



15^{ÈMES} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22 - 24 novembre 2016 - Brest

Quelle turbulence ambiante pour la simulation numérique LBM-LES d'un environnement hydrolien?

Lattice Boltzmann Method turbulence modeling for tidal power environment simulation

M. Grondeau^(1,2), P. Mercier⁽¹⁾, S. Guillou⁽¹⁾, Y. Méar^(1,3), J.C. Poirier⁽²⁾, and E. Poizot^(1,3)

⁽¹⁾Normandie Université, UNICAEN LUSAC, EA 4253, 60 rue Max Pol Fouchet, CS 20082, 50130 Cherbourg-en-Cotentin

⁽²⁾SIREHNA, DCNS Research, Technocampus Océan, 5 rue de l'Halbrane, 44340, Bouguenais

⁽³⁾Conservatoire National des Arts et Métiers-INTECHMER, Bd de Collignon, 50110, Tourlaville

Résumé

Les écoulements dans les sites d'extraction de l'énergie hydrolienne sont à caractère turbulent. L'étude de la turbulence due à la morphologie des fonds et celle de l'interaction des machines avec ces écoulements est un préalable à l'installation de fermes industrielles d'hydroliennes. Ceci est abordé avec la méthode LBM (Lattice Boltzmann Method) associée à la simulation des grandes échelles (LES). La méthode des tourbillons synthétiques (SEM) est implémentée dans ce code. Des simulations numériques avec conditions aux limites d'entrée générées par cette méthode sont comparées à des simulations périodiques. Un bon accord des caractéristiques turbulentes, et une courte distance de convergence sont observés dans certains cas. D'autres cas encouragent à étudier des pistes d'amélioration.

Summary

Tidal power extraction sites are characterized by turbulent flows. The influence of sea bottom relief on turbulence, and the interaction between tidal turbines and turbulent flows have to be studied in the purpose of installing industrial tidal turbine farms. These issues are investigated with LBM (Lattice Boltzmann Method) associated with large eddy simulation (LES). The Synthetic Eddy Method (SEM) is implemented in this code. Numerical simulations with SEM entry limit conditions are compared with periodic simulations. A good agreement of turbulence characteristics, and a short length of convergence are observed in some cases. Other cases encourage investigating improvements.

1 Introduction

Dans les zones marines à fort potentiel énergétique hydrolien, les écoulements sont fortement turbulents [1]. Ainsi, dans une zone telle que le Raz Blanchard, les courants atteignent des vitesses de 5 m s^{-1} ($Re \approx 10^8$). Mycek *et al.* (2014) [2] montrent expérimentalement que la turbulence ambiante a un fort impact sur l'écoulement aval des hydroliennes. De plus, Clark *et al.* (2015) [3] montrent que la turbulence ambiante a un impact non négligeable sur la performance des machines. Une prédiction fine de la turbulence est fondamentale pour l'optimisation de la conception et le placement des machines. Nous travaillons ici sur la modélisation numérique de ces écoulements en utilisant une méthode de simulation aux grandes échelles (Large Eddy Simulation, LES). Ceci nous permet de simuler finement les principales échelles de la turbulence. Nous utilisons la méthode de Boltzmann sur réseau (Lattice Boltzmann Method, LBM), pour l'instant peu utilisée pour les applications environnementales [4], qui est de par sa conception bien adaptée à la LES [5]. Une condition turbulente doit être imposée en entrée des simulations pour qu'elles soient le plus proche possible de l'environnement étudié.

Notre objectif est donc de choisir une méthode existante de génération de la turbulence, telle que la méthode des tourbillons synthétiques (Synthetic Eddy Method, ou SEM) [12], adaptée à une simulation LBM-LES dans un environnement hydrolien et de l'implémenter dans le code de calcul LBM. La méthode choisie est testée sur deux cas test de la littérature préalablement validés pour la LBM. La section 2 présente les fondements du modèle dont les développements sont réalisés à partir de la librairie Palabos. La section 3 dresse un bilan des méthodes d'injection de conditions aux limites turbulentes. La section 4 décrit la SEM. Les sections 5 et 6 présentent les résultats sur deux cas, un canal plan et un canal ondulé.

