



HAL
open science

Simulation d'hydroliennes et éoliennes avec le code DOROTHY

Camille Choma Bex, Marc Amaury Dufour, Yasmine Ben Belkacem, Grégory Pinon, Grégory Germain, Elie Rivoalen

► **To cite this version:**

Camille Choma Bex, Marc Amaury Dufour, Yasmine Ben Belkacem, Grégory Pinon, Grégory Germain, et al.. Simulation d'hydroliennes et éoliennes avec le code DOROTHY. 25e Congrès Français de Mécanique, Nantes,, Aug 2022, Nantes, France. hal-04281710

HAL Id: hal-04281710

<https://hal.science/hal-04281710>

Submitted on 13 Nov 2023

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.

Simulations d'hydroliennes et éoliennes avec le code

DOROTHY

**Camille Choma Bex^{a,1}, Marc-Amaury Dufour^{a,2}, Yasmine Ben Belkacem^{a,3},
Grégory Pinon^{a,4}, Grégory Germain^{b,5}, Elie Rivoalen^{a,c,6}**

a. Laboratoire Ondes et Milieux Complexes - Normandie Univ, UNIHAVRE, CNRS, 76600 Le Havre.

b. IFREMER, Centre Manche Mer du Nord, 150 quai Gambetta, BP 699, 62321 Boulogne-sur-Mer.

c. Laboratoire de Mécanique de Normandie - Normandie Univ, INSA ROUEN, LMN, 76000 Rouen.

1. email : camille.choma-bex@univ-lehavre.fr

2. email : marc-amaury.dufour@univ-lehavre.fr

3. email : yasmine.ben-belkacem@etu.univ-lehavre.fr

4. email : gregory.pinon@univ-lehavre.fr

5. email : gregory.germain@ifremer.fr

6. email : elie.rivoalen@insa-rouen.fr

Résumé :

Dans le contexte actuel de diversification du panel d'énergies renouvelables, les hydroliennes et éoliennes sont sur la voie pour occuper des places importantes et la simulation numérique est un outil essentiel pour leur étude. Pour ce faire, le code de simulation DOROTHY, développé en collaboration entre l'IFREMER et le LOMC, utilise la Méthode Vortex Particulaire, qui offre un bon compromis entre réalisme physique et temps de simulation. Depuis récemment, cet outil est capable de prendre en compte la turbulence ambiante dans le courant environnant, à l'aide de modules basés sur la *Synthetic Eddy Method* (SEM) initialement proposée par Jarrin *et al.* [1] et son pendant à divergence nulle *Divergence Free Synthetic Eddy Method* (DFSEM) adapté par Poletto *et al.* [2]. Deux représentations sont maintenant disponibles pour prendre en compte les turbines : la représentation historique utilisant les méthodes intégrales de frontière ou la ligne portante (Lifting Line). Enfin, une troisième représentation est en cours de développement qui étend la méthode intégrale de frontière actuelle, considérant le profil portant comme infiniment fin, vers une représentation complètement 3D de l'aile. Grâce à tous ces développements, ce code est maintenant capable de représenter le sillage et les interactions de sillages entre plusieurs turbines, avec la possibilité de prendre en compte une turbulence ambiante. Aussi avec notamment l'ajout de la Lifting Line, l'évaluation des performances et de leurs pertes possibles dans des conditions de fermes d'hydroliennes ou éoliennes peut dorénavant être traitée.

Abstract :

In the current context of diversification of the production of renewable energies, wind and tidal turbines are set to play an important role and numerical simulation is an essential tool for their study. To this end, the simulation code DOROTHY developed in collaboration between IFREMER and LOMC uses the

Vortex Particle Method, which offers a good compromise between physical realism and computational times. A possibility has recently been added for the account for ambient turbulence in the surrounding flow, using modules based on the *Synthetic Eddy Method* (SEM) initially proposed by Jarrin *et al.* [1] and its divergence-free adaptation (*Divergence Free Synthetic Eddy Method*, DFSEM) by Poletto *et al.* [2]. Two representations are now available for the representation of the turbines : the historical option using boundary integral methods or a lifting line model. A third representation is currently under development, extending the current boundary integral representation limited to a zero-thickness mean camber profile to a completely 3-dimensional representation of turbine blades. Thanks to these developments, this simulation code is now able to represent wakes and wake interactions of multiple turbines, with a possibility to take into account an added ambient turbulence intensity. Furthermore with the addition of the lifting line, the evaluation of performances and possible performance losses in realistic tidal or wind turbine farms conditions can now be treated.

Mots clefs : Simulation numérique, Hydrolienne, Eolienne, Turbulence ambiante, Interaction, Sillage

1 Introduction

Le code de simulation DOROTHY est développé depuis une quinzaine d'années en collaboration entre l'IFREMER à Boulogne sur Mer et le Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC) de l'Université du Havre Normandie. Plusieurs thèses et projets de recherche successifs ont vu cet outil évoluer avec l'ajout progressif de fonctionnalités supplémentaires, à la recherche des méthodes les plus adaptées pour la représentation de conditions de fonctionnement réalistes présentes dans des fermes hydroliennes ou éoliennes.

Parmi ces conditions de fonctionnement, ce papier montrera les alternatives actuellement considérées pour la représentation des turbines, la prise en compte de la turbulence ambiante dans le contexte Lagrangien utilisé, et les possibilités de simulations de situations d'interaction entre machines dans le cadre de configurations de fermes réalistes.

2 Détails sur l'implémentation numérique dans DOROTHY

2.1 La méthode Vortex Particulaire

Le code DOROTHY utilise la méthode Vortex particulaire [3, 4, 5, 6]. Cette méthode Lagrangienne est basée sur une discrétisation du fluide en particules porteuses de vorticité. Les équations gouvernantes pour ce modèle instationnaire et incompressible sont les équations de Navier-Stokes dans leur formulation vitesse-vorticité ($\mathbf{u}, \boldsymbol{\omega}$) :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}, \quad (2)$$

où \mathbf{u} est le champ de vitesse, $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ le champ de vorticité, et ν la viscosité cinématique.

Le domaine fluide est discr t s  en N_p particules, chaque particule i étant repr sent e par sa position \mathbf{X}_i et son poids tourbillonnaire Ω_i et assign e un volume V_i . Le transport de ces particules est caractérisé

par l'équation :

$$\frac{d\mathbf{X}_i}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{X}_i) = \mathbf{U}_i, \quad (3)$$

intégrée ensuite à l'aide de schémas de discrétisation temporelle.

Ceci donne lieu à une version discrète de l'Equation (2), dictant l'évolution de la vorticité transport e par chaque particule i :

$$\frac{d\boldsymbol{\Omega}_i}{dt} = \underbrace{(\boldsymbol{\Omega}_i \cdot \nabla) \mathbf{U}_i}_{\text{terme de déformation : } \mathcal{S}_i V_i} + \underbrace{\nu[\Delta\boldsymbol{\omega}]_{\mathbf{x}=\mathbf{X}_i} V_i}_{\text{terme de diffusion : } \mathcal{L}_i V_i}. \quad (4)$$

Afin de résoudre cette équation, la méthode Vortex particulaire fait usage d'une décomposition de Helmholtz du champ de vitesse :

$$\mathbf{U} = \underbrace{\nabla \times \boldsymbol{\psi}}_{\mathbf{U}^\psi} + \underbrace{\nabla\phi}_{\mathbf{U}^\phi} + \mathbf{U}^\infty; \quad (5)$$

où ces composantes de vitesse peuvent être r sum es ainsi :

- une composante rotationnelle \mathbf{U}^ψ représentant l'interaction entre particules fluides, le coeur de la méthode Vortex Particulaire,
- une composante potentielle \mathbf{U}^ϕ , représentant l'influence de corps solides (en l'occurrence d'hydroliennes ou éoliennes),
- une composante \mathbf{U}^∞ représentant la vitesse incidente amont, trait e habituellement comme une constante, mais qui dans le cours de ce travail peut être adapt e pour prendre en compte la turbulence ambiante comme détaillé dans le paragraphe suivant.

