

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

THÈSE PRÉSENTÉE À
L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

COMME EXIGENCE PARTIELLE
À L'OBTENTION DU
DOCTORAT EN GÉNIE
Ph.D.

PAR
CÉDRIC ALINOT

ANALYSE AÉRODYNAMIQUE DES PARCS ÉOLIENS IMMERGÉS DANS UNE
COUCHE LIMITE TERRESTRE AYANT DIFFÉRENTES CONDITIONS DE
STABILITÉ THERMIQUE

MONTRÉAL, LE 8 MAI 2003

© droits réservés de Cédric Alinot

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE :

M. Christian Masson, directeur de recherche
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Azzedine Soulaïmani, président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Michel Prud'homme, examinateur externe
Département de génie mécanique à l'École polytechnique de Montréal

M. Antoine Lacroix, examinateur externe
CETC/CANMET Ottawa

M. Stanislaw Kajl, examinateur
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 20 DÉCEMBRE 2002

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

RÉSUMÉ

Cédric Alinot

Ce travail présente une méthode numérique pour les prédictions des performances d'un parc éolien immergé dans une couche limite atmosphérique ayant différentes conditions de stratification thermique. L'écoulement autour de l'éolienne est représenté par les équations tridimensionnelles incompressibles stationnaires de Navier-Stokes, moyennées dans le temps par la procédure de Reynolds, couplées avec le modèle de turbulence *k-epsilon*. Les variations de densité sont introduites en utilisant l'approximation de Boussinesq et les termes de flottaison appropriés sont inclus dans les équations de *k* et *epsilon*. Une expression originale du coefficient de fermeture relatif au terme de production de turbulence due aux forces d'Archimède est proposée afin d'améliorer la précision des simulations. L'éolienne est représentée par le concept du disque actuateur. Par conséquent, l'action des pales sur le fluide est modélisée en introduisant des forces externes moyennées dans le temps dans les équations intégrales de quantité de mouvement. Ces forces externes sont évaluées en utilisant la théorie de l'élément de pale. Cette théorie utilise les coefficients aérodynamiques bidimensionnels déterminés expérimentalement. De ce fait, les effets tridimensionnels et de rotation ne sont pas pris en compte. Une sous-estimation de la puissance à haute vitesse est alors observée. Pour tenir compte de ces effets, un modèle de délai du décrochage a été sélectionné et implanté. Le modèle mathématique en résultant a ensuite été implanté dans le logiciel FLUENT.

Les résultats obtenus montrent l'influence des différents schémas d'interpolation de la pression sur la prédiction des performances d'une éolienne. De plus, les différentes comparaisons montrent que la représentation de l'éolienne proposée dans cette thèse et implantée dans FLUENT est appropriée avec des prédictions en puissance en accord avec celles trouvées dans la littérature. D'autre part, les simulations montrent la pertinence des modifications apportées aux coefficients de fermeture du modèle de turbulence *k-epsilon*. Finalement, les résultats indiquent que le déficit de vitesse dans le sillage d'une éolienne est plus important en condition de stratification thermique stable qu'en condition de stabilité thermique instable, entraînant une variation importante des performances d'une éolienne placée dans le sillage direct d'une autre. L'évolution du déficit de vitesse simulé varie comme une fonction de $\left(\frac{x}{D}\right)^\alpha$, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

ANALYSE AÉRODYNAMIQUE DES PARCS ÉOLIENS IMMERGÉS DANS UNE COUCHE LIMITE TERRESTRE AYANT DIFFÉRENTES CONDITIONS DE STABILITÉ THERMIQUE

Cédric Alinot

SOMMAIRE

Depuis les 5 dernières années, la production éolienne mondiale est en pleine croissance et bon nombre de spécialistes considèrent cette filière comme étant celle qui connaîtra le plus gros taux de croissance au cours des prochaines années, avec en moyenne une progression de 14% (comparativement à 0.6% pour l'énergie hydraulique). Ces prévisions se basent sur le taux de croissance de l'énergie éolienne de ces 3 dernières années, qui est de l'ordre de 25%, ainsi que sur le protocole de KYOTO (1997) visant à l'amélioration de la qualité de l'air. Au Québec, le potentiel éolien est considérable, il représente entre 60% et 80% du potentiel éolien canadien et constitue un parfait complément à l'hydroélectricité.

La tendance actuelle pour la construction de parcs éoliens consiste à utiliser des machines de moyenne puissance et à les agencer de telle manière qu'ils génèrent le maximum d'énergie. Toutefois, en fonction de l'endroit où le parc sera implanté, les conditions météorologiques auront un impact significatif sur les performances de celui-ci. Le principal objectif de cette thèse consiste à développer un module éolien ayant comme plate-forme un logiciel commercial reconnu, comme FLUENT, permettant d'étudier l'influence des différentes stratifications thermiques de la couche limite terrestre sur les performances d'un parc éolien.

Ce travail présente donc une méthode numérique pour les prédictions des performances d'un parc éolien immergé dans une couche limite atmosphérique ayant différentes conditions de stratification thermique. L'écoulement autour de l'éolienne est représenté par les équations tridimensionnelles incompressibles stationnaires de Navier-Stokes, moyennées dans le temps par la procédure de Reynolds, couplées avec le modèle de turbulence $k-\epsilon$. Les variations de densité sont introduites en utilisant l'approximation de Boussinesq et les termes de flottaison appropriés sont inclus dans les équations de k et ϵ . Une expression originale du coefficient de fermeture relatif au terme de production de turbulence due aux forces d'Archimède est proposée afin d'améliorer la précision des simulations. L'éolienne est représentée par le concept du disque actuateur. Par conséquent, l'action des pales sur le fluide est modélisée en introduisant des forces externes moyennées dans le temps dans les équations intégrales de quantité de mouvement. Ces forces externes sont évaluées en utilisant la théorie de l'élément de pale. Cette théorie utilise les coefficients aérodynamiques bidimensionnels déterminés expérimentalement. De ce fait, les effets tridimensionnels et de rotation ne sont pas pris en compte. Une sous-estimation de la puissance à haute vitesse

est alors observée. Pour tenir compte de ces effets, un modèle de délai du décrochage a été sélectionné et implanté. Le modèle mathématique en résultant a ensuite été implanté dans le logiciel FLUENT.

Afin de démontrer la validité du modèle mathématique proposé, trois implantations ont été réalisées : (i) une formulation axisymétrique pour la représentation d'une éolienne isolée, (ii) une formulation bidimensionnelle cartésienne pour la modélisation de la couche limite terrestre, et (iii) une formulation tridimensionnelle cartésienne pour la représentation d'une éolienne immergée dans une couche limite atmosphérique. Des comparaisons entre des mesures expérimentales et les résultats produits par la méthode proposée pour la génération de puissance et le développement du sillage sous différentes conditions de stabilité thermique ont été réalisées. De plus, des comparaisons entre les relations empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov et les solutions de la couche limite atmosphérique prédites par la méthode proposée ont été effectuées. Les résultats obtenus montrent l'influence des différents schémas d'interpolation de la pression sur la prédiction des performances d'une éolienne. De plus, les différentes comparaisons montrent que la représentation de l'éolienne proposée dans cette thèse et implantée dans FLUENT est appropriée avec des prédictions en puissance en accord avec celles trouvées dans la littérature. D'autre part, les simulations montrent la pertinence des modifications apportées aux coefficients de fermeture du modèle de turbulence $k-\epsilon$, i.e. le développement d'une expression originale pour le coefficient de fermeture relatif au terme de production de turbulence due aux forces d'Archimède. Finalement, les résultats indiquent que le déficit de vitesse dans le sillage d'une éolienne est plus important en condition de stratification thermique stable qu'en condition de stabilité thermique instable, entraînant une variation importante des performances d'une éolienne placée dans le sillage direct d'une autre. Cependant, le déficit de vitesse calculé est largement sous-estimé comparativement à certaines observations. Par contre, l'évolution du déficit de vitesse simulé varie comme une fonction de $(\frac{x}{D})^\alpha$, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux. L'ensemble de ces résultats a mené à la publication de 3 articles de conférence. De plus, le module éolien développé et implanté dans FLUENT a été utilisé par d'autres chercheurs entraînant la publication d'un article de conférence.

AERODYNAMIC ANALYSIS OF WIND PARK OPERATING IN ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER WITH VARIOUS THERMAL STRATIFICATIONS

Cédric Alinot

ABSTRACT

For the 5 last years, the world wind production has been in full growth and numerous specialists considers wind energy as being that which will know the largest growth rate during next years with on average a progression of 14% (compared to 0.6% for the hydraulic power). These forecasts are based on the growth rate of the wind power of these 3 last years which is about 25% and on the protocol of KYOTO (1997) aiming to the improvement of the quality of the air. In Quebec, the wind potential is considerable, it represents between 60% and 80% of the Canadian wind potential and complements perfectly the hydroelectricity.

The current tendency for the construction of wind parks consists in using machines of average power and arranging them in such manner that they generate the maximum of energy. However, according to the location of the park, the weather conditions will have a significant impact on the performances. The main object of this thesis consists in developing a wind module having as platform a recognized commercial software, like FLUENT, making it possible to study the influence of the atmospheric boundary layer thermal stratification on wind park performances.

This work presents a numerical method for performance predictions of wind turbines immersed into stable, neutral, or unstable atmospheric boundary layer. The flowfield around a turbine is described by the three-dimensional Reynolds' averaged Navier-Stokes equations complemented by the k - ϵ turbulence model. The density variations are introduced into the momentum equation using the Boussinesq approximation and appropriate buoyancy terms are included into the k and ϵ equations. An original expression for the closure coefficient related to the buoyancy production term is proposed in order to improve the accuracy of the simulations. The turbine is idealized as actuator disk surface, on which external surficial forces exerted by the turbine blade on the flow are prescribed according to the blade element theory. This theory uses the experimental two-dimensional airfoil aerodynamics properties coefficients. Therefore, three-dimensional and rotational effects are not taken into account. That induce an underprediction of the power output at high speed. To take into account of these effects, a stall-delay model has been selected and implemented. The resulting mathematical model has been then implemented in the FLUENT software.

In order to demonstrate the validity of the mathematical model suggested, three implementations were realized : (i) an axisymmetric formulation for the representation of an

isolated wind turbine, (ii) a Cartesian two-dimensional formulation for the modeling of the atmospheric boundary layer, and (iii) a Cartesian three-dimensional formulation for the representation of a wind park immersed in an atmospheric boundary layer. Comparisons between experimental measurements and the results produced by the proposed method for the power generation and the wake development under various thermal stability conditions were carried out. Moreover, comparisons between the empirical relations based on the Monin-Obukhov similarity theory and the solutions of the atmospheric boundary layer predicted by the proposed method were carried out. The results obtained show the effects of the pressure interpolation schemes on the performance predictions of a wind turbine. Moreover, the various comparisons show that the representation of the wind turbine proposed in this thesis and implemented in FLUENT is adapted for power predictions in agreement with those found in the literature. In addition, simulations show the relevance of the modifications made to the closure coefficients of the $k-\epsilon$ turbulence model, i.e. the development of an original expression for the closure coefficient relative to the turbulence production term due to the buoyancy forces. Finally, the results indicate that the velocity defect in the wake of a wind turbine is more significant in stable than in unstable thermal stability condition, involving a significant variation of the performances of a wind turbine placed in the direct wake of another. However, the velocity defect calculated is largely underestimated compared to certain observations. On the other hand, the evolution of the simulated velocity defect varies as a function of $(\frac{x}{d})^\alpha$ what is in agreement with the experimental results. The whole of these results brought to the publication of 3 conference articles. Moreover, the wind module developed and implemented in FLUENT has been used by other researchers involving the publication of 1 conference article.

REMERCIEMENTS

Je tiens en premier lieu à remercier mon directeur de thèse, le Professeur Christian Masson, qui m'a permis de travailler dans son groupe de recherche sur un des sujets les plus intéressants qui m'ait été donné, et sans qui ce travail n'aurait pu aboutir. Je tiens aussi à lui exprimer ma reconnaissance pour m'avoir permis de venir et de découvrir le Canada, et principalement le Québec.

Je voudrais maintenant remercier tout particulièrement ma tendre et douce moitié Emmanuelle, qui a été à mes côtés tout au long de ce doctorat. Je voudrais lui dire merci pour m'avoir soutenu pendant les moments les plus difficiles, ainsi que toute ma famille, mes parents et ma mère en particulier, mon frère, ma soeur, ma grand-mère et ma tante, sans qui je n'aurais jamais pu franchir l'océan et découvrir ce merveilleux pays.

Je voudrais ensuite dire un grand merci à Henri, pour m'avoir supporté régulièrement dans son bureau lors de nos nombreuses discussions.

Je tiens par ailleurs à remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées durant ces 5 longues années, les nouveaux comme les anciens, ou ceux qui sont partis. Merci Ali, Christophe, Idriss, Francis, Arezki, Dung, Nathalie, Barthélémy ...

Je remercie aussi Julie pour le travail qu'elle a réalisé durant son stage et qui m'a permis d'avancer dans mon étude. Pour finir, je tiens à remercier l'ensemble du personnel de l'École de technologie supérieure, et en particulier le département de génie mécanique.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
SOMMAIRE	i
ABSTRACT	iii
REMERCIEMENTS	v
TABLE DES MATIÈRES	vi
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES	xvi
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Généralités sur l'énergie éolienne	1
1.1.1 Situation mondiale et applications	2
1.1.2 Éoliennes modernes	5
1.1.3 Parcs éoliens	7
1.2 Objectifs et méthodologie	8
1.3 Structure de la thèse	10
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	12
2.1 Méthodes d'analyse de parcs éoliens	12
2.1.1 Description des modèles de Jackson et Hunt et Mason et Sykes	13
2.1.2 Description des modèles de sillage	14
2.2 Synthèse sur les modèles de turbulence	19
2.2.1 Modèles algébriques	21
2.2.2 Modèles à une équation	22
2.2.3 Modèles à deux équations	23
2.2.4 Modèle de fermeture du second ordre ou modèle des contraintes de Reynolds	26
2.3 Synthèse sur les différents résultats expérimentaux disponibles	27
2.3.1 Éolienne isolée de type Tjaereborg	28
2.3.2 Éolienne isolée de type MOD-0A	29
2.3.3 Éolienne isolée de type NREL	31

2.3.4	Parcs éoliens de Cap-Chat et de Matane : Le “NORDAIS”	32
2.3.5	Parc éolien d’Alsvik	33
CHAPITRE 3 ÉCOULEMENT EN COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE . . .		35
3.1	Structure verticale de l’atmosphère	35
3.2	Notion de stabilité de la couche limite atmosphérique	38
3.3	Critère de stabilité atmosphérique	42
3.4	Caractéristiques de la couche limite atmosphérique	46
3.4.1	Représentation du champ de vitesse	47
3.4.2	Distribution de température	50
3.4.3	Distribution du taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente .	52
CHAPITRE 4 MODÈLE MATHÉMATIQUE		55
4.1	Équations du mouvement	55
4.2	Équation d’énergie	57
4.3	Approximation de Boussinesq	58
4.4	Représentation de l’éolienne	59
4.4.1	Représentation du rotor	59
4.4.2	Théorie de l’élément de pale	60
4.4.3	Pertes de bout de pale	62
4.4.4	Modèle de délai du décrochage	63
4.4.5	Calcul de la puissance	64
4.5	Modélisation de la turbulence	64
4.5.1	Modèle de turbulence $k-\epsilon$	65
4.5.2	Modifications des constantes du modèle de turbulence $k-\epsilon$	66
4.6	Conditions aux frontières	72
4.6.1	Représentation de l’écoulement non perturbé	72
4.6.2	Représentation des effets du sol	74
4.7	Résumé du modèle mathématique proposé	76
CHAPITRE 5 MÉTHODE NUMÉRIQUE		80
5.1	Introduction	80
5.2	Description générale de la méthode	81
5.3	Discrétisation du domaine de calcul	83
5.3.1	Formulation axisymétrique	83
5.3.2	Formulation tridimensionnelle	84
5.4	Schémas d’interpolation de la pression	86
5.5	Expression des forces externes	87
5.5.1	Intégration des forces externes pour la formulation axisymétrique . .	87
5.5.2	Intégration des forces externes pour la formulation tridimensionnelle	91

5.6	Conditions aux frontières	94
CHAPITRE 6 ÉCOULEMENT LAMINAIRE AUTOUR D'UNE ÉOLIENNE ISO-		
	LÉE	96
6.1	Formulation axisymétrique	96
6.1.1	Influence des schémas d'interpolation de la pression	97
6.1.2	Validation de la formulation axisymétrique	102
6.2	Formulation tridimensionnelle	105
6.3	Validation du modèle de délai du décrochage	108
CHAPITRE 7 COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE 118		
7.1	Condition de stratification thermique neutre	119
7.2	Condition de stratification thermique stable	121
7.3	Condition de stratification thermique instable	123
CHAPITRE 8 ÉOLIENNES IMMERGÉES DANS UNE COUCHE LIMITE AT-		
	MOSPHERIQUE	130
8.1	Effets de la couche limite atmosphérique sur l'analyse aérodyna-	
	mique d'un parc éolien	130
8.1.1	Effets sur les performances d'une ou plusieurs éoliennes	131
8.1.2	Effets sur le sillage d'une ou plusieurs éoliennes	140
8.2	Discussion des résultats produits par la méthode proposée	151
CHAPITRE 9 ÉTUDE DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES INFLUENÇANT LE		
	SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN CONDITION DE STRATIFICA-	
	TION THERMIQUE NEUTRE	154
9.1	Description du problème	154
9.2	Influence de l'angle de calage	155
9.3	Influence de la nacelle	156
9.4	Influence du modèle de turbulence	157
9.5	Bilan du calcul	158
CONCLUSION		162
BIBLIOGRAPHIE		167

LISTE DES TABLEAUX

		Page
TABLEAU I	Hauteurs de rugosité typiques	39
TABLEAU II	Interprétation qualitative du rapport $\frac{z}{L}$	45
TABLEAU III	Expressions de ϕ_m pour les différentes conditions de stratification thermique	49
TABLEAU IV	Expressions de Ψ_m pour les différentes conditions de stratification thermique	49
TABLEAU V	Expressions de ϕ_h pour les différentes conditions de stratification thermique	51
TABLEAU VI	Expressions de Ψ_h pour les différentes conditions de stratification thermique	53
TABLEAU VII	Expressions de ϕ_e pour les différentes conditions de stratification thermique	54
TABLEAU VIII	Coefficients de C_{e3}	73
TABLEAU IX	Correspondance entre ϕ , Γ_ϕ , S_ϕ et les variables primitives et les coefficients des équations de conservation	82
TABLEAU X	Comparaison des valeurs de puissance entre FLUENT_WT et le code CVFEM_WT	98
TABLEAU XI	Comparaison de l'augmentation relative de la puissance suivant les différentes conditions de stratification thermique pour une éolienne commerciale de 750kW	135
TABLEAU XII	Comparaison de l'augmentation relative de la puissance suivant les différentes conditions de stratification thermique pour l'éolienne Danwin	137

TABLEAU XIII	Comparaison de l'augmentation relative de puissance entre une éolienne isolée et une éolienne située dans le sillage suivant les différentes conditions de stratification thermique	140
TABLEAU XIV	Comparaison des déficits de vitesse entre les conditions de stratification thermique stable et instable	147
TABLEAU XV	Pente logarithmique du déficit de vitesse sous différentes stratifications thermiques	148
TABLEAU XVI	Comparaison des déficits de vitesse entre des conditions de stratification thermique stable et instable en aval d'une éolienne isolée et en aval d'une éolienne dans le sillage direct d'une autre avec la méthode proposée	152

LISTE DES FIGURES

	Page
FIGURE 1	Production énergétique mondiale (source : EWEA_BTM Consult) . . . 6
FIGURE 2	Schéma d'une éolienne à axe horizontal et à axe vertical 6
FIGURE 3	Exemple typique de parc éolien 8
FIGURE 4	Éolienne de type Tjaereborg 29
FIGURE 5	Représentation schématique du positionnement des anémomètres et de l'éolienne lors des expérimentations de Doran et al. 30
FIGURE 6	Éolienne de type NREL 31
FIGURE 7	Le Nordais 32
FIGURE 8	Parc éolien Alsvik 34
FIGURE 9	Variation de température avec la hauteur suivant le standard U.S. . . . 36
FIGURE 10	Décomposition de la troposphère, couche limite atmosphérique et atmosphère libre 37
FIGURE 11	Effet du terrain sur la distribution de vitesse dans la couche limite planétaire. 38
FIGURE 12	Description de la couche limite atmosphérique. 39
FIGURE 13	Schéma d'une particule d'air 42
FIGURE 14	Description des différentes conditions de stratification thermique . . . 42
FIGURE 15	Distribution de vitesse suivant différentes conditions de stabilité. . . . 50
FIGURE 16	Distribution de la température thermodynamique suivant différentes conditions de stabilité, neutre, stable, et instable. 53
FIGURE 17	Description du disque actuateur. 60

FIGURE 18	Paramètres géométriques de l'éolienne.	61
FIGURE 19	Comparaison entre la solution analytique et la solution empirique de Monin-Obukhov de ϵ pour une condition de stratification thermique stable	69
FIGURE 20	Comparaison entre la solution analytique et la solution empirique de Monin-Obukhov de ϵ pour une condition de stratification thermique instable	70
FIGURE 21	Distribution de $C_{\epsilon 3}$ en condition de stratification thermique stable . . .	71
FIGURE 22	Distribution de $C_{\epsilon 3}$ en condition de stratification thermique instable . .	72
FIGURE 23	Section longitudinale du domaine axisymétrique	84
FIGURE 24	Domaine de calcul tridimensionnel	85
FIGURE 25	Représentation de la surface conique du rotor	86
FIGURE 26	Élément de pale traversant un volume de contrôle	90
FIGURE 27	Optimisation du maillage pour la détermination des forces externes . .	90
FIGURE 28	Section transversale des volumes de contrôle balayés par les pales . . .	93
FIGURE 29	Surface balayée par les pales dans un volume de contrôle en trois dimensions	94
FIGURE 30	Distribution de la vitesse axiale suivant l'axe du domaine pour différents schémas d'interpolation de la pression, Presto (a), Second ordre (b), Linéaire (c) et Standard (d).	100
FIGURE 31	Comparaison des valeurs de la puissance électrique pour les différents schémas d'interpolation	101
FIGURE 32	Visualisation de la distribution de pression pour une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation axisymétrique	110
FIGURE 33	Visualisation de la distribution de vitesse pour une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation axisymétrique	111

FIGURE 34	Prédictions de la puissance pour l'éolienne MOD-0A par la formulation axisymétrique	112
FIGURE 35	Prédictions de la puissance à différents angles de calage pour l'éolienne Tjaereborg	112
FIGURE 36	Prédictions de la puissance pour l'éolienne MOD-0A par la formulation tridimensionnelle	113
FIGURE 37	Visualisation dans un plan du domaine tridimensionnel de la distribution du champ de pression d'une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation tridimensionnelle	114
FIGURE 38	Visualisation dans un plan du domaine tridimensionnel de la distribution du champ de vitesse d'une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation tridimensionnelle	115
FIGURE 39	Prédictions de la puissance pour une éolienne commerciale de 750kW par la formulation tridimensionnelle	116
FIGURE 40	Comparaison entre les résultats expérimentaux de l'éolienne Danwin et la méthode proposée avec le modèle de délai du décrochage implanté	116
FIGURE 41	Comparaison entre les résultats expérimentaux de l'éolienne "NREL Combined Experiment" et la méthode proposée avec le modèle de décrochage implanté	117
FIGURE 42	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique neutre avec $L \rightarrow \infty$, $C_\mu = 0.09$ et $C_{e1} = 1.44$	121
FIGURE 43	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique neutre avec $L \rightarrow \infty$, $C_\mu = 0.0333$ et $C_{e1} = 1.1764$	121
FIGURE 44	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique stable avec $L = 177$ m, $C_{e3} = 0.8$	123
FIGURE 45	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique stable avec $L = 177$ m, C_{e3} de l'Eq.(4.33)	124
FIGURE 46	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{e3} = 0.8$	127

FIGURE 47	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3}$ de l'Eq.(4.33)	127
FIGURE 48	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3} = 0.8$ et un domaine de calcul doublé suivant la verticale	128
FIGURE 49	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3}$ de l'Eq.(4.33) et un domaine de calcul doublé suivant la verticale	128
FIGURE 50	Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3}$ de l'Eq.(4.33) suivant la formulation CVFEM	129
FIGURE 51	Profils de vitesse non perturbés pour différentes conditions de stratification thermique	132
FIGURE 52	Profils d'énergie cinétique turbulente non perturbés pour différentes conditions de stratification thermique	132
FIGURE 53	Contour de vitesse pour un écoulement en condition de stratification thermique stable composé de deux éoliennes Danwin	139
FIGURE 54	Contour de vitesse pour un écoulement en condition de stratification thermique instable composé de deux éoliennes Danwin	140
FIGURE 55	Déficit de vitesse en condition de stratification thermique stable, $L = 177$ m	142
FIGURE 56	Déficit de vitesse en condition de stratification thermique instable, $L = -121$ m	143
FIGURE 57	Énergie cinétique turbulente en condition de stratification thermique stable, $L = 177$ m	144
FIGURE 58	Énergie cinétique turbulente en condition de stratification thermique instable, $L = -121$ m	145
FIGURE 59	Déficit de vitesse expérimental en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 4.2$	147

FIGURE 60	Déficit de vitesse expérimental en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 6.1$	148
FIGURE 61	Déficit de vitesse prédit en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 4.2$	149
FIGURE 62	Déficit de vitesse expérimental en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 6.1$	150
FIGURE 63	Évolution du déficit de vitesse à hauteur de moyeu dans le sillage de l'éolienne Danwin pour des conditions de stratification thermique stable et instable	151
FIGURE 64	Déficit de vitesse prédit en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 4.2$ de l'éolienne en aval	152
FIGURE 65	Contour d'énergie cinétique turbulente pour un écoulement en condition de stratification thermique stable composé de deux éoliennes	153
FIGURE 66	Influence de l'angle de calage sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$	156
FIGURE 67	Influence de la nacelle sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$	157
FIGURE 68	Influence des constantes C_{e1} et C_{e2} sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$	159
FIGURE 69	Influence maximale sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$	160
FIGURE 70	Comparaison entre les mesures expérimentales et les paramètres extrêmes en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$	161
FIGURE 71	Comparaison entre les mesures expérimentales et l'influence des différents paramètres sur l'éolienne Danwin en condition de stratification thermique stable à $\frac{x}{D} = 4.2$	161

LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES

a, b, c	Facteurs de correction du modèle de délais du décrochage
A	Surface délimitant un volume de contrôle, ϑ , [m^2]
A_I	Surface d'intersection de ϑ avec A_R [m^2]
A_R	Surface balayée par les pales [m^2]
B	Nombre de pales du rotor
c	Corde de la pale [m]
C_D	Coefficient de traînée
C_L	Coefficient de portance
C_T	Coefficient de poussée
$C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_{\epsilon 3}$	Constantes du modèle $k-\epsilon$
c_p	Chaleur spécifique [$J/(kg.K)$]
D	Diamètre du rotor [m]
f_L, f_D	Fonctions de correction du modèle de délai du décrochage pour la portance et la traînée
f_n	Force surfacique normale [N/m^2]
f_t	Force surfacique tangentielle [N/m^2]
$\overline{F_j^{ext \rightarrow VC}}$	Composantes des forces externes moyennées [N]
g_j	Composantes de l'accélération gravitationnelle [m/s^2]
G_b	Production de turbulence due à la stratification thermique
H	Hauteur de moyeu [m]
I_T	Intensité turbulente
K	Constante de Von Karman $K = 0.42$

k	Énergie cinétique turbulente [$kg/(m.s^3)$]
$k_0(z, L)$	Distribution verticale de Monin-Obukhov de l'énergie cinétique turbulente
k_T	Conductivité thermique turbulente [$J/(m.s.K)$]
L	Longueur de Monin-Obukhov [m]
n_i	Vecteur unitaire normal à \mathcal{A}
p	Pression [Pa]
P_t	Production de turbulence due aux forces de cisaillement
q_w	Flux de chaleur à la surface [$J.kg/(m^5.s)$]
R_b	Nombre de Richardson basé sur le volume
Re_c	Nombre de Reynolds local $\frac{\rho V_{rel} c}{\mu}$
R_f	Nombre de Richardson basé sur les flux
R_i	Nombre de Richardson
r, θ	Système de coordonnées polaires
S_ϕ	Terme de source associée à la variable dépendante ϕ
$T_0(z, L)$	Distribution verticale de Monin-Obukhov de la température
T_w	Température au niveau du sol [K]
T^*	Paramètre d'échelle de température de Monin-Obukhov
t_{corr}	Facteur de correction de Prandtl combiné
t_H	Facteur de correction de Prandtl au moyeu
t_T	Facteur de correction de Prandtl au bout de pale
u, v, w	Composantes cartésiennes de la vitesse moyenne selon x, y et z [m/s]
$u_0(z, L)$	Distribution verticale de Monin-Obukhov de la vitesse

u^*	Vitesse turbulente de friction [m/s]
u'_i	Composantes fluctuantes de la vitesse [m/s]
U_n, U_t	Composantes normale et tangentielle de la vitesse relative V_{rel} [m/s]
ϑ	Volume de contrôle [m^3]
V_{rel}	Vitesse relative [m/s]
\dot{W}	Puissance mécanique générée par l'éolienne [W]
x, y, z	Système de coordonnées cartésiennes
z_0	Hauteur de rugosité [m]
α	Angle d'attaque [$rad.$]
β	Coefficient d'expansion thermique
β	Angle de vrillage de la pale [$rad.$]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente [$kg/(m.s^4)$]
$\epsilon_0(z, L)$	Distribution verticale de Monin-Obukhov du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
ϕ	Variable dépendante
ϕ_ϵ	Facteur de correction de ϵ pour la stabilité
ϕ_h	Gradient de température sans dimension
ϕ_m	Paramètre sans dimension représentant le cisaillement du vent
γ	Angle de conicité des pales [$rad.$]
γ_d	Pente de température adiabatique
Γ_ϕ	Coefficient de diffusion associé à la variable dépendante ϕ
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	Constantes du modèle de turbulence k - ϵ

σ_T	Nombre de Prandtl turbulent
μ	Viscosité dynamique de l'air [$N \cdot s/m^2$]
μ_T	Viscosité turbulente [$N \cdot s/m^2$]
Ω	Vitesse de rotation de la pale [$rad./s$]
ρ	Densité de l'air [kg/m^3]
τ_w	Contrainte de cisaillement à la paroi [N/m^2]
τ_{ij}	Composantes du tenseur des contraintes turbulentes de Reynolds [N/m^2]
θ	Température potentielle [K]
Ψ_m	Fonction de correction de vitesse pour la stabilité
Ψ_h	Fonction de correction de température pour la stabilité

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Généralités sur l'énergie éolienne

L'objectif de cette section n'est pas de présenter un historique complet. Toutefois, il est instructif de connaître l'évolution de l'énergie éolienne [1, 2] à travers les siècles, pour mieux comprendre et faire comprendre la filière éolienne, domaine encore peu connu du grand public.

Depuis le commencement de l'histoire, l'homme a cherché à utiliser le vent comme ressource naturelle afin de se déplacer, de moudre le grain ou encore afin d'irriguer les champs. Les hommes ont alors imaginé de nombreux moyens pour exploiter les vents. Déjà, au VI^{ème} siècle avant Jésus Christ, on a retrouvé en Asie les premiers aéromoteurs. Il s'agissait de machines à axe vertical, également appelées panémons, que l'on peut encore voir de nos jours dans certaines îles grecques. À peu près à la même époque, les Égyptiens utilisaient des moulins à axe horizontal. Tout en différant du point de vue technologique, ces éoliennes étaient basées sur le même principe de fonctionnement : transformer l'énergie cinétique du vent (énergie éolienne) en énergie mécanique. La production d'énergie à l'aide de moteurs éoliens constitue l'une des formes d'exploitation indirecte du rayonnement solaire reçu à la surface de la Terre. Mais c'est vers le VIII^{ème} siècle qu'apparaissent en Europe les premiers moulins à vent, étranges machines tournantes qui servaient surtout à remplacer les animaux pour l'exécution des travaux harassants (e.g pomper de l'eau, moudre le grain). Le moulin à vent fut même un instrument de libération pour certains paysans, car de nombreux seigneurs taxaient l'utilisation des rivières qui coulaient sur leurs terres. Vint alors l'idée d'utiliser le vent et ainsi échapper au joug et aux impôts du prince. Les premiers moulins étaient basés sur une technologie assez rudimentaire. Ils étaient constitués d'une tour ronde et leurs ailes ressemblaient à des échelles sur lesquelles

étaient installées des toiles. Puis les mécanismes ont été constamment améliorés (e.g en permettant au chapeau du moulin de tourner afin de mieux orienter les pales vers le vent) afin d'en arriver à la technologie moderne et ainsi construire des éoliennes efficaces aux mécanismes sophistiqués. Ce n'est qu'en 1802 que l'on a songé pour la première fois à transformer l'énergie éolienne en énergie électrique. Lord Kelvin essaya en effet de coupler une génératrice d'électricité à un moteur éolien, mais en fait, il faudra attendre 1850 pour qu'un ensemble génératrice/moteur éolien fonctionnel voie le jour, ce que l'on appellera les aérogénérateurs. Cette nouvelle technologie connut un certain succès, et l'on comptait en 1920 jusqu'à 300 constructeurs d'aérogénérateurs pour fin de signalisation maritime.

Depuis les 30 dernières années, l'énergie éolienne s'impose de plus en plus comme une source d'énergie renouvelable efficace, non polluante et compétitive. Comme beaucoup d'énergies renouvelables, le gisement éolien mondial est considérable, puisqu'il est très supérieur à la consommation énergétique actuelle de l'humanité [3]. Cependant, le développement de cette filière dépendra non pas des difficultés technologiques, mais des politiques et données économiques favorables ou non aux diverses formes d'énergie exploitables. Par exemple, de façon générale, le monde entier se propose de réduire l'utilisation des combustibles fossiles, une des causes les plus préoccupantes de la diminution de l'épaisseur de la couche d'ozone et, sans doute, de l'effet de serre. L'exploitation de l'énergie éolienne est donc perçue comme une voie positive menant à la résolution de ces problèmes.

1.1.1 Situation mondiale et applications

Une des applications traditionnelles des éoliennes est le pompage de l'eau à des fins d'irrigation et de remplissage des réservoirs. L'énergie éolienne est également utilisée pour oxygéner l'eau potable. Toutefois, l'application présentant le plus de potentiel économique est certainement l'exploitation de l'énergie éolienne à des fins de production d'énergie élec-

trique. C'est la crise pétrolière au début des années 80 qui a relancé l'énergie éolienne à des fins de productivité électrique. C'est dans ce contexte que l'énergie éolienne a connu un grand essor et semble sur le point de connaître son "big bang" [4]. En effet, une meilleure connaissance de la conception des éoliennes a permis de réduire le coût du kWh éolien de 0.70\$Can en 1982 à aussi peu que 0.04 à 0.07\$Can en 1998. Si on compare ce coût, par exemple, au projet hydraulique de Grande Baleine, dont le coût de revient du kWh était évalué à 0.043\$Can, il est clair que la filière éolienne devient de plus en plus compétitive. Cette réduction significative du coût de revient du kWh éolien est attribuable en partie à certaines percées technologiques, tel que l'avènement des éoliennes à vitesses de rotation variables, ajustées de façon à produire toujours le maximum d'énergie suivant la vitesse du vent, mais surtout grâce aux économies d'échelle. En effet, les éoliennes sont des produits de consommation comme les autres, elles sont fabriquées dans de grandes usines, à la chaîne, à partir de différents composants reçus de plusieurs fournisseurs, et donc plus on en fabrique, plus leur coût à l'unité diminue. Un autre aspect important contribuant à l'essor de cette filière est la disponibilité des éoliennes, qui maintenant est supérieure à 98%.

Au Québec, le potentiel éolien est considérable ; il est évalué à plus de 150TWh et représente de 60% à 80% du potentiel éolien canadien [5]. L'utilisation de ce potentiel a permis, grâce aux deux meilleurs sites éoliens au Canada dont dispose le Québec, avec les complexes de Cap-chat et de Matane, la construction du plus grand parc éolien au Canada, "Le Nordais", pouvant alimenter plus de 10 000 foyers. De plus, l'énergie éolienne est une source complémentaire à l'hydroélectricité. Ainsi, l'énergie produite par cette technologie en période de pointe peut contribuer à la préservation du potentiel hydraulique des réservoirs, tout particulièrement en hiver, où il y a concordance entre la demande en énergie et la production éolienne.

Actuellement, le prix de revient du kWh d'électricité produit pour les communautés isolées est très élevé. Il serait donc avantageux, en principe, d'introduire des éoliennes dans de tels

réseaux pour réduire le prix de l'électricité et la consommation de carburant. En effet, dans ces régions qui ne sont pas reliées au réseau principal, l'électricité est produite à l'aide de groupes électrogènes composés, en général, de génératrices couplées à des moteurs diesels très polluants. Une diminution de l'utilisation de ces groupes électrogènes réduirait donc, par la même occasion, les émissions polluantes.

Un des avantages des éoliennes est leur implantation rapide en comparaison à la conception et à la construction de grands barrages. Cela permettrait aussi une certaine autonomie pour les régions isolées mais peuplées, du Québec, moins bien nanties en énergie hydraulique. Par exemple, la Gaspésie a un bon potentiel éolien, mais n'est pas un producteur d'hydroélectricité. On pourrait alors, grâce à l'implantation d'éoliennes, lui permettre de réduire les pertes dues au transport et aussi d'engendrer des emplois, car plusieurs entreprises locales pourraient construire des éléments coûteux, tels les fondations et les mâts. Cela serait une retombée économique importante pour la région.

Situation mondiale

Comme cela vient d'être dit, l'énergie éolienne est en plein développement. De nos jours, plus de 40 000 turbines sont installées à travers le monde, et l'exploitation du vent à des fins énergétiques est passée de 19MW en 1971 à environ 23 853MW en 2001 [6], tel qu'illustré à la Figure 1. Cette puissance installée dans le monde se rapproche de celle d'Hydro-Québec qui est d'environ 32 000MW. De plus, la production éolienne mondiale est en pleine croissance depuis les 5 dernières années. Et bon nombre de spécialistes, dont l'Agence Internationale de l'Énergie (AIE), considèrent cette filière comme étant celle qui connaîtra le plus gros taux de croissance au cours des prochaines années, avec une moyenne de 14% (comparativement à 0.6% pour l'hydraulique). Ces prévisions se basent sur le taux de croissance de l'énergie éolienne de ces 3 dernières années, qui est de l'ordre de 25%, ainsi que sur les impacts attendus des accords de KYOTO (1997) visant à l'amélioration de la qualité de l'air. Celle-ci passe évidemment par l'utilisation d'énergie renou-

velable et par la diminution des énergies fossiles (pétrole, charbon, gaz ...). En effet, si une telle réglementation était confirmée et ratifiée par l'ensemble des gouvernements, cela aurait un impact considérable sur le marché des énergies renouvelables, et en particulier sur l'énergie éolienne. Le Canada s'est d'ailleurs engagé à réduire de 6% l'émission de gaz à effet de serre d'ici l'an 2012, et le Québec, qui possède un grand potentiel éolien, pourrait tirer avantage de cette situation. En 1997, le ministère des Ressources naturelles du Québec a demandé à la régie de l'énergie de statuer sur le développement éolien au Québec. Celle-ci a recommandé une mise en fonction de 50MW par an [7]. Tout cela laisse donc présager une puissance installée pour la filière éolienne de l'ordre de 36 000MW en 2005 [4, 8]. Présentement, un important développement est fait dans le domaine de l'éolien en mer et c'est là que l'on note les plus grands progrès, même si le domaine terrestre reste le marché principal. De plus, toutes filières confondues, l'EWEA (European Wind Energy Association) estime que 1 210 000 MW pourraient être installés en 2020 si le développement de l'énergie éolienne continue à s'amplifier au même rythme que ces dernières années. La production serait alors de 2.963 TWh/an, représentant 10% de la consommation mondiale d'électricité et 1.960 millions de tonnes de CO_2 pourraient ainsi ne pas être émis, positionnant l'énergie éolienne comme un acteur important de la lutte contre les changements climatiques [6].

Les leadership au niveau de la fabrication sont le Danemark, l'Allemagne et les États-Unis.

1.1.2 Éoliennes modernes

Il n'y a essentiellement que deux types d'éoliennes utilisées : l'une est à axe horizontal et l'autre est à axe vertical (voir Figure 2).