2 Méthodes numériques

2.1 Méthode de Boltzmann sur réseau

A l'échelle microscopique, un écoulement est régi par les chocs entre molécules du fluide. Les phénomènes macroscopiques observés dans la nature, et modélisés par les équations de Navier-Stokes, n'en sont que la conséquence. Le principe de la LBM est de capter toute la physique de l'écoulement en modélisant directement les chocs entre molécules. Pour cela, un opérateur dit de collision permet de calculer les changements de vitesse et de direction des molécules entrechoquées. Bien entendu, le nombre élevé de molécules contenues dans un écoulement exclut de les modéliser individuellement. La LBM utilise donc une description statistique des molécules à l'aide de fonctions dites de distribution.

Fonctions de distribution et grandeurs macroscopiques

Une fonction de distribution $f(\vec{x}, \vec{c}, t)$ représente la densité des molécules situées à la position \vec{x} à l'instant t et animées de la vitesse \vec{c} . Les fonctions de distribution ne sont pas en elles-mêmes des grandeurs pertinentes pour le mécanicien des fluides, mais permettent de reconstruire ces grandeurs. En effet, en intégrant les fonctions de distribution sur l'espace des vitesses dans un volume infinitésimal, on obtient la densité :

$$\int f(\vec{x}, \vec{c}, t) d\vec{c} = \rho(\vec{x}, t) \quad (1)$$

En intégrant les moments d'ordre 1 des fonctions de distribution, on obtient la quantité de mouvement du fluide :

$$\int f(\vec{x}, \vec{c}, t) \vec{c} d\vec{c} = \rho \vec{u}(\vec{x}, t) \quad (2)$$

où \vec{u} est la vitesse du fluide. Des relations similaires permettent de retrouver l'énergie interne et le tenseur des efforts.

Discrétisation

Pour pouvoir être traitées numériquement, les fonctions de distribution doivent être discrétisées par rapport aux trois espaces sur lesquels elles varient (position, temps et vitesse) :

- La discrétisation spatiale est réalisée sur un réseau cartésien de noeuds espacés d'une longueur Δx (cf. Figure 1).

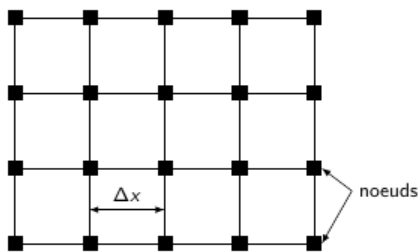


Figure 1 : Réseau 2D.

- La discrétisation temporelle correspond au temps Δt entre deux itérations.
- L'espace des vitesses est limité aux vitesses permettant de joindre un certain nombre de noeuds proches en un temps Δt . Le nombre et la position des noeuds proches retenus varient selon les cas. En général 9 noeuds sont retenus pour les cas 2D (cf. Figure 2), et 19 pour les cas 3D.

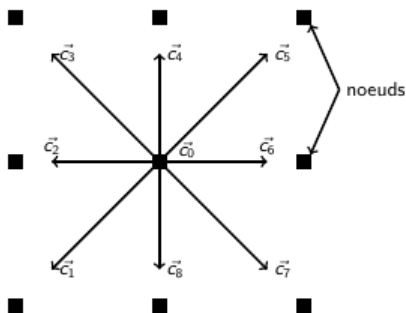


Figure 2 : Directions de propagation en 2D.
Configuration à 9 directions.

Equation de Boltzmann

L'évolution des fonctions de distribution est décrite de façon générale par l'équation de Boltzmann (Eq. 3). Après discrétisation, cette équation s'écrit comme (Eq. 4) pour i variant entre 0 et 8 dans le cas présenté sur la Figure 2.

$$\frac{\partial f(\vec{x}, \vec{c}, t)}{\partial t} + \vec{c} \cdot \vec{\nabla}_x (f(\vec{x}, \vec{c}, t)) + \vec{a} \cdot \vec{\nabla}_c (f(\vec{x}, \vec{c}, t)) = \Omega(\vec{x}, \vec{c}, t) \quad (3)$$

$$f_i(\vec{x} + \Delta t \vec{c}_i, t + \Delta t) - f_i(\vec{x}, t) = \Omega_i(\vec{x}, t) \quad (4)$$

Le calcul des fonctions de distribution à l'instant $t + \Delta t$ est alors immédiat. La difficulté réside dans le choix de l'opérateur de collision Ω . Un des opérateurs de collision les plus utilisés, l'opérateur BGK, pour Bhatnagar, Gross et Krook, permet de faire le lien entre la LBM et les équations de Navier-Stokes [7]. Un autre opérateur très utilisé, l'opérateur MRT (Multiple Relaxation Time), présente une meilleure stabilité à haut Reynolds [8]. Cet opérateur est pour l'instant privilégié pour nos travaux.