La composante rotationnelle \mathbf{U}^ψ traduisant l'influence des particules s'exprime sous la forme discr tis e :

$$\mathbf{U}^\psi(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{N_p} \mathbf{K}_\epsilon(\mathbf{x}, \mathbf{X}_i) \times \boldsymbol{\Omega}_i, \quad (6)$$

avec \mathbf{K}_ϵ une forme r gularis e du noyau de Biot et Savart \mathbf{K} . Ce calcul direct portant sur l'ensemble des particules décrivant le fluide est accéléré à l'aide d'une algorithmme de type *treecode*, basé sur les travaux de Lindsay et Krasny [7].

Pour des descriptions plus approfondies du fonctionnement de ces méthodes et de leur implémentation, voire Pinon *et al.* [8]. On pourra également se référer aux articles de Paul Mycek [9] pour une exploration des traitements possibles du terme de diffusion, et de Camille Choma Bex [10] pour une vue rapide de l'interaction de ce terme avec la turbulence ambiante couverte plus loin dans ce papier.

2.2 Vers plusieurs possibilités pour la simulation d'une turbine

2.2.1 Simulation de la turbine par méthode intégrale et interactions

La composante \mathbf{U}^ϕ provenant de la décomposition de Helmholtz donn e par l'Equation (5) peut représenter l'influence du corps de la turbine par différentes méthodes. La première possibilité utilis e dans le code Dorothy depuis ses débuts est bas e sur une méthode des singularités utilisant une répartition de doublets sur un maillage sans épaisseur.

Cette composante est exprim e comme dérivant d'un potentiel ϕ solution de l'Equation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (7)$$

D'une solution usuelle à ce problème faisant usage du noyau de Biot et Savart \mathbf{K} , on peut dériver une formulation continue de la vitesse potentielle :

$$\mathbf{u}^\phi(\mathbf{x}) = \int_{\mathcal{S}} \mu(\mathbf{y}) \nabla_{\mathbf{x}} [\mathbf{K}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{y})] d\mathbf{y} . \quad (8)$$

avec \mathbf{n} le vecteur normal à la surface \mathcal{S} de l'obstacle et μ la distribution de dipôles sur \mathcal{S} encore inconnue.

Après discrétisation et simplification de la géométrie de la turbine en un maillage sans épaisseur comme montré par la Figure 1 ($\mathcal{S} = \cup_{j=1}^{N_f} \mathcal{S}_j$), on obtient :

$$\mathbf{u}^\phi(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^{N_f} \left(\mu_j \int_{\mathcal{S}_j} \nabla_{\mathbf{x}} [\mathbf{K}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cdot \mathbf{n}_j] d\mathbf{y} \right) , \quad (9)$$

où μ_j désignent à présent des intensités de dipôles considérées constantes sur chaque facette \mathcal{S}_j . Cette

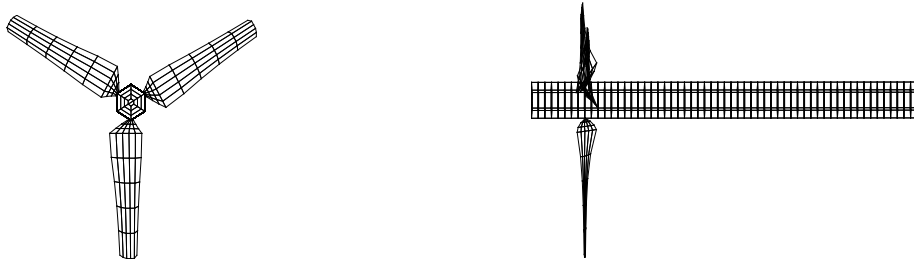


FIGURE 1 – Exemple de discrétisation d'une hydrolienne tripale à axe horizontale en un maillage quadrangulaire sans épaisseur.

formulation peut enfin être approchée par une série de manipulations géométriques en une version pleinement discrète de la forme :

$$\mathbf{U}^\phi(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^{N_f} \left(\mu_j \sum_{k=1}^4 \alpha_j^k(\mathbf{x}) \right) . \quad (10)$$

La justification et formulation détaillée des coefficients α_j^k dépendant de la géométrie de chaque facette \mathcal{S}_j peuvent être trouvés dans de nombreuses sources, dont la thèse de Paul Mycek [11] ou le livre de Bousquet [12].

Enfin, la distribution de dipôles $(\mu_j)_{j=1}^N$ doit être calibrée de sorte que la vitesse complète du fluide vérifie la condition de glissement au contact de la surface \mathcal{S} :

$$\left(\mathbf{U}^\phi + \mathbf{U}^\psi + \mathbf{U}_\infty \right) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{U}_{\mathcal{S}} \cdot \mathbf{n} , \quad (11)$$

où pour le cas d'une éolienne ou hydrolienne classique la vitesse relative $\mathbf{U}_{\mathcal{S}}$ se réduit à la vitesse

induite par la rotation de la turbine.

En remplaçant dans la condition de glissement de l'Equation (11) la composante potentielle U^ϕ par sa formulation de l'Equation (10), on en vient à un système linéaire de taille $N \times N$ et d'inconnues $\boldsymbol{\mu} = (\mu_j)_{j=1}^N$:

$$\overline{\overline{\mathbf{A}}}\boldsymbol{\mu} = \mathbf{b} . \quad (12)$$

Les coefficients A_{ij} de la matrice d'influence $\overline{\overline{\mathbf{A}}}$ sont donnés par :

$$A_{ij} = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^4 \boldsymbol{\alpha}_j^k(\mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{n}_i , \quad (13)$$

et les coefficients b_i du vecteur \mathbf{b} :

$$b_i = \left[\mathbf{U}_{\mathcal{S}}(\mathbf{x}_i) - \mathbf{U}^\psi(\mathbf{x}_i) - \mathbf{U}^\infty \right] \cdot \mathbf{n}_i . \quad (14)$$

Cette résolution complète le calcul numérique de la vitesse potentielle U^ϕ en utilisant une répartition de doublets sur un maillage sans épaisseur.

Le traitement numérique de la résolution du système linéaire reste toutefois un enjeu significatif, d'autant plus dans le cas d'interactions entre plusieurs turbines qui nécessite une mise à jour de la matrice d'influence à chaque pas de temps (voire Figure 2). Pour de telles configurations plus complexes et

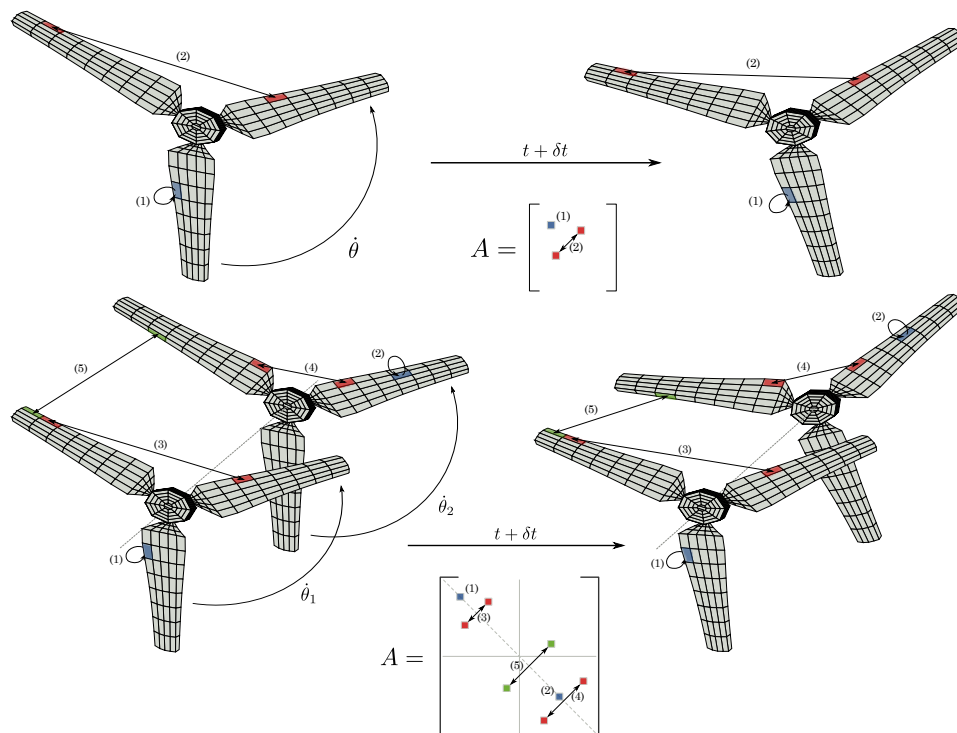


FIGURE 2 – Représentation schématique des conséquences sur la matrice d'influence $\overline{\overline{\mathbf{A}}}$ du passage d'une unique turbine à une configuration d'interaction.

gourmandes en temps de calcul, un solveur itératif de type Bi-CGSTAB a été retenu. Les détails de son implémentation et des résultats obtenus sont donnés dans un article de Paul Mycek *et al.* [13].

