

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche

Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

Département Electronique

Spécialité : Energies Renouvelables

Option : Photo-Thermique

Thèse de Doctorat en Sciences

Présentée par :

Dawoud HAMANE

**Contribution à la caractérisation de l'écoulement dans le sillage d'une
éolienne.**

Soutenu le 21 Novembre 2021 Devant le jury composé de :

M. HADDADI	Professeur, ENP	Président
O. GUERRI	Directrice de recherche, CDER	Directrice de thèse
S. LARBI	Professeur, ENP	Co-Directeur de thèse
C. LARBES	Professeur, ENP	Examineur
T. REZOUG	Professeur, U. Blida 1	Examineur
M. AIT SAADA	Professeur, USTHB	Examineur
D. SEMMAR	Professeur, U. Blida 1	Examineur

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche

Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER



Département Electronique

Spécialité : Energies Renouvelables

Option : Photo-Thermique

Thèse de Doctorat en Sciences

Présentée par :

Dawoud HAMANE

Contribution à la caractérisation de l'écoulement dans le sillage d'une éolienne.

Soutenue le 21 Novembre 2021 Devant le jury composé de :

M. HADDADI	Professeur, ENP	Président
O. GUERRI	Directrice de recherche, CDER	Directrice de thèse
S. LARBI	Professeur, ENP	Co-Directeur de thèse
C. LARBES	Professeur, ENP	Examineur
T. REZOUG	Professeur, U. Blida 1	Examineur
M. AIT SAADA	Professeur, USTHB	Examineur
D. SEMMAR	Professeur, U. Blida 1	Examineur

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier ma directrice de thèse, Madame GUERRI Ouahiba, Directrice de recherche de la division énergie éolienne du Centre de Développement des Energies Renouvelables, qui m'a encadré tout au long de cette thèse. Qu'elle soit aussi remerciée pour sa disponibilité permanente et pour les nombreux encouragements qu'elle m'a prodigué.

Je tiens également à remercier mon co-directeur de thèse, le Professeur LARBI Salah de l'École Nationale Polytechnique, qui m'a prodigué de nombreux conseils pour mener à bien cette thèse.

J'adresse aussi mes remerciements à Monsieur HADDADI Mourad, Professeur à l'École Nationale Polytechnique, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur LARBES Cherif, Professeur à l'École Nationale Polytechnique, Monsieur REZOUG Tahar, Professeur à l'université de Blida, Monsieur SEMMAR Djafar, Professeur à l'Université de Blida, Monsieur AIT SAADA Mabrouk, Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, d'avoir accepté d'examiner de la présente thèse.

J'adresse aussi mes remerciements à Monsieur Manfred Krafczyk, Professeur Dr.-Ing. Habil de L'université Technique de Braunschweig et directeur de l'Institut de modélisation et simulation numérique en génie civil (IRMB), qui m'a accueilli au sein de son institut.

Je tiens également a présenté mes remerciement à toute l'équipe **dz-grid** de CERIST, d'avoir met à notre disposition les ressources de calcule pour l'élaboration de cette thèse.

Je remercie également tous les membres de mon équipe de recherche Aérodynamique du Centre de Développement des Energies Renouvelables qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de cet humble travail, un grand merci.

On ne sait jamais où placer les remerciements pour la famille... Au début ? A la fin ? Peu importe en fait, à partir du moment où ils savent à quel point tout leur est dû. Quelques mots simples pour une reconnaissance immense : une pensée particulière va à ma mère qui m'a toujours comblé d'affection (que dieux l'accueil dans son vaste paradis), à mon père qui m'a tout le temps encouragé, à mes chers frères et mes chers sœurs, à ma femme qui m'a supporté tout au long de cette thèse, à tous mes neveux et mes nièce, pour qui, j'espère une grande réussite dans leurs études et à toutes les personnes qui me sont chères ainsi qu'à tous ceux qui parcourront cette modeste étude en espérant qu'elle leur sera bénéfique.

ملخص

يتعلق العمل المقدم في هذه الأطروحة بتحليل التدفق في أعقاب توربينات الرياح باستخدام تقنية عددية تعتمد على طريقة Lattice Boltzmann (LBM) ، وهي تقنية حساب رقمية حديثة نسبيًا. على عكس مناهج المحاكاة العددية الكلاسيكية المتعلقة بديناميات الموائع (CFD) التي تتكون من حل معادلات نافير-ستوكس ، فإن الطريقة المستخدمة تستوعب السائل إلى جسيمات وهمية. ثم يتم حل المعادلات الحاكمة لهذه الجسيمات التي تقوم بعمليات انتشار وتصادمات متتالية في شبكة. تم تطبيق هذه التقنية بنجاح للتدفقات في الوسائط المسامية والتدفقات متعددة الأطوار ، في الحوسبة عالية الأداء. تم إجراء هذه المحاكاة باستخدام كود مجاني ، Palabos ، في نظام Linux. من أجل معالجة الكود والتحقق من صحة الطريقة المطبقة ، تم تطبيق الحسابات أولاً على أسطوانة موضوعة في مجال ثنائي الأبعاد (2D) ثم مجال ثلاثي الأبعاد (3D) ، للتدفق الصفحي ثم للتدفق المضطرب الممثل بواسطة نموذج محاكاة واسع النطاق (LES) ، محاكاة إيدي كبيرة). بعد ذلك ، يتم النظر في حالة التدفق المضطرب حول قرص مسامي لنمذجة توربينات الرياح. النتائج التي تم الحصول عليها في اتفاق جيد مع القيم المنشورة.

الكلمات المفتاحية: توربينات الرياح ، الاهتزاز ، القرص المسامي ، LBM ، الاضطراب.

ABSTRACT

The present work is dedicated to the analysis of the fluid flow in the wake of a wind turbine using a numerical technique based on the Lattice Boltzmann (LBM) method, a relatively recent numerical calculation technique. Unlike the classical computational fluid dynamics (CFD) techniques which consist in solving the Navier- Stokes equations, the applied method assimilates the fluid to fictitious particles. The governing equations are then solved for those particles which perform successive propagation and collision in a mesh. This technique has been successfully applied for fluid flows in porous media and for multiphase flows, in high-performance computing. These simulations were performed using free code, named Palabos, based on Linux. For an understanding of the code and a validation of the applied method, the calculations were first applied to a cylinder placed in a two-dimensional (2D) then three-dimensional (3D) domain, for a laminar flow then for a turbulent flow with a large eddy simulation (LES) model. Then, the case of a turbulent flow around a porous disk that models a wind turbine is considered. The obtained results are in good agreement with the published data.

Keywords : Wind turbine, wake, porous disk, LBM, turbulence.

RESUME

Les travaux effectués ont consisté en l'analyse de l'écoulement dans le sillage d'une éolienne en utilisant une technique numérique basée sur la méthode Lattice Boltzmann (LBM), une technique de calcul numérique relativement récente. Contrairement aux approches classiques de simulation numérique de la dynamique des fluides (CFD) qui consistent à résoudre les équations de Navier Stokes, la méthode utilisée assimile le fluide à des particules fictives. Les équations sont alors résolues pour ces particules qui exécutent des propagation et collision successives dans un maillage. Cette technique a été appliquée avec succès pour les écoulements dans les milieux poreux et pour les écoulements multiphasiques, en calcul intensif. Ces simulations ont été effectuées à l'aide d'un code libre, Palabos, basé sous Linux. Pour une prise en main du code et une validation de la méthode appliquée, les calculs ont d'abord été appliqués à un cylindre placé dans un domaine bidimensionnel (2D) puis tri-dimensionnel (3D), pour un écoulement laminaire puis pour un écoulement turbulent représenté par un modèle de simulation des grandes échelles (LES, Large Eddy Simulation). Ensuite, le cas d'un écoulement turbulent autour d'un disque poreux modélisant une éolienne est considéré. Les résultats obtenus sont en bonne adéquation avec les valeurs publiées.

Mots clés : éolienne, sillage, disque poreux, LBM, turbulence.

Table des matières

LISTE DES TABLEAUX

LISTE DES FIGURES

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE	18
1 GENERALITES SUR LES EOLIENNES	21
1.1 Les différents types d'éoliennes.....	23
1.1.1 Classification des éoliennes selon leur axe de rotation	23
1.1.2 Classification des éoliennes selon leur taille	27
1.1.3 Parc éolien	29
1.2 Sillage des éoliennes.....	29
1.2.1 Modèles d'ingénierie de sillage	31
1.2.2 Concept de la théorie du disque Actif (AD).....	31
1.2.3 Analogie du disque actif avec un disque poreux.....	34
2 ÉTAT DE L'ART SUR LE SILLAGE DES EOLIENNES	36
2.1 Études expérimentales du sillage	37
2.2 Études numériques du sillage.....	39
2.3 Méthode LBM appliquée aux écoulements externes	45

3	MODELISATION MATHEMATIQUE ET METHODE LATTICE BOLTZMANN	49
3.1	Les variables Lattice	50
3.2	Les équations LBM	52
3.2.1	Schéma BGK SRT	53
3.2.2	Schéma MRT.....	54
3.2.3	Schéma BGK RLB.....	55
3.3	Modélisation de la turbulence	56
3.4	Conditions Initiales.....	56
3.5	Conditions aux limites.....	57
3.5.1	Les schémas de reconstruction des fonctions aux frontières	57
3.5.2	Frontières périodiques.....	59
3.5.3	Condition de Dirichlet	60
3.5.4	Outflow	61
3.5.5	Condition fluide-solide	61
3.6	Maillage du domaine de calcul.....	64
3.6.1	Couplage du niveau fin vers le niveau grossier	66
3.6.2	Couplage du niveau grossier vers le niveau fin	67
3.6.3	Déroulement du couplage	68
3.7	Code de calcul utilisé.....	69
4	RESULTATS ET DISCUSSIONS	70
4.1	Ecoulement autour du cylindre	71
4.1.1	Ecoulement laminaire autour d'un cylindre 2D	72
4.1.2	Ecoulement turbulent autour d'un cylindre 3D.....	77
4.1.3	Conclusion 1	78
4.2	Application au modèle réduit de l'éolienne.....	79
4.2.1	Modèle numérique.....	79

4.2.2	Influence de la constante de Smagorinsky	83
4.2.3	Résultats obtenus avec le schéma D3Q27	86
4.2.4	Résultats obtenus avec la condition de Filippova & Hanel	91
4.2.5	Profils de vitesses	91
4.2.6	Conclusion 2	99

CONCLUSION ET PERSPECTIVES **101**

REFERENCES

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Coefficient de trainée et nombre de Strouhal ($Ma = 0.1 - Re_D = 100$)	73
Tableau 4.2	Variation du nombre de Strouhal avec le rapport B	75
Tableau 4.3	Facteur induit a - condition BC1	98
Tableau 4.4	Facteur induit a - condition BC2	98

Table des figures

Figure 1.1	Évolution de la puissance éolienne installée dans le monde [1]	22
Figure 1.2	Évolution du coût moyen de l'électricité d'origine renouvelable [1]	23
Figure 1.3	Éolienne savonius	24
Figure 1.4	Éolienne Darrieus à pales paraboliques	25
Figure 1.5	Éolienne à axe horizontal	26
Figure 1.6	Principaux éléments d'une éolienne à axe horizontal	26
Figure 1.7	Eolienne amont (à gauche) et aval (à droite) [2]	27
Figure 1.8	Évolution de la taille des éoliennes [3]	28
Figure 1.9	Parc éolien [4]	30
Figure 1.10	Sillage d'un parc éolien offshore [5]	31
Figure 1.11	Expansion du sillage d'une éolienne selon le modèle de Jensen [6]	32
Figure 1.12	Schéma du disque actif (AD) [7]	34
Figure 3.1	Fonctions de distribution à la frontière	60
Figure 3.2	Fonction de distribution d'un noeud de type Bounceback avant et après étape de propagation	62
Figure 3.3	Définition d'un solide à l'aide de noeuds bounceback	63
Figure 3.4	Schéma des frontières immergées	64
Figure 3.5	Description du découpage multi-domaine	65

Figure 3.6	Couplage entre les niveaux fin et grossier.	67
Figure 4.1	Domaine de calcul d'un cylindre 2D placé dans une canal plan.	72
Figure 4.2	Évolution temporelle des coefficients C_D et C_L et analyse FFT – $Re_D = 100$ et $B = 0.2$	74
Figure 4.3	Influence du rapport de blocage sur le nombre de Strouhal – LBM-SRT et LBM-MRT – $Re_D = 100$ et 200	75
Figure 4.4	Contours des vitesses obtenus avec un nombre de Reynolds $Re_D = 200$, pour différents rapports de blocage	76
Figure 4.5	Contours des vorticités obtenus avec les calculs LBM-LES, schéma SRT, $Re_D = 3900$	78
Figure 4.6	Iso contours de critère $\mathbf{Q}(Q^*(D^2/U_0^2) = 1)$ coloré par la magni- tude de vitesse obtenus avec les calculs LBM-LES, schéma RBGK, $Re_D =$ 3900	79
Figure 4.7	Evolution temporelle des coefficients de portance et de traînée et analyse FFT – calculs LBM-LES avec schéma SRT et $Re_D = 3900$	80
Figure 4.8	Schéma du disque poreux	81
Figure 4.9	Domaine de calcul et maillage.	82
Figure 4.10	Contours des vitesses autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q19	84
Figure 4.11	Contours du module de vorticité autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q19	85
Figure 4.12	Contours de la composante de vorticité (z) autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q19	87
Figure 4.13	Contours des vitesses autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q27	88
Figure 4.14	Contours du module de vorticité autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q27	89
Figure 4.15	Contours de la composante de vorticité (z) autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q27	90

Figure 4.16	Contours des vitesses autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC2$ et schéma D3Q27	92
Figure 4.17	Contours du module de vorticité autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC2$ et schéma D3Q27	93
Figure 4.18	Contours de la composante de vorticité (z) autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC2$ et schéma D3Q27	94
Figure 4.19	Profil vertical de la composante de vitesse u/U_0 , � $x = 6D$ en aval du disque	95
Figure 4.20	Profil vertical de la composante de vitesse u/U_0 , � $x = 8D$ en aval du disque	96
Figure 4.21	Profil vertical de la composante de vitesse u/U_0 , � $x = 10D$ en aval du disque	97

NOMENCLATURE

a	Induction factor	
A_d	Surface de disque	m^2
c	Vitesse de son	m/s
c_i	Vitesse discrète ou Direction de propagation des particules	
C_D	Coefficient de traîné	
C_L	Coefficient de portance	
C_P	Coefficient de puissance	
c_s	Vitesse de son dans lattice	
C_s	Constante de Smagorinsky	
C_T	Coefficient de poussé	
D	Diametre de rotor	m
f_i	Fonction de distribution des particules	
f_i^{eq}	Fonction d'équilibre de distribution des particules	
f_i^{neq}	Fonction hors équilibré de distribution des particules	
H	Hauteur de canal	m
k	Perméabilité	
p	la porosité de disque	
Q_i	Premier moment hors d'équilibre	
Re	Nombre de Reynolds	
t	Temps physique	s
U_∞	Vitesse de vent libre	m/s
x	Location	m
P	Pression	Pa
St	Nombre de Strouhel	
Ma	Nombre de Mach	
Δt	Pas de temps	s

Δx	Pas de d'espace	m
δ	Kronecker symbole	
ν_T	Viscosité turbulente	m^2/s
ω	Fréquence de relaxation dimensionnée	
Ω	Opérateur de collision	
Π	Second order non-équilibre moment	
ρ	Densité de Fluide	kg/m^3
τ	Temps de relaxation	—

INTRODUCTION GENERALE

Les préoccupations croissantes concernant le réchauffement climatique, la pollution de l'environnement et la sécurité énergétique ont accru l'intérêt pour le développement des énergies renouvelables. Ces énergies *propres* peuvent apporter des solutions appropriées au changement climatique et à la crise énergétique mondiale. Leur utilisation permet essentiellement de réduire les émissions de CO_2 , SO_2 , NOX et autres déchets nocifs des centrales électriques à charbon traditionnelles ainsi que les déchets radioactifs émis par les centrales nucléaires [8].

L'énergie éolienne, l'énergie solaire, l'hydroélectricité, la géothermie, l'hydrogène et la biomasse, constituent donc une alternative aux combustibles fossiles. Parmi ces ressources énergétiques renouvelables, propres et durables, l'énergie éolienne est l'une des sources d'énergie les plus prometteuses. En tant que technologie énergétique de pointe, la maturité technique et la vitesse de déploiement de l'énergie éolienne sont reconnues. Ainsi, il n'existerait pas de limite supérieure pratique au taux d'intégration de l'énergie éolienne dans le réseau électrique [9]. Il a été estimé que la puissance solaire totale reçue par la terre est approximativement de $1.8 \times 10^{11} MW$. De toute cette puissance reçue, seuls 2% (i.e. $3.6 \times 10^9 MW$) sont convertis en énergie éolienne et 35% de cette énergie sont dissipés à 1000 m au-dessus de la surface de la terre [10]. Par conséquent, l'énergie éolienne disponible qui peut être convertie en d'autres formes d'énergie est d'environ $1.26 \times 10^9 MW$. Cette valeur représente approximativement 20 fois le taux de la consommation d'énergie mondiale actuelle.

L'énergie éolienne, qui pourrait donc répondre aux besoins énergétiques de la planète, a connu une expansion considérable. Ainsi en 2020, la Chine s'est dotée de nouvelles installations d'une capacité globale de 52 GW et les États Unis d'Amérique de 17 GW. Dix autres pays ont augmenté leur capacité de production d'énergie de source éolienne de plus de 1 GW [11] Avec une puissance additionnelle installée de 111 GW, contre 58 MW en 2019, l'expansion de l'énergie éolienne a presque doublé en 2020 par rapport à 2019, et la puissance globale installée a atteint 744 GW.

Cet essor de l'énergie éolienne est dû aux décisions prises par les politiques de par le monde, aux mesures d'encouragements octroyées aux compagnies d'électricité, mais aussi à une meilleure maîtrise de la technologie des éoliennes. En effet, du moulin à vent à l'aérogénérateur actuel, l'éolienne a connu des développements

successifs qui ont conduit à l'amélioration de son rendement, l'augmentation de sa puissance et son adaptation aux conditions climatiques. Mais ce qui a contribué également au développement des installations éoliennes dans le monde, c'est une meilleure maîtrise des phénomènes physiques mis en jeu dans les parcs éoliens. Ainsi, les études d'interactions entre éoliennes et notamment le phénomène du sillage ont fait l'objet de nombreux travaux basés sur des mesures expérimentales ou des simulations numériques. Ce phénomène de sillage fait également l'objet de ces travaux de thèse où une méthode numérique est retenue.

Les techniques de simulations numériques généralement utilisées pour l'étude du sillage des éoliennes sont basées sur la résolution des équations moyennées de Navier Stokes ou sur la simulation des grandes échelles de turbulence. Dans le cadre de cette thèse, une approche différente, la méthode Lattice Boltzmann (ou Boltzmann sur réseau), est appliquée. Le but de nos travaux est d'étudier la possibilité de décrire le sillage d'une éolienne à axe horizontal en utilisant cette technique. Nos calculs ont été effectués à l'aide d'un code libre, Palabos. Pour modéliser l'éolienne, nous avons retenu un disque poreux, basé sur le concept du disque actif. Le code de calcul utilisé est appliqué dans un premier temps à un cylindre circulaire puis au disque poreux qui modélise l'éolienne. L'influence de différents paramètres de calcul tels que le temps de relaxation ou le schéma de la grille, ainsi que l'influence des conditions aux limites sur les résultats, ont été étudiés.

Les travaux effectués sont présentés dans ce document qui est organisé comme suit : dans le premier chapitre, nous présentons quelques généralités sur les éoliennes et le phénomène de sillage étudié. Le second chapitre est une revue bibliographique des principaux travaux scientifiques récents relatifs au sillage des éoliennes et à la méthode Lattice Boltzmann (LBM) appliquée aux écoulements externes. La méthode LBM est ensuite décrite dans le chapitre trois. Les résultats obtenus sont présentés et discutés dans le quatrième et dernier chapitre où nous commencerons par exposer les résultats relatifs à la simulation de l'écoulement autour du cylindre puis nous présenterons les simulations appliquées au du disque poreux.

Chapitre 1

GENERALITES SUR LES EOLIENNES

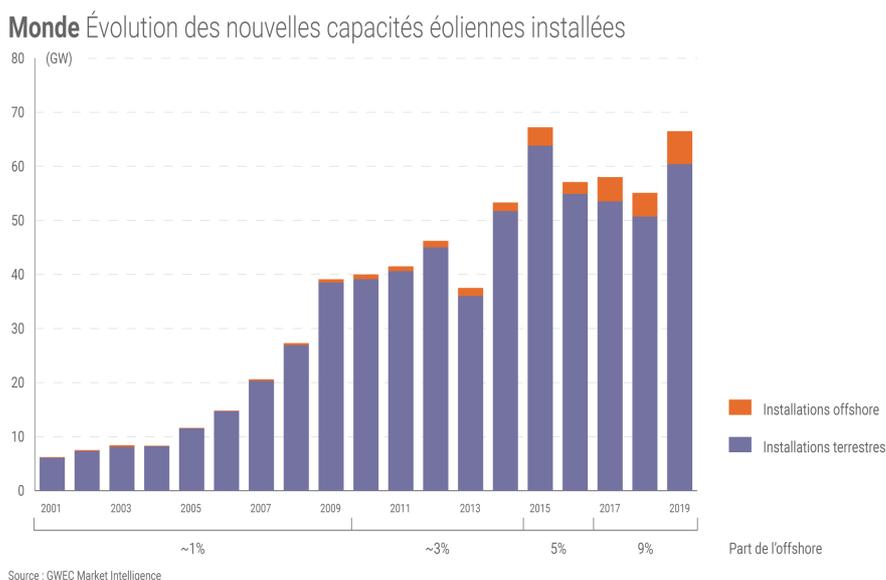


FIGURE 1.1 – Évolution de la puissance éolienne installée dans le monde [1]

Au cours des trois dernières décennies, une croissance importante de l'énergie éolienne a été observée partout dans le monde (Figure 1.1). C'est à partir de l'an 2000 que les compagnies d'électricité ont commencé à s'intéresser à la production d'électricité éolienne en construisant des centrales éoliennes. Selon le rapport du GWEC [1], cette implication des compagnies d'électricité s'explique par les progrès de l'industrie éolienne et aussi par la directive européenne imposant que 20% de son énergie totale soit d'origine renouvelable en 2020. Comme le montre la Figure 1.2, l'expansion du marché éolien a entraîné une diminution continue du coût de l'électricité éolienne depuis les années 1980. La Figure 1.2 montre aussi que le coût de l'électricité d'origine éolienne est nettement inférieur à celui produit à partir des autres sources énergétiques renouvelables telles que le solaire photovoltaïque et les concentrateurs solaires.

Pour avoir un aperçu sur les causes qui ont conduit à cette évolution favorable de l'énergie éolienne, nous présentons, dans ce qui suit, les principaux types d'éoliennes en montrant l'évolution de leur technologie, puis nous donnerons un aperçu sur le phénomène du sillage dans les parcs éoliens, dont la meilleure compréhension a permis l'amélioration des performances parcs éoliens.

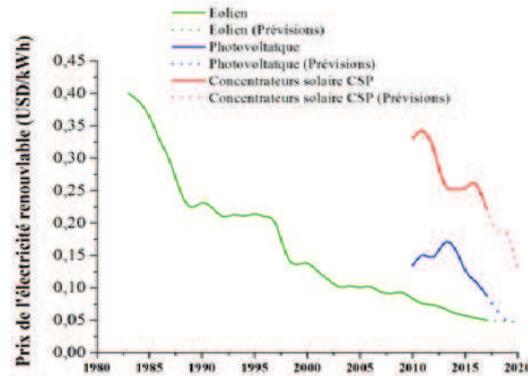


FIGURE 1.2 – Évolution du coût moyen de l'électricité d'origine renouvelable [1]

1.1 Les différents types d'éoliennes

L'éolienne est une machine de conversion de l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique, qui à son tour, est convertie en énergie électrique. Ces dernières décennies, des progrès remarquables dans la conception des éoliennes ont été réalisés, parallèlement aux développements technologiques modernes. Il a été estimé que les progrès de l'aérodynamique, de la dynamique structurelle et de la micro météorologie ont contribué à une augmentation annuelle de 5% du rendement énergétique des éoliennes [12]. Divers concepts d'éoliennes ont été développés et construits pour maximiser la production d'énergie, minimiser le coût de fabrication des éoliennes et augmenter leur efficacité et leur fiabilité. Les éoliennes peuvent être classées en fonction de la configuration du générateur, de la direction de la vitesse de l'air incident par rapport à l'axe de rotation du rotor, de leur taille, du mode d'entraînement du générateur, du mode d'alimentation et de l'emplacement de l'installation de la turbine.

1.1.1 Classification des éoliennes selon leur axe de rotation

Lorsque l'on considère la configuration de l'axe de rotation des pales du rotor, les éoliennes sont classées en éoliennes à axe vertical et éoliennes à axe horizontal [8].



FIGURE 1.3 – Éolienne savonius

A. Les éoliennes à axe vertical

L'éolienne à axe vertical tourne autour d'un axe perpendiculaire à la direction de la vitesse du vent. L'un des avantages de cette éolienne est qu'elle peut produire de l'énergie avec des vents provenant de n'importe quelle direction. Il existe deux types d'éoliennes vertical, à savoir : l'éolienne Darrieus et l'éolienne Savonius.

L'éolienne Savonius. Le Savonius est une machine à trainée qui est principalement composée d'un rotor cylindrique ou hélicoïdale fixé à un arbre vertical qui est l'axe de rotation. Ce type d'éolienne a l'avantage de pouvoir être installé dans des endroits encombrés tels que les agglomérations, et de fonctionner aux faibles vitesses de vent. L'éolienne Savonius a aussi l'avantage d'émettre moins de bruit comparée aux autres types d'éoliennes. L'inconvénient de ce type d'éolienne est son très faible rendement, comparé aux éoliennes dont le fonctionnement est basé sur la force de portance.