2.2 Simulation aux grandes échelles

Nous avons choisi d'utiliser la LES (Large Eddy Simulation) pour réaliser nos simulations. C'est une méthode où seules les échelles de turbulence supérieures à la taille de maille sont calculées, les échelles inférieures étant modélisées par un modèle de sous-maille. On utilise ici un des modèles de base de la LES, le modèle de Smagorinsky statique. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que les petites échelles sont à l'équilibre et qu'elles dissipent toute l'énergie reçue des grandes échelles instantanément et complètement. Le mécanisme de dissipation est exprimé à travers une viscosité de sous maille [9] : $\nu_{sgs}(\vec{x}, t) = (C_s \Delta)^2 (2|\bar{S}(\vec{x}, t)|^2)^{1/2}$. Où C_s est la constante de Smagorinsky, Δ la taille de maille (filtrage spatial) et $\bar{S}(\vec{x}, t)$ le tenseur des déformations. La valeur de C_s peut être choisie entre 0.1 et 0.2 en fonction des cas étudiés [9]. Pour de meilleurs résultats il est nécessaire de réduire la valeur de C_s en proche paroi [10], pour cela on utilise une fonction d'amortissement de Van-Driest :

$$C_s(z) = (1 - \exp(\frac{-z}{26} \frac{u_\tau}{\nu})) C_{s0}, \quad (5)$$

où z est la distance à la paroi, u_τ la vitesse de frottement à la paroi et ν la viscosité cinématique du fluide.

3 Génération de conditions aux limites turbulentes

Un de nos objectifs étant l'étude du sillage d'une hydrolienne, il est exclu de réaliser des simulations périodiques qui réinjecteraient en entrée du domaine modélisé les perturbations générées par la machine. Afin d'approcher au mieux les conditions d'un environnement hydrolien, la turbulence est donc générée en condition d'entrée. Les méthodes de génération de la turbulence se divisent en deux familles, les méthodes de recyclage et les méthodes de turbulence synthétique. Le recyclage consiste à extraire une information temporelle d'une simulation périodique et de l'introduire en condition d'entrée [11]. Cette méthode nécessite une simulation périodique préalable qui induira des effets de périodicité. Les méthodes de turbulence synthétique approchent une condition d'entrée turbulente à partir de données représentatives d'un état turbulent. Les méthodes de base sont les méthodes spectrales basées sur la reconstruction harmonique de la vitesse. Ces méthodes

nécessitent une longue séquence temporelle d'un état turbulent afin de pouvoir l'approcher. Les méthodes spectrales les plus efficaces sont complexes et leurs implémentations plus compliquées. Une autre méthode de turbulence synthétique est la méthode proposée par Jarrin, la méthode des tourbillons synthétiques (Synthetic Eddy Method ou SEM)[12]. Cette méthode s'appuie sur une génération aléatoire de tourbillons et sur un respect des grandeurs moyennes de la turbulence (profil de vitesse moyenne et tenseur de Reynolds) et est facilement implémentable dans un code de calcul. Nous choisissons d'utiliser la SEM développée par Jarrin pour réaliser nos simulations.

4 Méthode des tourbillons synthétiques

La SEM calcule un champ de vitesse en partie aléatoire à partir des caractéristiques turbulentes de l'écoulement par génération de structures turbulentes avec un faible temps de calcul.

Les différentes étapes s'organisent ainsi :

- Initialisation d'un domaine entourant la zone de reconstruction du signal turbulent.
- Génération aléatoire de tourbillons dans ce domaine. On note N le nombre de ces tourbillons.

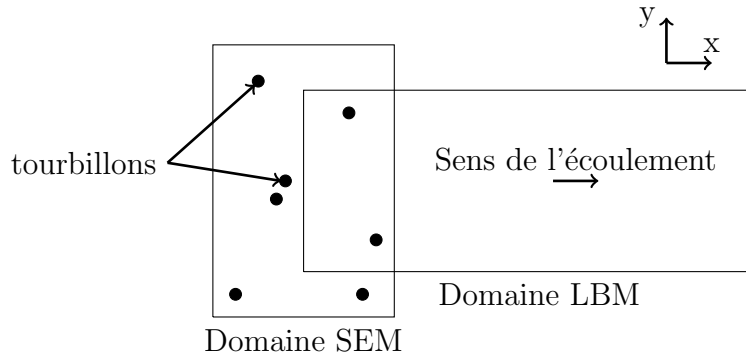


Figure 3 : Schéma général du fonctionnement de la SEM

- Calcul de l'influence des tourbillons sur le domaine de reconstruction.
- Normalisation des résultats pour correspondre aux caractéristiques turbulentes voulues.
- Convection des tourbillons.