Bien que cette méthode utilisée depuis des années et à présent bien éprouvée dans le code Dorothy donne

lieu à des résultats satisfaisants en termes de sillages, il n'en est pas autant pour les résultats en termes de performances [6]. C'est pourquoi des méthodes alternatives ont récemment commencé à être explorées, dont une première plus complexe visant à permettre le calcul d'efforts sur une géométrie épaisse pleinement détaillée, et une seconde donnant lieu à des résultats plus immédiats avec une représentation en ligne portante.

2.2.2 Vers une simulation de la turbine par méthode intégrale en corps épais

Afin d'améliorer les résultats actuels en termes d'efforts exercés sur les machines ainsi que la prise en compte de leur géométrie détaillée et plus réaliste, des développements ont été entamés sur l'implémentation d'une formulation alternative pour la prise en compte du corps des turbines. Ce passage d'un



FIGURE 3 – Passage d'une représentation des pales d'hydrolienne ou éolienne réduite à leur surface de cambrure à une représentation pleinement tri-dimensionnelle tenant compte de leur épaisseur.

maillage sans épaisseur à un maillage surfacique pleinement tridimensionnel (voire Figure 3) implique tout d'abord une révision de la méthode des singularités de type dipôle décrite au paragraphe précédent pour inclure des singularités supplémentaires de type source. Une telle combinaison de sources et dipôles est récurrente au travers de la littérature [14, 15, 16, 17]. L'implémentation considérée ici est basée sur une décomposition provenant des travaux de Morino [18]. Les détails de la justification et dérivation de cette décomposition peuvent être trouvés dans la thèse de Camille Choma Bex [19].

A partir de la décomposition de Helmholtz du champ de vitesse, une série de manipulations mathématiques et géométriques peut permettre d'aboutir à la formulation du champ de vitesse :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{x}) = & - \underbrace{\int_{\mathbf{y} \in \mathcal{V}} \mathbf{K}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \times \boldsymbol{\omega}(\mathbf{y}) d\mathbf{y}}_{\textcircled{1}} + \underbrace{\nabla_{\mathbf{x}} \left[\int_{\mathbf{y} \in \mathcal{S}} G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \sigma(\mathbf{y}) d\mathbf{y} \right]}_{\textcircled{2}} \\ & - \underbrace{\nabla_{\mathbf{x}} \left[\int_{\mathbf{y} \in \mathcal{S}} \mathbf{K}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cdot (\mu(\mathbf{y}) \mathbf{n}(\mathbf{y})) d\mathbf{y} \right]}_{\textcircled{3}} + \mathbf{u}_{\infty} \end{aligned} \quad (15)$$

où on reconnaît dans les termes $\textcircled{1}$ et $\textcircled{3}$ les composantes représentant l'influence des particules fluides et d'une distribution de dipôles surfaciques μ présentés précédemment, auxquels s'ajoute le nouveau terme $\textcircled{2}$ correspondant à l'influence d'une distribution de source d'intensité connue $\sigma = \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_{\mathcal{S}}$.

L'ensemble de ces éléments doit suffire à la simulation de turbines dans leur géométrie épaisse et détaillée et de leur sillage. Il reste ensuite à y intégrer un calcul des efforts exercés sur chaque facette de ces nouveaux maillages. Pour ce faire, la méthode proposée par Ogami [20] a été retenue, comprenant un calcul de potentiel de vitesse sur les facettes du maillage pour y appliquer ensuite la relation de Bernoulli.

A partir de la simple relation entre potentiel et vitesse le long d'un ligne $\varphi_{AB} = \int_A^B \mathbf{u} \cdot d\mathbf{r}$, on construit une matrice rectangulaire traduisant cette relation entre les centres de paires de facettes voisines :

$$\varphi_{j+1} - \varphi_j \simeq \mathbf{u}_j \cdot d\mathbf{r}_j + \mathbf{u}_{j+1} \cdot d\mathbf{r}_{j+1}, \quad (16)$$

dont la résolution donne accès à une valeur du potentiel sur chaque facette j du maillage.

On y applique ensuite la relation de Bernoulli, utilisée largement dans les codes potentiels et connue pour donner des résultats de bonne qualité en dehors des régimes de décrochement dynamique [16, 21].

$$p_j = -\rho \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t} + \frac{1}{2} |\mathbf{u}_j|^2 \right) \quad (17)$$

avec \mathbf{u}_k la vitesse complète connue au centre de la facette j . Il en découle la force de pression :

$$\mathbf{F} = - \sum_{k=1}^{N_f} p_k \mathbf{n}_k \Delta S_k, \quad (18)$$

où ΔS_k désigne l'aire de la facette k .

Les validations préliminaires de ces calculs sont également exposées dans la thèse de Camille Choma Bex [19]. L'implémentation de ces méthodes, et en particulier la révision de l'émission de particules fluides depuis un bord de fuite épais, présente actuellement certaines difficultés. Cependant, les résultats préliminaires confirment que ce modèle d'ensemble promet des résultats détaillés comprenant des efforts localisés sur des géométries fidèlement restituées des turbines ainsi que le sillage qui s'ensuit.

2.2.3 Simulation de la turbine par méthode ligne portante

En attendant l'implémentation de cette méthode plus élaborée, et également dans le but de disposer dans le code DOROTHY d'une alternative pour obtenir des résultats en chargements fiables et dans des temps de calculs bien moindres, une alternative de type ligne portante (lifting line) a été intégrée au code pour la prise en compte des turbines.

Les pales de l'hydrolienne ou éolienne sont représentées par un nombre donné d'éléments de pales, pour lesquels une vitesse relative V_{rel} et un angle d'attaque α sont estimés à chaque pas de temps, montrés sur la Figure 4. Les chargements associés à chaque section de pale sont ensuite estimés à l'aide de valeurs tabulées des coefficients C_L et C_D (voire [22] pour plus de détails sur ce calcul).

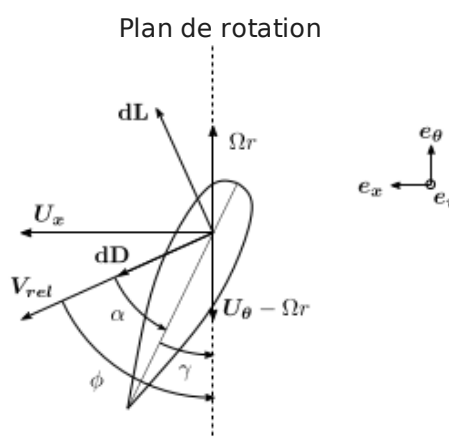


FIGURE 4 – Représentation schématique d'une section de pale.

A partir de ces valeurs, une circulation peut être estimée à la manière par exemple de Murray *et al.* [23],

avec la circulation attachée à chaque élément de pale (Γ_B pour "Bound") donnée par :

$$\Gamma_B(r, t) = \frac{1}{2} c V_{rel} C_L \quad (19)$$

où r désigne la distance dans la direction de l'envergure et c la corde locale, $V_{rel} = (U_x, U_\theta - \Omega r)$ avec les notations de la Figure 4 et $C_L = C_L(\alpha, Re)$.

On en déduit ensuite les circulations émises à chaque section de pale dans les directions tangentielle et perpendiculaire à la pale (Γ_T et Γ_S pour "Spanwise" et "Trailing" respectivement) :

$$\Gamma_T\left(r - \frac{dr}{2}, t\right) = \Gamma_B(r, t) - \Gamma_B(r - dr, t), \quad (20)$$

$$\Gamma_S(r, t) = \Gamma_B(r, t - dt) - \Gamma_B(r, t), \quad (21)$$

où dt désigne le pas de temps et dr la distance entre deux éléments de pale consécutifs.

