du disque dans le cas où la force est moyennée. Dans un sillage proche, la vitesse barotrope estimée dans le cas de l'utilisation d'une force moyennée est 12 % inférieure au cas de référence. Étant donné que le disque induit un déficit de vitesse moindre, la longueur de rétablissement du sillage est également raccourcie (Figure 3.9). Cette réduction du déficit peut s'expliquer par la diminution de la force sur la partie supérieure du disque où elle est maximale dans le cas où la force est variable. La réduction de ce déficit sur la partie supérieure de la turbine engendre également une diminution des gradients de vitesses verticaux et donc de la génération de turbulence. La figure 3.10 compare les profils longitudinaux d'intensité turbulente au niveau du centre du disque et au niveau des couches cisailées aux bords inférieur et supérieur du disque pour les deux simulations (force variable, correspondant au cas de référence, et force uniforme). Dans le cas où la force est variable, la génération de turbulence est plus importante sur la couche cisailée supérieure du disque. Ainsi, à environ 3 diamètres en aval du disque, des intensités turbulentes de l'ordre de 0,2 et 0,16 sont prédites au niveau des bords supérieur et inférieur. Dans le cas où la force

est moyennée sur tout le disque, l'intensité turbulente est réduite à 0,13 sur le bord supérieur et à 0,11 sur le bord inférieur. L'utilisation d'une force moyennée ne permet donc pas d'améliorer la comparaison de l'AD avec les mesures expérimentales.

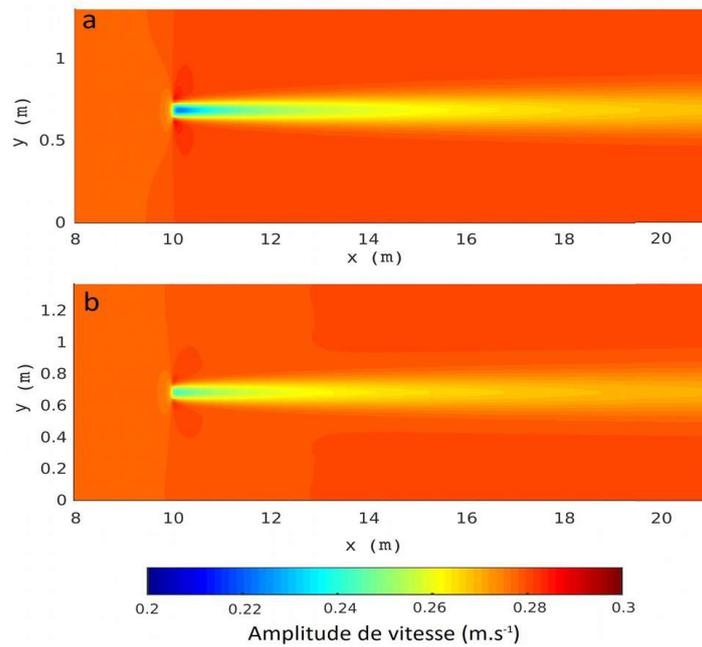


Figure 3.9 – Amplitudes des vitesses moyennées selon la verticale pour (a) une force variable et (b) une force répartie uniformément sur le disque.

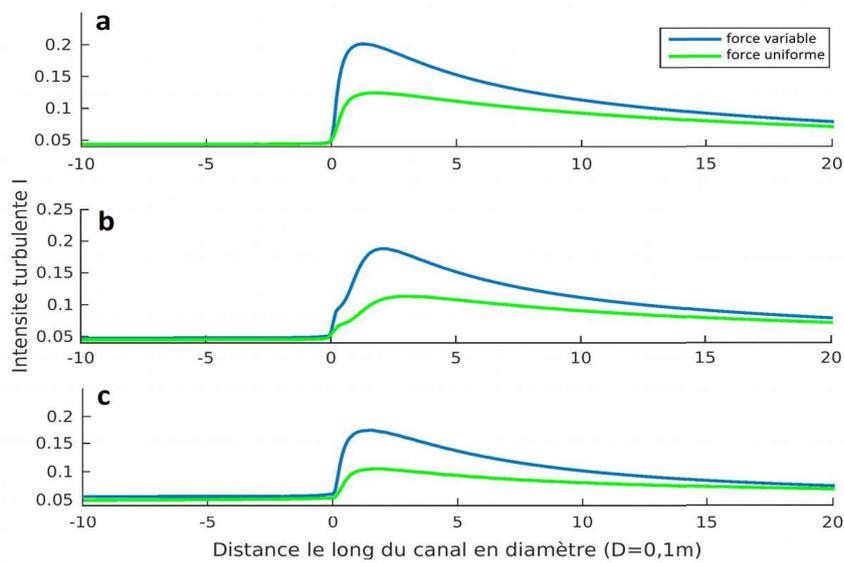


Figure 3.10 – Profils longitudinaux d'intensité turbulente au niveau de la couche cisailée supérieure (a), du centre (b) et de la couche cisailée inférieure du disque (c).

### 3.2.4.2 Résolutions spatiales

Pour les applications à l'échelle régionale (présentées Chapitre 4), il est nécessaire de simuler les écoulements à l'échelle d'un cycle de marée sur des emprises étendues. Ces contraintes d'application du modèle numérique rendent difficile l'utilisation de maillage de calcul avec de très fortes résolutions spatiales. Pour tenter de réduire au maximum ces temps de calcul, il est important de déterminer une taille de maille minimale permettant d'effectuer ces simulations numériques avec, a minima, une approche des écoulements en présence de l'AD dans un sillage lointain. Une étude de sensibilité à la résolution spatiale est ainsi menée pour étudier la possibilité d'obtenir des résultats comparables à ceux de la simulation de référence, dans un sillage lointain, à partir d'un maillage dégradé. Pour mener cette étude, le maillage de calcul est successivement dégradé dans les trois directions (Ox), (Oy) et (Oz), indépendamment les uns des autres. Les trois résolutions spatiales testées sont D/10, D/5 et D/2. Les pas de temps sont adaptés à chaque simulation pour conserver le critère CFL à 0,2.

#### *Résolution spatiale selon (Ox)*

La figure 3.11 présente les comparaisons des profils de vitesse avec les mesures expérimentales pour différentes valeurs de  $\Delta x$  (D/10, D/5 et D/2) fixant les tailles des mailles selon (Oy) et (Oz) à D/10. Dans un sillage proche, une résolution spatiale moins importante selon (Ox) a pour effet de réduire le déficit de vitesse selon l'axe du disque, amenant à une surestimation de l'amplitude du courant par rapport aux mesures expérimentales. Les écarts modèle/mesure sont particulièrement accentués dans un sillage proche du disque (à 4D) passant dans l'axe central de 10 % pour  $\Delta x = D/10$  à 30 % pour  $\Delta x = D/2$ . Ces écarts se limitent à 3 % dans un sillage lointain (>10D). De telles différences pourraient être attribuées à l'épaisseur du disque qui varie dans les simulations en fonction de la résolution spatiale retenue ( $e = \Delta x$ ). Cependant, d'après Nguyen (2015), une telle influence se limite à un très proche sillage (<2D) ne modifiant que très légèrement le déficit de vitesse (+4 %). Ce résultat est confirmé par une étude de sensibilité au nombre de mailles discrétisant le disque dans la direction (Ox). Une simulation a ainsi été effectuée en fixant l'épaisseur du disque à  $D/5 = 0,02$  m et en utilisant une ou deux mailles pour le discrétiser dans la direction longitudinale. La figure 3.12 représente les profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l'axe central du disque pour les deux configurations. Cette figure met en évidence un très faible impact du nombre de mailles (discrétisant le disque) sur les profils qui se limite à un sillage très proche (<2D). L'influence de l'épaisseur du disque sur les résultats peut ainsi être considérée comme négligeable à partir de 2D en aval du disque, ce qui est cohérent avec les résultats de

Nguyen (2015). La réduction du déficit de vitesse à mesure que la résolution spatiale suivant ( $Ox$ ) diminue, mise en évidence dans la simulation précédente (Figure 3.11), apparaît donc principalement attribuée à la réduction de  $\Delta x$  dans le sillage de l'écoulement et non à un effet local de changement d'épaisseur du disque. En effet, selon Roc et al. (2013), une résolution spatiale grossière conduit à des pertes d'informations dans le sillage. Les gradients de vitesse dans la direction ( $Ox$ ) sont ainsi "lissés" au niveau du disque réduisant le déficit de vitesse et la longueur de rétablissement du sillage. De tels effets peuvent également être attribués à l'effet d'une diffusion numérique accrue à mesure que la taille des mailles augmentent (Roc et al., 2013).

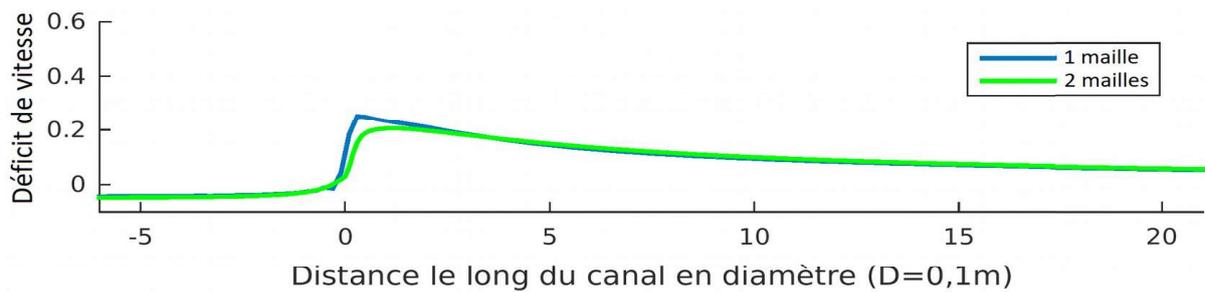


Figure 3.12 – Profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l'axe central du disque poreux pour différents rapports entre l'épaisseur du disque et la taille des mailles dans la direction ( $Ox$ ).

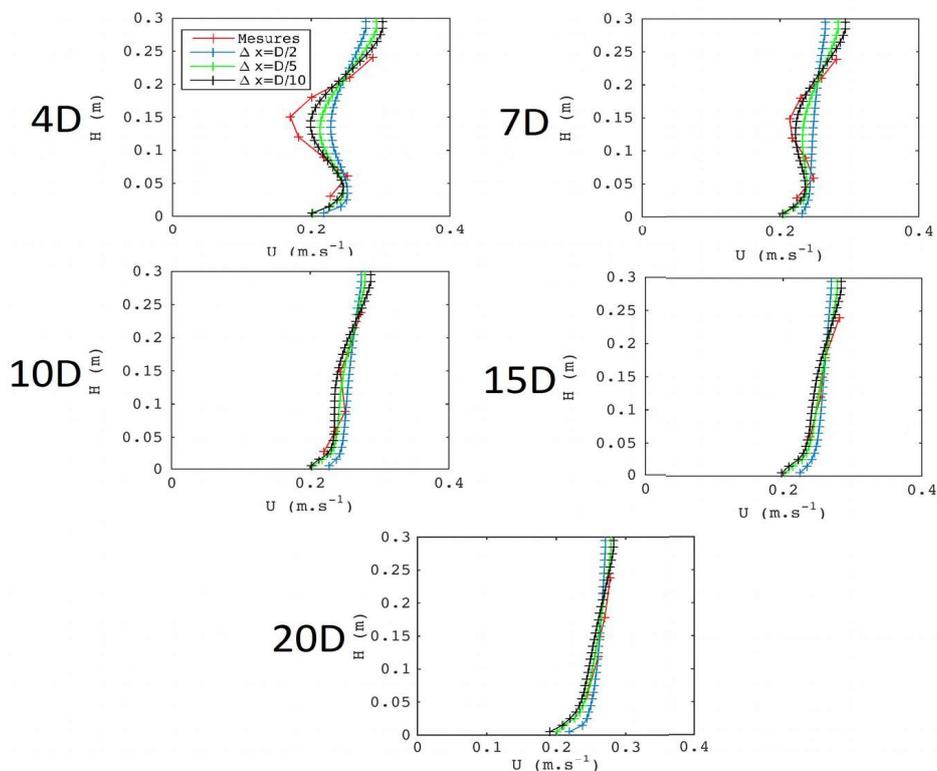


Figure 3.11 – Comparaison des profils verticaux de vitesse à 4, 7, 11, 15 et 20D en aval du disque par rapport aux mesures expérimentales de Myers et Bahaj (2010) pour différentes résolutions spatiales suivant la direction  $Ox$ .

### Résolution spatiale selon (Oy)

L'influence de la résolution spatiale dans la direction transverse à l'écoulement (suivant Oy) est maintenant examinée. De même que précédemment, les tests sont comparés à la simulation de référence. La figure 3.13 représente les profils longitudinaux de déficit de vitesse pour plusieurs valeurs de  $\Delta y$  (D/10, D/5 et D/2). Cette figure laisse clairement apparaître que les prédictions s'éloignent de la simulation de référence à mesure que les tailles des mailles augmentent selon (Oy). Pour une résolution spatiale de  $\Delta y = D/2$ , la discrétisation du disque ne permet pas de décrire correctement l'influence de ce dernier sur l'écoulement, ce qui a pour conséquence d'induire une réduction de l'ordre de 70 % du déficit de vitesse par rapport à la simulation de référence à 4D en aval du disque. Cependant, les prédictions du modèle pour une résolution spatiale de D/5 sont très proches de la simulation de référence et semblent suffisantes pour décrire l'influence de la turbine sur l'écoulement.

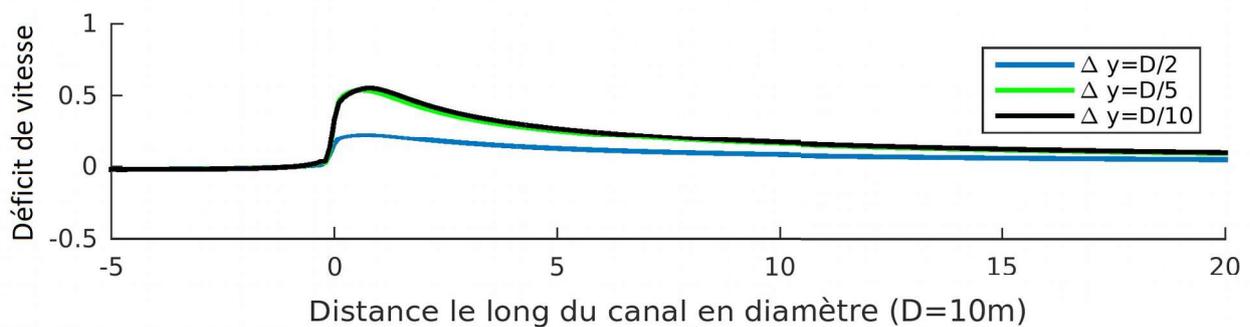


Figure 3.13 – Profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l'axe central du disque poreux pour différentes tailles de maille dans la direction (Oy).

### Résolution spatiale selon (Oz)

L'influence de la résolution spatiale suivant la direction (Oz) sur les profils longitudinaux de déficit de vitesse est représentée sur la Figure 3.14. Ces simulations sont réalisées pour des valeurs de  $\Delta z$  de D/2, D/5 et D/10. Le déficit de vitesse diminue très rapidement à mesure que la résolution spatiale suivant la verticale diminue. À 4D, un déficit d'environ 30 % est obtenu pour une résolution de D/10 alors que pour des résolutions de D/5 et D/2, le déficit est respectivement de 15 % et 10 %. Cette tendance peut être attribuée aux effets conjoints d'un « lissage » des gradients verticaux de vitesse au voisinage du disque et d'une diffusion numérique importante avec de plus grandes mailles. En effet, selon Piggott et al. (2008), les zones caractérisées par des vitesses fortement cisailées (au niveau des bords inférieur et supérieur du disque dans le cas présent),

nécessitent de fortes résolutions spatiales pour être décrites correctement. Des résolutions de  $D/5$  et  $D/2$ , peuvent donc amener à des sous-estimations du déficit de vitesse et donc à une réduction de l'influence du disque sur l'écoulement.

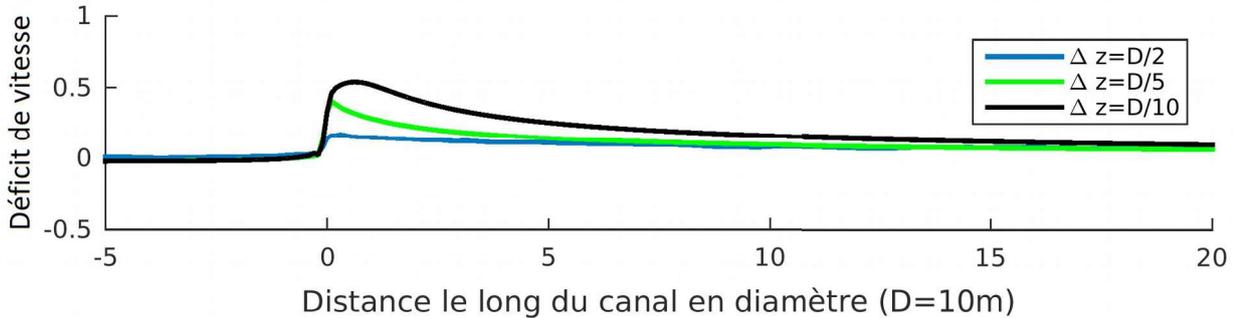


Figure 3.14 – Profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l'axe central du disque poreux pour différents rapports entre l'épaisseur du disque et la taille des mailles dans la direction (Oz).

Les tests sur la résolution spatiale du maillage dans les trois directions montrent que la performance du modèle se dégrade rapidement dès que la résolution spatiale diminue sauf dans la direction (Oy) où une taille de maille de  $D/5$  apparaît suffisante. La résolution de  $D/10$  est donc la base de départ qui sera utilisée pour les simulations avec hydroliennes à l'échelle régionale.

### 3.2.4.3 Mélange vertical

Selon Maganga et al. (2010), Lo Brutto et al. (2016) et Nguyen et al. (2016), la turbulence ambiante d'un écoulement a un effet direct sur le sillage et sa longueur de rétablissement qui se réduit à mesure que l'intensité turbulente augmente. Les études intégrant l'AD dans des modèles de type RANS, approchent dans la plupart des cas le mélange vertical sur la base des modèles  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$  (e.g., Roc et al., 2013 ; Abolghasemi et al., 2015; Nguyen, 2015; Thiébot et al., 2016; Shives et Crawford, 2015). Ces modèles de turbulence n'ont pas la même précision et s'adaptent plus ou moins bien en fonction du type d'écoulement considéré (Nguyen et al., 2016). La sensibilité des profils de vitesse et d'intensité turbulente au modèle employé est donc testée dans cette section.

La figure 3.15 présente les profils verticaux de vitesse et d'intensité turbulente mesurés et prédits avec les modèles  $k-\varepsilon$  (simulation de référence) et  $k-\omega$  à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval du disque. Les profils de vitesse obtenus pour le modèle  $k-\omega$  coïncident avec les mesures expérimentales de vitesse dans un sillage lointain ( $>10D$ ). Les prédictions tendent cependant à s'éloigner des mesures dans un sillage proche ( $<7D$ ) en surestimant l'amplitude du courant par

rapport aux mesures expérimentales. L'écart modèle/mesure à 4D en aval du disque dans son axe central passe ainsi de 15 % pour le modèle  $k-\varepsilon$  à 30 % pour le modèle  $k-\omega$ . Des écarts significatifs sont également obtenus pour l'intensité turbulente entre les deux modèles testés et apparaissent à la fois dans les sillages proches et lointains. Étant donné que les écarts de vitesses (obtenus avec les deux modèles) sont faibles dans un sillage lointain, la différence d'intensité turbulente entre les deux modèles semble résider principalement dans les prédictions de l'énergie cinétique turbulente, ceci en particulier sur les bords inférieur et supérieur du disque. En effet, comme le décrivent les différentes études utilisant le modèle  $k-\omega$  (Roc et al., 2013 ; Abolghashemi et al., 2015), celui-ci est mieux adapté pour approcher la turbulence à proximité des parois et dans les couches cisillées sur les bords du disque. L'intensité turbulente prédite à 4D en aval du disque avec le modèle  $k-\omega$  se rapproche ainsi des mesures expérimentales au niveau de l'axe central du disque avec une valeur de 0,18 contre 0,16 pour le modèle  $k-\varepsilon$  (la valeur cible étant de 0,22). Cependant, dans un sillage lointain ( $>7D$ ), l'intensité turbulente est surestimée par le modèle  $k-\omega$ . Le modèle  $k-\varepsilon$  est donc plus performant pour décrire l'influence de la turbine dans un sillage lointain mais possède quelques limitations dans un sillage proche. Ce résultat est cohérent avec les différentes études numériques intégrant un AD et un modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  (Sun et al., 2008 ; Tedds et al., 2014 ; Goward-Brown et Neill, 2015 ; Nguyen, 2015 ; Thiébot et al., 2016 ; Shives et Crawford, 2015, Nguyen et al., 2016). Cette différence de performance entre les modèles de turbulence a suscité l'emploi d'un modèle  $k-\omega$  SST pour les études numériques intégrant un AD (Bai et al., 2009 ; Harrison et al., 2010 ; Rose et al., 2011 ; Li et al., 2017). Selon Bai et al. (2009), ce modèle permet de concilier les précisions des modèles  $k-\omega$  dans un sillage proche et  $k-\varepsilon$  dans un sillage lointain. Cependant, Nguyen et al. (2016) ont montré que, sans l'ajout d'un terme source dans les équations de turbulence, le modèle  $k-\varepsilon$  présente une meilleure comparaison avec les mesures de Myers et Bahaj (2010) par rapport aux modèles  $k-\omega$  SST. Le modèle  $k-\varepsilon$  est donc retenu dans cette étude.

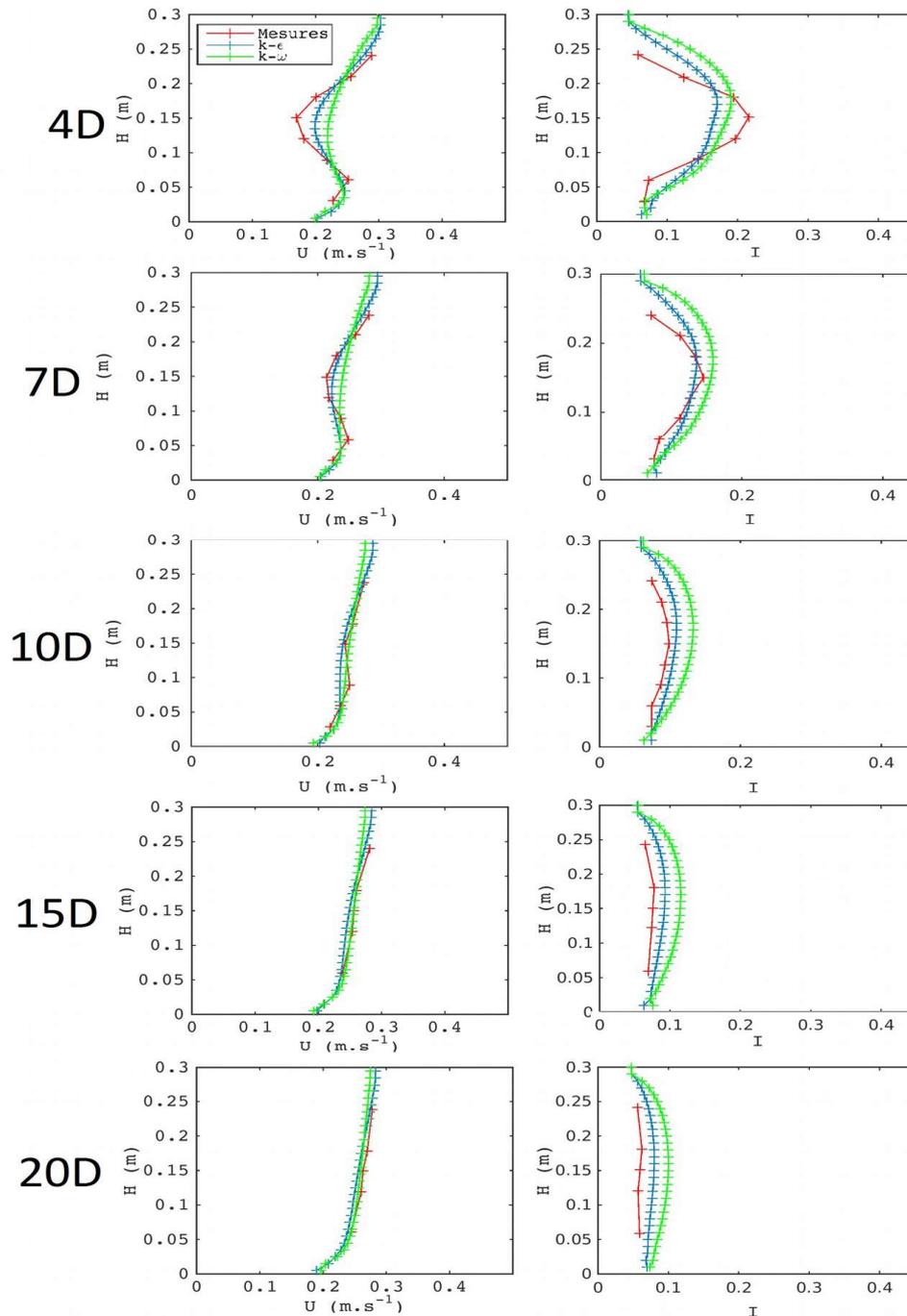


Figure 3.15 – Profils verticaux de vitesse (gauche) et d'intensité turbulente (droite) à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval de la turbine. Comparaison entre les modèles de turbulence  $k-\epsilon$  (bleu) et  $k-\omega$  (vert) et les mesures expérimentales (rouge) de Myers et Bahaj (2010).