Les deux premières opérations ne sont effectuées qu'à l'initialisation.

Les tourbillons sont répartis de façon aléatoire dans le domaine. Leur intensité $\vec{\omega}$ est un vecteur unitaire de direction aléatoire.

Les trois dernières opérations sont répétées à chaque itération. Les fluctuations engendrées par les tourbillons sur le domaine de reconstruction sont données par l'équation :

$$\vec{u}'(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \vec{\omega}_k f_{\sigma(\vec{x})}(\vec{x} - \vec{x}_k) \quad (6)$$

à l'aide d'une fonction de forme dépendant de la distance des tourbillons aux points de calcul

$$f_\sigma(\vec{x}) = f\left(\frac{x_1}{\sigma}\right)f\left(\frac{x_2}{\sigma}\right)f\left(\frac{x_3}{\sigma}\right) \quad (7)$$

où f peut par exemple être choisie de la manière suivante :

$$f\left(\frac{x_i}{\sigma}\right) = \begin{cases} 0 & \text{si } |x_i| > \sigma, \\ 1 - \frac{|x_i|}{\sigma} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (8)$$

La normalisation des résultats est effectuée à l'aide de la décomposition de Cholesky a du tenseur de Reynolds, dont les termes a_{ij} sont les composantes :

$$a = \begin{bmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/a_{11} & \sqrt{R_{22} - a_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/a_{11} & (R_{32} - a_{21}a_{31})/a_{22} & \sqrt{R_{33} - a_{31}^2 - a_{32}^2} \end{bmatrix} \quad (9)$$

Les tourbillons sont déplacés à chaque itération comme s'ils étaient portés par l'écoulement. Les tourbillons sortant du domaine sont réinjectés en entrée, avec un vecteur intensité recalculé aléatoirement.

5 Simulation LBM d'un écoulement turbulent entre deux parois planes

Le cas de référence est la simulation DNS réalisée par Kim *et al* (1987) [13] d'un écoulement périodique entre deux parois planes avec un nombre de Reynolds calculé par rapport à la vitesse moyenne de l'écoulement $\langle U_1 \rangle$ et à la hauteur du canal H (entrefer) de 5600. Les grandeurs sont adimensionnées par la hauteur du canal et la vitesse moyenne. La densité est également adimensionnée. Nous considérons un canal de largeur 1 et de longueur 6.3, périodique dans les directions longitudinale, \vec{i} , et transversale, \vec{j} . Une condition de vitesse nulle est appliquée sur les parois supérieure et inférieure, l'écoulement est imposé par une force volumique basée sur un contrôle du débit. L'opérateur de collision MRT est utilisé avec le modèle de sous-maille Smagorinsky statique permettant l'ajout d'un terme de forçage [14], ces paramètres seront utilisés pour toutes les simulations de cet article. Le maillage est régulier avec $756 \times 120 \times 120$ mailles. La hauteur de maille à la paroi est $\Delta z^+ = 3$. Les grandeurs post-traitées sont les vitesses moyennes $\langle U_1 \rangle$ et $\langle U_3 \rangle$ et les composantes du tenseur de Reynolds.