L'ensemble de ces éléments aboutit à un modèle capable de compléter la méthode initiale utilisée dans le code en donnant accès à des résultats de bonne qualité en termes de performances des machines en des temps de calculs relativement rapides, tout en permettant également la génération d'un sillage de particules fluides.

2.3 Simulation de la turbulence ambiante

Deux alternatives pour la représentation de la turbulence ambiante ont été intégrées au code de simulation : la "Synthetic Eddy Method" (SEM) initialement proposée par Jarrin *et al.* [1], ainsi qu'une alternative plus proche de la physique considérée basée sur l'adaptation de la SEM formulée par Poletto *et al.* [2].

L'intégration des perturbations sur la vitesse incidente dans la cadre de la méthode Vortex Particulaire se justifie par une décomposition de Reynolds du terme représentant la vitesse amont $\mathbf{U}^\infty = \mathbf{u}_\infty(\mathbf{x}, t)$:

$$\mathbf{u}_\infty(\mathbf{x}, t) = \overline{\mathbf{u}_\infty}(\mathbf{x}) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t), \quad (22)$$

où $\bar{\cdot}$ désigne la valeur moyenne de toute fonction \cdot et \cdot' sa partie fluctuante de moyenne nulle.

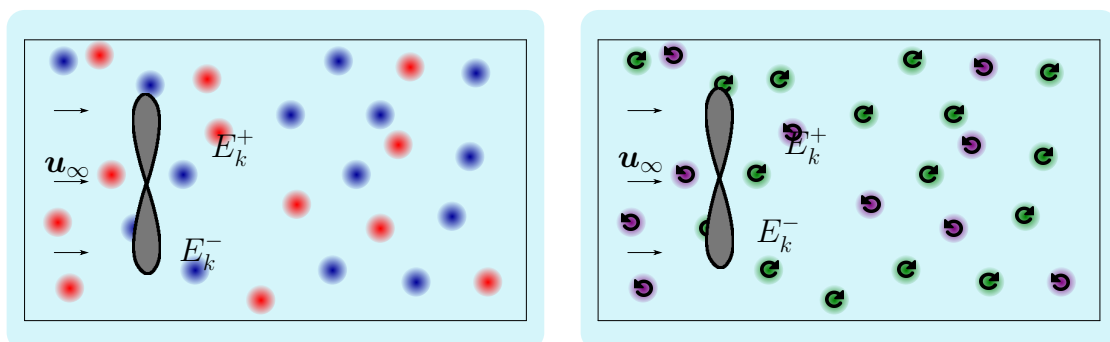


FIGURE 5 – Représentation schématique du domaine d'étude de volume V_0 perturbé par des structures turbulentes prenant la forme de puits et sources de vitesse pour la formulation SEM (gauche), ou de "tourbillons" pour l'alternative DFSEM (droite).

Jarrin *et al.* considèrent la vitesse fluctuante u' comme la perturbation causée par N structures turbu-

lentes (voire Figure 5) placées aléatoirement dans un volume d'étude donné V_0 :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \mathbf{c}^k f_\lambda \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}^k}{\lambda} \right). \quad (23)$$

c_k désigne une intensité attribuée à chaque structure turbulente, calibrée afin d'assurer la reproduction statistique du tenseur de Reynolds $\overline{\overline{R}}$ donnée en paramètre. f_λ est une fonction de forme basée sur une forme gaussienne, assurant que l'influence de chaque structure turbulente se limite à son rayon λ dans chaque dimension. Un signe aléatoire $\epsilon_k = +1$ ou -1 fait de chaque structure turbulente soit un puits soit une source de vitesse (indépendamment dans chaque dimension).

Choma Bex *et al.* [10] présentent en détail cette formulation et son implémentation dans le cadre de la méthode Vortex particulaire. La qualité de la reproduction statistique du tenseur de Reynolds donné en entrée est étudiée en fonction de divers paramètres de la méthode (nombre et tailles de structures turbulentes par exemple). Une relation linéaire est mise en évidence entre les tailles de structures λ prescrites à cette méthode statistique et la taille intégrale du comportement turbulent des écoulements résultants (voire Figure 7). Avec l'addition d'un paramètre supplémentaire introduisant des variations parmi les tailles de structures turbulentes autour des tailles moyennes données λ , les densités spectrales de puissance ainsi produites s'approchent des résultats attendus au vu de la théorie et des données expérimentales (voire Figure 6).

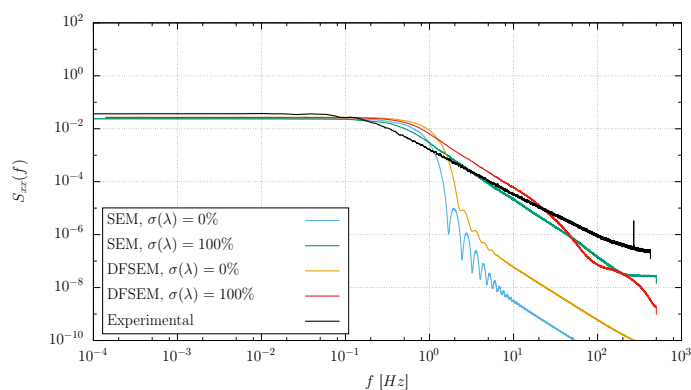


FIGURE 6 – Densités Spectrales de Puissance (PSD) dans un écoulement perturbé en l'absence de turbines, avec ou sans variation sur $\sigma(\lambda)$ sur les tailles λ des structure turbulentes, pour les deux versions SEM et DFSEM des calculs de perturbation de vitesse.

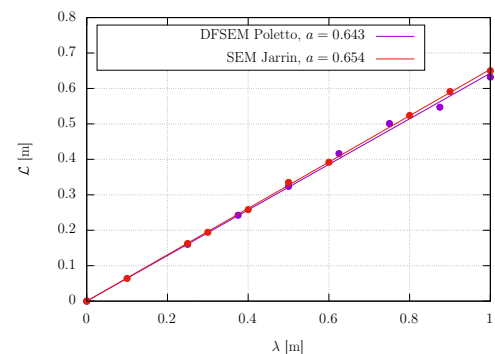


FIGURE 7 – Longueur intégrale \mathcal{L} du comportement intégral dans des écoulements perturbés en l'absence de turbines en fonction de la taille moyenne λ des structures turbulentes donnée en paramètre aux deux méthodes SEM ou DFSEM de calcul de perturbation de vitesse.

Enfin, l'interaction de ce modèle avec des simulations hydroliennes est étudiée par Camille Choma Bex *et al.* [10]. Les résultats provenant de simulations numériques faisant usage de la méthode SEM pour la prise en compte de la turbulence ambiante y sont comparés entre eux et confrontés à des résultats expérimentaux portant sur le modèle d'hydrolienne tripale à axe horizontal de l'IFREMER à Boulogne sur Mer. Tout d'abord, la comparaison des sillages simulés confirme la bonne reproduction de la tendance attendue de l'intensité turbulente à raccourcir progressivement les sillages, comme mis en évidence par les lignes de sillage de la Figure 8. Par ailleurs, la Figure 9 montre des comparaisons avec des résultats expérimentaux validant des façon satisfaisante les sillages obtenus à hautes intensités turbulentes.

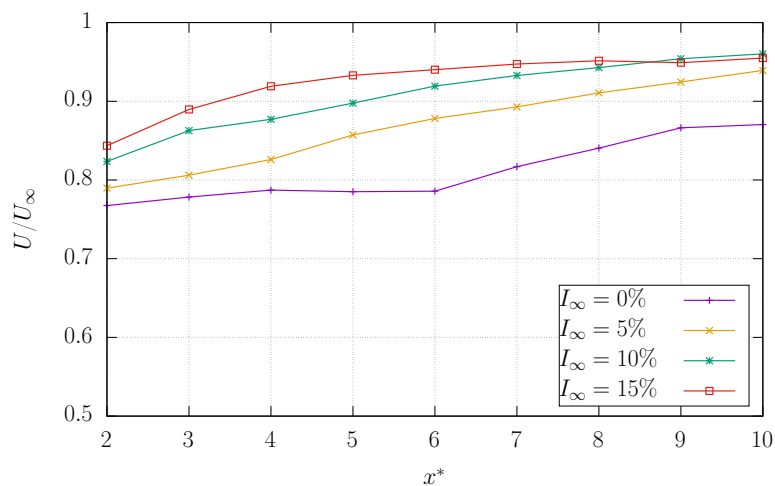


FIGURE 8 – Vitesse intégrée sur des disques pris à différentes distances dans le sillage d’une turbine (placée à $x^* = 0$), avec différentes intensités de turbulence ambiante générées avec la méthode SEM. Cet exemple est reproduit depuis l’article de Choma Bex *et al.* [10], où plus de détails sont donnés sur les configurations considérées.