### 3.2.4.4 Mélange horizontal

Le mélange horizontal peut avoir une influence sur le sillage et en particulier sur sa longueur de rétablissement et sur la dissipation des structures turbulentes générées par l'interaction entre l'écoulement et l'AD. Selon l'équation 2.7 (Chapitre 2), la viscosité turbulente horizontale

approchée par la formulation de Smagorinsky (1963), dépend de l'amplitude du tenseur des déformations des vitesses et de la résolution spatiale horizontale. La valeur de la constante  $C_{sma}$  (Équation 2.7) varie en fonction des applications numériques et permet, selon Oey et Chen (1992) d'augmenter la dissipation de turbulence. Dans notre cas, cela aurait pour conséquence d'augmenter la viscosité turbulente et de favoriser le rétablissement du sillage. Pour le cas de référence, le meilleur accord entre les résultats du modèle et les mesures a été obtenu avec une constante  $C_{sma}=0,01$ . L'influence d'une valeur plus forte de  $C_{sma}=0,2$  est ici testée.

La figure 3.16 présente les profils longitudinaux d'intensité turbulente et de vitesse le long de l'axe central du disque pour les deux valeurs de la constante de Smagorinsky testées. L'augmentation de la constante a pour effet de réduire l'intensité turbulente le long du sillage. Cette réduction est engendrée par une vitesse sensiblement plus importante (de 1 % à 5D) dans le sillage du disque pour une constante plus élevée. Ce comportement est cohérent, puisque plus la constante est élevée plus la viscosité turbulente horizontale est importante réduisant la longueur de rétablissement du sillage.

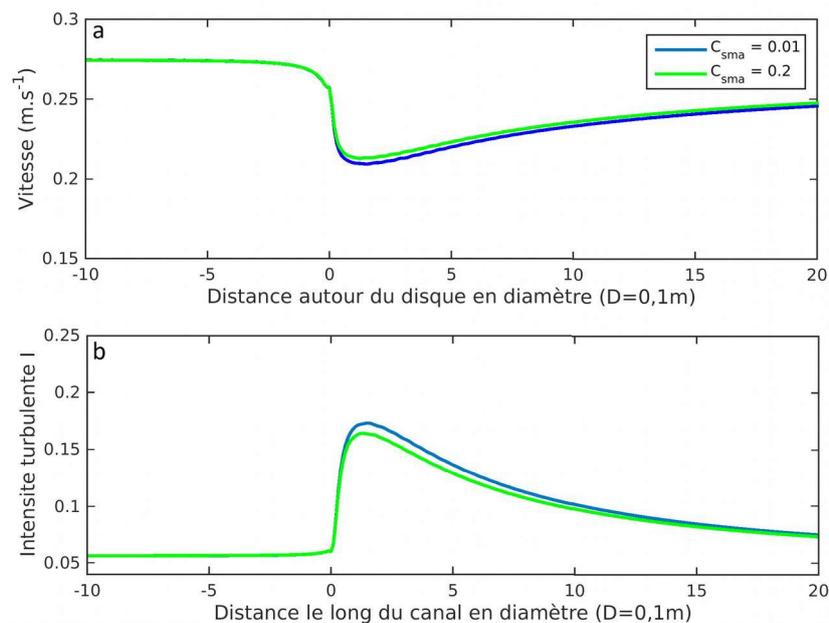


Figure 3.16 – Comparaison des profils longitudinaux le long de l'axe central du disque de vitesse (a) et d'intensité turbulente (b) pour deux valeurs du coefficient de Smagorinsky.

L'équation 2.7 montre que la viscosité horizontale, qui est calculée via la formulation de Smagorinsky (1963), peut également varier en fonction de la résolution spatiale horizontale. Dans le but d'examiner l'impact de la taille des mailles en fonction des valeurs de la constante  $C_{sma}$ , la résolution spatiale suivant la direction (Ox), initialement fixée à  $D/10$ , est dégradée à des valeurs de  $D/5$  et  $D/2$ . La figure 3.17 présente les profils longitudinaux de vitesse le long de l'axe central du disque pour les deux valeurs de cette constante ( $C_{sma}=0,01$  et  $C_{sma}=0,2$ ) et pour  $\Delta x = D/5$  et  $D/2$ . Les

valeurs testées de la constante  $C_{sma}$  et des résolutions spatiales selon (Ox) apparaissent avoir un effet très limité sur le déficit de vitesse et l'intensité turbulente.

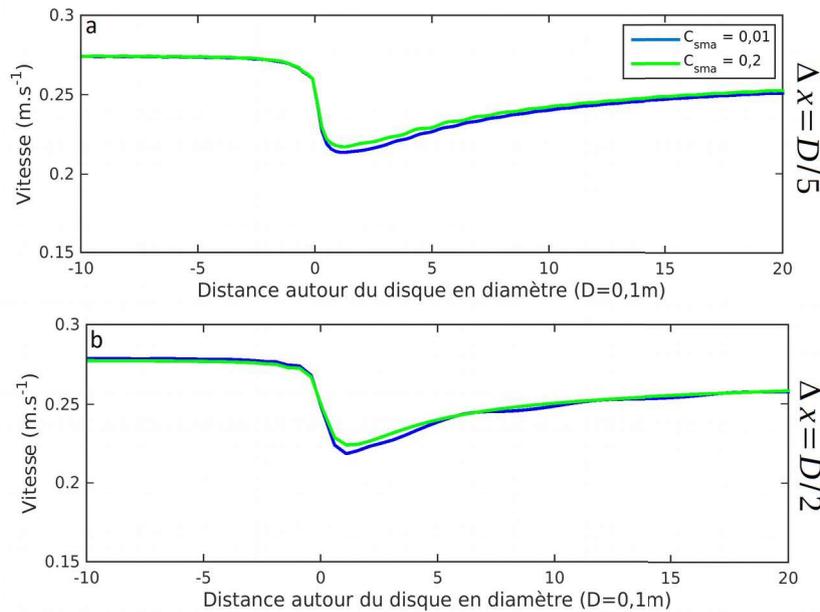


Figure 3.17 – Comparaison des profils longitudinaux de vitesse le long de l'axe du disque pour différentes valeurs de la constante de Smagorinsky et pour (a)  $\Delta x = D/5$  et (b)  $\Delta x = D/2$ .

### 3.2.4.5 Paramètre de rugosité sur le fond

La valeur de référence de  $z_{0b}$  ( $10^{-5}$  m) a été déterminée par ajustements successifs afin de reproduire les profils d'entrée utilisés par Harrison et al (2010). Pour les simulations à l'échelle régionale, la rugosité de fond dépend du type de substrat qui peut être assez variable, il est donc intéressant de voir comment la rugosité influence l'écoulement dans le sillage. Pour cela, l'influence de ce paramètre est examinée plus en détails dans cette section à partir des trois valeurs de  $z_{0b}$  :  $10^{-6}$ ,  $10^{-5}$  et  $10^{-4}$  m.

La figure 3.18 présente la comparaison des profils verticaux de vitesse et d'intensité turbulente obtenus pour différentes valeurs de  $z_{0b}$ . Comme attendu, l'influence de ce paramètre est maximale à proximité du fond. L'augmentation de  $z_{0b}$  réduit la vitesse près du fond et engendre également des gradients de vitesse verticaux plus importants près du fond. Le terme  $P_s$  (Équation 2.9) de production d'énergie cinétique turbulente par cisaillement est donc plus fort ce qui augmente l'intensité turbulente près du fond. Au niveau du disque (entre 0,1 et 0,2 m au-dessus du fond), une valeur plus importante du paramètre de rugosité  $z_{0b}$  a pour effet de réduire très légèrement la vitesse dans la partie inférieure de l'AD (entre 0,1 et 0,15 m au-dessus du fond). En particulier, à 0,1 m au-dessus du fond et pour les trois valeurs  $z_{0b} = 10^{-6}$  m,  $z_{0b} = 10^{-5}$  m et

$z_{ob}=10^{-4}$  m, la vitesse est de respectivement de 0,22, 0,215 et 0,21  $m.s^{-1}$ . Au contraire, dans la partie supérieure du disque (entre 0,15 et 0,2 m au-dessus du fond), le paramètre de rugosité a pour effet d'augmenter très légèrement la vitesse. Parmi les différents cas traités, un paramètre de rugosité de  $z_{ob}=10^{-5}$  m correspond le mieux aux mesures de Myers et Bahaj (2010).

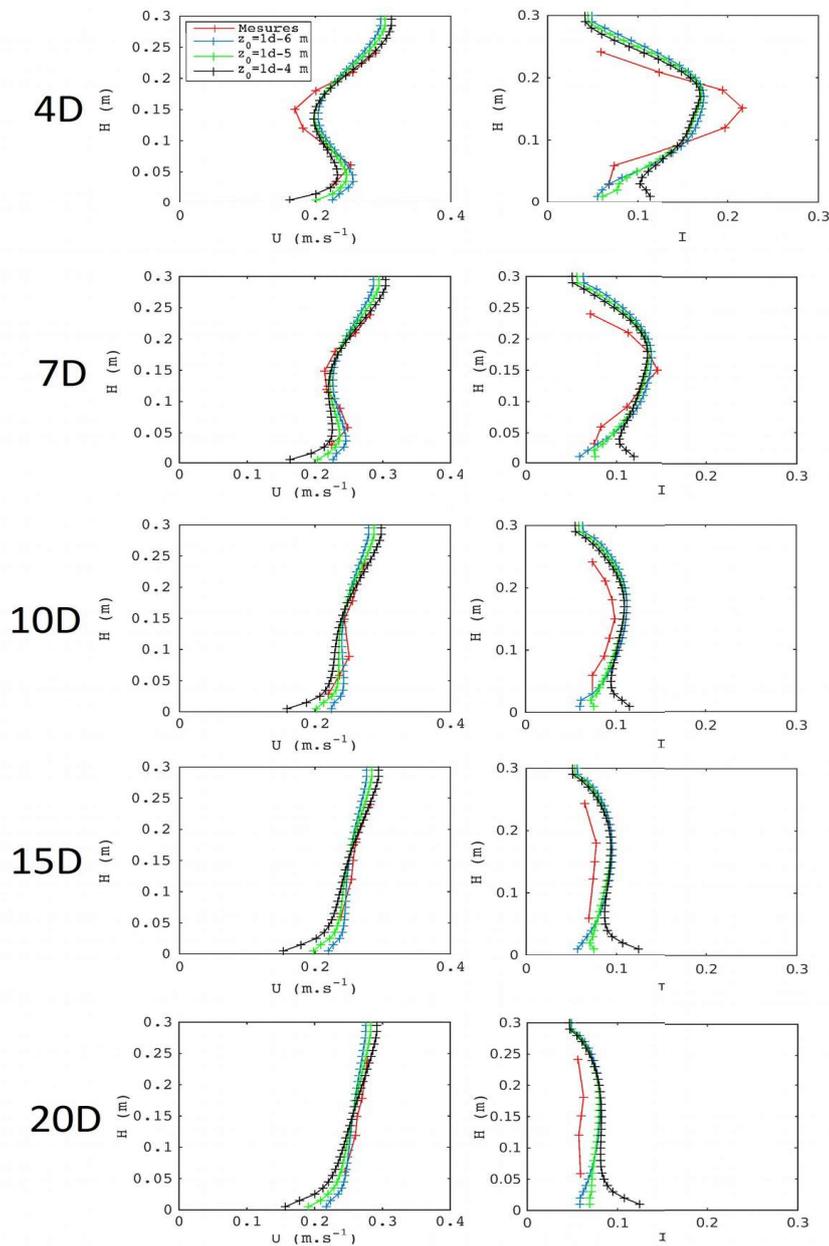


Figure 3.18 – Profils verticaux de vitesse (gauche) et d'intensité turbulente (droite) à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval de la turbine pour différentes valeurs du  $z_{ob}$ . Comparaison avec les mesures expérimentales (rouge) de Myers et Bahaj (2010).

### 3.2.4.6 Bilan de l'étude de sensibilité

Cette étude de sensibilité a montré que l'implémentation d'une force moyennée sur le disque et la résolution spatiale sont les paramètres influant le plus sur les résultats. Le premier ne permet pas d'améliorer les prédictions et ne sera donc pas pris en compte dans la suite de cette étude. Le second conditionne l'épaisseur du disque suivant la direction ( $O_x$ ) et la discrétisation de celui-ci dans les directions ( $O_y$ ) et ( $O_z$ ). Il est donc nécessaire de déterminer la résolution spatiale minimale à adopter dans chaque direction pour représenter au mieux l'influence de l'AD sur l'écoulement.

## 3.3 Simulation à grande échelle

Dans la section 3.2, une configuration de référence a pu être déterminée en considérant un cas expérimental avec des dimensions et des vitesses d'écoulement réduites. Pour les applications à l'échelle 1, les hydroliennes mesurent typiquement 10 ou 20 m de diamètre et les vitesses de courant peuvent atteindre  $5 \text{ m.s}^{-1}$ . Une nouvelle étude de sensibilité est donc effectuée afin d'appréhender l'impact du changement d'échelle sur les prédictions. Une question centrale pour configurer l'AD est la taille des mailles minimale requise. Cette taille de maille a une influence forte sur les résultats comme démontré dans la section 3.2.4.2. Elle a également un impact important sur les temps de calcul. Une étude de sensibilité est effectuée sur la résolution spatiale pour déterminer une taille de maille adaptée à notre cas d'étude. De la même manière que Roc et al. (2013), l'étude est effectuée en séparant les résolutions spatiales horizontales et verticale.

### 3.3.1 Description des conditions de simulation

Le domaine de calcul utilisé est un canal défini à partir des conditions hydrodynamiques du Passage du Fromveur. La profondeur d'eau est fixée à 50 m qui est la profondeur moyenne du chenal (Figure 2.3). Le disque a un diamètre de  $D=10$  m et son centre est placé à 10 m au-dessus du fond. Le coefficient de poussée  $C_T$  est pris égal à 0,9 comme dans le cas expérimental et le coefficient de puissance considéré égale à 0,35 qui est une valeur communément admise pour ce paramètre (Myers et Bahaj, 2005). Cette valeur est plus faible que la valeur théorique de 0,59, cependant elle permet de se rapprocher des technologies d'hydroliennes actuelle et de prendre en compte les pertes de production associée à une exploitation réelle. Nguyen (2015) a montré que pour récupérer 100 % de la vitesse d'entrée (vitesse non-perturbée), une distance de  $40D$  en aval du

disque est nécessaire. Afin de pouvoir contenir un sillage d'une telle longueur, le canal s'étend sur une distance longitudinale de 500 m en aval du disque (Figure 3.19). Une distance de 500 m est également retenue entre le disque et l'entrée du canal afin de stabiliser le courant avant qu'il atteigne le disque poreux. Le canal a une largeur de 200 m afin de limiter les interactions entre les bords et le sillage. En effet, un espacement de 5D entre le centre du disque et les parois latérales du domaine et généralement recommandé pour des études en canal (Bai et al., 2009 ; Ahmadi et Dong, 2017 ; Baratchi et al., 2017), soit 50 m pour un AD de 10 m de diamètre. Une largeur de 200 m laisse donc suffisamment d'espace pour le développement du sillage.

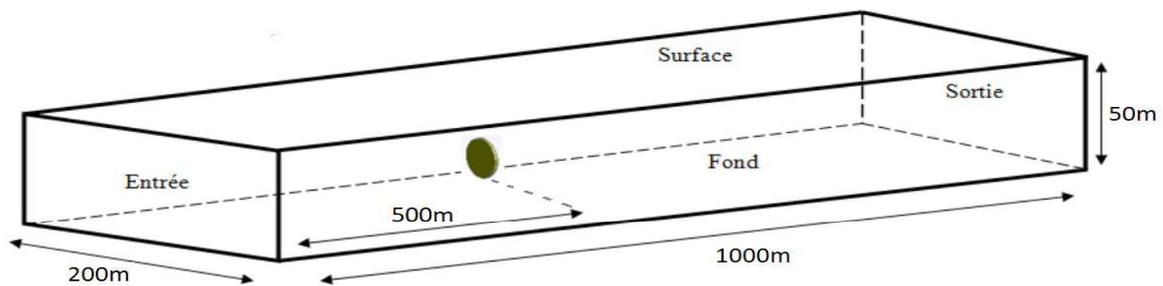


Figure 3.19 – Schéma représentant le canal à échelle réelle (Nguyen , 2015).

Afin de déterminer les résolutions spatiales minimales à adopter pour décrire l'influence de la turbine sur l'écoulement, des tests de sensibilité sont effectués en dégradant la taille des mailles à partir d'une valeur de référence de  $D/15$ . Cette valeur est plus importante que la limite haute retenue dans le cas expérimental mais reste cependant du même ordre de grandeur. Une première série de tests est effectuée pour examiner la sensibilité des prédictions à la résolution spatiale horizontale. La taille de maille dans la direction ( $Oz$ ) est conservée constante à une valeur de  $D/15$  et les résolutions spatiales horizontales ( $\Delta x$  et  $\Delta y$ ), adoptées dans ces différents tests, sont dégradées (Tableau 3.2).

$\Delta x$	$D/15$	$D/10$	$D/5$	$D/2$	$D$
$\Delta y$	$D/15$	$D/10$	$D/5$	$D/2$	$D$

Tableau 3.2 – Résolutions spatiales prises en compte pour les tests de sensibilités à la taille des mailles dans les directions horizontales ( $Ox$ ) et ( $Oy$ ) avec  $\Delta z=D/15$ .

Une seconde série de tests est effectuée pour déterminer la sensibilité des résultats à la résolution spatiale suivant ( $Oz$ ). Les valeurs de  $\Delta z$  testées seront de  $D/15$ ,  $D/10$ ,  $D/5$  et  $D/3$ . Dans ce cas, la taille des mailles dans les directions ( $Ox$ ) et ( $Oy$ ) est définie suivant le résultat des tests décrits dans le Tableau 3.2, à savoir  $\Delta x=\Delta y=D/10$ .

Tous les tests sont effectués avec un critère CFL 2D constant égal à 0,05 pour éliminer la dépendance temporelle avec, pour la simulation de référence, des pas de temps 3D et 2D respectivement de  $\Delta t_{3D}=1,5.10^{-2}$  s et  $\Delta t_{2D}=1,5.10^{-4}$  s. Le paramètre de rugosité  $z_{ob}$  est fixé à 20 mm étant donné que le fond du Passage du Fromveur est composé de roche (Guillou et Thiébot, 2016a). La constante de Smagorinsky est conservée à une valeur de 0,7 comme pour les simulations à l'échelle régionale (cf Chapitre 2).

Le canal est soumis à un courant permanent et les formulations des conditions limites sont les mêmes que pour le canal expérimental (Tableau 3.1). À l'entrée du canal, les vitesses 2D et 3D, ainsi que les profils verticaux d'énergie cinétique ( $k$ ) et de taux de dissipation d'énergie cinétique ( $\epsilon$ ) sont imposés. Les valeurs de ces derniers sont extraites d'une simulation régionale à l'échelle de l'archipel de Molène et d'Ouessant (Chapitre 2). Les conditions retenues correspondent au pic de jusant d'une vive-eau moyenne (coefficient 95). Le point d'extraction est situé au centre du passage du Fromveur dans la zone de symétrie (en amplitude des courants avec un paramètre  $As=0,02$ ). Ainsi, la vitesse barotrope dans la direction (Ox) est égale à 3,1 m.s<sup>-1</sup>. L'intensité turbulente en entrée (moyennée selon la verticale) est de 0,05.

Afin de quantifier l'écart entre les différentes valeurs simulées et la solution de référence ( $\Delta x=\Delta y=\Delta z=D/15$ ), le pourcentage de RMSE normalisé par l'amplitude de la vitesse ( $\%_{Nrmse}$ ) employé par Roc et al. (2013) est utilisé et calculé comme suit :

$$\%_{Nrmse} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\varphi_{ref} - \varphi_{test})^2}}{\varphi_{ref_{max}} - \varphi_{ref_{min}}} \times 100 \quad (3.25)$$

où  $\varphi_{ref}$  et  $\varphi_{test}$  représentent respectivement les valeurs de la solution de référence et les valeurs des autres configurations testées,  $\varphi_{ref_{min}}$  et  $\varphi_{ref_{max}}$  sont les valeurs minimales et maximales de la solution de référence.

### 3.3.2 Sensibilité à la résolution spatiale

La figure 3.20 présente les profils longitudinaux de vitesse le long de l'axe central du disque pour un courant permanent et les différentes résolutions spatiales horizontales. Cette figure montre que les résultats s'éloignent de la simulation de référence à mesure que la résolution spatiale

diminue. Contrairement au cas à l'échelle expérimentale, où l'influence du changement des résolutions spatiales horizontales est limitée dans le sillage lointain, ici l'impact de l'augmentation de la taille de maille s'étend sur toute la longueur du sillage. Ceci s'explique par les différences de vitesses et de nombre de Reynolds en entrée du canal qui sont très différentes entre les deux échelles (avec  $0,3 \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas expérimental et  $3,1 \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas présent). Alors que dans le cas expérimental les sillages sont complètement rétablis à une distance de  $20D$  en aval du disque (quelle que soit la résolution spatiale adoptée), dans le cas à grande échelle, le rétablissement du sillage se fait sur une distance de l'ordre de  $60D$ . Plus la taille de maille est importante, plus le rétablissement des vitesses est rapide. Cette tendance peut être observée en comparant les résultats pour  $\Delta x = \Delta y = D/2$  et  $\Delta x = \Delta y = D/15$ . À  $20D$  en aval du disque, la vitesse est de  $2,3 \text{ m.s}^{-1}$  dans le premier cas et de  $2 \text{ m.s}^{-1}$  dans le second. Cette tendance reportée par Roc et al. (2013) et observée dans le cas expérimental s'applique également au cas à grande échelle.

Pour quantifier les différences de vitesse entre les différentes simulations et la simulation de référence, la valeur moyenne de  $\%_{Nrmse}$  entre 0 et  $20D$  est calculée (Équation 3.25). La déviation de la solution obtenue pour une résolution de  $D/10$  est d'environ  $6 \%_{Nrmse}$ . En dessous de cette limite, l'utilisation de résolutions plus grossières dégrade très rapidement la comparaison avec une déviation de l'ordre de  $35,5 \%_{Nrmse}$  dans le cas où  $\Delta x = \Delta y = D/5$  et d'environ  $49 \%_{Nrmse}$  dans le cas où  $\Delta x = \Delta y = D/2$ . Roc et al. (2013) considèrent qu'une solution est acceptable pour une déviation inférieure à  $5 \%_{Nrmse}$  par rapport à une solution asymptotique. Dans ce cas, étant donné que la déviation est seulement de  $6 \%_{Nrmse}$  lorsque les mailles passent de  $D/15$  à  $D/10$ , une résolution de  $D/10$  est retenue.

Au-delà des considérations sur l'influence de la taille des mailles (qui permettent de vérifier que l'AD est correctement implémenté), il faut toutefois garder à l'esprit qu'il existe une grande incertitude sur les caractéristiques d'un sillage d'hydrolienne à l'échelle 1. En effet, à ce jour, aucune mesure réalisée dans l'environnement marin impacté par la présence de turbine n'est disponible ce qui rend la calibration et la validation du modèle impossible à cette échelle. Conscients de ces limites, les caractéristiques des sillages prédites par ROMS sont considérées réalistes. En effet, ces caractéristiques sont conformes à celles des études similaires (*e.g.*, Bai et al., 2009 ; Nguyen 2015). Ce modèle d'AD est donc utilisé pour les applications régionales (Chapitre 4).

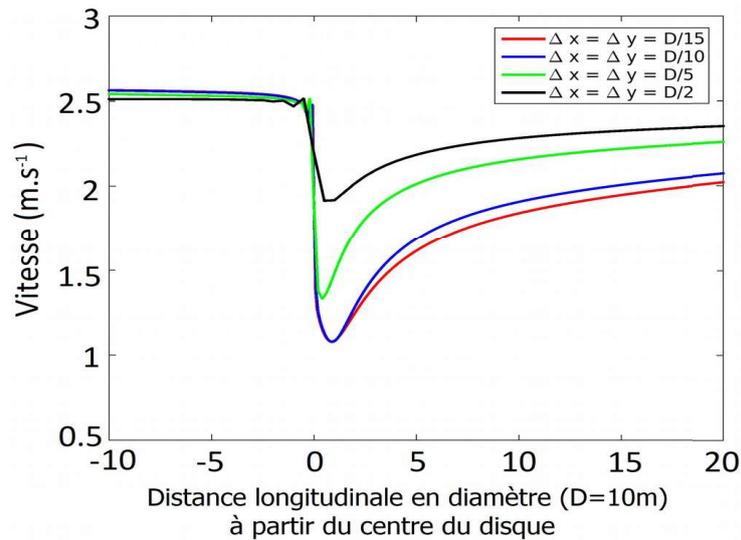


Figure 3.20 – Profils longitudinaux de vitesse pour plusieurs résolutions spatiales horizontales.