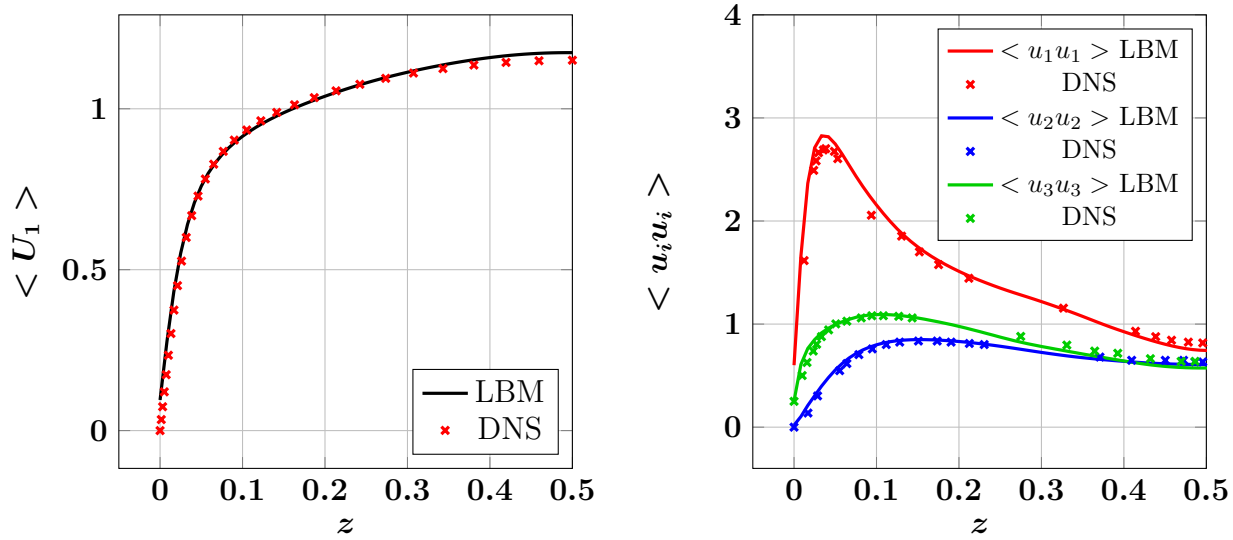


Figure 4 : Vitesse moyenne et composante du tenseur de Reynolds pour la simulation LBM-LES comparée aux simulations DNS de Kim *et al* (1987) [13]

Une bonne corrélation entre les résultats obtenus avec la simulation LBM-LES et les résultats de référence de la simulation DNS est observée (cf. Figure 4).

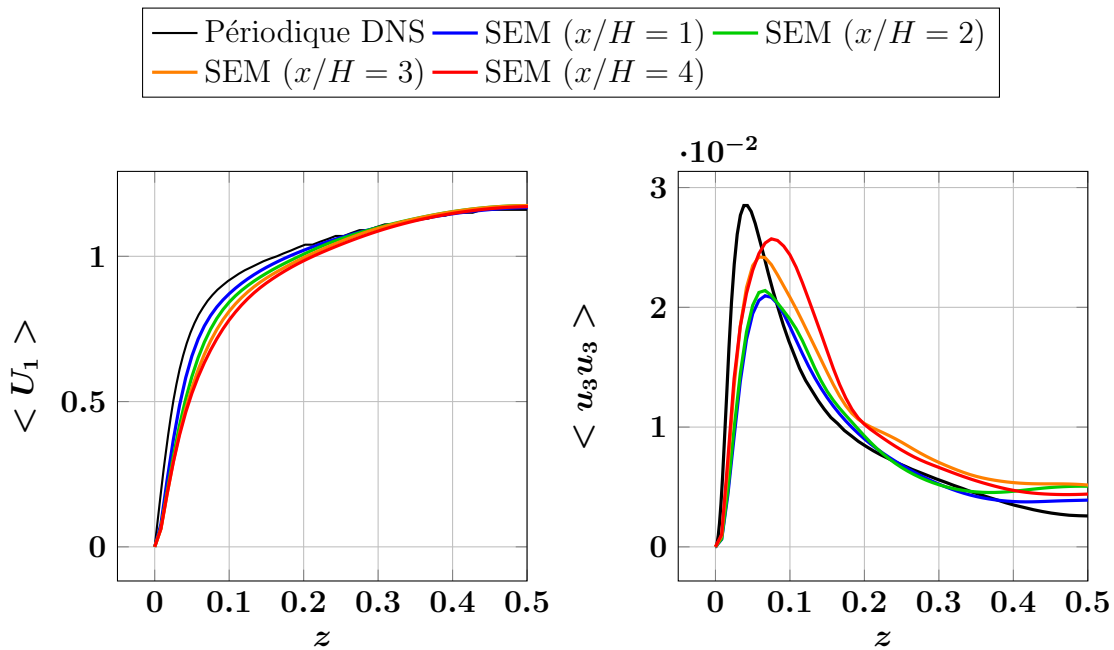


Figure 5 : Vitesse moyenne et composante du tenseur de Reynolds : comparaison entre la simulation LBM SEM et la simulation DNS de référence [13].