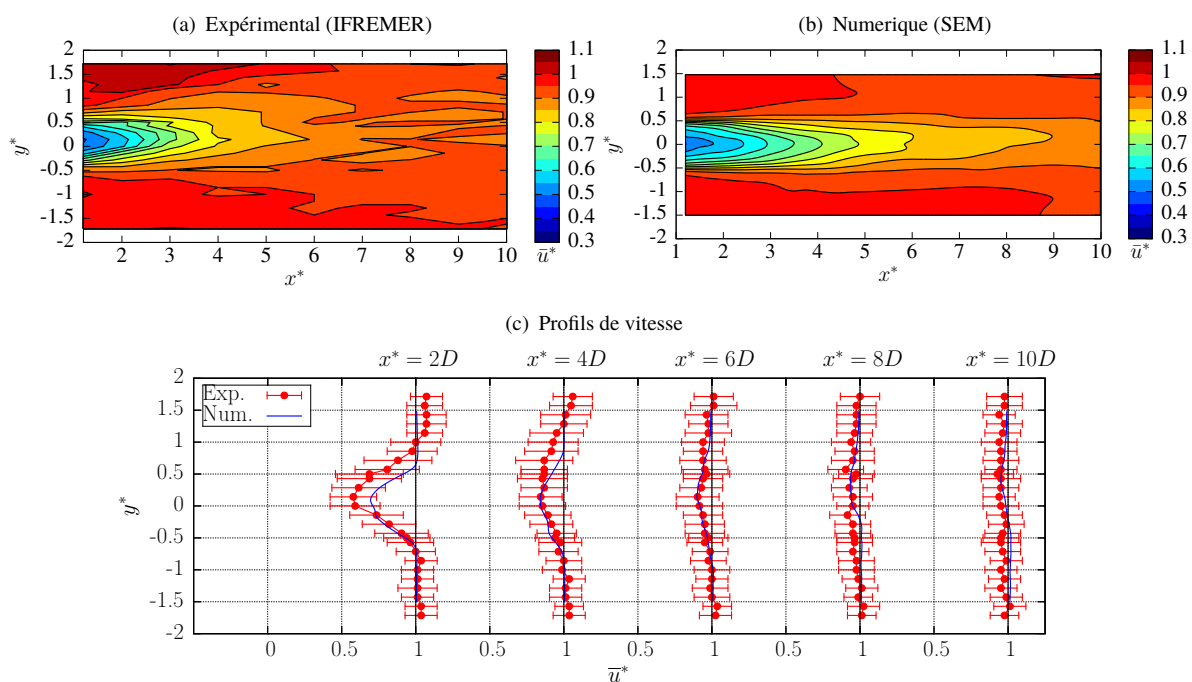


FIGURE 9 – Comparaison entre les sillages d’une hydrolienne à intensité turbulente importante ($I_\infty = 15\%$), obtenus expérimentalement au bassin d’essai de l’IFREMER à Boulogne sur Mer et numériquement en utilisant la méthode SEM.

Malgré ces résultats prometteurs, un des inconvénients majeurs de la SEM réside dans le fait que la perturbation engendrée par les puits et sources ajoutés au terme de vitesse n’est pas de divergence nulle, et l’écoulement qui en résulte ne vérifie donc plus la condition d’incompressibilité. Une formulation alternative pour la perturbation de vitesse est donc nécessaire pour assurer la consistance physique de ce modèle, et pour cela on peut s’en référer à la méthode DFSEM proposée par Poletto *et al.* [2].

Cette méthode s’appuie sur le même principe de structures turbulentes évoluant dans un domaine d’étude

donné, mais la perturbation de vitesse engendrée par chaque structure est cette fois-ci bien plus proche du noyau de Biot-Savart au coeur de la méthode Vortex particulaire :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \mathbf{K}_\lambda \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}^k}{\lambda} \right) \times R(\mathbf{d}^k). \quad (24)$$

N désigne à nouveau le nombre de structures turbulentes k , cependant à la différence de la version précédente le vecteur \mathbf{K}_λ est dérivé du noyau de Biot-Savart de telle sorte que $\mathbf{K}_\lambda(\mathbf{y}) = \frac{g_\lambda(|\mathbf{y}|)}{|\mathbf{y}|^3}$, avec g_λ une fonction de forme adaptée. Des signes aléatoires $\epsilon_k = +1$ ou -1 renseignent ici la direction du "tourbillon" ainsi obtenu. Des intensités c_k sont à nouveau assignées à chaque structure, mais cette fois-ci avec une formulation qui implique plus de restrictions sur les tenseurs de Reynolds qu'il est possible de reproduire. Pour plus d'informations sur ces formulations, voire la thèse de Poletto [2] pour sa dérivation et justification de cette méthode, ainsi que l'article de Choma Bex *et al.* [24] détaillant l'implémentation présente. Bien que les formulations pour la perturbation de vitesse \mathbf{u}' y diffèrent, les Figures 6 et 7 confirment notamment un comportement semblable à celui observé pour la SEM en termes de PSD et correspondance entre tailles de structures et échelle intégrale.

3 Sillages de turbines en interaction et dans des conditions de fonctionnement réalistes

A titre d'exemple, cette section traite d'interactions entre les quatre turbines du parc pré-commercial qui avait été envisagé dans le cadre du projet NEPTHYD. La Figure 10 présente la configuration envisagée. Ce projet, abandonné par ses concepteurs initiaux pour des raisons de fourniture de turbines,

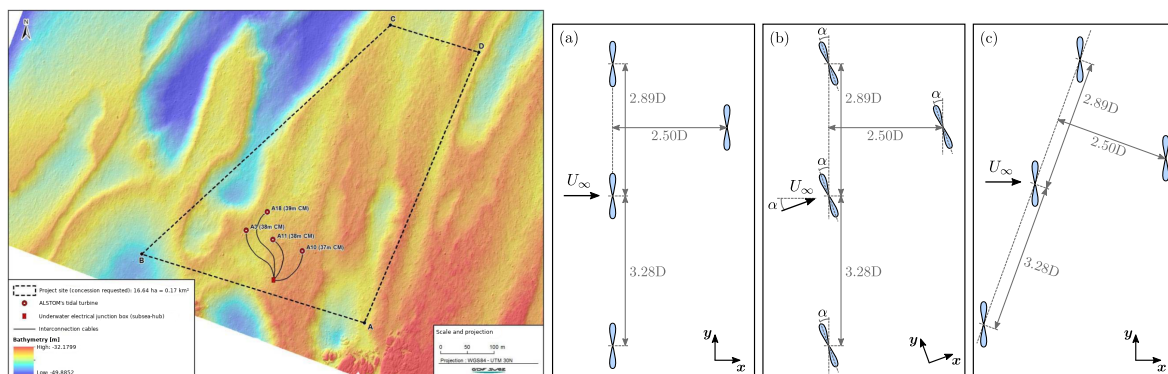


FIGURE 10 – À gauche, configuration du projet NPETHYD : une ferme pré-commerciale à quatre turbines développée par Engie en 2014, prévue d'être équipée des turbines Oceade™ d'Alstom. Cette image est reproduite depuis le rapport [25] de l'Autorité Environnementale, une agence du Ministère de l'Énergie et de l'Environnement et reprise depuis Slama *et al.* [26]. À droite : disposition de quatre hydroliennes en interaction : (a) configuration initiale (vitesse incidente "droite"), (b) configuration avec une vitesse incidente inclinée, (c) configuration inclinée utilisée pour la simulation.

redevient d'actualité avec un nouveau développeur souhaitant installer des turbines SIMEC-Atlantis en lieu et place des anciennes turbines Alstom. Un aspect notable de cette configuration est la possibilité pour la turbine située en aval sous certaines conditions d'asymétrie angulaire de l'écoulement (de l'ordre de 15° à 20°) d'interagir fortement avec les sillages des turbines situées en amont. La partie droite de la Figure 10 montre des schémas des configurations retenues et présentées dans les sous-sections sui-

vantes. A défaut de la géométrie exacte des hydroliennes envisagées, le modèle tripale à axe horizontal de l'IFREMER est utilisé, ces deux géométries étant inspirées de l'ancien modèle TGL. Les simulations utilisent ce modèle de turbine avec le diamètre de 18m prévu par le rapport [25], dont on reprend également leur point de fonctionnement optimal à une vitesse incidente de 3.2m/s et avec un TSR de 4.1.