Comme la Figure 3.20, la Figure 3.21 montre les profils longitudinaux de vitesse le long de l'axe central du disque pour différentes valeurs de  $\Delta z$ . Ces simulations sont effectuées avec la résolution spatiale horizontale déterminée précédemment soit  $D/10$ . Dans ce cas, la simulation de référence est définie par des pas d'espaces de  $\Delta x = \Delta y = D/10$  et de  $\Delta z = D/15$ . Sur cette figure, les résultats semblent converger pour une résolution verticale de  $D/10$ . En effet, les deux simulations avec  $\Delta z = D/15$  et  $\Delta z = D/10$  se confondent avec une déviation des résultats pour  $D/10$  de  $1\%_{Nmse}$ . Cette étude de sensibilité montre donc qu'une résolution de  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = D/10$  est suffisante pour implémenter la méthode de l'AD.

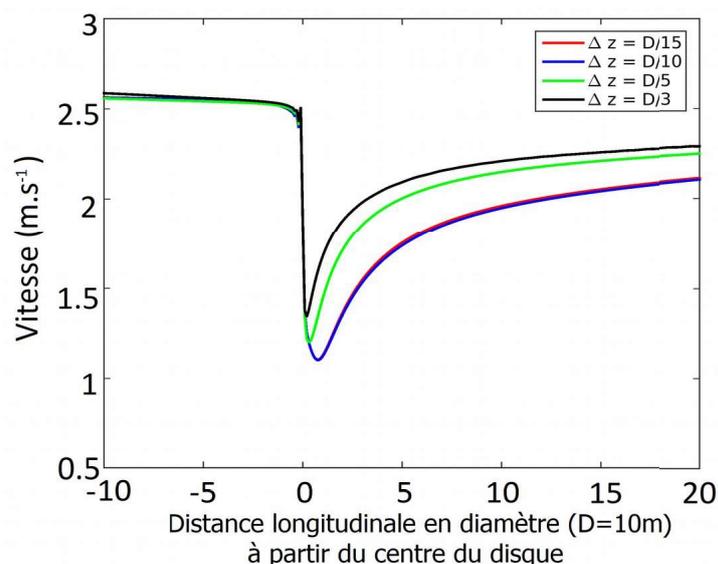


Figure 3.21 – Profils longitudinaux de vitesse pour plusieurs résolutions spatiales verticales.

### 3.3.3 Position dans la colonne d'eau

Il existe de nombreux modèles d'hydrolienne à axe horizontal. Ils se différencient tout d'abord par le diamètre du rotor, mais également par son positionnement dans la colonne d'eau. Il existe des modèles pouvant extraire l'énergie aussi bien à proximité du fond qu'au milieu de la colonne d'eau. Les modèles extrayant l'énergie cinétique des courants de marée à proximité de la surface sont rares, car les sites hydroliens peuvent également être exposés à des conditions de houle limitant la durée de vie des dispositifs, modifiant la production électrique et l'intégration de cette production dans un réseau électrique (Guillou et al., 2016 ; Tatum et al., 2016 ; Sufian et al., 2017 ; Guo et al., 2018). L'existence de ces diverses technologies pose notamment la question de l'influence de la position de la turbine dans la colonne d'eau sur le sillage mais également sur la génération d'énergie cinétique turbulente. Dans le but d'étudier cette question, un disque poreux de 10 m de diamètre a été implémenté dans un canal à échelle réelle soumis à un courant permanent et centré à 10 et 25 m au-dessus du fond.

La figure 3.22 représente les visions synoptiques horizontales des déficits de vitesses dans l'axe central du disque (Équation 3.23) pour les deux cas. Le déficit de vitesse augmente de manière significative dans le sillage du disque positionné à proximité du fond. En particulier, 5D en aval du disque (à 50 m le long de l'axe de rotation) le déficit est de 22 % pour un disque positionné à 25 m au-dessus du fond alors qu'il est de 28 % pour un disque positionné à 10 m au-dessus du fond. Cette augmentation implique également une longueur de rétablissement du sillage plus importante. Ces résultats sont très similaires à ceux mesurés par Myers et Bahaj (2010), pour un disque de 100 mm de diamètre confirmant que la réduction de la distance entre le disque et le fond tend à maintenir le sillage et accroît sa longueur de rétablissement.

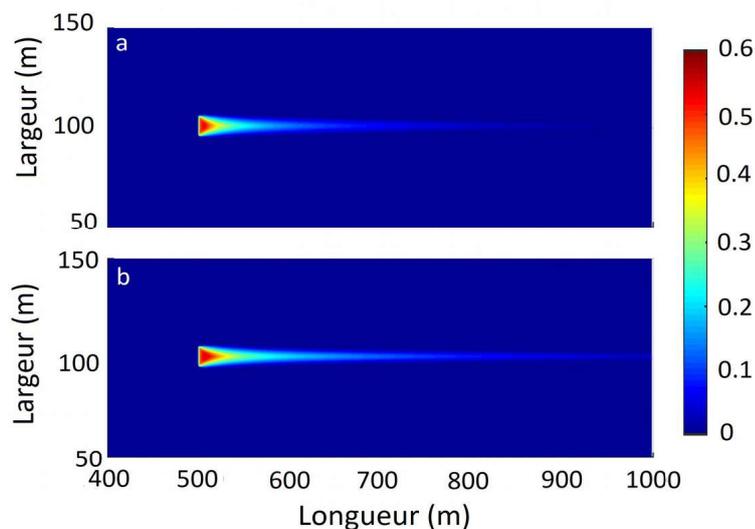


Figure 3.22 – Visions synoptiques horizontales des déficits de vitesses le long de l'axe des disques positionnés à (a) 25 m et à (b) 10 m au-dessus du fond.

La longueur de rétablissement du sillage dépend fortement de la turbulence ambiante, comme cela a été démontré à de nombreuses reprises expérimentalement (Maganga et al., 2010, Mycek, 2013) et numériquement (MacLeod et al., 2002 ; Nguyen, 2015). L'augmentation de la distance entre le disque et le fond engendre une augmentation de la génération d'énergie cinétique. En effet, dans la plupart des sites hydroliens (Lewis et al., 2017), dans le cas expérimental de Myers et Bahaj (2010) et également dans notre cas, le profil de vitesse à la forme d'un profil en loi de puissance  $1/7^{\text{ème}}$ . La vitesse est donc plus importante à 25 m au-dessus du fond ce qui implique une force de poussée plus importante renforçant les gradients verticaux de vitesse (apparaissant au niveau des bords inférieur et supérieur du disque) qui sont sources d'énergie cinétique turbulente. La figure 3.23 présente les visions synoptiques verticales de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe du disque dans les deux cas. Cette figure montre que l'énergie cinétique turbulente est plus importante quand le disque est placé à 25 m. Cet accroissement de l'énergie cinétique implique un mélange plus important et donc une augmentation de la dissipation du sillage. Pour le cas où la turbine est proche du fond, les gradients de vitesse verticaux (sources d'énergie cinétique turbulente) générés au niveau du bord inférieur de la turbine sont réduits et la production de turbulence est plus faible.

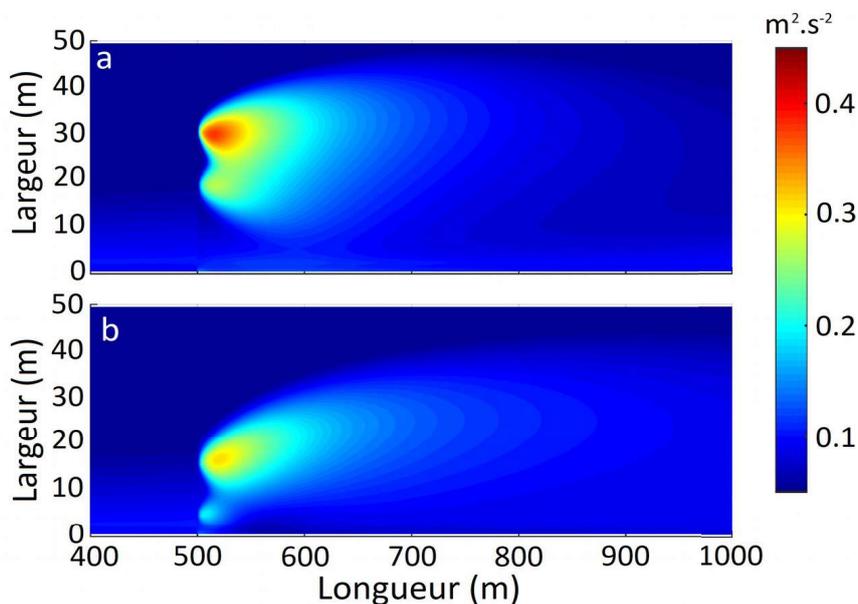


Figure 3.23 – Visions synoptiques verticales de l'énergie cinétique turbulente pour des disques positionnés à (a) 10 m et à (b) 25 m au-dessus du fond.

### 3.3.4 Courant alternatif

Afin d'anticiper l'implémentation des turbines dans le Passage du Fromveur, la turbine est implémentée dans un canal soumis à un courant alternatif pour un cycle de vive-eau moyenne avec

un cycle de « spin off ». Ce test a pour objectif de vérifier que la méthode de l'AD n'est pas impactée par un changement de direction et que les prédictions restent adaptées lorsque l'AD est soumis à un courant dont l'amplitude est variable. Dans ce cas, les conditions limites de la surface libre et des composantes barotropes de la vitesse en sortie du canal sont définies pour être homogènes avec celles en entrée. Pour les composantes baroclines de la vitesse et les variables turbulentes  $k$  et  $\varepsilon$ , une condition de type Orlandi est appliquée. Dans le cas où la vitesse est variable dans le temps, les valeurs de la composante barotrope dans la direction (Ox) sont déterminées en entrée et en sortie en fonction de la vitesse mesurée au centre du Fromveur au pic de jusant (3,1 m.s<sup>-1</sup>) avec :

$$\text{En entrée} \quad u_1 = 3,1 \times \cos(\theta t) \quad (3.26)$$

$$\text{En sortie} \quad u_2 = 3,1 \times \cos\left(\theta\left(t - \left(\frac{L}{\sqrt{gh}}\right)\right)\right) \quad (3.27)$$

où  $t$  le temps,  $L$  la longueur du canal (1000 m) et  $\theta = 2\pi f$ , où  $f$  est la fréquence caractéristique de l'onde  $M_2$  d'une période de 12 h 25 min. Les valeurs implémentées en sortie du canal comprennent le déphasage de l'onde entre l'entrée et la sortie.

Les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente aux pics de flot et de jusant sont comparés aux profils dans le cas permanent à 4, 11 et 20D en aval du disque. La figure 3.24 représente cette comparaison. Au niveau de l'amplitude du courant, les comparaisons montrent que, dans les sillages proche et lointain, les prédictions aux pics de flot et de jusant restent cohérentes avec le cas permanent. Une légère augmentation de l'énergie cinétique turbulente au niveau du bord supérieur de la turbine est cependant prédite. Dans le cas où le courant est permanent, l'énergie cinétique turbulente est imposée à partir d'un profil extrait au centre du Passage du Fromveur dans le modèle régional. Au contraire, dans le cas où le courant est variable, l'énergie cinétique turbulente est laissée libre et dépend des conditions hydrodynamiques du canal schématisé. Ces conditions diffèrent légèrement de celles issues de la simulation régionale notamment car la bathymétrie est constante. Cette augmentation de l'énergie cinétique turbulente peut donc s'expliquer par cette différence. La méthode n'est pas impactée de manière significative par la variation de l'amplitude du courant et peut donc être implémentée dans un domaine soumis à des courants de marée.

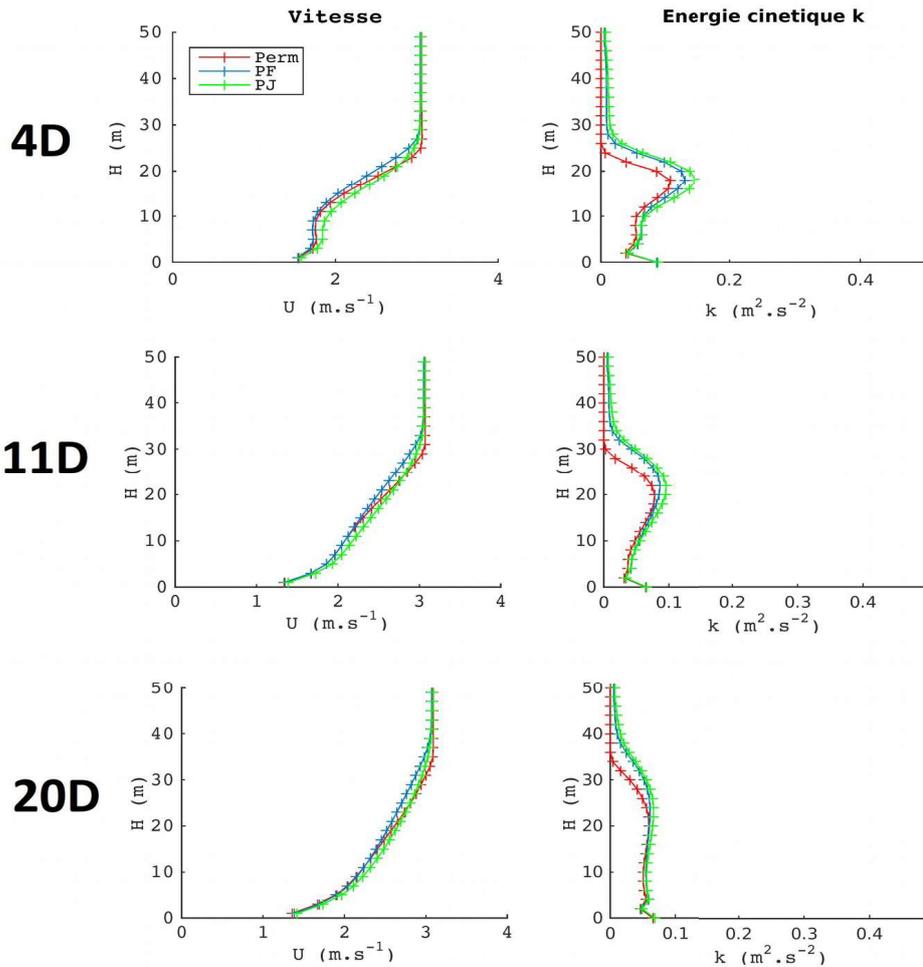


Figure 3.24 – Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) à 4, 11 et 20D dans les cas d'un courant permanent (Perm) et d'un courant alternatif aux pics de flot (PF) et de jusant (PJ).

### 3.3.5 Bilan

Cette étude à grande échelle a permis de montrer que la résolution spatiale minimale à adopter pour approcher l'impact d'une hydrolienne dans un domaine à grande échelle est de  $D/10$  comme dans le cas expérimental. De plus, cette méthode n'est pas impactée de manière significative par la variation de l'amplitude du courant et peut donc être utilisée dans le Passage du Fromveur. Cette étude à grande échelle a également permis de montrer que l'augmentation de la distance entre le fond et le centre du disque a pour influence de réduire la longueur de rétablissement du sillage. Le disque étant soumis à de plus fortes amplitudes de vitesse, la puissance produite est probablement plus importante également. Cependant, l'installation d'hydroliennes à 25 m au-dessus du fond est complexe et les technologies actuelles se concentrent principalement sur des turbines positionnées à proximité du fond.

# Chapitre 4

## Étude de l'effet d'hydroliennes dans le Passage du Fromveur

### 4.1 Présentation des cas de simulation

Dans ce chapitre, la méthode de l'AD est intégrée dans un modèle hydrodynamique du Passage du Fromveur. Pour cela, les turbines sont implémentées dans un domaine de mêmes dimensions que le canal à grande échelle (1000 m de long et 200 m de large) (section 3.3) intégrant une bathymétrie réaliste, et un forçage à ses limites ouvertes extrait de la simulation régionale (section 2.3) au cours d'un cycle de vive-eau moyenne. L'objectif de cette simulation est d'identifier les effets hydrodynamiques et sédimentaire induits à l'échelle du parc. Le parc hydrolien est considéré centré sur la zone de symétrie en amplitude des courants (Figure 4.1) afin de se rapprocher d'un scénario réaliste visant une production d'énergie électrique comparable entre les périodes de flot et de jusant.

Les turbines ont un diamètre de 10 m, leurs centres étant placés à 10 m au-dessus du fond. La taille de la turbine et son positionnement dans la colonne d'eau sont caractéristiques des hydroliennes de type Sabella D10 qui ont été testées dans le Passage du Fromveur. Une résolution

spatiale minimale de 1 m ( $D/10$ ) est adoptée pour approcher les effets de l'AD dans le sillage lointain de l'écoulement (Chapitre 3). Le maillage horizontal du domaine G3 comporte 200 000 nœuds. 50 couches  $\sigma$  sont utilisées selon la verticale. Étant donné que la profondeur moyenne du Passage du Fromveur est de 50 m, la résolution verticale se situe autour de 1 m correspondant à une taille de maille proche de  $D/10$ . Les pas de temps 2D et 3D sont identiques à ceux employés dans le canal à grande échelle (pour la simulation intégrant des tailles de maille de  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = D/10$ , section 3.3.2) avec  $\Delta t_{3D} = 2,5 \cdot 10^{-2}$  s et  $\Delta t_{2D} = 2,5 \cdot 10^{-4}$  s. Le mélange vertical est basé sur le modèle  $k-\varepsilon$ . Le mélange horizontal est défini suivant une formulation de Smagorinsky (1963) avec une constante  $C_{sma} = 0,7$  égale à celle employée dans la simulation régionale (section 2.3).

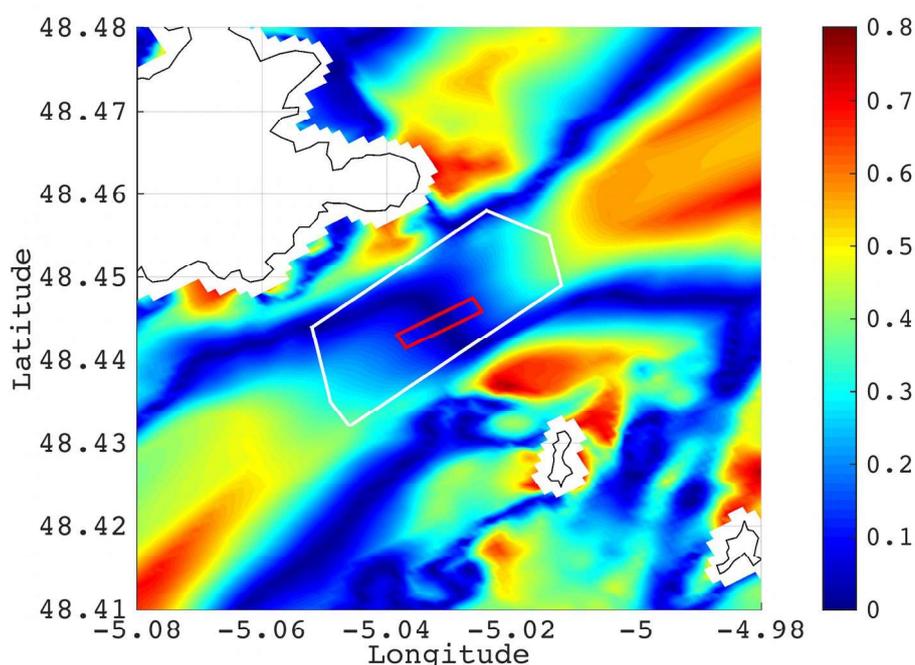


Figure 4.1 – Paramètre d'asymétrie  $A_s$  dans la zone du Passage du Fromveur. Le polygone blanc délimite la zone de l'AMI et le polygone rouge celle couverte par le maillage G3.

La bathymétrie du maillage G3 est interpolée suivant la même base de données que celle employée dans les simulations régionales (section 2.3.1) qui inclut (1) celle traitée par Loubrieu et al. (2008) couvrant la majeure partie de la mer d'Iroise avec une résolution de 1 km et (2) la base de données « Litto 3D » (Louvar et Grateau, 2005). Le paramètre de rugosité  $z_{ob}$  est fixé à 20 mm, la valeur adoptée dans le domaine G2. Le domaine est forcé à ses limites par les prédictions de ROMS sur la grille G2 extraites toutes les 5 min et interpolées aux frontières du domaine G3. Les composantes barotropes de la vitesse sont imposées suivant une formulation de Flather. Les

composantes baroclines de la vitesse, la variation de la surface libre, les profils d'énergie cinétique turbulente  $k$  et de taux de dissipation  $\varepsilon$  sont imposés aux frontières suivant une formulation de Dirichlet. Les simulations sont effectuées sur un cycle de vive-eau moyenne répété une fois avec un « spin up » d'une demi-journée pour initier les calculs.

Une seule turbine (nommée T0) est tout d'abord implémentée pour étudier l'impact (déficit de vitesse, génération de turbulence) et la production d'un dispositif isolé placé dans un milieu soumis à des conditions hydrodynamiques réelles. Deux simulations sont effectuées : une première intitulée C01 où la turbine est positionnée au centre du domaine G3 (Figure 4.2), une deuxième intitulée C02 où la turbine est décalée de 100 m vers le Nord-Est dans la zone d'asymétrie en amplitude dominée par la composante de flot (Figure 4.2). Cette deuxième simulation a pour objectif d'examiner l'impact de l'asymétrie sur la production d'énergie dans la zone de Passage du Fromveur.

Un parc composé de 8 turbines (nommées T1-T8) est ensuite intégré en considérant deux configurations (Figure 4.2). La première configuration, nommée C11, est définie en quinconce, selon la suggestion de Bai et al. (2009), séparant les dispositifs de  $10D$  dans la direction longitudinale et de  $5D$  dans la direction latérale. Le parc qui est centré sur le domaine G3, est composé de trois lignes R1-R3 composées de respectivement 3, 2 et 3 turbines. La ligne R1 est située à  $40D$  de la frontière Sud-Ouest, une distance qui apparaît nécessaire pour que la vitesse dans le sillage récupère au minimum 90 % de sa valeur non perturbée limitant les interactions avec les frontières (Chapitre 3). La ligne R3 est également séparée de  $40D$  de la frontière Nord-Est. De même, les turbines situées aux extrémités des lignes R1 et R3 sont espacées de  $5D$  des frontières Nord-Ouest et Sud-Est. Cet espacement est généralement recommandé pour des études en canal où les courants sont alignés avec l'axe de rotation des turbines (e.g. Ahmadi et Dong, 2017 ; Baratchi et al., 2017) afin de limiter les interactions des sillages avec les parois latérales. Les prédictions de l'asymétrie en direction présentés section 2.3.3.2, ont mis en évidence que les courants peuvent avoir un angle d'incidence d'un maximum de  $15^\circ$  au niveau du centre du domaine G3. Les sillages des turbines peuvent donc se développer avec cet angle et interagir avec les parois latérales. Cependant, une première estimation a permis de montrer que ces interactions étaient limitées, puisqu'elles apparaissent seulement après une distance en aval des turbines de l'ordre de  $35D$ . Ce qui est suffisant pour que la vitesse récupère entre 85 et 90 % de sa valeur non-perturbée.

La deuxième configuration, nommée C12, est définie pour maximiser la production d'énergie. Cette configuration est déterminée à partir des prédictions réalisées pour C11 en adaptant le positionnement des turbines de manière à limiter les superpositions de sillages. La configuration

C12 comporte ainsi 8 turbines agencées de la même manière que pour C11 avec un espacement latéral entre les dispositifs réduits à 3D. Ce parc de petite taille est représentatif d'un scénario réaliste d'exploitation de la ressource hydrolienne dans le Passage du Fromveur visant à moyen/long terme à fournir de l'électricité aux différentes îles de l'archipel de Molène et d'Ouessant.