Une seconde simulation en condition non périodique est réalisée en utilisant en condition d'entrée la méthode des tourbillons synthétiques ou SEM développée par Jarrin (2008) [12]. Les données nécessaires au fonctionnement de la SEM sont récupérées des résultats de la simulation DNS de

référence. La zone SEM contient un nombre de tourbillons du même ordre de grandeur que la simulation de Jarrin [12]. On considère des tourbillons de forme sphérique. Le canal est de largeur égale à 1.5 et a une longueur de 5. La condition de sortie implémentée est un gradient de vitesse normale nul. Une condition de glissement est utilisée sur les parois latérales, et une condition d'adhérence sur les parois supérieure et inférieure.

Les grandeurs post-traitées sont comparées à celles calculées en LBM-LES périodique (cf. Figure 5). Les résultats de la simulation implémentant la SEM ont une tendance correcte par rapport aux résultats de la simulation périodique. Des écarts importants persistent cependant sur une grande longueur de canal. On observe une légère diminution de la vitesse moyenne dans l'axe du canal qui n'est pas liée à la SEM et mérite une étude approfondie.

6 Simulation LBM d'un écoulement turbulent entre une paroi plane et une paroi ondulée, cas "wavywall"

Le cas de référence est la simulation DNS réalisée par Maaß *et al* (1996) [15] d'un écoulement turbulent avec fond sinusoïdal à Reynolds 6760 par rapport à la vitesse moyenne et à la hauteur moyenne du canal. Toutes nos grandeurs sont adimensionnées par la hauteur moyenne et la vitesse moyenne. La densité est également adimensionnée. On se place dans la même configuration que celle étudiée par Maaß *et al* (1996) soit un canal de largeur 2 et de longueur 4, périodique dans les directions longitudinale, \vec{i} , et transversale, \vec{j} . On applique une condition d'adhérence sur les parois. L'amplitude de la sinusoïde est égale à 0.05 et sa longueur d'onde à $\lambda = 1$. Le maillage est régulier et la taille de maille constante dans le domaine avec $400 \times 200 \times 105$ mailles. La taille de maille à la paroi est égale à $\Delta z^+ = 7$. Les grandeurs post-traitées sont les mêmes que pour l'écoulement entre deux parois planes.

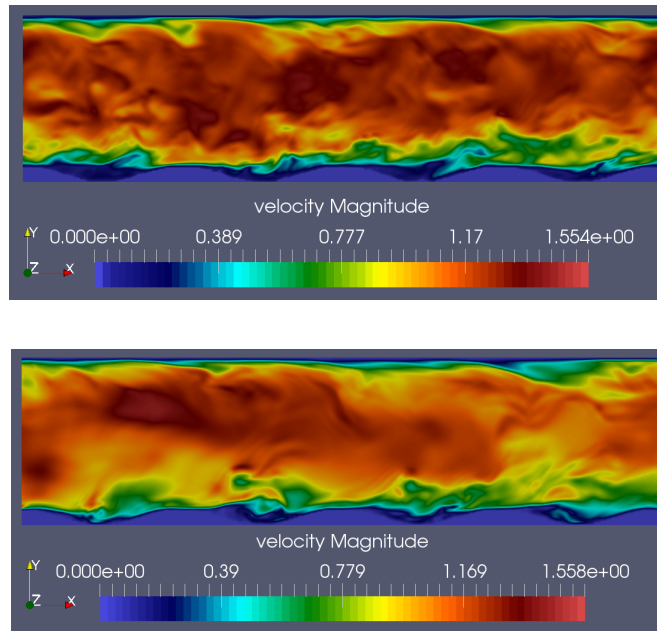


Figure 6 : a : Simulation périodique en LBM-LES. b : Simulation avec SEM en LBM-LES.

La Figure 6(a) présente la simulation LBM-LES périodique convergée. Les résultats obtenus sont en accord avec la simulation DNS de référence.

Le cas précédent est repris avec une condition d'entrée basée sur la SEM. Les données nécessaires à la SEM sont obtenues de la simulation LBM-LES périodique. Le domaine fluide est allongé à une longueur de 6 afin de laisser l'écoulement s'établir. Les conditions aux limites utilisées sont identiques à celles de l'écoulement turbulent entre parois planes implémenté avec la SEM. Le maillage est régulier, la taille de maille est constante et on a $600 \times 150 \times 105$ mailles. La taille de maille à la paroi est égale à $\Delta z^+ = 7$.