Ces deux types de machines sont très efficaces d'un point de vue aérodynamique, car elles exploitent la force de portance des profils aérodynamiques, qui est en générale plus importante que la force de traînée de tout autre type de corps. Elles ont chacune leurs avantages et leurs inconvénients. L'éolienne à axe horizontal a besoin d'être orientée par rapport au

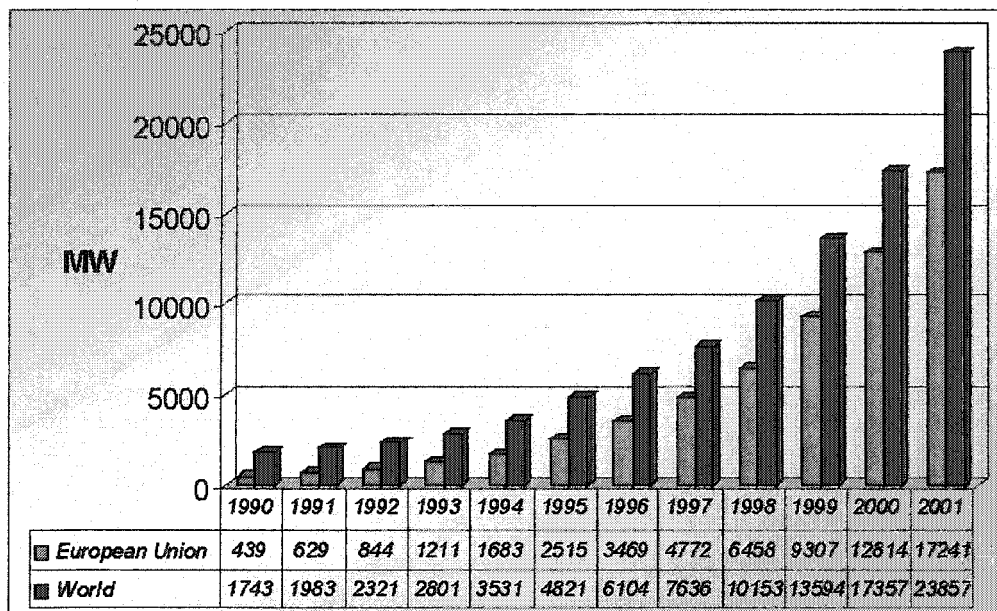


FIGURE 1 Production énergétique mondiale (source : EWEA_BTM Consult)

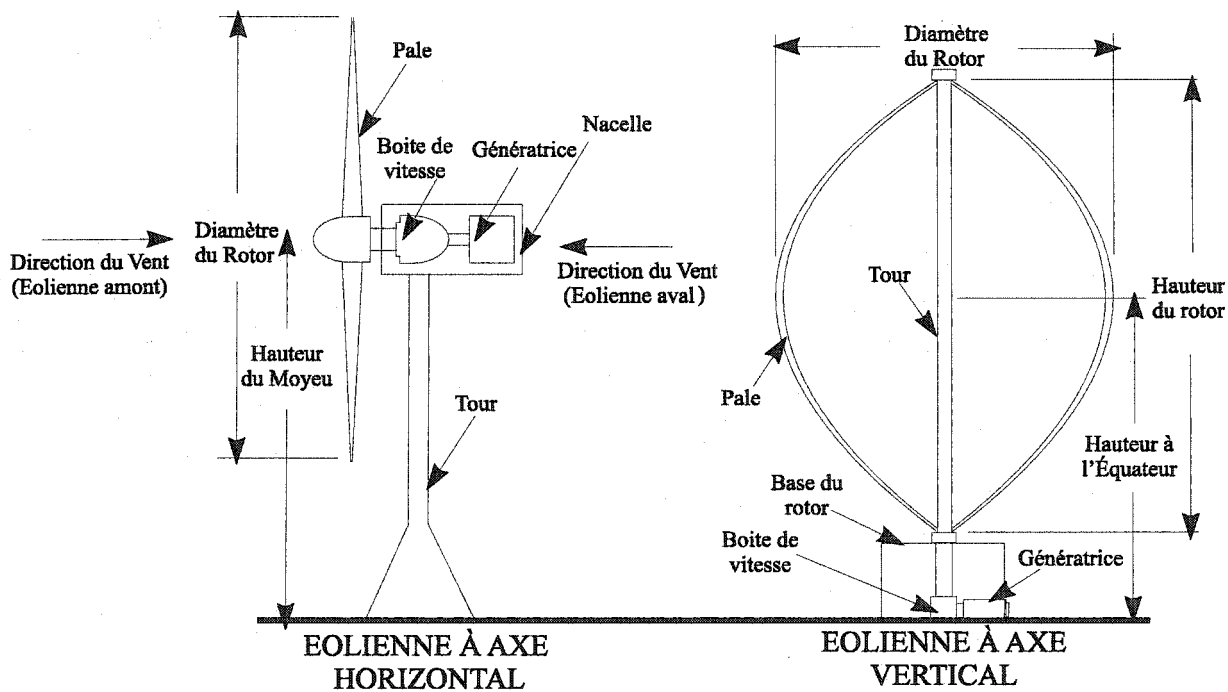


FIGURE 2 Schéma d'une éolienne à axe horizontal et à axe vertical

vent, ce qui n'est pas le cas de l'aérogénérateur à axe vertical, qui est omnidirectionnel. De plus, tout son mécanisme de fonctionnement se situe au sommet de la tour, ce qui entraîne bien évidemment un problème de poids, alors que pour celle à axe vertical, tout le mécanisme se situe à sa base. Dans ce cas-ci, un problème au niveau de l'occupation du sol apparaît. Principalement lors de l'installation de parcs éoliens, où la superficie occupée au sol joue un rôle prépondérant dans les coûts d'exploitation.

L'aérogénérateur le plus utilisé dans le monde est actuellement l'éolienne à axe horizontal. Toutefois, il n'a pas encore été démontré que cette dernière soit plus efficace aérodynamiquement que l'éolienne à axe vertical. En fait, l'éolienne à axe horizontal est plus utilisée, car elle a une meilleure fiabilité au niveau du mécanisme des hélices, fruit de la longue expérience obtenue en aéronautique, ce qui se traduit par un prix du kWh plus faible que celui produit par une éolienne à axe vertical.

1.1.3 Parcs éoliens

On peut voir à la Figure 3, un exemple typique de parc. Le développement de parcs éoliens a été initié en Californie au début des années 80 et il s'est depuis propagé dans le monde entier. En effet, plutôt que de construire des éoliennes gigantesques et de grande puissance, on préfère actuellement utiliser un nombre plus élevé de machines de moyenne puissance. Cette pratique est basée sur le fait que les éoliennes de grande puissance produisent de grandes fluctuations de puissance sur le réseau et leur entretien et leurs réparations sont coûteux et difficiles à réaliser. De plus, une fois qu'elles sont arrêtées, elles n'alimentent plus le réseau électrique. L'avantage d'utiliser un ensemble d'éoliennes de moyenne puissance est évident : lorsqu'une éolienne nécessite le besoin d'un entretien ou qu'un bris est constaté, les autres peuvent continuer à produire sans interrompre totalement la production énergétique. De plus, les manufacturiers sont parfaitement initiés au design et à la construction de ce genre de machines, ce qui se traduit par une meilleure fiabilité. Au début, avec l'expérience limitée que l'on avait de la conception de parcs éoliens, les pre-

miers parcs en opération ont produit significativement moins d'énergie que prévu. Cette énergie manquante a souvent été attribuée aux pertes dans le sillage et à la méconnaissance des effets du sol. Mais depuis ces premiers essais, une meilleure connaissance des interférences mutuelles turbine/sillage et le développement de méthodes d'analyse ont permis la conception optimale de parcs.



FIGURE 3 Exemple typique de parc éolien

1.2 Objectifs et méthodologie

La motivation principale de cette recherche est l'amélioration de l'efficacité des parcs éoliens tout en réduisant la superficie qu'ils occupent. Par cela, on entend optimiser le positionnement des éoliennes dans le parc en tenant compte des effets d'interférence entre elles, tout en maintenant un niveau de productivité acceptable. Ce niveau de productivité est directement relié à l'environnement dans lequel évolue l'éolienne. En effet, les performances d'un parc éolien vont dépendre des caractéristiques de l'écoulement dans lequel il

opère, i.e. la couche limite atmosphérique, ainsi que des caractéristiques aérodynamiques des pales. Or, suivant les conditions de stabilité thermique ainsi que la rugosité et la topographie du sol sur lequel a été construit le parc, la couche limite terrestre va varier, i.e. variation du profil de vitesse et de température. Ces conditions de stabilité thermique (neutre, stable ou instable) varient au cours d'une même journée et dépendent des saisons, de l'enneigement et des propriétés thermiques du sol. Les différentes conditions de stratification de la couche limite terrestre ne sont pas les seules à influencer l'écoulement ; les éoliennes aussi entraînent des changements importants des caractéristiques de l'écoulement. En effet, il est observé dans la région en amont des rotors une zone de surpression suivie d'une zone de dépression en aval des machines, entraînant une discontinuité de pression. De même, la rotation des pales engendre un mouvement de rotation dans le sillage, ainsi qu'un niveau de turbulence plus élevé en aval du rotor. La turbulence produite par la superposition des sillages influence donc l'écoulement. On voit donc que les effets de la turbulence dans un parc sont très importants.

Par conséquent, l'objectif principal de ce travail est le développement d'une méthode d'analyse complète basée sur une formulation météorologique, en tenant compte des effets d'interférence entre les éoliennes. L'analyse d'un tel problème se fera en résolvant les équations tridimensionnelles de Navier-Stokes, moyennées dans le temps par la décomposition de Reynolds, couplées avec le modèle de turbulence $k-\epsilon$. Les rotors seront représentés par des distributions de forces externes. L'écoulement non perturbé sera obtenu à partir des relations empiriques de la couche limite atmosphérique basées sur la théorie de Monin-Obukhov. Ces équations seront résolues à l'aide du logiciel FLUENT, basé sur une méthode de calcul aux volumes finis. Par formulation météorologique, on entend tenir compte des termes de flottaison dans les équations du mouvement, ainsi que leurs influences sur la production de la turbulence. De plus, comme cela a été mentionné précédemment, la turbulence joue un rôle prépondérant dans la représentation d'un parc éolien ; la détermination d'un modèle de turbulence adéquat sera alors effectuée afin de

bien représenter les caractéristiques de l'écoulement. Une validation complète de la méthode utilisée sera réalisée. Aussi, comme la stratification thermique d'une couche limite terrestre varie durant une même journée, une étude des effets de la stabilité sur les performances d'un parc éolien sera faite. Enfin, un nouvel outil d'aide à la décision pour l'analyse de parcs éoliens sera disponible sous la forme d'un module éolien développé et implanté dans le logiciel commercial FLUENT.

Pour résumer, les points essentiels abordés dans cette recherche sont :

- (i) le développement d'une formulation météorologique pour l'analyse d'un parc éolien,
- (ii) la détermination d'un modèle de turbulence adéquat pour la représentation de l'écoulement dans un parc,
- (iii) le développement d'un module éolien implanté dans le logiciel FLUENT,
- (iv) la validation complète de la méthode développée,
- (v) une étude des effets de la stabilité sur les performances d'un parc éolien.

1.3 Structure de la thèse

L'organisation de cette thèse s'effectue de la manière suivante. Dans un premier temps, une revue de la littérature portant sur les différents problèmes abordés dans cette recherche est présentée au Chapitre 2. Par la suite, une présentation de la couche limite atmosphérique et sa représentation dans différentes conditions de stabilité est réalisée au Chapitre 3. Le Chapitre 4 est consacré au développement du modèle mathématique et se compose d'une description détaillée des équations gouvernantes utilisées pour solutionner l'écoulement considéré, ainsi que du modèle utilisé pour représenter l'éolienne. De plus, une expression originale du coefficient de fermeture du modèle de turbulence $k-\epsilon$ relié au terme de production dû aux forces d'Archimède est proposée afin d'améliorer la précision des simulations. La méthode numérique utilisée dans cette étude pour résoudre le modèle mathématique est décrite au Chapitre 5. Les différents schémas d'interpolation de la pression ainsi que le domaine de calcul sont détaillés. Les Chapitres 6, 7, 8 et 9 présentent les validations et ré-

sultats obtenus à l'aide de la méthode proposée. La conclusion, les contributions de cette thèse ainsi que les recommandations pour des travaux futurs sont présentées en conclusion.

CHAPITRE 2

REVUE DE LA LITTÉRATURE

L'analyse aérodynamique de parcs éoliens est un sujet complexe où interviennent de nombreuses notions. En effet, de nombreux paramètres influencent les performances d'un parc éolien, comme l'orientation du vent, la rugosité du sol, la topographie, le niveau de turbulence et la stratification thermique de la couche limite terrestre. La connaissance de ces différents paramètres va permettre, lors du design d'un parc, d'obtenir un agencement optimal des éoliennes, de façon à produire le maximum d'énergie sur un minimum de superficie occupée. Ce chapitre présente une revue de la littérature sur les différentes méthodes d'analyse de parcs éoliens ainsi que sur les modèles de turbulence existants est présentée. Par la suite, une synthèse des différents résultats expérimentaux disponibles est réalisée.

2.1 Méthodes d'analyse de parcs éoliens

Depuis l'avènement des parcs éoliens, un besoin est apparu d'utiliser des méthodes d'analyse aérodynamique, afin de faciliter la conception et l'optimisation de ces parcs. Ces méthodes doivent permettre de prédire le comportement de ces parcs (e.g la puissance, la production annuelle, le niveau de turbulence locale) en fonction de la rugosité et de la topographie du sol, des vitesses et orientation du vent et du niveau global de turbulence atmosphérique, et ainsi indiquer les endroits propices à l'installation des éoliennes, afin de produire le maximum d'énergie. La plupart des méthodes d'analyse actuellement utilisées dans l'industrie comportent trois étapes séquentielles de calculs, qui sont : (i) la détermination de la distribution du vent sur un site en tenant compte de la topographie du sol ; (ii) le calcul des perturbations dues aux éoliennes ; et (iii) la détermination des performances (puissance, production énergétique) du parc à partir des courbes de puissance fournies par le fabricant. Ces différentes méthodes sont toutes essentiellement basées sur la com-

binaison des modèles mathématiques de Jackson et Hunt [9] et Mason et Sykes [10] pour le calcul de la distribution du vent sur la topographie d'un site donné, et du modèle de sillage de Lissaman [11] pour le calcul des perturbations dues aux éoliennes. Toutefois, certains logiciels utilisent plutôt un modèle de sillage basé sur une approche numérique développée par Ainslie [12], consistant à solutionner les équations de Navier-Stokes axisymétriques. Cependant ces modèles mathématiques introduisent plusieurs hypothèses simplificatrices. En effet, elles supposent généralement que la couche limite terrestre est en condition de stratification thermique neutre, que les conditions aux frontières sont périodiques et que l'interaction entre les sillages est négligeable. Elles ne sont donc pas applicables à un parc dense, i.e. un parc composé d'un nombre important d'éoliennes disposées les unes à côté des autres. De plus, elles utilisent la courbe de puissance d'une éolienne isolée. Or, la courbe de puissance d'un rotor fonctionnant dans le sillage d'une autre éolienne est susceptible d'être bien différente de celle d'une machine isolée. Le plus grand désavantage est que ces modèles sont très difficiles d'utilisation : pour éviter d'obtenir des solutions discontinues, un lissage arbitraire de la topographie est souvent nécessaire. Les nombreuses hypothèses simplificatrices limitent le domaine d'applicabilité et la précision des prédictions de ces méthodes d'analyse(s). Par contre, comme on le verra aux sections suivantes, il existe des modèles de sillage pour lesquels les différentes conditions de stabilité de la couche limite terrestre ont été étudiées. Cependant, il n'existe pas encore assez de données expérimentales pour faire une étude comparative poussée et la validité des modèles et des résultats reste encore à démontrer.

2.1.1 Description des modèles de Jackson et Hunt et Mason et Sykes.

Pour des terrains complexes, des variations dans l'élévation et la rugosité se produisent sur des distances suffisamment courtes pour causer des variations de vitesse de vent significatives à travers un site. Le premier modèle prédisant l'écoulement atmosphérique sur de petites collines a été développé par Jackson et Hunt en 1975 [9]. Ils ont obtenu une solution bi-dimensionnelle à l'aide d'une méthode asymptotique, valable lorsque la rugosité

du sol est presque nulle et uniforme dans le site. Le modèle de Jackson et Hunt cherche seulement une approximation de la solution obtenue à travers l'utilisation de deux simplifications. La première consiste à utiliser la fermeture de la longueur de mélange pour évaluer les contraintes turbulentes. La seconde est la linéarisation des équations de quantité de mouvement. Ces équations simplifiées sont résolues en utilisant une technique de perturbation par rapport à l'écoulement sur un terrain plat en conditions neutres. En 1979, Mason et Sykes [10] étendent la théorie bidimensionnelle de Jackson et Hunt aux écoulements tridimensionnels et proposent d'utiliser les transformés de Fourier pour obtenir efficacement une solution sur un terrain réel. Ceci nécessite l'introduction de conditions aux frontières périodiques et la juxtaposition de terrains plats "fictifs" autour du site étudié.

2.1.2 Description des modèles de sillage

L'analyse du sillage d'une ou plusieurs éoliennes est l'une des étapes primordiales dans la conception de parcs éoliens [13]. En effet, deux des principales causes de la diminution de puissance et des fatigues exercées sur les machines sont le déficit de vitesse et l'augmentation du niveau de turbulence engendré par les turbines. Pour des ensembles de turbines voisines, l'interférence et la perte d'énergie sont significatives et le calcul requiert donc un modèle analytique pour la détermination des vitesses dans le sillage des éoliennes. Dans la simulation de parcs éoliens, l'approche la plus courante est celle de Lissaman [11]. 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 est 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 d'éoliennes situées à proximité les unes des autres, l'hypothèse utilisée consiste à superposer les sillages de chaque tur-

bine, c'est-à-dire additionner entre eux les déficits en vitesse dans les parties communes à deux ou plusieurs sillages. Cette dernière hypothèse suppose donc négligeables les effets non linéaires et d'interférence entre les sillages. Une formulation destinée à des terrains complexes a également été développée par Lissaman [11]. 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. Partant de ces constatations, Katic et al. [14] ont proposé 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. [15], pour leur part, différencient 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. Il part de l'hypothèse de Lissaman, c'est à dire que la croissance du sillage est 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 la turbine elle-même. Dans un article postérieur, basé sur les résultats expérimentaux de Taylor [16], Voutsinas et al. [17] ont observé que cet effet était négligeable.

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 machine fourni par le fabricant.

Une approche plus formelle pour la résolution du sillage d'une ou plusieurs éoliennes serait la résolution des équations de Navier-Stokes. Dans cette optique, Ainslie [12] a proposé de résoudre les équations axisymétriques de Navier-Stokes pour simuler numériquement le sillage d'une éolienne. Dans sa formulation, Ainslie utilise 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 (une étude plus approfondie des différentes caractéristiques des modèles de turbulence suivant l'écoulement considéré sera faite à la Section 2.2). Afin de déterminer plus précisément les caractéristiques turbulentes de l'écoulement dans la région du sillage proche, Ainslie propose de multiplier la viscosité tourbillonnaire par une fonction filtre, dont la forme est déterminée empiriquement. Du fait de sa formulation axisymétrique, ce modèle est incapable de traiter correctement les effets du sol ou les variations des conditions d'écoulement suivant la hauteur. À partir du modèle développé par Ainslie, la compagnie Garrad et Hassan a développé un logiciel pour la résolution du sillage dans un parc, décrit par Tindal et al [18] et Adams et Quarton [19]. Ce logiciel offre le choix entre deux modèles de turbulence semi-empirique, différents de celui proposé par Ainslie, pour calculer la turbulence dans le sillage. L'un d'entre eux, décrit par Hassan [20], donne une turbulence uniforme dans le sillage, tandis que l'autre, décrit par Luken et al. [21], tient compte des variations radiales dans l'intensité de la turbulence.

Liu et al. [22], 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 la machine, 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 sont sous-estimées. L'avantage de ce modèle réside dans sa capacité à faire l'étude de la performance d'un parc en terme de puissance. En effet, Liu et al. se sont inspirés de la théorie du disque actuateur pour représenter l'éolienne.

De leur côté, Crespo et al. [23], ont développé, à partir de la résolution des équations tridimensionnelles et parabolisées de Navier-Stokes moyennées dans le temps par la décompo-

sition de Reynolds, un code parabolique [24]. Celui-ci, permet la détermination du sillage en aval d'une éolienne. Ils supposent que la turbine est immergée dans un écoulement non uniforme correspondant à la couche limite terrestre. Les propriétés de l'écoulement incident sur l'éolienne sont modélisées en tenant compte de la stabilité de l'atmosphère, donnée par la longueur de Monin-Obukhov, et la rugosité du sol. Celles-ci seront explicitées plus en détails dans le Chapitre 3. La modélisation des effets de la turbulence sur l'écoulement est faite à l'aide du modèle $k-\epsilon$ à deux équations de Jones et Launder [25]. Après avoir validé leur procédure parabolique, cette dernière a été étendue à plusieurs éoliennes. Cependant, ce modèle, comme ceux basés sur le modèle d'Ainslie, ne peut que prédire l'écoulement en aval de l'éolienne. En ce sens, leurs calculs se limitent à la zone du sillage et l'influence de l'éolienne sur l'écoulement n'est pas modélisée. Leurs modèles ne tiennent donc pas compte de la turbulence générée par les pales de l'éolienne, ce qui entraîne une sous-estimation du déficit de vitesse dans le sillage de la turbine. Adams et Quarton [19] se sont basés sur le modèle mathématique de Crespo et al. [23] afin de développer une méthode de simulation de parcs éoliens. Cette méthode a donné des résultats comparables à ceux de Crespo et al. [23].

En résumé, l'inconvénient principal des formulations d'Ainslie [12] et de Crespo [23, 24] 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. Un autre inconvénient réside dans la modélisation des effets du sol sur le sillage. De plus, pour les modèles cinématiques, les effets du sol sur le sillage sont, pour la plupart, simulés par des techniques d'images similaires utilisées en écoulement potentiel. Les effets du cisaillement du sol sur la puissance du sillage ne sont donc pas pris en compte.

Afin de proposer un modèle plus général, Masson et al. [26, 27, 28] ont développé une méthode basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Cette méthode est basée sur la résolution, par une méthode aux éléments finis/volume de contrôle (CVFEM) [29, 30],

des équations de Navier-Stokes incompressibles, stationnaires, moyennées dans le temps par la décomposition de Reynolds à trois dimensions, dans lesquelles les éoliennes sont représentées par des distributions de forces externes. Le modèle k et ϵ [25] a été sélectionné pour la fermeture des équations moyennes de l'écoulement turbulent. Dans cette formulation, le travail des forces visqueuses est considéré négligeable par rapport au travail des forces turbulentes, i.e. que les effets de la viscosité moléculaire n'affectent pas la structure de l'écoulement [28]. Pour modéliser l'écoulement autour d'une éolienne, l'éolienne est représentée par une surface conique dont les effets sur l'écoulement correspondent aux effets moyennés dans le temps des pales [27].

Masson et al. [26, 27, 28] ont d'abord développé une formulation axisymétrique avec un modèle algébrique de turbulence, afin de permettre une validation rapide du modèle. Pour développer une formulation axisymétrique, il a été considéré que la distribution des forces externes était symétrique par rapport au moyeu de l'éolienne. Dans le modèle axisymétrique, le domaine de résolution du modèle mathématique correspond à un cylindre de section circulaire et d'axe de rotation de la machine. L'éolienne est représentée par la surface conique balayée par le rotor. La méthode aux éléments finis/volume de contrôle est utilisée pour résoudre les équations du fluide pour les composantes de la vitesse, de la pression et des caractéristiques de la turbulence. Les résultats obtenus grâce à cette formulation axisymétrique et à l'aide de comparaisons faites avec les résultats expérimentaux à leur disposition ont permis de valider plusieurs hypothèses. Il a ainsi été vérifié que la représentation des effets de l'éolienne sur l'écoulement par des forces externes était valable. De même, il a été démontré que la précision de la méthode, en terme de puissance, était similaire aux méthodes actuellement utilisées (comme la théorie du tube de courant [31] [9]) pour le design aérodynamique des éoliennes. Les solutions axisymétriques sont physiquement significatives et cette formulation axisymétrique est un bon outil de design pour une éolienne **isolée**.

Leclerc [28] a alors proposé une amélioration à la méthode axisymétrique, en implantant le modèle de turbulence k et ϵ , afin de mieux représenter les effets des éoliennes sur la turbulence. Cependant, dans sa formulation, Leclerc n'a pas tenu compte de la stabilité thermique de la couche limite terrestre, en considérant que l'écoulement s'opérant autour des éoliennes était en condition de stratification thermique **neutre**. L'équation d'énergie n'a donc pas été implantée. Comme cela sera discuté au Chapitre 3, ces conditions d'écoulement sont très rares et l'influence des termes de flottaison sur les équations du fluide est significative. Le modèle de turbulence $k - \epsilon$ utilisé par Leclerc est par conséquent incomplet, du fait que celui-ci ne tient pas compte de la production de turbulence due aux forces d'Archimède. De plus, la validation complète de la méthode développée n'a pu être réalisée suite à un manque de résultats expérimentaux.

Suite au succès obtenu avec la formulation axisymétrique, une formulation entièrement tridimensionnelle a été développée et implantée [27, 28]. De bonnes prédictions des vitesses dans le sillage ont été ainsi obtenues en comparaison avec les expériences réalisées par Doran et al. [32]. Mais ces simulations n'ont été réalisées que pour le cas d'une couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique **neutre**. Il a été impossible de simuler la plupart des autres cas mesurés, car c'était des cas pour des couches limites atmosphériques en conditions de stratification thermique stable et instable, qui nécessitent l'implantation d'une formulation météorologique. L'importance des effets venturi dans un parc éolien a aussi été démontrée. Sous sa forme actuelle, le logiciel de recherche développé est difficile à utiliser et exige donc un travail considérable avant d'envisager une version commerciale.

2.2 Synthèse sur les modèles de turbulence

La discussion des résultats obtenus avec la formulation développée par le groupe de recherche du professeur Masson a mis en évidence l'importance de la turbulence, et en particulier du modèle de turbulence, dans l'analyse aérodynamique des parcs éoliens. Dans

un premier temps, une description des caractéristiques physiques de l'écoulement dans lequel évolue les éoliennes sera présentée. Par la suite, une synthèse des différents modèles de turbulence existants sera exposée, en s'intéressant plus particulièrement à leur comportement par rapport à l'écoulement considéré.

L'écoulement observé dans un parc éolien est principalement influencé par : (i) les éoliennes et (ii) la couche limite atmosphérique. En effet, dans le sillage des éoliennes, un mouvement de rotation ("swirl") est créé, provenant des tourbillons se détachant des pales ainsi que du mouvement rotatif de ces dernières. On observe alors dans le sillage proche de l'éolienne de forts gradients de pression et de vitesse, ainsi qu'une hausse du niveau de turbulence. En aval de cette zone, la turbulence générée par la turbine se dissipe graduellement et seuls les effets de cisaillement (champ de vitesse, sol) et de la turbulence atmosphérique (mécanique et thermique) ont alors une influence sur l'écoulement dans le sillage.

Un modèle de turbulence est un ensemble d'équations qui permet la fermeture des équations moyennées dans le temps (i.e. l'évaluation des contraintes de Reynolds). La modélisation des contraintes de Reynolds et l'ajout d'équations différentielles pour déterminer les caractéristiques de la turbulence servent à fermer le problème. Le modèle de turbulence est donc une approximation. Un bon modèle permet de décrire une large gamme d'écoulements avec un seul ensemble de constantes empiriques. Les premiers développements d'une description mathématique des contraintes turbulentes reposent sur l'hypothèse que les fluctuations turbulentes ont un effet sur l'écoulement moyen similaire au phénomène de diffusion moléculaire. Dans cet esprit, Boussinesq (1877) a introduit le concept de viscosité tourbillonnaire : les contraintes turbulentes sont le produit d'une viscosité et du taux de déformation moyen du fluide. Toutefois, cette viscosité tourbillonnaire est une propriété de l'écoulement et non pas du fluide.

2.2.1 Modèles algébriques

En 1925, Prandtl [33] introduit le concept de la longueur de mélange, très utile pour le calcul de la viscosité tourbillonnaire. Ce concept permettant de prescrire les échelles de vitesse et de longueur caractéristique a constitué la base de toutes les recherches sur la modélisation de la turbulence. Dans la terminologie moderne, on définira le modèle de longueur de mélange comme un modèle algébrique (i.e. un modèle à zéro équation de transport). **Le modèle algébrique** ou **modèle à zéro équation**, tel que les modèles de longueur de mélange de Prandtl [33] (1925) ou Von-Karman [34], est le plus simple de tous les modèles de turbulence. Il n'utilise pas d'équation aux dérivées partielles pour le calcul des termes de transport turbulent. Ces modèles utilisent l'approximation de viscosité tourbillonnaire de Boussinesq pour calculer le tenseur de Reynolds. Pour faciliter le calcul, la viscosité tourbillonnaire est souvent calculée en terme d'une longueur de mélange, qui est analogue à la trajectoire libre moyenne dans la théorie cinétique des gaz. Par opposition à la viscosité, qui est une propriété intrinsèque du fluide, la viscosité tourbillonnaire (et désormais la longueur de mélange) dépend de l'écoulement. Le modèle de la longueur de mélange est appliqué aux écoulements de cisaillement libre, pour lesquels des solutions similaires sont valables. Comme hypothèse pour la longueur de mélange, Prandtl proposa de mettre celle-ci proportionnelle à la distance à la surface pour des écoulements situés près de frontières solides. Cependant, chacun des écoulements que l'on considère requiert un coefficient de proportionnalité différent. Donc la longueur de mélange est différente pour chaque écoulement et doit être connue a priori pour obtenir une solution. Un des inconvénients principaux de ces modèles est relié à leur besoin d'être réajustés à chaque nouvelle application. En fait, les modèles algébriques sont conceptuellement très simples et causent rarement des difficultés numériques inattendues. Mais les utilisateurs devront toujours avoir conscience de l'issue incomplète de ces modèles. Car ce sont par définition des modèles simplifiés de la turbulence.

2.2.2 Modèles à une équation

Afin de généraliser les modèles de turbulence et d'améliorer la précision des prédictions des propriétés moyennes des écoulements turbulents, une description mathématique plus réaliste des contraintes turbulentes a été développée par Prandtl, en 1945. Ce modèle considère que l'échelle de vitesse caractéristique de la turbulence est directement reliée à l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes. C'est l'origine **du modèle à une équation** de la turbulence. Ce modèle de Prandtl (1945) utilise une équation aux dérivées partielles pour déterminer la distribution de l'énergie cinétique turbulente spécifique, k . La dissipation est quant à elle définie à partir de l'énergie cinétique turbulente, k , et de la longueur de mélange. À l'instar des modèles à zéro équation, la distribution de l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence doit être spécifiée a priori (i.e. avant de connaître les détails de l'écoulement) afin de fermer complètement le modèle à une équation de Prandtl. Dans la plupart des modèles à une équation (Prandtl, 1945 [33]; Emmons, 1954 [35]; Glusko, 1965 [36]) la distribution de l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence est similaire à celle de la longueur de mélange des modèles algébriques. D'autres modèles à une équation ont été formulés en se basant sur d'autres équations que l'équation d'énergie cinétique turbulente. Les plus récents sont ceux de Baldwin et Barth (1990) [37] et Spalart et Allmaras (1992) [38], qui sont basés sur une équation de transport de la viscosité turbulente. Ce dernier a été spécialement conçu pour des applications aérospatiales et a donné de bons résultats pour des couches limites soumises à un gradient de pression adverse. Il faut cependant préciser, du fait que c'est un modèle récent, qu'il n'a pas été validé pour tous les types d'écoulements, comme par exemple pour prédire la diminution homogène, isotrope de la turbulence. La plupart des simulations réalisées avec des modèles à une équation ont démontré qu'il n'y avait qu'un gain modeste en précision par rapport aux modèles algébriques. Ils donnent de bons résultats pour des écoulements en couche limite, en conduite, mais ne sont pas adaptés au calcul d'écoulements complexes comme les écoulements autour d'obstacles, par exemple. De plus, les modèles à une équation ont

souvent été dénoncés pour leur incapacité à s'accommoder rapidement aux changements d'échelle de longueur, telle que celle qui se produirait lorsque l'écoulement passe d'un état d'écoulement avec mur à celui de cisaillement libre. Le seul avantage à utiliser un modèle à une équation par rapport à un modèle à deux équations provient de la difficulté relative souvent rencontrée en résolvant numériquement les équations d'un modèle. À cet égard, les modèles à une équation tendent à se comporter aussi bien que les modèles algébriques.

2.2.3 Modèles à deux équations

Un modèle de turbulence souhaitable serait un modèle qui pourrait être applicable à un écoulement turbulent donné par simple prescription de plusieurs conditions initiales aux frontières appropriées. Idéalement, aucune connaissance des propriétés de la turbulence ne serait nécessaire pour obtenir la solution. Wilcox [39] définit un tel modèle comme un modèle complet. Il faut noter que sa définition n'implique pas de regarder l'exactitude et l'universalité du modèle, mais seulement qu'il peut être utilisé pour déterminer un écoulement avec a priori sans aucune connaissance de tous les détails de l'écoulement. Kolmogorov a développé en 1942 le premier modèle complet de turbulence (i.e. un modèle pouvant être utilisé pour prédire les propriétés d'un écoulement sans connaissance a priori de la structure de la turbulence de l'écoulement). L'hypothèse de base de Kolmogorov [40] est qu'il existe un état universel de la turbulence, c'est à dire indépendant des instabilités qui sont à l'origine. L'approche de Kolmogorov s'appuie sur des hypothèses assez fortes : homogénéité, isotropie et symétrie par réflexion. Les **modèles à deux équations** utilisent deux équations aux dérivées partielles pour déterminer la distribution des échelles de longueur et de vitesse caractéristiques de la turbulence. Ces modèles à deux équations ont servi de base dans la fondation de la recherche pour beaucoup de modèles de turbulence durant les deux dernières décennies.

Le modèle standard $k-\epsilon$ [25] est certainement le modèle à deux équations le plus utilisé. Il tente de faire le lien entre la turbulence inhomogène et la turbulence universelle, en

supposant que localement, la turbulence est homogène et isotrope. Les coefficients de fermeture sont ajustés empiriquement, afin de représenter la physique de l'écoulement. Il a été appliqué à beaucoup d'écoulements avec différents succès. Cependant, il n'est pas adapté pour des écoulements avec des gradients de pression adverse, et cela pose une sérieuse limitation à son utilisation. Ce modèle est aussi extrêmement difficile à intégrer à travers des sous-couches visqueuses et requiert des corrections visqueuses pour reproduire simplement la loi de la paroi pour une couche limite sur plaque plane incompressible. De plus, rien n'a été fait pour optimiser ces corrections visqueuses. Dire que le modèle $k - \epsilon$ a toujours besoin d'être réajusté serait un peu exagéré ; il reste encore qu'un tel ajustement est très souvent nécessaire. Un exemple d'ajustement est présenté dans cette thèse, voir Chapitre 4. Son économie et sa précision raisonnable pour un large éventail d'écoulements turbulents expliquent sa popularité dans les simulations d'écoulements et de transfert de chaleur.

Bien qu'il ne soit pas aussi populaire que le modèle $k - \epsilon$, le modèle $k - \omega$ [39] possède plusieurs avantages. Le plus important, c'est que ce modèle donne une solution très précise pour des couches limites à deux dimensions, avec un gradient de pression variable, favorable ou adverse. De même, sans corrections visqueuses spéciales, ce modèle peut facilement être intégré à travers les sous-couches visqueuses. Sa formulation des sous-couches visqueuses est simple. Ce modèle prédit bien les propriétés de recirculation de l'écoulement sans aucun changement dans le modèle de base et dans les coefficients de fermeture. Avec les corrections visqueuses incluses, le modèle $k - \omega$ reproduit exactement les caractéristiques subtiles du comportement de l'énergie cinétique turbulente proche d'une frontière solide et décrit même la transition des couches limites d'une assez bonne façon. Toutefois, il est très sensible aux conditions limites de l'écoulement libre.

Le modèle de Renormalisation de Groupe (RNG) $k - \epsilon$ [41] appartient à la famille des modèles $k - \epsilon$. Le modèle RNG $k - \epsilon$ diffère du modèle standard $k - \epsilon$ de plusieurs façons. Alors que le modèle standard est basé sur une technique de moyenne, dans le temps

selon la procédure de décomposition de Reynolds, le modèle RNG $k - \epsilon$ est dérivé des équations de Navier Stokes instantanées, en utilisant une méthode de renormalisation de groupe. C'est une technique qui s'apparente à celle utilisée dans la théorie cinétique des gaz pour obtenir des équations macroscopiques. Ainsi, le modèle RNG a un terme de plus dans son équation de ϵ , qui améliore significativement la précision des simulations pour des écoulements rapidement déformés (points de stagnation, séparation). Les effets des termes de flottaison sur la turbulence, dans le modèle RNG $k - \epsilon$, peuvent être introduits d'une manière similaire au modèle standard $k - \epsilon$. Le modèle RNG $k - \epsilon$ permet une plus grande rigueur et améliore les prédictions pour des écoulements avec une haute courbure de ligne de courant et un haut taux de contrainte, ainsi que pour des écoulements à bas nombre de Reynolds et transitoire. Les écoulements pour lesquels il est préférable d'utiliser le modèle RNG $k - \epsilon$ sont les suivants : (i) écoulements séparés ou à recirculation, (ii) écoulements dans des géométries courbes et écoulements qui sont rapidement déformés, (iii) écoulements dépendants du temps avec des structures à grande échelle, (iv) écoulements à bas nombre de Reynolds ou transitoires, et (v) pour des écoulements avec rotation.

Le modèle $k - \epsilon$ réalisable [42] est un modèle récent. Il a été proposé par Shih et al. [42] en 1995. Il est en fait une combinaison entre les modèles standard et RNG, décrits précédemment. Par rapport au modèle standard, il possède une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente ainsi qu'une nouvelle équation de transport pour ϵ . Ce modèle est encore récent, mais les premières études ont montré qu'il donnait de meilleurs résultats que les autres versions pour des écoulements dans une couche limite et des écoulements libres, y compris les jets et les couches de mélange.

Une des conclusions de la conférence de Standford de 1980 sur les écoulements turbulents complexes était que la plus grande incertitude des modèles à deux équations est liée à l'équation de transport complémentaire à l'équation de k . De plus, il n'était même pas clair sur le choix le plus approprié de la deuxième variable dépendante. Comme avec les

modèles à une équation, il n'y a pas de raison fondamentale pour que la viscosité turbulente dépende seulement des paramètres de la turbulence tels que k , l , ϵ ou ω . En général, le rapport de la contrainte de Reynolds et des composantes du taux de contrainte moyen dépend de l'écoulement moyen et des échelles de turbulence. Les modèles à 2 équations peuvent être inadéquats pour beaucoup d'écoulements turbulents qui ne sont pas en équilibre. Comme le montre Speziale [43] en 1991, les modèles à deux équations de viscosité tourbillonnaire ont les déficiences majeures suivantes : (i) l'incapacité d'expliquer proprement la courbure des lignes de courant, des forces de rotation et de flottaison et (ii) le fait de négliger les effets non locaux et l'histoire sur les anisotropies du tenseur de Reynolds. Mais les modèles de turbulence à deux équations sont considérés comme des modèles complets, ils peuvent prédire les propriétés d'un écoulement turbulent donné sans connaître au préalable la structure turbulente. Ce sont, en fait, les modèles de turbulence complets les plus simples.

2.2.4 Modèle de fermeture du second ordre ou modèle des contraintes de Reynolds

Comme il a été mentionné précédemment, les différents modèles de turbulence sont tous basés sur l'hypothèse de Boussinesq. Cependant, même si celle-ci procure des prédictions raisonnables pour la plupart des écoulements considérés en ingénierie, il existe de nombreuses applications pour lesquelles son utilisation entraîne des prédictions erronées des propriétés de l'écoulement, comme par exemple pour des écoulements (i) sur surfaces courbées, (ii) en rotation, (iii) ou tridimensionnelles [39].