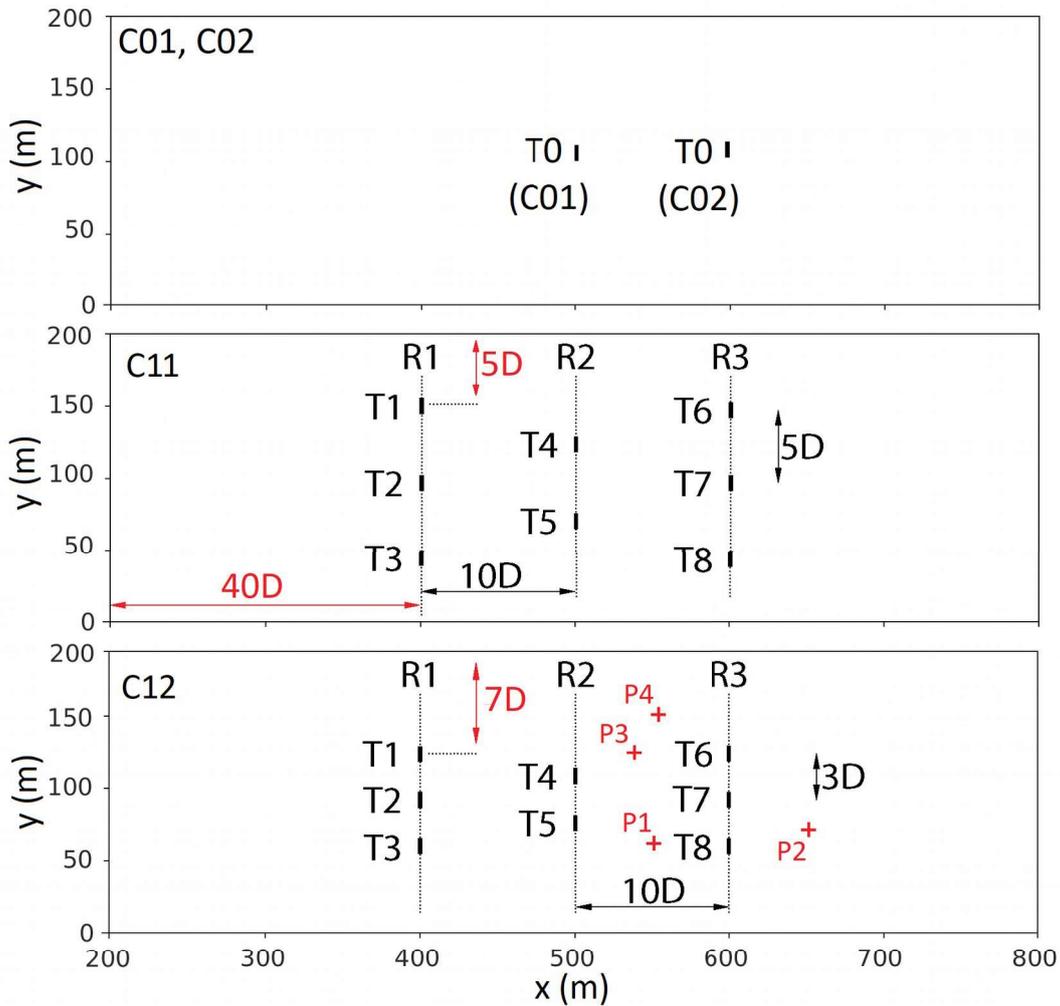


Figure 4.2 – Présentation des configurations C01, C02, C11 et C12 au sein du domaine G3. Les distances avec les limites du domaine sont représentées en rouge. Les points P1 à P4, identifiés pour permettre d'examiner les différents impacts des turbines sur le transport sédimentaire (section 4.4) sont représentés en rouge.

La puissance extraite par chaque turbine est calculée à partir de la formulation suivante :

$$P_{ext} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} \rho A C_p \left( \frac{u_d}{1-a} \right)_i^3 \quad (4.1)$$

où  $A$  est la section du disque,  $N$  est le nombre de cellules de calcul composant le disque poreux,  $C_p$  est le coefficient de puissance fixé à 0,59 suivant la limite de Betz (1920). Le facteur d'induction  $a$  est égal à  $1/3$  pour correspondre à une valeur de  $C_T=0,9$ .

Dans la suite, une rotation est appliquée aux figures tracées dans le domaine G3 afin de faire correspondre l'axe des turbines avec l'axe des abscisses. Les courants de flot qui portent au Nord-Est se propagent ainsi de gauche à droite sur les figures tracées. Les courants de jusant qui portent au Sud-Ouest se propagent de droite à gauche sur les figures présentées. De plus, pour chaque configuration du parc, les résultats sont tracés suivant un plan horizontal avec une hauteur correspondant au centre de la turbine implémentée seule dans la configuration C01. Les résultats ne sont donc pas tracés à une hauteur constante au-dessus du fond. Ce type de résultats est appelé vision synoptique plane dans ce chapitre.

## 4.2 Cas d'une turbine

Le tableau 4.1 synthétise les différences entre les conditions hydrodynamiques présentes aux niveaux et aux alentours des centres des turbines implémentées dans les configurations C01 et C02 dans une simulation sans AD. Les résultats de vitesse, d'angle d'incidence et d'énergie cinétique turbulente sont estimés aux moments des pics de flot et de jusant. L'énergie cinétique turbulente ambiante est estimée 1D en amont de chaque turbine.

Configurations	Périodes	Vitesses moyennées sur le disque ( $m.s^{-1}$ )	Angles d'incidence ( $^{\circ}$ )	Énergies cinétiques turbulentes ambiantes ( $m^2.s^{-2}$ )
C01	Flot	2,88	13	0,08
	Jusant	2,9	-	0,04
C02	Flot	3	10	0,08
	Jusant	2,94	-	0,04

Tableau 4.1 – Synthèse des conditions hydrodynamiques présentes dans une simulation sans AD pour les configurations C01 et C02.

### 4.2.1 Cas d'une turbine positionnée dans la zone de symétrie

Le cas d'une seule turbine implémentée suivant la configuration nommée C01 est abordé dans cette section. Les résultats sont présentés sur la figure 4.3.

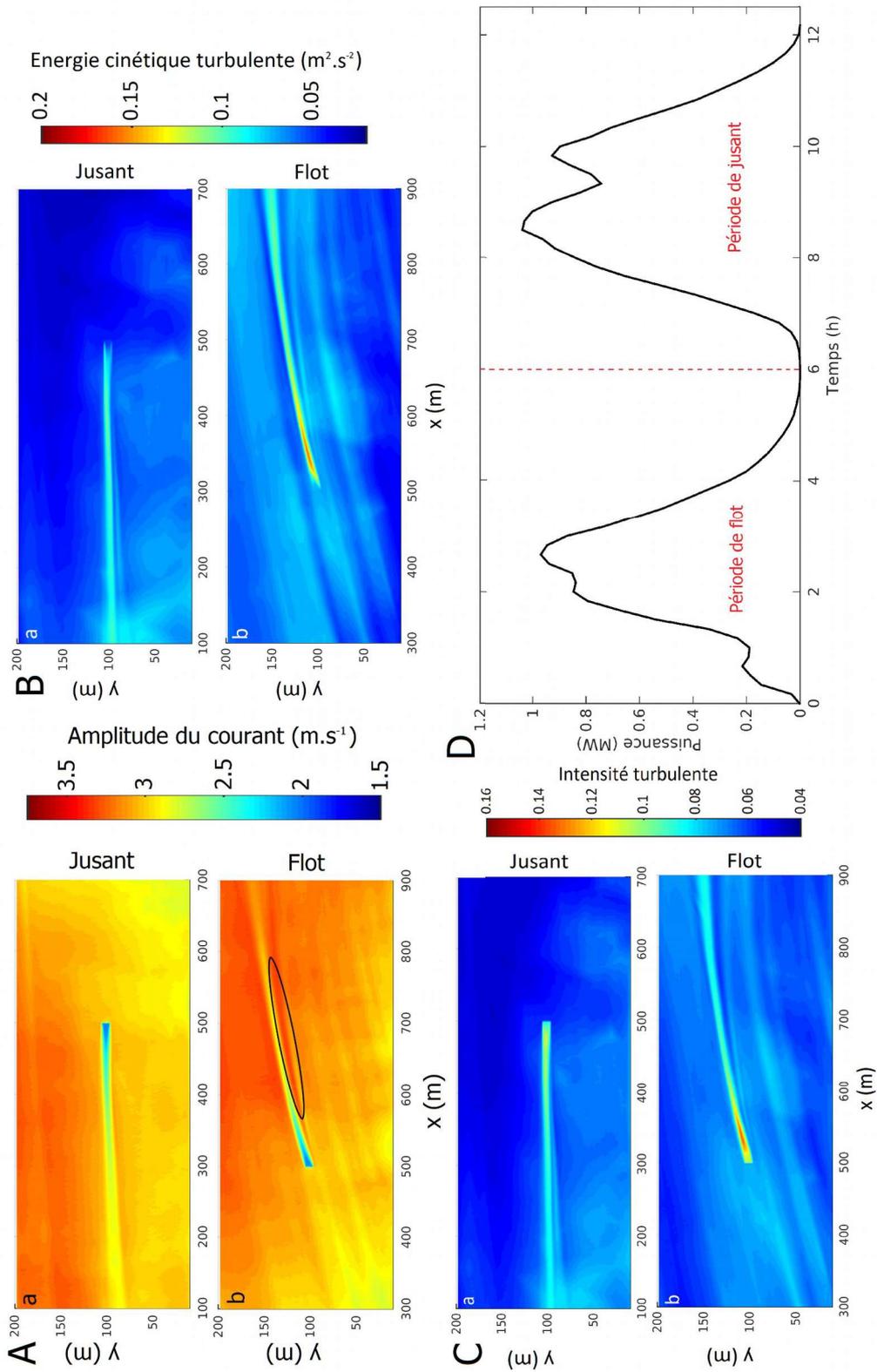


Figure 4.3 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C01. La zone entourée par une ligne noire est une zone d'accélération se développant sous le sillage. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C01. (C) Vision synoptique plane de l'intensité turbulente aux pics de courant (a) de jusant et (b) de flot d'une marée de vive-eau moyenne pour la configuration C01. (D) Variation de la puissance extraite par T0 en fonction du temps suivant un cycle de vive-eau moyenne pour les configurations C01.

### *Impact sur le courant*

Au pic de jusant, étant donné que le maillage a été défini pour être aligné avec la direction des courants à ce moment (soit  $19,2^\circ$  par rapport à la longitude), le sillage se développe en aval de la turbine suivant une direction alignée avec le maillage de calcul (Figure 4.3Aa). Le déficit de vitesse est estimé à 26 % à 5D en aval de la turbine, ce qui reste cohérent avec le déficit de 28 % prédit dans le canal à grande échelle (section 3.3.3). Un taux de rétablissement de 81 % est estimé à 10D en aval de la turbine dans son axe. Cette valeur est cohérente avec les mesures expérimentales de Germain et al. (2010) qui mettent en évidence un rétablissement de 80 % à une distance de 9D en aval d'une turbine de 0,6 m de diamètre. De plus, la vitesse est récupérée à 97 % à une distance de 40D en aval de la turbine corroborant les résultats obtenus par Nguyen (2015). La longueur de rétablissement du sillage est cependant inférieure à celle estimée dans le cas schématique (section 3.3.2, 55-60D). Les différences de vitesse et d'énergie cinétique turbulente entre les deux configurations (schématique section 3.3 et C01) peuvent influencer sur ces deux longueurs de rétablissement et expliquer cette différence.

Au pic de flot, la figure 4.3Ab montre que le sillage forme un angle de  $13^\circ$  avec la direction (Ox) du maillage. Les prédictions mettent en évidence une sensible augmentation des vitesses le long de la partie « Sud » du sillage au pic de flot jusqu'à atteindre un maximum de 6,5 % à 15D en aval de la turbine (Figure 4.3Ab). Cette particularité n'apparaissant pas au pic de jusant, cette augmentation de la vitesse peut être attribuée à l'influence de l'angle d'incidence du courant. Ces résultats semblent cohérents avec l'étude de Frost et al. (2017) qui rapportent également une asymétrie en amplitudes de courant entre les deux côtés d'une turbine, de 10 m de diamètre, qui est inclinée de  $10^\circ$  par rapport à la direction du courant. Comme dans la configuration C01 présentée ici, Frost et al. (2017) montrent que la vitesse est plus importante sur le côté de la turbine le plus exposé au courant (correspondant au côté « Sud » de l'AD dans la configuration C01) par rapport à l'autre côté (correspondant au côté « Nord » de l'AD dans la configuration C01).

Le déficit de vitesse est estimé à 22 % à 5D en aval de la turbine au pic de flot, ce qui est plus faible qu'au pic de jusant (26 %). Cette différence peut être attribué aux effets combinés de (i) la différence d'intensité turbulente ambiante qui est plus importante au pic de flot (examinée dans la suite de cette section), et (ii) de l'angle d'incidence (Frost et al., 2017). En effet, en accord avec l'étude numérique de Frost et al. (2017), le sillage prédit se rétablit sur une longueur réduite au pic de flot lorsque le courant incident présente une déviation par rapport à l'axe de rotation de la

turbine. Un taux de rétablissement de 85 % est prédit à 10D en aval de la turbine au moment du pic de flot alors que cette valeur se retrouve à 13D au moment du pic de jusant.

### *Impact de la turbulence ambiante sur le sillage*

Les prédictions numériques (Figure 4.3B) mettent en évidence une différence de génération d'énergie cinétique turbulente dans le sillage entre les pics de jusant et de flot avec, en particulier, des maxima respectifs à 5D en aval de la turbine estimés à 0,09 et 0,16  $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$ . Cette différence de 45 % se retrouve 1D en amont de la turbine avec des valeurs de 0,08  $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$  au pic de flot et de 0,04  $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$  au pic de jusant. Ces résultats montrent donc que la différence d'énergie cinétique turbulente ambiante agit sur la génération de turbulence dans le sillage et que cette différence se retrouve dans l'écoulement. Les différences d'énergie cinétique turbulente entre les pics de flot et de jusant sont également susceptibles d'influer sur la longueur de rétablissement des sillages via l'intensité turbulente.

L'intensité turbulente ambiante (estimée à 1D en amont de la turbine) est de 0,06 au pic de jusant et de 0,08 au pic de flot (Figure 4.3C). Selon différentes études numériques (*e.g.*, Blackmore et al., 2014 ; Nguyen 2015 ; Lo Brutto et al., 2016) et expérimentale (*e.g.*, Mycek et al., 2014), une augmentation de l'intensité turbulente ambiante engendre une réduction de la longueur de rétablissement. Celle-ci étant plus importante au pic de flot (par rapport au pic de jusant) elle favorise, avec l'angle d'incidence, un rétablissement plus rapide du sillage. Les prédictions numériques mettent par ailleurs en évidence une différence d'intensité turbulente dans le sillage avec, en particulier, des valeurs de 0,13 au pic de flot et de 0,11 au pic de jusant à 5D en aval de la turbine. Après étude des figures 4.3A et 4.3B, il apparaît que la forte intensité turbulente, dans le cas où le courant arrive obliquement (pic de flot), est principalement engendrée par une génération plus importante d'énergie cinétique turbulente au niveau du disque. Dans le cas d'un parc hydrolien, cette tendance peut mener à un rétablissement plus rapide des sillages des turbines situées en aval et donc à une production énergétique plus importante du parc.

### *Estimation de la puissance extraite*

La puissance extraite par la turbine est estimée à 1,04 MW au pic de jusant et à 0,97 MW au pic de flot (Figure 4.3D). En dépit d'une sensible différence d'amplitude des courants ( $2,9 \text{ m.s}^{-1}$  au pic de jusant et  $2,88 \text{ m.s}^{-1}$  au pic de flot) (Tableau 4.1), cette différence est principalement attribuée à la déviation des courants par rapport à l'axe de rotation des turbines. En effet, dans le cas d'un courant incident, seule la composante longitudinale du courant contribue à produire de l'énergie. La puissance extraite se retrouve pondérée par le cosinus de l'angle d'incidence au cube par rapport à un courant aligné avec l'axe de rotation des turbines. Cette différence de production estimée à 6 % est cohérente avec l'étude de Frost et al. (2014) qui ont évalué qu'un angle d'incidence des courants de  $10^\circ$  entraîne une diminution de 7,5 % de la production d'une turbine par rapport à un cas où le courant est aligné avec l'axe de rotation de la turbine.

#### **4.2.2 Cas d'une turbine positionnée dans la zone d'asymétrie**

Dans cette section, la turbine est déplacée et centrée à 600 m (configuration C02) de l'entrée du domaine pour examiner la sensibilité à la variation de sa position dans la zone d'implémentation. La position retenue est asymétrique en amplitude dominée par le flot. Les résultats sont présentés sur la figure 4.4.

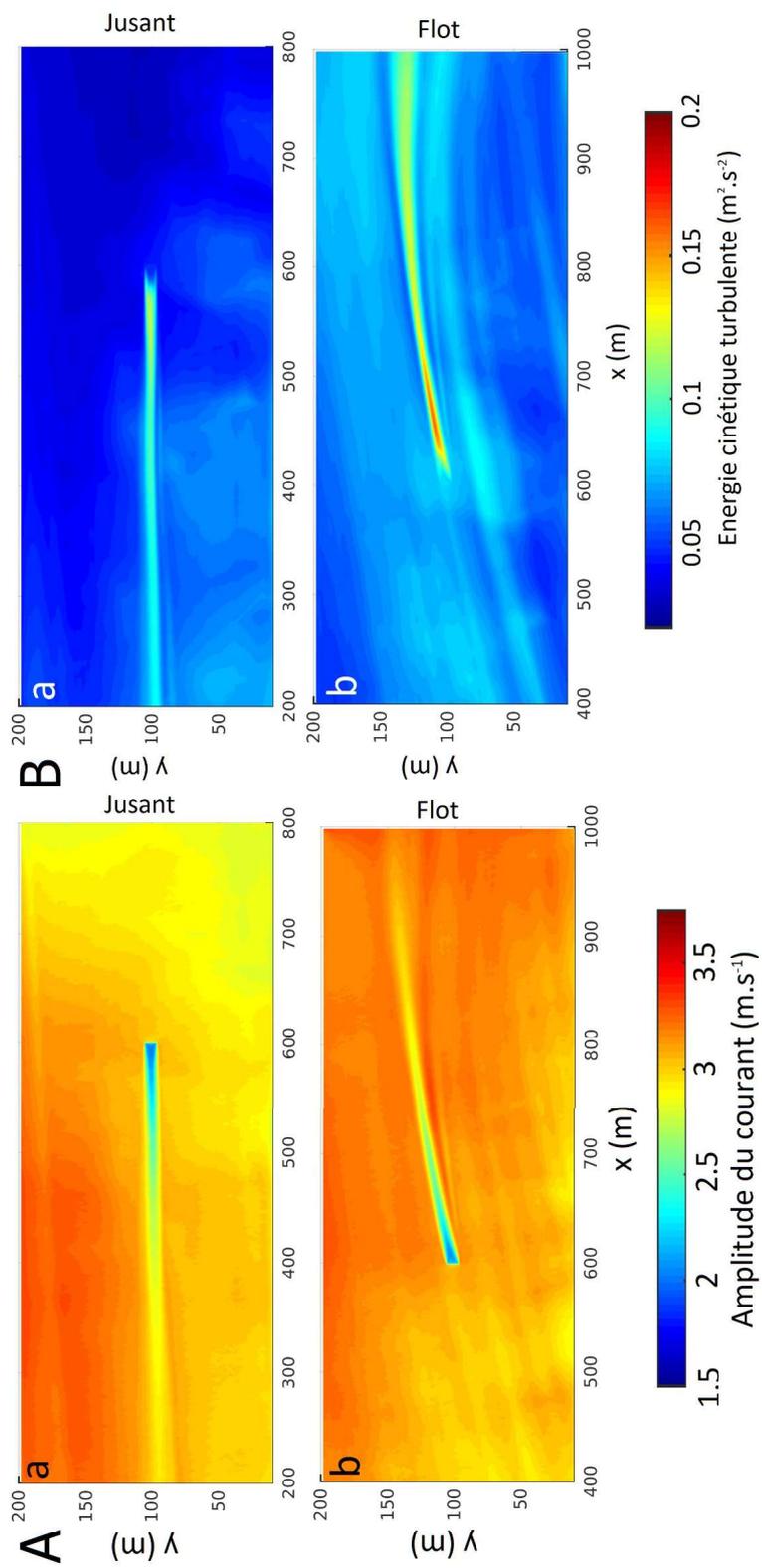


Figure 4.4 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C02. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C02. (C) Variation de la puissance extraite par T0 en fonction du temps suivant un cycle de vive-eau moyenne pour les configurations C02.

### *Impact sur le courant*

Au pic de jusant (Figure 4.4Aa), le déficit de vitesse est estimé à 26 % à 5D en aval de la turbine et n'est pas impacté de manière significative par le changement de position de la turbine. Le taux de rétablissement à 10D en aval de la turbine est légèrement augmenté passant de 81 % pour C01 à 82 % pour C02.

Au pic de flot (Figure 4.4Ab), les prédictions mettent en évidence que l'angle d'incidence du courant est réduit à 10°. Tout comme le cas précédent, une zone d'accélération apparaît le long de la partie « Sud » du sillage. L'augmentation de l'amplitude de courant est similaire au cas précédent (avec un maximum d'environ 6 % à 15D en aval de la turbine). Le déficit de vitesse estimé à 5D en aval de la turbine est également similaire au cas précédent avec une valeur de 22 %. Le taux de rétablissement (à 10D en aval de la turbine) est cependant réduit passant de 85 % pour C01 à 82 % pour C02. Ces différents résultats sont synthétisés dans le tableau 4.2.

Les taux de rétablissement du sillage estimés à 10D en aval de la turbine aux pics de flot et de jusant diffèrent en fonction de la position de la turbine. Ceci est en lien avec le changement des conditions hydrodynamiques ambiantes (Tableau 4.1) influençant légèrement ces valeurs.

### *Impact de la turbulence ambiante sur le sillage*

De même que la simulation précédente, les prédictions (Figure 4.4B) montrent qu'une énergie cinétique turbulente plus importante est générée au pic de flot avec en particulier un maximum de  $0,16 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$  à 5D en aval du disque contre  $0,11 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$  au pic de jusant. La valeur au pic de flot ne varie que très légèrement par rapport au cas précédent (C01). La valeur au pic de jusant est augmentée de 22 % par rapport au cas C01 en lien principalement avec une énergie cinétique ambiante (estimée 1D en amont de la turbine) sensiblement accrue pour le cas C02. Les résultats prédits pour les deux configurations sont synthétisés dans le tableau 4.2.

<b>Configurations</b>	<b>Périodes</b>	<b>Déficit de vitesse à 5D</b>	<b>Taux de rétablissement à 10D</b>	<b>Énergie cinétique turbulente à 5D</b>
<b>C01</b>	Jusant	26 %	81 %	$0,09 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$
	Flot	22 %	85 %	$0,16 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$
<b>C02</b>	Jusant	26 %	82 %	$0,11 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$
	Flot	22 %	82 %	$0,16 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$

Tableau 4.2 – Synthèse des résultats de déficit de vitesse, de taux de rétablissement et d'énergie cinétique turbulente comparés entre les configurations C01 et C02.

### *Estimation de la puissance extraite*

Au pic de jusant, la puissance extraite ne varie que très sensiblement par rapport à la configuration précédente (1,04 MW pour C01, 1,02 MW pour C02). Les différences entre les deux configurations sont cependant accentuées au pic de flot (0,97 MW pour C01, 1,1 MW pour C02). Une telle augmentation est liée aux effets combinés de (i) l'asymétrie en amplitude favorisant les courant en période de flot (Tableau 4.1) et (ii) de la réduction de l'angle d'incidence du courant au pic de flot dans la configuration C02 (Tableau 4.1).

### **4.2.3 Bilan**

Ces résultats dans le cas d'une turbine isolée ont permis de mettre en évidence l'influence des asymétries en direction et en amplitude. Dans ces deux cas, l'angle d'incidence génère une importante zone d'accélération des courants le long de la partie « Sud » des sillages. De plus, cet angle semble favoriser un rétablissement plus rapide des sillages et la production d'une turbine est réduite de 6 %. L'asymétrie en amplitude a également un impact sur la production d'une turbine. La production en période de flot de la turbine positionnée dans la zone d'asymétrie (configuration C02) est augmentée par rapport à la configuration C01 déséquilibrant la production entre les périodes de flot et de jusant.

## **4.3 Cas d'un parc de 8 hydroliennes**

### **4.3.1 Configuration initiale C11**

Dans cette section un parc disposé en quinconce suivant la configuration initiale C11 est considéré. Les résultats sont présentés figure 4.5.