Le paragraphe 3.1 présente les interactions de sillages obtenus avec différents paramètres pour générer la turbulence ambiante dans DOROTHY (cf. paragraphe précédent) et les résultats obtenus sur les sillages dans cette configuration réaliste. Les résultats présentés sont intégralement repris de la publication de Slama *et al.* [26] où de plus amples résultats sont montrés ainsi que des détails sur la validation de la méthode. Enfin, et grâce à l'ajout récent du module de ligne portante, le dernier paragraphe 3.2 traite des fluctuations de chargement perçues par la turbine aval lorsque l'asymétrie de l'écoulement amont varie entre 5° et 20°.

3.1 Simulation des interactions de sillages sur des configurations réalistes

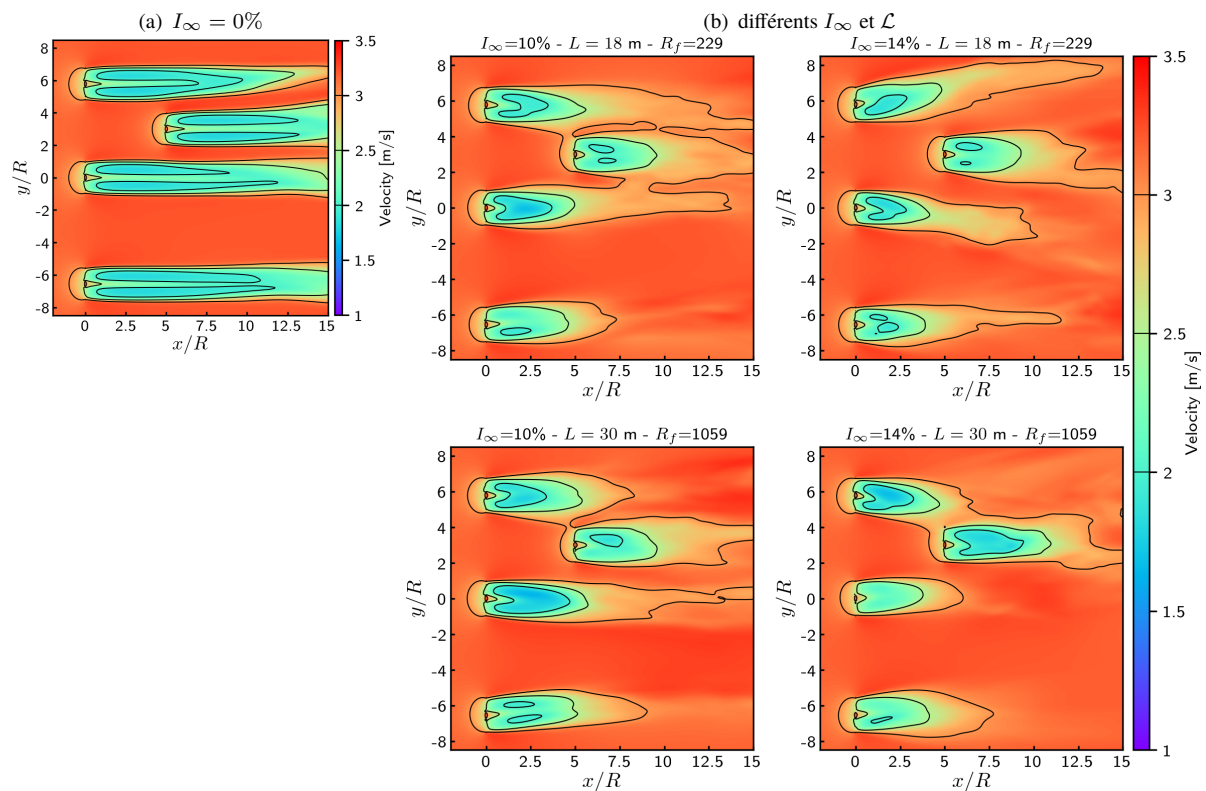


FIGURE 11 – Cartes moyennées des sillages de quatre hydroliennes en interaction, sans (à gauche, $I_\infty = 0\%$) ou avec différentes conditions de turbulence ambiante (à droite, différentes intensités I_∞ et échelles intégrales \mathcal{L}).

L'idée du travail piloté par Myriam Slama était d'évaluer les interactions de sillages entre les turbines en fonction des différentes conditions initiales. Une conséquence de ce travail était l'évaluation des fluctuations de vitesse juste en amont de la turbine aval afin d'avoir une première idée du chargement fluctuant perçu par cette turbine. Pour ce faire, et à l'époque, la méthode intégrale de frontière dans sa version infiniment fine [6] a été utilisée, avec le module d'interaction entre turbines développé par Mycek *et al.* [13], notamment avec l'utilisation du BiCG-STAB pré-conditionné.

La Figure 11(a) présente les sillages obtenus pour les quatre turbines, sans asymétrie angulaire, et pour une turbulence ambiante nulle. Cette configuration académique est bien sûr non réaliste, mais elle montre les capacités du code à pouvoir simuler les sillages sur de grandes distances.

En revanche, si l'on souhaite prendre en compte de manière beaucoup plus réaliste l'écoulement amont, il est important de pouvoir considérer le niveau de turbulence ambiante, l'anisotropie de celle-ci ainsi que les longueurs caractéristiques de la turbulence. Grâce aux études menées dans le Raz Blanchard dans le cadre des ANR THYMOTE, HYD2M, etc. les niveaux de turbulence et les caractéristiques générales de cette turbulence ambiante ont pu être estimés pour la première fois. Parmi toutes ces études, celle de Sentchev *et al.* [27] a été retenue, ayant été réalisée sur une localisation très proche du site considéré et pour une profondeur proche de celle du centre de la turbine. De plus amples détails sur les caractéristiques reprises sont présentés dans Slama *et al.* [26]. Les cartes de la Figure 10(b) présentent les sillages obtenus pour une configuration avec $I_\infty = 10\%$ ou 14% et $\mathcal{L} = 18\text{ m}$ ou 30 m , le paramètre R_f étant un paramètre numérique. Peu de différences sont obtenues en fonction des paramètres précités même si une analyse un peu plus détaillée sur la question est présentée dans [26]. En revanche, des différences majeures sont observées à l'introduction de la turbulence ambiante, confirmant l'intérêt important de l'ajout du module de génération de la turbulence ambiante. L'article [26] se poursuit avec une étude sur les différents angles pour l'asymétrie de l'écoulement puis les fluctuations de vitesse perçues en amont de la turbine aval. De manière générale, cet article montre que plus le niveau de turbulence ambiante est faible, plus le sillage est marqué et plus l'interaction sera importante. La suite logique de ce travail porte sur les fluctuations de chargements sur la turbine.

3.2 Estimation des fluctuations de chargements sur une turbine aval

Grâce à d'autres études *in situ* plus anciennes, plusieurs quantifications de l'asymétrie angulaire ont été obtenues, notamment sur des sites très proches de notre cas d'étude. Il s'avère que l'écoulement n'y est pas bi-directionnel et qu'une asymétrie aussi bien en terme de vitesse maximale mais aussi angulaire est constatée. Sur ce site, une asymétrie angulaire de l'ordre de 20° est mise en évidence dans plusieurs études. Afin de traiter ces cas d'asymétrie angulaire, mettant en évidence clairement des interactions fortes entre les sillages des turbines amont et la turbine aval, l'utilisation de la ligne portante pour représenter les turbines a permis d'obtenir les premiers résultats en termes de fluctuations de performances pour ces configurations.