L'éolienne de type Darrieus. Contrairement à l'éolienne Savonius, le fonctionnement de l'éolienne Darrieus est basée sur la force de portance pour la production de puissance. Différentes configurations d'éoliennes Darrieus ont été développées, parmi lesquelles on trouve l'éolienne classique à pales paraboliques (Fig. 1.4) qui nécessite un moteur de lancement et les éoliennes à pales droites telles que les H-Darrieus ou encore les éoliennes à pales vrillées. Les éoliennes Darrieus ont un ren-



FIGURE 1.4 – Éolienne Darrieus à pales paraboliques

dement meilleur comparé, à celui de la Savonius, mais le rapport performance/coût reste faible, devant celui des éoliennes à axe horizontal.

B. Les éoliennes à axe horizontal

L'éolienne à axe horizontal (Figure 1.5) est caractérisée par son axe de rotation qui est parallèle à la direction de la vitesse du vent. Ce type d'éolienne a un rendement plus élevé comparé à celui des éoliennes à axe vertical [2]. Les éoliennes utilisées aujourd'hui sont pour la plupart des éoliennes à axe horizontal. Elles sont principalement composées d'un rotor, d'un mât et d'une nacelle (Figure 1.6). Le rotor est en général composé de une ou plusieurs pales et du moyeu qui le relie à un générateur électrique via un arbre. Le mât permet de placer le rotor à une hauteur suffisante afin qu'il soit entraîné par un vent plus fort et plus constant que celui rencontré au niveau du sol. Enfin, la nacelle, montée en haut du mât, abrite tous les composants de transmission de puissance.

Les éoliennes à axe horizontal les plus répandues dans le marché sont les éoliennes tripales, car au-delà de trois pales, le rendement de la machine n'augmente pas de manière significative. Les éoliennes multipales étaient utilisées pour le pompage de l'eau à l'aide d'une pompe à piston mécanique, via un système bielle-manivelle.

On distingue aussi deux types d'éoliennes à axe horizontal (Figure 1.7) :



FIGURE 1.5 – Éolienne à axe horizontal

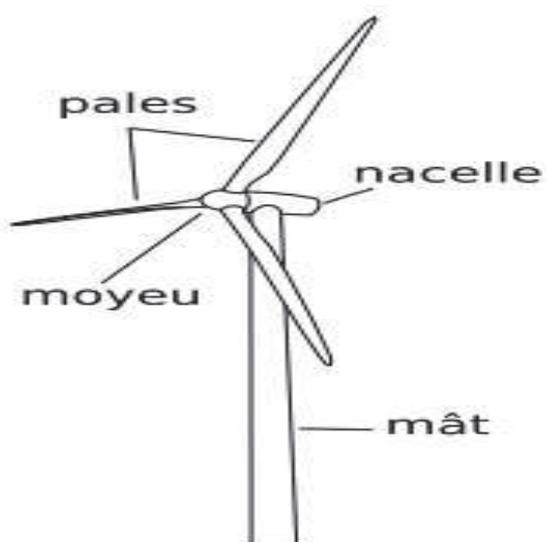


FIGURE 1.6 – Principaux éléments d'une éolienne à axe horizontal

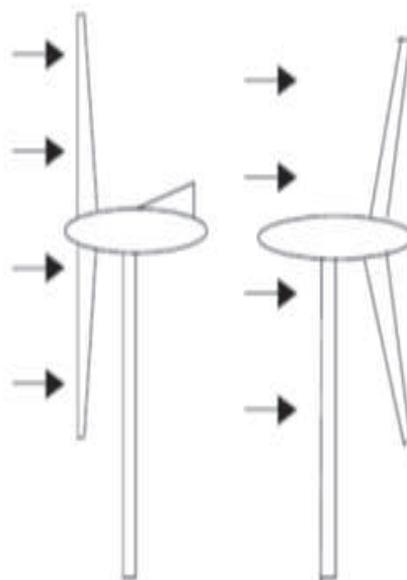


FIGURE 1.7 – Eolienne amont (à gauche) et aval (à droite) [2].

- Eolienne avec rotor à l’amont de la nacelle
- Eolienne avec rotor à l’aval de la nacelle

Les éoliennes avec rotor en aval de la nacelle sont plutôt utilisées aux USA.

1.1.2 Classification des éoliennes selon leur taille

Les éoliennes peuvent être classées en fonction de leur puissance nominale : micro, petites, moyennes, grandes et très grandes éoliennes. Bien qu’une définition restreinte des micro-éoliennes ne soit pas disponible, il est admis qu’une turbine dont la puissance nominale est inférieure à quelques kilowatts peut être classée comme micro-éolienne [13]. Les micro-éoliennes conviennent particulièrement aux sites où le réseau électrique n’est pas disponible. Elles peuvent être utilisées pour l’éclairage public, le pompage de l’eau et l’alimentation en énergie électrique des résidents des zones isolées, en particulier dans les pays en développement. Les petites éoliennes font généralement référence aux turbines dont la puissance de sortie est inférieure à 100 kW [8]. La puissance des éoliennes de taille moyenne varie de 100 kW à 1 MW. Ce type d’éoliennes peut être utilisé dans des systèmes en réseau ou hors réseau, pour l’alimentation en énergie électrique des villages. On les trouve également dans les systèmes hybrides, les systèmes à énergie distribuée, les centrales éoliennes, etc. Au delà de 1 MW de puissance, les éoliennes

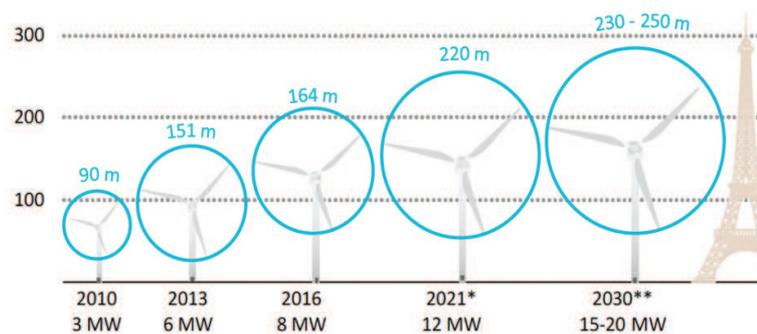


FIGURE 1.8 – Évolution de la taille des éoliennes [3].

sont classées parmi les grandes éoliennes. La puissance des éoliennes a beaucoup évolué ces dernières années (Figure 1.8) et les éoliennes de plusieurs mégawatts sont devenues le courant dominant du marché international de l'énergie éolienne [8]. Les éoliennes ultra-grandes sont les futures éoliennes de puissance supérieure à 10 MW. Les éoliennes de cette catégorie de puissance sont encore au stade de la recherche et du développement.

Le fonctionnement des éoliennes ne dépend pas de leur taille, mais il y a des différences entre les petites et grandes éoliennes, les principales sont les suivantes :

Dans les éoliennes de petite puissance, le rotor est directement couplé à la génératrice, et c'est une génératrice à aimant permanent qui est souvent utilisée. Pour l'orientation de l'éolienne face à la direction de vent, un gouvernail monté à l'aval de l'éolienne est utilisé.

La nacelle des grandes éoliennes comporte plusieurs composants, entre autres : un multiplicateur de vitesse et la génératrice, généralement une machine asynchrone à double alimentation. Le multiplicateur de vitesse sert à augmenter la vitesse de rotation du rotor pour la ramener à la vitesse de rotation nominale de la génératrice. Des moteurs pas-à-pas sont utilisés pour orienter l'éolienne face à la direction du vent. Les éoliennes à axe horizontal de grande puissance sont aussi équipées d'un système de contrôle de l'angle de calage des pales. La pale tourne autour d'elle-même dans le but de retarder le phénomène de décrochage aérodynamique et maintenir la puissance au maximum.

1.1.3 Parc éolien

Le développement des parcs éoliens a été initié en Californie au début des années 80 et il s'est depuis propagé dans le monde entier. Les premiers parcs éoliens étaient composés d'éoliennes de moyenne puissance, de l'ordre de 100 KW [14]. Avec le développement de l'industrie éolienne et la maîtrise de leur technologie, on assiste actuellement à la construction de parcs avec des éoliennes dont la puissance est beaucoup plus grande, allant de 1 à 10 MW (Figure 1.9). Cette tendance se précise beaucoup plus sur les parcs offshore dans lesquels sont installées des éoliennes de grandes puissance pour limiter les coûts proportionnellement plus élevés des infrastructures (fondations, raccordement électrique, transport sous-marin...) [13]. Cependant, le développement des parcs éoliens nécessite un placement optimal des éoliennes les unes par rapport aux autres afin de maximiser la production de l'ensemble. Si les turbines sont trop proches, les effets de sillage empêchent de fournir la pleine puissance et peuvent conduire à des problèmes de fatigue mécanique avec l'augmentation de la turbulence. Si elles sont trop éloignées, la ressource éolienne n'est pas exploitée de manière optimale et les pertes électriques dans les câbles sont importantes. Les pertes de puissance dues au sillage actuellement mesurées en offshore peuvent atteindre les 40 %. Ainsi, optimiser le placement des éoliennes est un véritable enjeu et simuler de manière précise l'écoulement du vent autour des éoliennes installées dans un parc est un des moyens pour y parvenir. Cela est obtenu en modélisant les effets de sillage des éoliennes dans des conditions météorologiques représentatives, notamment du point de vue de la couche limite atmosphérique [15].

1.2 Sillage des éoliennes

L'extraction de l'énergie cinétique du vent par une éolienne se traduit par un écoulement de sillage en aval, caractérisé par une diminution de la vitesse du vent et une turbulence accrue. Placer des éoliennes dans des parcs éoliens et des parcs éoliens dans un cluster entraîne des charges importantes par rapport aux turbines simples (Figure 1.10) [16]. Le sillage éolien peut être décrit comme étant composé



FIGURE 1.9 – Parc éolien [4].

de deux régions plus ou moins distinctes bien qu'intimement liées : le sillage proche, juste derrière le rotor, où les propriétés de ce dernier peuvent encore être distinguées et le sillage lointain. Dans la région du sillage proche, la présence du rotor est apparente de par l'aérodynamique et le nombre des pales, les effets tridimensionnels et les tourbillons de bout de pale. La distance sur laquelle s'étend cette région est plus ou moins variable en fonction des auteurs : elle dépend du taux de turbulence ambiante, mais peut être estimée entre un et cinq diamètres de rotor. Dans le sillage lointain, situé après la région de sillage proche, l'influence du rotor n'est plus apparente et les tourbillons de bout de pales ont perdu leurs caractéristiques individuelles. Il est plus influencé par l'environnement comme les sillages d'autres turbines et la topographie. Dans le sillage lointain, les profils transversaux de vitesse et d'intensité de la turbulence ont des distributions auto-similaires[17].

Dans les parcs éoliens ou cluster de parcs éoliens, les sillages des turbines individuelles se combinent à un sillage de ferme qui s'étend sur une dizaine de kilomètres et qui affectent ainsi, non seulement des turbines en aval, mais aussi des parcs éoliens entiers. Différentes approches ont été développées pour caractériser l'écoulement du sillage : approche expérimentale, méthodes numériques avec la résolution des équations de Navier-Stokes, modèles hybrides et modèles analytiques. La résolution des équations de Navier Stokes permet de capturer toute la physique du sillage, mais une importante puissance de calcul est requise. Ainsi, en fonction du problème à résoudre, différents modèles d'ordre réduit ont été développés.



FIGURE 1.10 – Sillage d'un parc éolien offshore [5].

1.2.1 Modèles d'ingénierie de sillage

Les modèles dits d'ingénierie sont couramment utilisés par les industriels. La principale raison est que ces modèles sont très efficaces en termes de temps de calcul et ne nécessitent pas de ressources informatiques importantes. Ils sont déjà mis en œuvre dans des codes commerciaux largement utilisés tels que WindPRO et WAsP. En revanche, ces modèles ont généralement une mauvaise représentation de la vraie physique du sillage. Citons par exemple le modèle de Jensen [6] qui est basé sur un simple équilibre des moments alors que le taux d'expansion du sillage doit tenir compte des conditions ambiantes, telles que la turbulence. Ce modèle décrit le sillage lointain suivant une expansion linéaire de sillage (Figure 1.11). Mais, les observations montrent que le sillage n'évolue pas ainsi. Il est donc clair que le modèle de Jensen est largement simplifié. Pour des études de sillage plus détaillées ce type de modèles n'est pas le plus adéquat.

1.2.2 Concept de la théorie du disque Actif (AD)

La théorie du disque actif, ou Actuator Disk (AD), est une théorie pionnière proposée par Froude [18] et Rankine [19]. Elle permet d'obtenir un certain nombre de résultats intéressants concernant l'étude des hélices. Aujourd'hui, elle est généralisée pour l'étude des éoliennes. La théorie de l'AD est basée sur le théorème des

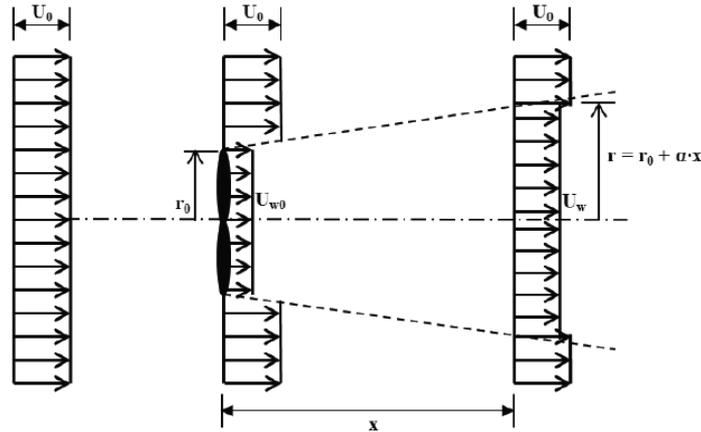


FIGURE 1.11 – Expansion du sillage d’une éolienne selon le modèle de Jensen [6]

quantités de mouvement. En modélisant l’éolienne par un disque et en étudiant la variation des quantités de mouvement, il est possible de connaître le travail fourni par le fluide lorsqu’il traverse le rotor. Cette théorie permet alors d’évaluer l’interaction qu’il y a entre l’éolienne et le vent, grâce à la prise en compte de la gêne occasionnée par l’éolienne qui peut être considérée comme un “disque poreux”. Il s’agit d’une modélisation 1D où seule la force axiale est évaluée. Le raisonnement consiste à appliquer le théorème de conservation de la quantité de mouvement à un tube de courant tel que représenté sur la Figure (1.12), en considérant que l’hélice applique un saut de pression $\Delta P = p^+ - p^-$ discret au niveau du disque, en s’appuyant sur une formulation irrotationnelle de la quantité de mouvement et en considérant que la vitesse aval $U_{sillage}$ tend vers une valeur asymptotique à l’infini aval qui est inférieure à la vitesse amont U_∞ . Il existe toutefois une région “non perturbée” par l’écoulement externe dans le sillage à une distance égale à deux ou trois fois le diamètre, en aval du rotor de l’éolienne, où la valeur de la vitesse du vent est proche de la valeur prédite par la théorie de Froude. La méthode permet ainsi de lier la valeur du déficit de vitesse $\Delta U = U_\infty - U_{sillage}$ avec le saut de pression ΔP , l’expansion de la section du tube de courant, ainsi qu’un certain nombre de coefficients adimensionnels, tels que le facteur d’induction axial a , le coefficient de poussée C_T , et le coefficient de puissance C_P de l’éolienne [20]. On définit le coefficient d’induction axial a avec la relation suivante :

$$U_{disque} = (1 - a)U_\infty \quad (1.1)$$

En notant A_d la section du disque, la variation de quantité de mouvement entre l'amont et l'aval du disque donne la relation :

$$(U_\infty - U_{sillage})\rho A_d U_{disque} = (p^+ - p^-)A_d \quad (1.2)$$

En appliquant la relation de Bernoulli entre l'amont et le disque actif, ainsi qu'entre le disque actif et l'aval, on peut déduire la relation suivante :

$$\frac{1}{2}\rho A_d (U_\infty^2 - U_{sillage}^2) = \rho A_d U_\infty (1 - a)(U_\infty - U_{sillage}) \quad (1.3)$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$U_{sillage} = (1 - 2a)U_\infty \quad (1.4)$$

La poussée du fluide sur le disque s'écrit :

$$F_x = 2\rho A_d U_\infty^2 a(1 - a) \quad (1.5)$$

On peut alors exprimer la puissance prélevée au fluide à partir de la force de poussée et de la vitesse au niveau du disque :

$$P = F_x U_{disque} = 2\rho A_d U_\infty^3 a(1 - a)^2 \quad (1.6)$$

Pour finir on peut exprimer ces deux derniers paramètres par des coefficients adimensionnels, le coefficient de poussée C_T et le coefficient de puissance C_P :

$$C_T = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^2} = 4a(1 - a) \quad (1.7)$$

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^3} = 4a(1 - a)^2 \quad (1.8)$$

Un résultat intéressant de la théorie de Froude est le coefficient de puissance maximal qu'il est possible d'atteindre pour une turbine (ou une hélice) dans un écoulement idéal. Ce résultat a été démontré par Betz, en dérivant l'expression du coefficient de puissance C_P afin d'en chercher le maximum :

$$\frac{dC_P}{da} = 4a(1 - a)(1 - 3a) \quad (1.9)$$

Cette expression s'annule en $a = 1/3$, ce qui conduit à :

$$C_{P_{max}} = \frac{16}{27} \quad (1.10)$$

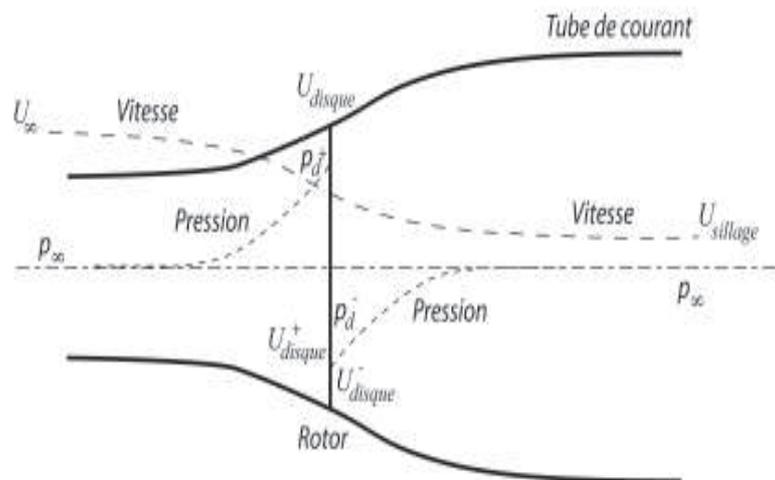


FIGURE 1.12 – Schéma du disque actif (AD) [7]

Le maximum théorique de puissance extraite d'un écoulement représente environ 60% de l'énergie de celui-ci. En réalité les éoliennes modernes atteignent un rendement aérodynamique d'environ 40% [21].

Le modèle du disque actif est souvent combiné avec la théorie de l'élément de pale pour l'évaluation des performances et des forces qui agissent sur les pales. Pour la caractérisation du sillage, le modèle du disque actif, ou son extension en 3D, la théorie de la ligne active, sont combinés à un calcul de la dynamique des fluides (CFD). Cette dernière technique nécessite beaucoup plus de temps et de capacité de calcul comparés aux modèles d'ingénierie, mais, la physique de sillage est bien mieux capturée comparée aux modèles d'ingénierie.

1.2.3 Analogie du disque actif avec un disque poreux

La différence de pression entre les extrémités d'un élément poreux est proportionnelle à la vitesse du fluide après passage dans cet élément. Cette linéarité est exprimée par la loi de Darcy :

$$u_o = \frac{k}{\mu} \left(\frac{\Delta P}{H} \right) \quad (1.11)$$

où k est la perméabilité du milieu poreux, μ , la densité du fluide et H l'épaisseur de l'élément. De même, dans la modélisation d'une éolienne par un disque actif avec un coefficient d'induction axial uniforme, la force exercée par le disque sur le

fluide ainsi que le saut de pression varient linéairement avec la vitesse moyenne de l'écoulement. D'où la représentation des éoliennes par un disque poreux.

Chapitre 2

ÉTAT DE L'ART SUR LE SILLAGE DES EOLIENNES

L'utilisation de l'énergie éolienne pour la production d'électricité est en constante évolution dans le monde. Cet essor est principalement dû à une meilleure analyse des phénomènes mis en jeu dans les systèmes de conversion de l'énergie éolienne, ce qui a conduit à une baisse des coûts de production de l'énergie électrique. Parmi les thématiques les plus répandues, il y a celle du sillage des éoliennes. En effet, la vitesse du vent diminue en aval des éoliennes et la turbulence augmente. Dans les cas des parcs éoliens, les éoliennes situées en aval sont moins efficaces si la distance les séparant des éoliennes en amont est faible. De plus, les turbulences y étant plus importantes, les contraintes sont plus importantes, par conséquent, les pales d'éoliennes peuvent être endommagées. L'étude du sillage en aval de l'éolienne a été l'objet de plusieurs travaux tant numériques qu'expérimentaux.

2.1 Études expérimentales du sillage

Afin d'étudier le sillage des éoliennes et ses interactions avec les éoliennes voisines, plusieurs approches de modélisation numérique et physique ont été utilisées. Certains modélisent l'éolienne avec le modèle le plus simple, qui est le concept de disque actif, en ajoutant une source de traînée (c'est-à-dire une perte de pression) à l'intérieur de la surface balayée par les pales. Ainsi, Aubrun et al [22] ont présenté les résultats d'une étude expérimentale portant sur les propriétés de sillage d'une petite éolienne en considérant un modèle d'éolienne simplifiée représentée par un disque poreux, basé sur le concept du disque actif, et une éolienne rotative à trois pales. Les essais ont été effectués en soufflerie dans deux installations différentes, l'une fournissant un écoulement de turbulence isotrope d'intensité 4% à l'emplacement du disque/rotor, et l'autre fournissant un écoulement de couche limite atmosphérique neutre au-dessous d'un terrain modérément accidenté à une échelle géométrique de 1 : 300, avec une intensité de turbulence 13% à hauteur de moyeu. L'objectif de leur étude était de déterminer les limites du modèle simplifié de l'éolienne (disque poreux) pour reproduire le sillage d'une éolienne réelle. Les mesures de pression et de vitesse dans le sillage des deux modèles d'éoliennes ont été comparées pour les deux conditions d'écoulement et l'influence de la turbulence ambiante a été évaluée. Les résultats obtenus ont montré que le sillage des deux modèles (éolienne

et disque poreux) se développaient de manière similaire dans la couche limite atmosphérique modélisée, mis à part quelques différences à dans le sillage lointain. Par contre, peu de différences ont observées dans le cas de l'écoulement turbulent isotrope. Lignarolo et al. [23] ont présenté également une étude expérimentale de l'écoulement turbulent du sillage proche d'une éolienne et d'un disque poreux, afin de mettre en évidence les similitudes et de quantifier les différences entre les deux modèles. Leur analyse a montré les différences intrinsèques et les similitudes entre les écoulements en aval des deux modèles d'éolienne, dues uniquement à l'écoulement induit par le sillage, sans tenir compte de l'influence des fluctuations de l'écoulement externe. Les résultats sont présentés en termes de champs, moyennés dans le temps, des trois composantes du vecteur vitesse, de l'intensité de turbulence, de champs de pression, de champs de vorticité, de la charge sur le rotor et sur le disque poreux, de la distribution d'enthalpie de stagnation et des flux d'énergie cinétique de l'écoulement moyen dans la couche de cisaillement à la frontière de sillage. Les résultats montraient une bonne concordance des deux champs de poussée et des coefficients d'énergie, de vitesse, de pression entre les deux modèles. Lignarolo et al. [23] ont alors suggéré d'étendre l'utilisation du modèle de disque poreux jusqu'au sillage très proche, à condition que le mélange turbulent soit correctement représenté. Charmanski et al. [24] ont présenté les premiers résultats d'une étude expérimentale de la couche limite de plusieurs rangées d'éoliennes représentée par un ensemble de disque poreux de $0.25m$ de diamètre, dans une soufflerie dont la section d'essai était de $6m \times 2.7m \times 72.0m$. Ils ont montré le développement complet d'une couche limite des rangées d'éoliennes et bien visible avec l'augmentation du nombre de rangée d'éoliennes représentées par des disque poreux.

Aubrun et al. "un groupe composé de neuf équipe de recherche" [25] ont effectué une campagne de mesure à répétition du sillage de deux disque poreux dans un écoulement homogène "faiblement turbulent". Les profils moyens de vitesse longitudinale et d'intensité de turbulence ont été mesurés à une distance égale à quatre fois le diamètre en aval des disques. Des systèmes de mesure classique (PIV, anémométrie à fil chaud et sondes de pression instationnaire multi-trous) ont été utilisés. Les données mesurées ont été comparées en utilisant des métriques telles que le déficit de vitesse maximale, l'intensité de turbulence maximale, la largeur de sillage

et le coefficient de poussée. En général, les résultats trouvés par les différentes équipes étaient similaires. Néanmoins, de légères différences ont été observés dans les profils de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence. Ceci s'expliquerait par le fait que, même si les neuf équipes ont utilisé la même tige pour le *mât* de l'éolienne, les écarts dans la fixation de la tige et la distance entre les parois de la soufflerie et le centre de disque poreux ont pu générer un sillage différent.