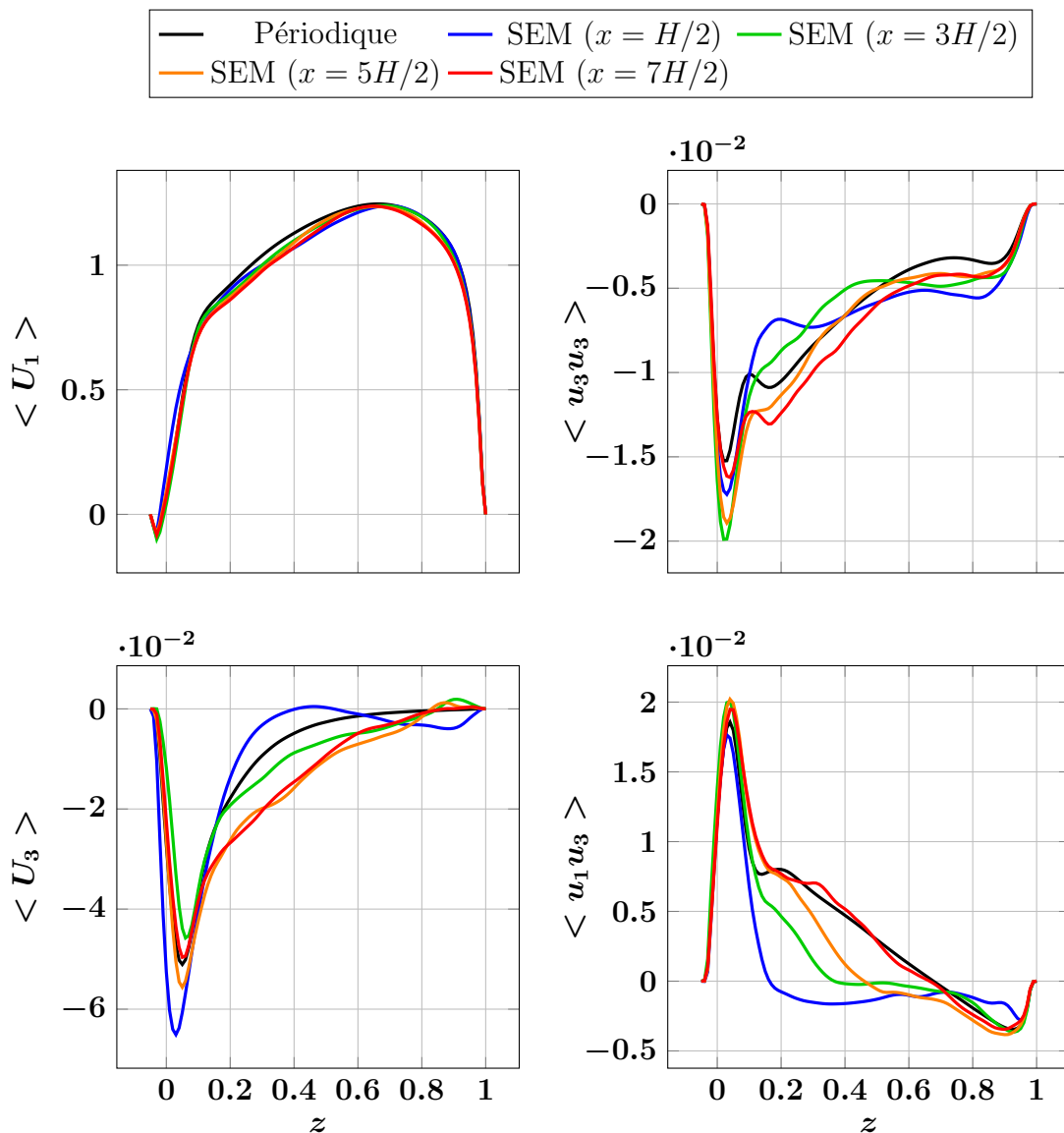


Figure 7 : Vitesses moyennes et composantes du tenseur de Reynolds : comparaison des simulations LBM périodique et LBM SEM

La Figure 7 présente les grandeurs moyennées des simulations LBM SEM et LBM périodique. Pour x supérieur à $4H$, la vitesse moyenne $\langle U_1 \rangle$ ainsi que les composantes du tenseur de Reynolds obtenues avec la simulation utilisant la SEM sont proches des résultats obtenus avec la simulation

périodique. Le temps de convergence de la simulation LBM périodique permet de dire qu’il faudrait environ $20H$ pour obtenir de tels résultats avec une vitesse d’entrée constante. Les écarts les plus importants sont observés sur les profils de vitesse moyenne $\langle U_3 \rangle$ où un fort déficit, voire une inversion, de vitesse est présent à mi-hauteur du canal. L’origine de ces écarts sera étudiée dans la suite de nos travaux.