En ce sens, Rotta a proposé, en 1951, un nouveau modèle de turbulence n'utilisant pas cette hypothèse. De nombreux modèles ont, par la suite, été développés, comme ceux de Hanjalic et Launder (1976) [44], Lumley (1975) [45] ou Launder et al. (1975) [46]. De tels modèles sont appelés modèle de fermeture du second ordre ou modèle des contraintes de Reynolds. Ces modèles diffèrent des modèles à deux équations du fait que le transport de chaque composante du tenseur de Reynolds, $\overline{u_i u_j}$ est modélisée par une équation dif-

férentielle. Par conséquent, une telle formulation implique que l'historique des contraintes du tenseur de Reynolds est prise en compte dans les équations de transport de la turbulence. Un tel modèle implique donc que les effets de courbure des lignes de courant, de rotation ainsi que les forces de flottaison sont pris en compte. Cependant, pour un écoulement tridimensionnel, le modèle de fermeture du second ordre ou contrainte de Reynolds introduit 6 équations différentielles supplémentaires, chaque équation correspondant à une composante du tenseur de Reynolds (celui-ci étant symétrique). Par conséquent, ce modèle nécessite des ressources informatiques importantes pour la détermination des équations. De plus, il a aussi été remarqué que l'utilisation d'un tel modèle peut entraîner différents problèmes si, dans l'équation du mouvement, le tenseur de Reynolds est traité comme un terme source dans le calcul numérique. En effet, l'apparition de grands termes sources dans l'écoulement turbulent engendre des instabilités numériques. De ce fait, un grand nombre de chercheurs a préféré ne pas continuer dans le développement d'un tel modèle [47].

Comme on a pu le voir, les écoulements turbulents [48], de simples à complexes, sont prédits en utilisant des modèles de turbulence de complexité variable. Chaque modèle de turbulence peut s'appliquer avec succès sur quelques écoulements turbulents bien précis, mais pour d'autres, ils s'avèrent être insuffisants, spécialement pour des écoulements qui sont très différents de ceux pour lesquels les modèles ont été calibrés [49]. En fait, il n'existe pas de modèle de turbulence unique pouvant prédire correctement l'ensemble des écoulements turbulents. De nos jours, l'un des modèles les plus populaires pour la prédiction des écoulements est le modèle de turbulence de fermeture du second ordre. Dans le terme "modèle de turbulence de fermeture du second ordre", on inclut les modèles à deux équations.

2.3 Synthèse sur les différents résultats expérimentaux disponibles

Afin de permettre une validation complète de la méthode d'analyse proposée, de nombreuses comparaisons entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux exis-

tants pour des parcs éoliens et des éoliennes isolées seront réalisées. Pour se faire, une synthèse de ces différents résultats sera présentée dans cette section. Cependant, pour déterminer les effets de l'écoulement (sillage, turbulence, conditions atmosphériques) dans un parc éolien ou sur une éolienne isolée, ainsi que la puissance fournie par ces derniers au travers de la formulation mathématique proposée, les caractéristiques aérodynamiques des éoliennes utilisées seront nécessaires (géométrie des pales, coefficients de traînée et de portance des profils). Mais comme cela été mentionné au Chapitre 1, l'énergie éolienne connaît actuellement un fort développement, et les enjeux économiques liés à celle-ci entraînent une concurrence importante entre les différentes compagnies, et de ce fait, les données aérodynamiques des turbines sont très difficiles à obtenir. Par conséquent, malgré le fait que de nombreux parcs aient été recensés dans le monde comme au Québec avec les complexes de Matane et de Cap-Chat [7], au Danemark, avec les parcs Taendpide [50, 51, 52], Sydvestmors [52], Aero [52], du laboratoire RISO [53] et de Nibe [54, 55], aux États-Unis avec les parcs de Goodnoe Hills [56] et de Golendale [57], en Suède avec le parc d'Alsvik [58, 59] ou encore le parc éolien de l'île Samos [53, 60], ainsi que les éoliennes isolées Tjaereborg [61, 62, 63], MOD-0A [32, 64] et NREL [42], ceux-ci ne pourront **tous** être utilisés lors de ces validations. Ainsi, de façon à ne pas surcharger ce rapport, seulement les parcs éoliens et les éoliennes isolées dont les caractéristiques aérodynamiques sont connues seront présentées dans cette section, i.e. les éoliennes Tjaereborg, MOD-0A et NREL, de même que les parcs éoliens de Matane, de Cap-Chat et d'Alsvik. Pour plus de précision sur les différents parcs énoncés ci-dessus, le lecteur est invité à se rapporter à leurs références.

2.3.1 Éolienne isolée de type Tjaereborg

L'éolienne Tjaereborg [61, 62, 63] est localisée approximativement à 9 km au sud-est de la ville de Esbjerg, au Danemark. Elle est composée de 3 pales ayant un rayon de 30.5m, voir Figure 4, et opérant à une vitesse de rotation de 22 tours/min. Elle a une puissance nominale de 2MW. Les profils utilisés pour la construction des pales sont des profils NACA

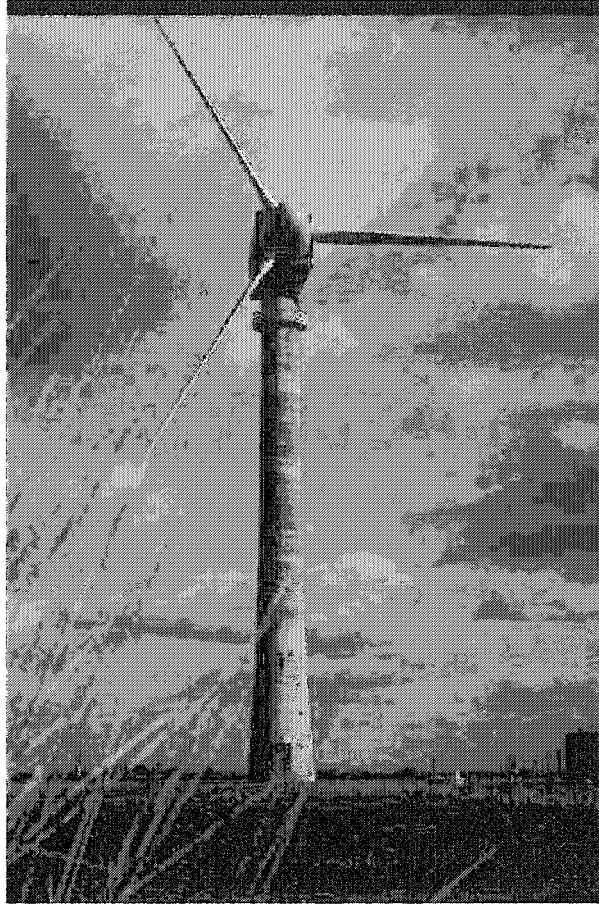


FIGURE 4 Éolienne de type Tjaereborg

4412-43. Les résultats expérimentaux ont été réalisés par Øye et al. [61, 62] et ont permis d'analyser l'influence du changement de l'angle de calage sur les performances d'une éolienne isolée. Les résultats fournis ont permis d'acquérir les données suivantes :

- (i) la production de puissance de l'éolienne pour différents angles de calage en fonction de la vitesse du vent et du temps, et
- (ii) le moment fléchissant sur la pale en différentes positions.

2.3.2 Éolienne isolée de type MOD-0A

Cette éolienne est composée de 2 pales ayant un diamètre de 38.1m et une hauteur de moyeu de 30.5m [32, 64]. La puissance mécanique typiquement fournie par cette éolienne

est de 100kW et la rotation des pales est de 40 tours par minute. Le profil utilisé sur la pale est le NACA23015. Les pales font un angle de conicité avec la verticale de 7° et l'angle de calage de la pale est fixé à 3° . Les résultats expérimentaux de cette éolienne ont été mesurés par Doran et al. [32]. Le montage expérimental réalisé afin d'obtenir des mesures des vitesses dans le sillage de l'éolienne est présenté sous forme schématique à la Figure 5.

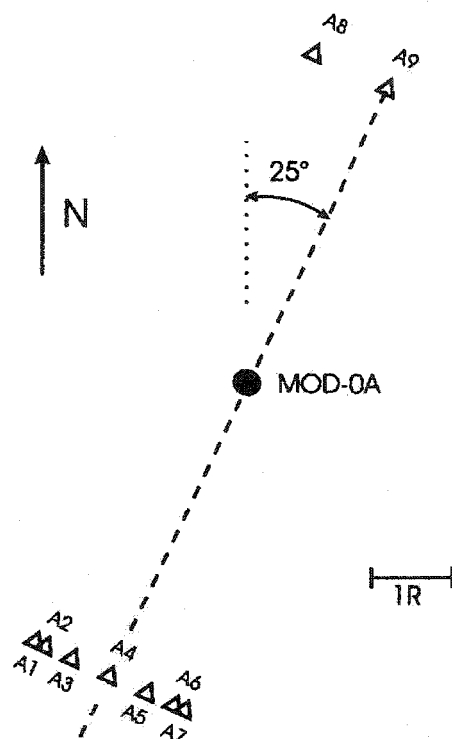


FIGURE 5 Représentation schématique du positionnement des anémomètres et de l'éolienne lors des expérimentations de Doran et al.

Cette installation est constituée d'une rangée de 7 tours anémométriques, situées à une distance de 4 diamètres au sud-ouest de l'éolienne ; 2 autres sont également placées à 4 diamètres au nord-est de l'éolienne. De plus, le niveau de turbulence est mesuré dans l'écoulement incident à hauteur de moyeu pour chaque expérimentation. Les résultats fournis ont alors permis d'acquérir les données suivantes :

- (i) la puissance de l'éolienne
- (ii) les différentes vitesses dans le sillage pour différentes conditions de vent.

2.3.3 Éolienne isolée de type NREL



FIGURE 6 Éolienne de type NREL

L'éolienne NREL est située à Rocky Flats Plant, à 16 km au Nord de Golden, Colorado, aux Etats-Unis. Elle est composée de 3 pales, situés en aval de la nacelle, ayant un diamètre de 10m et une hauteur de moyeu de 17m (voir Figure 6). La puissance électrique fournie est de 20kW et la rotation des pales est de 72 tours par minute. Le profil utilisé sur la pale est le NREL S809. Les pales font un angle de conicité avec la verticale de 3.4° . Les résultats sont ceux de la NREL (The National Renewable Energy Laboratory's) combined experiment phase III, tirés des données fournies par le National Wind Technology Center [42]. Les résultats fournis ont permis d'acquérir les données suivantes :

- (i) la puissance électrique pour différentes vitesses de vent pour l'éolienne à pale droite et

vrillée,

(ii) les effets de l'éolienne sur le sillage,

(iii) les effets du décrochage.

2.3.4 Parcs éoliens de Cap-Chat et de Matane : Le "NORDAIS"



FIGURE 7 Le Nordais

Le parc éolien le Nordais, voir Figure 7, regroupe deux des meilleurs sites éoliens au Canada : les sites de Cap-Chat et de Matane, situés en Gaspésie. Il s'agit du plus important parc éolien jamais construit au Canada et l'un des plus importants au monde avec une production annuelle de l'ordre de 160 millions de kilowattheures produits par les 133 éoliennes (76 à Cap-Chat et 57 à Matane). L'énergie de ce parc peut combler jusqu'à 5% des besoins énergétiques des régions de la Gaspésie et du Bas-Saint-Laurent. En ef-

fet, chacune des éoliennes peut produire jusqu'à 750 kW, ce qui équivaut, en énergie, à la consommation approximative d'environ 100 foyers. Ainsi, "le Nordais", avec ces 133 éoliennes, pourra fournir de l'énergie à plus de 10 000 foyers [7]. Ces éoliennes ont été construites par la compagnie NEG-MICON.

Travaillant en collaboration avec le ministère des Ressources naturelles du Québec et la compagnie kW-Gaspé, l'ensemble des données relatives à ces parcs, i.e. la puissance fournie ainsi que les différentes vitesses du vent à hauteur du moyeu pour tous les jours de l'année, sont disponibles au groupe de recherche du Professeur Masson. De plus, les données météorologiques d'une tour d'Environnement Canada sont également disponibles, ainsi que les données des tours anémométriques se situant à proximité de chaque éolienne. Par conséquent, les résultats fournis pour ses parcs ont permis d'acquérir les données suivantes :

- (i) production de la puissance de chaque éolienne ainsi que du parc,
- (ii) détermination des caractéristiques de l'écoulement (vitesse, pression, température, direction du vent) dans lequel évolue le parc,
- (iii) les mesures des caractéristiques du sillage (vitesse et pression) des éoliennes.

2.3.5 Parc éolien d'Alsvik

Le parc éolien d'Alsvik [58, 59] est situé en Suède, sur la côte ouest de l'île de Gotland, au milieu de la mer Baltique. Ce parc a été spécialement construit pour des besoins de mesures expérimentales. Il est composé de quatre éoliennes placées stratégiquement. Trois des turbines sont alignées par rapport au rivage dans la direction nord/nord-ouest - sud/sud-est, tandis que la quatrième est localisée à l'est de cet alignement, dans le sillage de celles-ci. Le site est équipé de deux mâts météorologique d'une hauteur de 52m, mesurant la direction et la vitesse du vent en sept positions au dessus du sol, voir Figure 8. Les quatre éoliennes construites par DANWIN ont une puissance électrique fournie de 180kW.



FIGURE 8 Parc éolien Alsvik

L'ensemble des données relatives à ces parcs, i.e. la puissance fournie, ainsi que les différentes vitesses du vent à hauteur du moyeu, ne sont malheureusement pas disponibles en détail. En effet, le regroupement des résultats de ce parc a été fait à partir des différents articles et rapports disponibles dans la littérature. Ceux-ci ont permis d'acquérir les données suivantes :

- (i) production de la puissance de chaque éolienne ainsi que du parc,
- (ii) détermination de la stratification atmosphérique de la couche limite terrestre dans laquelle évolue le parc,
- (iii) mesure du déficit de vitesse et de l'intensité turbulente en différentes positions dans le sillage des éoliennes.

CHAPITRE 3

ÉCOULEMENT EN COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

3.1 Structure verticale de l'atmosphère

Afin de bien comprendre la structure de l'écoulement au niveau de la surface de la planète, il est important dans un premier temps de déterminer la composition de notre atmosphère. L'atmosphère représente la couche d'air qui entoure le globe terrestre. L'étude de celle-ci a montré qu'elle était composée principalement de deux couches : la troposphère et la stratosphère. Les caractéristiques qui vont être énoncées ci-dessous ont été faites par le "U.S. Weather service" et sont appelées "U.S. Standard Atmosphere" [65]. Ces caractéristiques sont en fait le regroupement d'un ensemble de conditions moyennes sur l'ensemble des États-Unis, à une latitude de 40°N .

Suivant ce standard, qui ne décrit pas nécessairement l'atmosphère en tout point de la planète, on peut définir la troposphère comme étant la région partant du niveau de la mer et s'étendant jusqu'à une hauteur de 11 km. Dans cette couche, la température diminue linéairement suivant la hauteur avec une pente de température de $6.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$. Cette pente de température, ainsi que la hauteur de cette zone, varient suivant le temps et la position où l'on se situe. La stratosphère, quant à elle, commence au sommet de la troposphère et s'étend jusqu'à une altitude de 32.2 km. Dans celle-ci, la température reste quasiment constante et est de l'ordre de -56.5°C , jusqu'à une altitude de 20.1 km. Au-dessus de celle-ci, la température augmente graduellement avec la hauteur. Cela est dû à l'absorption des rayons infrarouges du soleil par la couche d'ozone, laquelle est formée par les radiations ultraviolettes du soleil. Cette variation de température est schématisée à la Figure 9.

Alors que dans la stratosphère, les mouvements de l'air ne sont pas très importants, c'est dans la première couche de l'atmosphère, i.e. la troposphère, que se produisent tous les

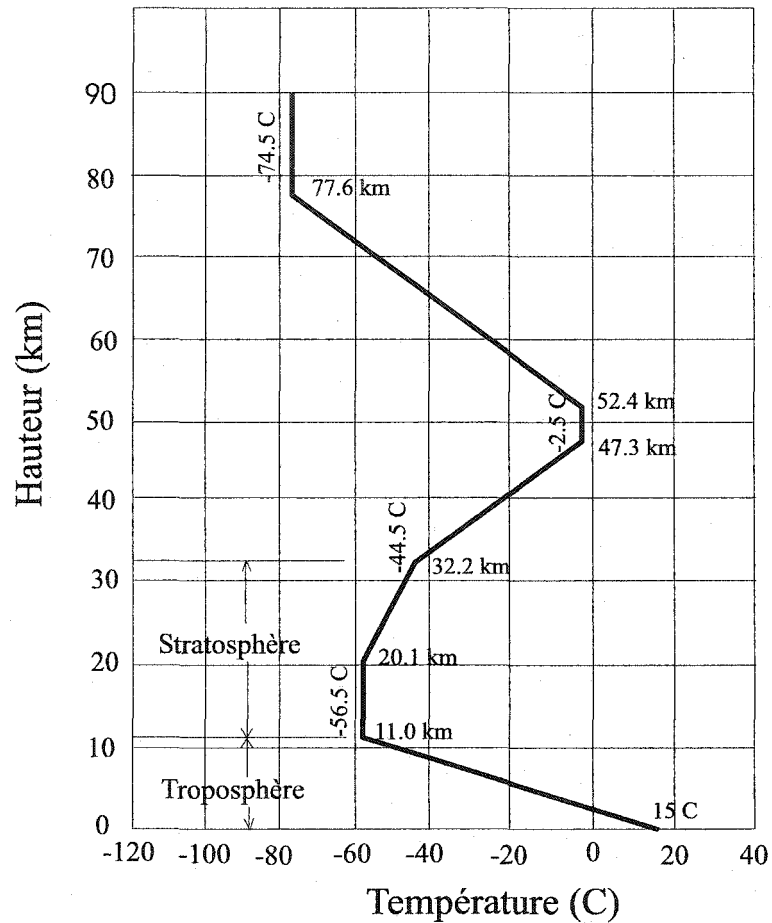


FIGURE 9 Variation de température avec la hauteur suivant le standard U.S.

phénomènes météorologiques, dont les pires sont la sécheresse, les ouragans et les inondations. Cela s'explique par le fait que la troposphère contient 80 à 85% de la masse totale de l'atmosphère et virtuellement toute sa quantité d'eau [66]. Par conséquent, elle joue un rôle déterminant sur notre climat.

La troposphère se décompose en 2 parties (voir Figure 10) :

- l'atmosphère libre : région de l'atmosphère au dessus de la couche limite atmosphérique, où l'effet de cisaillement, créé par la surface terrestre, est négligeable sur les mouvements de l'air. C'est aussi la région dans laquelle l'air est habituellement traité, d'un point de vue dynamique, comme un gaz parfait.

- la couche limite atmosphérique : cette région se définit comme la zone de l'atmosphère dans laquelle les contraintes visqueuses de cisaillement sont encore fortes, et/ou des changements rapides de vitesse, de température et de concentration (humidité, par exemple) sont observés verticalement. Les propriétés de cette couche sont en constant changement, en raison des variations du rayonnement solaire, de la présence des nuages, de la nature du terrain, etc, de sorte que l'épaisseur de celle-ci peut varier, suivant la journée, de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres, comme on peut le voir à la Figure 11.

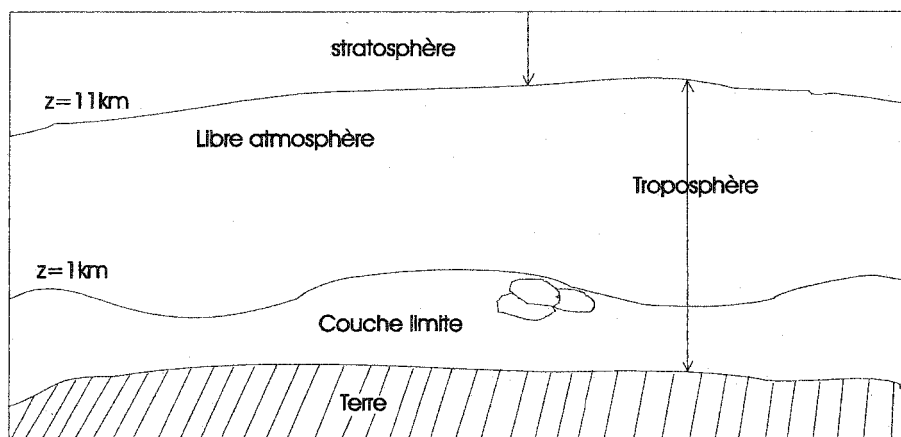


FIGURE 10 Décomposition de la troposphère, couche limite atmosphérique et atmosphère libre

Située entre la surface terrestre et l'atmosphère libre, la couche limite atmosphérique est divisée en trois parties distinctes, que sont la sous-couche rugueuse, la couche limite de surface et la couche d'Ekman [67], (voir Figure 12). Ces différentes régions ont une influence directe sur les mouvements de l'air dans la couche limite atmosphérique.

- La sous-couche rugueuse correspond à la région directement au-dessus de la surface terrestre. C'est dans cette partie que sont rassemblées toutes les irrégularités du sol, comme les herbes, roches, arbres ou maisons. À l'intérieur de cette couche, l'écoulement de l'air est turbulent, non homogène et instationnaire. Difficilement

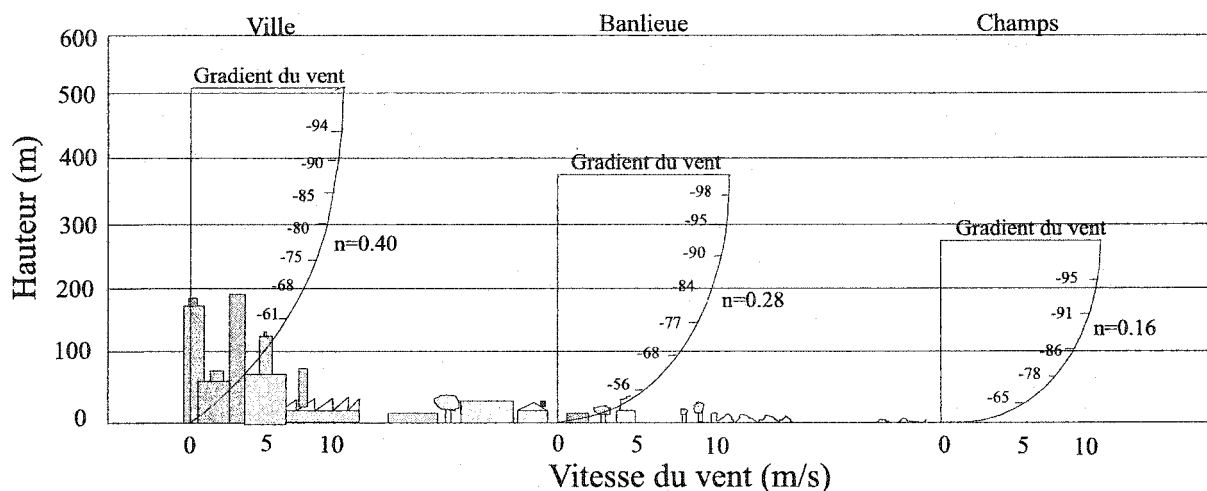


FIGURE 11 Effet du terrain sur la distribution de vitesse dans la couche limite planétaire.

modélisable, cette région est représentée comme une hauteur de rugosité, z_0 , qui variera suivant la nature du terrain de quelques dizaines de millimètres à quelques mètres, (voir Tableau I).

- La couche limite de surface représente la région dans laquelle la force de coriolis (force de déviation due à la rotation de la planète) est négligeable, comparativement aux forces de frottements dues à la surface. Dans cette région, la distribution du vent est fortement dépendante du gradient de température, i.e. de la stratification thermique de l'air, et de la nature de la surface. Elle correspond environ à 10% de la couche limite atmosphérique.
- Enfin, la couche d'Ekman correspond à la zone de transition entre la couche limite de surface et l'atmosphère libre. Dans cette région, les forces de frottements, la force de Coriolis et la stratification thermique jouent un rôle prépondérant sur les mouvements de l'air. Par contre, plus l'altitude augmente, plus l'influence des forces de frottement est négligeable.

3.2 Notion de stabilité de la couche limite atmosphérique

Le problème qui nous intéresse ici, comme l'ensemble des activités reliées à l'homme, se déroule dans la couche limite de surface et est un problème purement turbulent de

TABLEAU I

Hauteurs de rugosité typiques

Nature du sol	Hauteur de rugosité (m)
eau ou glace	10^{-4}
herbe tondue	10^{-2}
herbe longue, sol rocailleux	0.05
terrain de pâturage	0.20
habitations de banlieue	0.6
forêts, villes	1 – 5

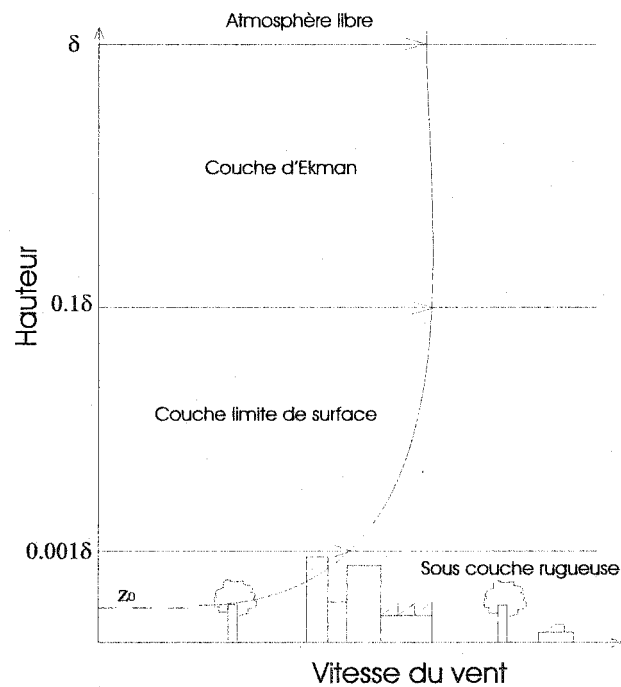


FIGURE 12 Description de la couche limite atmosphérique.

par la nature du vent. Par conséquent, les principaux effets gouvernant les propriétés de l'écoulement turbulent dans cette couche sont, comme on vient de le définir, les effets des forces de frottement, de cisaillement, ainsi que de la stratification thermique de l'air.

L'influence des effets thermiques sur l'écoulement entraîne des mouvements verticaux de l'air, pouvant amener des refroidissements ou des réchauffements des particules d'air atmosphérique, et de ce fait modifier de manière importante le taux d'humidité ainsi que la stabilité de l'air dans l'atmosphère. Cette notion de stabilité peut être classée en trois catégories : neutre, stable et instable. Afin de bien comprendre ce phénomène, une température potentielle, θ [68], est définie. Celle-ci correspond à la température qu'aurait une particule d'air, considérée comme un gaz parfait, de température T et pression p , si elle était ramenée de façon isentropique à la pression de référence $p_{ref} = 100kPa$. On la définit comme suit :

$$\theta = T \left(\frac{p_{ref}}{p} \right)^{R/c_p} \quad (3.1)$$

En faisant une approximation du premier ordre, cette température potentielle s'écrit sous la forme suivante :

$$\theta \cong T + \frac{g}{c_p} * z \quad (3.2)$$

où z correspond à la hauteur au-dessus du niveau de pression égale à $100 kPa$. Le rapport $\frac{g}{c_p} = 0.0098K/m$ représente la pente de température adiabatique γ_d , g l'accélération gravitationnelle et c_p la chaleur spécifique à pression constante pour l'air. Le gradient de température potentiel, $\frac{\partial \theta}{\partial z}$, représente la pente de température potentielle. Elle correspond à la somme entre la pente de température ambiante existante dans le domaine, $\frac{\partial T}{\partial z}$, et la pente de température adiabatique, γ_d .

La particule d'air est soumise à deux forces verticales (voir Figure 13) que sont son poids et la poussée d'Archimède, dont l'intensité est égale au poids de l'air ambiant déplacé.

- Si la température ambiante de l'air à une altitude donnée est supérieure à la température qu'aurait une particule, située initialement à une altitude inférieure et amenée adiabatiquement de sa position d'équilibre initiale à l'altitude supérieure donnée, alors l'intensité de la poussée d'Archimède appliquée à cette particule est inférieure à celle de son poids.

La particule se retrouvant dans un environnement plus chaud est alors plus dense que l'air environnant et a tendance à revenir à sa position d'origine. On dit que l'atmosphère est **stable**, voir Figure 14 (a). Dans ce cas, $\frac{\partial\theta}{\partial z} > 0$ et la turbulence atmosphérique provient à la fois des forces de frottement, de cisaillement, ainsi que de la stratification thermique de l'air. Les effets des forces d'Archimède contribuent alors à amortir et à diminuer l'énergie cinétique turbulente dans la couche limite terrestre. De telles conditions correspondent à des conditions nocturnes, lorsque la température au niveau du sol est inférieure à l'air ambiant.

- Si la température ambiante de l'air à une altitude donnée est égale à la température qu'aurait la particule, située initialement à une altitude inférieure et amenée adiabatiquement de sa position d'équilibre initiale à l'altitude supérieure donnée, alors l'intensité de la poussée d'Archimède est égale à celle de son poids. La particule reste en équilibre. On dit que l'atmosphère est **neutre**, voir Figure 14 (b). Dans ce cas, $\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$ et la turbulence atmosphérique est d'origine purement mécanique, i.e. elle provient uniquement du frottement du sol et du cisaillement dans la couche limite terrestre. Ces conditions sont rares et correspondent aux conditions de début et de fin de journée.

- Si la température ambiante de l'air à une altitude donnée est inférieure à la température qu'aurait la particule, située initialement à une altitude inférieure et amenée adiabatiquement de sa position d'équilibre initiale à l'altitude supérieure donnée, alors l'intensité de la poussée d'Archimède est supérieure à celle de son poids. La particule se retrouvant dans un environnement plus froid est alors moins dense que l'air environnant et a tendance à continuer à monter. On dit que l'atmosphère est **instable**, voir Figure 14 (c). Dans ce cas, $\frac{\partial\theta}{\partial z} < 0$ et la turbulence atmosphérique provient à la fois des forces de frottement, de cisaillement, ainsi que de la stratification thermique de l'air. Les effets des forces d'Archimède contribuent alors à favoriser les échanges d'air et à augmenter l'énergie cinétique turbulente dans la couche limite terrestre. De telles conditions correspondent aux condi-

tions durant la journée, lorsque le soleil chauffe la surface terrestre. La température au niveau du sol devient alors supérieure à celle de l'air ambiant.

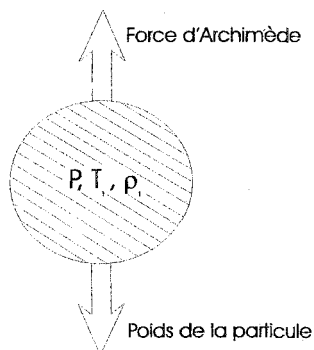


FIGURE 13 Schéma d'une particule d'air

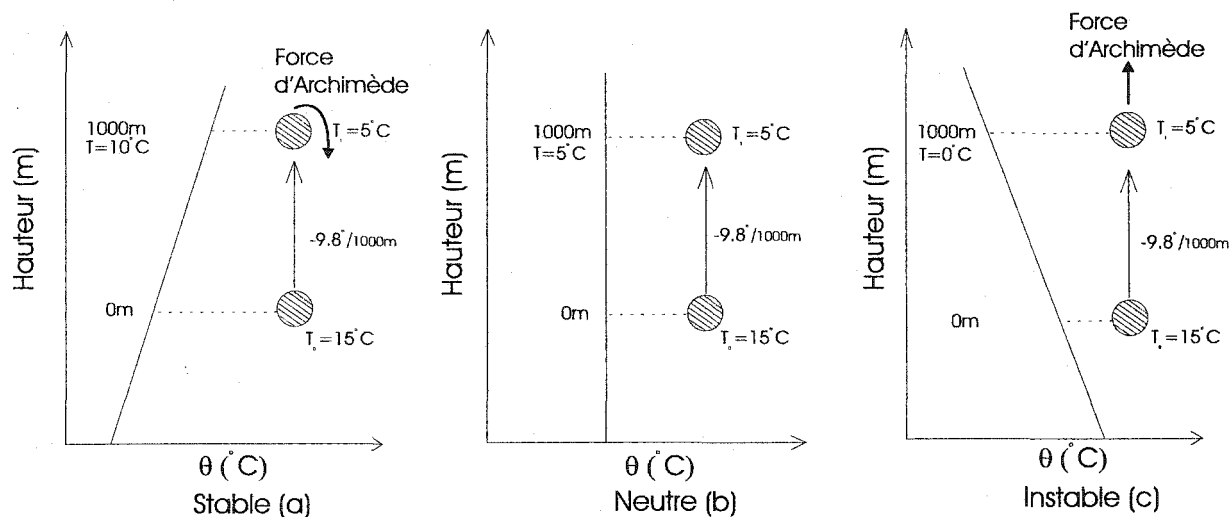


FIGURE 14 Description des différentes conditions de stratification thermique

3.3 Critère de stabilité atmosphérique

Comme cela vient d'être développé, la stabilité de la couche limite atmosphérique varie suivant le refroidissement ou le réchauffement de la surface terrestre. Le but de cette thèse étant d'étudier l'influence de la stratification thermique sur les performances d'un parc éolien, un critère de stabilité est alors nécessaire afin de déterminer la stratification de la

couche limite terrestre. Il existe différents critères de stabilité [68, 69] plus ou moins facile à mesurer.

Le nombre de Richardson, R_i , est celui qui est le plus utilisé en laboratoire. C'est un nombre sans dimension, représentant l'importance relative de la stratification thermique et du cisaillement sur la production de turbulence. Il est défini comme suit :

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (3.3)$$

où u et v représentent les composantes de la vitesse moyenne suivant les axes x et y respectivement et θ la température potentielle moyenne. Dépendamment des variations de température avec la hauteur, le nombre de Richardson, R_i , va changer de signe. Suivant qu'il soit positif, négatif ou nul, la stratification thermique de la couche limite terrestre sera différente. On aura :

- une stratification instable si $R_i < 0$
- une stratification neutre si $R_i = 0$
- une stratification stable si $R_i > 0$.

Étant basé sur les gradients moyens de température et de vitesse, ce nombre de Richardson est avantageux à utiliser. Cependant, la mesure de ces quantités n'est pas simple. En effet, si le numérateur peut être mesuré très précisément à l'aide de thermocouples, l'évaluation du cisaillement du vent est moins évidente, du fait des faibles variations de vitesse du vent. Cette situation est amplifiée par le fait que cette quantité est au carré. De plus, variant suivant la hauteur, le nombre de Richardson, R_i , ne permet pas de caractériser de manière précise la structure de la couche limite terrestre.

Il existe deux autres formes du nombre de Richardson, celui basé sur les flux et celui de volume. Le nombre de Richardson basé sur les flux, R_f , correspond au rapport entre la production d'énergie cinétique turbulente due aux forces de flottaison et celle due aux

forces de cisaillement. Il est donné par la relation suivante :

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w' \frac{\partial u}{\partial z}} + \overline{v'w' \frac{\partial v}{\partial z}}} \quad (3.4)$$

où θ' représente la température fluctuante et u' , v' et w' les trois composantes fluctuantes de la vitesse.

Malgré qu'il caractérise correctement l'effet de la stratification thermique sur la turbulence, il est rarement utilisé. En effet, étant composé de corrélation fluctuante et de gradients moyens, il est difficilement évaluable.

Le nombre de Richardson de volume, R_b , permet de déterminer de manière plus simple la stratification de la couche limite terrestre et est généralement utilisé par les météorologistes. Connaissant rarement les gradients locaux de vitesse et de température, ils font alors l'approximation de ceux-ci en utilisant les observations obtenues à différentes hauteurs. On obtient alors :

$$R_b = \frac{g \Delta z}{\theta} \left(\frac{\Delta \theta}{(\Delta u)^2} \right) \quad (3.5)$$

C'est sous cette forme que le nombre de Richardson est le plus utilisé en météorologie. Cependant, ses applications sont limitées, car c'est une approximation grossière de R_i . De plus, il nécessite des abaques [68] pour le relier à R_i et u afin de le rendre utilisable.

Finalement, le critère de stabilité reconnu par les météorologistes comme approprié pour la couche limite atmosphérique est la longueur de Monin-Obukhov, L . Cette quantité est plus utile que le nombre de Richardson, car elle peut être supposée constante dans toute la couche limite terrestre. Elle dépend essentiellement du flux de chaleur et de la vitesse de friction. Son interprétation va permettre de déterminer la stratification de la couche limite terrestre. Son expression peut être définie comme suit :

$$L = - \frac{u_*^3 c_p \rho T_w}{K g q_w} \quad (3.6)$$

où T_w représente la température au niveau de la surface et q_w le flux de chaleur à la surface. Le rapport $\frac{z}{L}$ sera ici considéré afin de représenter l'importance relative de la turbulence

TABLEAU II

Interprétation qualitative du rapport $\frac{z}{L}$

$\frac{z}{L}$	Description
Fortement négatif	Augmentation du niveau de turbulence par la stratification thermique
Négatif mais faible	Turbulence mécanique dominante
Nul	Purement de la turbulence mécanique
Légèrement positif	Turbulence mécanique légèrement atténuée par la stratification thermique
Fortement positif	Turbulence mécanique fortement réduite par la stratification thermique

atmosphérique produite par la stratification thermique par rapport à la turbulence mécanique. Les propriétés générales de ce rapport sont résumées dans le Tableau II et sont très similaires au nombre de Richardson. Il est donc possible, suivant le signe de ce rapport, de connaître la stratification de la couche limite terrestre. En effet :

- $\frac{z}{L} > 0$ implique une stratification stable
- $\frac{z}{L} = 0$ implique une stratification neutre
- $\frac{z}{L} < 0$ implique une stratification instable.

De plus, L est étroitement liée au nombre de Richardson. Par contre, elle est plus difficile à déterminer expérimentalement. Qualitativement, le rapport $\frac{z}{L}$ et le nombre de Richardson, R_i , se comportent de manière similaire. Par conséquent, le nombre de Richardson doit être fonction de ce rapport. Les résultats expérimentaux de Businger-Dyer-Pandolfo [68] ont montré les relations suivantes :

- Pour une stratification instable, on a :

$$R_i = \frac{z}{L} \quad (3.7)$$

- Pour une stratification stable, on a :

$$\frac{z}{L} = \frac{R_i}{1 - 5R_i} \quad (3.8)$$

Ces relations entre le nombre de Richardson, R_i , et le rapport $\frac{z}{L}$ sont très utiles, car elles vont permettre d'estimer la longueur de Monin-Obukhov, L , nécessaire à la détermination de la fonction de stabilité (terme de correction dans l'expression des profils de vitesse et de température présentés à la Section 3.4). L'estimation de L se fera à partir de mesures expérimentales faites du nombre de Richardson. En effet, expérimentalement, il est plus "simple" de mesurer le nombre de Richardson plutôt que L , car la mesure de L nécessite des instruments avec un temps de réponse très rapide, ce qui n'est pas le cas pour le nombre de Richardson comme cela a été mentionné précédemment.

En résumé, le fonction de stabilité thermique sera déterminée expérimentalement à partir de la mesure de R_b , permettant d'évaluer le nombre de Richardson R_i lequel va permettre d'estimer la longueur, L , de Monin-Obukov.

3.4 Caractéristiques de la couche limite atmosphérique

Dans cette étude, l'écoulement en amont de l'éolienne est supposé être celui observé dans les cent premiers mètres de la couche limite terrestre sur un terrain plat. Comme cela a été discuté aux sections précédentes, l'influence des effets thermiques sur la couche limite atmosphérique modifie de manière significative la stabilité de l'air. Par conséquent, les profils de vitesse et de température auront des comportements différents (voir Figures 15 et 16). De nos jours, ces différents profils sont bien connus du fait des nombreuses mesures expérimentales faites à ce sujet. Les principales mesures ont été réalisées au Nebraska, au Kansas et au Minnesota (États-Unis), ainsi qu'à Kérang et Hay (Australie), et à Tsim-

liansk (Russie) [69]. Les expressions décrivant cet écoulement sont basées sur la théorie de Monin-Obukhov et ont été tirées du livre de Panofsky et Dutton [68].