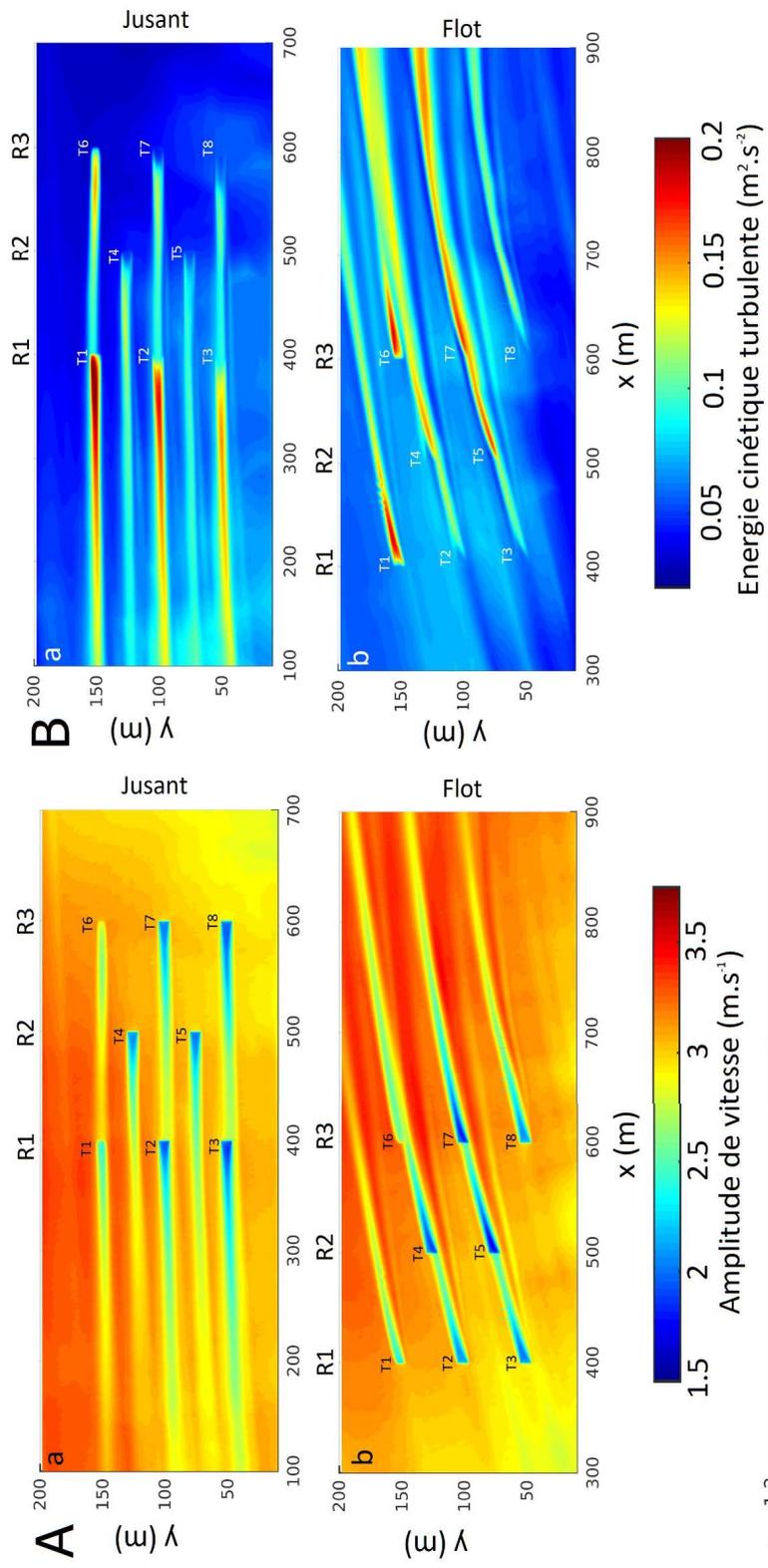
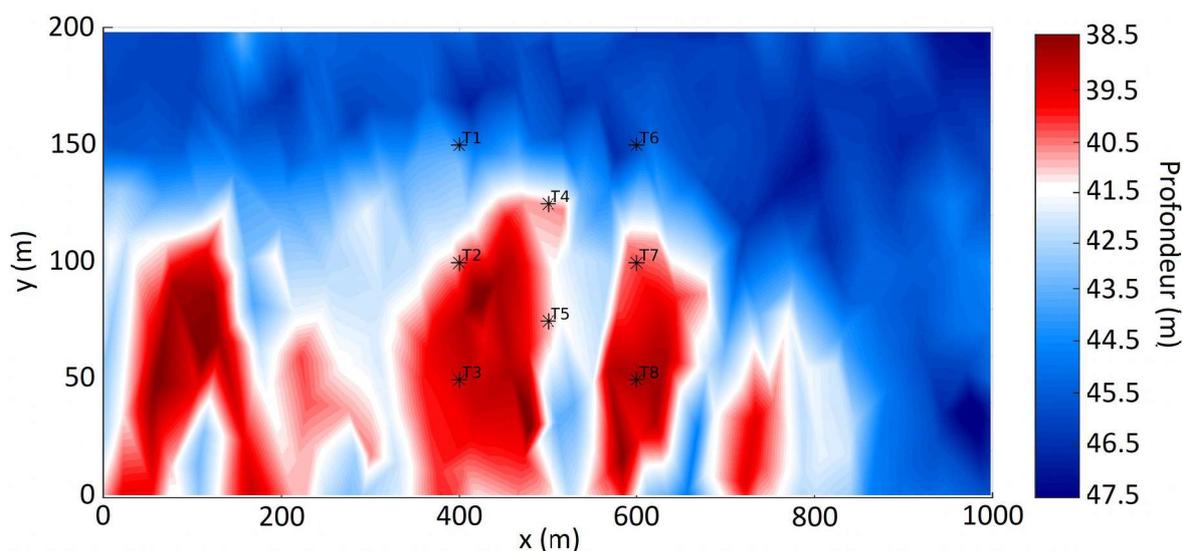


Figure 4.5 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C11. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C11. (C) Variation de la puissance extraite par T3, T5 et T7, dans la configuration C11, comparée à T0 en fonction du temps sur un cycle de vive-eau moyenne.

### Impact sur le courant

Dans le domaine G3, la hauteur d'eau varie entre 49,2 et 57,4 m par rapport au niveau moyen. Les turbines étant positionnées à 10 m au-dessus du fond, certaines d'entre elles sont donc placées plus profondément que d'autres (Figure 4.6). La vision synoptique plane est ici définie par rapport au centre de la turbine T0 dans la configuration C01, soit pour une profondeur de 41,5 m.



Au pic de jusant (Figure 4.5Aa), les prédictions de courants s'accordent avec les résultats obtenus par Bai et al. (2009), la configuration adoptée (quinconce) limitant les superpositions de sillages qui se développent dans l'espace séparant latéralement les turbines. On obtient cependant un effet des sillages des turbines de la ligne R3 sur ceux des dispositifs de la ligne R1. En particulier, les vitesses estimées à 5D en aval des turbines T8 et T3 sont de respectivement 2,13 et 2,17  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ce résultat suggère un rétablissement plus rapide du sillage de T3 en lien avec l'intensité turbulente (celle-ci est examinée dans la suite de cette section). Ces différences n'apparaissent pas pour les turbines T1 et T6, la vision synoptique plane ne représentant que la partie supérieure de ces dispositifs.

Cette configuration n'est cependant pas adaptée au pic de flot. L'angle de déviation de  $13^\circ$  que forment les courants avec l'axe de rotation des turbines engendre une superposition des sillages pour une partie des hydroliennes composant le parc (Figure 4.5Ab). Le cas où deux sillages se superposent est appelé « fonctionnement en tandem » par Nguyen (2015). Dans cette configuration,

les turbines T3, T5 et T7 fonctionnent ainsi en « tandem ». À une distance de 5D en aval de T3, T5 et T7, les déficits de vitesses sont respectivement de 20, 30 et 30 %. Les déficits de vitesses en aval de T5 et T7 sont donc très similaires malgré le fait que les trois turbines fonctionnent en « tandem ». Lo Brutto et al. (2016) rapportent la même tendance en implémentant 5 turbines alignées (suivant la méthode de l'AD) séparée de 10D et soumises à un courant permanent de  $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  dont la direction est alignée avec l'axe de rotation des turbines. Les prédictions de déficit de vitesse le long de l'axe central des turbines (présentées par Lo Brutto et al., 2016) semblent indiquer une valeur d'environ 5 % à 5D en aval de la première machine et des valeurs plus importantes d'environ 10 % au niveau des 4 autres turbines. Ces résultats suggèrent que le rétablissement des vitesses est très rapide dans les sillages à partir de la deuxième machine et que la production se stabilise pour les turbines situées en aval de la première rangée de turbines. Coles et al. (2016) rapporte également la même tendance, par des mesures expérimentales en aval de plusieurs grilles métalliques successives d'une porosité estimée à 0,39, d'une hauteur de 0,1 m et occupant la largeur d'un canal de 1,34 m. La réduction des vitesses est estimée à 10 % à 1D en aval de la première grille métallique et à 20 % en aval des 4 suivantes.

#### *Impact de la turbulence ambiante sur le sillage*

L'énergie cinétique turbulente (Figure 4.5B) est accrue dans le sillage des turbines situées à l'aval d'un autre dispositif. Au pic de jusant, l'énergie cinétique est ainsi estimée à  $0,18 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  à 5D en aval de la turbine T2 contre  $0,11 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  à 5D en aval de T7. Cette augmentation de l'énergie cinétique induit également une diminution de la longueur de rétablissement du deuxième sillage. Au pic de jusant, le taux de rétablissement est ainsi estimé à 82 % à 10D en aval de T7 et à 90 % à 10D en aval de T2. Ces résultats sont donc cohérents avec l'étude de Mycek et al. (2014).

Au pic de flot, les interactions de sillages affectent principalement les turbines aval fonctionnant en « tandem » (T4, T6 et T5, T7). Pour ces turbines la génération d'énergie cinétique turbulente s'effectue sur les côtés des machines et apparaît, en raison de l'angle d'incidence, dans la partie « Sud » des sillages des dispositifs. Il en résulte ainsi une énergie cinétique turbulente plus importante le long de la partie « Sud » du sillage des turbines T5 et T7 que dans la partie « Nord » (à 5D en aval  $0,15 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  au « Nord » contre  $0,07 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  au « Sud »). Cependant, cette asymétrie « Nord/Sud » ne semble avoir qu'un effet très limité sur les longueurs de rétablissement des sillages, réduites pour les dispositifs situés en aval (T4 et T6, T5 et T7).

### *Estimation de la puissance produite*

Le Tableau 4.3 présente les valeurs de puissance extraite moyennée par turbine et par ligne aux moments des pics de jusant et de flot pour R1, R2 et R3. Au pic de jusant, les puissances extraites par les lignes amont (R3 et R2) sont respectivement de 0,97 et 0,99 MW. La puissance est 2 % plus importante au niveau de la ligne R2 comparée à R3 (Tableau 4.3). Cette tendance confirme les résultats de Nguyen et al. (2017) qui montrent, pour parc de configuration similaire à C11, que les machines de la ligne centrale (R2 pour la configuration C11) bénéficient d'une légère augmentation de l'amplitude de courant induit par les turbines composant la ligne en amont (R3 pour la configuration C11). La dernière ligne (R1) produit cependant moins. Cette ligne est impactée par les sillages des machines de la ligne R3 (Figure 4.5Aa), ce qui a pour conséquence de réduire de 10 % la puissance extraite par rapport à la ligne R3. Cependant, malgré les interactions de sillage, les productions des trois lignes restent relativement proches de la production d'une turbine implémentée seule dans le Passage du Fromveur, qui est de 1,04 MW au moment du pic de jusant. Ceci confirme que cette configuration est adaptée aux courants dont la direction est alignée avec l'axe de rotation des turbines.

	<b>R1</b>	<b>R2</b>	<b>R3</b>
<b>Pic de jusant</b>	0,87	0,99	0,97
<b>Pic de flot</b>	0,86	0,66	0,83

Tableau 4.3 – Puissance extraite (en MW) moyenne par turbine et par ligne pour la configuration C11.

Au moment du pic de flot, la production de la ligne centrale R2 est fortement diminuée (0,66 MW) par rapport à la ligne amont R1 (0,86 MW) (Tableau 4.3). Cette différence de 23 % est liée à l'effet d'ombrage induit par la ligne R1. Ce résultat est cohérent avec les prédictions de Nguyen et al. (2017) qui obtiennent, dans le cas d'un angle d'incidence de 12,5°, une réduction de production (moyennée par machines et par lignes) d'environ 25 % entre la ligne amont et la ligne centrale. Nguyen et al. (2017) ne prennent pas en compte la variation de hauteur d'eau, cependant, les turbines fonctionnant en « tandem » (T2, T4 et T3, T5) sont localisées à des profondeurs similaires (entre 40 et 41 m). La dernière ligne R3, localisée en aval, produit cependant plus (0,83 MW). Cette augmentation est due à la position des turbines T6 et T8 situées aux extrémités de R3. En effet, T6 est positionnée plus bas dans la colonne d'eau et n'est que faiblement impactée par les turbines situées en amont alors que T8 n'est pas influencée.

La figure 4.5C présente la variation de la puissance extraite par les turbines T3, T5 et T7, qui représente le cas d'un fonctionnement en « tandem », en comparaison avec T0 dans la configuration C01. En période de flot, par rapport à la production de la turbine T0, celle de T3 est plus importante. Cette différence peut être attribuée au fait que T3 est positionnée dans une zone asymétrique en faveur des courants en période de jusant et donc, comme le montre la comparaison entre les configurations C01 (T0 positionnée dans une zone symétrique) et C02 (T0 positionnée dans une zone asymétrique en faveur des courants de flot), sa puissance extraite est augmentée. Les turbines T5 et T7 subissent cependant une forte réduction de la production d'énergie qui est due aux effets d'ombrages induits par les turbines amont (respectivement T3 et T5) durant cette période (Figure 4.5Ab). Durant la période de flot, la turbine T7 produit plus que la turbine T5. En particulier au pic de flot, la production de T7 est 10 % supérieure à celle de T5, une différence qui se retrouve dans la comparaison entre les configurations C01 et C02 (au pic de flot). L'asymétrie en amplitude des courants semble donc être l'explication la plus probable à cette différence. Cependant, hormis l'influence de l'asymétrie en amplitude, leurs productions restent relativement proches confirmant que lorsque plusieurs machines fonctionnent en « tandem », la production se stabilise après la première. En période de jusant, les productions des turbines T5 et T7 sont très similaires à T0. En effet, ces machines ne sont pas impactées par les interactions de sillage contrairement à T3 dont la production est réduite du fait de l'impact du sillage de T8.

### **4.3.2 Configuration optimisée C12**

La seconde configuration, nommée C12, est définie pour réduire les effets d'ombrages en se basant sur les résultats des amplitudes de courants et augmenter la puissance produite. Au vu des résultats précédents, la configuration du parc doit principalement être adaptée à la période de flot. Dans le cas d'un courant incident par rapport à l'axe de rotation des turbines, Roc et al. (2014) ont mis en évidence, en intégrant un parc composé de 10 machines au niveau d'un cap schématique, qu'une configuration implémentant les turbines alignées dans le sens du courant serait nécessaire pour réduire les interactions de sillages. Cependant, dans le cas présent, l'utilisation de ce genre de configuration inverserait simplement le problème et induirait de fortes interactions de sillages au moment du pic de jusant. Une configuration en quinconce est donc conservée. Pour adapter la configuration du parc aux courants présents dans le Passage du Fromveur, les espacements latéraux sont donc adaptés. Il paraît difficile de modifier l'espacement longitudinal car, au moment du pic de jusant, réduire cet espacement amènerait à une plus forte influence de la ligne R3 sur la ligne R1. L'augmenter engendrerait un accroissement de la production énergétique du parc (Nguyen, 2015),

cependant, cela diminuerait le nombre de machines pouvant être intégrées sur une surface donnée. L'espacement longitudinal est donc conservé pour avoir une configuration maximisant le nombre de machines et la production de chacune. Lee et al. (2010) ont intégré un parc composé de 10 turbines positionnées en quinconce sur 4 lignes dans un canal schématisé soumis à un courant permanent de  $3 \text{ m.s}^{-1}$  dont la direction est alignée avec l'axe de rotation des turbines. Cette étude qui vise à déterminer une configuration adaptée définit un espacement latéral de  $3D$  comme approprié. Selon Bai et al. (2009), la réduction de l'espacement latéral à une valeur de  $3D$ , n'affecterait, par contre, pas de manière significative la production d'une turbine centrale au parc pour des courants alignés avec l'axe de rotation des turbines. Dans le cas présent, un simple calcul trigonométrique prenant en compte le cosinus de l'angle d'incidence et les espacements latéraux et longitudinaux, conforte l'idée d'adapter la configuration du parc avec un espacement latéral entre les turbines fixé à  $3D$ . En effet, les courants incidents ayant une direction de  $13^\circ$  (par rapport à l'axe de rotation des turbines), ce positionnement devrait éviter les interactions entre les sillages en période de flot. L'espacement latéral est donc réduit à  $3D$  dans la configuration C12.

Les résultats de simulations intégrant cette nouvelle configuration sont présentés sur la figure 4.7.

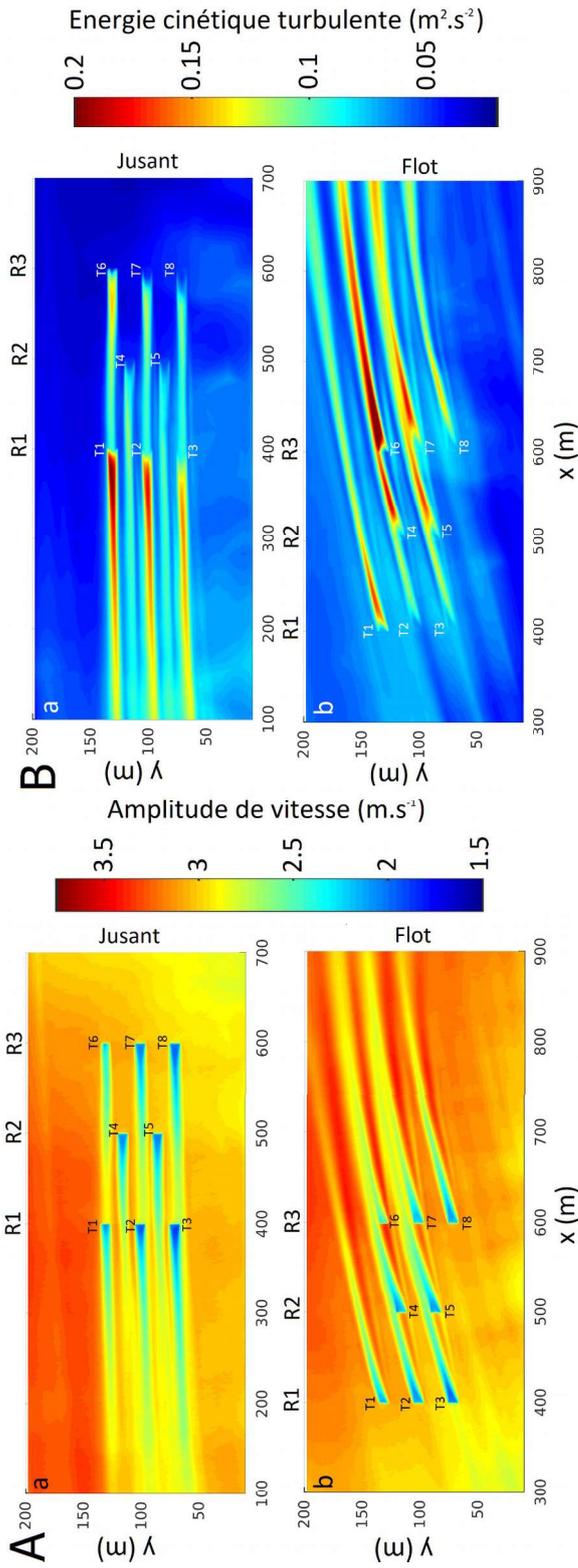
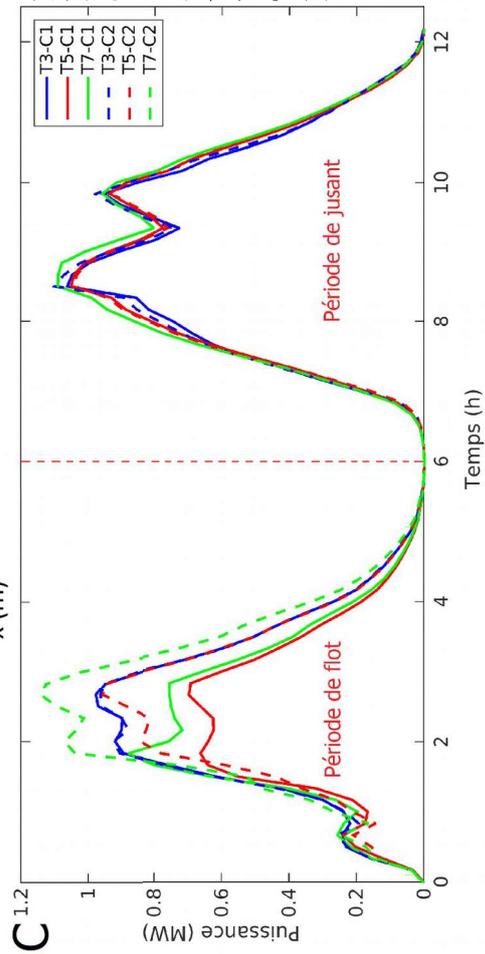


Figure 4.7 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C12. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C12. (C) Variation de la production des turbines T3, T5 et T7 au cours d'un cycle de vive-eau moyenne pour les configurations C11 et C12.



### *Impact sur le courant*

La figure 4.7A présente une vision synoptique plane de l'amplitude de courant aux pics de flot et de jusant d'une marée de vive-eau moyenne. Au pic de jusant, les résultats sont similaires à la configuration précédente. Les amplitudes des vitesses sont équivalentes à la configuration C11, avec une valeur de 2,1 et 2,2  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , 5D en aval des turbines T7 et T2. Au pic de flot, cette nouvelle configuration permet d'éviter les fonctionnements en « tandem », les sillages des turbines amont se propageant au « Nord » des machines aval. Ces dernières sont même positionnées dans les zones d'accélération apparaissant entre les turbines amonts comme le montrent les valeurs du déficit de vitesse à 5D en aval des turbines T3, T5 et T7 (qui sont respectivement de 20, 19 et 18 %) qui diminuent légèrement. Ce résultat suggère que la puissance extraite est accrue.

### *Impact sur la turbulence*

Au pic de jusant (Figure 4.7Ba), les prédictions de l'énergie cinétique turbulente ne sont pas impactées de manière significative par le changement de configuration. La ligne aval (R1) est influencée de la même manière par la ligne amont (R3) que la configuration précédente (C11) et des valeurs d'énergie cinétique turbulente similaires sont prédites 5D en aval des turbines T2 et T7 ( $0,17 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  pour T2 et  $0,12 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  pour T7). Cette nouvelle configuration engendre cependant plus d'interactions entre les sillages au pic de flot (Figure 4.7Bb). La comparaison au pic de flot (Figure 4.7Bb), se base sur les turbines T3, T5 et T7 qui illustrent un fonctionnement en « tandem » dans la configuration précédente (C11). 5D en aval de T3, l'énergie cinétique turbulente est de  $0,12 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$ , une valeur qui demeure donc inchangée entre les deux configurations. Le sillage de cette turbine influence T5 et engendre une forte valeur de  $0,17 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  à 5D en aval de cette dernière qui est légèrement supérieure à la configuration précédente ( $0,15 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$ ) et se retrouve dans le sillage de T7. Contrairement à la configuration C11, les sillages de T3 et T5 n'impactent pas seulement une partie des disques respectivement situés en aval T5 et T7, mais l'intégralité de ceux-ci. Les interactions sont donc plus importantes avec cette nouvelle configuration ce qui peut possiblement amener à un rétablissement plus rapide des sillages des machines situées en aval du parc.

### *Estimation de la puissance produite*

Au pic de jusant, la puissance extraite n'est que faiblement impactée par le changement de configuration. Les lignes R2 et R3 présentent cependant une légère augmentation comparée à C11

avec des valeurs de respectivement 0,99 et 1,0 MW (Tableau 4.4). Ces estimations confirment que le changement de configuration n'affecte pas de manière significative la production du parc pour des courants dont la direction est alignée avec l'axe de rotation des turbines.

Au pic de flot, la puissance extraite par les machines de la ligne R1 est comparable entre les deux configurations C11 et C12 avec respectivement des productions de 0,86 et 0,88 MW (Tableau 4.4). La réduction de l'espacement latéral permet cependant d'augmenter significativement la production des lignes R2 et R3 (+38 % pour la ligne R2 et +22 % pour la ligne R3). Cette augmentation équilibre la production du parc entre les pics de flot et de jusant. Au moment du pic de jusant, la production du parc est estimée à 7,61 MW (comparée à 7,48 MW pour C11) et, au moment du pic de flot, elle est estimée à 7,52 MW (comparée à 6,4 MW pour C11).

	<b>R1</b>	<b>R2</b>	<b>R3</b>
<b>Pic de jusant</b>	0,87	0,99	1
<b>Pic de flot</b>	0,88	0,91	1,03

Tableau 4.4 – Puissance extraite (en MW) moyenne par turbines et par ligne pour la configuration C12 au cours d'un cycle de vive-eau moyenne.

L'impact de cette nouvelle configuration sur les interactions de sillages est étudié plus précisément en comparant la variation de production des turbines T3, T5 et T7. La figure 4.7C décrit la production de ces turbines au cours du cycle de vive-eau moyenne pour les deux configurations (C11 et C12). Cette figure illustre le fait que la production d'énergie n'est pas modifiée de manière significative durant la période de jusant. Durant la période de flot, la production de T3 n'est pas influencée, celle-ci étant située en amont du parc. Les productions de T5 et T7 sont cependant fortement marquées par ce changement de configuration. Les sillages de T3, T5 et T7 ne se superposent plus et les deux dernières (T5 et T7) sont même situées dans les zones d'accélération des courants des disques situés en amont. L'augmentation de la production de la turbine T7 est plus importante du fait que la zone d'accélération en amont est plus importante (+9 % 5D en amont de T7 contre +6 % 5D en amont de T5).