7 Bilan

L’implémentation de la SEM en LBM permet d’obtenir un écoulement turbulent établi après une distance supérieure à 4 hauteurs de canal et pour un coût en calcul modéré (entre 4 et 8 heures sur 256 coeurs). La convergence est plus rapide pour le cas ”wavywall” que pour l’écoulement entre deux parois planes, mettant en avant l’influence de la morphologie des frontières sur la distance de convergence. Les courbes des grandeurs moyennées des simulations LBM SEM ont une tendance correcte mais des écarts sont observés par rapport aux cas de référence. Les raisons possibles de ces écarts sont multiples, la première cause est sans doute le manque de tourbillons en proche paroi, où l’influence de ceux-ci est limitée dans l’espace. Un travail d’optimisation est nécessaire afin d’augmenter le nombre de tourbillons sans trop alourdir les calculs. Une autre cause peut être l’anisotropie des structures tourbillonnaires, qui n’est pas prise en compte dans le code. Ces pistes d’amélioration devraient permettre de réaliser des simulations d’environnement hydrolien en LBM-LES avec une turbulence ambiante réaliste.

Remerciements

Ce travail a bénéficié d’une aide de l’Etat gérée par l’Agence Nationale de la Recherche au titre du programme Investissements d’avenir portant la référence ANR-10-IEED-0006-11, et des moyens de calcul financés par le Conseil Départemental de la Manche ainsi que ceux du CRIANN.

References

- [1] I.A. Milne, R.N. Sharma, R.G.J. Flay, and S. Bickerton. Characteristics of the turbulence in the flow at a tidal stream power site. *The Royal Society*, 371:196, 2013.
- [2] P. Mycek, B. Gaurier, G. Germain, G. Pinon, and E. Rivaolen. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. part i: One single turbine. *Renewable Energy*, 66:729–746, 2014.
- [3] T.H.E. Clark. Turbulence in marine environments (time): A framework for understanding turbulence and its effects on tidal devices. In *EWTEC*, 2015.
- [4] H. Liu, Y. Ding, H. Wang, and J. Zhang. Lattice boltzmann method for the age concentration equation in shallow water. *Journal of Computational Physics*, 299:613–629, 2015.
- [5] Q. Li, C. Zhong, K. Li, G. Zhang, X. Lu, Q. Zhang, K. Zhao, and X. Chu. A parallel lattice boltzmann method for large eddy simulation on multiple gpus. *Computing*, 96:479–501, 2013.

- [6] M. Pamiès, P.-É. Weiss, E. Garnier, S. Deck, and P. Sagaut. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 2009.
- [7] P.L. Bhatnagar, E.P. Gross, and M. Krook. A model for collision processes in gases. i. small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical Review*, 94:511–525, 1954.
- [8] D. D’Humières, I. Ginzburg, M. Krafczyk, P. Lallemand, and L.-S. Luo. Multiple-relaxation-time lattice boltzmann model in three dimensions. *The Royal Society*, 360:437–451, 2002.
- [9] P. Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flow*. Springer, 2006.
- [10] K.N. Premnath, M.J. Pattison, and S. Banerjee. Dynamic subgrid scale modeling of turbulent flows using lattice boltzmann method. *arXiv*, 2009.
- [11] T.S. Lund, X. Wu, and K.D. Squires. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *Journal of Computational Physics*, 140:233–258, 1998.
- [12] N. Jarrin. *Synthetic inflow boundary conditions for the numerical simulation of turbulence*. PhD thesis, University of Manchester, 2008.
- [13] J. Kim. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 177:133–166, 1987.
- [14] Z. Guo, C. Zheng, and B. Shi. Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice boltzmann method. *Physical Review E*, 65(046308), 2002.
- [15] C. Maaß and U. Schumann. Direct numerical simulation of turbulent flow over a wavy wall boundary. *Notes on numerical fluid mechanics*, 52:227–241, 1996.