3.4.1 Représentation du champ de vitesse

Une expression du profil de vitesse peut être obtenue en solutionnant les équations de Navier-Stokes. Pour cela, on suppose tout d'abord que le vent souffle dans une seule direction, suivant l'axe x . Pour des raisons de symétrie, les propriétés de l'écoulement ne dépendent pas de y et la composante de la vitesse moyenne mesurée selon ce même axe est nulle. De plus, on considère que les propriétés sont indépendantes de leur position en x (écoulement complètement développé) et que la composante de la vitesse moyenne selon l'axe z est nulle. L'équation moyennée de Navier-Stokes revient donc après simplifications à s'écrire comme suit :

$$0 = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho u'w'}) \quad (3.9)$$

En intégrant l'équation (3.9) suivant z , on obtient alors :

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{\rho u'w'} = C^{te} = \tau_w \quad (3.10)$$

où τ_w correspond à la contrainte de cisaillement, somme des effets visqueux et turbulents. Cette contrainte τ_w est supposée constante dans la partie inférieure de la couche limite atmosphérique. Cette hypothèse est d'ailleurs corroborée par des mesures expérimentales. On suppose ensuite que la contrainte de Reynolds, pour ce type d'écoulement, $\overline{\rho u'w'}$ est modélisée en faisant appel au concept de viscosité turbulente (équation (3.11)) et de la longueur de mélange de Prandtl.

$$\tau_w = \mu_T \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.11)$$

Des mesures ont montré que μ_T pouvait être représenté par la relation suivante [68] :

$$\mu_{T_0}(z) = \frac{\rho K u^* z}{\phi_m \left(\frac{z}{L}\right)} \quad (3.12)$$

où K représente la constante de Von Karman ($K = 0.42$). L représentant la longueur de Monin-Obukhov et u^* la vitesse turbulente de friction définie par :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.13)$$

En supposant que la viscosité dynamique μ est négligeable par rapport à la viscosité turbulente μ_T et en introduisant la définition de u^* (équation (3.13)) dans l'équation (3.10), on peut démontrer que ϕ_m est un paramètre sans dimension tenant compte de la stabilité thermique, représentant le cisaillement du vent et dépendant de $\frac{z}{L}$ uniquement. Il est **déterminé expérimentalement** [68] à l'aide de l'équation suivante :

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{Kz}{u^*} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.14)$$

Suivant la stabilité de l'atmosphère, ϕ_m , a donc des expressions différentes. Les mesures ont montré que lorsque la turbulence est d'origine purement mécanique, ϕ_m est égal à 1. Cependant, lorsque le niveau de turbulence augmente, dû à la stratification thermique de la couche limite terrestre, les échanges d'air sont favorisés, entraînant une diminution de ϕ_m , voir équation (3.14). Par conséquent, dans des conditions de stabilité instable, ϕ_m est plus petit que 1. Par opposition, en condition de stratification thermique stable, les échanges d'air diminuent, ce qui entraîne que ϕ_m est plus grand que 1. De nombreuses mesures ont été faites afin de déterminer les expressions de ϕ_m . Le Tableau III présente les expressions de ϕ_m les plus utilisées dans la littérature [68, 69, 70] pour des conditions de stabilité neutre, stable et instable.

En faisant l'hypothèse que la vitesse du vent est nulle au sommet des rugosités de dimension z_0 , voir Tableau I, et en intégrant l'équation (3.14), on obtient l'expression de la vitesse du vent pour différentes stratifications thermiques de la couche limite terrestre :

$$u_0(z) = \frac{u^*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.15)$$

où la fonction de dépendance pour la stabilité Ψ_m est donnée par l'intégration suivante :

$$\Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \int_{z_0}^z \left[1 - \phi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \frac{dz}{z} \quad (3.16)$$

TABLEAU III

Expressions de ϕ_m pour les différentes conditions de stratification thermique

	$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right)$
Neutre ($L \rightarrow \infty$)	1
Stable ($L > 0$)	$1 + 5 \frac{z}{L}$
Instable ($L < 0$)	$\left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{4}}$

TABLEAU IV

Expressions de Ψ_m pour les différentes conditions de stratification thermique

	$\Psi_m \left(\frac{z}{L} \right)$
Neutre ($L \rightarrow \infty$)	0
Stable ($L > 0$)	$-5 \frac{z}{L}$
Instable ($L < 0$)	$\ln \left[\left(\frac{1 + \left(\frac{1}{\phi_m} \right)^2}{2} \right) \left(\frac{1 + \left(\frac{1}{\phi_m} \right)^2}{2} \right)^2 \right] - 2 \arctan \left(\frac{1}{\phi_m} \right) + \frac{\pi}{2}$

La fonction de dépendance pour la stabilité thermique, Ψ_m , est alors positive pour une condition de stratification thermique instable, négative pour une condition de stratification thermique stable et nulle pour une condition de stratification thermique neutre. Les expressions de Ψ_m pour les différentes conditions de stabilité [68] sont présentées dans le Tableau IV.

Ainsi, le gradient moyen de vitesse du vent décroît avec l'altitude en conditions instables et croît avec l'altitude en conditions stables (voir Figure 15).

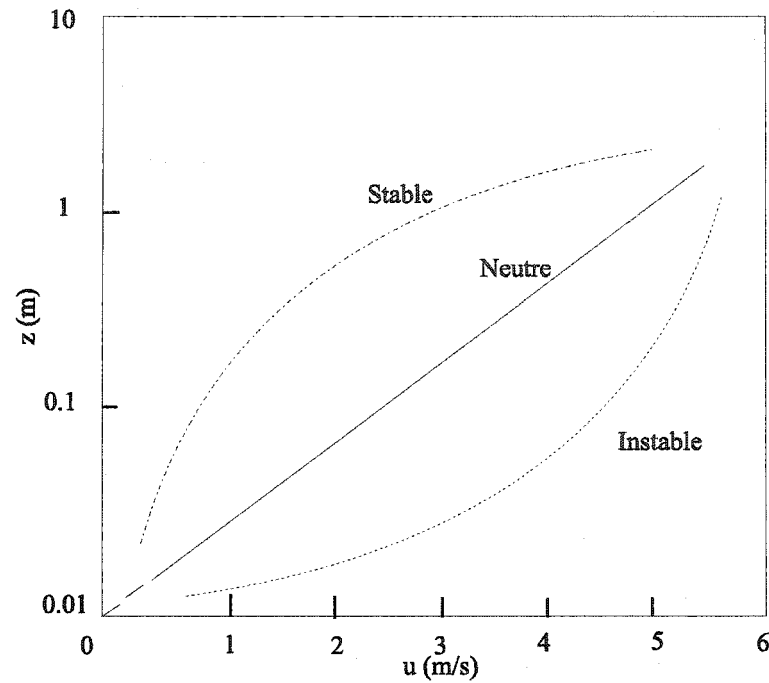


FIGURE 15 Distribution de vitesse suivant différentes conditions de stabilité.

3.4.2 Distribution de température

Le profil de température s'obtient en utilisant le concept de la viscosité turbulente combiné à l'analogie de Reynolds. Celle-ci implique qu'il existe une relation entre la conductivité thermique turbulente, k_T , et la viscosité turbulente, μ_T , par l'entremise du nombre de Prandtl turbulent, σ_T , définie comme suit :

$$\sigma_T = \frac{c_p \mu_{T0}}{k_T} \quad (3.17)$$

À travers le concept de viscosité turbulente et en supposant que le flux de chaleur à la surface, q_w , est constant dans la partie inférieure de la couche limite terrestre, on peut exprimer la relation suivante :

$$q_w = -k_T \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.18)$$

En combinant cette dernière relation avec l'équation (3.12), on obtient alors :

$$\frac{Kz}{T^*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{c_p \mu_{T0}}{k_T} \phi_m \quad (3.19)$$

TABLEAU V

Expressions de ϕ_h pour les différentes conditions de stratification thermique

	$\phi_h \left(\frac{z}{L} \right)$
Stable ($L > 0$)	$1 + 5 \frac{z}{L}$
Instable ($L < 0$)	$\left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{2}}$

où T^* représente un paramètre d'échelle de température pour l'échelle de Monin-Obukhov, définie par :

$$T^* = \frac{-q_w}{c_p \rho u^*} \quad (3.20)$$

Par analogie avec le paramètre sans dimension, ϕ_m , représentant le cisaillement du vent, on définit le gradient de température sans dimension ϕ_h par :

$$\phi_h = \frac{Kz}{T^*} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.21)$$

À partir de l'équation (3.19) on obtient :

$$\phi_h = \frac{c_p \mu T_0}{k_T} \phi_m \quad (3.22)$$

En utilisant les recommandations faites dans la littérature [68, 69], entre les relations reliant la conductivité thermique turbulente et la viscosité turbulente dans des conditions thermiques stable et instable, on écrit :

$$\begin{aligned} \frac{c_p \mu T_0}{k_T} &= 1 & L > 0 \\ \frac{c_p \mu T_0}{k_T} &= \phi_m & L < 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Suivant que la stabilité de l'atmosphère soit en conditions de stratification thermique stable ou instable, ϕ_h aura des expressions différentes. Les expressions de ϕ_h pour ces différentes conditions de stabilité [68] sont présentées dans le Tableau V.

En intégrant l'équation (3.21) de manière similaire à l'équation (3.15), on obtient le profil de température suivant :

$$\theta_0(z) - \theta_w = \frac{T^*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.24)$$

où θ_w représente la température potentielle moyenne au niveau de sol. La fonction de dépendance pour la stabilité Ψ_h est donnée par l'intégration suivante :

$$\Psi_h = \int_{z_0}^z \left[1 - \phi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \frac{dz}{z} \quad (3.25)$$

L'équation (3.24) montre que le profil de température se comporte de façon logarithmique au voisinage de la surface dans des conditions de stratification stable et instable, voir Figure 16. En utilisant l'équation (3.2), on obtient la distribution de température thermodynamique suivante :

$$T_0(z) - T_w = \frac{T^*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] - \frac{g}{c_p} (z - z_0) \quad (3.26)$$

Les expressions de Ψ_h pour ces différentes conditions de stabilité [68] sont présentées dans le Tableau VI.

Finalement, comme cela a été discuté à la Section 3.2, en conditions de stratification neutre, la température potentielle reste constante, c'est à dire que le gradient de température potentielle est nul. Par conséquent, la température thermodynamique, $T(z)$, diminue suivant la pente de température adiabatique γ_d , voir équation (3.27).

$$T_0(z) - T_w = -\frac{g}{c_p} (z - z_0) \quad (3.27)$$

3.4.3 Distribution du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente

L'expression du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ϵ , est obtenue en se basant sur la mesure des différents termes de l'équation d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite atmosphérique sur un terrain plat [68, 69].

TABLEAU VI

Expressions de Ψ_h pour les différentes conditions de stratification thermique

	$\Psi_h \left(\frac{z}{L} \right)$
Stable ($L > 0$)	$-5 \frac{z}{L}$
Instable ($L < 0$)	$2 \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - 16 \frac{z}{L}} \right) \right]$

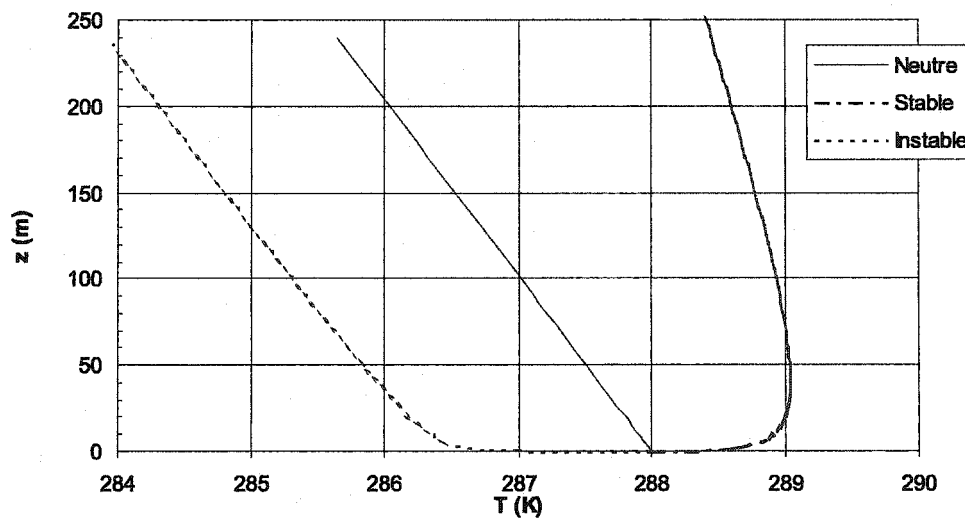


FIGURE 16 Distribution de la température thermodynamique suivant différentes conditions de stabilité, neutre, stable, et instable.

La distribution du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente s'exprime alors sous la forme :

$$\epsilon_0(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \phi_\epsilon \left(\frac{z}{L} \right) \quad (3.28)$$

TABLEAU VII

Expressions de ϕ_ϵ pour les différentes conditions de stratification thermique

	$\phi_\epsilon \left(\frac{z}{L} \right)$
Neutre ($L \rightarrow \infty$)	1
Stable ($L > 0$)	$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) - \frac{z}{L}$
Instable ($L < 0$)	$1 - \frac{z}{L}$

Le Tableau VII présente les expressions de ϕ_ϵ les plus utilisées dans la littérature [68, 69, 70] pour les différentes conditions de stabilité.

CHAPITRE 4

MODÈLE MATHÉMATIQUE

Le modèle mathématique proposé pour représenter l'écoulement dans un parc éolien est discuté dans ce chapitre. Dans un premier temps, les équations de transport qui régissent l'écoulement seront décrites, i.e. les équations moyennées de Navier-stokes à trois dimensions. Ces équations sont valables pour des écoulements turbulents et laminaires. L'avantage d'utiliser ces équations est que, d'une part, l'écoulement dans le sillage des éoliennes est bien représenté et que, d'autre part, la couche limite terrestre, qu'elle soit stable, instable ou neutre, ainsi que les effets du sol peuvent être modélisés. Le développement du modèle mathématique utilisé pour représenter l'action d'une ou plusieurs éoliennes sur un écoulement est ensuite réalisé. Finalement, le modèle de turbulence choisi pour cette étude ainsi que les conditions aux frontières prescrites sont présentés.

4.1 Équations du mouvement

L'écoulement à l'intérieur d'un parc éolien est purement tridimensionnel, instationnaire et turbulent. L'instationnarité provient principalement des tourbillons se détachant des pales ainsi que du mouvement de rotation de ces dernières. Cependant, si l'on considère des vitesses spécifiques élevées, l'effet des pales sur l'écoulement peut être introduit d'une manière continue le long du parcours de celles-ci, en considérant que le rotor est constitué d'un nombre élevé de pales tout en possédant une solidité finie. Ces hypothèses permettent donc de considérer l'écoulement comme étant stationnaire et de représenter le rotor par une distribution de forces externes [71]. Par ailleurs, les vitesses de vent dans la couche limite terrestre étant nettement inférieures à la vitesse du son, l'écoulement peut être assimilé à un écoulement incompressible. Enfin, la méthode couramment utilisée pour l'étude d'écoulements turbulents consiste à moyenner dans le temps les équations du mouvement afin d'analyser l'évolution des quantités moyennes plutôt que l'évolution des quantités

instantanées. L'approche statistique, introduite par Reynolds, étant la plus courante, sera celle utilisée. Elle consiste à décomposer les paramètres instantanés, ϕ , de l'écoulement, en une composante moyenne, $\bar{\phi}$, et une composante fluctuante, ϕ' , et à moyenniser dans le temps l'équation ainsi décomposée. Cette décomposition introduit des nouvelles inconnues appelées contraintes de Reynolds, lesquelles seront résolues à l'aide de modèles de fermeture ou modèles de turbulence.

Dans cette étude, on considèrera donc que l'écoulement est turbulent, stationnaire et incompressible et que les équations sont celles de Navier-Stokes moyennées dans le temps par la décomposition de Reynolds. Les équations du mouvement sont alors obtenues en appliquant les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement à un volume de contrôle à l'intérieur du fluide. Désignons par ϑ ce volume, par \mathcal{A} sa surface et par n_i le vecteur de norme unitaire orienté extérieurement à ϑ et normal à la surface. Les équations suivantes sont donc utilisées pour résoudre l'écoulement autour d'une ou plusieurs éoliennes. Elles sont présentées sous forme intégrale.

L'équation de continuité est :

$$\int_{\mathcal{A}} \rho u_i n_i d\mathcal{A} = 0 \quad (4.1)$$

L'équation de quantité de mouvement est :

$$\int_{\mathcal{A}} \rho u_j u_i n_i d\mathcal{A} = - \int_{\mathcal{A}} p \delta_{ij} n_i d\mathcal{A} + \int_{\mathcal{A}} \tau_{ij} n_i d\mathcal{A} + \int_{\vartheta} \rho g_j \vartheta + \overline{F_j^{ext \rightarrow VC}} \quad (4.2)$$

Les quatre variables dépendantes sont les trois composantes moyennes de la vitesse, u_i , et la pression p . δ_{ij} représente le symbole de Kronecker ; τ_{ij} correspond au tenseur des contraintes visqueuses, lequel inclus le tenseur des contraintes de Reynolds. La densité du fluide est représentée par ρ . Les termes ρg_j et $\overline{F_j^{ext \rightarrow VC}}$ représentent respectivement les forces gravitationnelles et les forces, moyennées dans le temps, exercées par les pales du rotor sur le fluide dans le volume de contrôle donné au cours d'une période de rotation. Ces forces, $\overline{F_j^{ext \rightarrow VC}}$, seront évaluées à l'aide de la théorie de l'élément de pale discutée

ultérieurement. Les forces de Coriolis ont volontairement été omises, car elles n'ont pas une influence directe sur le comportement de l'écoulement autour des éoliennes, (voir Chapitre 3).

4.2 Équation d'énergie

Comme cela a été vu au Chapitre 3, la température, de même que la densité, varie suivant la hauteur et la stabilité de la couche limite terrestre. On ne pourra alors plus faire l'hypothèse que ces paramètres sont constants si on veut représenter le plus fidèlement possible un écoulement dans une couche limite sous différentes conditions de stabilité thermique. La variation de température sera prise en compte par l'équation de l'énergie, tandis que la variation de densité sera, elle, prise en compte dans les termes de flottaison suivant l'approximation de Boussinesq.

L'équation d'énergie est obtenue en appliquant le principe de conservation de l'énergie à un volume de contrôle à l'intérieur du fluide et en moyennant dans le temps par la décomposition de Reynolds. Elle est présentée sous forme intégrale.

L'équation d'énergie est :

$$\int_{\mathcal{A}} \rho c_p T u_i n_i d\mathcal{A} = \int_{\mathcal{V}} \rho u_i g_i d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{A}} [u_j \tau_{ij} - \rho c_p \overline{u_i' T'}] n_i d\mathcal{A} \quad (4.3)$$

où $\overline{u_i' T'}$ représente le flux de chaleur turbulent. En utilisant le concept de la viscosité turbulente combiné à l'analogie de Reynolds, on obtient la relation suivante :

$$\rho c_p \overline{u_i' T'} = -k_T \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (4.4)$$

De plus, en écoulement atmosphérique, le flux de chaleur turbulent est proportionnel au gradient de la température potentielle. De cette façon, lorsque le gradient de température, $\frac{\partial T}{\partial z}$, est égal à la pente de température adiabatique, γ_d , le flux de chaleur turbulent est nul.

L'équation d'énergie s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\int_{\mathcal{A}} \rho c_p T u_i n_i d\mathcal{A} = \int_{\vartheta} \rho u_i g_i d\vartheta + \int_{\mathcal{A}} \left[u_j \tau_{ij} + k_T \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{g_i}{c_p} \right) \right] n_i d\mathcal{A} \quad (4.5)$$

Cependant, les météorologistes utilisent la température potentielle, $\theta(z)$, plutôt que la température thermodynamique, $T(z)$ pour décrire la conservation de l'énergie. Par conséquent, en utilisant l'équation (3.2), l'équation (4.5) est équivalente à :

$$\int_{\vartheta} \rho c_p u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} d\vartheta = \int_{\mathcal{A}} \left[u_j \tau_{ij} + \frac{c_p \mu_T}{\sigma_T} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right) \right] n_i d\mathcal{A} \quad (4.6)$$

C'est sous cette forme qu'est présentée la conservation de l'énergie dans la littérature [68].

4.3 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq repose sur l'hypothèse que la densité varie linéairement avec la température. Cette approche consiste à supposer que la densité est constante, $\rho = \rho_0$, dans tous les termes des équations (4.1) à (4.6) à l'exception du terme de gravité dans l'équation de quantité de mouvement. On pose que :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta \delta T) \quad (4.7)$$

Le terme de flottaison s'exprime donc par la relation suivante :

$$\int_{\vartheta} \rho g_j d\vartheta \cong \int_{\vartheta} \rho_0(1 - \beta \delta T) g_j d\vartheta \quad (4.8)$$

avec ρ_0 la valeur de la densité moyenne dans l'écoulement, δT la variation de température, $T - T_0$, où T_0 correspond à la valeur de la température à ρ_0 et β le coefficient d'expansion thermique défini par :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (4.9)$$

4.4 Représentation de l'éolienne

L'éolienne est représentée par le concept du disque actuateur. Par conséquent, l'action des pales sur le fluide est modélisée en introduisant des forces externes moyennées dans le temps dans les équations intégrales de quantité de mouvement. Ces forces externes sont évaluées en utilisant la théorie de l'élément de pale.

4.4.1 Représentation du rotor

Le concept du **disque actuateur** [72] consiste à modéliser le rotor comme une surface conique perméable, définie par la surface balayée par les pales, à travers laquelle l'air est ralenti et communique son énergie cinétique au générateur. La distribution de force créée par l'écoulement incident est moyennée sur une période de rotation du rotor. L'action du rotor sur le fluide peut donc être modélisée par une distribution de force, par unité de surface, sur la surface A_R du disque actuateur. Pour une éolienne à axe horizontal, ce disque a la forme d'un cône circulaire de rayon $R \cos \gamma$, où R représente la longueur de la pale et γ l'angle de conicité des pales avec la verticale. La Figure (17) montre le schéma d'un disque actuateur utilisé pour l'analyse d'une éolienne à axe horizontal. Sur ce schéma, l'angle de conicité a volontairement été augmenté pour une meilleure visualisation et une meilleure compréhension. Généralement, cet angle varie entre 0° et 10° . On suppose aussi que le rotor n'a aucune action sur le fluide dans le sens de l'envergure. Par conséquent, la force surfacique exercée par un élément de surface dA du disque actuateur peut être décomposée en deux forces : une force surfacique normale et une force surfacique tangentielle, définies par f_n et f_t respectivement (voir Figure 17). Leurs expressions seront définies par la théorie de l'élément de pale.

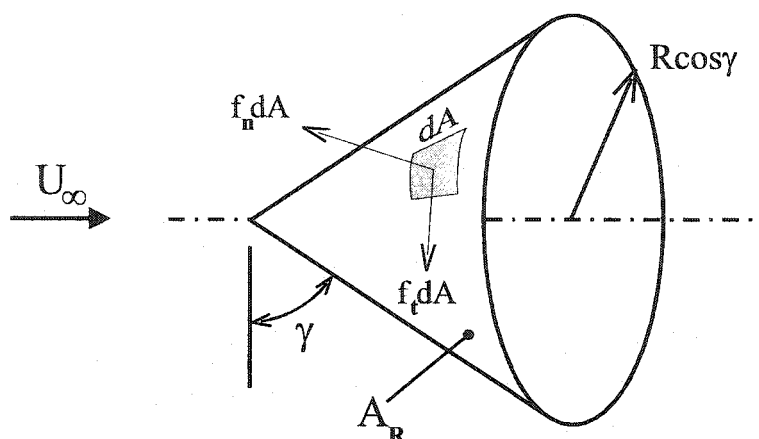


FIGURE 17 Description du disque actuateur.

4.4.2 Théorie de l'élément de pale

Cette théorie consiste d'abord à diviser la pale en différents éléments de pale de longueur Δr . L'hypothèse fondamentale de cette théorie réside dans le fait que chacune de ces sections va être considérée indépendamment, c'est-à-dire qu'il ne va exister aucune interaction entre des sections adjacentes. Ainsi, chacune de ces sections constituant la pale peut être analysée de façon indépendante. Le rotor considéré est composé de B pales. La corde c de ces pales et leur angle de vrillage β varient de façon radiale. L'éolienne tourne à une vitesse de rotation Ω . Les forces de portance et de traînée s'appliquant sur une section de pale à une position radiale, r , donnée sont présentées à la Figure 18. La vitesse relative du fluide sur la pale est décomposée, dans le plan de la section, en une composante normale U_n et une composante tangentielle U_t . Cette vitesse est fonction de la vitesse de rotation Ω , et de la vitesse du fluide u_i . La théorie de l'élément de pale suppose que les forces locales exercées sur les pales par le fluide dépendent seulement des propriétés aérodynamiques du profil et de la vitesse relative du fluide. En décomposant ces forces dans le repère considéré, puis en les moyennant sur une période de rotation et en intégrant dans l'espace, on obtient les composantes de la force, exercée par le rotor dans le volume ϑ :

$$\overline{F_j^{ext \rightarrow VC}} = \int_{A_T} [(f_n)_j + (f_t)_j] dA \quad (4.10)$$

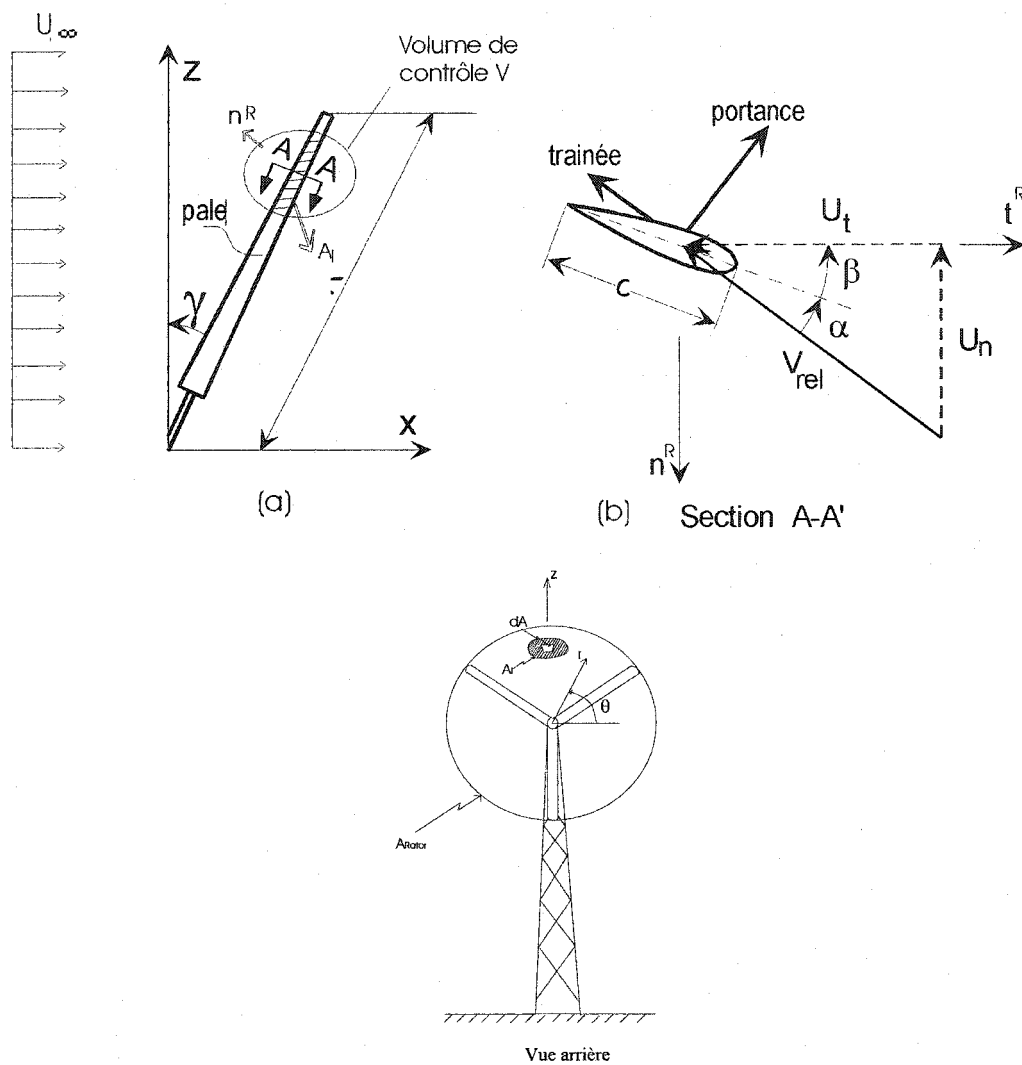


FIGURE 18 Paramètres géométriques de l'éolienne.

où \mathcal{A}_T représente la surface définie par l'intersection de ϑ et de la surface conique représentant le rotor (voir Figure 18) et dA un élément de surface élémentaire pris sur \mathcal{A}_T . Les composantes f_n et f_t correspondent aux composantes des forces surfaciques exercées par le rotor sur l'écoulement et sont définies par :

$$f_n = \frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} [U_t C_L + U_n C_D] \quad \text{et} \quad f_t = -\frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} [U_n C_L - U_t C_D] \quad (4.11)$$

avec $V_{rel} = \sqrt{(U_n^2 + U_t^2)}$, $U_n = -u_i n_i^R$ et $U_t = r\Omega - u_i t_i^R$. C_L et C_D correspondent respectivement aux coefficients aérodynamiques expérimentaux bidimensionnels statiques

de portance et de traînée du profil aérodynamique définissant la pale. Ils sont fonction de l'angle d'attaque α et du nombre de Reynolds local $R_{ec} = \frac{\rho V_{rel} c}{\mu}$. Par conséquent, les effets tridimensionnels, les effets de rotation et les tourbillons de bout de pale ne sont pas pris en compte.

4.4.3 Pertes de bout de pale

Aux deux extrémités de la pale, c'est-à-dire proche du moyeu et du bout de pale, les différences de pression entre l'intrados et l'extrados du profil engendrent des mouvements d'air à l'origine des tourbillons de bout de pale. La présence de ces tourbillons modifie l'écoulement dans le voisinage du bout de pale, diminuant l'angle d'attaque auquel évolue le profil, ce qui se traduit par une chute de la portance dans cette région. Pour tenir compte de ces effets, la procédure généralement utilisée dans les modèles aérodynamiques à tube de courant est de réduire la variation de quantité de mouvement axiale à travers le rotor d'un facteur de correction afin de traduire le fait qu'une partie de l'énergie cinétique de l'air est transmise aux tourbillons de bout de pale [73]. La formule de correction dérivée par Prandtl [33] est utilisée ici :

$$t_{corr} = t_T t_H \quad (4.12)$$

$$t_T = \frac{2}{\pi} \arccos \left[\exp \left(-B \frac{R \cos \gamma - r}{2r \sin(\alpha + \beta)} \right) \right] \quad (4.13)$$

$$t_H = \frac{2}{\pi} \arccos \left[\exp \left(-B \frac{r - R_H \cos \gamma}{2R_H \cos \gamma \sin(\alpha + \beta)} \right) \right] \quad (4.14)$$

où R_H est la longueur mesurée le long de la pale entre l'axe de rotation et le début de la pale, t_H représente le facteur de perte de moyeu afin de tenir compte du décollement des tourbillons au début de la pale, et t_T est le facteur de perte de bout de pale qui est fonction de la position radiale le long de l'envergure et de la géométrie de l'éolienne. Le facteur de correction t_{corr} est introduit dans l'expression des termes de force en divisant le coefficient de portance C_L par ce facteur, i.e. $\frac{C_L}{t_{corr}}$.

4.4.4 Modèle de délai du décrochage

Afin de permettre une analyse complète des performances d'un parc éolien, les résultats présentés au Chapitre 6 ont montré la nécessité de l'implantation d'un modèle de décrochage. En effet, la formulation utilisée dans cette étude pour modéliser une éolienne utilise des coefficients aérodynamiques bidimensionnels déterminés expérimentalement. Par conséquent, les effets tridimensionnels et les effets de rotation ne sont pas pris en compte. Une sous-estimation de la puissance à haute vitesse est alors observée. Le modèle de délai du décrochage qui a été sélectionné est celui de Du et Selig [74]. Le principe est simple, il consiste à modifier les coefficients aérodynamiques bidimensionnels par une simple correction, afin d'obtenir des coefficients de traînée et de portance incluant les effets sus nommés. La correction suivante est appliquée :

$$C_{L,3d} = C_{L,2d} + f_L(C_{L,p} - C_{L,2d}) \quad (4.15)$$

$$C_{D,3d} = C_{D,2d} - f_D(C_{D,2d} - C_{D,0}) \quad (4.16)$$

Avec $C_{L,p} = 2\pi(\alpha - \alpha_0)$ où α_0 correspond à l'angle d'attaque pour un coefficient de portance nul et $C_{D,0} = C_{D,2d}$ correspond au coefficient de traînée pour un angle d'attaque nul. Les fonctions f_L et f_D sont définies par les relations qui suivent :

$$f_L = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1.6(c/r) a - (c/r) \frac{d}{\Lambda} \frac{R}{r}}{0.1267 b + (c/r) \frac{d}{\Lambda} \frac{R}{r}} - 1 \right] \quad (4.17)$$

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1.6(c/r) a - (c/r) \frac{d}{2\Lambda} \frac{R}{r}}{0.1267 b + (c/r) \frac{d}{2\Lambda} \frac{R}{r}} - 1 \right] \quad (4.18)$$

$$\Lambda = \Omega R / \sqrt{U_\infty^2 + (\Omega R)^2} \quad (4.19)$$

où a , b et c sont des facteurs de corrections déterminés expérimentalement. Suivant la pale utilisée, des valeurs différentes de a , b et c seront prescrites.

4.4.5 Calcul de la puissance

Lors du calcul de la puissance mécanique générée par le rotor, le facteur de correction de Prandtl pour le coefficient de portance n'intervient pas. En effet, si l'introduction du facteur de correction dans les équations de quantité de mouvement a pour but indirect de modifier la variation de quantité de mouvement, l'évaluation de la puissance se réalise par contre directement à partir des forces exercées par l'air sur le rotor. L'expression analytique de la puissance mécanique de l'éolienne s'obtient en intégrant sur la surface \mathcal{A}_R balayée par les pales le produit de la force circonférencielle, du bras de levier r (r définis comme la distance entre l'axe de rotation du rotor et le point d'application de la force) et de la vitesse de rotation Ω . On a donc :

$$\dot{W} = \int_{\mathcal{A}_R} -f_t \Omega r d\mathcal{A} \quad (4.20)$$

d'où on obtient l'expression suivante :

$$\dot{W} = \frac{B}{2\pi} \int_{\mathcal{A}_R} \frac{\rho c V_{rel}}{2} [U_n C_L - U_t C_D] \Omega d\mathcal{A} \quad (4.21)$$

4.5 Modélisation de la turbulence

Le système d'équation défini précédemment est ouvert, c'est-à-dire qu'il y a plus d'inconnues que d'équations. Pour résoudre ce système, un modèle de turbulence est nécessaire afin de fermer ce système d'équations moyennées. La turbulence atmosphérique, celle générée (ou dissipée) par les pales (effets visqueux et de pression due aux pales) et les forces de cisaillement sont les trois contributions majeures de la turbulence dans le sillage d'une ou plusieurs éoliennes. En effet, de nombreuses expériences ont montré que dans les deux premiers diamètres rotor en aval de la turbine, une forte turbulence est produite par la dégradation des tourbillons de bout de pale et la production de cisaillement [75]. De plus, en aval de l'éolienne, les propriétés turbulentes tendent à retrouver leurs valeurs initiales. Par conséquent, la croissance du sillage dépend aussi de la turbulence atmosphérique. Un

modèle de turbulence tenant compte à la fois de la turbulence atmosphérique et de la turbulence générée par le cisaillement est alors requis. Les modèles de turbulence à deux équations permettent ce traitement. Ils constituent le niveau minimum de modélisation physiquement acceptable. Comme cela a été vu au chapitre précédent, il existe différents modèles de turbulence. Le modèle choisi dans ce travail est le modèle $k-\epsilon$.

4.5.1 Modèle de turbulence $k-\epsilon$

La revue de la littérature au Chapitre 2 a montré que le modèle standard $k-\epsilon$ était le modèle le plus utilisé dans le monde. Il permet de tenir compte de la turbulence atmosphérique au travers de la production d'énergie cinétique turbulente, k , due à la poussée d'Archimède et à la contribution de la production de son taux de dissipation, ϵ , quand un champ de gravité non nul et un gradient de température sont présent simultanément. De plus, les distributions verticales des propriétés turbulentes k et ϵ de la couche limite atmosphérique sont disponibles dans la littérature permettant la validation du modèle mathématique proposé. En outre, son utilisation par Crespo et al. [23] lors de la simulation de parcs éoliens a montré la pertinence de ce modèle pour l'analyse de l'écoulement dans le sillage d'une ou plusieurs éoliennes. Le choix du modèle de turbulence standard $k-\epsilon$ apparaît donc justifié et raisonnable.

Pour un volume de contrôle, ϑ , délimité par une surface, \mathcal{A} , les équations du modèle $k-\epsilon$ [25, 76] sont :

Équation d'énergie cinétique turbulente :

$$\int_{\mathcal{A}} \rho k u_i n_i d\mathcal{A} = \int_{\vartheta} [P_t - \rho\epsilon + G_b] d\vartheta + \int_{\mathcal{A}} \frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} n_i d\mathcal{A} \quad (4.22)$$

Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\int_{\mathcal{A}} \rho \epsilon u_i n_i d\mathcal{A} = \int_{\mathcal{A}} \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} n_i d\mathcal{A} + \int_{\vartheta} \left[C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} (P_t + (1 - C_{\epsilon 3}) G_b) - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \right] d\vartheta \quad (4.23)$$

où P_i correspond au terme de production d'énergie cinétique turbulente due aux forces de cisaillement. Il est défini comme suit :

$$P_i = \mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.24)$$

Et G_b correspond à la production de turbulence due à la stratification thermique. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_T}{\sigma_T} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{g_i}{c_p} \right) \quad (4.25)$$

Dans ce modèle, la viscosité turbulente est obtenue à partir de l'énergie cinétique turbulente, k , et de son taux de dissipation, ϵ . On a :

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.26)$$

où C_μ est déterminé expérimentalement. Dans le modèle original de Jones et Launder [25], les valeurs des coefficients de fermeture sont ajustés expérimentalement afin de représenter la physique de l'écoulement. Les valeurs originales de ces coefficients sont :

$$C_{\epsilon 1} = 1.44 \quad C_{\epsilon 2} = 1.92 \quad C_{\epsilon 3} = 1.0 \quad C_\mu = 0.09 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\epsilon = 1.3 \quad (4.27)$$

4.5.2 Modifications des constantes du modèle de turbulence k - ϵ

L'équation (4.26) peut être utilisée pour obtenir une relation entre l'énergie cinétique turbulente, k , et son taux de dissipation, ϵ :

$$k_0(z) = \sqrt{\frac{\mu_{T_0} \epsilon_0}{\rho C_\mu}} = 5.48 u_*^2 \left[\frac{\phi_\epsilon \left(\frac{z}{L} \right)}{\phi_m \left(\frac{z}{L} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.28)$$

La constante 5.48 a été déterminée expérimentalement pour une couche limite atmosphérique dans des conditions de stratification thermique neutre [68].

Dans cette thèse, les valeurs des coefficients de fermeture C_μ , $C_{\epsilon 1}$ et $C_{\epsilon 3}$ du modèle de turbulence k - ϵ ont été modifiées par rapport aux coefficients originaux [25] (voir Équation (4.27)), afin de s'assurer que les expressions empiriques basées sur la théorie de

Monin-Obukhov et représentant la couche limite atmosphérique (Équations (3.15), (3.26), (3.28) et (4.28)) représentent la solution exacte du modèle de turbulence k - ϵ .

L'expression de C_μ est obtenue en combinant la solution empirique de l'énergie cinétique turbulente (équation (4.28)) avec celle de son taux de dissipation (équation (3.28)) et de l'expression de la viscosité turbulente (équation (3.12)). On obtient alors la relation suivante :

$$C_\mu = 5.48^{-2} \quad (4.29)$$

L'expression de $C_{\epsilon 1}$ est obtenue à partir de l'équation de transport de ϵ , Équation (4.23), en introduisant les expressions empiriques de Monin-Obukhov pour le cas d'un écoulement neutre (i.e. $L \rightarrow \infty$) :

$$C_{\epsilon 1} = C_{\epsilon 2} - \frac{K^2}{\sqrt{C_\mu} \sigma_\epsilon} = 1.176 \quad (4.30)$$

Ces valeurs de C_μ et $C_{\epsilon 1}$ ont été proposées par Crespo et al. [23] avec une valeur de 0.8 pour le coefficient $C_{\epsilon 3}$. Cependant, dans le cas de stratifications stable et instable sur un terrain plat, les coefficients de fermeture proposés par Crespo et al. [23] engendrent des différences significatives entre les simulations et les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov, et ce principalement pour les valeurs de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ (voir Chapitre 6 et Référence [77]). Ces différences semblent indiquer que les distributions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov ne sont pas solutions du modèle de turbulence proposé par Crespo et al. [23].

Une expression originale de $C_{\epsilon 3}$ est proposée dans cette thèse, de façon à s'assurer que ces distributions soient solutions du modèle de turbulence. Pour ce faire, la solution analytique du modèle de turbulence k - ϵ pour des conditions de stratification thermique stable et instable sur un terrain plat a été réalisée. Le problème étudié étant un écoulement de couche limite turbulente complètement développée, les distributions verticales des champs de vitesse, de température, de k et ϵ , ne dépendent que de la position verticale, z , et de la

longueur de Monin-Obukhov, L , comme cela a été démontré au Chapitre 3. De plus, les distributions verticales décrivant cet écoulement sont connues et basées sur la théorie de Monin-Obukhov. Par conséquent, la solution exacte du modèle de turbulence k - ϵ est réalisable sous la forme d'un système à deux équations différentielles unidimensionnelles.