### 4.3.3 Bilan

Dans le cas d'un parc, une configuration en quinconce est bien adaptée aux courants dont la direction est alignée avec l'axe de rotation des turbines limitant les interactions de sillages. Dans le cas d'un courant présentant un angle d'incidence (en période de flot ici), la configuration du parc

nécessite d'être adaptée afin de limiter les superpositions de sillage. Lorsque deux turbines fonctionnent en « tandem », dans le sillage de la turbine impacté, le déficit de vitesse et l'énergie cinétique turbulente sont augmentés réduisant la longueur de rétablissement du sillage. Cependant, la production est fortement réduite déséquilibrant la production du parc entre les périodes de flot et de jusant. L'adaptation de la configuration du parc, mise en place ici, a également pour effet de réduire la longueur de rétablissement. De plus, elle permet de limiter les superpositions de sillage, ce qui a pour effet d'augmenter la production d'énergie du parc en période de flot, équilibrant celle-ci entre les périodes de flot et de jusant.

#### 4.4 Impact sur le transport sédimentaire

Après avoir analysé l'impact des hydroliennes sur l'hydrodynamique, leurs conséquences sur la dynamique des particules sédimentaires sont examinées. Ce travail est mené dans le cas de la configuration C2 et se limite pour rappel à la zone d'influence du parc. Le travail est basé sur une approche phénoménologique simplifiée des processus affectant une dynamique sédimentaire qui du fait des forts courants de marée, est admise dominée par un transit alternatif rapide (en moins de 5 minutes à l'échelle du parc à la pointe de courant) de particules en suspension issues de secteurs situés de part et d'autre de la zone d'étude et interrompu par des phases de dépôt statique aux moments des étales de courant puis dynamique par roulement sur le fond rocheux avant remise en suspension. L'attention sera donc portée sur les conditions de maintien ou mise en suspension et de dépôt statique et/ou dynamique des particules sédimentaires sur le fond.

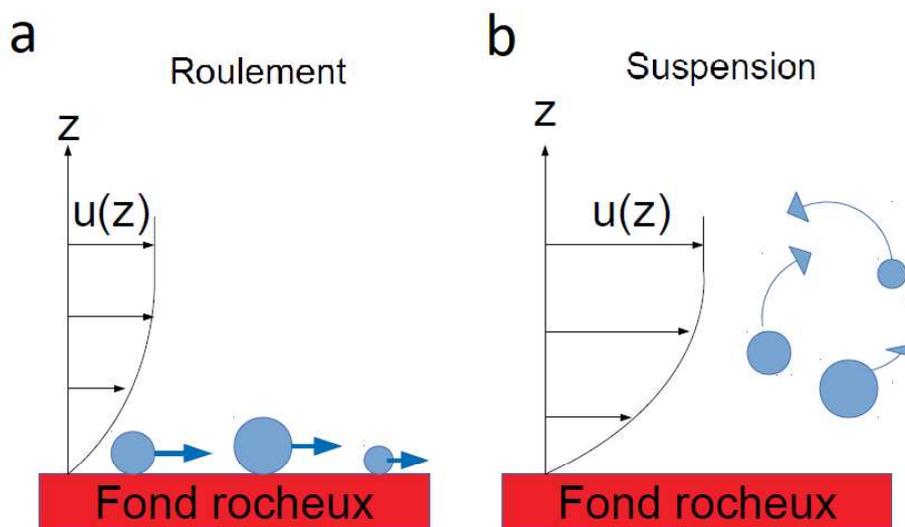


Figure 4.8 – Différents modes de transport susceptibles d'intervenir sur un fond rocheux : (a) par roulement et (b) en suspension.

### 4.4.1 Approche suivie

L'approche se concentre sur des effets marquants « locaux », limités dans le temps, susceptibles d'affecter les particules aux cours de leurs transits à travers le parc. L'approche est donc qualitative en ce qui concerne le transport sédimentaire et s'attache à pointer les modalités d'impact potentiel des hydroliennes sur le transport sédimentaire. L'analyse s'appuie sur une série de points remarquables en termes d'effets des hydroliennes sur l'hydrodynamique moyenne engendrant une accélération/décélération du courant (cf. Figures 4.3A, 4.4A, 4.5A et 4.7A) et une augmentation/réduction de la vitesse de frottement  $u_{*b}$  (Figure 4.9) qui gouverne d'un côté, avec la vitesse de chute, la suspension, et de l'autre, avec le poids immergé, la mise en mouvement et un roulement sur le fond. Quatre points représentatifs de la variabilité spatiale de ces paramètres hydrodynamiques sont ainsi sélectionnés (Figure 4.9). Les points P1 et P2 sont situés à 5D de part et d'autre de la turbine T8 qui se caractérise par les effets les plus marqués sur  $u_{*b}$  tout au long du cycle de marée. Situé dans le sillage de la turbine T2 en phase de flot, puis de la turbine T6 en phase de jusant, le point P3 correspond à un maximum de la réduction moyenne de  $u_{*b}$  sur le cycle de marée. Le point P4 est quant à lui positionné dans une zone d'accélération du courant de flot induite par l'hydrolienne T1.

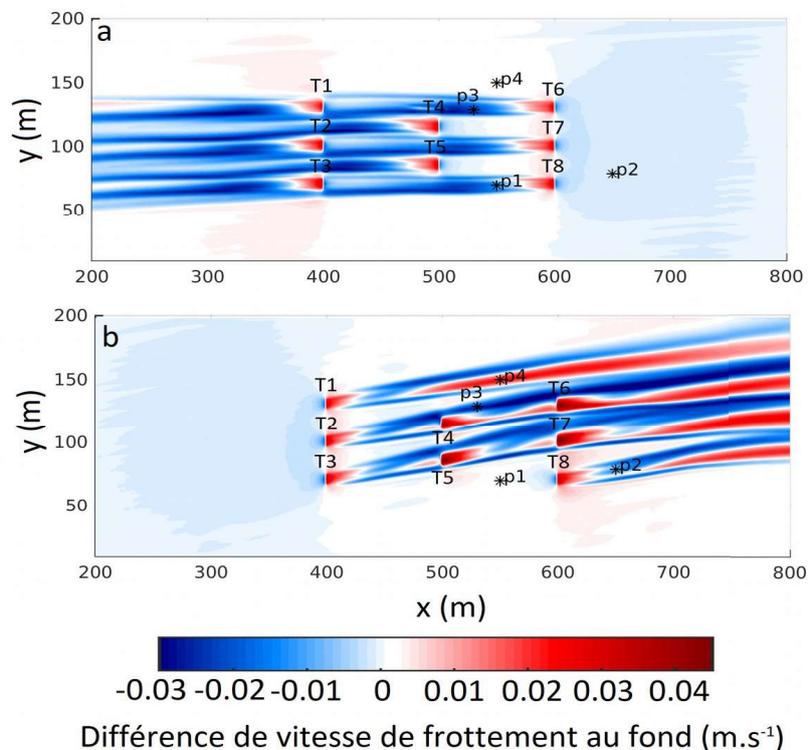


Figure 4.9 – Différences de vitesse de frottement sur le fond entre les simulations avec et sans turbines (configuration C12) aux pics de courant de flot (a) et de jusant (b) d'une marée de vive-eau moyenne.

Le maintien en suspension et la remise en suspension se produisent dès lors que  $u_{*b}$  excède la vitesse de chute (Van Rijn, 1984), dont la formulation suivante a été proposée par Soulsby (1997) :

$$w_{s,i} = \frac{\nu}{d_i} [(10,36^2 + 1,049 D_{*i}^3)^{1/2} - 10,36] \quad (4.2)$$

où  $\nu$  est la viscosité de l'eau de mer prise égale à  $1,36 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $d_i$  est le diamètre de la particule sédimentaire considérée.  $D_{*i}$  est un diamètre adimensionnel exprimé sous la forme :

$$D_{*i} = \left[ \frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{1/3} d_i \quad (4.3)$$

où  $s$  est le rapport des masses volumiques du sédiment considéré comme du quartz ( $\rho_s = 2650 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et de l'eau  $\rho$ .

Le dépôt ou la mise en mouvement a respectivement lieu si  $u_{*b}$  est inférieure ou supérieure à la vitesse critique de mise en mouvement des particules de classe  $i$  considérées  $u_{*c} = (\tau_{cri}/\rho)^{1/2}$  liée au paramètre de Shields (1936)  $\theta_{cri}$  par la relation suivante :

$$\tau_{cri} = g(\rho_s - \rho) d_i \theta_{cri} \quad (4.5)$$

Ce dernier est formulé selon Soulsby et Whitehouse (1997) :

$$\theta_{cri} = \frac{0,3}{1 + 1,2 D_{*i}} + 0,555(1 - \exp(-0,02 D_{*i})) \quad (4.6)$$

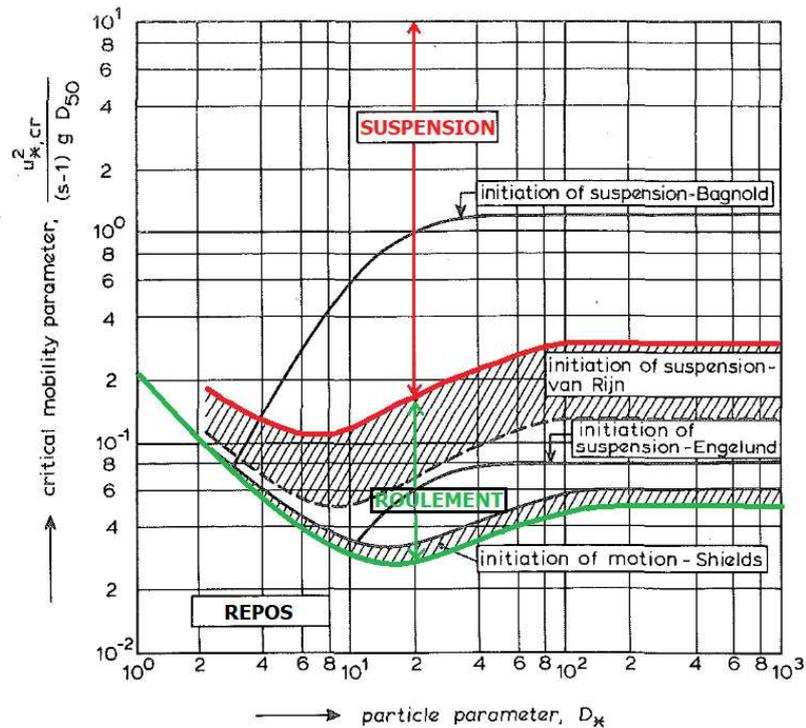


Figure 4.10 - Initialisation du mouvement et de la mise en suspension (Van Rijn, 1984)

#### 4.4.2 Résultats et Discussion

En premier lieu, les états dans lesquels sont susceptibles de se trouver les particules sédimentaires présentes dans la zone d'étude élargie dépourvue d'hydroliennes (Chapitre 2) sont déterminées selon les critères précédents et synthétisés au Tableau 4.5.

	Sables fins (S1)	Sables moyens (S2)	Sables grossiers (S3)	Sables très grossiers (S4)	Graviers (S5)	Cailloutis (S6)	Cailloutis (S7)	Cailloutis (S8)
<b>Diamètres moyens</b>	0,2 mm	0,5 mm	1 mm	2 mm	3 mm	33 mm	42 mm	51 mm
<b>Suspension</b>	X	X	X	X				
<b>Roulement</b>				X	X	X	X	
<b>Repos</b>						X	X	X
$w_{s,i}$ (m.s <sup>-1</sup> )	0,02	0,07	0,11	0,17	0,22	-	-	-
$u_{*c}$ (m.s <sup>-1</sup> )	-	-	-	0,03	0,04	0,17	0,19	0,21

Tableau 4.5 – Différents états et modes de transport des sédiments selon leur taille durant un cycle de marée de vive-eau moyenne (hormis l'étale de courant). Valeurs des vitesses de chute et vitesse de frottement critique de mise en mouvement pour chaque classe de sédiment concernés.

### *Impact sur le transport en suspension*

La figure 4.10 représente le maximum de vitesse de frottement au niveau du fond durant un cycle de marée de vive-eau moyenne pour une simulation sans turbine. En moyenne sur le domaine la vitesse de frottement maximale est de  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui suggère que sans les turbines, des sédiments jusqu'aux sables très grossiers sont maintenu en suspension durant le cycle de marée. Sur certaines zones cependant (au « Sud » du domaine), cette vitesse de frottement est supérieur à  $0,22 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui suggère que les graviers peuvent être maintenu en suspension.

La figure 4.11 représente le maximum des différences (par rapport à une simulation sans turbines) de la vitesse de frottement au niveau du fond sur un cycle de vive-eau moyenne. Dans le sillage des turbines (notamment au point P1, P2 et P3), la vitesse de frottement au niveau du fond est fortement réduite ce qui a tendance à favoriser un dépôt selon le type de sédiment considéré. Cette tendance se retrouve dans des études numériques intégrant l'influence d'un parc hydrolien suivant des méthodes d'implémentation 2D (comme le frottement additionnel) ou des mesures expérimentales (Hill et al., 2014 ; Thiébot et al. 2015 ; Martin-Short et al., 2015 ; Hill et al., 2016 ; Ramirez-Mendoza et al., 2018). En particulier, Ramirez-Mendoza et al. (2018) ont intégré une turbine de 0,2 m de diamètre dans un canal de 11 m de long, 1,6 m de large, 0,5 m de hauteur d'eau. Dans ce canal, une couche sédimentaire composée de différents types de sable est mise en place sur le fond. Les mesures effectuées ont mis en évidence qu'un dépôt peut apparaître au delà de 2D en aval de la turbine et dans un sillage lointain suggérant (selon Ramirez-Mendoza et al., 2018) une diminution de la vitesse de frottement au niveau du fond. Nos prédictions sont cohérentes avec ces observations. De plus, comme décrit précédemment, l'amplitude de vitesse est augmentée sur les côtés « Sud » des sillages des turbines au moment du pic de flot (Figure 4.3, 4.7, 4.9 et 4.11). Cette accélération engendrée par l'extraction d'énergie augmente donc la vitesse de frottement sur le fond en période de flot (Figure 4.11) notamment au point P4.

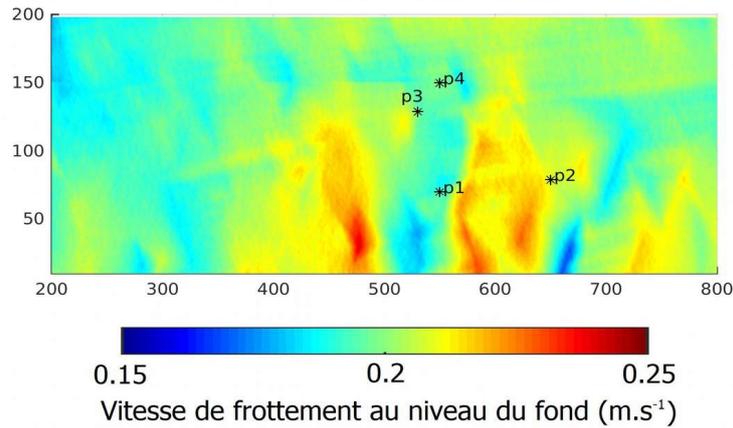


Figure 4.11 - Vision synoptique du maximum de vitesse de frottement au niveau du fond pour un cycle de vive-eau moyenne dans une simulation sans turbine.

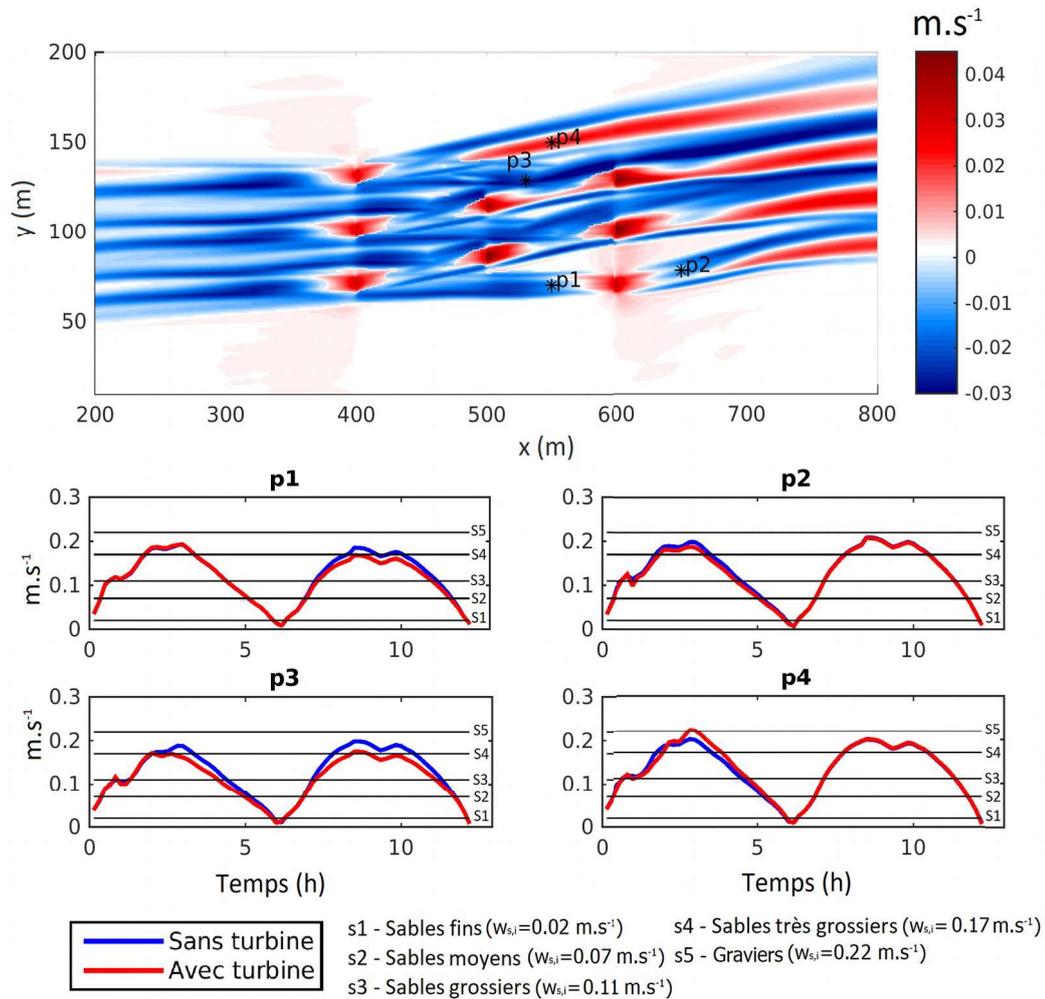


Figure 4.12 – (a) Différences maximales de vitesse de frottement au niveau du fond sur un cycle de vive-eau moyennes par rapport à une simulation sans turbines. (b) Évolution temporelle de la vitesse de frottement sur le fond pour les points P1-P4. Les lignes nommées s1 à s5 représente les limites fixées par le critère de maintien en suspension en fonction des tailles des particules.

La Figure 4.11 représente également la variation de la vitesse de frottement durant le cycle de vive-eau moyenne aux points P1-P4 comparée à la vitesse de chute des différents sédiments testés. Les tracés montrent que les sables fins (S1), moyen (S2) et grossier (S3) ne sont pas impactés de manière significative par l'extraction d'énergie. En effet, la vitesse de frottement sur le fond dépasse largement la valeur des vitesses de chute de S1, S2 et S3. L'impact des turbines n'est donc pas suffisamment important pour modifier les conditions de maintien en suspension de ces particules dans le domaine.

Les plus importantes influences sont prédites sur les sables très grossiers (S4) et les graviers (S5). Dans le sillage d'une turbine (ici à 5D en aval de T8), en particulier au point P1, durant la période de jusant (où les courants se propage de droite à gauche) le temps de dépôt des sables très grossiers est augmenté passant de 74 % dans une simulation sans turbine à 86 % avec les machines. Ce type de sédiment n'est maintenu que pendant de très courtes périodes autour des pics de courant. Au point P1, le maintien en suspension n'est plus assuré durant la période de jusant avec une vitesse de frottement au niveau du fond qui atteint un maximum (durant cette période) de  $0,17 \text{ m.s}^{-1}$  alors que ce maximum est de  $0,19 \text{ m.s}^{-1}$  sans les turbines. De ce fait, l'extraction d'énergie favorise le dépôt de ce type de sédiment dans le sillage de la machine. La même tendance se retrouve au point P2 avec une réduction moindre de la vitesse de frottement maximale au niveau du fond (au moment du pic de flot) passant de  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  sans l'influence des turbines à  $0,19 \text{ m.s}^{-1}$  avec les turbines. Le maintien en suspension des sables très grossiers est tout de même assuré durant la période de flot. Ces résultats suggèrent que la modification de la contrainte de cisaillement induit par la présence des turbines peut amener à une asymétrie dans le transport des sédiments favorisant le dépôt de certains types de sédiment grossiers dans le sillage des turbines et donc du parc. Selon Van Rijn (1984), ce critère de maintien en suspension peut également être considéré comme un critère de remise en suspension (si  $u_{*b} > w_{s,i}$ ). D'après les prédictions, les sables très grossiers se déposant dans le sillage des turbines (au point P1 et P2), peuvent être remis en suspension au pic de courant qui suit si le critère de mise en mouvement est dépassé.

Au niveau du point P3 où le maximum de différence sur le cycle est prédite, le temps de dépôt est accentué passant de 66 % à 95 %. Ce point est influencé par les sillages de deux turbines (T2 et T6) durant tout le cycle de marée ce qui explique cette importante augmentation. En particulier les maxima prédits aux pics de flot et de jusant sont de  $0,18 \text{ m.s}^{-1}$  alors que dans une simulation sans turbine ils sont de respectivement  $0,19 \text{ m.s}^{-1}$  et  $0,21 \text{ m.s}^{-1}$ . Les points influencés par les sillages des turbines en chaque période (flot et jusant) peuvent donc constituer des zones de forts dépôts et possiblement des zones d'accrétion.

Au niveau du dernier point P4 qui est situé dans la zone d'accélération des courants engendrée par une turbine (T1), une augmentation de la vitesse de frottement au niveau du fond est prédite avec un maximum de  $0,23 \text{ m.s}^{-1}$  au pic de flot (contre  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  dans une simulation sans turbine). Contrairement aux autres points, l'augmentation de la contrainte de cisaillement sur le fond favorise le maintien en suspension des sables très grossiers passant de 63 % de temps de dépôt dans une simulation sans turbines à 61,5 % avec les machines. De plus, en ce point, les graviers jusqu'alors jamais maintenus en suspension en ce point, peuvent l'être pendant 3 % du cycle.

Ces résultats montrent que même si l'extraction d'énergie est relativement importante, la modification du transport sédimentaire en suspension reste très limitée impactant un nombre restreint de types de sédiments.

#### *Impact sur la mise en mouvement*

Les résultats précédents ont permis de déterminer le type de sédiments dont le transport en suspension peut être affecté par l'extraction d'énergie cinétique des courants de marée. Pour les sédiments testés précédemment (S1-S5), le critère de mise en mouvement est examiné. Une première analyse met en évidence que ce critère est largement dépassé pour tous les sédiments examinés précédemment et même si le temps de dépôt des sables très grossiers est fortement augmenté à cause des turbines, ces derniers se déplacent sur le fond durant le cycle de marée.

L'étude a été approfondie pour observer l'impact de l'extraction d'énergie sur un type de sédiments très grossier qui ne peut être mis en mouvement qu'au niveau des pics de flot et de jusant, au moment où l'impact des turbines est le plus important. Pour cela des cailloutis de diamètres 33 mm (S6), 42 mm (S7) et 51 mm (S8) sont considérés. La figure 4.12 représente la variation de la vitesse de frottement sur le fond comparée à la vitesse critique de mise en mouvement. Dans les sillages des turbines (aux points P1, P2 et P3), la réduction de la vitesse de frottement au niveau du fond engendre naturellement une diminution du temps de mise en mouvement de certaines particules. En particulier, au point P3 (influencé par les sillages de T2 et T6), la réduction (avec des maxima passant, au pic de flot, de  $0,19 \text{ m.s}^{-1}$  dans une simulation sans turbine à  $0,18 \text{ m.s}^{-1}$  et, au pic de jusant, de  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  à  $0,18 \text{ m.s}^{-1}$ ) est telle que les cailloutis de 42 mm de diamètre ne sont plus mis en mouvement pendant tout le cycle de marée. La même tendance est mise en évidence en période de jusant au point P1 et en période de flot au point P2. En admettant que ce type de sédiment se déplace par charriage dans la zone, ces résultats suggèrent qu'un phénomène d'accrétion peut être induit par la présence des turbines dans l'écoulement.

Au contraire, au point P4 situé dans la zone d'accélération d'une turbine, l'augmentation de la vitesse de frottement au niveau du fond (avec un maximum passant, au pic de flot, de  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  dans une simulation sans turbine à  $0,23 \text{ m.s}^{-1}$  dans une simulation avec les turbines) amène à la mise en mouvement de sédiment plus grossiers. En particulier en ce point, les cailloutis de 51 mm de diamètre sont mis en mouvement au moment du pic de flot pendant 4 % du cycle. Ces accélérations, apparaissant pendant la période de flot, peuvent mettre en mouvement certaines particules dans le Passage du Fromveur qui sont au repos sans les turbines et peuvent être évacuées vers le Nord-Est.