Les cartes de vitesse de la Figure 12 sont reprises du papier de conférence [28] présenté par Y. Ben Belkacem à EWTEC 2021. On observe clairement que, plus l'angle d'asymétrie augmente, plus le sillage de la turbine centrale amont interagit avec la turbine aval. Ce graphique est intégralement repris de [28] et les points de 1 à 6 représentent des sondes de vitesse qui y sont analysées. Ainsi, des comparaisons ont pu être effectuées confirmant la cohérence au niveau des sillages entre la représentation des turbines avec la méthode intégrale de frontière et la ligne portante.

L'avantage de cette nouvelle approche est la possibilité d'évaluer les niveaux de fluctuations de chargements sur la turbine aval en fonction de plusieurs paramètres. La Figure 13 présente les coefficients de puissance et de trainée $\overline{C_P}$ et $\overline{C_T}$ moyennés puis normalisés en $\overline{C_P^*}$ et $\overline{C_T^*}$ par la valeur moyenne de $\overline{C_P}$ sur l'hydrolienne amont à $I_\infty = 0\%$ et $\alpha = 0^\circ$, et la valeur de $\overline{C_T}$ correspondante. Les fluctuations de chargement sont représentées par les écarts types $\sigma(C_P^*)$ pour les configurations présentées sur la Figure 12 précédente. Ainsi, nous pouvons en tirer les conclusions suivantes :

- La turbine amont représentée en bleu sur les courbes a un fonctionnement très proche du cas classique, isolée avec des valeurs proches de 1 en $\overline{C_P^*}$ et des fluctuations de chargement quasi

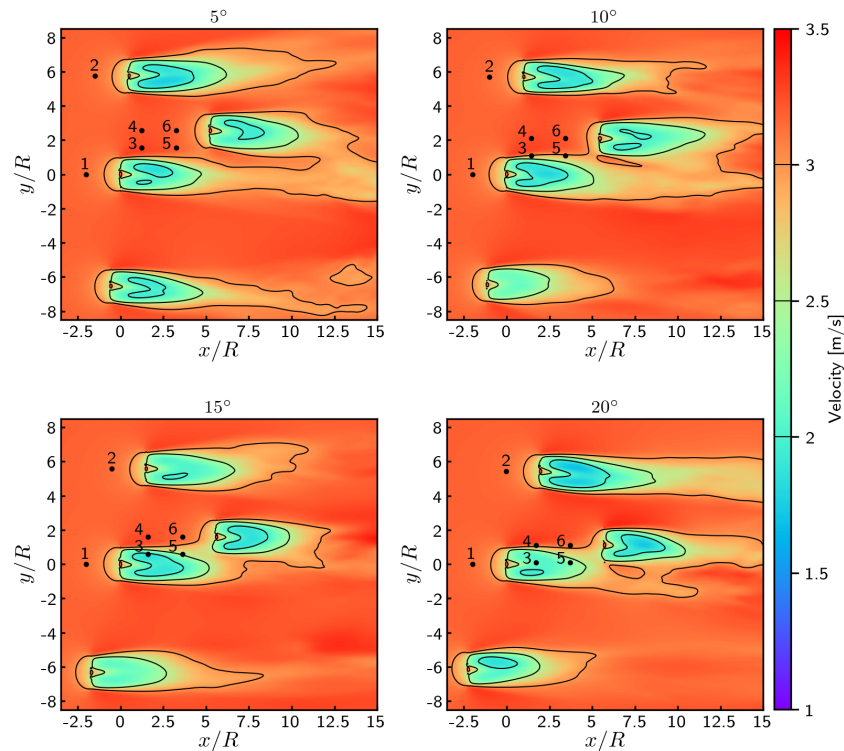


FIGURE 12 – Cartes moyennées du sillage de quatre turbines en interaction, avec $I_\infty = 10\%$ et $\mathcal{L} = 18m$, et différents angles d’inclinaison de la vitesse incidente.

inchangées.

- La différence en $\overline{C_p^*}$ n’est pas évidente pour les cas avec $\alpha = 5, 10$ ou 15° . Une légère amélioration à $\alpha = 5$ est probablement due à un effet Venturi entre les deux turbines amonts (cf. Figure 12) mais qui s’annule lorsque l’angle d’incidence augmente. En revanche, une vraie perte en $\overline{C_p^*}$ est constatée lorsque $\alpha = 20^\circ$, liée à l’interaction avec le sillage amont.
- La fluctuation de chargement pour la turbine aval augmente avec l’angle d’incidence, probablement dû à un gradient de vitesse moyenne et ainsi que la turbulence générée par le sillage amont. Cette augmentation est de l’ordre de $+50\%$ entre 5° et 20° .

Ces résultats, comme indiqués dans Slama *et al.* [28], sont préliminaires et nécessitent d’être traités avec précaution. Néanmoins, on peut espérer que le potentiel de ces méthodes combinées entre elles est désormais avéré.

4 Conclusion

Le code Vortex Lagrangien Dorothy comprend à ce jour deux alternatives pour la prise en compte de turbines hydroliennes ou éoliennes, sous la forme d’une méthode intégrale appliquée à une géométrie simplifiée des pales ou d’une ligne portante faisant usage de valeurs tabulées. Si la première méthode donne accès à un sillage bien résolu et détaillé, la seconde permet d’obtenir des résultats valides en termes d’efforts à moindre coût en temps de calcul. Une troisième alternative est en cours de développement pour étendre la méthode intégrale à des profils de pales pleinement détaillés tout en obtenant une distribution d’efforts localisée.

Deux alternatives sont maintenant présentes pour une prise en compte aditionnelle de la turbulence

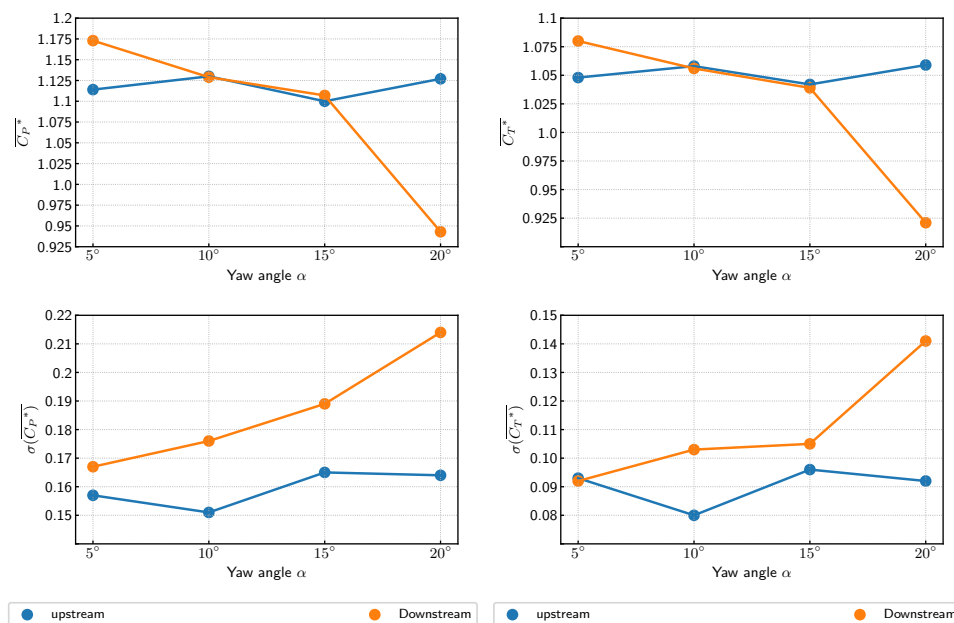


FIGURE 13 – Valeurs moyennes et écarts types des performances reproduits depuis Slama *et al.* [28].

ambiante dans une boîte d'étude couvrant l'ensemble des sillages considérés. La SEM de Jarrin a maintenant fait ses preuves : d'une part en l'absence de machines sur la reproduction du tenseur de Reynolds demandé, la qualité de la PSD dans des conditions adaptées et la calibration possible de l'échelle intégrale en fonction d'un paramètre dimensionnel donné ; et d'autre part dans son interaction avec les sillages, par comparaison avec l'expérimental et par son influence qualitative sur leur raccourcissement. Par ailleurs une alternative physiquement bien plus cohérente a été ajoutée sous la forme de la DFSEM de Poletto, qui partage un nombre étonnant des caractéristiques de la SEM en l'absence de turbines. Il reste encore à poursuivre l'investigation de ce modèle de perturbation de vitesse en interaction avec des sillages d'hydroliennes ou éoliennes. Des développements sont également en cours sur la répartition des tailles des structures turbulentes pour permettre à ces modèles statistiques de mieux représenter la physique considérée, tout en cherchant à remédier des problèmes de sur-dissipation de sillages à intensités faibles de turbulence ambiante.