La méthode de résolution proposée dans ce travail est la suivante : dans un premier temps, afin de déterminer si les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov sont solutions du modèle de turbulence k - ϵ , la distribution du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente est obtenue en résolvant l'équation de k (équation (4.22)), où le taux de dissipation ϵ est isolé :

$$\begin{aligned} \tilde{\epsilon}(z, L) = & \frac{\mu_{T_0}}{\rho} \left(\frac{\partial u_0(z, L)}{\partial z} \right)^2 - \beta g \frac{\mu_{T_0}(z, L)}{\rho \sigma_T} \left(\frac{\partial T_0(z, L)}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_{T_0}(z, L)}{\rho \sigma_k} \frac{\partial k_0(z, L)}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4.31)$$

avec $g = 9.81 \text{ m/s}^2$.

Par la suite, cette solution est comparée à la solution empirique donnée par la théorie de Monin-Obukhov (équation (3.28)). Si pour des conditions de stratification thermique stable, la solution obtenue à partir de l'équation (4.31) est similaire à la solution empirique, (voir Figure 19), il n'en est pas de même pour des conditions de stratification thermique instable. En effet, lorsque l'on regarde la Figure 20, on remarque que la distribution de ϵ donnée par l'équation (4.31) est légèrement différente, à haute altitude, de l'expression empirique basée sur la théorie de Monin-Obukhov (équation (3.28)).

Cette différence peut s'expliquer par un mauvais choix des fonctions de stabilité, ϕ_m et ϕ_ϵ pour des conditions de stratification thermique instable. En effet, l'étude bibliographique de la Section 3.4 a montré qu'il existait différentes expressions pour décrire les fonctions de stabilité, ϕ_m et ϕ_ϵ , dans des conditions de stabilité instable [68, 69, 70]. Conséquemment, une étude de l'impact de ces différentes fonctions sur la distribution de ϵ a été réalisée. Cependant, celle-ci n'a montré aucune amélioration significative au niveau de la

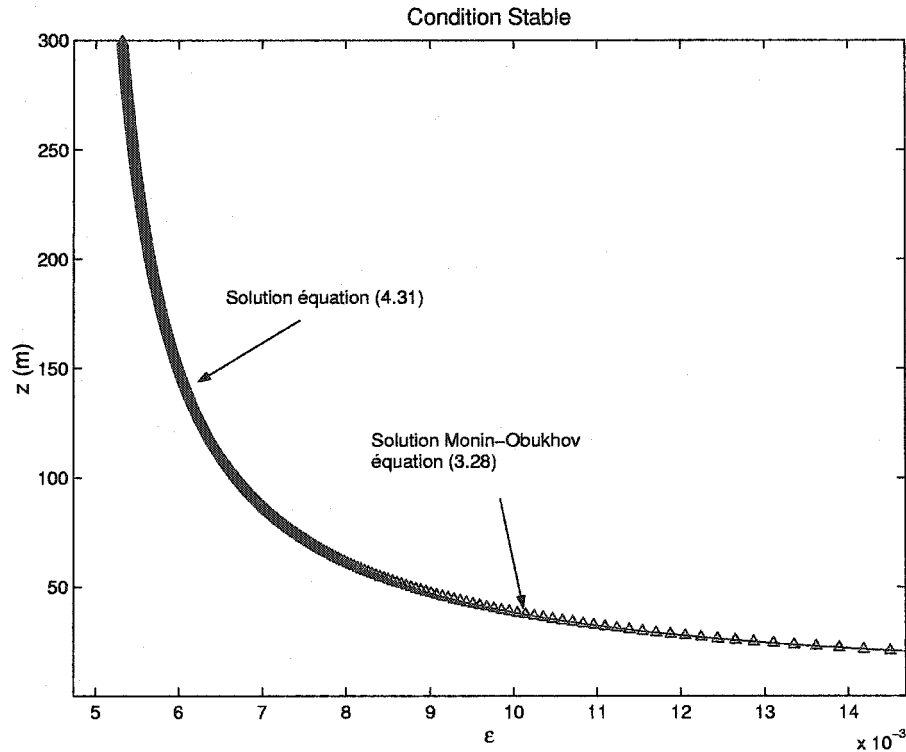


FIGURE 19 Comparaison entre la solution analytique et la solution empirique de Monin-Obukhov de ϵ pour une condition de stratification thermique stable

concordance entre les solutions $\epsilon_0(z, L)$ et $\tilde{\epsilon}(z, L)$ obtenues à partir des équations (3.28) et (4.31) respectivement.

Par conséquent, de façon à déterminer de manière rigoureuse les nouveaux ajustement à appliquer au modèle de turbulence k - ϵ , la solution obtenue par l'équation (4.31) est injectée dans l'équation (4.23) plutôt que la solution empirique basée sur la théorie de Monin-Obukhov (équation (3.28)). La constante $C_{\epsilon 3}$ est ensuite isolée dans l'équation (4.23), de manière à déterminer sa valeur.

$$C_{\epsilon 3} = 1 - \frac{\mu_{T_0} \left(\frac{\partial u_0(z, L)}{\partial z} \right)^2}{\beta g \frac{\mu_{T_0}(z, L)}{\sigma_T} \left(\frac{\partial T_0(z, L)}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right)} + \frac{C_{\epsilon 2} \rho \tilde{\epsilon}(z, L)}{C_{\epsilon 1} \beta g \frac{\mu_{T_0}(z, L)}{\sigma_T} \left(\frac{\partial T_0(z, L)}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right)} - \frac{k_0(z, L)}{\beta g \frac{\mu_{T_0}(z, L)}{\sigma_T} \left(\frac{\partial T_0(z, L)}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \tilde{\epsilon}(z, L) C_{\epsilon 1}} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_{T_0}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \tilde{\epsilon}(z, L)}{\partial z} \right) \right] \quad (4.32)$$

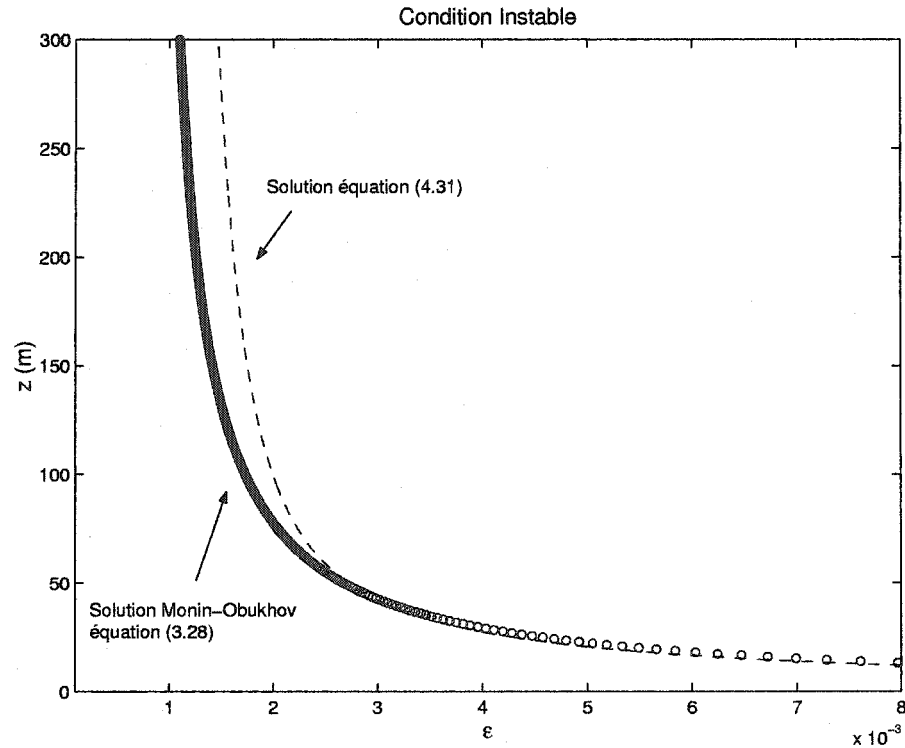


FIGURE 20 Comparaison entre la solution analytique et la solution empirique de Monin-Obukhov de ϵ pour une condition de stratification thermique instable

Les solutions obtenues montrent que $C_{\epsilon 3}$ n'est pas constant mais varie avec la hauteur z . Les nombreuses simulations réalisées dans différentes conditions d'opérations, i.e. pour différentes vitesses de vent et intensités turbulentes à hauteur de moyeu, ont montré que $C_{\epsilon 3}$ varie sous la forme d'une **fonction universelle** dépendant de $\frac{z}{L}$ (i.e. dépendant de la stabilité de la couche limite terrestre, voir Figures 21 et 22). Cette fonction a ensuite été interpolée à l'aide d'un polynôme du 5^{ième} ordre et est exprimée par la relation suivante :

$$C_{\epsilon 3} \left(\frac{z}{L} \right) = \sum_{n=0}^5 a_n \left(\frac{z}{L} \right)^n \quad (4.33)$$

Les coefficients de ce polynôme dépendent du type de stabilité de la couche limite atmosphérique (stable ou instable). Ceux-ci sont donnés dans le Tableau VIII.

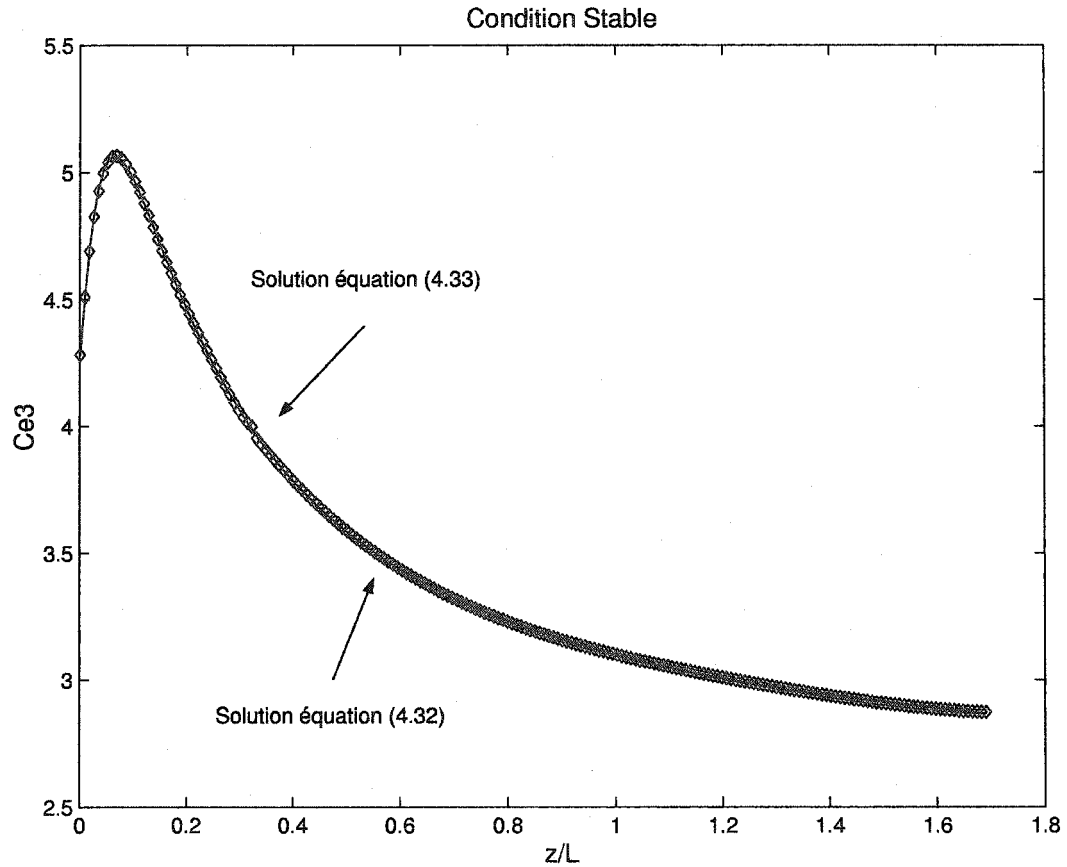


FIGURE 21 Distribution de $C_{\epsilon 3}$ en condition de stratification thermique stable

Ces expressions représentent la condition nécessaire sur $C_{\epsilon 3}$ pour que les distributions verticales de $k(z, L)$ et $\epsilon(z, L)$ données par les équations (4.28) et (3.28) soient les solutions exactes du modèle de turbulence k - ϵ .

Les valeurs moyennes de $C_{\epsilon 3}$, obtenues à partir de l'équation (4.33) en conditions de stratification thermique stable et instable, sont de 3.4 et -4.4 respectivement. Il est important de noter que la plupart des coefficients de fermeture du modèle k - ϵ ont des valeurs essentiellement universelles. Toutefois, différentes valeurs de $C_{\epsilon 3}$ ont été proposées dans la littérature [76, 78, 79] variant de -0.8 pour une condition de stabilité thermique instable à 2.15 pour une condition de stabilité thermique stable.

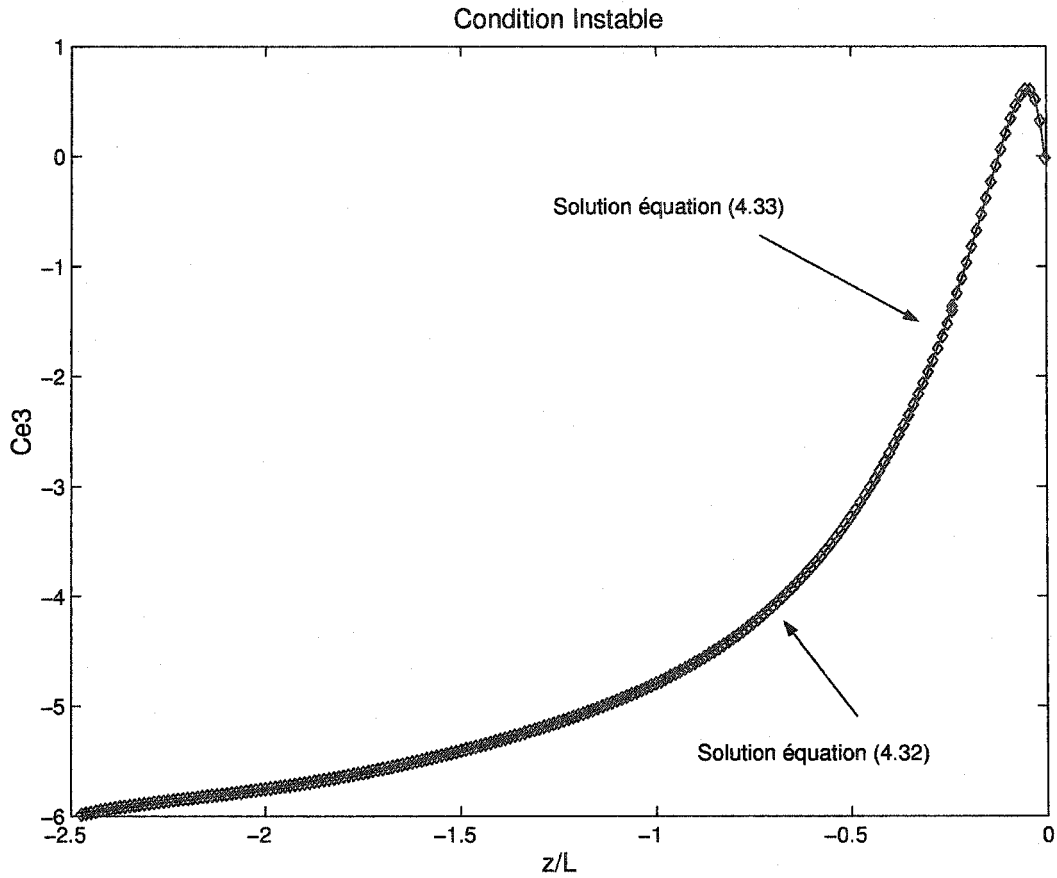


FIGURE 22 Distribution de $C_{\epsilon 3}$ en condition de stratification thermique instable

Les valeurs des constantes qui seront utilisées dans le modèle proposé dans cette thèse sont donc :

$$C_{\epsilon 1} = 1.176, C_{\mu} = 0.0333, C_{\epsilon 2} = 1.92, \sigma_{\epsilon} = 1.3, \sigma_k = 1.0, \sigma_T = 1.0$$

et $C_{\epsilon 3} = \sum_{n=0}^5 a_n \left(\frac{z}{L}\right)^n$ avec les coefficients a_n définis au Tableau VIII

4.6 Conditions aux frontières

4.6.1 Représentation de l'écoulement non perturbé

Comme cela a été discuté au Chapitre 3, l'écoulement étudié dans ce travail est un écoulement de couche limite atmosphérique complètement développé sur un terrain plat dans le cas de différentes conditions de stratification thermique (neutre, stable et instable). Les

TABLEAU VIII

Coefficients de $C_{\epsilon 3}$

	$L > 0$		$L < 0$	
	$\frac{z}{L} < 0.33$	$\frac{z}{L} > 0.33$	$\frac{z}{L} < -0.25$	$\frac{z}{L} > -0.25$
a_0	4.181	5.225	-0.0609	1.765
a_1	33.994	-5.269	-33.672	17.1346
a_2	-442.398	5.115	-546.880	19.165
a_3	2368.12	-2.406	-3234.06	11.912
a_4	-6043.544	0.435	-9490.792	3.821
a_5	5970.776	0.000	-11163.202	0.492

expressions décrivant ce type d'écoulement sont basées sur la théorie de Monin-Obukhov et ont été tirées du livre de Panofsky et Dutton [68]. Conséquemment, le champ de vitesse non perturbé est représenté par le profil de vitesse logarithmique modifié pour tenir compte des différentes conditions de stabilité, tel qu'illustré à l'équation (3.15). De même, le champ de température non perturbé est représenté par le profil de température modifié pour tenir compte des différentes conditions de stabilité définies par l'équation (3.26) pour des conditions de stratification thermique stable et instable et par l'équation (3.27) pour des conditions de stabilité thermique neutre. Les expressions de l'énergie cinétique turbulente, k , et de son taux de dissipation, ϵ , pour des conditions non perturbées, sont représentées par les équations (4.28) et (3.28) respectivement.

La puissance étant fortement dépendante de l'intensité turbulente [80] et de la vitesse du vent, il est important de fixer ces deux paramètres lorsque l'on veut étudier uniquement les effets de la stratification thermique sur les performances d'un parc éolien. Par conséquent, dans ce travail, la rugosité de surface z_0 utilisée pour les simulations ne correspond pas nécessairement à la rugosité mesurée sur le site. La rugosité de surface z_0 et la vitesse

turbulente de friction (équation (3.13)) sont prescrites de façon à ce que l'énergie cinétique turbulente et la vitesse de vent à hauteur de moyeu de l'écoulement simulé soient les mêmes que celles de l'écoulement mesuré. Ceci implique que la hauteur de rugosité prescrite sur un site sera différente pour chacune des stratifications thermiques.

La valeur de la vitesse turbulente de friction u^* est prescrite en utilisant l'équation (4.28) à la hauteur de moyeu H :

$$u^* = \left[k(H) \sqrt{C_\mu} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\phi_m \left(\frac{H}{L} \right)}{\phi_\epsilon \left(\frac{H}{L} \right)} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (4.34)$$

La rugosité de surface est alors déterminée à l'aide de l'équation (3.15) appliquée à la hauteur de moyeu H :

$$z_0 = \frac{H}{\exp \left(\frac{K}{u^*} u(H) + \Psi_m \left(\frac{H}{L} \right) \right)} \quad (4.35)$$

4.6.2 Représentation des effets du sol

Les écoulements turbulents sont affectés de façon significative par la présence de parois (ou sol). De forts gradients de vitesse au voisinage du sol sont alors observés du fait de la condition de non-glissement. La représentation de ces effets nécessite l'utilisation d'un maillage très fin, coûteux en temps de calcul et inadéquat pour la modélisation d'une couche limite atmosphérique où interviennent de grandes dimensions. Pour contourner ce problème, différentes méthodes ont été développées, comme l'utilisation des lois de parois. Celles-ci sont les plus utilisées, car elles nécessitent peu de temps de calcul, sont robustes et raisonnablement précises. La loi pour paroi rugueuse utilisée dans cette étude est celle implantée dans FLUENT [81]. Elle est basée sur le modèle de Cebeci et Bradshaw [82]. Par conséquent, le champ de vitesse est représenté par la relation suivante :

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(E z^+) - \Delta B \quad (4.36)$$

où U^+ et z^+ représentent respectivement la vitesse moyenne adimensionnée et une longueur adimensionnée. Ces dernières sont définies par les expressions :

$$U^+ = \frac{u}{u^*} \text{ et } z^+ = \frac{\rho u^* z}{\mu} \quad (4.37)$$

et E représente une constante déterminé expérimentalement ($E = 9.81$). ΔB correspond à une fonction quantifiant les effets de rugosité :

$$\Delta B = \frac{1}{K} \ln [1 + C_{k_s} k_s^+] \quad (4.38)$$

où C_{k_s} représente une constante de rugosité dépendant du type de rugosité et k_s^+ la hauteur de rugosité adimensionnée. L'expression de ΔB présentée est valide en régime complètement rugueux correspondant à $k_s^+ > 90$ avec :

$$k_s^+ = \frac{\rho k_s u^*}{\mu} \quad (4.39)$$

Les constantes C_{k_s} et k_s sont prescrites de façon à s'assurer que la distribution verticale de vitesse calculée par la loi de paroi (équation (4.36)) corresponde à la distribution de la vitesse donnée par la théorie de Monin-Obukhov (équation (3.15)). Ceci est réalisé en prescrivant $k_s = z_0$ et en déterminant la valeur de ΔB nécessaire pour que U^+ (équation (4.37)) soit nulle à $z = z_0$:

$$\frac{1}{K} \ln \left(E \frac{\rho u^* z_0}{\mu} \right) = \frac{1}{K} \ln \left[1 + C_{k_s} \frac{\rho z_0 u^*}{\mu} \right] \quad (4.40)$$

On détermine alors la constante de rugosité, C_{k_s} , à partir de l'équation (4.40) :

$$C_{k_s} = E - \frac{\mu}{\rho u^* z_0} \quad (4.41)$$

De même, l'équation d'énergie n'est pas résolue dans la région proche de la paroi. Par conséquent, le flux de chaleur à la paroi q_w est prescrit à partir de l'équation (3.6) :

$$q_w = -\rho c_p u^{*3} \frac{T_w}{K g L} \quad (4.42)$$

4.7 Résumé du modèle mathématique proposé

L'analyse aérodynamique de parcs éoliens immergés dans une couche limite terrestre ayant différentes conditions de stabilité thermique se fera à l'aide des équations suivantes. Elles sont présentées sous forme intégrale et tensorielle, hormis les expressions des forces externes et celles représentant la couche limite atmosphérique basée sur la théorie de Monin-Obukhov.

Équations de transport

Équation de continuité :

$$\int_A u_i n_i dA = 0 \quad (4.43)$$

Équation de quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \int_A \rho u_j u_i n_i dA = & - \int_A p \delta_{ij} n_i dA + \int_A \tau_{ij} n_i dA + \int_{A_T} [(f_n)_j + (f_t)_j] dA \\ & + \int_{\vartheta} \rho_0 (1 - \beta(T - T_0)) g_j d\vartheta \end{aligned} \quad (4.44)$$

Équation d'énergie :

$$\int_A \rho c_p T u_i n_i dA = \int_{\vartheta} \rho u_i g_i d\vartheta + \int_A \left[u_j \tau_{ij} + k_T \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{g_i}{c_p} \right) \right] n_i dA \quad (4.45)$$

Équation d'énergie cinétique turbulente :

$$\int_A \rho k u_i n_i dA = \int_{\vartheta} [P_t - \rho \epsilon + G_b] d\vartheta + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} n_i dA \quad (4.46)$$

Équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\int_A \rho \epsilon u_i n_i dA = \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} n_i dA + \int_{\vartheta} \left[C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} (P_t + (1 - C_{\epsilon 3}) G_b) - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \right] d\vartheta \quad (4.47)$$

Équations auxiliaires

Le terme P_t correspond au terme de production d'énergie cinétique turbulente due aux forces de cisaillement. Il est défini comme suit :

$$P_t = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.48)$$

Et G_b correspond à la production de turbulence due à la stratification thermique. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_T}{\sigma_T} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{g_i}{c_p} \right) \quad (4.49)$$

Dans ce modèle, la viscosité turbulente est obtenue à partir de l'énergie cinétique turbulente, k , et de son taux de dissipation, ϵ . On a :

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.50)$$

Les constantes du modèle de turbulence proposé dans cette thèse sont :

$$C_{\epsilon 1} = 1.176, C_\mu = 0.0333, C_{\epsilon 2} = 1.92, \sigma_\epsilon = 1.3, \sigma_k = 1.0, \sigma_T = 1.0$$

$$\text{et } C_{\epsilon 3} \left(\frac{z}{L} \right) = \sum_{n=0}^5 a_n \left(\frac{z}{L} \right)^n$$

Les coefficients a_n sont donnés dans le Tableau VIII.

L'éolienne sera, quant à elle, représentée par des forces surfaciques exercées par le rotor sur l'écoulement et définies par les expressions suivantes :

$$f_n = \frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} [U_t C_L + U_n C_D] \quad (4.51)$$

$$f_t = -\frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} [U_n C_L - U_t C_D] \quad (4.52)$$

où

$$V_{rel} = \sqrt{(U_n^2 + U_t^2)} \quad (4.53)$$

$$U_n = -u_i n_i^R \quad (4.54)$$

$$U_t = r\Omega - u_i t_i^R \quad (4.55)$$

Conditions aux frontières

L'écoulement non-perturbé est représenté par les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov :

Distribution de vitesse :

$$u_0(z) = \begin{cases} \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \ln \left[\left(\frac{1+\xi^2}{2} \right) \left(\frac{1+\xi}{2} \right)^2 \right] - \frac{\pi}{2} + 2 \arctan \xi \right] & L < 0 \\ \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + 5 \frac{z}{L} \right] & L > 0 \\ \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right] & L \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.56)$$

Distribution de température :

$$T_0(z) - T_w = \begin{cases} \frac{T_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - 2 \ln \left[\frac{1}{2} (1 + \xi^2) \right] \right] - \frac{g}{c_p} (z - z_0) & L < 0 \\ \frac{T_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + 5 \frac{z}{L} \right] - \frac{g}{c_p} (z - z_0) & L > 0 \\ -\frac{g}{c_p} (z - z_0) & L \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.57)$$

où ξ est donné par :

$$\xi = \left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.58)$$

Les expressions de l'énergie cinétique turbulente, k , et de son taux de dissipation, ϵ , sont :

$$\epsilon_0(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \phi_\epsilon \left(\frac{z}{L} \right) \quad (4.59)$$

et

$$k_0(z) = 5.48 u_*^2 \left[\frac{\phi_\epsilon \left(\frac{z}{L} \right)}{\phi_m \left(\frac{z}{L} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.60)$$

où ϕ_m est définie par :

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} \left(1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{4}} & L < 0 \\ 1 + 5 \frac{z}{L} & L > 0 \\ 1 & L \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.61)$$

et ϕ_ϵ par :

$$\phi_\epsilon \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} 1 - \frac{z}{L} & L < 0 \\ 1 + 4 \frac{z}{L} & L > 0 \\ 1 & L \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.62)$$

Conditions à la paroi

L'influence de la paroi sur l'écoulement est représentée par la loi de paroi rugueuse :

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(E z^+) - \Delta B \quad (4.63)$$

avec

$$\Delta B = \frac{1}{K} \ln [1 + C_{k_s} k_s^+] \quad (4.64)$$

où k_s^+ est définie par $k_s^+ = \frac{\rho k_s u^*}{\mu}$.

Finalement, l'équation d'énergie n'étant pas résolue dans la région proche de la paroi, le flux de chaleur est prescrit suivant la relation :

$$q_w = -\rho c_p u^{*3} \frac{T_w}{K g L} \quad (4.65)$$

CHAPITRE 5

MÉTHODE NUMÉRIQUE

5.1 Introduction

Comme cela vient d'être vu au chapitre précédent, le modèle mathématique développé pour l'analyse aérodynamique d'un parc éolien est complexe. Pour résoudre un tel modèle, un logiciel de calcul déjà existant a été utilisé. En effet, dans l'optique de pouvoir créer un nouvel outil de référence dans le domaine de la modélisation des parcs éoliens, il était nécessaire d'avoir un logiciel de calcul :

- déjà mondialement reconnu et performant ;
- permettant une certaine flexibilité au niveau de son code, i.e. permettant l'implantation de nouveaux concepts, comme par exemple le modèle mathématique représentant une éolienne et les conditions à la frontière d'entrée de l'écoulement non-perturbé suivant les différentes stratifications de la couche limite terrestre ;
- ayant une grande variété de choix pour la modélisation des différents phénomènes, tels que la turbulence et les forces d'Archimède, que l'on voulait étudier ;
- offrant l'opportunité de pouvoir créer à notre guise différents domaines de calculs pour en étudier le comportement.

Le logiciel FLUENT répond à tous ces critères. Celui-ci regroupe en effet toutes les conditions recherchées avec sa grande variété de modèles de turbulences et ses "user-defined functions" permettant l'implantation d'un module éolien ayant comme plate-forme le logiciel commercial FLUENT. Ces dernières sont des sous-programmes compilables et appelés à des endroits stratégiques dans le logiciel FLUENT. Elles doivent être écrites en langage C.

L'une des originalités de cette thèse repose donc sur l'implantation du modèle mathématique, permettant la modélisation d'une éolienne sous différentes stratifications ther-

miques, dans le logiciel commercial FLUENT. Deux nouveaux modules éoliens, pour la formulation axisymétrique et pour la formulation tridimensionnelle, permettant l'analyse des performances d'un parc éolien, ont été développés.

5.2 Description générale de la méthode

Le modèle mathématique précédemment énoncé et le système complet d'équations exprimé dans le système de coordonnées cartésiennes, i.e. l'équation de continuité, les trois équations du mouvement, l'équation d'énergie et les équations de transport de k et ϵ , seront donc résolues à l'aide du logiciel FLUENT. Celui-ci est basé sur une méthode de calcul aux volumes finis. Le principe fondamental de cette méthode consiste à convertir les équations intégrales de conservation en équations algébriques, qui peuvent être résolues analytiquement. Cette méthode solutionne directement les variables primitives (vitesse, pression etc.) du problème. Les étapes essentielles associées à cette méthode peuvent être résumées comme suit :

- Discrétisation du domaine de calcul en volumes de contrôle ;
- Discrétisation des équations intégrales de conservation sur chaque volume de contrôle afin de générer des équations algébriques pour les variables discrètes dépendantes telles que la vitesse, la pression, la température et autres scalaires ;
- Linéarisation des équations discrètes ;
- Résolution du système d'équations linéaires résultant.

L'algorithme utilisé pour résoudre de façon itérative le problème non-linéaire posé par les équations de Navier-Stokes est un algorithme de résolution séquentiel [81]. De par le choix d'un tel algorithme, l'équation de continuité sera utilisée comme une équation de pression. Cependant, dans l'équation de continuité, la pression n'apparaît pas explicitement. L'algorithme de couplage SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation) développé par Patankar [83] est alors utilisé afin d'introduire celle-ci dans cette équation.

TABLEAU IX

Correspondance entre ϕ , Γ_ϕ , S_ϕ et les variables primitives et les coefficients des équations de conservation

	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Équation de continuité	1	0	0
Équation de quantité de mouvement	u_i	$\mu + \mu_T$	$\frac{\partial}{\partial x_i}(-p\delta_{ij}) + \rho_0(1 - \beta(T - T_0))g_j + \frac{F_{ext} - VC}{\vartheta}$
Équation d'énergie	θ	$\frac{\mu_T}{\sigma_T}$	0
Équation de k	k	$\frac{\mu_T}{\sigma_k}$	$P_t - \rho\epsilon + G_b$
Équation de ϵ	ϵ	$\frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon}$	$C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} (P_t + (1 - C_{\epsilon 3})G_b) - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k}$

Dans les deux formulations, axisymétrique et tridimensionnelle, les équations de conservation (Équations (4.1) à (4.25)) présentées au Chapitre 4 décrivant le transport de masse, de quantité de mouvement, d'énergie, ainsi que le transport des quantités turbulentes k et ϵ peuvent être réduites à une forme générale. Si on note ϕ la variable dépendante, les équations de conservation s'expriment alors sous **la forme générale** [83] suivante, sur un volume de contrôle fixe ϑ délimité par une surface \mathcal{A} :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\vartheta} (\rho\phi) d\vartheta + \int_{\mathcal{A}} (\rho u_j \phi) n_j d\mathcal{A} = \int_{\mathcal{A}} \left[\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] n_j d\mathcal{A} + \int_{\vartheta} S_\phi d\vartheta \quad (5.1)$$

où Γ_ϕ représente le coefficient de diffusion pour ϕ , et S_ϕ le terme de source associé à ϕ par unité de volume. Les expressions de ϕ , Γ_ϕ , et S_ϕ pour les différentes équations de transport sont donc obtenues à partir du Tableau IX.

Dans les sections suivantes, une description des principaux aspects relatifs à la méthode axisymétrique et tridimensionnelle (découpage du domaine, fonctions d'interpolations) sera présentée. De plus, la représentation de l'éolienne ainsi que les conditions aux fron-

tières seront explicitées. Pour plus de renseignements sur la méthode aux volume finis, le lecteur peut consulter les références [81, 83]

5.3 Discrétisation du domaine de calcul

L'écoulement dans le voisinage d'une éolienne immergée dans une couche limite atmosphérique est purement tridimensionnel. Cependant, dans le cas d'une éolienne isolée, on peut faire l'hypothèse d'un écoulement axisymétrique. Celle-ci est justifiable par sa grande simplicité (formulation bidimensionnelle à trois composantes de vitesse) et son temps de calcul plus faible. De plus, elle a permis de mettre en évidence la sensibilité de la solution par rapport aux schémas d'interpolations de pression choisie et au maillage utilisé.

La première étape, lorsqu'on utilise une méthode aux volumes finis, consiste, comme cela a été dit précédemment, à discrétiser le domaine de calcul. Cela revient à diviser ce dernier en différents éléments de forme quadrilatérale ou triangulaire en deux dimensions et de forme hexaédrique ou tétraédrique en trois dimensions. Chaque élément est alors considéré comme un volume de contrôle. Dans FLUENT, ceux-ci sont formés par les lignes du maillage (cf. Figures 23 et 24). Les équations de conservation seront résolues pour chaque volume de contrôle, et l'information, i.e. l'ensemble des variables primitives, sera stockée au centre géométrique de ces volumes de contrôle.

5.3.1 Formulation axisymétrique

Dans le modèle axisymétrique, le domaine de résolution du modèle mathématique correspond à un cylindre de section circulaire, dont l'axe coïncide avec l'axe de rotation de la machine. La Figure 23 illustre une section longitudinale de ce domaine. Étant donné la nature axisymétrique de l'écoulement, toute section longitudinale passant par l'axe de symétrie possède les mêmes caractéristiques en vitesse et pression. En discrétisant en volumes de contrôle la section de la Figure 23, on discrétise en même temps, par une rotation de la section autour de l'axe de symétrie, le domaine cylindrique dans lequel on résout

l'écoulement. Ici les volumes de contrôle utilisés pour discrétiser la section sont des quadrilatères. Le choix de ces éléments vient, comme on le verra au niveau des résultats (voir Chapitre 6), du choix de l'interpolation en pression. Après une rotation complète de la section autour de l'axe de symétrie, les volumes de contrôle discrétisant le domaine sont donc des tores de section quadrilatérale. L'éolienne est représentée par la surface conique balayée par le rotor, et correspond donc à une ligne. Sur la Figure 23, les volumes de contrôle intersectant la surface du rotor sont représentés en gris. De plus, de manière à bien modéliser l'écoulement dans le sillage de l'éolienne, le maillage a aussi été raffiné dans ce secteur.

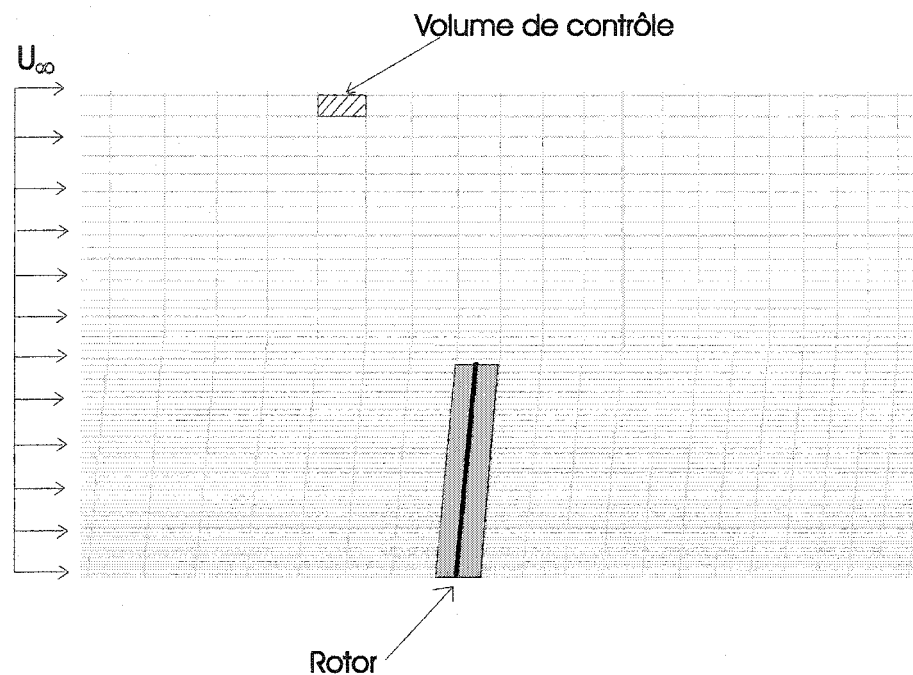


FIGURE 23 Section longitudinale du domaine axisymétrique

5.3.2 Formulation tridimensionnelle

Dans le modèle tridimensionnel, le domaine de résolution du modèle mathématique correspond à un parallélépipède rectangulaire dans lequel on retrouve l'éolienne. La face du

bas correspond au sol, tandis que les autres faces sont situées à des distances respectables de la machine. La Figure 24 présente le domaine de calcul selon une vue en perspective. La discrétisation du domaine s'effectue en le découpant en parallélépipèdes rectangles. Ceux-ci représentent les volumes de contrôle (cf. Figure 24). Cette discrétisation est réalisée en s'assurant que la hauteur du centroïde des volumes de contrôles adjacents à la paroi est supérieure à la hauteur de rugosité z_0 . Afin de représenter adéquatement l'éolienne, le maillage est adapté localement à la forme géométrique de la surface balayée par le rotor (cf. Figure 25). On s'assure ainsi que la surface conique du rotor soit maillée de façon adéquate pour représenter les caractéristiques de l'éolienne et celles du sillage. Le repère de référence est le repère cartésien (x,y,z) .