2.2 Études numériques du sillage

L'analyse du sillage d'une ou plusieurs éoliennes est l'une des étapes primordiales dans la conception des parcs éoliens. L'approche la plus courante est celle de Lissaman [26]. Celui-ci propose de représenter le sillage d'une éolienne en le divisant en trois régions : le sillage proche, la zone de transition et le sillage lointain. A chacune de ces régions correspond un profil de vitesse particulier, dont le niveau est déterminé en supposant que la différence de quantité de mouvement de l'écoulement reste constante dans le sillage, le cisaillement au sol étant donc négligé. Les deux paramètres principaux de ce modèle sont la dimension du sillage et la vitesse de l'écoulement le long de l'axe du rotor. Les effets de la turbulence d'origine atmosphérique sont pris en compte dans la formule empirique décrivant l'accroissement de la dimension du sillage. Pour l'analyse des éoliennes situées à proximité les unes des autres, l'hypothèse utilisée consiste à superposer les sillages de chaque éolienne, c'est-à-dire additionner les déficits de vitesse dans les régions communes à deux ou plusieurs sillages. Cette dernière hypothèse suppose donc que les effets non linéaires et que les interférences entre plusieurs sillages sont négligeables. Une formulation destinée à des terrains complexes a également été développée par Lissaman [26]. Cependant, les résultats ont montré une surestimation du déficit de vitesse dans le sillage, et le modèle admet même un résultat incohérent de vitesse négative lorsque plusieurs sillages se superposent. Le modèle mathématique de sillage développé par Jensen [6] modifié par Katic et al [27] propose une superposition linéaire des déficits de vitesse au carré. Dans ce contexte, les effets cumulatifs, lorsque plusieurs sillages sont en considération, seront plus petits que ceux calculés par une superposition linéaire. De plus, ils ont fait l'hypothèse que

le rayon du sillage augmentait linéairement avec la distance. Vermeulen et al. [28], pour leur part, ont différencié leur modèle (1980 pour une éolienne et 1981 pour un champ d'éoliennes) de celui de Lissaman et Katic dans leur façon de traiter la turbulence dans le sillage. Ils sont partis de l'hypothèse de Lissaman, c'est à dire que la croissance du sillage était considérée comme étant provoquée par la somme de la turbulence atmosphérique et de la turbulence créée par le cisaillement dans le sillage, en lui ajoutant une autre contribution, la turbulence créée par l'éolienne elle-même. Dans un travail postérieur, basé sur les résultats expérimentaux de Taylor [29], Voutsinas et al [30] ont observé que cet effet était négligeable. Le modèle mathématique de sillage développé par Frandsen et al.[31] est basé sur la loi de conservation des moments de l'écoulement autour et à travers le rotor de l'éolienne. Frandsen et al.[31] ont considéré un volume de contrôle cylindrique avec une section transversale constante égale à la zone de sillage et un axe horizontal parallèle au vecteur de vitesse de vent moyen, l'expansion du sillage étant en fonction du diamètre du rotor et du coefficient de poussée de l'éolienne. Larsen [32] a développé un modèle de sillage basé sur la considération qu'un sillage d'éolienne est une perturbation sur un écoulement moyen. Selon Larsen et al.[33] le débit moyen apparent, se développant en aval d'une éolienne, est dû à la fois aux contributions conventionnelles de cisaillement et de sillage, qui se dilatent dans l'espace et s'atténuent avec la distance en aval de la turbine. Selon ce modèle, le rayon de sillage est exprimé en fonction de la distance aval, tandis que le déficit de vitesse est exprimé en fonction des coordonnées axiale et radiale du sillage. Bastankhah et Porte-agel [34] introduit un modèle de sillage analytique pour prédire la distribution de la vitesse de vent en aval d'une éolienne. Leur modèle a été développé en appliquant la conservation de la masse et du moment, et en supposant une distribution gaussienne pour le déficit de vitesse dans le sillage. Étant donné que d'avantage de physique est incorporée, il n'est pas surprenant que le modèle de sillage gaussien surpasse le modèle de Jenssen significativement en termes de prévision de puissance des parcs éoliens. Tous ces modèles basés sur la superposition des sillages sont appelés des modèles cinématiques, et le déficit de vitesse initial est obtenu à partir du coefficient de poussée de la turbine fourni par le producteur. Même si ses modèles ne sont forcément pas aussi précis sur la prédictions de la physique de sillage par rapport

aux modèles basés sur les calculs CFD combiné avec les modèles de turbulence, ils présentent des avantages coté ressources de calculs (moins coûteuses par rapport aux modèles CFD). Ils sont, de ce fait, très utilisés par les industriels pour l'étude et la conception des parcs éoliens.

Une autre approche plus formelle pour la résolution du sillage d'une ou plusieurs éoliennes serait la résolution des équations de Navier-Stokes. Avec la croissance rapide de la puissance de calcul, des progrès importants ont été réalisés au cours des deux dernières décennies dans le développement, la validation et l'application d'outils CFD pour la résolution des échelles de turbulence caractérisant la physique du sillage. Ainsi, dans cette optique, Ainslie [35] a proposé de résoudre les équations axisymétriques de Navier-Stokes pour simuler numériquement le sillage d'une éolienne. Dans sa formulation, Ainslie utilisait un modèle de fermeture algébrique pour évaluer la viscosité tourbillonnaire, prenant ainsi en compte la turbulence atmosphérique et celle induite par le travail des forces de cisaillement. Un tel modèle algébrique suppose néanmoins l'équilibre entre la production et la dissipation de la turbulence, alors que cette hypothèse n'est pas valide dans la région du sillage proche, où la production excède largement la dissipation. Afin de déterminer plus précisément les caractéristiques turbulentes de l'écoulement dans la région du sillage proche, Ainslie proposait de multiplier la viscosité tourbillonnaire par une fonction filtre, dont la forme était déterminée empiriquement. Du fait de sa formulation axisymétrique, ce modèle était incapable de traiter correctement les effets du sol où les variations des conditions d'écoulement suivent la hauteur.

Liu et al [36], pour leur part, ont proposé un modèle tridimensionnel incluant les effets de stabilité de l'atmosphère. Cependant, ils ont négligé les effets de la turbulence induite par l'éolienne et celle induite par le cisaillement dans l'écoulement. De plus, ils ont considéré que la viscosité turbulente et les coefficients de diffusion étaient ceux d'un écoulement non perturbé. Cette hypothèse, si elle est justifiable dans le sillage lointain de l'éolienne n'est pas corroborée par les mesures expérimentales dès que l'on considère les régions proches de l'éolienne. Par conséquent, les propriétés physiques de l'écoulement dans le sillage direct de la turbine étaient sous-estimées. L'avantage de ce modèle réside dans sa capacité à étudier les performances d'un parc en terme de puissance. En effet, Liu et al. se sont inspirés de

la théorie du disque actif pour représenter l'éolienne.

De leur côté, Crespo et al.[37], [38], ont développé un code parabolique de résolution des équations tridimensionnelles et parabolisées de Navier-Stokes moyennées dans le temps par la décomposition de Reynolds, pour la détermination du sillage en aval d'une éolienne. Ils ont supposé que la turbine était immergée dans un écoulement non uniforme correspondant à la couche limite terrestre. Les propriétés de l'écoulement incident sur l'éolienne étaient modélisées en tenant compte de la stabilité de l'atmosphère, donnée par la longueur de Monin-Obukhov, et la rugosité du sol. La modélisation des effets de la turbulence sur l'écoulement était faite à l'aide du modèle $k - \varepsilon$ à deux équations de Jones et Launder [39]. Cependant, ce modèle, comme ceux basés sur le modèle d'Ainslie, ne pouvait que prédire l'écoulement en aval de l'éolienne. En ce sens, leurs calculs se limitaient à la zone du sillage et l'influence de l'éolienne sur l'écoulement n'était pas modélisée. Leurs modèles ne tenaient donc pas compte de la turbulence générée par les pales de l'éolienne, ce qui entraînait une sous-estimation du déficit de vitesse dans le sillage de l'éolienne. En résumé, l'inconvénient principal des formulations d'Ainslie [35] et de Crespo et al.[37] vient du fait que l'effort est concentré sur l'étude aérodynamique du sillage. L'influence de l'éolienne sur l'écoulement n'est pas modélisée et l'étude en puissance d'un parc éolien n'est donc pas possible. Par la suite, comme cela a été rapportés par Crespo et al. [40], par Vermeer et al.[17], par Sanderse et al.[41] et récemment par Porte-Agel et al. [42], de nombreuses études approfondies portant sur la modélisation du sillage des éoliennes ont été effectuées. Dans ce qui suit, nous citerons les travaux qui nous semblent les plus pertinents, l'accent étant mis sur les études basées sur les techniques CFD. Considérant une éolienne isolée dans un écoulement uniforme, Sorensen et al. [43] ont utilisé le concept de disque actif pour analyser les états de sillage des éoliennes dans des conditions d'écoulement laminaire, alors que la plupart des analyses intègrent les effets de la turbulence. Le modèle de fermeture $k - \varepsilon$ standard sous-estime généralement le déficit de vitesse car la diffusion turbulente est trop élevée dans la région de sillage. El Kasmi et Masson [44] ont alors appliqué l'équation de Chen et Kim modifiant ε à un volume discret autour du rotor pour améliorer les prévisions de sillage en aval d'une turbine isolée. La modification de Chen et Kim limite effectivement l'énergie

cinétique turbulente (et la viscosité) dans cette région car le nouveau terme source ε est fonction du taux de production de turbulence. Cabezón et al. [45] ont présenté une étude basée sur des simulations RANS du sillage d'une éolienne isolée en comparant plusieurs modèles de turbulence à deux équations. Ils ont montré que le modèle $k-\varepsilon$ standard sous-estimait largement le déficit de vitesse, et que l'utilisation de l'approche d'El Kasmi et Masson améliorerait considérablement les prédictions du sillage. Ameer et al. [46] ont réalisé des simulations numériques 2D-axisymétriques et 3D de l'écoulement autour de deux éoliennes à axe horizontal. Leurs simulations ont été effectuées en résolvant les équations RANS sur l'ensemble du domaine de calcul. Le rotor a été modélisé par le concept du disque actif et la géométrie de la nacelle a été prise en compte. En ce qui concerne l'intensité de la turbulence de sillage, Gómez-Elvira et al. [47] ont étudié l'anisotropie de la turbulence de sillage en utilisant le cas Sexbierum avec un modèle de contrainte algébrique explicite. Prospathopoulos et al. [48] ont effectué une analyse similaire à Cabezón et al. en utilisant les données de sillage des éoliennes Nibe et le modèle de turbulence $k-\omega$ pour des conditions de couche limite neutre et stable. Ici, les corrections d'El Kasmi et Masson ont amélioré les prévisions de déficit de vitesse. Cependant, comme le soutient Réthoré [49], les augmentations non physiques de ε pour tempérer les surestimations de ν_t rendent l'application de ces méthodes quelque peu douteuse pour des sillages multiples. Plus généralement, Réthoré a mis en évidence certains problèmes fondamentaux liés à l'utilisation des concepts de disque actif/viscosité tourbillonnaire pour la modélisation des sillages des éoliennes qui suggèrent qu'une approche complètement différente peut être nécessaire. Une possibilité est les modèles LES. Bien que le concept de viscosité tourbillonnaire peut être utilisé pour des modèles de sous-maillages, le contexte dans lequel il est appliqué est plus approprié et ne devrait pas poser les mêmes problèmes [49]. Jimenez et al. [50] ont mis en œuvre une approche simplifiée des disques actifs/LES et leurs comparaisons des propriétés de turbulence calculées sont en bon accord avec les données expérimentales. Wu et Porte-Agel [51] ont couplé un calcul CFD basé sur la simulation des grandes échelles (LES) avec un modèle d'éolienne, pour caractériser le sillage d'une éolienne dans un écoulement de couche limite turbulente neutre. [34] ont proposé un modèle de sillage analytique pour décrire la distribution de la vitesse du

vent en aval d'une éolienne. Leur modèle a été développé à partir de l'application des équations de conservation de la masse et du moment, et en admettant que le déficit de vitesse dans le sillage suit une distribution gaussienne. Leur modèle a été validé par comparaison avec des résultats de calcul LES et à des mesures expérimentales. Englberger et Dornbrack [52] ont utilisé un solveur de géophysique, basé sur des calculs LES pour étudier le sillage d'une éolienne dans une couche limite turbulente neutre. Dans [53], ces investigations ont été poursuivies en considérant une éolienne dans une couche limite non neutre, i.e. en tenant compte de la stratification thermique. Plus récemment, Ranjbar et al. [54] ont effectué une étude expérimentale et numérique du champ d'écoulement au voisinage de disques poreux, avec une porosité variant de 0,4 à 0,8. Des relations entre la porosité du disque et les paramètres des éoliennes, y compris le facteur d'induction, le coefficient de puissance et le coefficient de poussée, ont été suggérées. Les travaux cités ne sont pas exhaustifs. De nombreuses autres études ont été synthétisées par [41] et plus récemment par [42].

En résumé, il apparaît que la plupart des méthodes numériques appliquées pour les calculs de l'écoulement dans le sillage des éoliennes étaient basées sur la solution des équations de Reynolds moyennées de Navier-Stokes (RANS) ou, dans les études les plus récentes, sur des simulations des grandes échelles de turbulence (LES).

Sachant que les méthodes LES sont coûteuses en temps et moyens matériels de calcul, dans le cadre de ces travaux de thèse, une technique numérique différente, à savoir la méthode Lattice Boltzmann (LBM) a été proposée pour calculer le sillage des éoliennes. Les principaux avantages de la méthode LBM sont son efficacité de calcul dans la résolution de problèmes physiques complexes et dans certains domaines spécifiques de CFD ([55]). Il s'agit d'une méthode continue, qui décrit l'écoulement par une approche eulérienne, et est basé sur un maillage ([56]). Les calculs basés sur la méthode LBM ont été appliqués avec succès pour la simulation de problèmes de convection naturelle avec une géométrie complexe ([57]), pour étudier l'écoulement et le transfert de chaleur de nanofluides ([58]) et d'autres problèmes d'écoulement de fluide dans des milieux poreux. La technique LBM a également été appliquée pour la simulation numérique de l'écoulement visqueux

autour de corps épais à de faibles nombres de Reynolds ([59]) puis à des nombres de Reynolds élevés.

2.3 Méthode LBM appliquée aux écoulements externes

Hou et al. [60], Krafczyk et al. [61] ont appliqué la méthode LBM pour simuler l'écoulement autour de configurations relativement simples, en utilisant des variantes du modèle (LES). Les résultats obtenus étaient généralement satisfaisants. La méthode Lattice Boltzmann (LBM) a été largement utilisée pour la simulation de l'écoulement autour du cylindre circulaire. Tiancheng et al. [62] ont développé une méthode Lattice Boltzmann étendue (ELBM) en combinant avec la méthode LBM avec un modèle de turbulence de sous-grille de Smagorinsky, pour simuler l'écoulement autour des corps épais. Le modèle ELBM a été appliquée pour simuler les écoulements autour des corps épais types, des cylindres carrés et circulaires, placés dans des écoulements à différents nombres de Reynolds. Islam et Zhou [63] ont appliqué la méthode Lattice Boltzmann pour simuler l'écoulement uniforme autour d'une rangée de cylindres circulaires. Kannan N.P. et al. [64] ont considéré le cas de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds $Re = 3900$. Jacob et al. [65] ont proposé un nouveau modèle de collision sur réseau (LBM) pour la simulation des écoulement à grands échelles (LES) faiblement compressible. Ce modèle était référé comme un modèle hybride récursif régularisé Bhatnagar-Gross-Krook (HRR-BGK). Il est basé sur une modification de modèles de collision régularisés définis avec le schéma BGK-LBM. En hybridant le calcul de gradient de vitesse avec un schéma de différences finies adéquat lors de reconstruction des parties non équilibrées de la fonction de distribution, un terme d'hyper viscosité est introduit dans l'équation de quantité de mouvement, dont l'amplitude peut être explicitement réglée via un paramètre de pondération. Une version dynamique du schéma HRR-BGK a été également proposée. Dans cette dernière, le paramètre de contrôle est réglé à chaque point de maillage et à chaque pas de temps afin de récupérer une dissipation totale arbitrairement fixée. Ce nouveau modèle de collision a été évalué pour les calculs LES à la fois explicites et implicites, en considérant l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re = 3900$. Jacob et al. ont observé que le schéma

HRR-BGK dynamique donnait des résultats très précis lorsqu'il était équipé du modèle de sous-maille de Vreman [65].

Application aux éoliennes. En ce qui concerne les applications aérodynamiques, Chen [66] a couplé la technique LBM avec un modèle de turbulence de Spalart-Allmaras (SA) pour calculer l'écoulement bidimensionnel autour du profil aérodynamique NACA0012. Pellerin et al [67] ont proposé une méthodologie de résolution des écoulements turbulents autour d'un profil aérodynamique basée sur la méthode de Boltzmann sur réseau. Ils ont utilisé une approche de raffinement de maillage multi-domaines, l'opérateur de collision en cascade et une implémentation aux différences finies du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. Le modèle a été validé pour l'écoulement autour du profil NACA0012 à un nombre de Reynolds de $Re = 5 \times 10^5$, et autour des profils S1223 et E387, tous deux placés dans des écoulements faiblement turbulents, à un nombre de Reynolds $Re = 2 \times 10^5$. Les résultats obtenus pour le profil aérodynamique NACA0012, en termes de coefficients de force, de coefficients de pression et de profils de vitesse, étaient en bonne adéquation avec des résultats de deux autres études numériques, qui étaient basées toutes deux sur le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. Les résultats pour les deux autres profils aérodynamiques capturaient avec succès les profils expérimentaux de portance et de traînée rapportés dans la littérature. Dans l'ensemble, la méthodologie proposée s'avèrait appropriée pour résoudre les écoulements turbulents d'aile, à condition que le maillage fut suffisamment raffiné près des parois. Deinterding et al. [68]. ont développé une méthode Boltzmann sur réseau pour la simulation des grands échelles de turbulence d'un écoulement faiblement compressible avec des frontières mobiles intégrées, permettant la simulation du phénomène d'interaction sillage-turbine pour des coûts de calculs raisonnables. Leurs résultats ont été validés avec les données expérimentales de références Mexnext ainsi qu'avec la reproduction de la propagation de sillage d'une ferme pilote (SWIFT, Scaled Wind Farm Technology) composé de trois éoliennes Vestas V27 disposées en triangle. Gourdain et al. [56] ont appliqué la méthode LBM pour l'étude de l'écoulement turbulent autour des micro-véhicules volants. Leurs résultats ont été comparés à ceux obtenus par simulations numériques DNS pour la caractérisation de l'écoulement

autour d'un rotor à une pale à faible nombre de Reynolds. Des comparaisons de résultats obtenus avec des calculs CFD-LES classiques ont été également effectuées pour la caractérisation de l'écoulement autour d'un rotor à deux pales puis d'un rotor à trois pales. Rulland et al. [69] ont développé un solveur 2D basé sur la méthode LBM couplé à la méthode de la ligne active (Actuator Line) pour étudier l'écoulement autour des éoliennes à axe vertical. Leur étude a été appliquée à deux modèles de turbines placées dans un domaine bi-dimensionnel 2D pour le calcul des forces des agissantes sur les pales et la détermination de la vitesse de sillage. Grondeau et al. [70] ont également combiné la méthode de la ligne active (ALM) avec la méthode Lattice Boltzmann (LBM) pour étudier les éoliennes à axe vertical. Leur modèle ALM/LBM a été implémenté dans un solveur LBM/LES pour calculer le sillage d'une hydrolienne Darrieus type H à trois pales. Plus récemment, Linmin et al. [71] ont étudié les caractéristiques du sillage de l'éolienne Mexico, en utilisant la méthode Boltzmann sur réseau (LBM) et la technique de simulation des grandes échelles de turbulence (LES). Des simulations dynamiques de l'écoulement et de la trajectoire du sillage induits par l'éolienne ont été réalisées en appliquant une technique de raffinement adaptatif du maillage (AMR), avec un maillage raffiné au voisinage des pales de l'éolienne et dans la région de sillage. Les caractéristiques détaillées de la propagation transitoire du sillage, du champs d'écoulement et de l'interaction rotor-mât ont été étudiées. Les résultats de ces simulations ont été comparés aux données expérimentales pour la validation du modèle numérique et pour l'étude de l'influence des modèles de turbulence à l'échelle du sous-maille (SGS). Ils ont montré qu'avec un modèle de turbulence SGS adapté, la méthode LBM-LES est un moyen efficace pour les simulations dynamiques des structures de sillage induites par l'éolienne. Dighe et al. [72] ont effectué des simulation 3D par la méthode Boltzmann sur réseau, en utilisant un code commercial, Powerflow, pour l'étude aérodynamique et aéroacoustique des éoliennes avec diffuseur (DWT, Ducted Wind Turbine), qui sont un nouveau type d'éoliennes utilisé pour la récupération d'énergie dans les zones urbaines où des flux d'entrée non uniformes peuvent être la cause d'une dégradation de leurs performances aérodynamiques et acoustiques. Leurs résultats étaient en bonne concordance avec les mesures expérimentales effectuées en soufflerie.

Cette revue des travaux montre que la méthode LBM a été largement utilisée. Plusieurs approches ont été proposées pour traiter des géométries complexes ces dernières années. Cependant, son applicabilité est toujours encore en cours d'investigations. En effet, différents schémas d'interpolations et types de conditions aux limites sont applicables. De même, il n'y a pas de recommandations claires pour le choix du maillage ou pour la simulation des écoulements turbulents. Le but de nos travaux est de poursuivre ces investigations afin d'évaluer la possibilité d'effectuer des calculs basés sur la méthode LBM pour décrire le sillage d'une éolienne à axe horizontal, en utilisant un code libre.

Chapitre 3

MODELISATION MATHEMATIQUE ET METHODE LATTICE BOLTZMANN

Les écoulements des fluides peuvent être décrits selon l'une des trois approches [73] :

- (i) approche basée sur des modèles continus à l'échelle macroscopique,
- (ii) approche basée sur des théories cinétiques à l'échelle mésoscopique ou
- (iii) approche basée sur des modèles microscopiques à l'échelle moléculaire.

Dans l'approche macroscopique, les lois physiques de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont appliquées à un volume de contrôle pour établir un ensemble d'équations différentielles partielles pour régir l'écoulement du fluide. Les équations gouvernantes (équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) sont alors résolues à l'aide de diverses méthodes numériques communément appelées techniques CFD (ou Computational Fluid Dynamics).

Dans l'approche microscopique, la position et le moment de chaque molécule sont déterminés en suivant son mouvement, avec l'application de la deuxième loi de Newton.

Selon l'approche mésoscopique telle que la méthode de Boltzmann sur réseau (ou LBM, pour Lattice Boltzmann Method), le fluide est modélisé comme étant constitué de particules fictives qui effectuent des processus de propagation et de collision consécutifs sur un maillage discret. En raison de sa nature particulière et de sa dynamique locale, la LBM présente plusieurs avantages par rapport aux méthodes CFD conventionnelles, en particulier pour traiter des domaines complexes, incorporer des interactions microscopiques et paralléliser l'algorithme.

Dans la méthode Lattice Boltzmann, les équations sont résolues sous forme adimensionnelle. Les variables physiques sont converties en variables lattice, ce qui nécessite un système de conversion approprié. Dans ce chapitre, avant de présenter les modèles mathématiques et numériques utilisés, nous présenterons donc en premier lieu les variables lattice.

3.1 Les variables Lattice

Les grandeurs physiques sont converties selon la loi générale suivante :

$$Q = Q_{LB} \cdot C_Q \quad (3.1)$$

où Q est la grandeur physique, Q_{LB} est la grandeur lattice et C_Q est le facteur de conversion. Les nombres adimensionnels tels que le nombre de Reynolds sont toutefois invariants :

$$Re = Re_{LB} \Leftrightarrow C_{Re} = 1$$

Soit U et ν , la vitesse et le coefficient de viscosité du fluide, respectivement et soit L_{ref} la longueur de référence. L'invariance du nombre de Reynolds permet d'écrire :

$$Re = \frac{U \cdot L_{ref}}{\nu} = \frac{U_{LB} \cdot L_{ref, LB}}{\nu_{LB}} \quad (3.2)$$

ou encore :

$$\frac{\nu}{\nu_{LB}} = \frac{U \cdot L_{ref}}{U_{LB} \cdot L_{ref, LB}} \quad (3.3)$$

Les coefficients de conversion des trois grandeurs U , ν et L_{ref} respectent alors la relation suivante :

$$C_\nu = C_U \cdot C_{L_{ref}} \quad (3.4)$$

Règles de conversion. En pratique, trois facteurs de conversion primaires indépendants sont requis, p.e. :

- longueur, temps, masse
- longueur, vitesse, énergie
- longueur, temps, densité

Les autres facteurs de conversion (secondaires) sont déduits de manière unique.

Coefficient de viscosité. Les coefficients de viscosité physique et *Lattice* sont définis, respectivement, par les relations 3.5 et 3.6 suivantes :

$$\nu = \frac{1}{3} \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \frac{\Delta x^2}{\Delta t} = \left(\tau - \frac{1}{2} \right) c_s^2 \cdot \Delta t \quad (3.5)$$

$$\nu_{LB} = \frac{1}{3} \cdot \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \quad (3.6)$$

où τ est le temps de relaxation, c_s , la vitesse du son, Δx , la largeur de grille et Δt le pas de temps.

3.2 Les équations LBM

Les équations de Boltzmann sur réseau peuvent être dérivées théoriquement par l'intermédiaire (liens directs ou indirects) de différentes approches dont nous ne retiendrons que :

- Les modèles Gaz sur réseau (LGA) qui visualise la méthode LB comme une version continue d'un modèle microscopique de type automate cellulaire.
- L'équation classique de Boltzmann qui considère les mouvements des particules dans un gaz et décrit leur comportement statistique à un niveau continu.