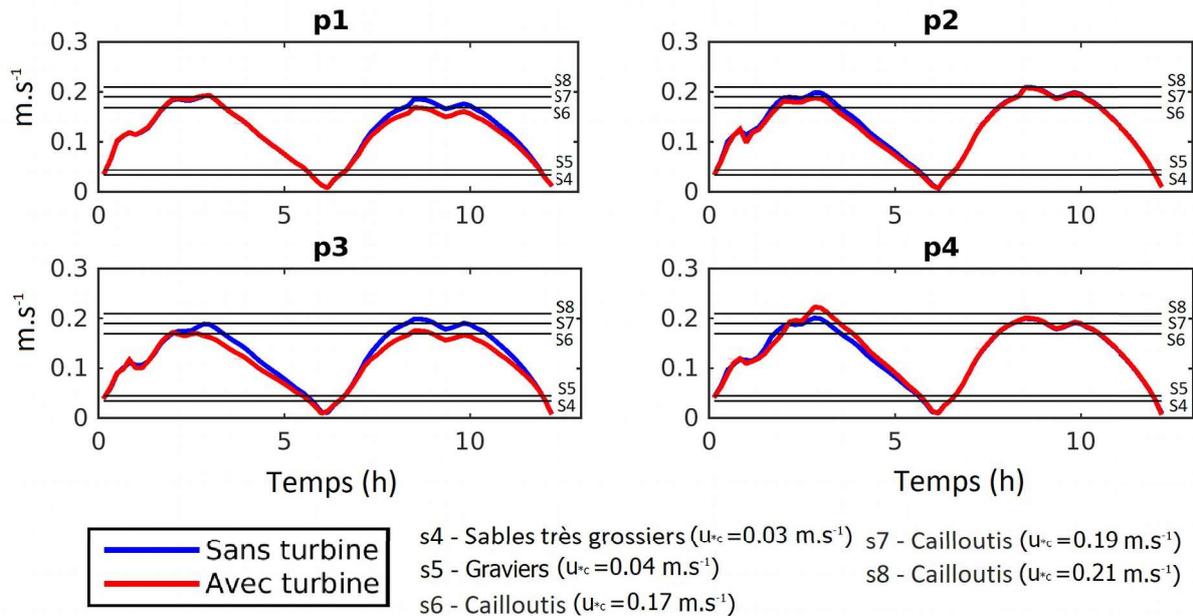


Figure 4.13 – Évolution temporelle de la vitesse de frottement sur le fond pour les points P1-P4 comparée à la vitesse de frottement critique de mise en mouvement avec (rouge) et sans (bleu) turbines. Les lignes nommées s4 à s8 représentent les limites fixées par le critère de mise en mouvement en fonction des tailles des particules.

# Chapitre 5

## Conclusions et perspectives

### *Conclusions*

Les recherches présentées dans ce mémoire portent sur la mise en place d'une méthode numérique d'intégration de l'effet des hydroliennes dans le Passage du Fromveur. Les simulations sont basées sur le modèle ROMS résolvant les équations RANS qui ont été modifiées afin d'intégrer la méthode 3D de l'« Actuator Disc » (AD) représentant chaque turbine individuellement par un disque poreux. Par la mise en place de cette méthode dans le Passage du Fromveur, l'objectif de ce travail de thèse a été d'étudier l'impact d'un parc composé de plusieurs machines sur les conditions hydrodynamiques et sédimentaires du chenal. Pour atteindre cet objectif, ce travail s'est tout d'abord basé sur des simulations intégrant deux maillages imbriqués pour approcher finement l'hydrodynamique très complexe de la zone d'étude et ces différents aspects comme les taux de turbulence et les amplitudes et directions des courants. La méthode de l'AD a ensuite été testée à l'échelle du laboratoire et à l'échelle 1, en se focalisant sur un sillage lointain ( $>5D$ ), pour valider son implémentation et tester la sensibilité des prédictions à divers paramètres. Pour finir, un troisième domaine gigogne, couvrant une partie de la zone de l'AMI, a été implémenté afin d'examiner l'impact d'hydroliennes dans le Passage du Fromveur. Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

– Les simulations à l'échelle régionale ont été effectuées suivant une approche gigogne intégrant des maillages de 500 et 100 m de résolution spatiale horizontale. Celles-ci ont permis de reproduire la variabilité spatio-temporelle des courants dans la zone d'étude. De plus, le caractère rectilinéaire des courants dans la zone du Passage du Fromveur est globalement bien reproduit. Un maximum de  $15^\circ$  [ $180^\circ$ ] de déviation entre les pics de flot et de jusant est prédit dans la partie Sud-Ouest de la zone AMI. Cette valeur décroît rapidement vers le centre et atteint zéro dans le Nord-Est de cette zone. Les simulations mises en place permettent également de reproduire le phénomène d'asymétrie en amplitude des courants en accord avec les différentes études menées dans le Passage du Fromveur. Ces résultats démontrent la viabilité du modèle hydrodynamique de la zone d'étude.

– Afin d'intégrer les turbines dans le modèle ROMS, la méthode de l'« Actuator Disc » a été adoptée. Cette étude montre qu'il faut une taille de maille de l'ordre de  $1/10^{\text{ème}}$  du diamètre pour rester cohérent avec les mesures à l'échelle d'un canal expérimental d'une part, et d'autre part pour satisfaire une étude de sensibilité pour une turbine de 10 m de diamètre dans des conditions hydrodynamiques caractéristiques du Passage du Fromveur.

– À l'échelle du parc, l'étude des configurations C01 (où la turbine est positionnée dans une zone symétrique en amplitude des courants) et C02 (où la turbine est positionnée dans une zone asymétrique en faveur des courants en période de flot) a montré que lorsque les turbines sont soumises à un courant dont la direction présente une déviation avec leurs axes de rotation, ceci engendre une accélération des courants le long de la partie « Sud » des sillages avec un maximum de 6 % prédit à 15D en aval des turbines (section 4.2.1 et 4.2.2). De plus, la méthode de l'AD ne considérant que la composante axiale de l'écoulement dans le calcul de la puissance, cette dernière est donc réduite en fonction du cosinus de l'angle d'incidence au cube (soit environ 6 % pour C01 et C02). La comparaison des productions des deux configurations, a également permis de montrer que la production de la configuration C02 est plus importante au pic de flot que celle de C01, montrant l'importance de l'asymétrie en amplitude dans le déploiement d'hydroliennes.

– La comparaison des configurations C11 et C12 du parc (section 4.3) a permis de montrer qu'il est nécessaire d'adapter le positionnement des turbines par rapport aux courants présents dans la zone d'implémentation afin de réduire les effets d'ombrage (apparaissant principalement au pic de flot dans la configuration C11) pouvant réduire la production des turbines impactée de 23 %. Cette adaptation passe par la réduction de 5D à 3D de l'espace séparant latéralement les turbines dans le parc qui n'impacte pas de manière significative la réduction des courants, la production ainsi

que la génération d'énergie cinétique turbulente lorsque les courants sont alignés avec l'axe de rotation des turbines. L'emploi de cette nouvelle configuration permet de réduire fortement les effets d'ombrage et ainsi d'équilibrer la production du parc entre les périodes de flot et de jusant.

– Ces simulations permettent également de fournir une première estimation des effets des hydroliennes sur le transport sédimentaire. Globalement, l'impact des turbines sur le transport sédimentaire reste modéré. La modification de la contrainte de cisaillement engendrée par les turbines favorise le dépôt dans le sillage des turbines et favorise le maintien en suspension dans les zones d'accélération (section 4.4.2). Cependant ces sédiments dont le dépôt peut être favorisé, ne cessent pas d'être en mouvement. Ainsi, hormis au niveau des étales de courants où l'amplitude du courant est proche de zéro, si ces sédiments ne sont pas maintenus en suspension, ils se déplacent par charriage réduisant la portée de leurs déplacements en période de flot et de jusant. Les zones d'augmentation de la contrainte de cisaillement sur le fond suggèrent que des particules très grossières peuvent être impactées. En particulier, des cailloutis peuvent être mis en mouvement. La zone du Fromveur étant principalement composée de roches sub-affleurantes avec quelques cailloutis, il est donc possible que les plus petits d'entre eux soient mis en mouvement et charriés sur de longues distances.

### *Perspectives*

Ce travail de thèse constitue une première étape vers la modélisation des fermes d'hydroliennes de tous types. S'il a répondu à plusieurs questions, il en pose cependant plusieurs qui constituent des perspectives d'amélioration de l'intégration de la méthode de l'AD. Les principales perspectives d'amélioration concernent :

– les différents régimes de fonctionnement des machines et la prise en compte de divers technologies. En effet, les technologies d'hydroliennes considèrent généralement trois régimes de fonctionnement qui dépendent de la vitesse du courant. Le premier régime considère que les turbines ne produisent pas d'énergie pour un faible courant. Cependant elles sont tout de même présentes dans l'écoulement et peuvent induire un effort de traînée. Le deuxième régime correspond à un fonctionnement normal de la turbine pendant lequel la poussée varie typiquement avec le carré de la vitesse et la puissance avec le cube de la vitesse. Le troisième régime concerne des vitesses très importantes. Selon les technologies, la production des turbines peut être bridée au-delà d'une certaine vitesse, elle délivre alors la puissance nominale. Dans cette étude, le coefficient de poussée

qui détermine l'intensité de la force de poussée est considéré constant. Cependant, il serait pertinent d'intégrer un coefficient variable en fonction de la vitesse, ce qui permettrait de représenter ces différents régimes de fonctionnement et de se rapprocher au mieux de la réalité.

– la prise en compte de différents diamètres et de la structure associée aux turbines. En effet, il serait pertinent de tester différents diamètres d'hydrolienne ce qui permettrait également d'avoir une vision plus globale du potentiel impact de différentes technologies d'hydroliennes. De plus, les technologies d'hydroliennes posées sur le fond sont accompagnées d'une structure permettant de les maintenir sur le fond. Cette structure peut avoir un effet de traînée sur l'écoulement et impacter la dynamique aux alentours de la machine. La prise en compte de cette structure dans le modèle numérique peut ainsi permettre de se rapprocher au mieux de l'impact de ce genre de technologie.

## Références

- Abolghasemi A., Piggott M.D., Spinneken J., Viré A., Cotter C.J. Simulating tidal turbines with mesh optimisation and RANS turbulence models. EWTEC, 2015
- Adcock T.A.A., Draper S., Nishino T. Tidal power generation – A review of hydrodynamic modelling. In Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part A Journal of Power and Energy, 229 (7), 2015.
- Ahmadian R., Falconer R., Bockelmann-Evans, B. Far-field modelling of the hydro-environmental impact of tidal stream turbines. Renewable Energy, 38, 2012, pp 107-116
- Bahaj A., Molland A., Chaplin J., Batten W. Power and thrust measurement of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions in a cavitation tunnel and a towing tank. Renewable Energy, 2007
- Bai L., Spence R.R.G., Dudziak G. Investigation of the influence of array arrangement and spacing on Tidal Energy Converter (TEC) performance using a 3-dimensional CFD model. Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden, 2009, pp 654-660
- Baratchi F., Jeans T.L., Gerber A.G. Actuator line simulation of tidal turbine in straight and yawed flows. International Journal of Marine Energy, 2017, 19, pp 235-255
- Betz A. Das maximum der theoretisch möglichen ausnutzung des windes durch windmotoren. Gesamte Turbinenwesen, Heft 26, 1920
- Blackmore T., Batten W.M.J., Bahaj A.S. Influence of turbulence on the wake of a marine current turbine simulator. Proceedings of the royal society A 470:20140331, 2014
- Blumberg A., Mellor G. A description of a three-dimensionnal coastal ocean circulation model. Three-dimensional coastal ocean models, 4, 1987, pp 1-16
- Boussinesq J. Essai sur la théorie des eaux courantes. Imprimerie Nationale, 1877
- Boussinesq J. Théorie analytique de la chaleur : mise en harmonie avec la thermodynamique et avec la théorie mécanique de la lumière. Gauthier-Villars, 2, 1903
- Cambon G. Etude numérique de la mer d'Iroise : Dynamique, variabilité du front d'Ouessant et évaluation des échanges cross-frontaux. Thèse de Doctorat, Laboratoire de Physique des Océans, 2008
- Chapman D.C. Numerical treatment of cross-shelf boundaries in a barotropic coastal ocean model. Journal of Physical Oceanography, 15, 1985, pp 1060-1075
- Coles D.S., Blunden L.S., Bahaj A.S. Experimental validation of the distributed drag method for simulating large marine current turbine arrays using porous fences. International Journal of Marine Energy, 2016, pp 298-316
- Deardoff J.W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. J. Fluid Mech, 41(2), 1970, pp 453-480

- Debreu L., Marchesiello P., Penven P., Cambon G. Two-way nesting in split-explicit ocean models : Algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling*, 2012, 49-50, pp 1-21
- Defne Z., Hass K.A., Fritz H.M. Numerical modeling of tidal currents and the effects of power extraction on estuarine hydrodynamics along the Georgia coast, USA. *Renewable Energy*, 36, 2011, pp 3461-3471
- Électricité de France, Direction des Études et Recherches, TELEMAC-2D Software. Version 3.0. Principle note. HE-43/94/502/A., 2001, 98 p.
- Électricité de France, Dossier EDF énergies marines, 2012, [www.edf.fr](http://www.edf.fr)
- Egbert G., Bennett A., Foreman M. Topex/Poseidon tides estimated using a global inverse model. *Journal of Geophysical Research*, 99, 1994, pp 24821-24852
- Ehrhold A., Le Gall B. Atlas de l'archipel de Molène – Géologie, géomorphologie et sédimentologie. Édition Quae, 2017
- Ernst et Young, Les énergies marines renouvelables : quelles opportunités pour la France ?, Transparency report, 2012
- Flather R.A. A tidal model of the northwest european continental shelf. *Mémoire de la Société Royale des Sciences de Liège*, 6, 1976, pp 141-164
- Friedrichs C.T., Aubrey D.G. Non-linear tidal distortion in shallow well-mixed estuaries : a synthesis. *Estuarines and Coastal Shelves Sea*, 27, 1988, pp 521-45
- Froude R.E. On the part played in propulsion by difference in pressure. *Transaction of the Institute of Naval Architects*, 1889, 30, pp 390-423
- Frost C., Evans P.S., Morris C.E., Mason-Jones A., O'Doherty T., O'Doherty D. The effect of axial flow misalignment on tidal turbine performance. In *Proc. 1st int. conf. on renewable energies offshore*, 2014
- Frost C.H., Evans P.S., Harrold M.J., Mason-Jones A., O'Doherty T., O'Doherty D. The impact of flow misalignment on a tidal turbine. *Renewable Energy*, 113, 2017, pp 1333-1344
- Galloway P., Myers L., Bahaj A. Experimental and numerical results of rotor power and thrust of a tidal turbine operating at yaw and in waves. In *Proceedings of the World Renewable Energy Congress 2011—Marine and Ocean Technology*, Linköping, Sweden, 8–13 May 2011, 2011
- Goward-Brown A.J., Neill S.P., Lewis M.J. Tidal energy extraction in three-dimensional ocean models. *Renewable Energy*, 17, 2017
- Goward-Brown A.J., Neill S.P. Hydrodynamic response to large scale tidal energy extraction. *EWTEC*, 2015
- Guillou N. Rôles de l'hétérogénéité des sédiments de fond et des interactions houle-courant sur l'hydrodynamique et la dynamique sédimentaire en zone subtidale. Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale (UBO), spécialité Océanographie Physique, 2007, 469 p.

- Guillou N., Chapalain G., Duvieilbourg E. Modelling impact of bottom roughness on sea surface temperature in the Sea of Iroise. *Continental Shelf Research*, 54, 2013, pp 80-92
- Guillou N., Chapalain G., Neill S.P. The influence of waves on the tidal kinetic energy resource at a tidal stream energy site. *Applied Energy*, 180, 2016, pp 402-415
- Guillou N., Thiébot J. The impact of seabed rock roughness on tidal stream power extraction. *Energy*, 112, 2016a, pp 762-773
- Guillou N., Thiébot J. Impact environnemental d'un parc hydrolien : sensibilité des prédictions à la rugosité de fond. 15èmes Journées de l'Hydrodynamique, 22-24 novembre 2016b, Brest.
- Guillou N., Chapalain G. Assessing the impact of tidal stream energy extraction on the Lagrangian circulation. *Applied Energy*, 203, 2017a, pp 321-332
- Guillou N., Chapalain G. Evaluating the Effects of Tidal Turbines on Water-Mass Transport with the Lagrangian Barycentric Method. 6th International Conference on Estuaries and Coasts (ICEC-2018), Caen, France, 2018.
- Guillou N., Chapalain G. Tidal Turbines' Layout in a Stream with Asymmetry and Misalignment. *Energies*, 10, 2017b
- Guillou N., Neill S.P., Robins P.E. Characterising the tidal stream power resource around France using a high-resolution harmonic database. *Renewable Energy*, 123, 2018, pp 706-718
- Guo X., Yang J., Gao Z., Moan T., Lu H. The surface wave effects on the performance and the loading of a tidal turbine. *Ocean Engineering*, 156, 2018, pp 120-134
- Hamdi A., Vasquez M., Populus J. Cartographie des habitats physiques EUNIS – côte de France. Technical report dyneco/ag/10-26/jp. Cahier de recherche, Ifremer, 2010
- Hansen M.O.L. *Aerodynamics of Wind Turbines*. London. Sterling, VA. 2008, pp 28
- Harrison M.E., Batten W.M.J., Myers L.E., Bahaj A.S. Comparison between CFD simulations and experiments for predicting the far wake of horizontal axis tidal turbines. IET Renewable Power Generation, 2010
- Hedström K.S. *Technical Manual for Coupled Sea-Ice/Ocean Circulation Model (Version 3)*. 2015
- Hervouet J. *Hydrodynamics of free surface, modelling with the finite element method*. Cambridge University Press, 2007
- Hill C., Musa M., Chamorro L.P., Ellis C., Guala M. Local scour around a model hydrokinetic turbine in an erodible channel. *Journal of Hydraulic Engineering*, 140(8), 2014, 04014027
- Hill C., Musa M., Guala M. Interaction between instream axial flow hydrokinetic turbines and uni-directional bedforms. *Renewable Energy*, 86, 2016, pp 409-421
- Lanchester, F.W. A contribution to the theory of propulsion and the screw propeller. *Trans. Inst. Naval Archit.*, LVII(98116), 1915

- Lee S.H., Lee S.H., Jang K., Lee J., Hur N. A numerical study for the optimal arrangement of ocean current turbine generators on the ocean current power parks. *Current applied physics*, 10, 2010, pp S137-S141
- Lewis M., Neill S.P., Hashemi P. Resource assessment for future generations of tidal-stream energy arrays. *Energy*, 83, 2015, pp 403-415
- Lewis M., Neill S.P., Robins M.R., Hashemi M.R., Ward S. Characteristics of the velocity profil at tidal-stream energy sites. *Renewable Energy*, 114, 2017, pp 258-272
- Li Xiaorong, Li Ming, McLelland Stuart, Jordan Laura-Beth, Amoudry Laurent, Ramirez-Mendoza Rafael, Thorne Peter Modelling tidal stream turbines in a three-dimensional wave-current fully coupled oceanographic model. *Renewable Energy*, 17, 2017
- Loubrieu B., Bourillet J., Moussat E., Bathy-morphologique régionale du Golfe de Gascogne et de la Manche, modèle numérique, Tech. rep., Ifremer (2008).
- Louvar L., Grateau C. The Litto3D project. Oceans 2005-Europe, Brest : France, 2005
- Lo Brutto O.A., Nguyen V.T., Guillou S.S., Thiébot J., Gualous H. Tidal farm analysis using an analytical model for the flow velocity prediction in the wake of a tidal turbine with small diameter to depth ratio. *Renewable Energy*, 99, 2016, pp 347-359
- MacLeod A.J., Barnes S., Rados K.G., Bryden I.G. Wake effects in tidal current turbine farms. in. *Proceedings of the International Conference of Marine Renewable Energy*, Newcastle uponTyne, UK, 2002, pp 49–53
- Madala R.V., Piacsek S.A. A semi-implicit numerical model for baroclinic oceans. *Journal of Computers and Physics*, 23, 1977, pp 167-178
- Maganga F., Germain G., King J., Pinon G., Rivoalen E. Experimental characterisation of flow effects on marine turbine behavior and on its wake properties. *Renewable Power Generation, IET*, Vol 4, Issue 6, 2010
- Martin-Short R., Hill J., Kramer S.C., Avdis A., Allison P.A., Piggot M.D. Tidal ressource extraction in the Pentland Firth, UK : Potential impacts on flow regime and sediment transport in the Inner Sound of Stroma. *Renewable Energy*, 76, 2015, pp 596-607
- Mason E., Molemaker J., Shchepetkin A.F., Colas F., McWilliams J.C., Sangrà P. Procedures for offline grid nesting in regional ocean models. *Ocean modelling*, 2010, 35, pp 1-15
- Mycek P., Gaurier B., Germain G., Pinon G., Rivoalen E. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behavior. Part II : Two interacting turbines. *Renewable Energy*, 68, 2014, pp 876-892
- Myers L.E., Bahaj A.S. Experiment analysis of the flow field aroups horizontal axis tidal turbines by use of scale mesh disk rotor simulators. *Ocean Engineering*, 37, 2010, pp 218-227
- Neill S.P., Elliott A.J. Observations and simulations of an unsteady island wake in the Firth of Forth, Scotland. *Ocean Dynamics*, 54, 2004, pp 324-332

- Neill P.S., Jordan R.J., Couche J.S. impact of the tidal energy converter (TEC) arrays on the dynamics of the headland sand banks. *Renewable Energy*, 37, 2012, pp 387-397
- Neill P.S., Hashemi R.M., Lewis J.M. The role of tidal asymmetry in characterizing the tidal energy resource of Orkney. *Renewable Energy*, 68, 2014, pp 337-350
- Neill S.P., Hashemi R.M., Lewis J.M. Tidal energy leasing and tidal phasing, *Renewable Energy*, 85, 2016, pp 580-587
- Nguyen V.T. 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 Basse-Normandie, 2015
- Nguyen V.T., Guillou S., Thiébot J., Santa Cruz A. Modelling turbulence with an Actuator Disc representing a tidal turbine. *Renewable Energy*, 97, 2016, pp 625-635
- Nguyen V.T., Guillou S.S., Santa Cruz A., Shiekh Elsouk M.N., Thiébot J. Effect of the current direction on the energy production of a tidal farm. In Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conference, Cork Ireland, 2017.
- Oey L.Y., Chen P. A model simulation of circulation in the northeast atlantic shelves and seas. *Journal of Geophysical Research*, 97, 1992, pp 20087-20115
- Orlanski I. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *Journal of Computational Physics*, 21(3), 1976, pp 251-269
- Phillips N.A. A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *J. Meteor.*, 14, 1957, pp 184-185
- Piano M., Neill S.P., Lewis M.J., Robins P.E., Hashemi M.R., Davies A.G., Ward S.L., Roberts M.J. Tidal stream resource assessment uncertainty due to flow asymmetry and turbine yaw misalignment. *Renewable Energy*, 114, 2017, pp 1363-1375
- Piggott M., Gorman G., Pain C., Allison P., Candy A., Martin B., Wells M. A new computational framework for multi-scale ocean modelling based on adapting unstructured meshes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol 56, n°8, 2008, pp 1003-1015
- Pingree R.D., Griffiths D.K. Sand transport paths around the British Isles resulting from the M2 and M4 tidal interactions. *J Mar Bio Assoc*, 59, 1979, pp 497-513
- Pingree R.D., Griffiths D.K. Tidal friction for semidiurnal tides. *Continental Shelf Research*, vol 7, n°10, 1987, pp 1181-1209
- Plew D.R., Stevens C.L. Numerical modelling of the effect of turbines on currents in a tidal channel – Tory Channel, New Zealand. *Renewable Energy*, 57, 2013, pp 269-282
- Rabain A., Roeck Y.-H. D. La variabilité économique des énergies marines comme condition nécessaire de leur développement en France et à l'international. XIIèmes Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, 2012, pp 837-844.