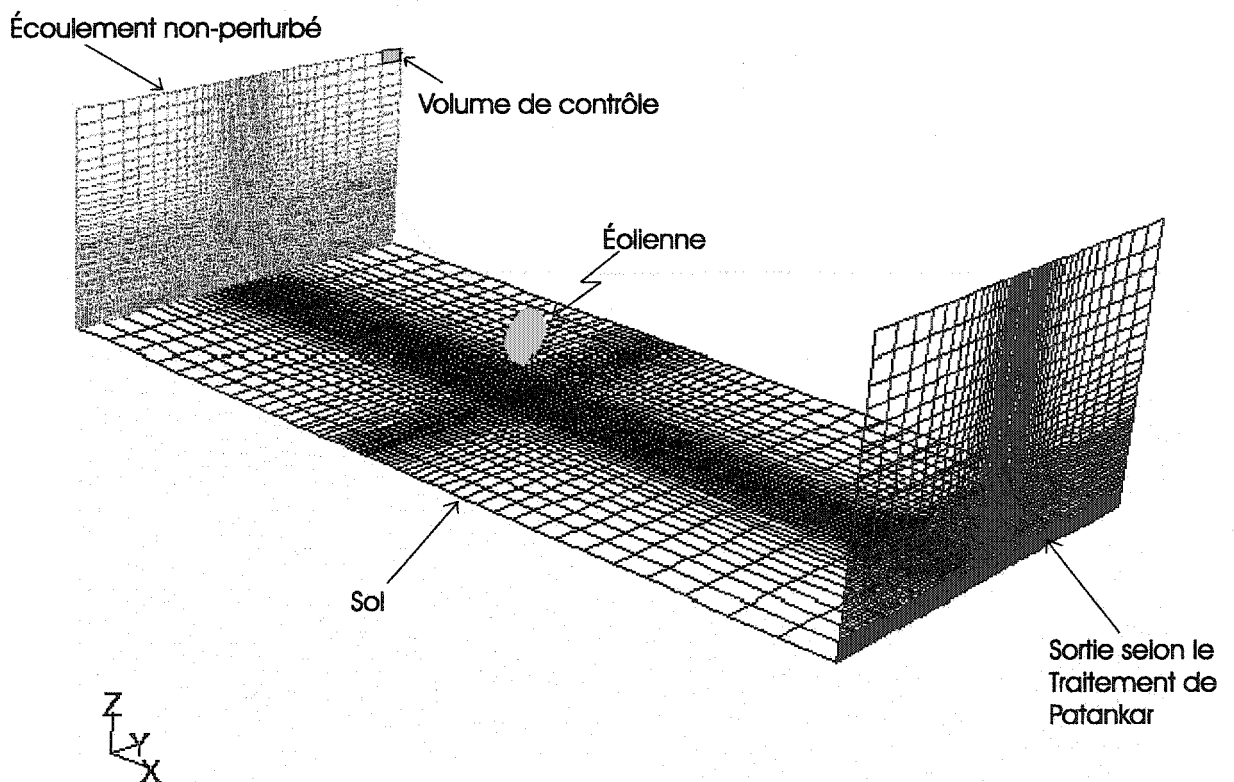


FIGURE 24 Domaine de calcul tridimensionnel

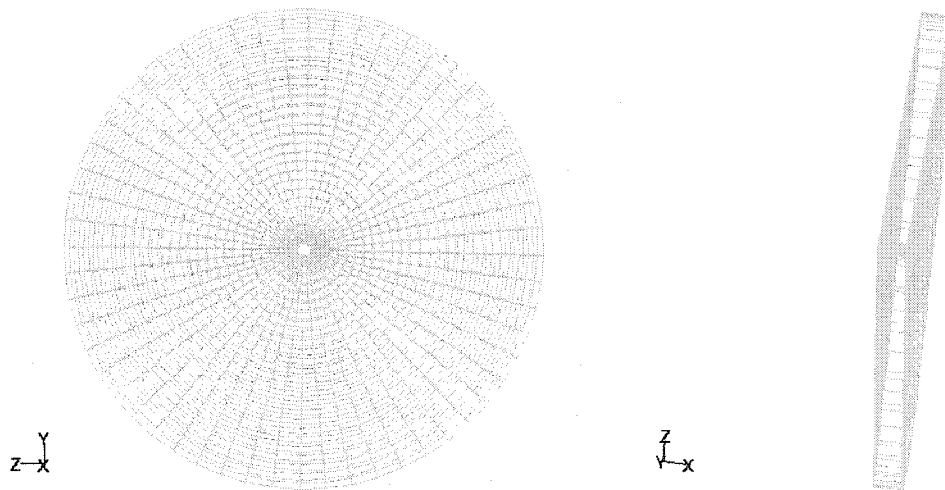


FIGURE 25 Représentation de la surface conique du rotor

5.4 Schémas d'interpolation de la pression

Les équations de conservation décrites à la section précédente sont appliquées à chaque volume de contrôle dans le domaine de calcul. FLUENT stocke toutes les variables dépendantes (u , v , w , p , k et ϵ) au centre du volume de contrôle. Cependant, la valeur de la pression aux faces est nécessaire pour la résolution de l'équation de quantité de mouvement. Par conséquent, un schéma d'interpolation doit être utilisé afin de déterminer celle-ci à partir des valeurs au centre des cellules. Cela peut être fait en utilisant l'un des schémas suivants :

- Standard [84] : il interpole les valeurs de pression aux faces en utilisant les coefficients de l'équation discrétisée de quantité de mouvement. Cette interpolation est efficace si la variation de pression entre deux volumes de contrôle est faible.
- Linéaire : il calcule la pression sur la face en faisant la moyenne des pressions des volumes de contrôle adjacents.
- Second ordre [85] : il reconstruit la pression sur la face en utilisant une approche linéaire multidimensionnelle. Cette interpolation apporte une amélioration par rapport aux deux précédentes, mais connaît des problèmes de convergence lorsqu'elle est utilisée au début des calculs.

- PRESTO (PREssure Stagging Option) [83] : cette interpolation est similaire dans l'esprit au schéma de "maillage décalé" [83] utilisé pour des maillages structurés. Cette interpolation n'est implantée que pour des volumes de contrôle quadrilatéraux ou hexaédriques. Les schémas d'interpolation en pression ont un impact significatif sur les simulations aérodynamiques des parcs éoliens. Celui qui a montré les meilleurs résultats (voir Chapitre 6 et Réf. [86]) est le schéma d'interpolation **PRESTO**.

5.5 Expression des forces externes

Les forces externes, $\overline{F_i^{ext \rightarrow VC}}$, représentant l'action des pales sur le fluide sont des termes dominants dans les volumes de contrôle qui intersectent la surface balayée par les pales. Par conséquent, dans le contexte d'une méthode itérative séquentielle, une linéarisation adéquate de ces forces externes est primordiale pour assurer la convergence de l'algorithme de résolution et la stabilité de la solution. Pour cela, la dérivée de chaque force en fonction de la vitesse, $\frac{\partial \overline{F_i^{ext \rightarrow VC}}}{\partial u_i}$, a été déterminée, l'indice i correspondant à l'indice de l'équation de quantité de mouvement pour laquelle la force a été spécifiée. Il ne faut donc pas interpréter cet indice au sens de la notation d'Einstein.

Quelle que soit la méthode utilisée, axisymétrique ou tridimensionnelle, l'intégration de ces forces se fera uniquement sur la surface balayée par les pales de la manière présentée ci-dessous. La précision de l'évaluation des forces externes dépendra de cette intégration.

5.5.1 Intégration des forces externes pour la formulation axisymétrique

L'hypothèse d'un écoulement axisymétrique simplifie considérablement les expressions des forces externes [27]. En effet, la symétrie du problème permet de remplacer l'intégrale de surface par une intégrale de contour, du fait de l'indépendance de la solution par rapport à θ . Les expressions intégrales de ces forces ainsi que leurs dérivées s'expriment donc sous

la forme suivante :

$$\overline{F_x^{ext \rightarrow VC}} = -\frac{\rho c B}{2} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[V_{rel} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] dr \quad (5.2)$$

$$\overline{F_r^{ext \rightarrow VC}} = \frac{\rho c B \tan(\gamma)}{2} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[V_{rel} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] dr \quad (5.3)$$

$$\overline{F_\theta^{ext \rightarrow VC}} = -\frac{\rho c B}{2 \cos(\gamma)} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[V_{rel} \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \right] dr \quad (5.4)$$

où r_{min} et r_{max} représentent respectivement les positions radiales minimale et maximale de la pale à l'intérieur du volume de contrôle considéré (voir Figure 26). Pour obtenir l'expression de ces forces et de leurs dérivées, il a été supposé que les coefficients statiques de portance, C_L , et de traînée, C_D , du profil aérodynamique définissant la pale étaient constants, bien que ceux-ci dépendent de l'angle d'attaque, α , et du nombre de Reynolds, Re , lesquels dépendent de la vitesse. Par conséquent, les équations discrétisées et leurs dérivées ont été obtenues :

Équations discrètes :

$$\overline{F_x^{ext \rightarrow VC}} = -\frac{\rho c B}{2} \cos(\gamma) \left[V_{rel} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] \Delta r \quad (5.5)$$

$$\overline{F_r^{ext \rightarrow VC}} = \frac{\rho c B \sin(\gamma)}{2} \left[V_{rel} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] \Delta r \quad (5.6)$$

$$\overline{F_\theta^{ext \rightarrow VC}} = -\frac{\rho c B}{2} \left[V_{rel} \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \right] \Delta r \quad (5.7)$$

Dérivées des équations discrètes :

$$\frac{\partial \overline{F_x^{ext \rightarrow VC}}}{\partial u} = -\frac{\rho c B \cos(\gamma)}{2} \left[\cos(\gamma) V_{rel} C_D + \frac{\cos(\gamma)}{V_{rel}} U_n \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] \Delta r \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial \overline{F_r^{ext \rightarrow VC}}}{\partial v} = -\frac{\rho c B \sin(\gamma)}{2} \left[V_{rel} \sin(\gamma) C_D + \frac{U_n \sin(\gamma) \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right)}{V_{rel}} \right] \Delta r \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial \overline{F_{\theta}^{ext \rightarrow VC}}}{\partial w} = -\frac{\rho c B}{2} \left[V_{rel} C_D - \frac{U_t \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right)}{V_{rel}} \right] \Delta r \quad (5.10)$$

Pour les équations (5.2) à (5.4), l'intégrale de contour est donc réalisée sur l'élément de pale Δr contenu dans le volume de contrôle. Cependant, suivant le maillage et le type d'élément utilisé (triangulaire ou quadrilatère), la pale ne passe pas obligatoirement par le centre géométrique du volume de contrôle intersectant avec elle (voir Figure 26). Elle peut couper le volume de contrôle de différentes façons, i.e. soit en coupant deux côtés consécutifs, soit deux côtés opposés, soit un seul côté (dans le cas du bout de pale). Afin de tenir compte de ces différentes conditions, une analyse précise et rigoureuse de l'évaluation de Δr a été réalisée. Or, les expressions des forces externes dépendent des propriétés physiques de l'écoulement, lesquelles sont stockées au centre géométrique du volume de contrôle. Par conséquent, deux solutions sont envisageables :

- soit utiliser des interpolations complexes afin de déterminer précisément les valeurs des propriétés physiques de l'écoulement le long de la pale ;
- soit supposer que les propriétés physiques de l'écoulement sont constantes dans tout le volume de contrôle.

C'est cette deuxième hypothèse qui sera utilisée. Il est alors évident que si le maillage n'est pas suffisamment fin pour bien représenter les effets de l'éolienne sur l'écoulement, une telle hypothèse n'est plus justifiable. Le maillage utilisé pour représenter un tel écoulement a alors été raffiné localement autour de la zone où l'éolienne a été positionnée et celui-ci a été incliné d'un angle, γ , correspondant à l'angle de conicité des pales (voir Figure 23). De cette façon, la géométrie du rotor est bien représentée et les caractéristiques aérodynamiques sont évaluées avec précision.

En résumé, l'intégration des forces externes dépend principalement de la finesse du maillage, ceci afin de représenter correctement les caractéristiques physiques de l'écoulement perturbé par l'éolienne, et de l'évaluation de la surface balayée par les pales. De plus, bien que l'élément de pale traversant un volume de contrôle ne doit pas nécessairement passer

par le centre géométrique du volume de contrôle, il est cependant souhaitable de concevoir le maillage de telle manière que la surface balayée par les pales passe par les centres géométriques des volumes de contrôle (voir Figure 27).

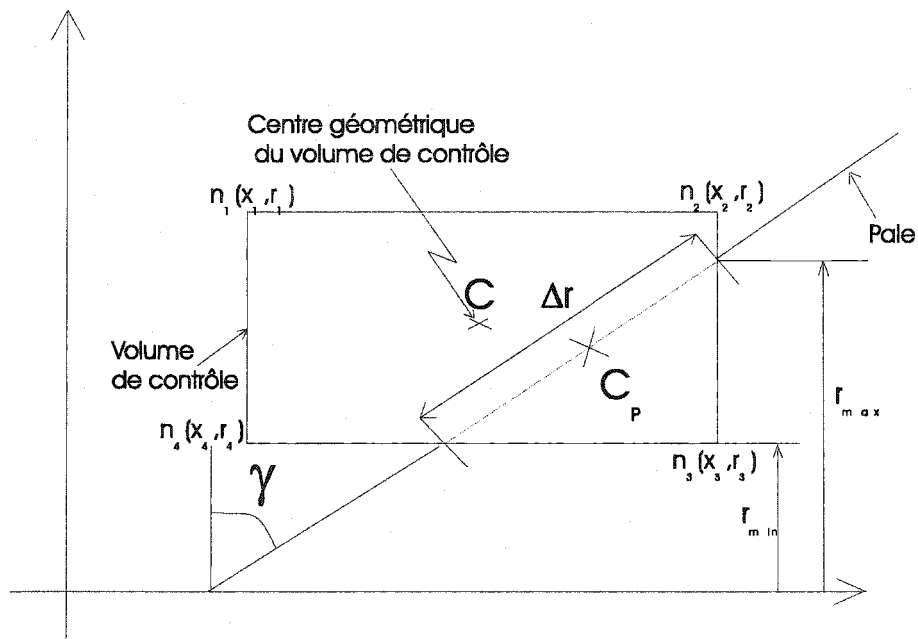


FIGURE 26 Élément de pale traversant un volume de contrôle

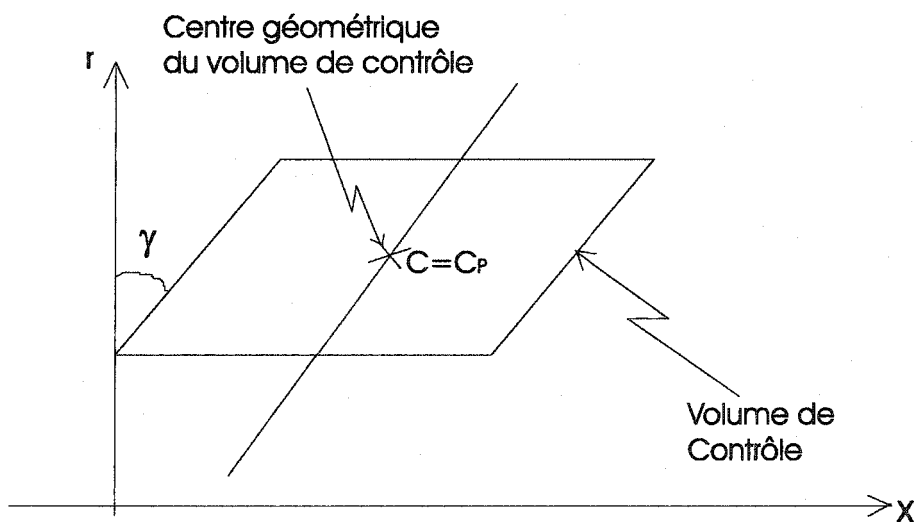


FIGURE 27 Optimisation du maillage pour la détermination des forces externes

5.5.2 Intégration des forces externes pour la formulation tridimensionnelle

Le passage de la méthode axisymétrique à la méthode tridimensionnelle cartésienne rend l'expression des forces externes beaucoup plus complexe [27]. Une procédure de projection similaire à celle réalisée pour la méthode axisymétrique permet d'obtenir les expressions intégrales des termes de force ainsi que leurs formes discrètes et leurs dérivées, en considérant les mêmes hypothèses que celles formulées à la section précédente :

Forme intégrale :

$$\overline{F_x^{ext \rightarrow VC}} = -\frac{\rho c B}{4 \pi} \int_{\mathcal{A}_I} \left[\frac{V_{rel}}{r} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] \cos(\gamma) dA \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} \overline{F_y^{ext \rightarrow VC}} &= \frac{\rho c B}{4 \pi} \int_{\mathcal{A}_I} \left[\frac{V_{rel}}{r} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \cos(\theta) \sin(\gamma) \right. \\ &\quad \left. + \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \sin(\theta) \right] dA \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\begin{aligned} \overline{F_z^{ext \rightarrow VC}} &= \frac{\rho c B}{4 \pi} \int_{\mathcal{A}_I} \left[\frac{V_{rel}}{r} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \sin(\theta) \sin(\gamma) \right. \\ &\quad \left. + \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \cos(\theta) \right] dA \end{aligned} \quad (5.13)$$

Équations discrètes :

$$\overline{F_x^{ext \rightarrow VC}} = -\frac{\rho c B}{4 \pi} \left[\frac{V_{rel}}{r} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \right] \cos(\gamma) \mathcal{A}_I \quad (5.14)$$

$$\begin{aligned} \overline{F_y^{ext \rightarrow VC}} &= \frac{\rho c B}{4 \pi} \left[\frac{V_{rel}}{r} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \cos(\theta) \sin(\gamma) \right. \\ &\quad \left. + \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \sin(\theta) \right] \mathcal{A}_I \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} \overline{F_z^{ext \rightarrow VC}} &= \frac{\rho c B}{4 \pi} \left[\frac{V_{rel}}{r} \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \sin(\theta) \sin(\gamma) \right. \\ &\quad \left. + \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \cos(\theta) \right] \mathcal{A}_I \end{aligned} \quad (5.16)$$

Les dérivées s'expriment en supposant que les coefficients statiques de portance, C_L , et de traînée, C_D , du profil aérodynamique définissant la pale sont constants :

$$\frac{\partial \overline{F_x^{ext \rightarrow VC}}}{\partial u} = -\frac{\rho c B \cos(\gamma)}{4 \pi r} \left[V_{rel} \cos(\gamma) C_D + \frac{U_n \cos(\gamma) \left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right)}{V_{rel}} \right] \mathcal{A}_I \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{F_y^{ext \rightarrow VC}}}{\partial v} = & \frac{\rho c B}{4 \pi r} \left[\frac{-\cos(\theta) \sin(\gamma) U_n + \sin(\theta) U_t}{V_{rel}} \left[\left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \sin(\gamma) \cos(\theta) \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \sin(\theta) \right] \right] \mathcal{A}_I + \frac{\rho c B}{4 \pi r} V_{rel} \left[\left(-\cos(\theta) \sin(\gamma) C_D + \sin(\theta) \frac{C_L}{t_{corr}} \right) \sin(\gamma) \cos(\theta) \right. \\ & \left. - \left(\cos(\theta) \sin(\gamma) \frac{C_L}{t_{corr}} + \sin(\theta) C_D \right) \sin(\theta) \right] \mathcal{A}_I \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{F_z^{ext \rightarrow VC}}}{\partial w} = & \frac{\rho c B}{4 \pi r} \left[\frac{-\sin(\theta) \sin(\gamma) U_n - \cos(\theta) U_t}{V_{rel}} \left[\left(U_t \frac{C_L}{t_{corr}} + U_n C_D \right) \sin(\gamma) \sin(\theta) \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(U_n \frac{C_L}{t_{corr}} - U_t C_D \right) \cos(\theta) \right] \right] \mathcal{A}_I + \frac{\rho c B}{4 \pi r} V_{rel} \left[\left(-\cos(\theta) \frac{C_L}{t_{corr}} - \sin(\theta) \sin(\gamma) C_D \right) \sin(\gamma) \sin(\theta) \right. \\ & \left. - \left(-\sin(\theta) \sin(\gamma) \frac{C_L}{t_{corr}} + \cos(\theta) C_D \right) \cos(\theta) \right] \mathcal{A}_I \end{aligned} \quad (5.19)$$

Pour la méthode tridimensionnelle, la surface balayée par les pales correspond à un cône avec un angle de conicité correspondant à celui des pales (cf. Figure 17) et non plus une simple ligne. L'intégration des forces externes devient alors encore plus sensible au maillage utilisé et à l'évaluation de la surface balayée par les pales. Celle-ci, au vu de la problématique exposée lors de la formulation axisymétrique, passe désormais par les centres géométriques des volumes de contrôle qu'elle rencontre. Ainsi, les propriétés physiques de l'écoulement sont bien calculées sur la surface balayée par les pales. Ensuite, de manière à vérifier l'impact réel du maillage sur l'intégration de ces forces, différents domaines de calcul ont été réalisés. Il a été remarqué que si les volumes de contrôle composant le rotor ne correspondaient pas parfaitement aux limites de la surface balayée par les pales, représentée par le cône de rayon $R \cos(\gamma)$ (voir Figure 28), cela entraînait une mauvaise évaluation des forces externes. Cette erreur liée à la formulation tridimensionnelle cartésienne peut être minimisée par l'utilisation d'un maillage très fin. Cependant,

l'usage d'un tel maillage nécessiterait des ressources informatiques très importantes.

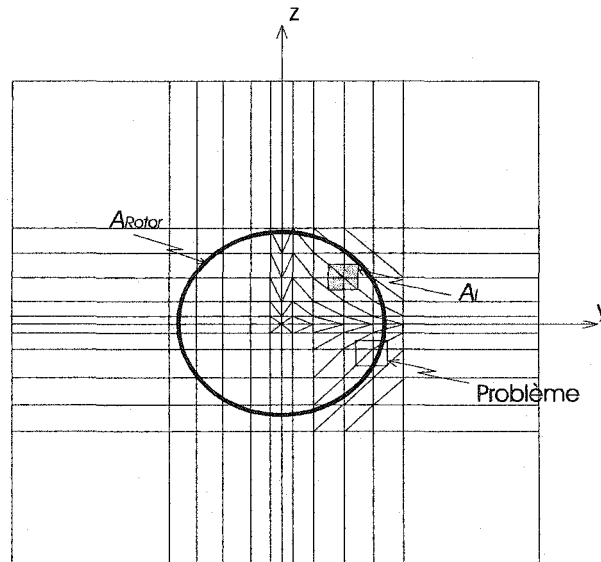


FIGURE 28 Section transversale des volumes de contrôle balayés par les pales

Ce problème a été mis en évidence et traité de manière rigoureuse par Ammara [27] dans le contexte de maillage structuré. Ainsi, une technique spéciale de décomposition en mini-éléments, correspondant à des subdivisions des faces triangulaires des éléments tétraédriques comprises sur la surface A_{Rotor} , a été développée. Ces mini-éléments, situés au voisinage de la frontière de la surface balayée par les pales, sont formés par une procédure de découpage originale permettant au maillage de surface utilisé de suivre avec précision cette frontière. Un tel traitement n'a cependant pas été nécessaire dans notre cas, puisque FLUENT permet l'utilisation de maillage non-structuré. De plus, du fait du choix de l'interpolation en pression [86], seuls des volumes de contrôle en forme d'hexaèdre pouvaient être utilisés. La solution proposée afin d'obtenir une bonne évaluation des forces externes est d'utiliser un maillage dit en "O" (cf. Figures 25 et 29) avec un nombre suffisamment important de volumes de contrôle, de manière à bien représenter les phénomènes physiques et la surface conique balayée par les pales. Par conséquent, une technique de

maillage par multiblocs a été développée et un traitement rigoureux de la position du rotor a été réalisé en identifiant différemment les volumes de contrôle représentant l'éolienne par rapport aux autres volumes de contrôle. La Figure 25 présente le maillage typique utilisé pour représenter ce cône. La surface balayée par les pales dans chaque volume de contrôle correspond donc à un quadrilatère passant par le centre du volume de contrôle, suivant les recommandations faites précédemment (voir Figure 29). L'évaluation de cette surface, A_T , a alors pu être déterminée de manière précise.

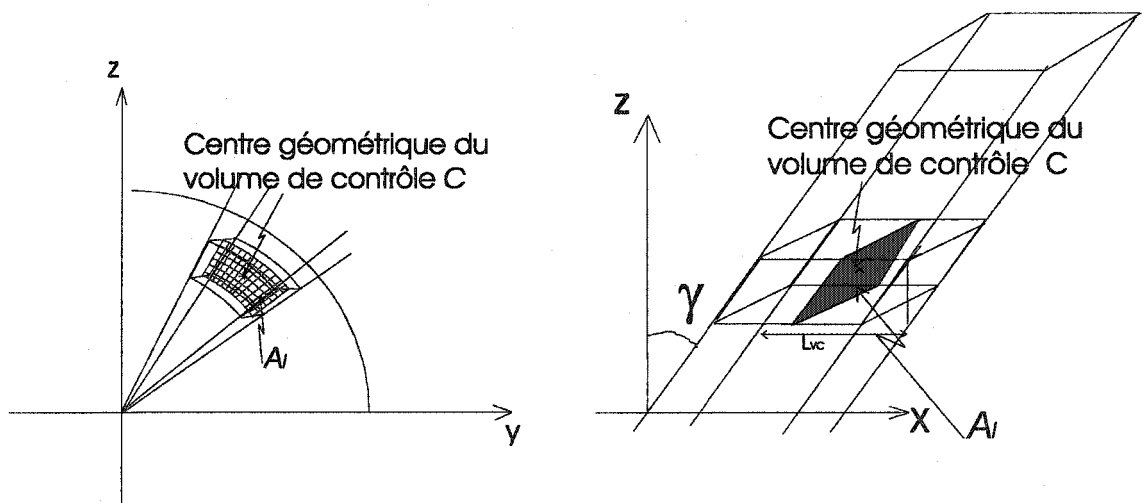


FIGURE 29 Surface balayée par les pales dans un volume de contrôle en trois dimensions

5.6 Conditions aux frontières

Afin de résoudre le problème mathématique énoncé précédemment et le système d'équations algébriques dans différentes conditions de stabilité thermique, il est nécessaire de prescrire des conditions aux frontières cohérentes. Pour le système d'équations algébriques les conditions suivantes sur u , v , w , T , k et ϵ ont été spécifiées :

- Sur la **face inférieure**, pour la formulation tridimensionnelle, l'approche de Launder et Spalding [87] est utilisée : les équations discrétisées de quantité de mouvement, d'énergie

et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ne sont pas résolues pour les volumes de contrôle adjacents à la paroi.

- La loi de paroi pour u définie au Chapitre 4 est utilisée ;
- Le flux de chaleur q_w est prescrit suivant l'équation (4.42) ;
- Le taux de dissipation est calculé à partir de la relation, $\epsilon(z_P) = \frac{C_\mu^{3/4} k(z_P)^{3/2}}{K z_P}$ où l'indice P indique le point de calcul adjacent à la paroi ;
- Finalement, l'équation discrète d'énergie cinétique turbulente k est la seule équation résolue pour les volumes de contrôle adjacents à la paroi, en posant $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$ à la paroi, où n est un vecteur unitaire normal à la paroi.

Pour la formulation axisymétrique, une condition de symétrie est appliquée.

- Sur la **face d'entrée**, située en amont de l'éolienne et la **face supérieure**, située bien au dessus du sol, les différents profils de l'écoulement non-perturbé définis Chapitre 4 suivant les différentes stratifications de la couche limite terrestre sont prescrits, i.e. :

- $u_x = u_0(z)$ (éq. (3.15)), $u_y = 0$, $u_z = 0$;
- $T = T_0(z)$ (éqs. (3.26) et (3.27)) ;
- $k = k_0(z)$ (éq. (4.28)) ;
- $\epsilon = \epsilon_0(z)$ (éq. (3.28)) ;

En 3D, les faces latérales sont traitées comme des symétries.

- Enfin pour la **face de sortie**, le champ de vitesse est déterminé en utilisant le traitement de Patankar[83].

CHAPITRE 6

ÉCOULEMENT LAMINAIRE AUTOUR D'UNE ÉOLIENNE ISOLÉE

Les résultats présentés dans ce chapitre ont pour objectif de démontrer la capacité de la méthode proposée et son implantation dans le logiciel commercial FLUENT à prédire les performances d'une éolienne isolée. Pour ce faire, seront successivement présentés : les différentes comparaisons entre les prédictions obtenues par la méthode développée, le logiciel de recherche développé et validé par Masson et al. [26, 27, 28, 88, 89], la théorie du tube de courant [31] et les différents résultats expérimentaux existants [32, 42, 61, 62, 90]. À des fins de concision, dans toute la suite de cette thèse, les termes FLUENT_WT et CV-FEM_WT seront utilisés pour représenter la méthode développée dans le logiciel commercial FLUENT et le code de recherche développé par le groupe de recherche du Professeur Masson, respectivement. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été réalisés pour une éolienne isolée et immergée dans un écoulement laminaire avec une distribution de vent non-perturbé uniforme. L'influence du sol et de la turbulence sont donc négligés dans ce chapitre, afin de se concentrer sur la validation de la représentation des effets du rotor sur l'écoulement et de son implantation dans le logiciel commercial FLUENT. Pour la formulation tridimensionnelle, l'éolienne est placée au centre du domaine de calcul, en supposant un écoulement non-perturbé uniforme en amont. Pour cela, deux formulations ont été exploitées : la formulation axisymétrique et la formulation tridimensionnelle.

6.1 Formulation axisymétrique

Différentes raisons ont motivé le développement d'une formulation axisymétrique avant celui d'une formulation tridimensionnelle cartésienne. D'une part, cette formulation bidimensionnelle à trois composantes de vitesse a prouvé sa pertinence dans la prédiction des performances d'une éolienne à axe horizontal [27, 28]. Elle permet donc une validation rapide de la méthode proposée. D'autre part, elle a permis de mettre en évidence la sensi-

bilité de la solution par rapport au schéma d'interpolation de pression choisi et au maillage utilisé. Une telle étude aurait été réalisée de manière inefficace avec une formulation tridimensionnelle, de par l'importance des ressources informatiques associées à cette dernière. Dans un premier temps, une évaluation des différents schémas d'interpolation pour la pression est réalisée, afin de sélectionner le plus adéquat pour le type d'écoulement considéré dans cette thèse. Par la suite, les différents résultats obtenus avec cette formulation sont présentés et discutés.

6.1.1 Influence des schémas d'interpolation de la pression

Suivant les remarques faites au chapitre précédent, le choix d'un schéma d'interpolation en pression peut avoir une influence déterminante dans la prédiction des performances d'une éolienne. Afin d'en évaluer les conséquences, des simulations [86] ont été réalisées sur les deux éoliennes suivantes : l'éolienne "NREL Combined Experiment" équipée des pales vrillées de la phase III [42] en opération stationnaire et l'éolienne Tjaereborg [61, 62] en opération instationnaire.

Éolienne "NREL Combined Experiment"

L'éolienne "NREL Combined Experiment" est une machine composée de trois pales, situées en aval de la nacelle par rapport à la direction du vent, de puissance électrique nominale de 20kW. Elle a une vitesse de rotation de 72 tours par minute et un diamètre de 10m. Le profil utilisé sur la pale est le NREL S809 [91]. Les pales font un angle de conicité avec la verticale de 3.4° . Une densité de 0.9793 kg/m^3 correspondant aux propriétés physiques de l'écoulement autour de la machine lors de la prise des mesures a été prescrite.

Les simulations ont été réalisées pour trois vitesses de vent, définies à la hauteur du moyeu, de 7 m/s, 8.8 m/s et 10.6 m/s. Ces dernières représentent les conditions d'opération typiques de fonctionnement de cette éolienne. Les résultats présentés dans cette section incluent les comparaisons des performances en terme de puissance entre la méthode propo-

TABLEAU X

Comparaison des valeurs de puissance entre FLUENT_WT et le code CVFEM_WT

$U_{\infty}(m/s)$	CVFEM_WT	FLUENT_WT (axis)			
	$P(kW)$	$P_{PRESTO}(kW)$	$P_{2ndOrdre}(kW)$	$P_{Standard}(kW)$	$P_{Linéaire}(kW)$
7.0	3.768	3.767	3.3186	3.1087	3.0979
8.8	6.896	6.926	6.3017	6.0021	5.9854
10.6	9.340	9.299	8.82	8.62	8.603

sée et le logiciel CVFEM_WT, ainsi que la distribution de la vitesse axiale suivant l'axe de l'écoulement pour une vitesse de vent de 10.6m/s.

Une étude de maillage a été réalisée. Celle-ci a montré qu'un maillage non uniforme de 103*70 points, formé d'éléments quadrilatéraux composé de 23 volumes de contrôle uniformes sur le disque actuateur et une augmentation régulière de la taille des volumes de contrôle situés en haut du disque, garantissait l'indépendance de la solution numérique vis-à-vis du maillage. Il a aussi été démontré que les frontières d'entrée et de sortie devaient être placées à une distance de 7.5 et 10 diamètres de l'éolienne respectivement. Les dimensions sont exprimées en fonction du diamètre de l'éolienne, unité utilisée dans le milieu éolien. Un tel maillage a donc été adopté pour toutes les simulations axisymétriques, voir Figure 23. De tels éléments ont été sélectionnés de façon à avoir accès à tous les schémas d'interpolation disponibles dans FLUENT.

Un tel écoulement implique une discontinuité de pression entraînant souvent une solution discrétisée ayant une fluctuation spatiale de la vitesse axiale au passage de l'éolienne, (voir Figure 30). Ce problème a été mis en évidence dans les travaux récents de Masson et al. [88, 89] et traité de manière rigoureuse et précise dans la formulation CVFEM_WT, en développant une technique spéciale permettant de représenter précisément cette discontinuité de pression. Par conséquent, les oscillations de vitesse ont été supprimées. Cette

technique ne peut être utilisée dans cette thèse du fait du manque de flexibilité relié à l'utilisation d'un logiciel commercial comme FLUENT.

Le Tableau X présente une comparaison entre les valeurs de puissance données par FLUENT_WT [81] et le logiciel CVFEM_WT [88, 89]. Les résultats présentés au Tableau X montrent que l'interpolation Presto se compare de façon très similaire au logiciel CVFEM_WT. Par contre, on peut noter que les autres schémas sous-estiment la puissance de façon significative, avec des différences allant jusqu'à 21%. Cependant, celles-ci semblent diminuer lorsque la vitesse augmente. Ces différences peuvent être attribuées principalement à la discontinuité de pression au travers du disque actuateur, laquelle produit une fluctuation spatiale non réaliste de la vitesse axiale (voir Figure 30), qui n'est pas significative lorsque l'interpolation Presto est utilisée (voir Figure 30).

Éolienne Tjaereborg

Afin de confirmer ces résultats et de façon à vérifier l'efficacité de ces schémas d'interpolation, une nouvelle simulation a été réalisée sur l'éolienne Tjaereborg en opération instationnaire.

L'éolienne Tjaereborg est une machine composée de trois pales, situées en amont de la nacelle par rapport à la direction du vent, de puissance électrique nominale de 2MW. Elle a une vitesse de rotation de 22.3 tours par minute et un diamètre de 61 m. Le profil utilisé sur la pale est le NACA 4412-43 [92]. L'angle de conicité avec la verticale est nul. Une densité de 1.25 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, correspondant aux propriétés physiques de l'écoulement autour de la machine, ont été prescrites.

Les simulations réalisées dans cette section sont basées sur les travaux de Øye [61, 62] lesquels ont été réalisés afin d'étudier l'influence du changement de l'angle de calage sur les performances d'une éolienne. Dans son étude, les conditions de fonctionnement de l'éolienne étaient une vitesse moyenne de vent de 10.5 m/s et un angle de calage variant

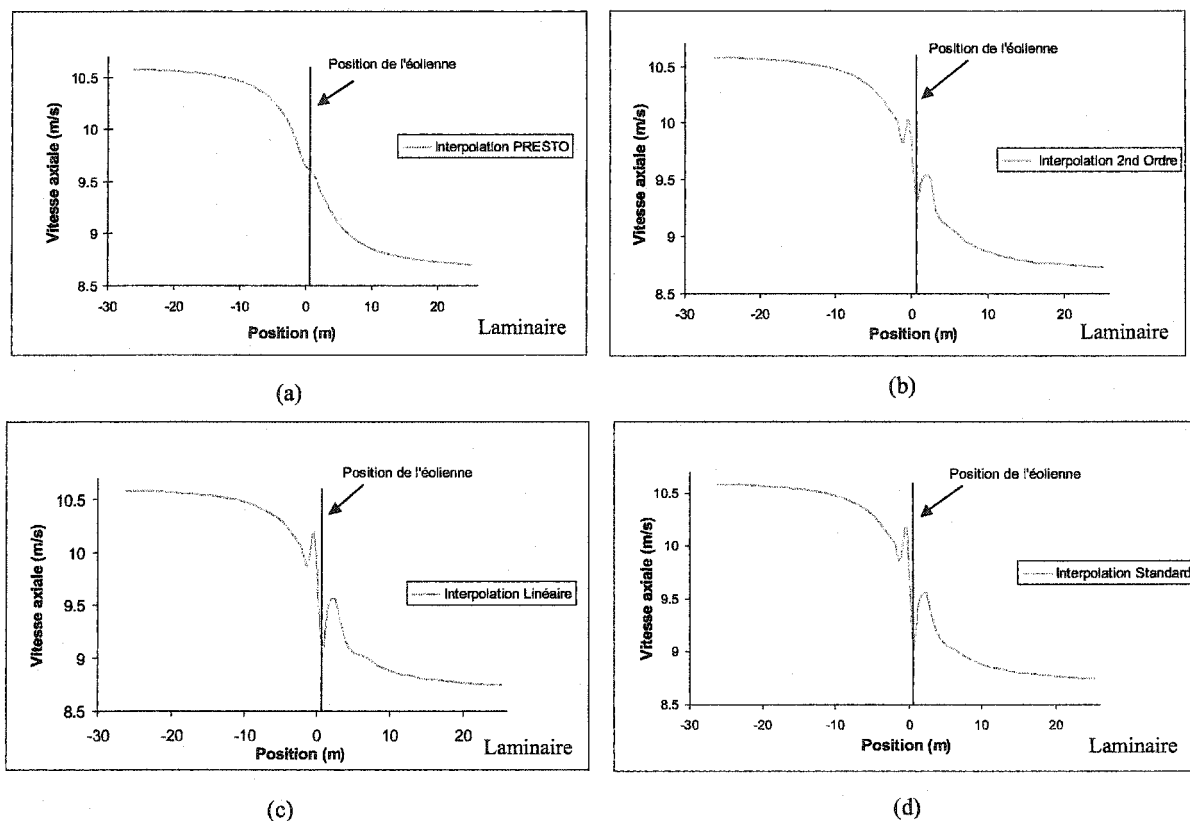


FIGURE 30 Distribution de la vitesse axiale suivant l'axe du domaine pour différents schémas d'interpolation de la pression, Presto (a), Second ordre (b), Linéaire (c) et Standard (d).

entre 0° et 4° de manière instantanée. Ce changement instantané s'effectuait toutes les 30 secondes sur une période de 10 minutes. Une réponse moyenne de la puissance a ensuite été calculée et ramenée sur une période de 1 minute. La Figure 31 montre une comparaison de l'évolution temporelle de la puissance électrique entre la méthode proposée, pour les différents schémas d'interpolation de pression, les calculs exécutés par le logiciel CV-FEM_WT [88] ainsi que les mesures faites par Øye. Il est à noter que les simulations ont été réalisées pour une vitesse de vent de 10.8 m/s, de manière à correspondre à la mesure de puissance faite dans des conditions stationnaires, avec un angle de calage de 0° . Cette procédure est compatible avec celle réalisée par Øye. Ce dernier a effectivement déterminé indirectement la vitesse moyenne du vent en faisant correspondre la puissance

mesurée avec la courbe de puissance de la machine. Un pas de temps constant de 1 seconde sur une période de 1 minute a été utilisé pour les simulations. Le maillage utilisé pour cette simulation est un maillage cartésien de 103×70 points, composé d'éléments quadrilatéraux pour les mêmes raisons qu'énoncées précédemment, de forme similaire à celui de la Figure 23. Suivant les recommandations faites par Øye, la puissance électrique a été obtenue à partir de la puissance mécanique calculée en considérant une efficacité de 90% pour le générateur.

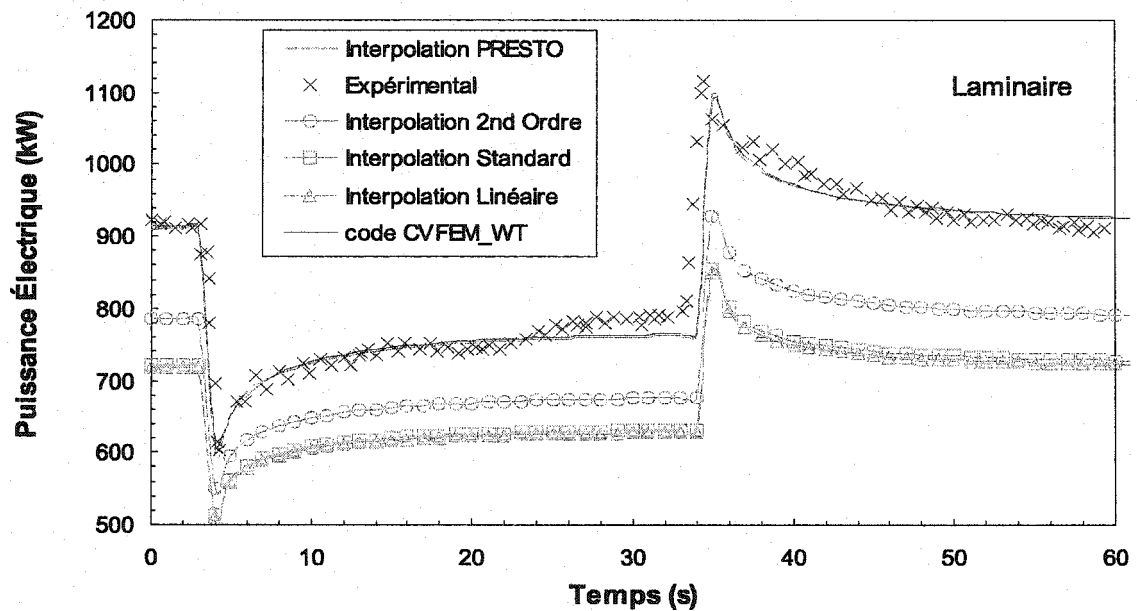


FIGURE 31 Comparaison des valeurs de la puissance électrique pour les différents schémas d'interpolation

Les prédictions montrent une bonne corrélation entre la solution de FLUENT_WT obtenue en utilisant l'interpolation Presto, le logiciel CVFEM_WT et les résultats expérimentaux. On remarque une sous-estimation de la puissance donnée par les autres schémas d'interpolation due encore une fois aux fluctuations spatiales de la vitesse axiale au voisinage du disque actuateur.