Les équations de la méthode de Boltzmann sur réseau ont été développées à partir de la théorie des automates cellulaires [74] :

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f(x, t) + \Omega_i(f_0 + f_1 + \dots + f_N) \quad (3.7)$$

où

- N est le nombre de vitesses des particules
- f_i est la probabilité de trouver un ensemble de particules à la position x et au temps t .
- c_i est la vitesse de propagation des particules.
- Ω est l'opérateur de collision.

Pour simplifier le modèle, Higuera et al.[75] ont proposé de linéariser l'opérateur de collision autour d'un état de solution d'équilibre local décrit par une fonction de distribution à l'équilibre f^{eq} , solution de l'équation :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) = 0$$

L'opérateur de collision a alors été écrit sous la forme matricielle suivante :

$$\Omega(f) = \sum_{j=0}^{N-1} M_{ij}(f_i - f_j^{eq}) \quad (3.8)$$

où M_{kj} est le coefficient de la matrice de collision :

$$M_{ij} = \frac{\partial \Omega_i f^{eq}}{\partial f_j} \quad (3.9)$$

Les équations Lattice Boltzmann (LB) sont devenues [76] :

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) = \Omega_i \quad \text{pour } [i = 1 \dots N] \quad (3.10)$$

Le terme de collision Ω est modélisé différemment, selon le type de schéma (BGK, MRT or RLB) appliqué [76]. Les grandeurs macroscopiques telles que la densité du fluide (ρ) et la quantité de mouvement (ρu) sont déterminées en fonction de la fonction de distribution des particules f_i :

$$\rho = \sum_{i=1}^N f_i \quad \text{et} \quad \rho u = \sum_{i=1}^N f_i c_i \quad (3.11)$$

Le tenseur des moments (Π) s'écrit :

$$\Pi = \sum_{i=1}^N f_i^{neq} c_i c_i \quad (3.12)$$

où $f_i^{neq} = f_i - f_i^{eq}$ est la partie non équilibrée de la fonction de distribution.

3.2.1 Schéma BGK SRT

L'équation de lattice Boltzmann a été simplifiée avec l'approximation de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK), qui consiste à avoir un seul temps de relaxation (*SRT ou Single Relaxation time*). Ainsi l'opérateur de collision s'écrit sous la forme suivante :

$$\Omega = -\frac{1}{\tau}(f_i - f_i^{eq}) \quad (3.13)$$

Ce qui signifie que, la distribution de vitesse locale des particules retourne à la distribution d'équilibre suite à la collision, suivant une certaine loi avec le même temps de relaxation. L'équation 3.10 devient :

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) - \frac{1}{\tau} [f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t)] \quad (3.14)$$

où τ est le temps de relaxation et f_i^{eq} est donné par la relation :

$$f_i^{eq} = \rho \omega_i \left[1 + \frac{c_i u}{c_s^2} + \frac{1}{2c_s^4} (uu - c_s^2 \delta) uu \right] \quad (3.15)$$

ω_i sont des constantes de pondération, c_s est la vitesse du son et δ est le symbole de Kronecker.

Modèle LBGK et grille D2Q9. Avec une grille de structure D2Q9, les vitesses des particules selon le modèle LBGK sont données par le système suivant :

$$c_i = \begin{cases} (0, 0)c & i = 0 \\ (\cos [(i-1)\frac{\pi}{2}], \sin [(i-1)\frac{\pi}{2}]) c & i = 1 \dots 4 \\ (\cos [(i-5)\frac{\pi}{2}], \sin [(i-5)\frac{\pi}{2}]) c & i = 5 \dots 8 \end{cases} \quad (3.16)$$

avec

$$c = \left| \frac{\delta x}{\delta t} \right|$$

La fonction de distribution f^{eq} s'écrit :

$$f_i^{eq} = \omega_i \rho \left(1 + 3\vec{c}_i \cdot \vec{u} + \frac{9(\vec{c}_i \cdot \vec{u})^2}{2} - \frac{3u^2}{2} \right) \quad (3.17)$$

$$\omega_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & i = 0 \\ \frac{1}{9} & i = 1 \dots 4 \\ \frac{1}{36} & i = 5 \dots 8 \end{cases} \quad (3.18)$$

3.2.2 Schéma MRT

Dans la méthode MRT (*Multiple Relaxation time*), le terme de collision Ω est remplacé par l'expression

$$M^{-1}S(m - m^{eq})$$

L'équation 3.10 devient :

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) - M^{-1}S(m - m^{eq}) \quad \text{pour } [i = 1 \dots N] \quad (3.19)$$

où M est la matrice de transformation de la fonction de distribution f en moment de vitesse $m = M \cdot f$ et S est la matrice de relaxation.

Shéma MRT avec une grille D2Q9. La matrice M avec le modèle de grille bi-dimensionnel D2Q9 est :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -4 & -1 & -1 & -1 & -1 & 2 & 2 & 2 & 2 \\ 4 & -2 & -2 & -2 & -2 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & -2 & 0 & 2 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & -2 & 0 & 2 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

et l'inverse de M s'écrit :

$$M^{-1} = \beta \begin{pmatrix} 4 & -4 & 4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 4 & -1 & -2 & 6 & -6 & 0 & 0 & 9 & 0 \\ 4 & -1 & -2 & 0 & 0 & 6 & -6 & -9 & 0 \\ 4 & -1 & -2 & -6 & 6 & 0 & 0 & 9 & 0 \\ 4 & -1 & -2 & 0 & 0 & -6 & 6 & -9 & 0 \\ 4 & 2 & 1 & 6 & 3 & 6 & 3 & 0 & 9 \\ 4 & 2 & 1 & -6 & -3 & 6 & 3 & 0 & -9 \\ 4 & 2 & 1 & -6 & -3 & -6 & -3 & 0 & 9 \\ 4 & 2 & 1 & 6 & 3 & -6 & -3 & 0 & -9 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

avec $\beta = 1/36$. Le moment de vitesse est donné par la relation :

$$m = (\rho, e, \varepsilon, j_x, q_x, P_{xx}, P_{xy})^T \quad (3.22)$$

Le moment m^{eq} s'écrit :

$$\begin{aligned} m_0^{eq} &= \rho, & m_1^{eq} &= -2P + 3(j_x^2 + j_y^2), & m_2^{eq} &= -2P - 3(j_x^2 + j_y^2), \\ m_3^{eq} &= j_x, & m_4^{eq} &= -j_x, & m_5^{eq} &= j_y, \\ m_6^{eq} &= -j_y, & m_7^{eq} &= (j_x^2 - j_y^2), & m_8^{eq} &= j_x j_y \end{aligned}$$

où $j_x = \rho U_x = \sum_i f_i^{eq} C_{ix}$ et $j_y = \rho U_y = \sum_i f_i^{eq} C_{iy}$.

En notation compacte, la matrice de relaxation S s'écrit comme suit :

$$S = \text{diag}(1, 1.4, 1.4, S3, 1.2, S5, 1.2, S7, S8)$$

où $S3$ et $S5$ sont des constantes arbitraires dont la valeur peut être fixée à 1, et $S7$ et $S8$ sont données par la relation suivante :

$$S7 = S8 = \frac{2}{1 + 6\nu}$$

3.2.3 Schéma BGK RLB

Dans le schéma BGK RLB (*Regularized Lattice Boltzmann*), une approximation de la fonction non équilibrée est introduite [76] :

$$f_i^{neq} \approx \bar{f}_i^{(1)} = -\frac{\Delta t}{\omega c_s^2} \omega_i Q_i : \nabla \rho u \quad (3.23)$$

où, Q_i est le tenseur des moments non équilibrés d'ordre 1 :

$$Q_i = \sum c_i c_i f_i^{neq} \quad (3.24)$$

Ce terme est inclus dans le modèle BGK, et l'équation 3.10 devient dans ce cas :

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) = (1 - \omega) f_i^{(1)}(x, t) \quad (3.25)$$

3.3 Modélisation de la turbulence

La turbulence est modélisée à l'aide du modèle LES Smagorinsky statique où seules les grandes échelles de turbulence sont modélisées tandis que les petites échelles sont filtrées. Les grandes échelles de turbulence sont résolues par la fonction de distribution des particules f et la fonction de distribution d'équilibre f^{eq} . Le temps de relaxation total τ_{tot} est déterminé localement pour chaque maille du domaine de calcul et à chaque pas de temps à l'aide du modèle de turbulence de sous-maille supplémentaire. Il est décrit par la relation suivante :

$$\tau_{tot} = 3 \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (\nu_0 + \nu_t) + \frac{1}{2} \quad (3.26)$$

Le coefficient de viscosité turbulente, ν_t , étant gouverné par le modèle de Smagorinsky, il est supposé que les échelles de sous-maille ont pour effet une correction de viscosité proportionnelle à la norme du tenseur de vitesse de déformation au niveau des échelles filtrées. La correction de la viscosité turbulente ν_T est donnée par la relation suivante [76] :

$$\nu_T = (C_s \Delta x)^2 \cdot |\Pi| \quad (3.27)$$

où C_s est la constante de Smagorinsky dont la valeur varie entre 0.1 et 0.4, et $|\Pi| = \sqrt{\Pi_{ij} \Pi_{ij}}$ est le moment d'ordre 2 du terme non-équilibré de la fonction de distribution, donc c'est la norme du taux de cisaillement.

3.4 Conditions Initiales

Il est relativement facile de passer des fonctions de distribution aux grandeurs macroscopiques avec les équations 3.11 et 3.12. L'inverse est plus complexe. Les

simulations réalisées dans les études qui suivent sont toujours initialisées avec un état macroscopique donné. L'état initial d'une simulation est défini avec une densité et les composantes de la vitesse du fluide. Pour un arrangement D2Q9, nous avons 3 variables connues et 9 inconnues (les fonctions de distribution) sur chaque noeuds. Si aucune autre hypothèse n'est formulée, il est impossible de déterminer l'état initial. La principale raison est que les fonctions de distribution permettent non seulement de déterminer la densité et la vitesse mais aussi des moments d'ordre supérieur. C'est donc uniquement en déterminant ces moments que l'état initial peut être défini. Déterminer ces moments n'étant pas aisé, une solution consiste à fixer les fonctions de distribution f_i égales à leurs fonctions d'équilibre locales f_i^{eq} . Cet état ne représentera pas correctement l'état initial souhaité et il sera nécessaire d'attendre quelques itérations pour que les fonctions de distribution f_i convergent. D'autres solutions existent [73], mais sont plus complexes à implémenter.

3.5 Conditions aux limites

Comme pour les conditions initiales, la vitesse macroscopique est très souvent imposée à l'entrée du domaine d'étude, mais les fonctions de distribution venant de l'extérieur du domaine n'existent pas. Ces fonctions sont reconstruites à partir de grandeurs macroscopiques (pression ou vitesse). Plusieurs schémas ont été développés à cet effet.

3.5.1 Les schémas de reconstruction des fonctions aux frontières

La figure 3.1 illustre une frontière pour un schéma de vitesse D2Q9, avec en trait plein les fonctions de distribution connues et en trait discontinu les fonctions de distribution inconnues. La reconstruction des fonctions de distribution sur les frontières du domaine est réalisée à chaque étape de collision/propagation. Les différents schémas appliqués peuvent être divisées en deux catégories, les schémas qui créent les fonctions de distribution manquantes et les schémas qui remplacent

toutes les fonctions de distribution de la frontière. Latt & Choppard [77] en ont recensé quatre :

- La condition de Inamuro et al. [78] et la condition de Zou & He [79], qui font parties de la première catégorie de condition aux limites.
- La condition régularisée introduite par Latt [80] et la condition par différences finies introduite par Skordos [81], qui font parties de la deuxième catégorie.

Les conditions aux limites de Inamuro [78] et de Zou & He [79] sont les plus exactes mais elles souffrent toutes les deux de problèmes de stabilité lors de la simulation des écoulements aux grands nombres de Reynolds [77].

Méthode de Zou & He. Pour expliquer ce type de condition aux limites, le cas suivant est considéré : une vitesse U est imposée sur la face d'entrée du domaine (condition de Dirichlet). Dans le cas de l'arrangement D2Q9, les deux composantes de la vitesse ainsi que les cinq fonctions de distribution résultant de la propagation sont connues. Les inconnues sont donc la densité à la frontière ρ_w et les trois fonctions de distribution propagées depuis l'extérieur du domaine. La densité ρ_w peut être décomposée en trois termes, ρ_0 qui sera la somme des f_i situées sur la frontière, ρ_- qui sera la somme des f_i inconnues et ρ_+ qui sera la somme des f_i connues opposées aux f_i inconnues, soit :

$$\rho_w = \rho_0 + \rho_+ + \rho_-$$

L'équation 3.11 donne également :

$$\rho_w U_{\perp} = \rho_+ - \rho_-$$

où U_{\perp} est la composante de la vitesse normale à la frontière. La densité ρ_w peut alors être calculée indépendamment de ρ_- [77] avec la relation :

$$\rho_w = \frac{1}{1 + U_{\perp}} (2\rho_+ - \rho_0) \quad (3.28)$$

Cela permet d'exprimer ρ en fonction des f_i connues :

$$\rho = \frac{1}{1 + U_{\perp}} [2(f_6 + f_2 + f_7) + f_3 + f_2 + f_7] \quad (3.29)$$

La vitesse et la densité sont maintenant connues sur la face d'entrée.

Méthode de Skordos. La condition de Skordos implémentée dans Palabos réalise une reconstruction complète des fonctions de distribution de la face d'entrée à partir de ces grandeurs et du tenseur des déformations \mathbf{S} . Le tenseur des déformations est calculé par différences finies avec les nœuds adjacents aux nœuds de la face d'entrée. C'est l'inconvénient majeur de cette condition face aux autres conditions aux limites qui sont toutes locales. Cette technique est cependant très stable, même pour la simulation des écoulements à grands nombres de Reynolds, avec génération de turbulence sur la face d'entrée. Les nouvelles fonctions de distribution de la face d'entrée sont calculées avec l'équation suivante [77] :

$$f_i = f_i^{eq}(\rho_w, U) - \frac{\rho_w w_i}{c_s^2 w} Q_i : \mathbf{S} \quad (3.30)$$

où Q_i est un tenseur défini par :

$$Q_i = c_i c_i - c_s^2 \mathbf{I}$$

Le tenseur \mathbf{I} étant la matrice identité. Pour imposer une densité sur l'une des frontières du domaine d'étude, on doit imposer la vitesse tangentielle à la paroi (U_{\parallel}). De la même manière que précédemment, la densité est décomposée en trois termes et la vitesse U_{\perp} est exprimée en fonction des f_i connues et de ρ :

$$U_{\perp} = \frac{1}{\rho} [2(f_6 + f_2 + f_7) + f_3 + f_2 + f_7 - \rho] \quad (3.31)$$

Les conditions présentées dans ce paragraphe sont valables uniquement pour des frontières planes, ce qui est assez restrictif pour la simulation des géométries complexes.

Quelque soit la technique retenue pour la reconstruction des fonctions de distribution aux frontières (Inamuro [78], Zou & He [79], Latt [80] ou Skordos [81]), les conditions à appliquer ensuite sur les frontières externes du domaine de calcul sont des conditions classiques de Dirichlet, de Newman ou des conditions de frontières périodiques. Un traitement particulier est appliqué pour les conditions aux parois (fluide-solide).

3.5.2 Frontières périodiques

La périodicité est définie de la manière suivante : ce qui sort du domaine par une frontière doit le réintégrer par la frontière opposée. Pour les fonctions de distribu-

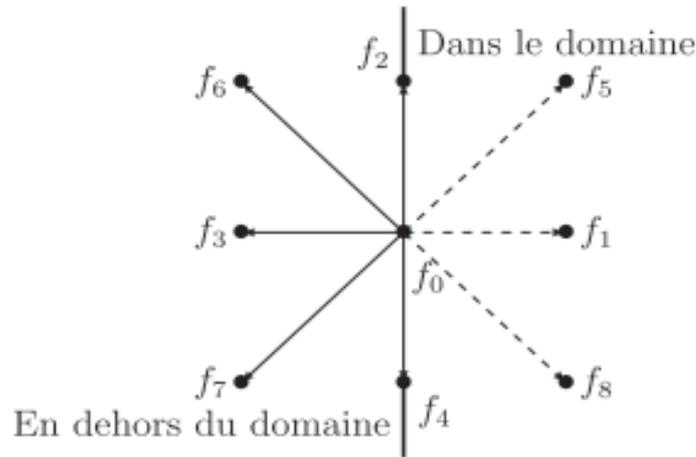


FIGURE 3.1 – Fonctions de distribution à la frontière.

tion, il y a tout simplement une communication entre les nœuds des deux frontières opposées, comme pour n'importe quel couple de noeuds adjacents à l'intérieur du domaine. Pour des écoulements devant être entretenus, les pertes de charge sont compensées par l'ajout d'un terme force dans l'équation 3.14 qui devient :

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) = (1 - \omega) f_i^{(1)}(x, t) + F \quad (3.32)$$

De cette manière une force volumique F est ajoutée au fluide. La difficulté consiste à choisir judicieusement cette force pour assurer la périodicité du système.

3.5.3 Condition de Dirichlet

La condition de Dirichlet permet d'imposer un profil de vitesse ou de pression donné sur une face d'entrée ou de sortie du domaine. Les fonctions de distribution sont alors recalculées, par exemple selon la méthode de Zou & He [79]. Après l'étape de propagation, certaines fonctions de distribution sont manquantes sur un nœud de type Dirichlet situé en bordure de domaine (les fonctions de distribution venant de noeuds qui seraient situés hors du domaine, soit 5 fonctions de distribution pour un schéma D3Q19). Cette méthode propose de calculer ces fonctions de distribution à partir des conditions de vitesse imposées. Les lois 3.11 et 3.12 fournissent alors 4 équations. Ces équations sont complétées par une hypothèse d'égalité des parties hors équilibre des fonctions de distribution de directions de propagation opposées.

3.5.4 Outflow

La condition d'Outflow permet de laisser sortir le fluide du domaine sans contraintes. Pour cela, un gradient nul de vitesse ou de fonctions de distribution est imposé à l'extrémité du domaine. Le maillage étant cartésien, une condition de gradient nul se traduit, au premier ordre, par l'égalité de la grandeur considérée sur les deux derniers nœuds du domaine. Dans le cas d'un gradient de fonctions de distribution nul, le traitement est directement appliqué aux fonctions de distributions. Dans le cas d'un gradient de vitesse nul, le traitement est appliqué via une condition de Dirichlet.

3.5.5 Condition fluide-solide

Les conditions à appliquer aux frontières solides sont du type Bounceback, Glissement ou solides immergés.

Bounceback. La condition de Bounceback modélise une paroi rigide. Cette condition est appliquée lors de l'étape de propagation. Les fonctions de distribution dont les directions de propagation sont dirigées vers la paroi rebondissent et leurs valeurs sont transmises aux directions de propagation opposées :

$$f(\vec{x}, \vec{c}_i, t + \Delta t) = f(\vec{x}, -\vec{c}_i, t) \quad (3.33)$$

La Figure 3.2 représente les fonctions de distribution d'un nœud en Bounceback avant (Figure 3.2a) et après (Figure 3.2b) l'étape de propagation. Les autres fonctions de distribution sont propagées de façon normale. Cette condition présente l'avantage d'être très simple à implémenter, mais nécessite des frontières en marche d'escalier. En effet, comme schématisé dans la Figure 3.3, la forme d'un objet quelconque n'est que grossièrement restituée, avec une précision égale à la résolution du maillage.

Glissement. La condition de glissement consiste à imposer un gradient de vitesse nul dans la direction normale à la paroi. Cette condition permet de réduire la taille du domaine de calcul en limitant les effets de bord. Elle permet aussi de modéliser

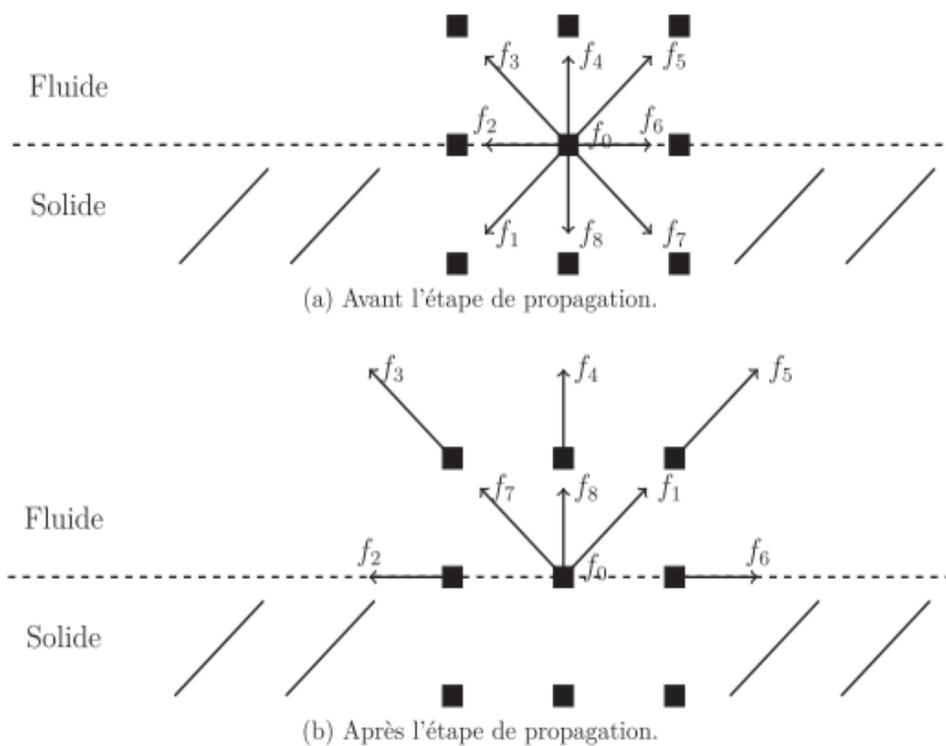


FIGURE 3.2 – Fonction de distribution d'un noeud de type Bounceback avant et après étape de propagation.

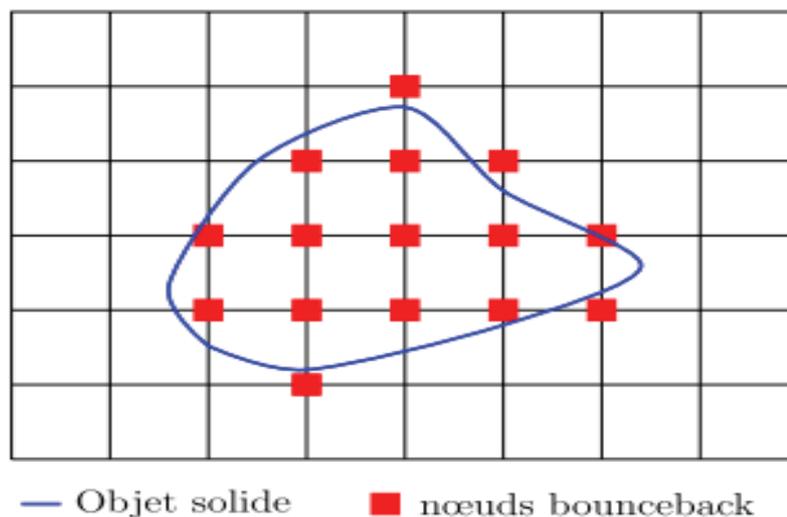


FIGURE 3.3 – Définition d'un solide à l'aide de noeuds bounceback.

de façon simplifiée l'interface entre un liquide et un gaz. Elle peut être appliquée de différentes manières. Il est possible de reprendre le principe de la condition de Bounceback pour la seule direction normale à la paroi. La paroi se comporte alors comme une paroi réfléchissante pour les fonctions de distribution.

Condition aux limites hors-réseau (off lattice boundary). Pour créer des géométries précises, et éviter les problèmes numériques liés à des arêtes saillantes ou à des parois en marches d'escalier, il est possible d'utiliser des frontières hors-réseau. Ces méthodes sont généralement basées sur une interpolation des fonctions de distribution sur des noeuds fictifs situés en dehors de la grille de calcul. Plusieurs implémentations ont été proposées, par exemple par Filippova [82], Bouzidi et al.[83] ou Guo et al.[84]. La méthode des frontières immergées représentée dans la figure 3.4 est basée sur ce principe. Elle permet de modéliser des frontières déformables. Inspirée des travaux de Peskin [85], elle a été adaptée à la LBM par Feng et al. [86]. Une description détaillée de la méthode appliquée à la LBM est donnée par Guo [73].

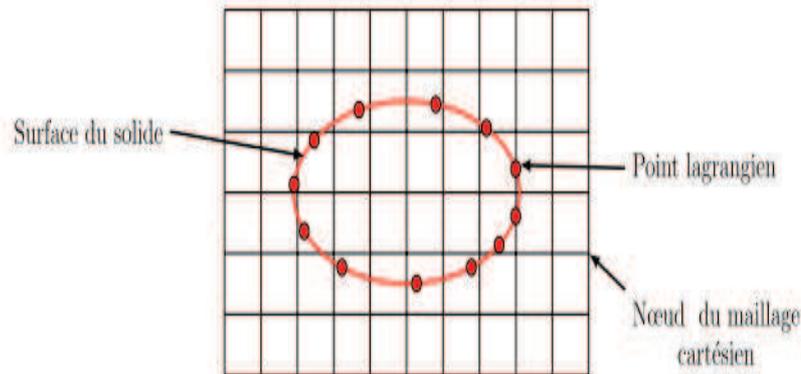


FIGURE 3.4 – Schéma des frontières immergées.