- Ramirez-Mendoza R., Amoudry L.O., Thorne P.D., Cooke R.D., McLelland S.J., Jordan L.B., Simmons S.M., Parsons D.R., Murdoch L. Laboratory study on the effects of hydrokinetic turbines on hydrodynamics and sediment dynamics. *Renewable Energy*, 129, 2018, pp 271-284
- Robin P.E., Neill S.P., Lewis M.J. Impact of tidal stream arrays in relation to the natural variability of sedimentary processes. *Renewable Energy*, 72, 2014, pp 311-321
- Robins P.E., Neill S.P., Lewis M.J., Ward S. Characterising the spatial and temporal variability of the tidal-stream energy resource over the northwest European shelf seas. *Apply Energy*, 147, 2015, pp 510-522
- Roc T., Conley D.C., Greaves D. Methodology for tidal turbine representation in ocean circulation model. *Renewable Energy*, 51, 2013, pp 448-464
- Roc T., Greaves D., Thyng K.M., Conley D.C. Tidal turbine representation in an ocean circulation model : Towards realistic application. *Ocean engineering*, 78, 2014, pp 95-111
- Rose S., Ordonez S., Lee K.H., Johnstone C., Jo C.H., McCombes T., et al. Tidal turbine wakes : small scale experimental and initial computational modelling. Ninth European wave and tidal energy conference, Southampton, UK, 2011
- Saffman P.G. A model for inhomogeneous turbulent flow. *Proc. R. Soc., A* 317, 1970, pp 417-433
- Shchepetkin A.F., McWilliams J.C. Quasi-monotone advection schemes based on explicit locally adaptive dissipation. *Monthly Weather Review*, 126 (6), 1998, pp 1541-1580
- Shchepetkin A.F., McWilliams J.C. The regional oceanic modeling system (ROMS) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modelling*, 9, 2005, pp 347-404
- Sheng Y.P. Mathematical modeling of three-dimensional coastal currents and sediment dispersion : model development and application. Technical report, Aeronautical Research Associates of Princeton, 1984, pp 30
- Shields A. Anwendung der Ähnlichkeits-Mechanik und der Turbulenz-forschung auf die Geschiebebewegung. Preussische Versuchsansalt für Wasserbau und Schiffbau, Vol 26, Berlin, 1936
- Shives M., Crawford C. Validation of a practical CFD Method for Predicting Hydrokinetic Turbine Performance in wake Shadow. EWTEC, 2015
- SHOM, catalogue SHOM des courants de marée et des hauteurs d'eau : la Manche de Dunkerque à Brest, 564-UJA, 2000
- SHOM, <http://data.shom.fr>, 2015
- SHOM, Courants de marée en mer d'Iroise, SHOM : L'océan à la carte, 2016
- Simons T.J. Verification of numerical models of Lake Ontario, Part I. Circulation in spring and early summer. *Journal of Physical Oceanography*, 4, 1974, pp 507-523

- Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly weather review*, 91(3), 1963, pp 99-164
- Soulsby R. The bottom boundary layer of shelf seas. In : Johns BE, editor. *Physical oceanography of coastal and shelf seas*. Amsterdam : Elsevier, 1983, pp 189-266
- Soulsby R.L., Whitehouse R.J.S.W. Threshold of sediment motion in coastal environments. *Proc. Pacific Coasts and Ports '97 Conf.*, Christchurch, 1, pp 149-54. University of Canterbury, New Zealand
- Sufian S.F., Li M., O'Connor B.A. 3D modelling of impacts from waves on tidal turbine wake characteristics and energy output. *Renewable Energy*, 114, 2017, pp 308-322
- Sun X., Chick JP, Bryden IG Laboratory-scale simulation of energy extraction from tidal currents. *Renewable Energy*, 33, 2008, pp 1267-74
- Tatum S.S, Frost C.H, Allmark M., O'Doherty D.M., Mason-Jones A., Prickett P.W., Grosvenor R.I., Byrne C.B., O'Doherty T. Wave-current interaction effects on tidal stream turbine performance and loading characteristics. *International Journal of Marine Energy*, 14, 2016, pp 161-179
- Tedds S.C., Owen I., Poole R.J. Near-wake characteristics of a model horizontal axis tidal stream turbine. *Renewable Energy*, 63, 2014, pp 222-235
- Thiébaud M. *Énergie marine renouvelable : caractérisation des ressources hydrocinétiques en Manche et étude d'impact de la turbulence sur l'efficacité de systèmes de récupération d'énergie tidale*. Thèse de Doctorat, Université du Littoral Côte Opale, Université de Lille, 2017
- Thiébaud M., Sentchev A. Estimation of tidal potential in the Iroise sea from velocity observation by high frequency radars. *Energy Procedia*, 76, 2015, pp 17-26
- Thiébaud M., Sentchev A. Assymetry of tidal currents off the W.Brittany coast and assessment of tidal energy resource around the Ushant Island. *Renewable Energy*, 105, 2017, pp 735-747
- Thiébot J., Bailly du Bois P., Guillou S. Numerical modelling 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, 2015, pp 356-365
- Thiébot J., Guillou S., Nguyen V.T. Modelling the effect of large arrays of tidal turbines with depth-averaged Actuator Disk. *Ocean Engineering*, 126, 2016, pp 267-275
- Umlauf L., Burchard H. Island wakes in shallow coastal water. *Journal of Geophysical research atmospheres*, 61, 2003, pp 235-265
- Warner J.C., Sherwood C.R., Arango H.G., Signell R.P. Performance of four turbulence closure models implemented using a generic length scale method. *Ocean modelling*, 89, 2005, pp 81-113
- Willmot C. On the validation of models. *Physical Geography*, 2, 1981, pp 184-194



## Liste des figures

Figure 1.1 – Degrés de maturité technologique et perspectives de développement des différents dispositifs d'extraction d'EMR (Ernst et Young, 2012).

Figure 1.2 – Vitesse maximale du courant de marée moyenné sur la verticale (exprimée en nœuds, 1 nœud=0,51 m.s<sup>-1</sup>) en période de vive-eau moyennes en pointe Bretagne et en Manche (d'après SHOM, 2000).

Figure 1.3 – (a) Hydrolienne Sabella D10 à rotor 6 pales de 10 m de diamètre d'une puissance nominale de 1 MW (@ Georges Chapalain, source : <https://www.cerema.fr>); (b) Hydrolienne OpenHydro à rotor 10 pales de 16 m de diamètre d'une puissance nominale de 2 MW (source : <http://www.are.gg>); (c) Hydroliennes SEAGEN à rotor bipales de 16 m de diamètre d'une puissance nominale 2 × 1,2 MW (source : <http://www.seageneration.co.uk/>); (d) Hydrolienne Kaipara Harbour à rotor 6 pales de 11,5 m de diamètre d'une puissance nominale de 1 MW (source : <http://www.nzherald.co.nz/>).

Figure 1.4 – Schéma conceptuel de la théorie de « l'Actuator Disc » (source : Roc et al., 2013).

Figure 1.5 – Géographie et bathymétrie des abords du Passage du Fromveur avec délimitée en rouge la zone AMI. En blanc sont représentées les profondeurs supérieures à 30 m et en bleu celles comprises entre 30 et 5 m par rapport au zéro hydrographique (d'après carte SHOM 7066, 2014).3

Figure 1.6 – Synthèse des différentes échelles spatiales hydrodynamiques en présence (modifiée d'après Adcock et al., 2015).

Figure 2.1 – Discrétisations (a) horizontale et (b) verticale adoptées dans ROMS (source : <https://www.myroms.org/> et <https://ocw.mit.edu/>)

Figure 2.2 – Profondeur par rapport au niveau d'eau moyen (a) à la pointe Bretagne et (b) dans l'archipel de Molène et d'Ouessant. La zone de l'AMI dans le Passage du Fromveur est délimitée par le polygone noir.

Figure 2.3 – Profondeur par rapport au niveau moyen dans le Passage du Fromveur. La zone de l'AMI et les transects bathymétriques étudiés à la section 2.2.1 sont localisés.

Figure 2.4 – Transects bathymétriques (i) l1 et l2 selon la direction Sud-Est/Nord-Ouest et (ii) L1 L2 et L3 selon la direction Sud-Ouest/Nord-Est. Les lignes verticales représentent les limites de la zone de l'AMI.

Figure 2.5 – Différents types de sédiments de fond autour de l'archipel de Molène-Ouessant et du passage du Fromveur (SHOM, 2015). La zone de l'AMI est délimitée par le polygone blanc.

Figure 2.6 – Module de vitesse barotrope maximale dans le Passage du Fromveur et ses abords (SHOM, 2016).

Figure 2.7 – Puissance maximale à 10 m au-dessus du fond pour une période de vive-eau moyenne (Guillou et al., 2016). Les zones de couleur marron correspondent à des profondeurs (par rapport au niveau moyen) inférieures à 10 m.

Figure 2.8 – Emprises spatiales des domaines de calcul des simulations préliminaires. Les couleurs représentent la hauteur d'eau relative au niveau moyen.

Figure 2.9 – Emprises spatiales des domaines de calcul avec la hauteur d'eau moyenne.

Figure 2.10 – Zoom sur le Passage du Fromveur, avec la hauteur d'eau moyenne, la localisation du point de mesure ADCP p1 et celle de la zone de l'AMI délimitée par le polygone noir.

Figure 2.11 – Comparaison de l'intensité et de la direction (exprimée dans le sens anti-horaire à partir de l'Est) du courant prédites par le modèle (rouge) et mesurées (bleu) à 10 m au-dessus du fond au point p1.

Figure 2.12 – Comparaison de l'intensité et de la direction (exprimée dans le sens anti-horaire à partir de l'Est) du courant prédites par le modèle (rouge) et mesurées (bleu) à 25 m au-dessus du fond au point p1.

Figure 2.13 – Comparaison des profils de vitesse prédits par le modèle (ligne pointillées) et mesurés (ligne pleine) au point p1 (a) au second pic de flot (rouge) du 24/03/1993, 2 h avant (bleu) et 2 h après (vert) et (b) au second pic de jusant (rouge) du 24/03/1993, 2 h avant (bleu) et 2 h après (vert).

Figure 2.14 – Comparaison pour (a) un cycle de vive-eau moyenne (coefficient 95) et (b) un cycle de morte-eau moyenne à 10 m au-dessus du fond, à l'échelle du Passage du Fromveur, des ellipses de courant du modèle numérique du SHOM (2015) (en bleu) et les résultats du modèle ROMS (en rouge). Le point p2 est représenté par une croix.

Figure 2.15 – (a) Prédiction de la vitesse maximale à 10 m au-dessus du fond pour un cycle de vive-eau moyenne (coefficient 95). Les zones en blanc sont des régions où la hauteur d'eau est inférieure à 10 m. (b) Vitesse maximale à 10 m au-dessus du fond, source Loubrieu et al. (2008).

Figure 2.16 – Vision synoptique des courants barotrope en période de vive-eau moyenne (a) au pic de flot (au centre du Fromveur), (b) 1 h et (c) 2 h plus tard et (d) au pic de jusant (au centre du Fromveur), (e) 1 h et (f) 2 h plus tard.

Figure 2.17 – Densité de probabilité des amplitudes de courant prédites au point p2 sur une période de 10 jours.

Figure 2.18 – Puissances maximale (a) et moyenne (b) pour un cycle de vive-eau moyenne calculée à 10 m au-dessus du fond en  $\text{kW.m}^{-2}$ .

Figure 2.19 – (a) Tracés du paramètre d'asymétrie dans le Passage du Fromveur. La zone blanche représente la zone de l'AMI. (b) Amplitudes des courants, pour un cycle de vive-eau moyenne, de trois points le long du Passage du Fromveur (droite) – (1) Point dominé par le jusant – (2) Courants symétriques – (3) Point dominé par le flot.

Figure 2.20 – (a) Différence de direction entre les pics de flot et de jusant (en degré) dans le Passage du Fromveur pour un cycle de vive-eau moyenne. (b) Directions des courants aux pics de flot (bleu) et de jusant (rouge) comparées à l'orientation des turbines (lignes pointillées noires). La zone de l'AMI est représentée en blanc (a) et en noir (b).

Figure 3.1 – (a) Schéma conceptuel de la méthode de l'Actuator Disc. (b) Variation de l'amplitude de vitesse le long du tube de courant. (c) Variation de la pression le long du tube de courant. Source : Hansen (2008).

Figure 3.2 – Variabilité du coefficient de poussée  $C_T$  en fonction du facteur d'induction  $a$  (Nguyen, 2015).

Figure 3.3 – Variabilité du coefficient de puissance  $C_p$  en fonction du facteur d'induction  $a$  (Nguyen, 2015).

Figure 3.4 – Schématisation des discrétisations spatiales du disque selon les directions (a) ( $Oy$ ) et ( $Oz$ ), dans le cas où  $\Delta x = e$  (source : Roc et al., 2013) et (b) ( $Oy$ ) et ( $Oz$ ) suivant une résolution numérique par différences finies.

Figure 3.5 – Installation expérimentale utilisée par Harrison et al. (2010) et Myers et Bahaj (2010) à l'Université de Southampton.

Figure 3.6 – Vision schématique du canal employé dans l'expérience de Myers et Bahaj (2010) avec la localisation du disque poreux et des points de mesures à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval du disque.

Figure 3.7 – Maillage considéré dans les directions ( $Oy$ ) et ( $Oz$ ) avec la localisation du disque poreux dans la colonne d'eau. Les mailles oranges mettent en évidence la discrétisation du disque (les mailles ont été agrandies pour plus de visibilité).

Figure 3.8 – Profils verticaux de vitesse (gauche) et d'intensité turbulente (droite) à 4, 7, 11, 15 et 20D en aval de la turbine mesurés (rouge) et prédits (bleu).

Figure 3.9 – Amplitudes des vitesses moyennées selon la verticale pour (a) une force variable et (b) une force répartie uniformément sur le disque.

Figure 3.10 – Profils longitudinaux d'intensité turbulente au niveau de la couche cisailée supérieure (a), du centre (b) et de la couche cisailée inférieure du disque (c).

Figure 3.11 – Comparaison des profils verticaux de vitesse à 4, 7, 11, 15 et 20D en aval du disque par rapport aux mesures expérimentales de Myers et Bahaj (2010) pour différentes résolutions spatiales suivant la direction  $Ox$ .

Figure 3.12 – Profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l'axe central du disque poreux pour différents rapports entre l'épaisseur du disque et la taille des mailles dans la direction ( $Ox$ ).

Figure 3.13 – Profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l'axe central du disque poreux pour différentes tailles de maille dans la direction ( $Oy$ ).

Figure 3.14 – Profils longitudinaux de déficit de vitesse le long de l’axe central du disque poreux pour différents rapports entre l’épaisseur du disque et la taille des mailles dans la direction (Oz).

Figure 3.15 – Profils verticaux de vitesse (gauche) et d’intensité turbulente (droite) à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval de la turbine. Comparaison entre les modèles de turbulence  $k-\varepsilon$  (bleu) et  $k-\omega$  (vert) et les mesures expérimentales (rouge) de Myers et Bahaj (2010).

Figure 3.16 – Comparaison des profils longitudinaux le long de l’axe central du disque de vitesse (a) et d’intensité turbulente (b) pour deux valeurs du coefficient de Smagorinsky.

Figure 3.17 – Comparaison des profils longitudinaux de vitesse le long de l’axe du disque pour différentes valeurs de la constante de Smagorinsky et pour (a)  $\Delta x = D/5$  et (b)  $\Delta x = D/2$ .

Figure 3.18 – Profils verticaux de vitesse (gauche) et d’intensité turbulente (droite) à 4, 7, 11, 15 et 20 diamètres en aval de la turbine pour différentes valeurs du  $z_{ob}$ . Comparaison avec les mesures expérimentales (rouge) de Myers et Bahaj (2010).

Figure 3.19 – Schéma représentant le canal à échelle réelle (Nguyen , 2015).

Figure 3.20 – Profils longitudinaux de vitesse pour plusieurs résolutions spatiales horizontales.

Figure 3.21 – Profils longitudinaux de vitesse pour plusieurs résolutions spatiales verticales.

Figure 3.22 – Visions synoptiques horizontales des déficits de vitesses le long de l’axe des disques positionnés à (a) 25 m et à (b) 10 m au-dessus du fond.

Figure 3.23 – Visions synoptiques verticales de l’énergie cinétique turbulente pour des disques positionnés à (a) 10 m et à (b) 25 m au-dessus du fond.

Figure 3.24 – Profils de vitesse et d’énergie cinétique turbulente à 4, 11 et 20D dans les cas d’un courant permanent (Perm) et d’un courant alternatif aux pics de flot (PF) et de jusant (PJ).

Figure 4.1 – Paramètre d’asymétrie  $A_s$  dans la zone du Passage du Fromveur. Le polygone blanc délimite la zone de l’AMI et le polygone rouge celle couverte par le maillage G3.

Figure 4.2 – Présentation des configurations C01, C02, C11 et C12 au sein du domaine G3. Les distances avec les limites du domaine sont représentées en rouge. Les points P1 à P4, identifiés pour permettre d’examiner les différents impacts des turbines sur le transport sédimentaire (section 4.4) sont représentés en rouge.

Figure 4.3 – (A) Visions synoptiques planes de l’amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C01. La zone entourée par une ligne noire est une zone d’accélération se développant sous le sillage. (B) Vision synoptique plane de l’énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d’un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C01. (C) Vision synoptique plane de l’intensité turbulente aux pics de courant (a) de jusant et (b) de flot d’une marée de vive-eau moyenne pour la configuration C01. (D) Variation de la puissance extraite par T0 en fonction du temps suivant un cycle de vive-eau moyenne pour les configurations C01.

Figure 4.4 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C02. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C02. (C) Variation de la puissance extraite par T0 en fonction du temps suivant un cycle de vive-eau moyenne pour les configurations C02.

Figure 4.5 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C11. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C11. (C) Variation de la puissance extraite par T3, T5 et T7, dans la configuration C11, comparée à T0 en fonction du temps sur un cycle de vive-eau moyenne.

Figure 4.6 – Localisation des turbines par rapport au plan de référence défini pour la vision synoptique plane. Les turbines localisées dans les zones rouges sont centrées plus haut dans la colonne d'eau par rapport à ce plan et celles dans les zones bleues sont centrées plus bas dans la colonne d'eau.

Figure 4.7 – (A) Visions synoptiques planes de l'amplitude du courant aux pics (a) de jusant et (b) de flot pour la configuration C12. (B) Vision synoptique plane de l'énergie cinétique turbulente aux pics (a) de jusant et (b) de flot d'un cycle de vive-eau moyenne pour la configuration C12. (C) Variation de la production des turbines T3, T5 et T7 au cours d'un cycle de vive-eau moyenne pour les configurations C11 et C12.

Figure 4.8 – Différents modes de transport susceptibles d'intervenir sur un fond rocheux : (a) par roulement et (b) en suspension.

Figure 4.9 – Différences de vitesse de frottement sur le fond entre les simulations avec et sans turbines aux pics de courant de flot (a) et de jusant (b) d'une marée de vive-eau moyenne.

Figure 4.10 - Initialisation du mouvement et de la mise en suspension (Van Rijn, 1984)

Figure 4.11 – Vision synoptique du maximum de vitesse de frottement au niveau du fond pour un cycle de vive-eau moyenne dans une simulation sans turbine.

Figure 4.12 – (a) Différences maximales de vitesse de frottement au niveau du fond sur un cycle de vive-eau moyennes par rapport à une simulation sans turbines. (b) Variation de la vitesse de frottement sur le fond pour les points P1-P4. Les lignes nommées s1-s5 représente les limites fixées par le critère de maintien en suspension.

Figure 4.13 – Variation de la vitesse de frottement sur le fond pour les points P1-P4 comparée à la vitesse de frottement critique de mise en mouvement avec (rouge) et sans (bleu) turbines. Les lignes nommées s4 à s8 représente les limites fixées par le critère de mise en mouvement en fonction des tailles des particules.

## Liste des tableaux

Tableau 2.1 – Liste des valeurs des constantes employées pour les modèles  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ .

Tableau 2.2 – Valeurs des constantes du paramètre générique  $\psi$  assimilé à  $\varepsilon$  et  $\omega$  au niveau du fond.

Tableau 2.3 – Dénominations et caractéristiques des différentes emprises du modèle.

Tableau 2.4 – Valeurs de  $z_{0b}$  en fonction du type de sédiments (en mm).

Tableau 2.5 – Conditions limites employées aux frontières maritimes du maillage G1 pour les composantes de la vitesse barotrope.

Tableau 2.6 – Valeurs des estimateurs prédictions vs. observations à 10 et 25 m au-dessus du fond.

Tableau 3.1 - Description des conditions limites en entrée et en sortie du canal.

Tableau 3.2 – Résolutions spatiales prises en compte pour les tests de sensibilités à la taille des mailles dans les directions horizontales (Ox) et (Oy) avec  $\Delta z = D/15$ .

Tableau 4.1 – Synthèse des conditions hydrodynamiques présentes dans une simulation sans AD pour les configurations C01 et C02.

Tableau 4.2 – Synthèse des résultats de déficit de vitesse, de taux de rétablissement et d'énergie cinétique turbulente comparés entre les configurations C01 et C02.

Tableau 4.3 – Puissance extraite (en MW) moyenne par turbine et par ligne pour la configuration C11.

Tableau 4.4 – Puissance extraite (en MW) moyenne par turbines et par ligne pour la configuration C12 au cours d'un cycle de vive-eau moyenne.

Tableau 4.5 – Différents états et modes de transport des particules sédimentaires de tailles diverses.



# Modélisation numérique de l'impact d'hydroliennes sur l'environnement hydrodynamique et sédimentaire du Passage du Fromveur à la pointe Bretagne

## Résumé

En dépit d'un développement opérationnel seulement émergent, l'extraction de l'énergie cinétique des courants de marée par les hydroliennes apparaît, dès à présent, comme une solution prometteuse pour contribuer, localement, à la transition énergétique de territoires insulaires déconnectés du réseau électrique continental, ayant des besoins électriques limités, et situés dans des espaces naturels sensibles et/ou touristiques intégrant un patrimoine visuel à préserver. Ce travail de thèse se consacre à la modélisation numérique tridimensionnelle des impacts hydrodynamiques et sédimentaires d'hydroliennes d'axe horizontal déployées dans le site pilote d'implantation de fermes hydroliennes du Passage du Fromveur, au cœur du parc naturel marin d'Iroise, à la pointe Bretagne. Les simulations numériques se basent sur le modèle océanographique ROMS (« Regional Ocean Modelling System ») modifié pour intégrer un sous-modèle théorique de disque actuateur assimilant l'hydrolienne à un disque poreux opposant à l'écoulement une force équivalente à la poussée de la turbine. La méthode est validée avec des mesures effectuées en laboratoire dans le sillage d'un disque poreux de 10 cm de diamètre (D) immergé dans un courant permanent. Une résolution spatiale minimale égale à  $D/10$  est nécessaire pour reproduire les observations. Après une étude de convergence numérique à échelle réelle, le modèle ROMS est appliqué, selon une approche gigogne de maillages imbriqués focalisée sur le Passage du Fromveur, pour examiner les interactions des sillages et les effets cumulés au sein d'un parc de huit turbines de 10 m de diamètre susceptible de satisfaire au besoin énergétique de l'île de Ouessant. L'agencement des turbines suit les recommandations communément adoptées avec une disposition en quinconce et des espacements longitudinaux de  $10D$  et latéraux de  $5D$ . En condition de vive-eau moyenne, le désalignement du courant au pic de flot exacerbe les interactions entre sillages, réduisant la production énergétique du parc de près de 15 % par rapport à celle du pic de jusant. Ce déficit de production énergétique est limité à 2 % en ramenant l'espacement latéral des turbines à  $3D$ . Les prédictions de ROMS sont enfin exploitées pour appréhender l'influence de cette dernière configuration de parc sur la dynamique sédimentaire locale. Les principaux effets attendus concernent (i) le dépôt de sédiments de plus de 2 mm de diamètre dans le sillage des dispositifs et (ii) la mise en mouvement de cailloutis de 5 cm de diamètre entre les sillages.

**Mots-Clés :** Énergie Hydrolienne ; Mer d'Iroise ; ROMS ; Actuator Disk ; Hydrolienne à Axe Horizontal ; Configuration de Parc

## Abstract

In spite of only emerging operational development, the extraction of the kinetic energy of tidal currents by turbines appears as a promising solution to contribute locally to the energetic transition of insular territories that are not connected to the continental electricity grid, with limited power needs, and are located in protected and touristic natural areas with a visual heritage to preserve. This doctoral thesis was devoted to the three-dimensional numerical modelling of the hydrodynamic and sedimentary impacts induced by horizontal-axis turbines deployed within the pilot site of the Fromveur Strait, in the natural marine Iroise park, off western Brittany. Numerical simulations are performed with the oceanographic model ROMS (Regional Ocean Modelling System) modified to integrate a theoretical actuator-disk sub-model that assimilates the device to a porous disc opposing the flow with a force equal to the turbine's thrust. This method was assessed against laboratory measurements within the wake of a porous disc with a diameter (D) of 10 cm immersed in a permanent flow. A spatial resolution as small as  $D/10$  was required to reproduce observations. After a numerical convergence study at full scale, ROMS was applied, using a nested grid approach targeted towards the Fromveur Strait, to examine wake interactions and cumulative effects within an array of height turbines of 10-m-diameter expected to fulfill the energy need of the island of Ushant. The array layout followed the commonly recommended staggered configuration with respective longitudinal and lateral spacings of  $10D$  and  $5D$ . During spring tidal conditions, the misalignment of the peak flood flow enhanced the wake interactions, reducing by about 15% the array power production in comparison with the peak ebb flow. This lack of power production capacity was lowered to 2% by reducing the lateral spacing to  $3D$ . ROMS predictions were finally exploited to address the influence of this last array of turbines on the local sediment dynamics. Main effects were expected on (i) the deposition of sediments with diameter over 2 mm within the turbine wakes and (ii) the setting in motion of gravels with a diameter of 5 cm between the wakes.

**Keywords:** Tidal Stream Energy ; Iroise Sea ; ROMS ; Actuator Disk ; Horizontal Axis Turbine ; Array layout