Ces résultats démontrent clairement que l'interpolation Presto est la plus appropriée pour la simulation de l'écoulement au voisinage d'une éolienne à l'aide du logiciel commercial FLUENT.

6.1.2 Validation de la formulation axisymétrique

Suite aux constatations de la Section 6.1.1, l'interpolation Presto sera dorénavant toujours utilisée. Cependant, celle-ci n'est valable que pour des éléments de forme quadrilatérale en deux dimensions ou hexaédrique en trois dimensions, ce qui limite considérablement la flexibilité du maillage.

Des simulations ont été réalisées sur les éoliennes MOD-0A (développée par la NASA et le département de l'énergie) [64] et Tjaereborg [90] afin de valider le modèle mathématique en axisymétrique et son implantation dans le logiciel commercial FLUENT.

Éolienne MOD-0A

Cette éolienne est composée de 2 pales ayant un diamètre de 38.1 m et une hauteur de moyeu de 30.5 m. La puissance mécanique nominale de cette machine est de 100kW et la vitesse de rotation des pales est de 40 tours par minute. Le profil utilisé sur la pale est le NACA 23015 [92]. Les pales font un angle de conicité avec la verticale de 7° et l'angle de calage de la pale est fixé à 3° . Une densité de 1.25 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, correspondant aux propriétés physiques de l'écoulement autour de la machine, ont été prescrites.

Les simulations ont été réalisées pour une gamme de vitesses de vent, définie à la hauteur du moyeu, variant entre 6 m/s et 15 m/s. Dans un premier temps, une visualisation graphique de résultats obtenus avec le logiciel FLUENT est présentée. Par la suite, les prédictions de puissance calculées pour cette éolienne sont analysées. Les Figures 32 et 33 montrent les distributions des champs de pression et de vitesse pour une vitesse de vent non perturbée de 8.5 m/s. Le champ de pression présenté à la Figure 32 est caractéristique

de l'écoulement autour d'une éolienne. En effet, la pression augmente graduellement en amont de l'éolienne pour former une zone de surpression. Ensuite, au passage de la turbine, une chute subite de pression est observée, faisant apparaître une zone de dépression en aval du rotor. La pression augmente à nouveau progressivement dans le sillage du rotor pour atteindre la pression atmosphérique. La discontinuité de pression est, par conséquent, bien représentée. À la Figure 33, le champ de vitesse est, lui aussi, représentatif d'un tel écoulement. En effet, la vitesse diminue au passage de la turbine, donnant lieu à des vitesses dans le sillage de l'éolienne plus faibles que celles observées dans l'écoulement non perturbé par la machine. La fraction la plus importante de l'énergie de l'écoulement étant extraite principalement sur l'extérieur du rotor, il est alors normal d'observer dans cette zone du sillage un déficit de vitesse élevé. Ces visualisations illustrent parfaitement la capacité de la méthode proposée à reproduire les différentes caractéristiques de l'écoulement observé autour d'une éolienne. Ceci constitue la base pour une analyse aérodynamique de parcs éoliens.

Les prédictions des performances obtenues par la méthode ont été comparées à celles provenant du logiciel CVFEM_WT et d'une méthode basée sur la théorie du tube de courant [31]. La comparaison avec cette dernière est très intéressante, puisque c'est une des méthodes les plus utilisées dans le domaine éolien. En effet, le niveau de précision donné par la méthode basée sur la théorie du tube de courant a été jugé suffisant au niveau de la prédiction des performances d'une éolienne lors de la phase de design de la machine. La Figure 34 présente la distribution de puissance pour l'éolienne MOD-0A sur une gamme de vitesses de vent s'étendant entre 6 m/s et 15 m/s. La comparaison entre la méthode proposée, le logiciel CVFEM_WT et la théorie du tube de courant montre un niveau de précision équivalent. Ce résultat était prévisible, car le modèle mathématique utilisé est le même que pour le code CVFEM_WT. Il démontre néanmoins la validité de l'implantation du modèle dans le logiciel commercial FLUENT.

Éolienne Tjaereborg

L'éolienne utilisée pour les simulations suivantes est la même que celle décrite à la Section 6.1.1. Une étude a été réalisée afin de vérifier la capacité de la méthode proposée à reproduire les courbes de puissance d'une éolienne pour différents angles de calage.

Les simulations ont été réalisées pour 4 angles de calage sur une gamme de vitesses de vent variant entre 6 m/s et 25 m/s. Une densité de 1.25 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 \times 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, correspondant aux propriétés physiques de l'écoulement autour de la machine, ont été prescrites. La Figure 35 présente la comparaison entre les prédictions des puissances mécaniques produites par la méthode utilisée, le logiciel CVFEM_WT et le modèle de Sorensen et Kock [90] basé sur une formulation $\Psi - \omega$. On remarque une très bonne corrélation entre la méthode proposée et le logiciel CVFEM_WT. Par contre, la comparaison avec les résultats de Sorensen et Kock montre des différences pouvant aller jusqu'à 10%. Ces différences peuvent être attribuées aux deux formulations mathématiques utilisées et aux données prescrites en entrée (géométrie de la pale, caractéristiques aérodynamiques, etc.). Des problèmes de convergence ont, par ailleurs, été observés pour des vitesses de vent de l'ordre de 7 m/s et 8 m/s, confirmant les observations faites par Sorensen et Kock pour des vitesses de vent similaires. Afin d'obtenir la convergence à ces vitesses, une sous-relaxation importante a été employée. Ce comportement semble être associé aux sections locales du rotor fortement chargées, entraînant ainsi une zone de recirculation importante dans l'écoulement en aval de l'éolienne.

La formulation axisymétrique a ainsi permis de valider de façon efficace l'implantation du modèle mathématique dans le logiciel commercial FLUENT. Cependant, cette formulation ne permet pas l'analyse de parcs éoliens, puisqu'elle ne peut pas modéliser des arrangements quelconques d'éoliennes ainsi que les effets du sol et les différentes conditions de stabilité de la couche limite terrestre. Afin de tenir compte de ces effets, une formulation tridimensionnelle a été développée.

6.2 Formulation tridimensionnelle

La formulation tridimensionnelle est basée sur les mêmes concepts et la même méthodologie que la formulation axisymétrique. C'est donc une extension de cette dernière. Dans le passage de la formulation axisymétrique à la formulation tridimensionnelle, une des étapes importante est la génération du maillage. En effet, un des soucis principaux consiste à garder un niveau de précision équivalent entre les deux formulations, sans pour autant augmenter la finesse du maillage. Cependant, tel que discuté à la Section 6.1.1, des éléments en forme hexaédrique ont dû être utilisés. Par conséquent, et suivant l'étude de maillage faite à cette section, une technique de maillage par multiblocs a été développée (voir Figures 24 et 25). Celle-ci a permis de réduire le temps de calcul de manière significative. Différents tests ont montré que la précision des résultats était principalement déterminée par le nombre d'éléments composant la surface conique du rotor et du raffinement local entourant cette zone. C'est donc suivant ces critères qu'ont été développés les différents maillages tridimensionnels utilisés.

La première étape de validation de cette formulation consiste à comparer les résultats obtenus par cette dernière à ceux provenant des simulations axisymétriques pour le cas d'une éolienne isolée. Pour ce faire, les éoliennes MOD-0A [64] et une éolienne commerciale de 750kW ont été utilisées. Une entente de confidentialité ne nous permet pas de donner plus de précisions sur cette machine.

Éolienne MOD-0A

L'éolienne utilisée pour ces simulations est la même que celle décrite à la Section 6.1.2. Les simulations ont été réalisées pour une gamme de vitesses de vent s'étendant entre 6.5 m/s et 16 m/s. La densité et la viscosité de l'air ont été prescrites à 1.25 kg/m^3 et $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$ respectivement.

Les résultats présentés dans cette section incluent les comparaisons des performances en terme de puissance entre la méthode proposée, la formulation axisymétrique précédemment validée et le logiciel CVFEM_WT [27]. De plus, une visualisation des caractéristiques de l'écoulement autour de l'éolienne pour une vitesse de vent de 10.5 m/s est illustrée. Un maillage non uniforme a été utilisé, composé de 81 258 éléments, dont 776 éléments sur le disque actuateur, de façon à représenter les importantes variations de l'écoulement dans cette zone. Les frontières d'entrée et de sortie ont été placées à une distance de 7.5 et 10 diamètres de l'éolienne respectivement. Cette finesse de maillage a été jugée suffisante de par la précision des résultats obtenus. La Figure 36 présente la distribution de puissance pour l'éolienne MOD-0A sur une gamme de vitesses de vent s'étendant entre 6.5 m/s et 16 m/s. La comparaison des résultats montre un niveau de précision équivalent entre la formulation tridimensionnelle cartésienne, la formulation axisymétrique et le logiciel CVFEM_WT. Cette précision prouve l'efficacité de la formulation tridimensionnelle utilisée. Comme pour la formulation axisymétrique, il est possible de visualiser la distribution des champs de vitesse et de pression directement après convergence. Les détails de l'écoulement autour de l'éolienne sont présentés aux Figures 37 et 38 et illustrent la capacité de la méthode proposée à reproduire les caractéristiques de l'écoulement autour d'une éolienne.

Éolienne commerciale de 750kW

Afin de confirmer la capacité de cette méthode à prédire les performances d'une éolienne, une deuxième simulation a été réalisée sur une éolienne commerciale de 750kW.

L'éolienne commerciale est une turbine composée de trois pales, situées en amont de la nacelle par rapport à la direction du vent, de puissance électrique nominale de 750kW contrôlée par décrochage, voir Figure 7. Le rotor de 48m de diamètre a une vitesse de rotation de 15 tours par minute lorsque la vitesse du vent est inférieure à 9 m/s et de 22 tours par minute lorsque la vitesse du vent est supérieure à 9 m/s. L'angle de conicité

avec la verticale est 5° . Une densité de 1.225 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, correspondant aux caractéristiques standards de l'air, ont été prescrites.

Les simulations ont été réalisées pour une gamme de vitesses de vent, définie à hauteur de moyeu, variant entre 5 m/s et 16 m/s. Les résultats présentés dans cette section incluent les comparaisons des performances en terme de puissance électrique entre la méthode proposée, la formulation axisymétrique et la courbe de garantie fournie par le manufacturier. Le maillage utilisé dans ce cas est un maillage composé de 134 748 éléments, dont 1 400 sur le disque actuateur. Un tel maillage a été utilisé afin de pouvoir représenter plus précisément les variations géométriques de la pale, i.e. angle de vrillage, corde et profils aérodynamiques, lesquels présentent des variations plus importantes comparativement aux éoliennes précédentes. En effet, le domaine éolien est en telle progression que les designs des pales sont devenus de plus en plus complexes. La Figure 39 montre la comparaison des puissances électriques prédites pour la gamme de vitesses de vent étudiée. La puissance électrique de la turbine a été obtenue à partir de la puissance mécanique calculée en considérant une efficacité de 90% pour le générateur. Les résultats obtenus montrent encore une très bonne corrélation entre la formulation tridimensionnelle, la formulation axisymétrique et la courbe garantie. Par contre, pour des vitesses supérieures à 14 m/s, les prédictions indiquent une chute considérable de la puissance électrique contrastant fortement avec la courbe de garantie. Ceci est attribuable au phénomène de délai du décrochage observé sur les pales [93]. Cependant, aucun modèle de délai du décrochage n'était utilisé lors de la réalisation de ces simulations. En effet, la validation de la formulation tridimensionnelle portait principalement sur la zone cubique de la puissance, i.e. la zone de production de la machine, et non sur la précision des résultats dans le décrochage. Cela induit donc une sous-estimation de la puissance à haute vitesse. Afin de tenir compte de ces effets, un modèle de délai du décrochage a été implanté. Les validations de ce modèle sont présentées à la section suivante.

6.3 Validation du modèle de délai du décrochage

Afin de permettre une analyse complète des performances d'un parc, les résultats présentés à la Section 6.2 ont montré la nécessité de l'implantation d'un modèle de décrochage. Pour évaluer ce modèle, des simulations ont été réalisées sur les deux éoliennes suivantes : la Danwin [94] immergée dans un écoulement laminaire et la "NREL Combined Experiment" équipée des pales de la Phase VI [95] immergée dans un écoulement turbulent. De plus, de par sa précision dans la prédiction des performances d'une éolienne et sa rapidité de calcul, la formulation axisymétrique a été sélectionnée pour évaluer l'implantation de ce modèle.

Éolienne Danwin

L'éolienne Danwin est une machine composée de trois pales, situées en amont de la nacelle par rapport à la direction du vent, de puissance électrique nominale de 180kW. Elle a une vitesse de rotation de 42 tours par minute et un diamètre de 23m. Le profil utilisé sur la pale appartient à la série des NACA632xx [92] avec des épaisseurs relatives entre 12 et 32%. L'angle de conicité des pales avec la verticale est nul. Une densité de 1.225 kg/m^3 ainsi qu'une viscosité de $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, correspondant aux conditions standards de l'air, ont été prescrites.

Les simulations ont été réalisées pour une gamme de vitesses de vent, définie à la hauteur de moyeu, variant entre 7 m/s et 16 m/s. La Figure 40 présente les comparaisons entre la courbe de puissance prédite par la méthode proposée avec le modèle de délai du décrochage et les mesures expérimentales [96]. Les résultats montrent la précision de la méthode proposée à reproduire les performances d'une éolienne dans la région du décrochage. Sur cette courbe, on peut remarquer que pour une vitesse de vent au moyeu donné, il y a une importante variation dans la puissance mesurée. Cette différence est principalement due à l'orientation du vent se modifiant pendant l'enregistrement des données [96].

Éolienne “NREL Combined Experiment”

Afin de vérifier l'efficacité du modèle de décrochage développé par Du et Selig [74], une nouvelle simulation a été réalisée en conditions turbulentes sur l'éolienne “NREL Combined Experiment”. L'éolienne utilisée pour ces simulations est la même que celle décrite à la Section 6.1.1.

Les simulations ont été réalisées dans une soufflerie [95] pour une gamme de vitesses de vent variant entre 7 m/s et 25 m/s et une intensité turbulente de 13%. Les propriétés physiques de l'air en condition standard, i.e. une densité de 1.225 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m-s}$ ont été prescrites. Les résultats présentés ici incluent les comparaisons des performances en terme de couple à l'arbre entre la méthode proposée et les résultats expérimentaux pour une gamme de vitesses de vent variant entre 7 m/s et 25 m/s. La Figure 41 montre une très bonne corrélation entre ces différents résultats.

L'analyse des résultats confirme les observations de Du et Selig sur les facteurs de correction du modèle, (voir équations (4.17) et (4.18)). En effet, ceux-ci ne sont pas universels mais varient suivant l'éolienne utilisée, i.e. suivant les profils aérodynamiques utilisés. Ce comportement semble être associé à l'évaluation du point de séparation de la couche limite laminaire. Par conséquent, les facteurs de correction utilisés pour l'éolienne “NREL Combined Experiment” ne sont pas les mêmes que ceux utilisés pour l'éolienne Danwin. Cependant, vu que les conditions d'opérations étudiées dans la suite de cette thèse, correspondant aux conditions de production des éoliennes, se situent hors de la zone de décrochage de la machine, le modèle de délai du décrochage ne sera pas utilisé.

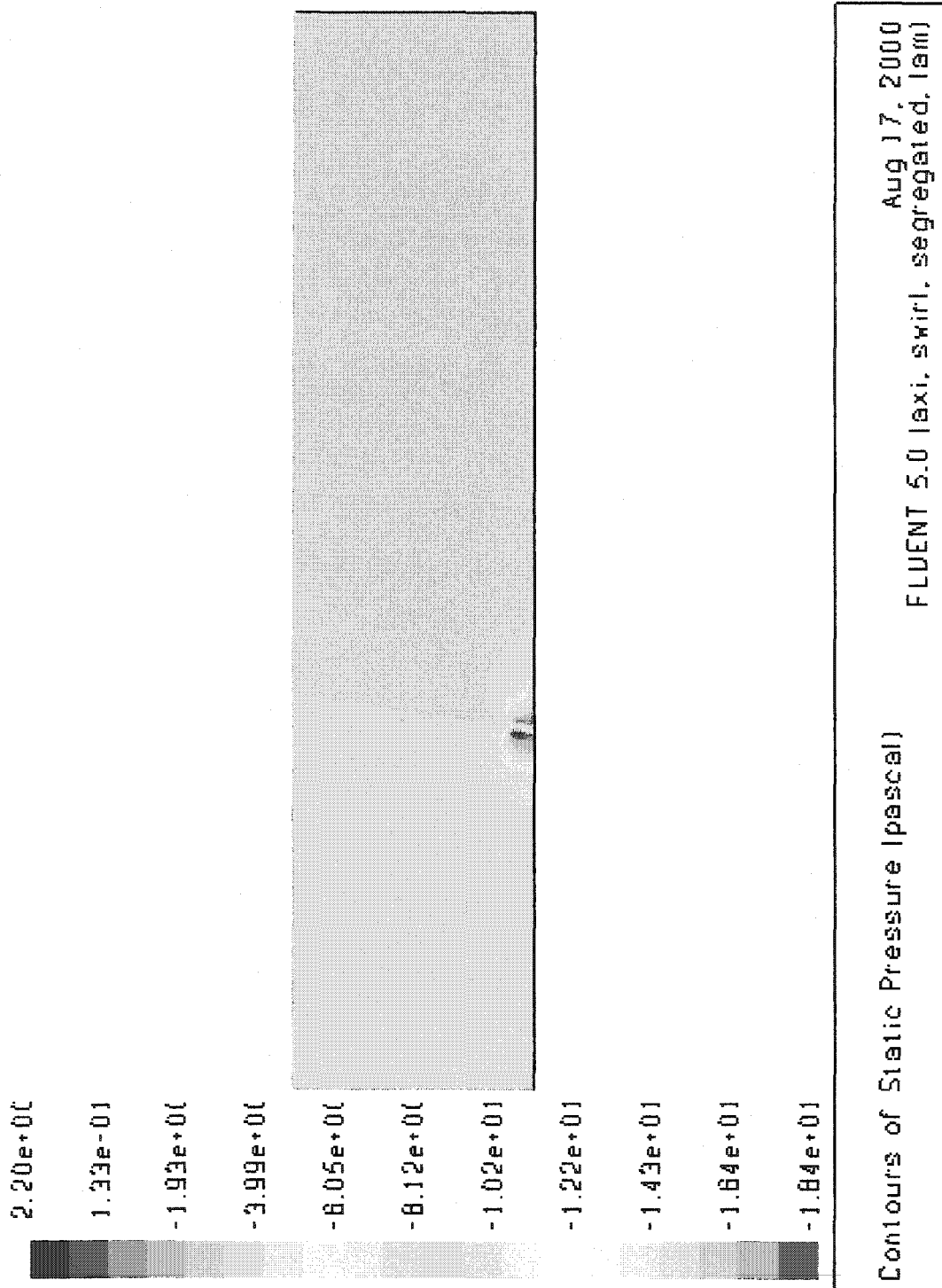


FIGURE 32 Visualisation de la distribution de pression pour une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation axisymétrique

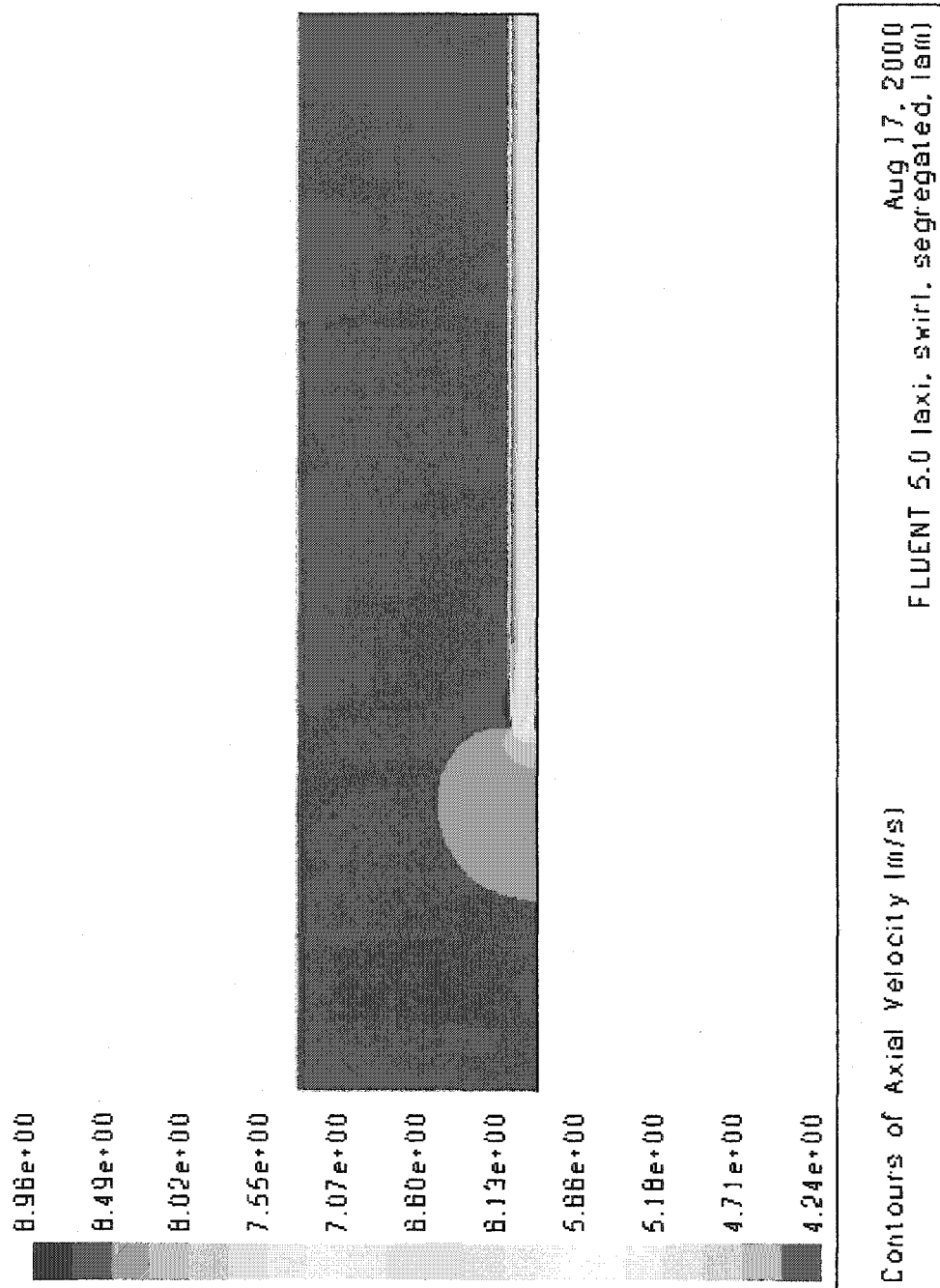


FIGURE 33 Visualisation de la distribution de vitesse pour une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation axisymétrique

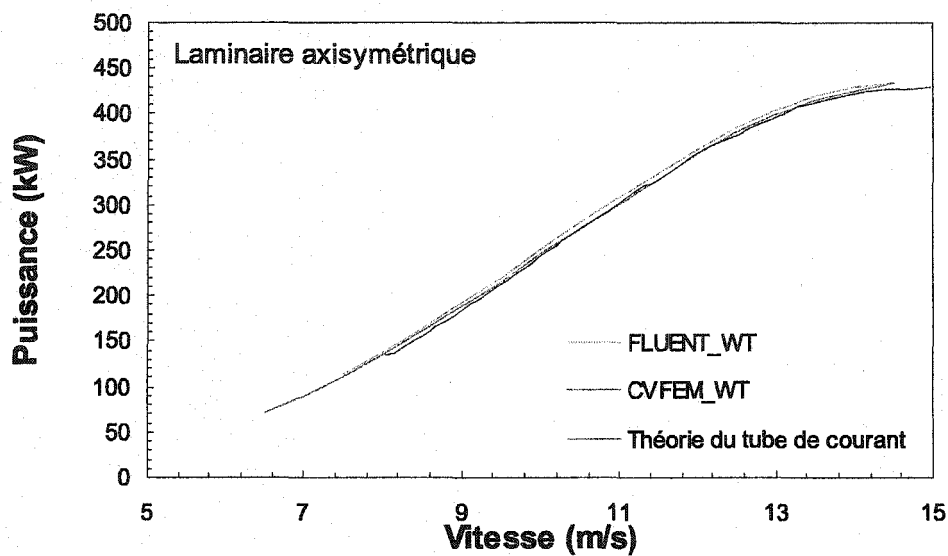


FIGURE 34 Prédictions de la puissance pour l'éolienne MOD-0A par la formulation axisymétrique

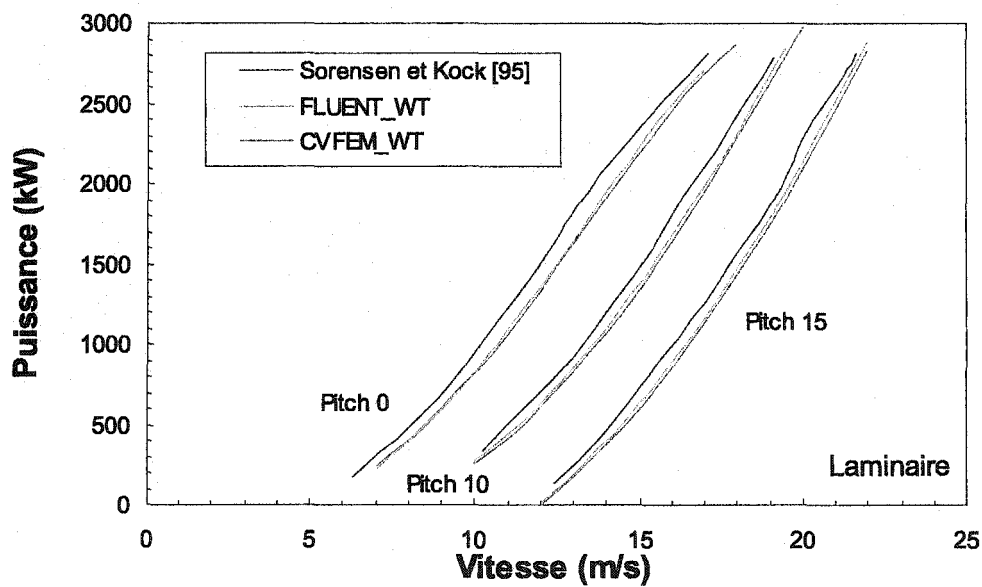


FIGURE 35 Prédictions de la puissance à différents angles de calage pour l'éolienne Tjæreborg

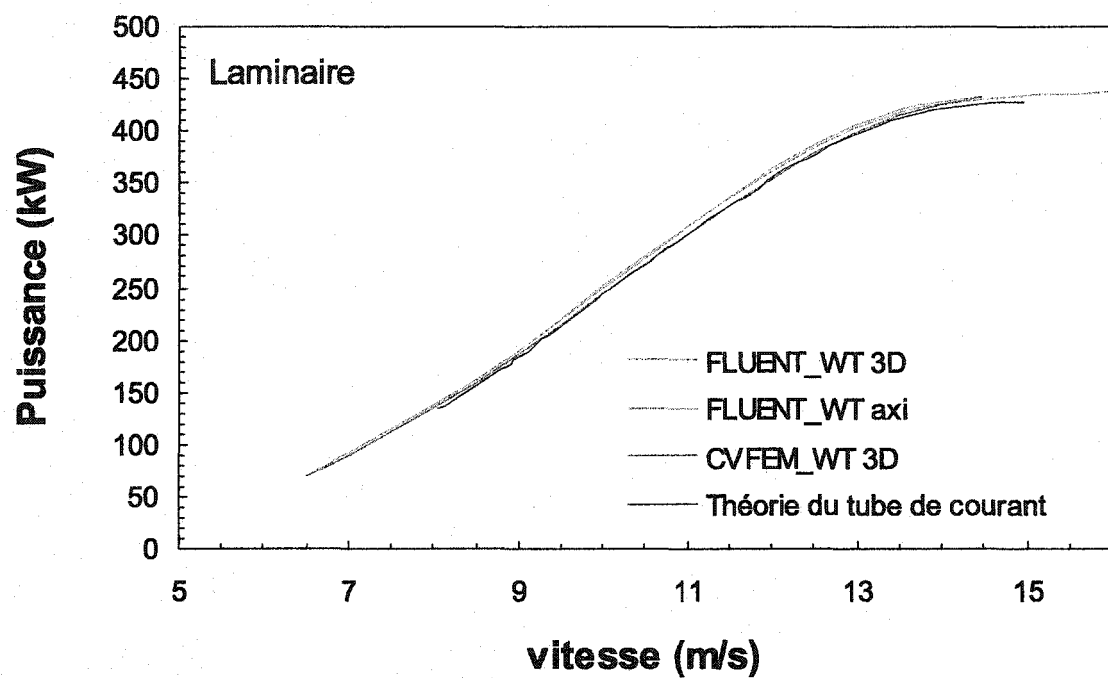


FIGURE 36 Prédictions de la puissance pour l'éolienne MOD-0A par la formulation tri-dimensionnelle

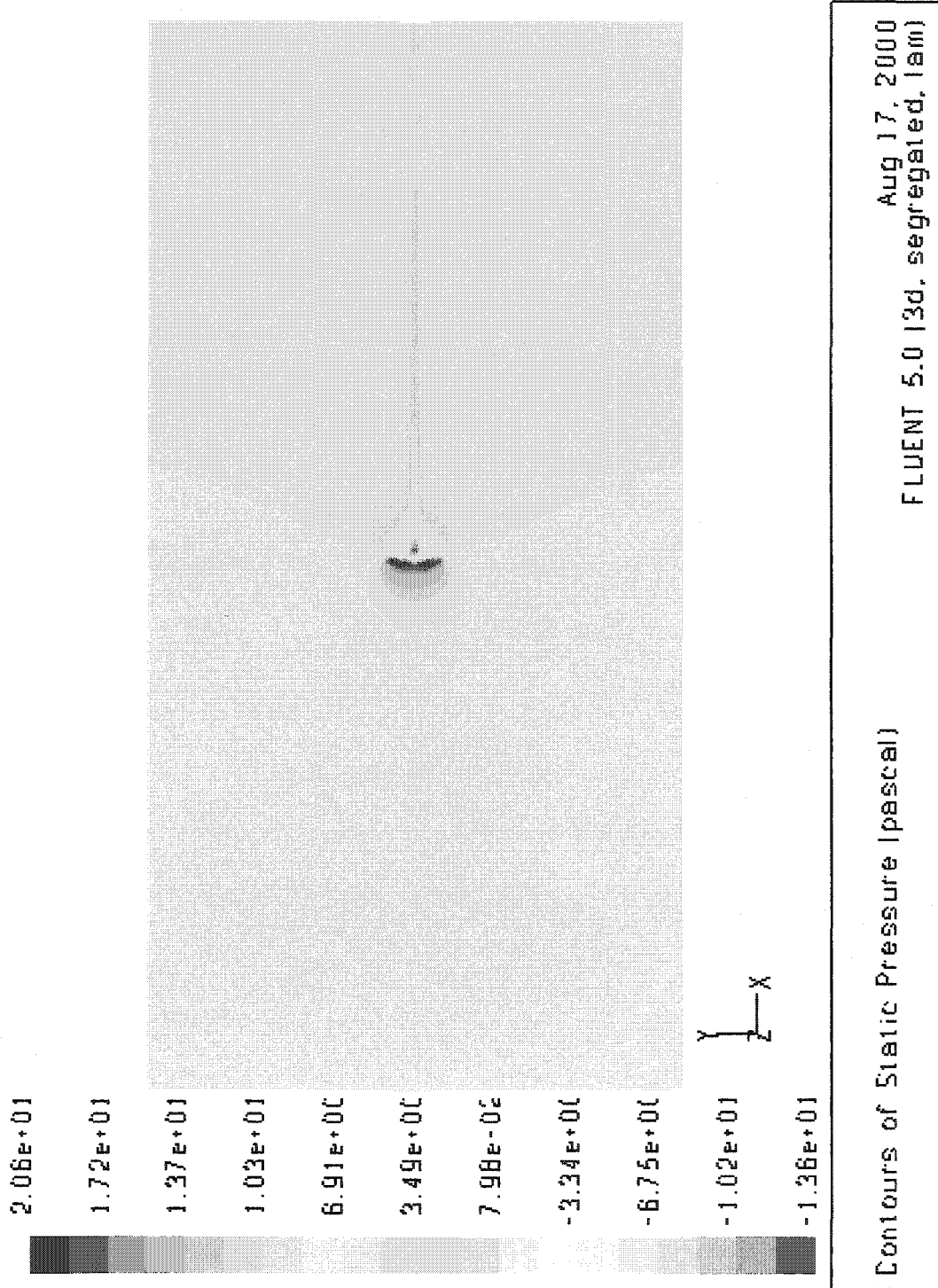


FIGURE 37 Visualisation dans un plan du domaine tridimensionnel de la distribution du champ de pression d'une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation tridimensionnelle

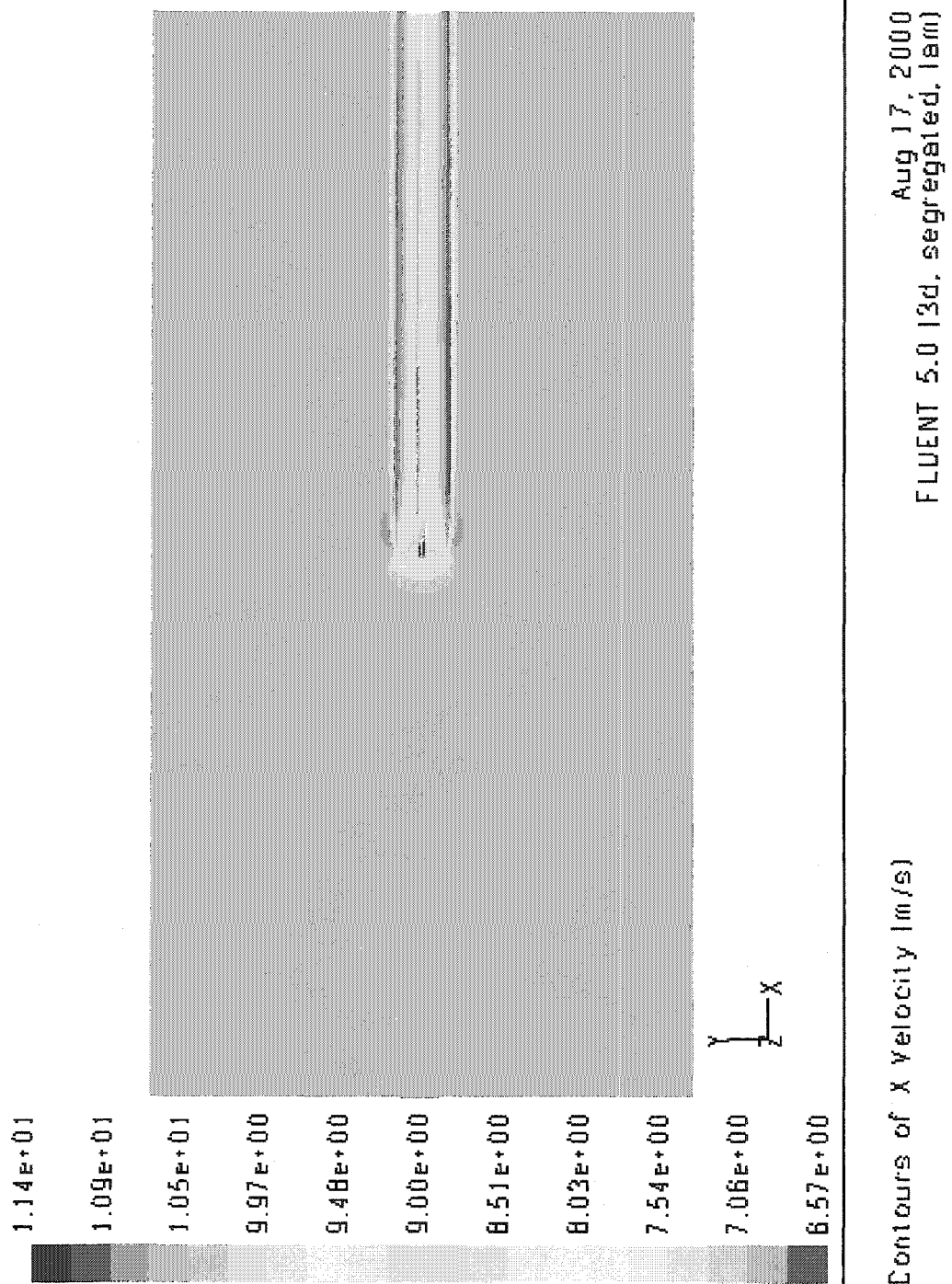


FIGURE 38 Visualisation dans un plan du domaine tridimensionnel de la distribution du champ de vitesse d'une éolienne isolée dans FLUENT par la formulation tridimensionnelle

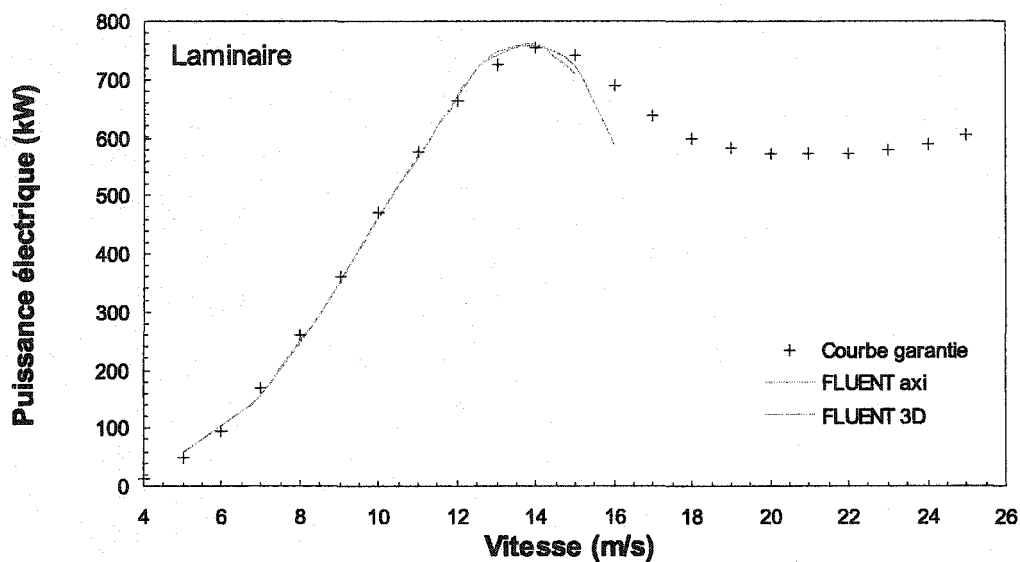


FIGURE 39 Prédications de la puissance pour une éolienne commerciale de 750kW par la formulation tridimensionnelle

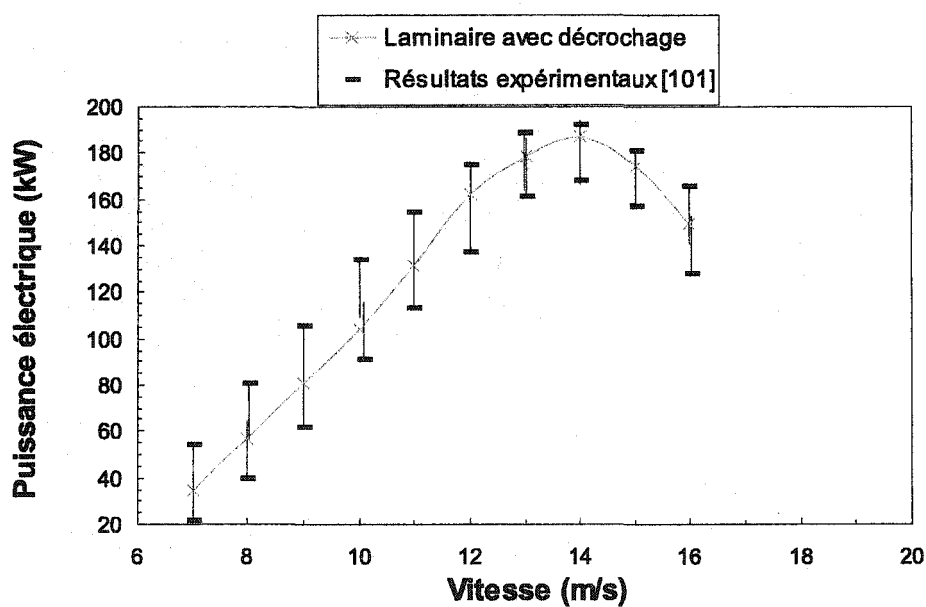


FIGURE 40 Comparaison entre les résultats expérimentaux de l'éolienne Danwin et la méthode proposée avec le modèle de délai du décrochage implanté

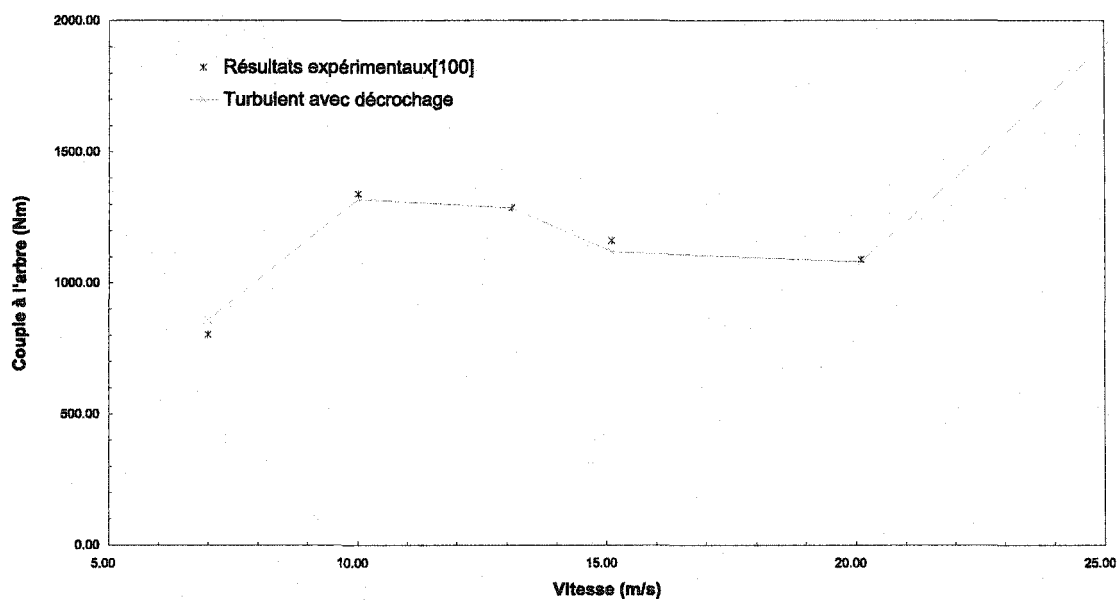


FIGURE 41 Comparaison entre les résultats expérimentaux de l'éolienne "NREL Combined Experiment" et la méthode proposée avec le modèle de décrochage implanté

CHAPITRE 7

COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Ce chapitre a pour objectif de démontrer la capacité de la méthode proposée à reproduire les propriétés de la couche limite atmosphérique pour différentes conditions de stabilité thermique sur un terrain plat et en l'absence d'éolienne(s). Dans cette étude, l'écoulement est supposé être celui observé dans les 100 premiers mètres de la couche limite terrestre et une formulation bidimensionnelle cartésienne est utilisée. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été réalisés pour les trois types de stratification, i.e. neutre, stable et instable. Ces résultats sont comparés aux solutions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov [68], définie au Chapitre 3, et aux résultats numériques obtenus avec le modèle mathématique de Crespo et al. [23].