3.6 Maillage du domaine de calcul

Le maillage est du type cartésien, auquel est appliqué un raffinement local, qui permet de réduire localement l'espacement entre les noeuds de calcul. De manière générale, seules les zones proches des parois des solides immergés sont raffinées afin d'en optimiser le nombre de mailles. Dans les autres régions du domaine d'étude, la taille de maille est choisie en fonction de la taille des structures turbulentes à calculer. La technique de raffinement du maillage implémentée dans le code Palabos est présentée dans la figure 3.5. C'est une approche multi-domaines qui a été développée par Lagrava et al. [87]. En passant d'un niveau de raffinement grossier à un niveau de raffinement fin, la taille des mailles est divisée par deux, $2\Delta x_f = \Delta x_g$, où l'indice f désigne un niveau fin et l'indice g désigne un niveau grossier. Deux niveaux adjacents ne peuvent avoir un rapport supérieur à 2. Chaque grille (lattice) possède son propre système d'unités spatiale (Δx) et temporelle (Δt). Les unités n'étant pas les mêmes entre deux niveaux de raffinement, les grandeurs qui communiquent entre un niveau grossier et un niveau fin ont besoin d'être redimensionnées. Lagrava et al.[87] ont choisi de réaliser un redimensionnement dit convectif, défini par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta t_f}{\Delta x_f} = \frac{\Delta t_g}{\Delta x_g} = \text{constante} \quad (3.34)$$

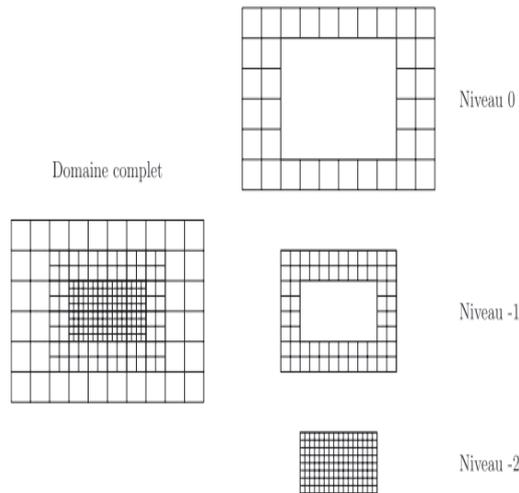


FIGURE 3.5 – Description du découpage multi-domaine.

L'équation 3.34 implique que le pas de temps entre un niveau grossier et un niveau fin est divisé par deux. Le ratio $\Delta t/\Delta x$ étant constant avec un redimensionnement convectif, les vitesse, densité, et pression sont continues entre deux niveaux de raffinement et ne nécessitent pas de redimensionnement. Ce n'est pas le cas de la viscosité dont le redimensionnement est défini par l'équation suivante :

$$\nu_f = \frac{\Delta t_g}{\Delta t_f} \nu_g$$

Le temps de relaxation τ étant directement liée à la viscosité par l'équation :

$$\tau = \frac{1}{c_s^2} + \nu + 0.5$$

il se calcule, au niveau fin, de la façon suivante :

$$\tau_f = \frac{(4\tau_g - 1)}{2}$$

Le redimensionnement des fonctions de distribution est plus complexe. La méthode implémentée dans le code est celle de Dupuis et al. [88] et utilise l'algorithme de filippova et al [89] avec pour seule différence que le redimensionnement est réalisé avant l'étape de collision. On sait que les fonctions de distribution peuvent être décomposées en deux parties, une partie à l'équilibre et une partie hors-équilibre. Celles-ci dépendent uniquement de la vitesse et de la pression, la partie à l'équilibre

des fonctions de distribution n'a pas besoin de redimensionnement :

$$f_{i,f} = f_{i,f}^{eq} + f_{i,f}^{neq} = f_i^{eq} + f_{i,f}^{eq} \quad (3.35)$$

$$f_{i,g} = f_{i,g}^{eq} + f_{i,g}^{neq} = f_i^{eq} + f_{i,g}^{eq} \quad (3.36)$$

La partie hors-équilibre des fonctions de distribution f_i^{neq} est proportionnelle au gradient de vitesse et a donc besoin d'être redimensionnée. Ce redimensionnement est donné par l'équation suivante :

$$f_{i,f}^{neq} = \alpha f_{i,g}^{neq} \quad (3.37)$$

avec

$$\alpha = \frac{\Delta t_g \omega_g}{\Delta t_f \omega_f} = \frac{2\omega_g}{\omega_f}$$

Le terme α est calculé avec l'expression du tenseur des contraintes hors-équilibre. L'équation 3.37 permet de reconstruire les fonctions de distribution du niveau fin vers le niveau grossier à une position $x_{f \rightarrow g}$ ou du niveau grossier vers le niveau fin à une position $x_{g \rightarrow f}$. Les positions $x_{f \rightarrow g}$ et $x_{g \rightarrow f}$ désignent des noeuds existant dans les niveaux fin et grossier, respectivement.

$$f_{i,g}(x_{g \rightarrow f}) = f_i^{eq}(x_{g \rightarrow f}) + \frac{2\omega_g}{\omega_f} f_{i,g}^{neq}(x_{g \rightarrow f}) \quad (3.38)$$

$$f_{i,f}(x_{f \rightarrow g}) = f_i^{eq}(x_{f \rightarrow g}) + \frac{\omega_f}{2\omega_g} f_{i,f}^{neq}(x_{f \rightarrow g}) \quad (3.39)$$

La Figure 3.6 illustre la transition entre les deux niveaux grossier et fin avec la zone de recouvrement. C'est dans cette zone que les fonctions de distribution sont redimensionnées vers le niveau fin ou le niveau grossier.

3.6.1 Couplage du niveau fin vers le niveau grossier

Le redimensionnement vers le niveau grossier ne nécessite pas la création d'informations, tous les noeuds grossiers étant aussi des noeuds fins. Les grandeurs sont simplement redimensionnées puis copiées vers le niveau grossier. Une opération de filtrage est également réalisée pendant le couplage afin d'éliminer les échelles du niveau fin qui ne sont pas résolues par le niveau grossier et qui peuvent entraîner des instabilités. L'opération de filtrage n'est appliquée qu'à la partie hors-équilibre des fonctions de distribution. La vitesse et la densité ne sont pas filtrées

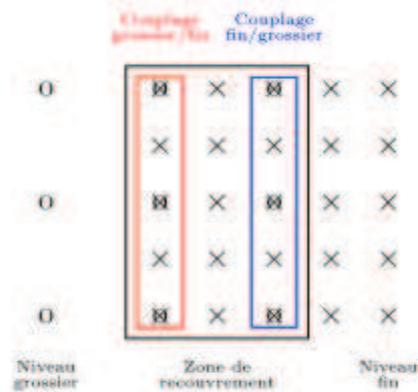


FIGURE 3.6 – Couplage entre les niveaux fin et grossier.

car cela entraînerait une augmentation artificielle de la viscosité dans la zone de recouvrement. Le filtrage est réalisé en calculant la moyenne des $f_{i,f}^{neq}$ sur toutes les directions du schémas de vitesse $D_m Q_n$:

$$\bar{f}_{i,f}^{neq}(x_{f \rightarrow g}) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} f_{i,f}^{neq}(x_{f \rightarrow g}) \quad (3.40)$$

L'équation suivante est finalement utilisée pour calculer les fonctions de distributions du niveau fin vers le niveau grossier :

$$f_{i,g}(x_{f \rightarrow g}) = f_i^{eq}(\rho_f(x_{f \rightarrow g}), U_f(x_{f \rightarrow g})) + \frac{\omega_f}{2\omega_g} \bar{f}_{i,f}^{neq}(x_{f \rightarrow g}) \quad (3.41)$$

3.6.2 Couplage du niveau grossier vers le niveau fin

Le redimensionnement vers le niveau fin est plus complexe car les noeuds fins n'existent tous pas dans le maillage grossier. Il manque donc des informations qui doivent être créés et redimensionnés. Il existe deux cas lors du couplage du maillage grossier vers le maillage fin :

- Soit les noeuds du maillage fin existent aussi dans le maillage grossier
- Soit les noeuds du maillage fin n'existent pas dans le maillage grossier

Lorsque les noeuds du maillage fin existent aussi dans le maillage grossier, les fonctions de distribution sont redimensionnées avec l'équation suivante :

$$f_{i,f}(x_{g \rightarrow f}) = f_i^{eq}(\rho_g(x_{g \rightarrow f}), U_g(x_{g \rightarrow f})) + \frac{2\omega_g}{\omega_f} f_{i,g}^{neq}(x_{g \rightarrow f}) \quad (3.42)$$

Si les noeuds du maillage fin n'existent pas dans le maillage grossier, une interpolation est réalisée afin de créer les informations manquantes à l'emplacement du maillage fin. L'équation de redimensionnement est alors la suivante :

$$f_{i,f}(x_{g \rightarrow f}) = f_i^{eq}(\bar{\rho}_g(x_{g \rightarrow f}), \bar{U}_g(x_{g \rightarrow f})) + \frac{2\omega_g}{\omega_f} \bar{f}_{i,g}^{neq}(x_{g \rightarrow f}) \quad (3.43)$$

Les grandeurs $\bar{\rho}_g$, \bar{U}_g , $\bar{f}_{i,g}^{neq}$ sont interpolées à partir des nœuds voisins appartenant au maillage grossier. Les interpolations sont asymétriques et d'ordre 3 pour les nœuds sur des arêtes ou dans des coins et centrées et d'ordre 4 sinon. Le maillage fin résout des échelles plus petites que le maillage grossier. Ces échelles sont absentes si on utilise les deux précédentes équations. Selon Lagrava et al. [87], l'absence de ces échelles pourrait avoir des conséquences non négligeables à hauts nombres de Reynolds ($Re > 10^6$).

3.6.3 Déroulement du couplage

Les étapes de collision et de propagation aux différents niveaux sont agencées de la sorte :

- L'état initial du système est t_0 , toutes les fonctions de distribution sont connues à tous les niveaux.
- Tout d'abord une étape de collision/propagation est réalisée au niveau grossier. L'état du niveau grossier est alors t_1 . Les fonctions de distribution qui viennent du niveau fin à l'étape de propagation sont inconnues, elles seront copiées depuis le niveau fin lorsque celui-ci sera aussi à l'état t_1 .
- Une première étape de collision/propagation est réalisée au niveau fin. Les fonctions de distribution qui viennent du niveau grossier à l'étape de propagation sont inconnues. Elles sont copiées depuis l'état $t_{\frac{1}{2}}$ du niveau grossier vers le niveau fin via un redimensionnement et une interpolation spatiale. L'état $t_{\frac{1}{2}}$ du niveau grossier est obtenu via une interpolation temporelle des états t_0 et t_1 . Le niveau fin est à l'état $t_{\frac{1}{2}}$.

- Une deuxième étape de collision/propagation est réalisée au niveau fin qui est à présent à l'état t_1 . Les fonctions de distribution qui viennent du niveau grossier à l'étape de propagation sont inconnues. Elles sont copiées depuis l'état t_1 du niveau grossier vers le niveau fin via un redimensionnement et une interpolation spatiale. Le niveau fin est à l'état t_1 .
- Pour finir les fonctions de distribution du niveau fin à l'état t_1 sont redimensionnées, filtrées et copiées au niveau grossier à l'état t_1 . Les fonctions de distribution au niveau fin et grossier sont toutes connues et une nouvelle itération peut avoir lieu.

3.7 Code de calcul utilisé

Ces travaux ont été effectués à l'aide du code libre Palabos (www.Palabos.org), développé par l'Université de Genève et dont une présentation complète peut être trouvée dans [55]. Pour une prise en main du code, les simulations ont été appliquées à un cylindre en 2D et 3D, avec une comparaison des schémas SRT et MRT. Puis le cas d'une éolienne modélisée par un disque poreux solide a été considéré. Les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre qui suit.

Chapitre 4

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Pour une prise en main du code et une première validation de notre approche numérique, nous avons effectué une étude de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. Ensuite, le problème de l'écoulement autour d'une petite éolienne représentée par un disque poreux est considéré. Les résultats obtenus sont présentés dans ce qui suit.

4.1 Ecoulement autour du cylindre

Cette étude est effectuée dans un premier temps pour un cylindre à deux dimensions placé dans un écoulement laminaire, avec l'utilisation d'une grille bidimensionnelle (2D) à neuf vitesses (D2Q9). Pour la modélisation du terme de collision, les schémas BGK SRT et MRT sont comparés. Ces calculs sont poursuivis pour un cylindre à trois dimensions placé dans un écoulement turbulent et l'utilisation d'une grille tridimensionnelle (3D) à dix-neuf vitesses (D3Q19). Les paramètres les plus importants qui caractérisent l'écoulement autour d'un cylindre à savoir, le nombre de Strouhal (St), le coefficient de traînée (C_D) et le coefficient de portance (C_L) sont calculés comme suit :

Les **coefficients de portance et de traînée** sont définis par les relations :

$$C_D = \frac{2F_x}{\rho U_\alpha^2 D}, \quad C_L = \frac{2F_y}{\rho U_\alpha^2 D}$$

où F_x et F_y sont les composantes de la force exercée par le fluide sur le cylindre, qui est calculée à l'aide de la méthode dite "*Momentum Exchange*" [90] :

$$F = \sum_{all\ x_b} \sum_{i \in V} \left[\sum f_l(x_b, t) + f_i^*(x_b, t + \Delta t) \right] \quad (4.1)$$

où x_b définit la position des mailles *fluide* au voisinage des parois solides et V is the set of intersecting direction.

Le **Nombre de Strouhal** est défini par la relation suivante :

$$St = \frac{f \cdot D}{u} \quad (4.2)$$

Ces simulations sont effectuées pour différents nombres de Reynolds, dont le calcul est basé sur le diamètre du cylindre.

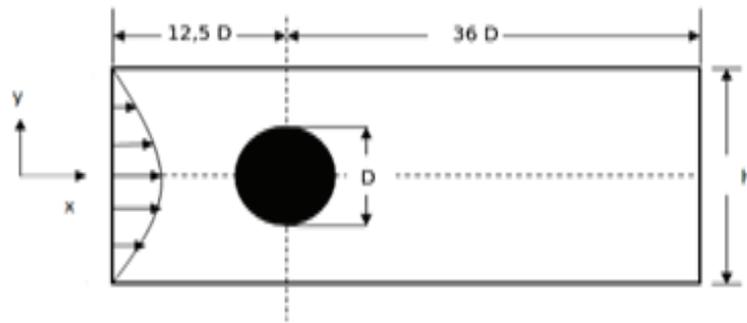


FIGURE 4.1 – Domaine de calcul d’un cylindre 2D placé dans une canal plan

4.1.1 Écoulement laminaire autour d’un cylindre 2D

Problème étudié. Le *domaine de calcul* utilisé pour les simulations 2D est illustré dans la Figure 4.1 qui représente un cylindre circulaire de diamètre D , placé dans un canal plan de hauteur H et de longueur L . La longueur du canal L est fixée à $48,5D$ pour réduire l’influence de la condition aux limites à la sortie du domaine de calcul, le cylindre étant placée à une distance de $12,5D$ depuis l’entrée. La hauteur H du domaine est définie par la valeur du rapport de blocage $B = D/H$.

Les *conditions aux limites* imposées à l’entrée du domaine de calcul sont un profil de vitesse parabolique de vitesse maximale U_{max} . A la sortie du domaine d’étude, une condition de pression constante correspondant à $\rho_{\infty} = 1$ est appliquée. Aux parois du canal et à la surface du cylindre, nous avons appliqué la condition “*Bounceback*”.

Ces simulations sont effectuées pour les nombres de Reynolds $Re_D = 100$ et 200 , pour un nombre de Mach $Ma = 0.1$ et pour différentes valeurs du rapport de blocage B .

Résultats obtenus avec les schémas SRT et MRT. L’étude de l’influence des schémas STR et MRT est effectuée pour un nombre de Reynolds $Re_D = 100$ et un rapport de blocage $B = 0,2$. La résolution de grille utilisée est définie par la relation :

$$D/\Delta x = 64$$

Les variations temporelles des coefficient de traînée $C_D(t)$ et de portance $C_L(t)$ obtenues avec les deux schémas, LBM-SRT et du LBM-MRT sont représentées

TABLE 4.1 – Coefficient de trainée et nombre de Strouhal ($Ma = 0.1 - Re_D = 100$)

Coefficients	C_D	St
Présents calculs SRT	1.392	0.162
Présents calculs MRT	1.387	0.163
Williamson[91]	-	0.164
Zhang et al. [92]	1.425	0.173
Kim et al. [93]	1.33	0.165
De Palma et al. [94]	1.32	0.163
Hartmann et al. [95]	1.345	0.165
G.Eitel-Amor [96]	1.348	0.165

dans la Figure 4.2 :

- La figure 4.2(a), montre que pour chaque période de temps, le coefficient C_D a plusieurs maximums d'amplitudes inégales (LBM-MRT et LBM-SRT), qui sont la conséquence du détachement tourbillonnaire périodique à partir des surfaces supérieure et inférieure du cylindre.
- La figure 4.2(b) montre que la courbe $C_L(t)$ ne présente qu'un seul pic par période de temps dans les deux cas, (LBM-MRT et LBM-SRT). Ceci est dû au fait que le coefficient C_L n'est pas influencé par la distribution de pression sur le cylindre. Les valeurs de la force de portance sont directement liées au détachement des tourbillons, par conséquent, la valeur de C_L varie entre un maximum positif et un minimum négatif.
- Les figures 4.2(c) et 4.2(d) représentent les résultats de l'analyse FFT de la courbe $C_L(t)$ et montrent les fréquences résultant de l'évolution de C_L en fonction du temps.

Les valeurs des paramètres St et C_D résultantes sont présentées dans le Tableau 4.1, comparées aux données expérimentales présentées par Williamson [91] et à des résultats de calculs numériques disponibles dans la littérature. Ce tableau montre que les valeurs calculées sont en bonne concordance avec les données de la littérature.

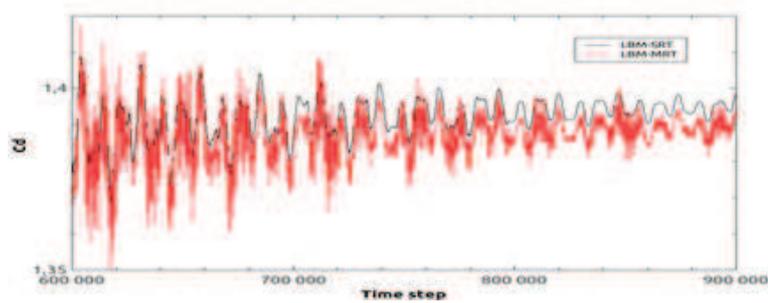
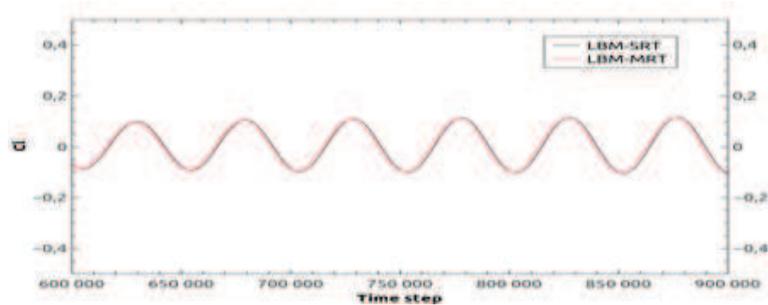
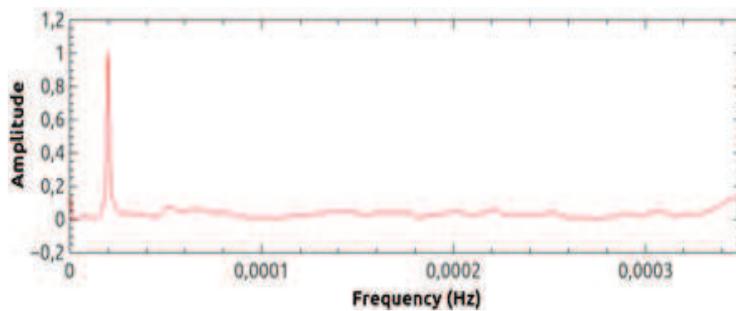
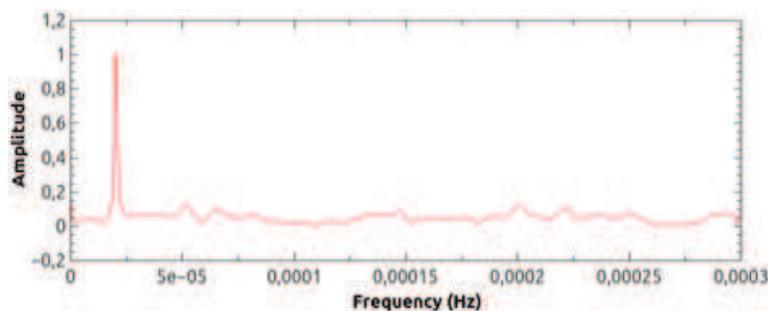
(a) C_D (b) C_L (c) $FFT - SRT$ (d) $FFT - MRT$

FIGURE 4.2 – Évolution temporelle des coefficients C_D et C_L et analyse FFT – $Re_D = 100$ et $B = 0.2$.

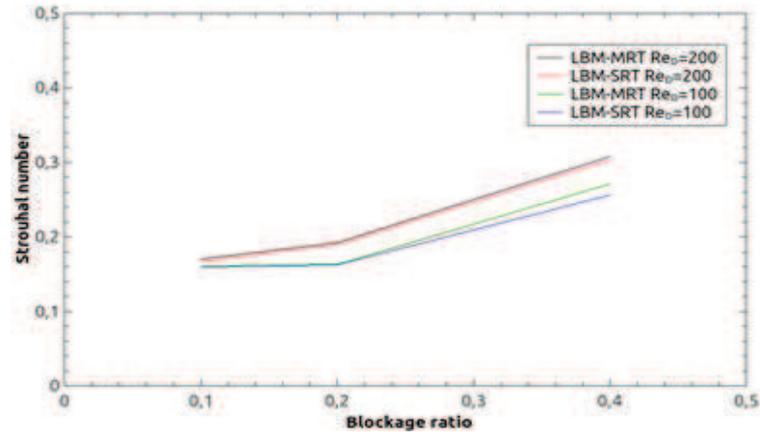


FIGURE 4.3 – Influence du rapport de blocage sur le nombre de Strouhal – LBM-SRT et LBM-MRT – $Re_D = 100$ et 200

TABLE 4.2 – Variation du nombre de Strouhal avec le rapport B

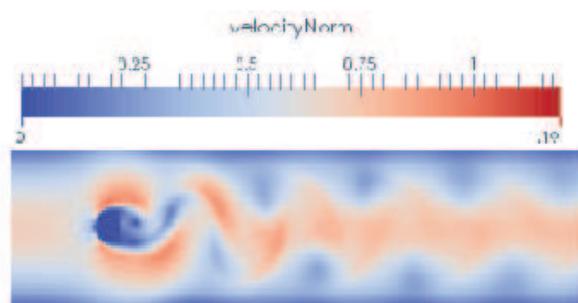
B	Schéma <i>SRT</i>			Schéma <i>MRT</i>		
	0.1	0.2	0.4	0.1	0.2	0.4
$Re_D = 100$	0.159	0.162	0.256	0.161	0.163	0.271
$Re_D = 200$	0.168	0.188	0.304	0.191	0.170	0.308

Influence du rapport de blocage. Pour étudier les effets du taux de blocage du canal, des simulations ont été effectuées pour trois valeurs du taux de blocage : $B = 0, 1, 0, 2$ et $0, 4$ et deux valeurs du nombre de Reynolds, $Re_D = 100$ et 200 .

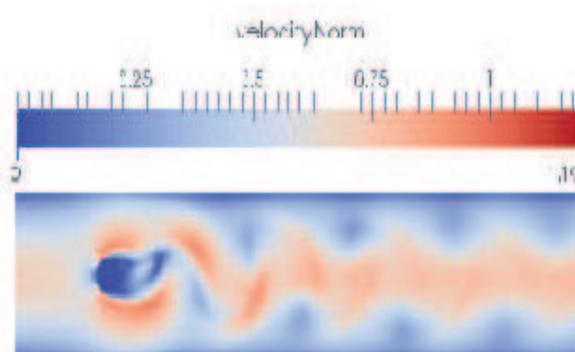
Les résultats obtenus, représentés dans la figure 4.3 et synthétisés dans le tableau 4.2, montrent que le nombre de Strouhal (St) augmente avec le taux de blocage et le nombre de Reynolds, et ceci a été constaté avec les deux schémas, SRT et MRT.

La figure 4.4 montre les contours de vitesse autour d'un cylindre circulaire obtenus pour un écoulement à $Re_D = 200$ avec les différents rapports de blocage considérés et les modèles LBM-MRT et LBM-SRT. On voit que lorsque la position des parois du canal se rapproche du cylindre, la génération des tourbillons périodiques se fait plus rapidement, et cela entraîne l'augmentation de la fréquence du détachement tourbillonnaire.