L'application des méthodes actuelles des singularités ou de la ligne portante en combinaison avec la SEM et diverses considérations algorithmiques a permis la simulation d'une réelle configuration pré-commerciale de ferme hydrolienne dans les conditions de son implantation locale considérée. Les conclusions logiquement attendues ont pu être atteintes sur l'impact de la turbulence ambiante et de la variation dans la direction du courant incident présentes sur ce site. Notamment, on peut observer le développement d'une zone d'induction d'une des turbines amont sur une turbine placée en aval, dont l'impact délétère est ensuite clair sur les résultats en termes de puissance et leur fluctuation.

Parmi les développements supplémentaires envisagés à ce code de simulation pour prendre en compte toujours plus des conditions réalistes de fonctionnement *in situ*, figurent la possibilité d'avoir des gradients ou profils variés de vitesse incidente, la prise en compte de la houle pour les simulations hydroliennes avec un modèle de type Stokes, et à terme une fois obtenue une distribution d'efforts détaillée sur les machines une possibilité de traiter l'impact de tous ces types de fluctuations de vitesse avec un modèle de corps solide sur les pales. L'objectif final de ces développements sera d'aboutir à un outil de

simulation complet, capable de prendre en compte autant que possible de conditions réalistes présentes dans des sites d'exploitation éoliens ou hydroliens, avec différentes méthodes alternatives selon le type de résultats souhaités et les temps de calcul envisagés.

Références

- [1] N. Jarrin, S. Benhamadouche, D. Laurence, and R. Prosser, "A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 27, pp. 585–593, 2006.
- [2] R. Poletto, *Divergence free development of the Synthetic Eddy Method in order to improve synthetic turbulence for embedded LES simulations*. PhD thesis, University of Manchester, 2014.
- [3] C. Rehbach, "Calcul numérique d'écoulements tridimensionnels instationnaires avec nappes tourbillonnaires," *La Recherche Aérospatiale*, vol. 5, pp. 289–298, 1977.
- [4] R. Lewis, *Vortex element methods for fluid dynamic analysis of engineering systems*. Cambridge University Press, 1991.
- [5] G. Cottet and P. Koumoutsakos, *Vortex methods : theory and practice*. Cambridge University Press, 2000.
- [6] G. Pinon, P. Mycek, G. Germain, and E. Rivoalen, "Numerical simulation of the wake of marine current turbines with a particle method," *Renewable Energy*, vol. 46, no. 0, pp. 111 – 126, 2012.
- [7] K. Lindsay and R. Krasny, "A particle method and adaptive treecode for vortex sheet motion in three-dimensional flow," *Journal of Computational Physics*, vol. 172, no. 2, pp. 879–907, 2001.
- [8] G. Pinon, C. Carlier, A. Fur, B. Gaurier, G. Germain, and E. Rivoalen, "Account of ambient turbulence for turbine wakes using a synthetic-eddy-method," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 854, no. 1, p. 012016, 2017.
- [9] P. Mycek, G. Pinon, G. Germain, and E. Rivoalen, "Formulation and analysis of a diffusion-velocity particle model for transport-dispersion equations," *Computational and Applied Mathematics*, vol. 35, no. 2, pp. 447–473, 2016.
- [10] C. Choma Bex, C. Carlier, A. Fur, G. Pinon, G. Germain, and E. Rivoalen, "A stochastic method to account for the ambient turbulence in lagrangian vortex computations," *Applied Mathematical Modelling*, vol. 88, pp. 38 – 54, 2020.
- [11] P. Mycek, *Étude numérique et expérimentale du comportement d'hydroliennes*. PhD thesis, Université du Havre, 2013.
- [12] J. Bousquet, *Méthode des singularités*. Cépaduès - Editions, 1990.
- [13] P. Mycek, G. Pinon, C. Lothodé, A. Dezotti, and C. Carlier, "Iterative solver approach for turbine interactions : application to wind or marine current turbine farms," *Applied Mathematical Modelling*, vol. 41, pp. 331 – 349, 2017.
- [14] V. A. Riziotis and S. G. Voutsinas, "Dynamic stall modelling on airfoils based on strong viscous–inviscid interaction coupling," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 56, no. 2, pp. 185–208, 2008.
- [15] L. Greco, F. Salvatore, and F. D. Felice, "Validation of a quasi–potential flow model for the analysis of marine propellers wake," in *Twenty-Fifth Symposium on Naval Hydrodynamics*, (St. John's, Newfoundland, Canada), August 2004.

- [16] F. Salvatore, F. Bellotto, D. Calcagni, F. D. Felice, D. Dhomé, and J.-C. Allo, “Validation of a computational hydrodynamics model for horizontal-axis marine current turbines,” in *10th European Wave and Tidal Energy Conference (EWTEC)*, 6-11th Sept. 2015 2015. Nantes, France.
- [17] F. Salvatore, C. Testa, and L. Grego, “A viscous/inviscid coupled formulation for unsteady sheet cavitation modelling of marine propellers,” in *Fifth International Symposium on Cavitation*, (Osaka, Japan), November 2003.
- [18] L. Morino, *Nonlinear Problems of Fluid Dynamics*, vol. 6 of *Developments in Boundary Element Methods*, ch. Helmholtz and Poincaré Potential-Vorticity Decompositions for the Analysis of Unsteady Compressible Viscous Flows, pp. 1–54. Elsevier Applied Science Publishers, 1990.
- [19] C. Choma Bex, *Développement de modèles numériques Lagrangiens pour la simulation du comportement d’hydroliennes*. PhD thesis, Université Le Havre Normandie, 2021.
- [20] Y. Ogami, “A three-dimensional source-vorticity method for simulating incompressible potential flows around a deforming body without the kutta condition,” *Computers and Fluids*, vol. 154, pp. 184–199, 2017.
- [21] F. Salvatore, Z. Sarichloo, and D. Calcagni, “Marine turbine hydrodynamics by a boundary element method with viscous flow correction,” *Journal of Marine Science and Engineering*, May 2018.
- [22] J. N. Sørensen and W. Z. Shen, “Numerical modeling of wind turbine wakes,” *Journal of Fluids Engineering*, vol. 124, June 2002.
- [23] J. Murray and M. Barone, *The Development of CACTUS, a Wind and Marine Turbine Performance Simulation Code*. 2011.
- [24] C. Choma Bex, G. Pinon, M. Slama, B. Gaston, G. Germain, and E. Rivoalen, “Lagrangian Vortex computations of turbine wakes : recent improvements using Poletto’s Synthetic Eddy Method (SEM) to account for ambient turbulence,” in *The Science of Making Torque from Wind (TORQUE 2020)*, (Delft, The Netherlands), 28 sept - 02 October 2020.
- [25] A. A. Environnementale, “Projet nepthyd,” tech. rep., Conseil Général de l’environnement et du développement durable : <http://www.cgedd.developpement-durable.gouv.fr>, last acces 2016, June the 16th.
- [26] M. Slama, C. Choma Bex, G. Pinon, M. Togneri, and I. Evans, “Lagrangian vortex computations of a four tidal turbine array : an example based on the NEPTHYD layout in the alderney race,” *Energies*, vol. 14, no. 13, 2021.
- [27] A. Sentchev, M. Thiébaud, and S. Guillou, *Turbulence characterization at tidal-stream energy site in Alderney Race*. CRC press ed., 2020.
- [28] M. Slama, G. Pinon, Y. Ben Belkacem, C. Choma Bex, M. Togneri, and I. Evans, “Fluctuating loads perceived by the downstream turbine in a farm,” in *Proceedings of the Fourteenth European Wave and Tidal Energy Conference (D. Greaves, ed.)*, (University of Plymouth, UK), pp. 1–8, EWTEC, Sep 5–9 2021. ISSN : 2309-1983.