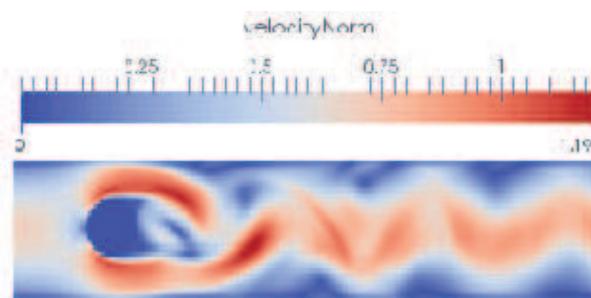
Des résultats similaires ont été observés par Zovatto et Pedrizzetti [97] alors



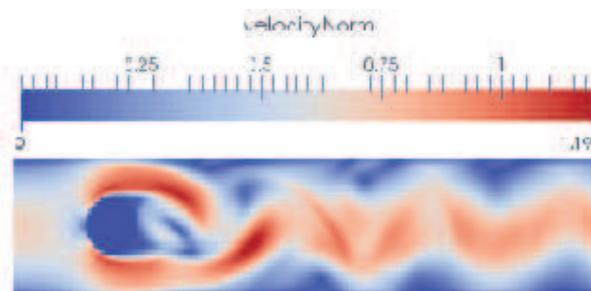
(a) B=0.1 - MRT



(b) B=0.1 - SRT



(c) B=0.2 - MRT



(d) B=0.2 - SRT

FIGURE 4.4 – Contours des vitesses obtenus avec un nombre de Reynolds $Re_D = 200$, pour différents rapports de blocage

qu'ils analysaient la transition d'un écoulement en plaçant le cylindre plus près de l'une des parois du canal. Les chercheurs avaient expliqué que ni le profil de vitesse ni l'accélération irrotationnelle locale, qui se produit uniquement d'un côté du corps et est réduite du côté opposé, ne pouvaient expliquer le retard de la transition. La raison donnée était que, lorsque le corps s'approche de la paroi, une accélération et une décélération locales se produisent sur la paroi elle-même, ce qui produit des tourbillons de plus grande intensité dans la couche limite de paroi et se développent rapidement en aval, et influencent le sillage du cylindre. Par ailleurs, les travaux expérimentaux effectués par Braza et al. [98] ont montré que, pour un nombre de Reynolds inférieur à 40, l'écoulement autour du cylindre circulaire atteint l'état stationnaire en 15 secondes et deux tourbillons symétriques se forment en aval du cylindre. Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 40, une perte de symétrie de l'écoulement en aval du cylindre est observée, des tourbillons alternés se forment et se propagent dans le sillage, en générant les allées bien connues de Von Karman. De tels effets déstabilisants se produisent toujours lors de toute expérience physique sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire.

4.1.2 Écoulement turbulent autour d'un cylindre 3D

On considère l'écoulement autour d'un cylindre circulaire d'axe Z , de diamètre D et de longueur $4D$. Le cylindre 3D est placé dans un canal de longueur $L = 21D$, de largeur $H = 4D$, et de hauteur $H = 14D$. Nous imposons un profil de vitesse parabolique à l'entrée, une condition de glissement sur les parois latérales du canal, et une pression constante à la sortie du domaine de calcul. Ces calculs sont effectués pour un nombre de Reynolds $Re_D = 3900$, avec le schéma SRT et le modèle de turbulence LES, la valeur de la constante Smagorinsky retenue étant $C_S = 0,14$.

Les contours de vorticité obtenus sont représentés dans la figure 4.5 qui montre l'écoulement de sillage turbulent, avec un écoulement qui reste attaché au cylindre. Les effets de la dissipation sur les structures de l'écoulement sont illustrés sur la figure 4.6 qui affiche des iso-surfaces de critère Q instantané. Alors qu'on voit que la physique de l'écoulement est qualitativement bien prédite, des couches limites la-

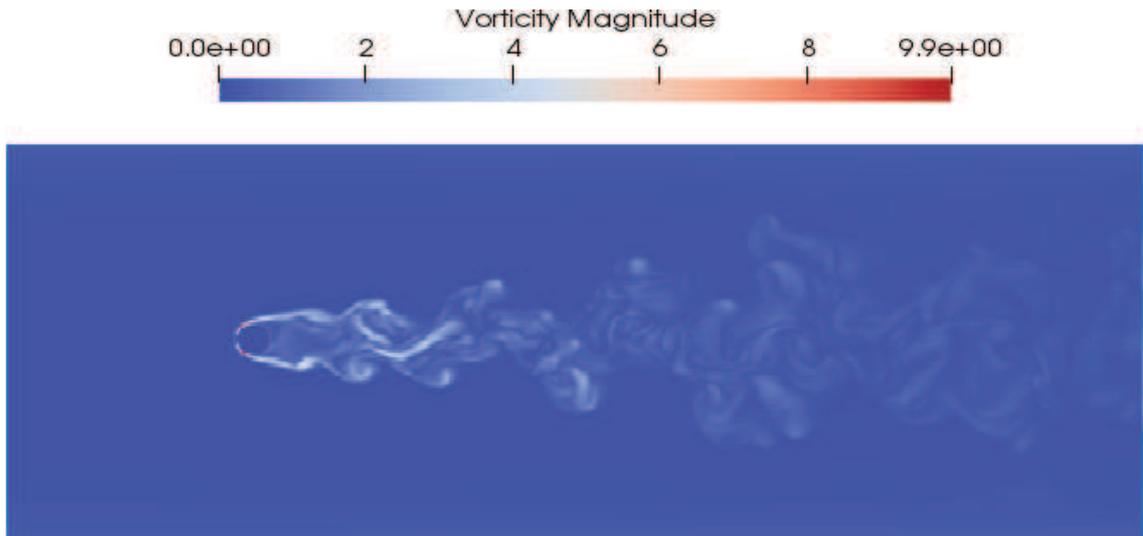


FIGURE 4.5 – Contours des vorticités obtenus avec les calculs LBM-LES, schéma SRT, $Re_D = 3900$

minaires le long du cylindre avec séparation laminaire et transition dans les couches de cisaillement, enroulement à grande échelle des couches de cisaillement et apparition de tourbillons à petite échelle dans le sillage.

Les graphes de la figure 4.7 représentent les variations temporelles des coefficients de portance et de traînée et le graphe de l'analyse FFT de la courbe $C_L(t)$. Le coefficient de traînée moyen est $C_D = 0.95$. Cette valeur est dans la limite des valeurs expérimentales publiées ($C_D = 0.98 \pm 0.05$). Le nombre de Strouhal calculé, $St \sim 0.21$, est en bonne adéquation avec les valeurs publiées.

4.1.3 Conclusion 1

La méthode Lattice Boltzmann a été appliquée pour simuler l'écoulement laminaire et turbulent autour d'un cylindre circulaire. L'écoulement laminaire a été étudié en considérant un domaine bi-dimensionnel $2D$. Les résultats obtenus avec les schémas LBM-MRT et LBM-SRT ont été comparés pour plusieurs rapports de blocage. En écoulement turbulent, un domaine $3D$ a été appliqué et les calculs ont été effectués pour un nombre de Reynolds $Re_D = 3900$ avec un schéma LBM-SRT, la turbulence étant représentée par un modèle LES. Les résultats obtenus pour les différents cas étudiés et notamment le coefficient de traînée C_D ainsi que le nombre de Strouhal St , sont en bonne concordance avec les valeurs de référence, disponibles

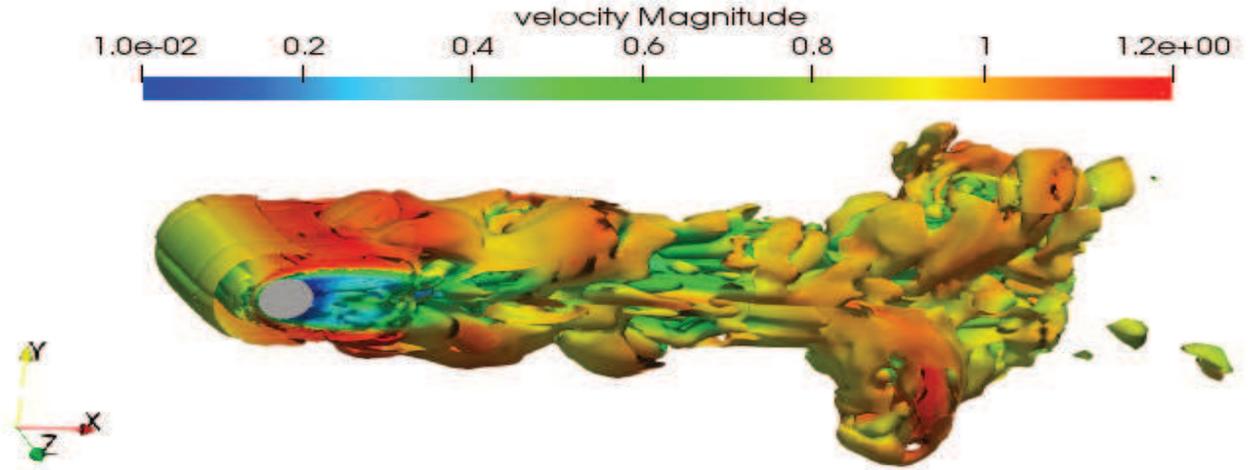


FIGURE 4.6 – Iso contours de critère $\mathbf{Q}(Q^*(D^2/U_0^2) = 1)$ coloré par la magnitude de vitesse obtenus avec les calculs LBM-LES, schéma RBGK, $Re_D = 3900$.

dans la littérature. Ceci nous permet de poursuivre avec la simulation de l'écoulement autour d'une petite éolienne.

4.2 Application au modèle réduit de l'éolienne

4.2.1 Modèle numérique

Modélisation de l'éolienne. Le concept du disque actif utilisé pour la modélisation de l'écoulement qui traverse une éolienne est similaire à l'écoulement qui traverse un disque poreux. L'éolienne est donc représentée dans notre étude par un disque poreux solide, sans mât, dont la porosité p est définie par la relation suivante :

$$p = 1 - S = \frac{S_{pores}}{S_{disque}} \quad (4.3)$$

où S est la solidité du disque, S_{pores} est la surface totale des pores et S_{disque} est la surface du disque. Le disque poreux utilisé dans ces simulations, représenté dans la fig. 4.8, est analogue à celui décrit par Aubrun et al. [22] et Sumner et al. [99]. Ce choix a été guidé par la disponibilité des données expérimentales gracieusement mises à notre disposition par S. Aubrun et publiées dans Sumner et al. [99].

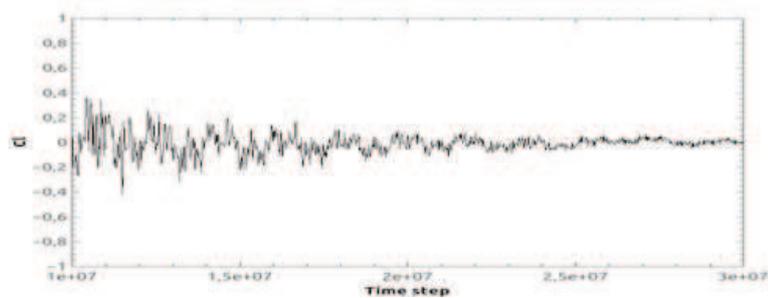
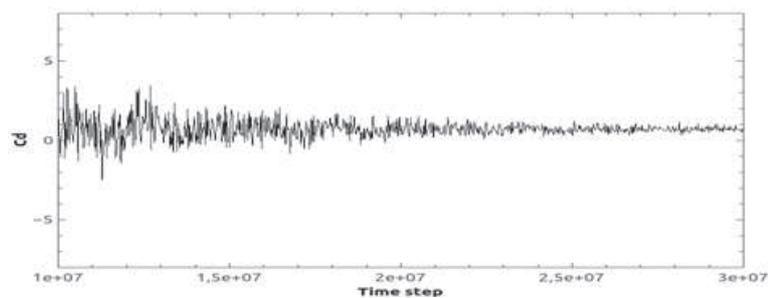
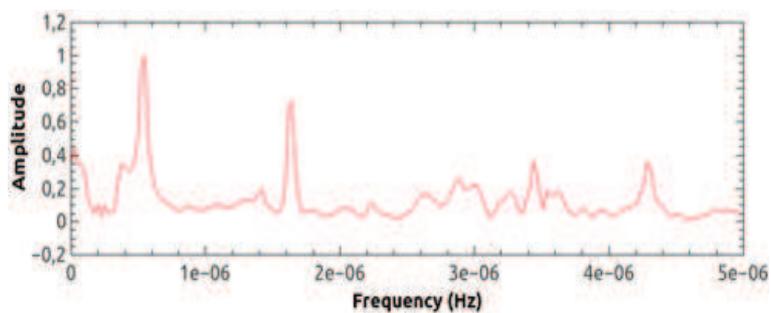
(a) C_L (b) C_D (c) $FFT - SRT$

FIGURE 4.7 – Evolution temporelle des coefficients de portance et de traînée et analyse FFT – calculs LBM-LES avec schéma SRT et $Re_D = 3900$

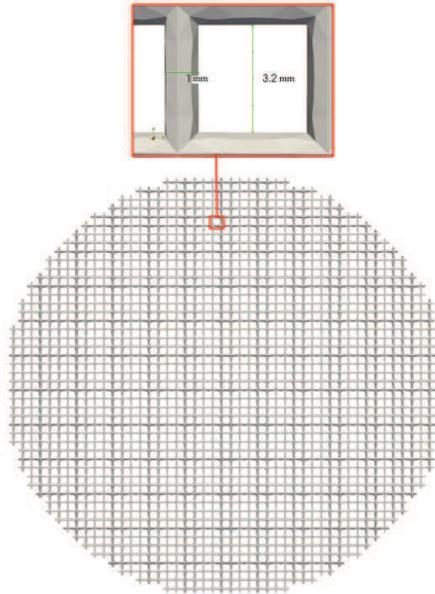


FIGURE 4.8 – Schéma du disque poreux

Domaine de calcul et maillage. Toutes les simulations sont effectuées dans un domaine rectangulaire tri-dimensionnel, l'origine du système de coordonnées (x, y, z) étant au centre du disque. L'écoulement incident est orienté suivant la direction (x) , (y) est la direction transversale horizontale et (z) est la direction transversale verticale. Les dimensions du domaine dans les directions (x) , (y) et (z) sont respectivement $L_X = 25D$, $L_Y = 10D$ et $L_Z = 5D$. Les frontières amont et aval sont situées respectivement à $-5D$ et $+20D$ du disque. Les frontières latérales sont situées à environ $\pm 5D$ du disque.

Les techniques des frontières immergées (*Immersed boundary*) et de raffinement de maillage sont appliquées pour la génération de la grille de calcul. Pour sélectionner la grille optimale, des calculs préliminaires ont été effectués sur des grilles avec différents niveaux de raffinement. Le maillage utilisé pour les calculs dont les résultats sont présentés dans ce document a été construit avec environ $3.6 \cdot 10^6$ mailles et 3 niveaux de raffinement (voir Fig. 4.9).

Conditions aux limites. La technique appliquée pour les condition aux limites est du type *régularisée non locale* (méthode de Skordos [81]). Cette approche est recommandée par Latt & Chopard [77] pour améliorer la précision de la solution. Les conditions aux limites imposées sont les suivantes :

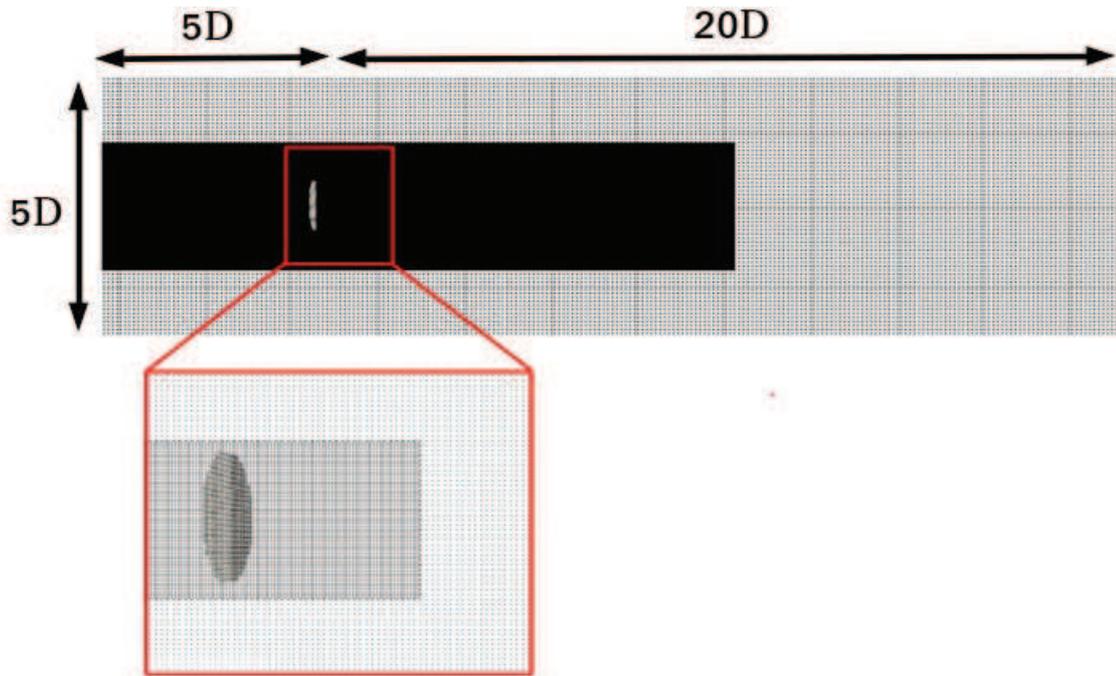


FIGURE 4.9 – Domaine de calcul et maillage.

- La condition *Inlet Velocity* est appliquée à la frontière gauche du domaine, avec la définition des grandeurs suivantes : le nombre de Reynolds Re , la vitesse l'écoulement libre U_∞ , la vitesse de grille (ou vitesse *Lattice*) U_{LB} et la densité du fluide ρ .
- Une condition de *pression constante* est imposée à la sortie du domaine d'étude (frontière droite), avec une zone tampon, pour atténuer les ondes non physiques, réfléchies par les tourbillons [100].
- La condition de *Dirichlet* est définie sur les frontières latérales.

L'hypothèse BGK et la technique *RLB* est appliquée pour améliorer la stabilité et la précision de la méthode. La turbulence est modélisée à l'aide du modèle statique de Smagorinsky. Ces simulations sont effectuées pour différents autres paramètres de calcul :

- A la surface du disque solide poreux, les conditions aux limites basées sur les schémas d'interpolation de second ordre de Filippova & Hanel [89] et de Bouzidi et al. [83] sont comparées.
- Les schémas de grille D3Q19 et D3Q27 sont comparés pour les deux types de condition aux limites sur le disque.
- L'influence de la valeur de la constante de Smagorinsky est étudiée.

Les résultats des calculs présentés dans ce manuscrit sont effectués pour un disque poreux solide de porosité $p = 55\%$ et de diamètre $D = 0.100\text{ m}$ (Fig. 4.8). La vitesse de référence est $U_\infty = 6\text{ m/s}$ et le nombre de Reynolds est $Re = 40\,000$. Ces paramètres représentent une éolienne rotative à 3 pales et un diamètre $D = 416\text{ mm}$, sa rotation est contrôlée et son rapport de vitesse de pointe est fixé à $TSR = 5,8$, modélisée avec un coefficient de poussée $C_T = 0,42$, un coefficient de puissance $C_P = 0,37$ et un facteur d'induction $a = 0,195$ [7]. La longueur caractéristique qui définit le nombre de Reynolds est fixée à $L_{ref} = D$, la vitesse de grille est fixée à $U_{LB} = 0,075$ et la densité du fluide est $\rho = 1,225\text{ kg/m}^3$.

4.2.2 Influence de la constante de Smagorinsky

Les calculs sont d'abord effectués avec l'application à la surface du disque solide poreux du modèle d'interpolation de Bouzidi et al. [83], indiqué dans les figures par condition $BC1$, le schéma cinétique D3Q19 et avec la valeur de C_s fixée successivement à 0.14, 0.20 et 0.28.

Contours des vitesses. La figure 4.10 montre les contours de vitesses obtenus autour du disque poreux dans le plan (xz) avec les différentes valeurs de la constante de Smagorinsky. Tous les contours de vitesse montrent des champs d'écoulement similaires avec des écoulements de recirculation dans le sillage proche de la surface du disque qui disparaissent à une distance égale à environ $1D$ du disque, pour donner lieu à un écoulement de recirculation centré autour de l'axe de la turbine. Cependant, la largeur de l'écoulement de sillage et les vitesses maximales calculées avec les différentes valeurs de C_s sont légèrement différentes. Les résultats montrent que la largeur du sillage augmente lorsque la valeur C_s augmente tandis que les vitesses maximales diminuent légèrement.

Contours de vorticité. Les contours de vorticité représentés dans la figure 4.11 montre également l'influence de la valeur de la valeur constante de Smagorinsky. On voit que la magnitude de la vorticité diminue lorsque la valeur de C_s augmente. Par ailleurs, comme remarqué par Porté-Agel et al. [42], les figures montrent que le sillage se développe dans le sens vertical lorsqu'il se déplace vers l'aval.

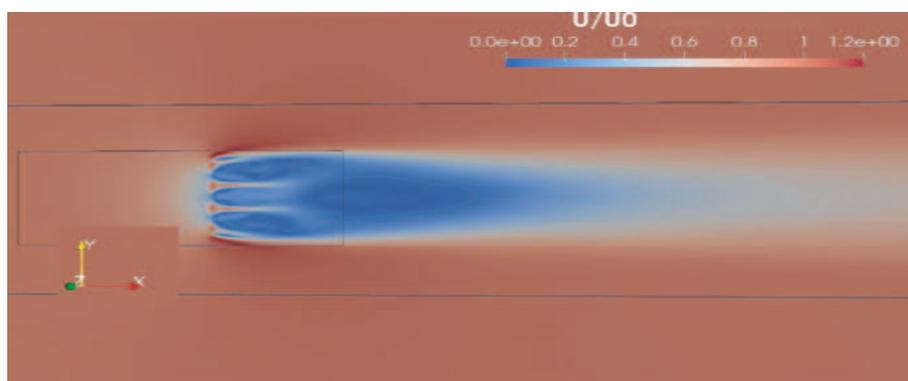
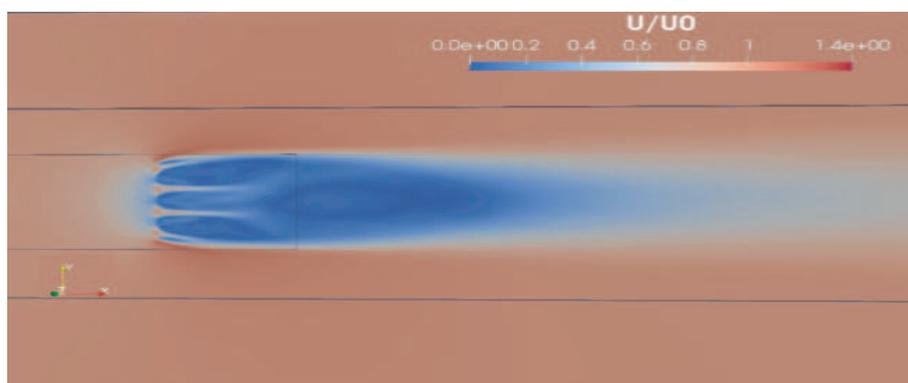
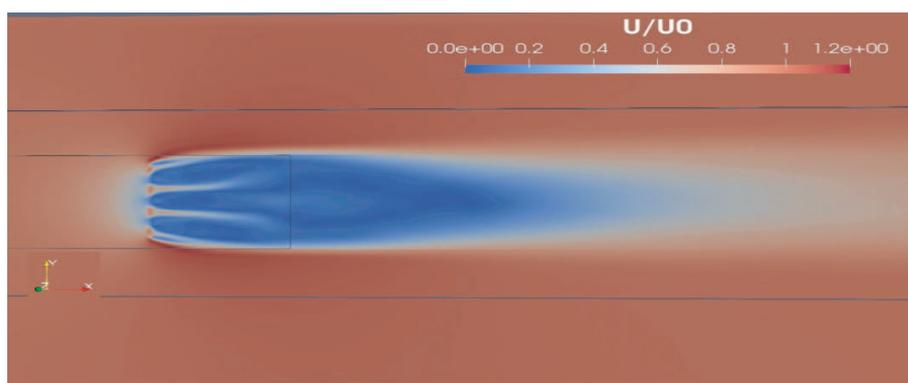
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.10 – Contours des vitesses autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q19

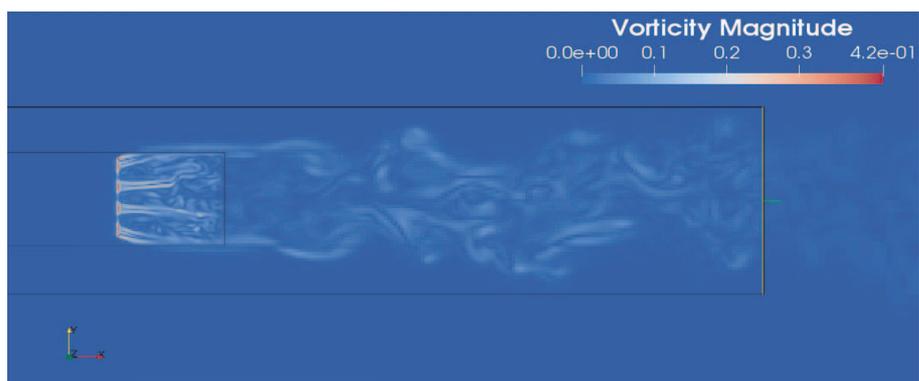
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.11 – Contours du module de vorticité autour du disque dans le plan (xz)
– Condition $BC1$ et schéma D3Q19

La figure 4.12, qui représente les contours de la composante Z de la vorticité, montrent le détachement de deux tourbillons contrarotatifs des bords supérieur et inférieur du disque. Ces deux tourbillons se propagent dans le sillage sous la forme de deux tourbillons longitudinaux. Des tourbillons plus petits se détachent des mailles du disque, mais ils disparaissent dans le sillage proche.

4.2.3 Résultats obtenus avec le schéma D3Q27

Les calculs sont toujours effectués avec l'application du modèle de Bouzidi et al. [83] sur le disque solide poreux et différentes valeurs de C_s .

Les contours de vitesses obtenus dans le plan (xz) sont représentés dans la figure 4.13. Comme avec le schéma D3Q19, les champs d'écoulement obtenus avec les différentes valeurs de C_s sont similaires, avec des écoulements de recirculation dans le sillage proche de la surface du disque qui disparaissent à une distance égale à environ $1D$ du disque, pour donner lieu à un écoulement de recirculation centré autour de l'axe de la turbine. Les résultats montrent aussi que la largeur du sillage augmente lorsque la valeur C_s augmente tandis que les vitesses maximales diminuent légèrement. Quant à l'influence du schéma cinétique, on constate que les vitesses maximales calculées avec les deux schémas sont similaires, mais les sillages sont légèrement plus larges et plus courts avec le schéma D3Q27.

Les contours de vorticité représentés sur la figure 4.14 montrent également que la magnitude de la vorticité diminue lorsque la valeur C_s augmente, cependant des valeurs plus faibles sont trouvées avec le schéma D3Q27.

La figure 4.15, qui représente les contours de la composante Z de la vorticité, montrent également le détachement de deux tourbillons contrarotatifs des bords supérieur et inférieur du disque. Ces deux tourbillons se propagent dans le sillage sous la forme de deux tourbillons longitudinaux. Des tourbillons plus petits se détachent des mailles du disque, mais ils disparaissent dans le sillage proche.

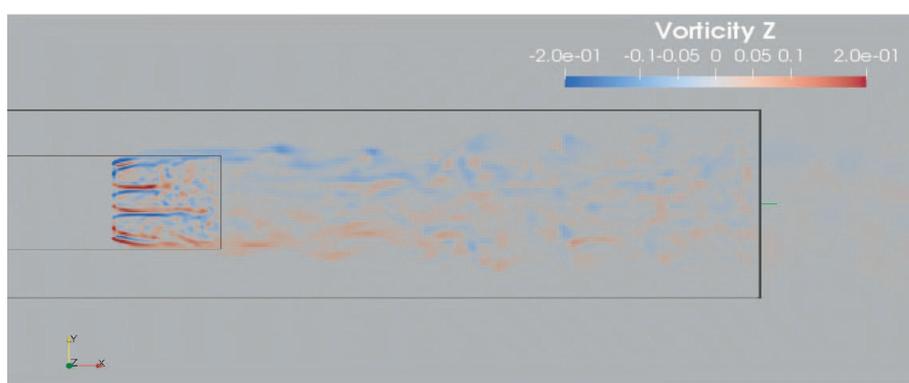
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.12 – Contours de la composante de vorticité (z) autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q19

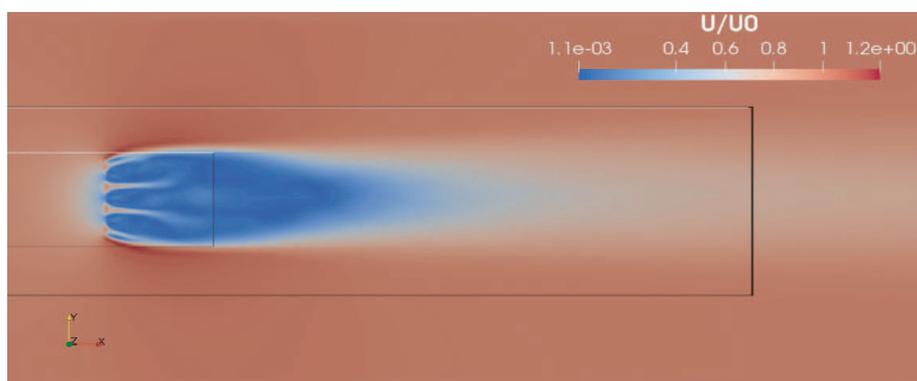
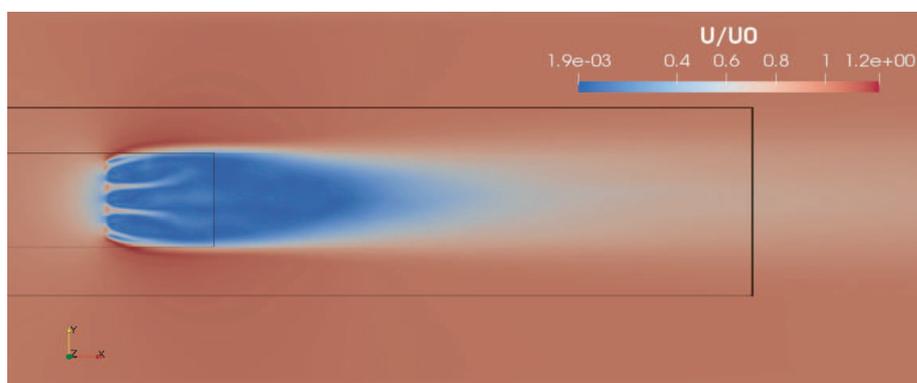
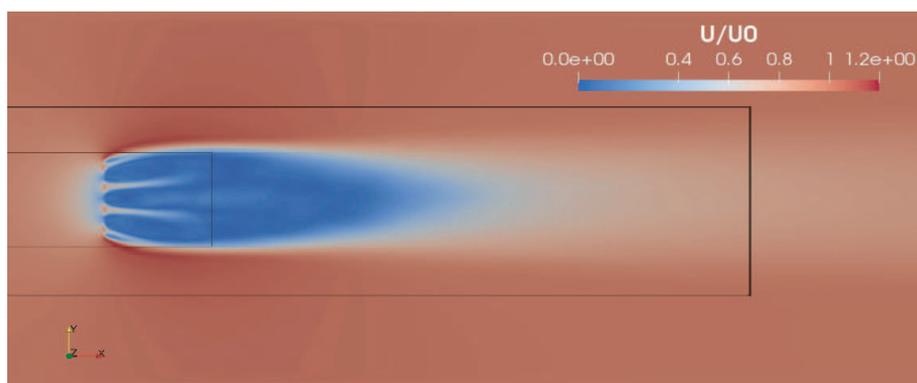
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.13 – Contours des vitesses autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q27

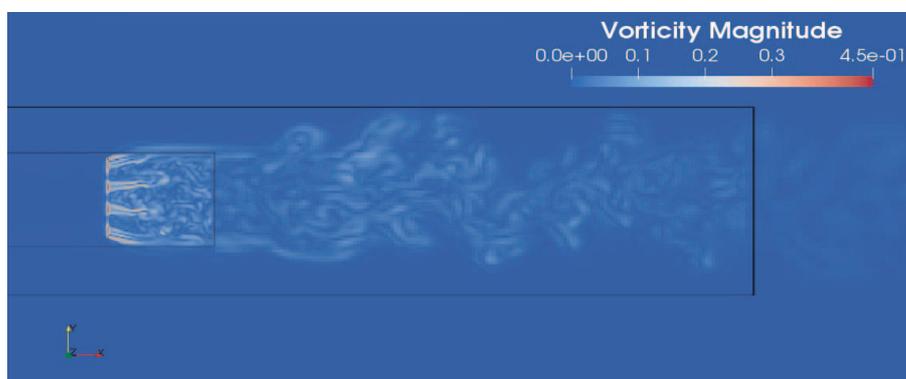
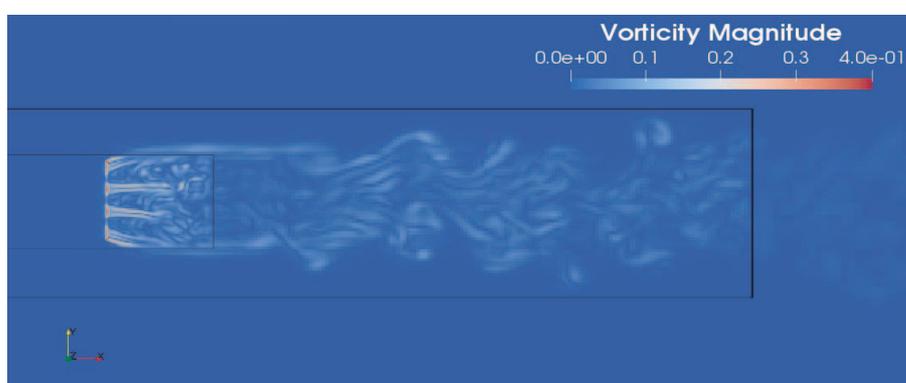
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.14 – Contours du module de vorticité autour du disque dans le plan (xz)
– Condition $BC1$ et schéma D3Q27

(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.15 – Contours de la composante de vorticité (z) autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC1$ et schéma D3Q27

4.2.4 Résultats obtenus avec la condition de Filippova & Hanel

Pour étudier l'influence de la condition aux limites à appliquer sur le disque poreux solide, des calculs sont également effectués avec la condition de Filippova & Hanel [89] notée condition *BC2* dans les figures. Les résultats obtenus avec le schéma cinétique D3Q27 et les différentes valeurs de la constante de Smagorinsky sont représentés dans les figures 4.16 à 4.18. Comme précédemment, les contours de vitesse montrent que la largeur de l'écoulement de sillage augmente lorsque la valeur de C_s augmente tandis que les vitesses maximales diminuent, mais la largeur et la longueur du sillage sont différentes de celles obtenues avec la condition de Bouzidi et al. [83]. Les contours de la composante z de la vorticité montrent également que deux tourbillons contrarotatifs se détachent des bords supérieur et inférieur du disque, et que des tourbillons plus petits se détachent de la surface du disque.

4.2.5 Profils de vitesses

Pour une meilleure analyse des résultats obtenus avec les différents paramètres considérés, les profils de vitesse sont comparés aux données expérimentales fournies par S.Aubrun qui sont publiées dans Sumner et al. [99]. Une comparaison avec le modèle analytique de Bastankhan & Porte-Agel [34] est également effectuée. Ce modèle a été développé en appliquant les lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement et en supposant une distribution gaussienne pour le déficit de vitesse dans le sillage. Il est décrit par les équations suivantes :

$$\frac{\Delta u}{U_0} = \left(1 - \sqrt{1 - \frac{C_T}{8(\sigma/D)^2}}\right) \cdot \exp\left(-\left[\frac{y^2}{2\sigma^2} + \frac{(z - z_h)^2}{2\sigma^2}\right]\right)$$

où

$$\frac{\sigma}{D} = k \frac{x}{D} + \varepsilon \quad (4.4)$$

ε est la largeur initiale du sillage, égale à $0.2\sqrt{\beta}$ et

$$\beta = \frac{1 + \sqrt{1 - C_T}}{2\sqrt{1 - C_T}} \quad (4.5)$$

Les résultats obtenus sont représentés dans les Figs. 4.19 à 4.21, pour différentes positions dans le sillage de l'éolienne.

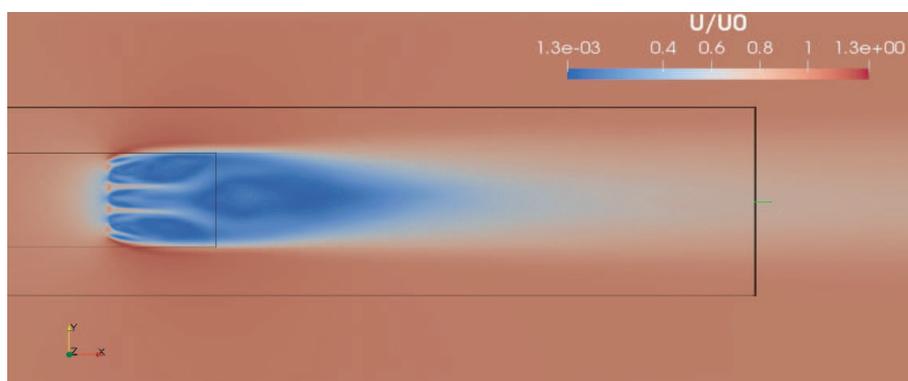
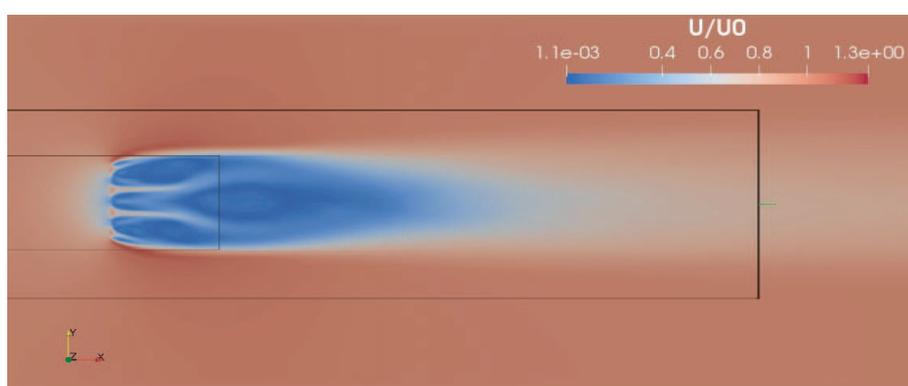
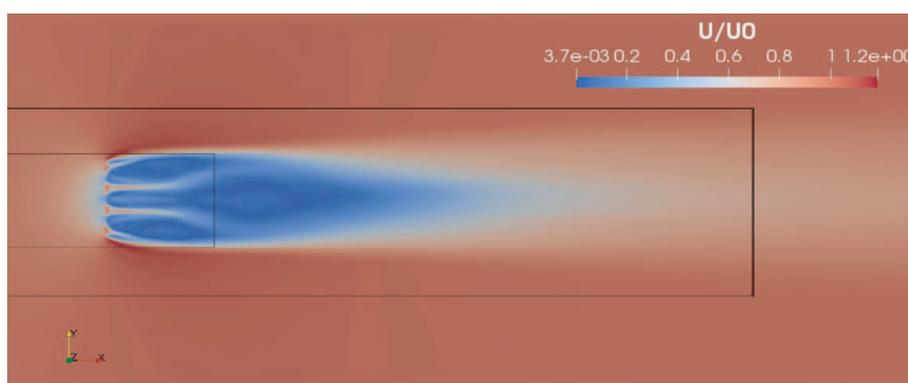
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.16 – Contours des vitesses autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC2$ et schéma D3Q27

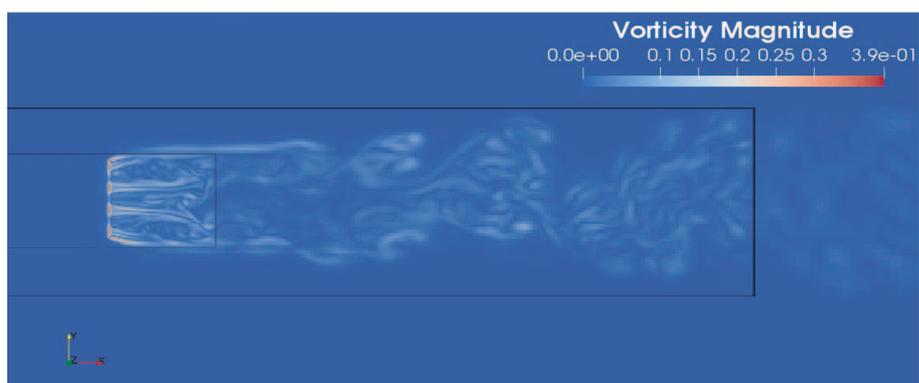
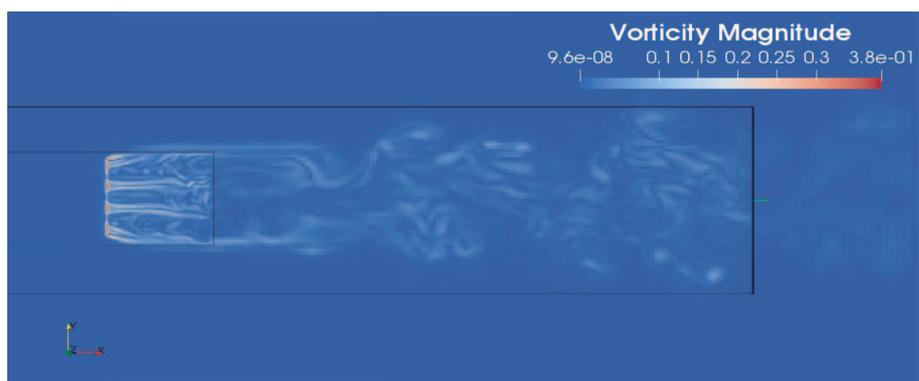
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

FIGURE 4.17 – Contours du module de vorticité autour du disque dans le plan (xz)
 – Condition $BC2$ et schéma D3Q27

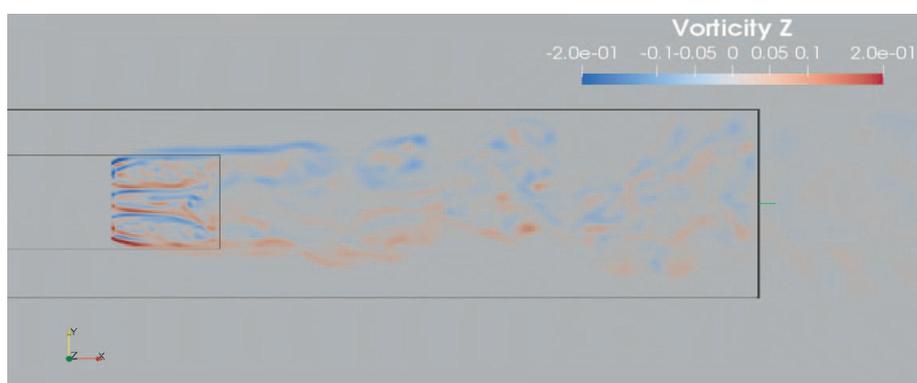
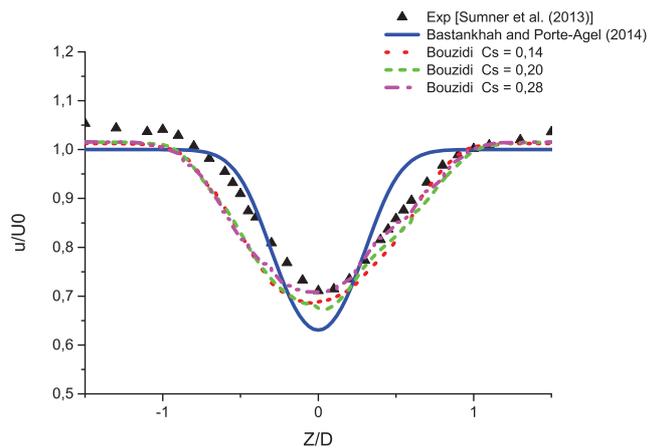
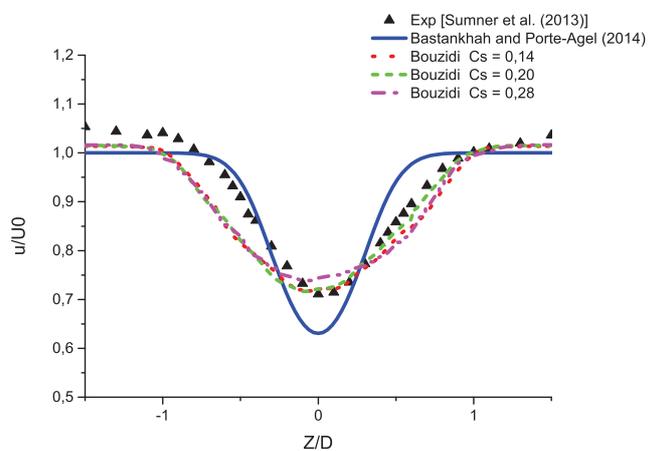
(a) $C_s = 0.14$ (b) $C_s = 0.20$ (c) $C_s = 0.28$

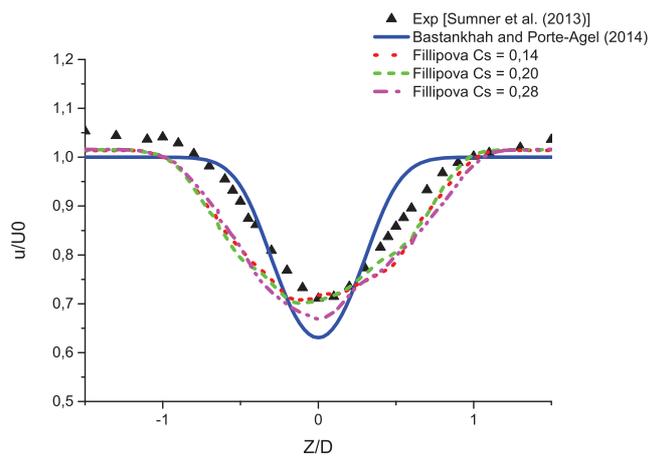
FIGURE 4.18 – Contours de la composante de vorticité (z) autour du disque dans le plan (xz) – Condition $BC2$ et schéma D3Q27



(a) BC1 - schéma D3Q19

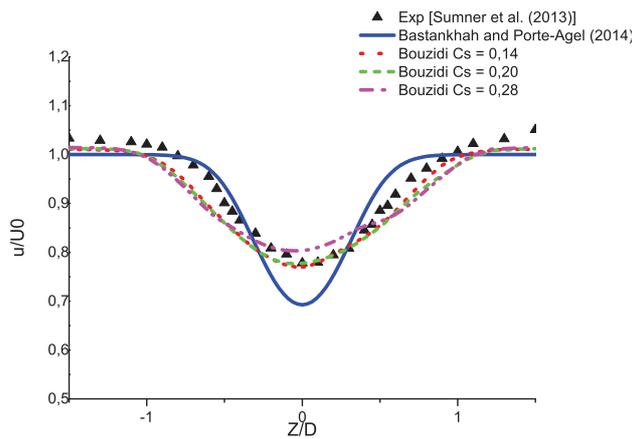


(b) BC1 - schéma D3Q27

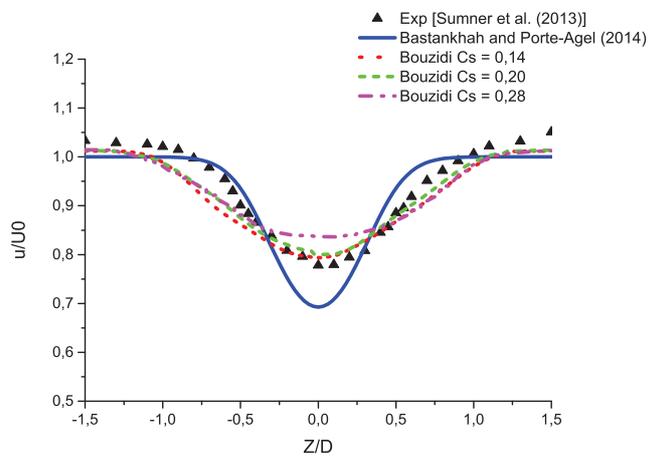


(c) BC2 - schéma D3Q27

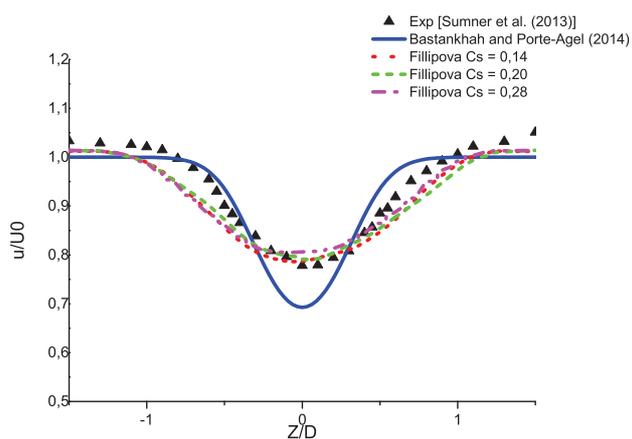
FIGURE 4.19 – Profil vertical de la composante de vitesse u/U_0 , à $x = 6D$ en aval du disque



(a) BC1 - schéma D3Q19

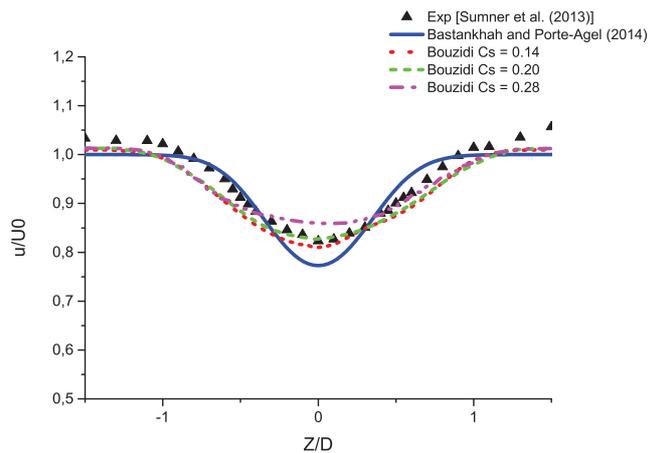


(b) BC1 - schéma D3Q27

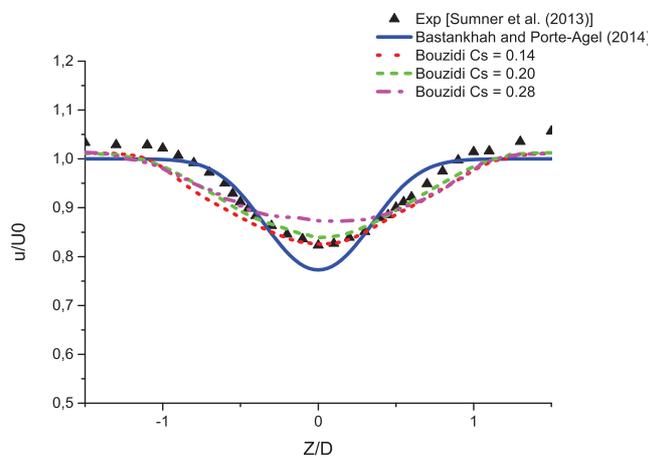


(c) BC2 - schéma D3Q27

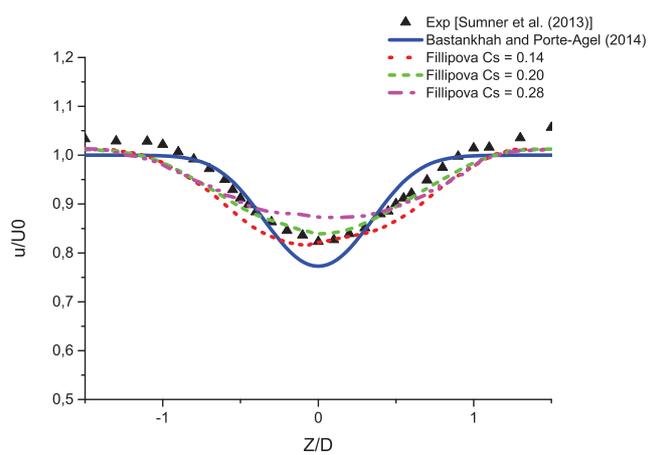
FIGURE 4.20 – Profil vertical de la composante de vitesse u/U_0 , à $x = 8D$ en aval du disque



(a) BC1 - schéma D3Q19



(b) BC1 - schéma D3Q27



(c) BC2 - schéma D3Q27

FIGURE 4.21 – Profil vertical de la composante de vitesse u/U_0 , à $x = 10D$ en aval du disque

TABLE 4.3 – Facteur induit a - condition BC1

Schemes	D3Q19		D3Q27	
C_s	a	error (%)	a	error (%)
0.14	0.188	-3.59	0.199	2.05
0.20	0.198	+1.54	0.203	4.10
0.28	0.198	+1.54	0.208	6.67

TABLE 4.4 – Facteur induit a - condition BC2

Schemes	D3Q19		D3Q27	
C_s	a	error (%)	a	error (%)
0.14	-	-	0.183	-6.15
0.20	0.174	-10.77	0.184	-5.64
0.28	0.179	-8.21	0.179	-8.21

Comme cela a été rapporté dans différents travaux relatifs à l'étude du sillage des éoliennes placées dans un écoulement uniforme [42], les figures montrent que les profils de vitesse dans le sens de l'écoulement ont une distribution gaussienne axisymétrique dans la région du sillage lointain, avec un léger décalage entre les profils de déficit de vitesse et la distribution gaussienne aux bords de sillage.

Les figures montrent également que les différents profils de vitesse sont en bon accord avec les données expérimentales, notamment avec $C_s = 0,14$ et $0,20$, cependant, le sillage calculé est plus grand. De plus, le déficit de vitesse est mieux reproduit, comparé au modèle analytique.

Les profils de vitesse horizontale au voisinage du disque sont utilisés pour calculer le facteur d'induction. Les valeurs obtenues sont données dans les tableaux 4.3 et 4.4 pour les deux types de conditions aux limites respectivement. Les erreurs sont calculées par rapport aux données disponibles dans Espana [7]. On voit que les plus faibles erreurs correspondent aux résultats obtenus avec la condition de Bouzidi et al. [83] et avec $C_s = 0.20$.

4.2.6 Conclusion 2

Cette étude montre la capacité du modèle LB à reproduire le sillage des éoliennes. Dans l'ensemble, ces résultats montrent des champs d'écoulement similaires à ceux obtenus avec d'autres techniques de calcul appliquées à la simulation des sillages d'éoliennes (voir par exemple Ranjbar et al. [54]). Mais les résultats varient quelque peu avec le type de condition aux limites, le schéma cinétique et la valeur de la constante de Smagorinsky C_s . En résumé :

- La largeur du sillage augmente lorsque la valeur de C_s augmente.
- Les vitesses maximales diminuent lorsque la valeur C_s augmente.
- Les sillages sont légèrement plus larges et plus courts avec le schéma cinétique D3Q27, comparés à ceux obtenus avec le schéma D3Q19.
- La largeur du sillage calculée en utilisant la condition de Fillippova & Hanel [89] est plus grande que celle obtenue avec la condition de Bouzidi et al. [83].
- Des vitesses maximales légèrement plus élevées sont trouvées avec la condition de Bouzidi et al. [83].

Quant aux profils de vitesse, les résultats obtenus sont en bon accord avec les données expérimentales, et des erreurs plus faibles sont trouvées pour le facteur d'induction avec la condition de Bouzidi et al. [83] et avec $C_s = 0,20$.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les travaux présentés dans cette thèse ont consisté en l'application la méthode Lattice Boltzmann (ou Boltzmann sur réseau) pour décrire le sillage en aval d'une petite éolienne. Le but de ces travaux étant d'étudier la possibilité d'utiliser cette technique de simulation numérique non classique, l'éolienne a été modélisée par un disque poreux, basé sur le concept du disque actif.

Pour une prise en main du code de calcul libre Palabos qui a été utilisé, des simulations préliminaires de l'écoulement laminaire et turbulent autour d'un cylindre circulaire ont été effectuées. Les calculs de l'écoulement laminaire ont été exécutés dans un domaine bi-dimensionnel. L'influence du schéma appliqué pour le temps de relaxation et l'influence de la hauteur du domaine d'étude par rapport au diamètre du cylindre ont été étudiées. En écoulement turbulent, les calculs ont été effectués dans un domaine 3D, pour un nombre de Reynolds $Re_D = 3900$ avec un schéma LBM-SRT, la turbulence étant représentée par un modèle LES. Les résultats obtenus pour les différents cas étudiés, aussi bien en calcul laminaire que turbulent, et notamment le coefficient de traînée C_D ainsi que le nombre de Strouhal St , étant en bonne concordance avec les valeurs de référence, les travaux ont été poursuivis pour simuler l'écoulement autour d'une petite éolienne.

Ces derniers calculs ont été exécutés pour un disque de porosité $p = 55\%$ et de diamètre $D = 0.100\text{ m}$ (Fig. 4.8), une vitesse de référence $U_\infty = 6\text{ m/s}$ et un nombre de Reynolds $Re = 40\,000$. La méthode BGK-RLB ainsi que les techniques de raffinement de maillage et des frontières immergées ont été appliquées. Les résultats obtenus à l'aide des schémas cinétiques D3Q19 et D3Q27 et des deux modèles de conditions aux frontières solides ont été comparés. La turbulence étant modélisée par le modèle LES, l'influence de la valeur de la constante de Smagorinsky a été également étudiée. Les résultats obtenus ont montré des champs d'écoulement similaires à ceux obtenus avec les techniques de calcul classiques. Mais les résultats varient quelque peu avec le type de condition aux limites, le schéma cinétique et la valeur de la constante de Smagorinsky C_s . Les résultats obtenus pour les profils de vitesse, sont en bon accord avec les données expérimentales, et des erreurs plus faibles sont trouvées pour le facteur d'induction avec la condition de Bouzidi et al. [83] et avec $C_s = 0, 20$.

Cette étude a montré la capacité du modèle LB à reproduire le sillage des éoliennes. Les perspectives de ces travaux sont nombreuses. Il est proposé tout d'abord de les poursuivre en considérant une éolienne modélisée par des termes sources, et non pas par un disque solide, comme cela a été fait dans le cadre de ces travaux. L'étude de l'influence de la turbulence externe sur le sillage est également envisagée.

Ensuite des simulations avec maillage mobile pourraient être effectuées pour une petite éolienne en rotation, avec pour objectifs :

- la caractérisation du sillage proche.
- la caractérisation des nuisances sonores de l'éolienne.
- l'étude de l'influence du sable sur le sillage, en considérant un écoulement multiphasique.

REFERENCES

1. GWEC. Global Wind Report. Technical report, GWEC, 2021.
2. S. Mathew. *Wind Energy Fundamentals. Resource Analysis and Economics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
3. <https://www.encyclopedie-energie.org/electricite-eolienneetat-de-lart-en-2020-et-perspectives> [consulté en mai 2021].
4. <https://www.windenergy-the-facts.org/growth-of-wind-turbine-size.html> [consulté en mai 2021].
5. <https://www.power-technology.com/news/newsvattenfall-to-build-1bn-offshore-wind-farm-denmark.html> [consulté en mai 2021].
6. N. A. Jensen. Note on wind turbine interaction. Technical report, Roskilde, Denmark : Riso National Laboratory, 1983.
7. G. Espana. *Etude expérimentale du sillage lointain des éoliennes à axe horizontal au moyen de une modélisation simplifiée en couche limite atmosphérique*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2009.
8. W. Tong. Fundamentals of wind energy. *WIT Transactions on State of the Art in Science and Engineering*, Vol 44 :1, 2010.
9. A. Zervos. Wind power as a mainstream energy source. *European Wind Energy Conf.* , Marseille, March, 2009.
10. V. Nelson. Wind Energy. *Renewable Energy and the Environment* , CRC Press, 2009.
11. <https://wwindea.org/worldwide-wind-capacity-reaches-744-gigawatts/> [consulté en mai 2021].

12. S. Shikha, T. S. Bhatti, and D. P. Kothari. Aspect of technology development of wind turbines. *Journal of Energy Engineering*, pages 129(3). pp 81-95, 2003.
13. EWEA. *Wind Energy - The Facts : A Guide to the Technology, Economics and Future of Wind Power*. European Wind Energy Association. Earthscan, London & Sterling, VA, 2009.
14. C. Alinot. *Analyse aérodynamique des parcs éoliens immergés dans une couche limite terrestre ayant différentes conditions de stabilité thermique*. PhD thesis, Ecole de Technologie Supérieure. Université du Québec, 2003.
15. P. A. Joulin and F. Blondel. Parcs éoliens - Un agencement plus efficace grâce à la modélisation. <https://www.ifpenergiesnouvelles.fr/breve/parcs-eoliens-agencement-plus-efficace-grace-modelisation> [consulté en mai 2021].
16. S. Ivanell, K. Nilsson, O. Eriksson, S. Soderberg, and O. I. Carlen. Wind Turbine Wakes and Wind Farm Wakes. Technical Report 541, Energiforsk, 2018.
17. L. J. Vermeer, J. N. Sorensen, and A. Crespo. Wind turbine wake aerodynamics. *Progress in Aerospace Science*, 39 :467,510, 2003.
18. R. E. Froude. On the part played in propulsion by differences of fluid pressure. *Trans. Inst. Naval Architects*, pages 30,390, 1889.
19. W. J. Rankine. On the mechanical principles of the action of propellers. *Trans. Inst. Naval Architects*, 6 :13,39, 1865.
20. Y. A. Muller. *Etude du méandrement du sillage éolien lointain dans différentes conditions de rugosité*. PhD thesis, Ecole de Technologie Supérieure. Université D'orléans, 2015.
21. P. Leconte, M. Rapin, and E. Szechenyi. Eoliennes. Technical Report BM 4640, Techniques de l'Ingenieur, 2009.
22. S. Aubrun, S. Loyer, P. E. Hancock, and P. Hayden. Wind turbine wake properties : Comparison between a non-rotating simplified wind turbine model and a rotating model. *Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2013.

23. L. E. M. Lignarolo, D. Ragni, C. J. Ferreira, and G. J. W. van Bussel. Experimental comparison of wind-turbine and of an actuator-disc near wake. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 8 :023301, 2016.
24. K. Charmanski, J. Turner, and M. Wosnik. Physical model study of the wind turbine array boundary layer. *Proceedings of ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Eng. Division Summer Meeting FEDSM, August 3-7, Chicago, USA*, 2014.
25. S. Aubrun, M. Bastankhah, R. B. Cal, B. Conan, R. J. Hearst, D. Hoek, M. Holling, M. Huang, C. Hur, B. Karlsen, I. Neunaber, M. Obligado, J. Peinke, M. Percin, L. Saetran, P. Schito, B. Schliffke, D. Sims-Williams, O. Uzol, M. K. Vinnes, and A. Zasso. Round-robin tests of porous disc models. *Journal of Physics : Conf. Series 1256*, 2019.
26. P. B. S. Lissaman. Energy effectiveness of arbitrary arrays of wind turbine. *Journal of Energy*, 3 :323,328, 1979.
27. I. Katic, J. Hojstrup, and N. O. Jens. A simple model for cluster. *In Proceedings of the EWEC*, Vol. I :407,710, Roma, Italy, 1986.
28. P. E. J. Vermeulen. An experimental analysis of wind turbine wake. *In Proceedings of the 3rd International Symposium on Wind Energy Systems, Cranfield*, pages 431-450, 1980.
29. G. J. Taylor. Wake measurements on the nibe wind turbines in denmark. part 2 : Data collection and analysis. final report. Technical report, CEC Contract EN3W.0039.UK(HI), National Power., London, England., 1990.
30. S. G. Voutsinas, K. G. Rados, and A. Zervos. On the analysis of wake effects in wind parks. *Journal of Wind Engineering*, 14 :204-2019, 1990.
31. S. Frandsen, R. Barthelmie, S. Pryor, O. Rathmann, S. Larsen, J. Hojstrup, and M. Thogersen. Analytical modelling of wind speed deficit in large off-shore wind farms. *Wind Energy*, Vol. 9 :39,53, 2006.
32. G. C. Larsen. A simple stationary semi-analytical wake model. Technical report, Riso-R-1713(EN) Riso National Laboratory, Roskilde, 2009.

33. G. C. Larsen, H. A. adsen, and N. N. Sorensen. Mean wake deficit in the near field. *European Wind Energy Conference and Exhibition (EWEC 2003) Madrid, 16-19 June,, 2003.*
34. M. Bastankhah and F. Porte-Agel. A new analytical model for wind-turbine wakes. *Renewable Energy*, 70 :116,123, 2014.
35. J. F. Ainslie. Development of an eddy-viscosity model for wind turbine wake. *In Proceedings of the 7th BWEA conference*, pages 61,65, 1985.
36. M. Liu, M. Vocke, and T. Myers. Mathematical model for the analysis of wind turbine wake. *Journal of Energy*, 7 :1, 1983.
37. A. Crespo, F. Manuel, D. Moreno, E. Fraga, and J. Hernan. Numerical analysis of wind turbine wake. *In Workshop on Wind Energy Applicationtions, Delphi, Greece, 1985.*
38. A. Crespo and J. Hernandez. Numerical modelling of the flow field in a wind park wake. *In Proceedings of the 3rd Joint ASCE ASME Mechanics conf, Forum on turbulent flows, La Jolla, Californie*, pages 121,127, 1989.
39. W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfert*, 15 :301,314, 1972.
40. A. Crespo, J. Hernandez, and S. Frandsen. Survey of modelling methods for wind turbine wakes and wind farms. *Wind Energy*, 2(1) :1,24, 1999.
41. B. Sanderse, S. van der Pijl, and B. Koren. Review of computational fluid dynamics for wind turbine wake aerodynamics. *Wind Energy*, 14(7) :799,819, 2011.
42. F. Porte-Agel, M. Bastankhah, and S. Shamsoddin. Wind-turbine and wind-farm flows : A review. *Boundary-Layer Meteorology*, 174 :1-59, 2020.
43. J. Sorensen, W. Shen, and X. Munduate. Analyse of wake states by a full field actuator disc model. *Wind Energy*, Vol .1(n0 .2) :p.72,88, 1998.
44. A. El Kasmi and C. Masson. An extended $k - \epsilon$ model for turbulent flow through horizontal-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96 :103-122, 2008.

45. D. Cabezon, J. Sanz, I. Marti, and A. Crespo. CFD modelling of the interaction between the surface boundary layer and rotor wake. comparison of results obtained with different turbulence models and mesh strategies. In European Wind Energy Association, editor, *EWEAC 2009 ((Marseille, France 2009)*, pages 1,7, 2009.
46. K. Ameer, C. Masson, and P. J. Eecen. 2D and 3D numerical simulation of the wind-rotor/nacelle interaction in an atmospheric boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99 :833-844, 2011.
47. R. Gomez-Elvira, A. Crespo, E. Migoya, F. Manuel, and J. Hernandez. Anisotropy of turbulence in wind turbine wakes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 93 :797-814, 2005.
48. J. Prospathopoulos, E. Politis, K. Rados, and P. Chaviaropoulos. Enhanced CFD modelling of wind turbine wakes. In *Extended Abstracts for Euromech Colloquium on Wind Turbine Wakes (Madrid Spain)*. European Mechanics Society., 2009.
49. P. E. Rethore. *Wind turbine wake in atmospheric turbulence*. PhD thesis, Aalborg University, 2009.
50. A. Jimenez, A. Crespo, E. Migoya, and J. Garcia. Advances in Large-Eddy Simulation of a wind turbine wake. In *Proceedings of The Science of Making Torque from Wind. Journal of Physics : Conference Series 75.*, pages p-1,13, 2007. Danish Technical University, DK 2007.
51. Yu-Ting Wu and Fernando Porte-Agel. Large-Eddy Simulation of wind-turbine wakes : evaluation of turbine parametrisations. *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 138 :P. 345-366, 2011.
52. A. Englberger and A. Dornbrack. Impact of neutral boundary-layer turbulence on wind-turbine wakes : a numerical modelling study. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 162 :P. 427-449, 2016.
53. A. Englberger and A. Dornbrack. Impact of the diurnal cycle of atmospheric boundary layer on wind-turbine wakes : A numerical modelling study. *Boundary-Layer Meteorology*, 2017.

54. M. H. Ranjbar, H. Zanganeh Kia, K. Gharali, J. Nathwani, and S. A. Nasrazadani. Experimental and numerical investigation of actuator disks for wind turbines. *Energy Science and Engineering*, 2020.
55. J. Latt, O. Malaspinas, and D. Kontaxakis et al. Palabos : Parallel Lattice Boltzmann solver. *Computers and Mathematics with Applications*, 2020.
56. N. Gourdain, T. Jardin, R. Serre, S., Prothin, and J. M. Moschetta. Application of Lattice Boltzmann Method to some challenges related to micro-air vehicles. *International Journal of Micro Air Vehicles.*, 2018.
57. R. Khazaeli, S. Mortazavi, and M. Ashrafizaadeh. Application of an immersed boundary treatment in simulation of natural convection problems with complex geometry via Lattice Boltzmann Method. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 8(2 2) :p. 309-321, 2015.
58. Y. Jafari, M. Taeibi-Rahni, M. Haghshenas, and P. Ramian. Lattice Boltzmann numerical investigation of inner cylindrical pin-fins configuration on nanofluid natural convective heat transfer in porous enclosure. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 11(No. 3) :P. 801-816, 2018.
59. D. G. V. S. Kumar, D. Armuga Perumal, and A. K. Dass. Numerical simulation of viscous flow over circular cylinder using Lattice Boltzmann Method. In *Proceedings of the 37th National & 4th International Conference on Fluid Mechanics and Fluid Power*, 2010.
60. S. Hou, J. Sterling, S. Chen, and G. D. Doolen. A Lattice Boltzmann subgrid model for high Reynolds number flows. arXiv :comp-gas/9401004, 1996.
61. M. Krafczyk, J. Tolke, and L. S. Lou. Large-Eddy Simulations with a multiple-relaxation time LBE model. *Int. J. Mod. Phys. B*, 17 :33-9, 2003.
62. L. Tiancheng, L. Gao, W. Hongbo, and W. Wenming. Extended Lattice Boltzmann equation for simulation of flows around bluff bodies in high Reynolds number. *VI International Colloquium on Bluff Bodies Aerodynamics Applications Milano, Italy, July,20-24, 2008*.
63. S. U. Islam and C. Y. Zhou. Numerical simulation of flow around a row of cylinders using the Lattice Boltzmann Method. *Information Technology Journal*, 4 :513-520, 2009.

64. N. P. Kannan, J. P. Martin, and B. Sanjoy. Computation of transitional flow past a circular cylinder using multiblock Lattice Boltzmann Method with a dynamic subgrid scale model. *Fluid Dynamic Research*, 45(055510) :(26pp), 2013.
65. J. Jacob, O. Malaspinas, and P. Sagaut. A new hybrid recursive regularised Bhatnagar-Gross-Krook collision model for Lattice Boltzmann Method-based Large Eddy Simulation. *Journal of Turbulence*, 2018.
66. X. P. Chen. Applications of Lattice Boltzmann Method to turbulent flow around two-dimensional airfoil, engineering applications of computational fluid mechanics. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 4(6) :572-580, 2015.
67. N. Pellerin, S. Leclaire, and M. Reggio. An implementation of the Spalart-Allmaras turbulence model in a multi-domain Lattice Boltzmann Method for solving turbulent airfoil flows. *Computers and Mathematics with Applications*, 2015.
68. R. Deinterding and S. L. Wood. Predictive wind turbine simulation with an adaptive Lattice Boltzmann Method for moving boundaries. *Journal of Physics : Conference Series 753*, 082005, 2016.
69. S. Rulland, F. Blondel, and M. Cathelain. Actuator-Line model in a Lattice Boltzmann framework for wind turbine simulations. *Journal of Physics : Conference Series, IOP Publishing*, 1037 :pp.022023, 2018.
70. M. Grondeau, S. Guillou, P. Mercier, and E. Poizot. Wake of a ducted vertical axis tidal turbulent flows. LBM Actuator-line approach. *Energies*, Vol. 12(4273), 2019.
71. L. Linmin, X. Chang, S. Chen, H. Xingxing, and S. Wenzhong. Investigation of wake characteristics of the Mexico wind turbine using Lattice Boltzmann Method. *Wind Energy*, pages 1-17, 2020.
72. V. Vinit Dighe, F. Avallone, and G. van Bussel. Effects of yawed in flow on the aerodynamic and aerocoustic performance of ducted wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2020.

73. Z. Guo and C. Shu. Lattice Boltzmann Method and its application in engineering. *World Scientific*, pages 28, 34, 38, 44, 46, 48, 49, 2013.
74. G. M. Namara and G. Zanetti. Use of the Boltzmann equations to simulate Lattice-gas automata. *Phys. Rev. Letters*, 63 :23-32, 1998.
75. F. J. Higuera and J. Jimenez. Boltzmann approach to Lattice Gas simulations. *A Letter Journal Exploring the Frontiers of Physics*, 9(7), 1989.
76. P. Nathen, D. Gaudlitz, Mathias, J. kraus, A. Nikolaus, and Adams. On the stability and accuracy of the BGK, MRT and RLB Boltzmann schemes for the simulation of turbulent flows. *Commun. Comput. Physics*, 23(3) :846-876, 2018.
77. Jonas Latt and Bastien Chopard. Straight velocity boundaries in the Lattice Boltzmann Method. *Physical Review E*, Vol. 77 :p. 056703, 2008.
78. T. Inamuro, M. M. Yoshino, and F. Ogino. A non-slip boundary condition for Lattice Boltzmann simulations. *Physics of Fluids*, 39(7) :2928â€“2930, 1995.
79. Q. Zou and X. He. On pressure and velocity boundary conditions for the Lattice Boltzmann BGK model. *Physics of Fluids*, 39(9) :1592-1598, 1997.
80. J. Latt. *Hydrodynamic limit of Lattice Boltzmann equations*. PhD thesis, Université de Genève, 2007.
81. P. A. Skordos. Initial and boundary conditions for the Lattice Boltzmann Method. *Physical Review E*, 48(6) :4823-4842, 1993.
82. O. Fillipova and D. Hanel. Lattice-Boltzmann simulation of gas-particle flow in filters. *Computers and fluids*, 26 :697-712, 1997.
83. M. Bouzidi, M. Firdaous, and P. Lallemand. Momentum transfer of a Boltzmann-Lattice fluid with boundaries. *Physics of Fluids*, 13 :3452, 2001.
84. Z. Guo, C. Zheng, and B. Shi. An extrapolation method for boundary conditions in Lattice Boltzmann Method. *Physics of Fluids*, 14((6)), 2002.
85. C. S. Peskin. Flow patterns around heart valves : A numerical methode. *Journal of Computational Physics*, 10 :252-271, 1972.

86. Z. G. Feng and E. E. Michaelides. The immersed boundary Lattice Boltzmann Method for solving fluid-particles interaction problems. *Journal of Computational Physics*, 195 :602-628, 2004.
87. S. Lagrava, W. Daniel, O. Malaspinas, J. Latt, and B. Chopard. Advances in multi-domain Lattice Boltzmann grid refinement. *Journal of Computational Physics*, 231(14) :4808,4822, 2012.
88. A. Dupuis and B. Chopard. Theory and applications of an alternative Lattice Boltzmann grid refinement algorithm. *Physical Review E*, 67(6), 2003.
89. O. Filippova and D. Hanel. Grid refinement for Lattice-BGK models. *Journal of Computational Physics*, 54(1) :219-228, 1998.
90. D. Yu and al. Viscous flow computations with the method of Lattice Boltzmann equations. *Progress in Aerospace Sciences*, 39(5) :329-367, 2003.
91. C. H. K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28((1)) :477-539, 1996.
92. H. Q. Zhang, U. Fey, B. R. Noack, M. Konig, and H. Eckelmann. On the transition of the cylinder wake. *Physics of Fluids*, 7((4)) :779-794, 1995.
93. J. Kim, D. Kim, and H. Choi. An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 171 :132-150, 2001.
94. P. D. Palma, M. D. Tullio, G. Pascazio, and M. Napolitano. An immersed-boundary method for compressible viscous flows. *Computers and Fluids*, 35((7)) :693-702, 2006.
95. D. Hartmann, M. Meinke, and W. Schroder. A strictly conservative cartesian cut-cell method for compressible viscous flows on adaptive grids. *Comput. Method. Appl. M*, pages 1038-1052, 2011.
96. G. A. Eitel, M. Meinke, and W. Schroder. Lattice Boltzmann simulation with locally refined meshes. *20th AIAA computational Fluid Dynamics Conference 27-30 June, Honolulu, Hawaii*, 2011.
97. L. Zovatto and G. Pedrizzetti. Flow about a circular cylinder between parallel walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 440 :1-25, 2001.

98. M. Braza, P. Chassaing, and H. H. Minh. The numerical study and physical analysis of the pressure and velocity field in the near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 165(79), 1986.
99. J. Sumner, G. Espana, C. Masson, and S. Aubrun. Evaluation of RANS/Actuator disk modelling of wind turbine wake flow using wind tunnel measurements. *Int. J. Engineering Systems Modelling and Simulation*, 5(1/2/3), 2013.
100. G. Wissocq, N. Gourdain, O. Malaspinas, and A. Eyssartier. Regularized characteristic boundary conditions for the Lattice-Boltzmann Methods at high Reynolds number flows. *Preprint submitted to Journal of Computational Physics*, 2017.