Description du problème

Deux raisons ont motivé l'utilisation d'une formulation bidimensionnelle cartésienne plutôt qu'une formulation tridimensionnelle, laquelle est préconisée pour des écoulements turbulents autour d'éoliennes. D'une part, le problème résolu est un écoulement de couche limite turbulente complètement développée. Par conséquent, les caractéristiques de l'écoulement ne dépendent que de la position verticale, z , et non de la position transversale, y , et de la position longitudinale, x , i.e. $u(z, L)$, $T(z, L)$, $k(z, L)$ et $\epsilon(z, L)$ où L correspond à la longueur de Monin-Obukhov. D'autre part, cette formulation permet une validation rapide de la méthode proposée. De plus, elle a permis de bien dimensionner les domaines de calculs selon les conditions d'opération et de faire une étude de maillage. Il a été démontré qu'un maillage non uniforme composé de 18 000 volumes de contrôle était suffisant pour garantir une solution indépendante du maillage. Dans ce chapitre, un domaine de calcul bidimensionnel rectangulaire composé de 18 000 éléments a donc été utilisé pour la simulation des différentes conditions de stratification thermique.

La solution d'un tel problème a été obtenue par Crespo et al. [23]. Leur modèle mathématique est très similaire à celui utilisé dans cette thèse. Il est basé sur la solution des équations de Navier-Stokes, couplées avec le modèle de turbulence à deux équations k - ϵ modifié pour une couche limite atmosphérique. Dans ce chapitre, la capacité du modèle de turbulence k - ϵ à reproduire les propriétés d'une couche limite atmosphérique sous différentes conditions de stabilité thermique est démontrée. Dans un premier temps, des comparaisons entre les solutions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov et les solutions numériques obtenues avec le modèle mathématique proposé par Crespo et al. [23] sont présentées. Par la suite, des comparaisons entre les expressions données par la théorie de Monin-Obukhov et le modèle mathématique proposé dans cette thèse afin d'améliorer la précision des résultats sont réalisées pour les différentes conditions de stratification thermique de la couche limite atmosphérique.

7.1 Condition de stratification thermique neutre

Ces conditions de stratification sont rares et dites idéales. Elles correspondent aux conditions météorologiques de fin de journée, ou lorsque les vitesses de vent sont élevées. Dans de telles conditions, l'origine de la turbulence atmosphérique est principalement mécanique, i.e. que la turbulence provient uniquement du frottement du sol et du cisaillement dans le champ de vitesse. Dans cette section, le domaine de calcul utilisé a une longueur de 425 m et une hauteur de 180 m. Cela correspond, en dimensions, au domaine de calcul utilisé à la Section 6.3 pour représenter l'éolienne DanWin de puissance nominale de 180kW, avec une hauteur de moyeu de 35 m. Une densité de 1.225 kg/m^3 , une viscosité de $1.8 \times 10^{-5} \text{ kg/m-s}$ et une longueur de Monin-Obukhov infinie ont été prescrites, correspondant aux propriétés physiques standards de l'air et à un écoulement en condition de stratification thermique neutre respectivement.

Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de vent et une intensité turbulente de 10 m/s et 10% respectivement. Ces conditions représentent les conditions observées à

hauteur de moyeu de l'éolienne. L'écoulement incident est représenté en prescrivant les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov, des champs de vitesse, $u(z, L)$, de température, $T(z, L)$, d'énergie cinétique turbulente, $k(z, L)$, et $\epsilon(z, L)$. À la paroi, la loi pour paroi rugueuse est utilisée avec un $z_0 = 0.00189$ m et un flux de chaleur nul a été imposé.

Les résultats présentés dans cette section incluent, dans un premier temps, une comparaison entre les résultats obtenus avec le modèle de turbulence k - ϵ original [25] (i.e. $C_\mu = 0.09$ et $C_{\epsilon 1} = 1.44$) et les solutions empiriques données par la théorie de Monin-Obukhov. Par la suite, une comparaison entre ces expressions empiriques et les solutions obtenues avec la méthode proposée dans cette thèse sera analysée. Les modifications apportées au modèle de turbulence, pour ces conditions neutres, sont les mêmes que celles proposées par Crespo et al. [23] et justifiées au Chapitre 3 (i.e. $C_\mu = 0.0333$ et $C_{\epsilon 1} = 1.1764$). La Figure 42 présente la comparaison des résultats produits par le modèle de turbulence k - ϵ original et les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov. Les résultats montrent des différences significatives entre les simulations et les expressions empiriques, principalement pour les valeurs de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ . Ces différences viennent du fait que les distributions empiriques des champs de vitesse, de température et des propriétés turbulentes k et ϵ , représentant la couche limite atmosphérique, ne sont pas solutions du modèle de turbulence k - ϵ original. La Figure 43 présente les résultats obtenus avec le modèle de turbulence k - ϵ proposé dans cette thèse, afin d'améliorer la précision des simulations. Les résultats obtenus à la Figure 43 montrent effectivement une très bonne corrélation entre les simulations obtenues avec la méthode proposée et les expressions empiriques.

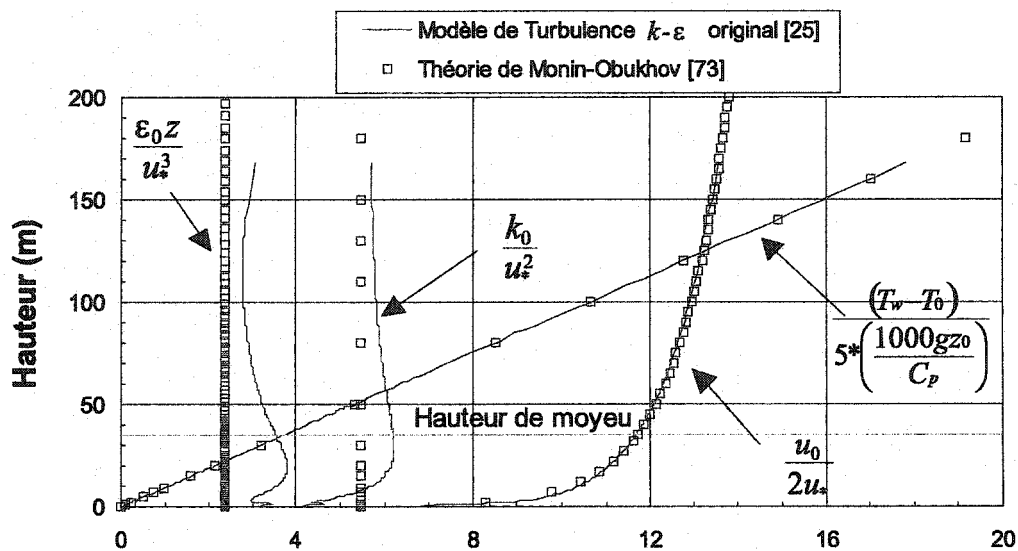


FIGURE 42 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique neutre avec $L \rightarrow \infty$, $C_\mu = 0.09$ et $C_{\epsilon 1} = 1.44$

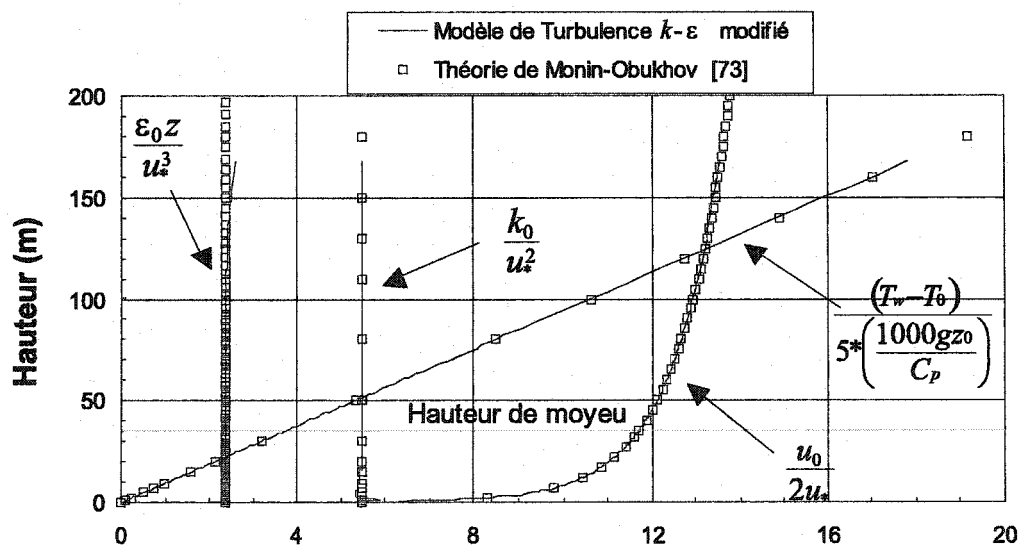


FIGURE 43 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique neutre avec $L \rightarrow \infty$, $C_\mu = 0.0333$ et $C_{\epsilon 1} = 1.1764$

7.2 Condition de stratification thermique stable

Ces conditions de stratification correspondent aux conditions météorologiques de nuit, lorsque la température au niveau du sol est inférieure à celle de l'air ambiant. Dans de

telles conditions, la turbulence atmosphérique provient à la fois des forces de frottement, de cisaillement, ainsi que de la stratification thermique de l'air. Les effets des forces d'Archimède contribuent alors à amortir et à diminuer l'énergie cinétique turbulente dans la couche limite terrestre. Dans cette section, le domaine de calcul utilisé a une longueur de 900 m et une hauteur de 250 m. Cela correspond, en dimensions, au domaine de calcul utilisé à la Section 6.2 pour représenter l'éolienne commerciale de 750kW installée à une hauteur de moyeu de 55 m. Une densité de 1.225 kg/m^3 , une viscosité de $1.8 \times 10^{-5} \text{ kg/m-s}$ de l'air ainsi qu'une longueur de Monin-Obukhov de 177 m ont été prescrites, correspondant à un écoulement en condition de stratification thermique stable.

Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de vent et une intensité turbulente de 9 m/s et 11% respectivement. Ces conditions représentent les conditions moyennes observées à hauteur de moyeu de l'éolienne. L'écoulement incident est représenté en prescrivant les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov, des champs de vitesse, $u(z, L)$, de température, $T(z, L)$, d'énergie cinétique turbulente, $k(z, L)$, et $\epsilon(z, L)$. À la paroi, la loi pour paroi rugueuse est utilisée avec un $z_0 = 0.05 \text{ m}$ et un flux de chaleur égal à -42 W/m^2 a été fixé.

Les résultats présentés dans cette section montrent, dans un premier temps, une comparaison entre les résultats obtenus avec le modèle de turbulence $k-\epsilon$ proposé par Crespo (i.e. $C_\mu = 0.0333$, $C_{\epsilon 1} = 1.1764$ et $C_{\epsilon 3} = 0.8$) et les solutions empiriques données par la théorie de Monin-Obukhov. Par la suite, une comparaison entre ces expressions empiriques et les solutions obtenues avec la méthode proposée dans cette thèse est analysée. La Figure 44 présente les solutions des variables dépendantes, u , T , k et ϵ pour une couche limites atmosphérique stable en utilisant les constantes préconisées par Crespo et al. [23]. Les résultats montrent que la valeur de $C_{\epsilon 3}$ donnée par Crespo et al. engendre des différences significatives entre les simulations et les expressions empiriques, en particulier pour les valeurs de k et ϵ au voisinage du moyeu de l'éolienne. Ces différences viennent du fait que les distributions empiriques des champs de vitesse, de température et des pro-

priétés turbulentes k et ϵ représentant la couche limite atmosphérique ne sont pas solutions du modèle de turbulence $k-\epsilon$ proposé par Crespo et al. La Figure 45 présente les résultats obtenus avec le modèle de turbulence $k-\epsilon$ proposé dans cette thèse, afin d'améliorer la précision des simulations. Les résultats obtenus à la Figure 45 montrent effectivement une nette amélioration entre les simulations obtenues avec la méthode proposée et les expressions empiriques.

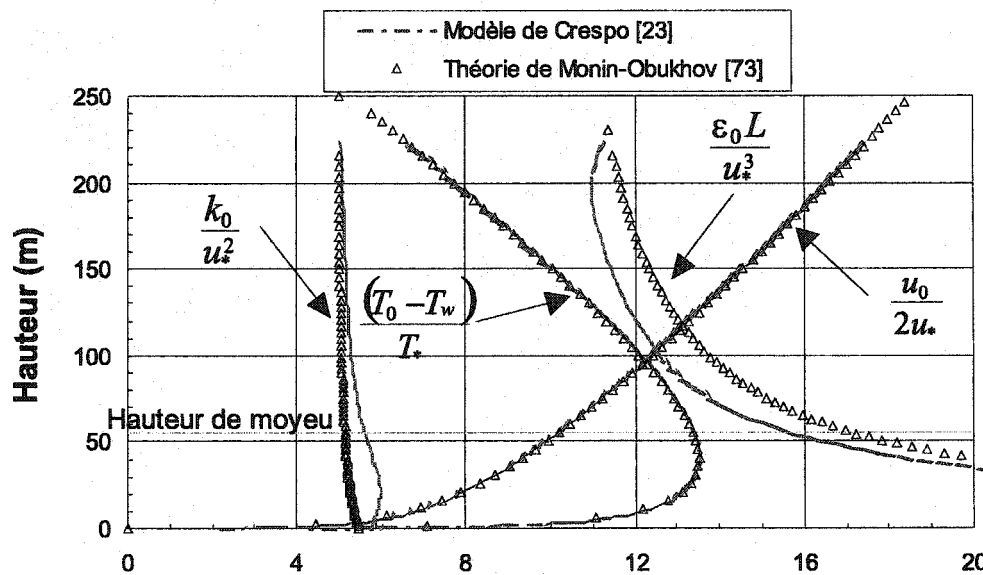


FIGURE 44 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique stable avec $L = 177$ m, $C_{\epsilon 3} = 0.8$

7.3 Condition de stratification thermique instable

Ces conditions de stratification correspondent aux conditions météorologiques de jour, lorsque la température au niveau du sol est supérieure à celle de l'air ambiant. Dans de telles conditions, la turbulence atmosphérique provient à la fois des forces de frottement, de cisaillement, ainsi que de la stratification thermique de l'air. Les effets des forces d'Archimède contribuent alors à favoriser les échanges d'air et à augmenter l'énergie cinétique turbulente dans la couche limite terrestre. Dans cette section, le domaine de calcul utilisé

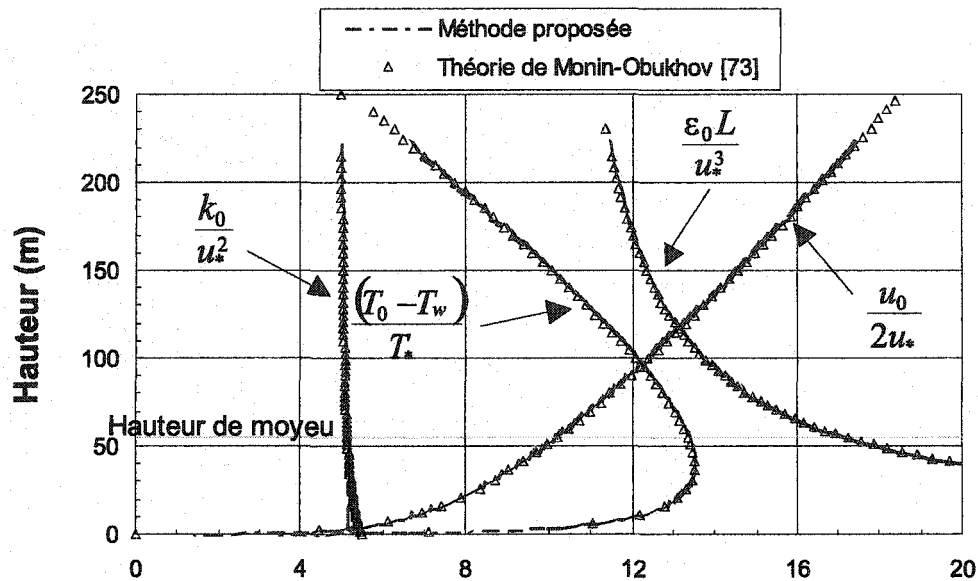


FIGURE 45 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique stable avec $L = 177$ m, $C_{\epsilon 3}$ de l'Eq.(4.33)

est le même que celui utilisé pour une condition de stratification thermique stable. Les propriétés physiques standards de l'air, i.e. une densité de 1.225 kg/m^3 , une viscosité de $1.8 \times 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, ainsi qu'une longueur de Monin-Obukhov de -121 m ont été prescrites, correspondant à un écoulement en condition de stratification thermique instable.

Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de vent et une intensité turbulente de 9 m/s et 11% respectivement. Ces conditions représentent les conditions moyennes observées à hauteur de moyeu de l'éolienne. L'écoulement incident est simulé en prescrivant les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov, des champs de vitesse, $u(z, L)$, de température, $T(z, L)$, d'énergie cinétique turbulente, $k(z, L)$, et $\epsilon(z, L)$. À la paroi, la loi pour paroi rugueuse est utilisée avec un $z_0 = 0.0004 \text{ m}$ et un flux de chaleur égal à 28.4 W/m^2 a été prescrit.

Les résultats présentés ici incluent une comparaison entre les résultats obtenus avec le modèle mathématique développé par Crespo et al. [23] et les solutions empiriques données par la théorie de Monin-Obukhov, ainsi qu'une comparaison entre ces expressions

empiriques et les solutions obtenues avec la méthode proposée. La Figure 46 présente les solutions des variables dépendantes, u , T , k et ϵ pour une couche limite atmosphérique instable, en utilisant les constantes proposées par Crespo et al. [23]. Les résultats montrent encore une fois que la valeur de $C_{\epsilon 3}$ utilisée par Crespo et al. engendre des différences notables entre les simulations et les expressions empiriques, en particulier pour les valeurs de k et ϵ au voisinage du moyeu de l'éolienne. Ces différences viennent du fait que les distributions empiriques des champs de vitesse, de température et des propriétés turbulentes k et ϵ , représentant la couche limite atmosphérique, ne sont pas solutions du modèle de turbulence k - ϵ proposé par Crespo et al. [23]. La Figure 47 présente les résultats obtenus avec le modèle mathématique proposé dans cette thèse afin d'améliorer la précision des simulations. Les résultats obtenus à la Figure 47 montrent effectivement une amélioration entre les simulations obtenues avec la méthode proposée et les expressions empiriques, mais seulement au voisinage du moyeu de l'éolienne et proche de la surface. Cependant, comme cela est notable sur les Figures 46 et 47, la solution obtenue pour l'énergie cinétique turbulente k est sous-estimée et le taux de dissipation ϵ surestimé au dessus d'une certaine altitude de 100 m environ. Une étude rigoureuse a été réalisée afin de déterminer la provenance de cette déviation. L'idée principale qui s'en dégage semble être un problème au niveau des conditions aux frontières. En effet, lorsque la hauteur du domaine de calcul a été doublée, la solution obtenue et présentée aux Figures 48 et 49 montre que la sous-estimation de k se produit à une altitude supérieure, à 200 m environ. Il est important de noter que seulement les 250 premiers mètres de la couche limite atmosphérique sont visualisés aux Figures 48 et 49, alors que le domaine de calcul a une hauteur de 450 m. La solution obtenue avec la méthode proposée montre maintenant des résultats en bonne corrélation avec les mesures expérimentales sur l'ensemble du domaine d'intérêt. Une différence sur ϵ est encore notable, car les solutions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov ne sont pas encore solutions du modèle de turbulence pour ces conditions de stratification, (voir Section 4.5.2). Les résultats obtenus avec le modèle mathématique développé par Crespo et al. [23] en utilisant le domaine de calcul dont les dimensions ont

été doublées verticalement montrent que la solution au voisinage de la turbine est moins bien représentée qu'avec la méthode proposée (voir Figure 48).

De manière à confirmer l'hypothèse formulée précédemment, une méthode numérique aux éléments finis / volume de contrôle (CVFEMs), développée par Masson et al. [29], a été utilisée. L'implantation du modèle mathématique proposé dans cette thèse a été réalisée par Tran Luu [communication privée]. Le domaine de calcul ainsi que les conditions d'opération sont les mêmes que ceux utilisés précédemment. Cependant, le maillage utilisé par Tran Luu est composé de seulement 5 000 éléments. Un tel maillage a été utilisé afin de permettre une validation rapide de l'implantation du modèle mathématique proposé dans le code de calcul du Professeur Masson. Les résultats présentés à la Figure 50 montrent une très bonne corrélation entre la solution obtenue avec la méthode CVFEM et la solution empirique basée sur la théorie de Monin-Obukhov. Les résultats obtenus prouvent ainsi l'efficacité de la méthode proposée à représenter une couche limite atmosphérique en condition instable. De plus, il semble exister un problème dans FLUENT quant à la conservation des quantités turbulentes, k et ϵ , prescrites à la frontière supérieure.

Suite à la démonstration de l'efficacité de la méthode proposée à reproduire les performances d'une éolienne et les propriétés d'une couche limite terrestre sous différentes conditions de stratification thermique en l'absence d'éoliennes, le Chapitre 8 est consacré à l'étude des performances aérodynamiques d'un parc immergé dans une couche limite atmosphérique neutre, stable et instable, en utilisant les recommandations faites aux Chapitres 6 et 7.

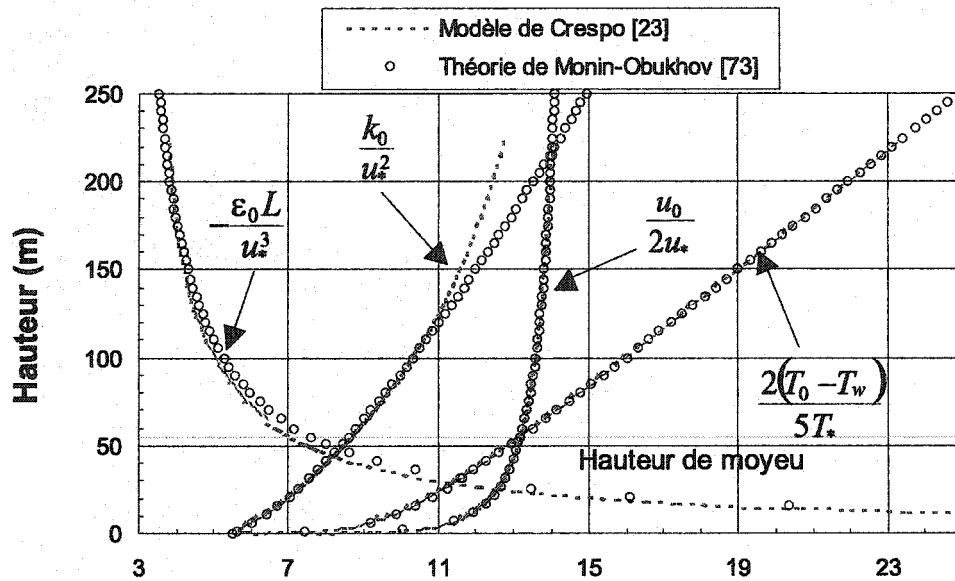


FIGURE 46 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3} = 0.8$

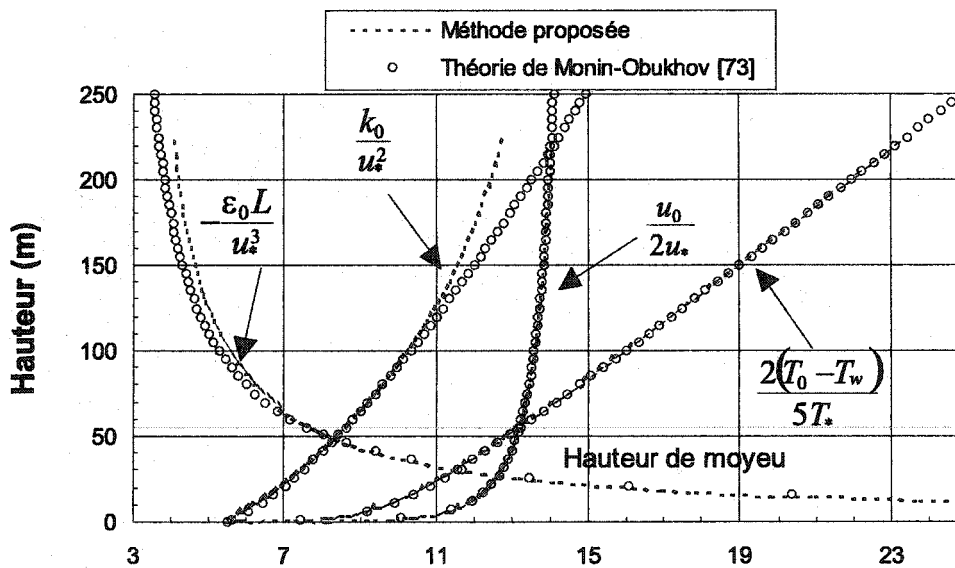


FIGURE 47 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3}$ de l'Eq.(4.33)

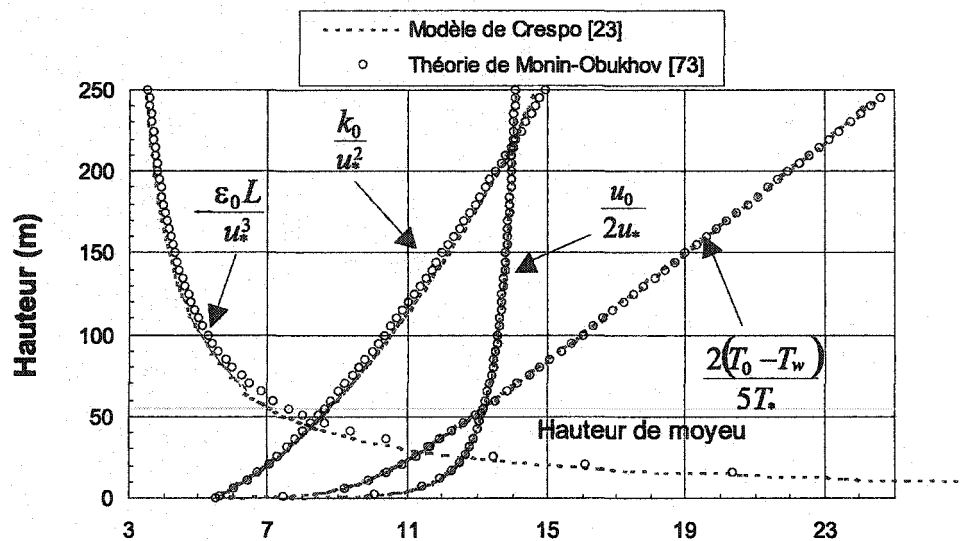


FIGURE 48 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\varepsilon 3} = 0.8$ et un domaine de calcul doublé suivant la verticale

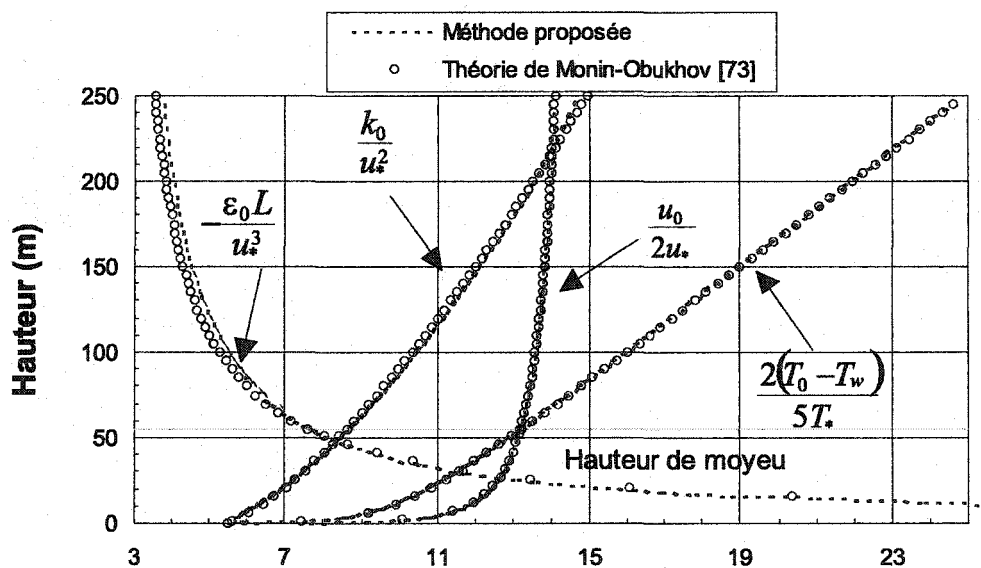


FIGURE 49 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\varepsilon 3}$ de l'Eq.(4.33) et un domaine de calcul doublé suivant la verticale

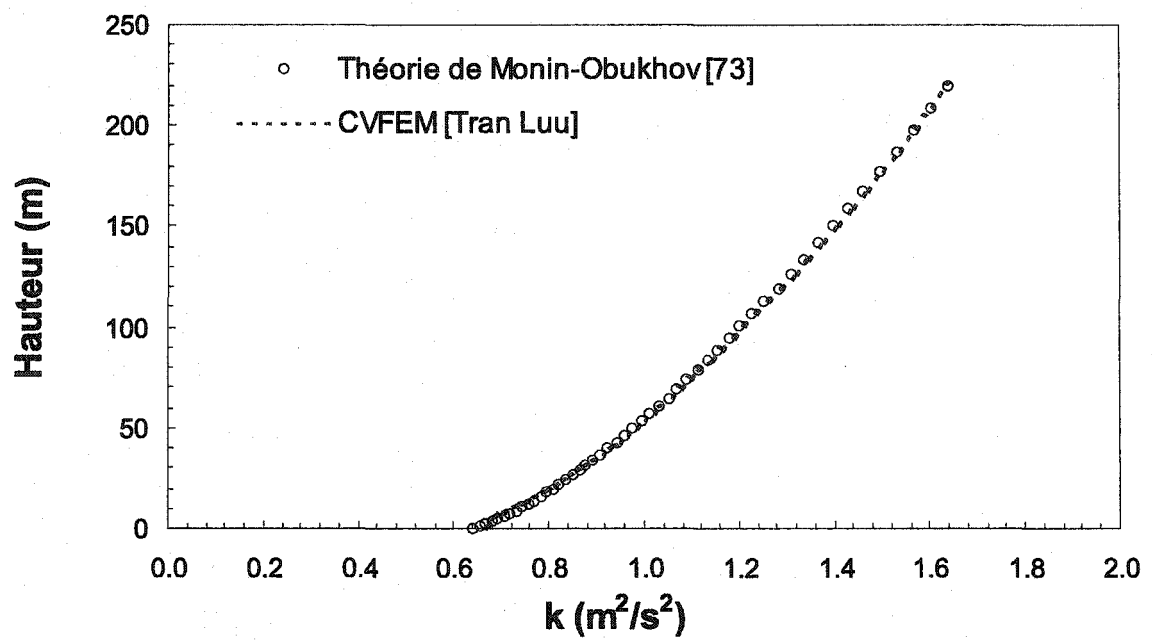


FIGURE 50 Couche limite atmosphérique en condition de stratification thermique instable avec $L = -121$ m, $C_{\epsilon 3}$ de l'Eq.(4.33) suivant la formulation CVFEM

CHAPITRE 8

ÉOLIENNES IMMERGÉES DANS UNE COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Dans ce chapitre, la capacité de la méthode proposée pour l'analyse aérodynamique des parcs éoliens immergés dans une couche limite atmosphérique ayant différentes conditions de stabilité thermique est démontrée. L'écoulement à l'intérieur d'un parc éolien étant purement tridimensionnel, la formulation tridimensionnelle cartésienne a été utilisée. Dans un premier temps, les effets de la couche limite terrestre sur les performances d'une et plusieurs éoliennes sont étudiés. Par la suite, les effets de la stratification thermique sur les sillages sont discutés. Finalement, les capacités de la méthode proposée à prédire les performances d'un parc éolien seront illustrées. Les résultats présentés dans ce chapitre incluent des comparaisons entre des résultats expérimentaux [58, 96], des solutions obtenues avec le modèle mathématique développé par Crespo et al. [23] et des prédictions obtenues avec la méthode proposée dans cette thèse.

8.1 Effets de la couche limite atmosphérique sur l'analyse aérodynamique d'un parc éolien

Dans cette étude, l'intensité turbulente et la vitesse du vent à hauteur de moyeu sont maintenues au même niveau pour les trois conditions de stabilité, sachant pour cela que différentes hauteurs de rugosités sont alors nécessaires pour chaque stratification thermique. Cependant, comme la puissance est fortement dépendante de l'intensité turbulente [80] et de la vitesse du vent, il était important de fixer ces paramètres afin d'isoler les effets de la stratification thermique sur les performances d'un parc éolien.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont comparés aux solutions obtenues en utilisant le modèle mathématique développé par Crespo et al. [23] afin de s'assurer que la méthode proposée dans cette thèse ne modifie pas la physique de l'écoulement en aval et en amont de l'éolienne. De plus, ces comparaisons permettront d'évaluer les contributions apportées

par la méthode proposée dans l'analyse d'un parc éolien immergé dans une couche limite terrestre comparativement aux méthodes existantes.

Dans un premier temps, pour une meilleure compréhension des effets de la couche limite terrestre sur les performances d'une ou plusieurs éoliennes, les profils non perturbés de vitesse et d'énergie cinétique turbulente sont présentés. Les Figures 51 et 52 présentent les distributions verticales non perturbées de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente pour les trois types de stratification thermique. Une même vitesse et intensité turbulente à hauteur de moyeu de 9m/s et 11%, respectivement, a été prescrite pour les trois types de stratification. Suivant la stabilité de l'atmosphère, des différences significatives entre les distributions verticales sont observées. Celles-ci sont particulièrement importantes pour la distribution verticale de la vitesse en condition stable et la distribution verticale de l'énergie cinétique turbulente en condition instable. La génération de puissance et le déficit de vitesse dans le sillage d'une éolienne étant fortement dépendants du champ de vitesse et de l'intensité turbulente, ces variations auront un impact évident sur les performances aérodynamiques d'un parc. Cela est confirmé par les résultats expérimentaux [58, 96] et les simulations présentées dans la suite de ce chapitre.

8.1.1 Effets sur les performances d'une ou plusieurs éoliennes

Dans cette section, l'analyse des performances d'une éolienne, puis de deux éoliennes immergées dans une couche limite terrestre ayant différentes conditions de stabilité thermique est réalisée. Un domaine de calcul tridimensionnel d'une longueur de 18 diamètres, d'une largeur de 10 diamètres et d'une hauteur de 6 diamètres, pour un nombre total de volume de contrôle de 210 000, est utilisé. Dans ce domaine de calcul, l'éolienne est localisée à 8 diamètres de la frontière d'entrée et la surface balayée par le rotor est composée de 1 232 volumes de contrôle, voir Section 5.3.2. L'étude de maillage réalisée par Masson et al. [97] a montré que ces caractéristiques garantissaient une solution indépendante du maillage.

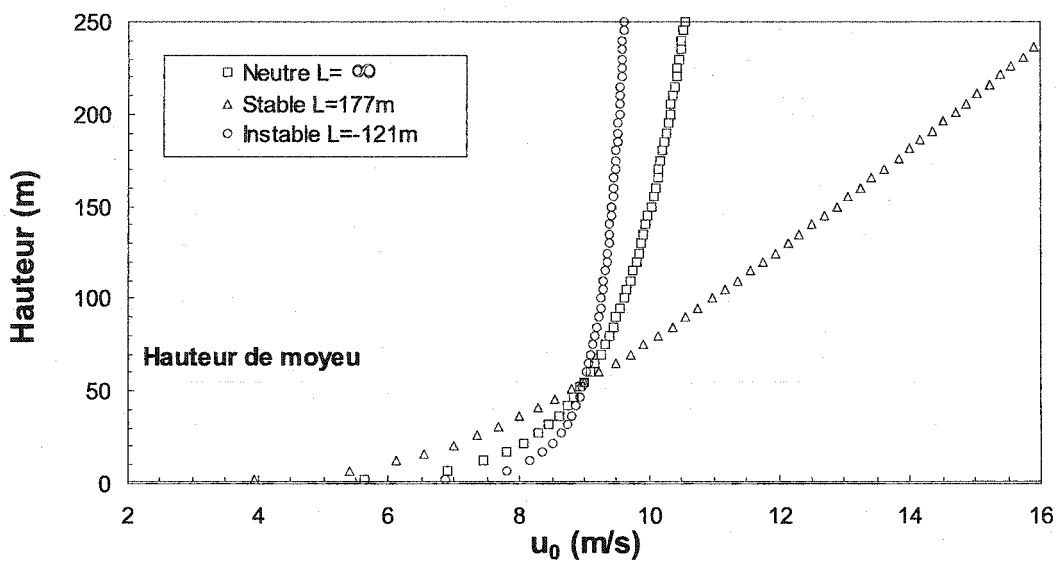


FIGURE 51 Profils de vitesse non perturbés pour différentes conditions de stratification thermique

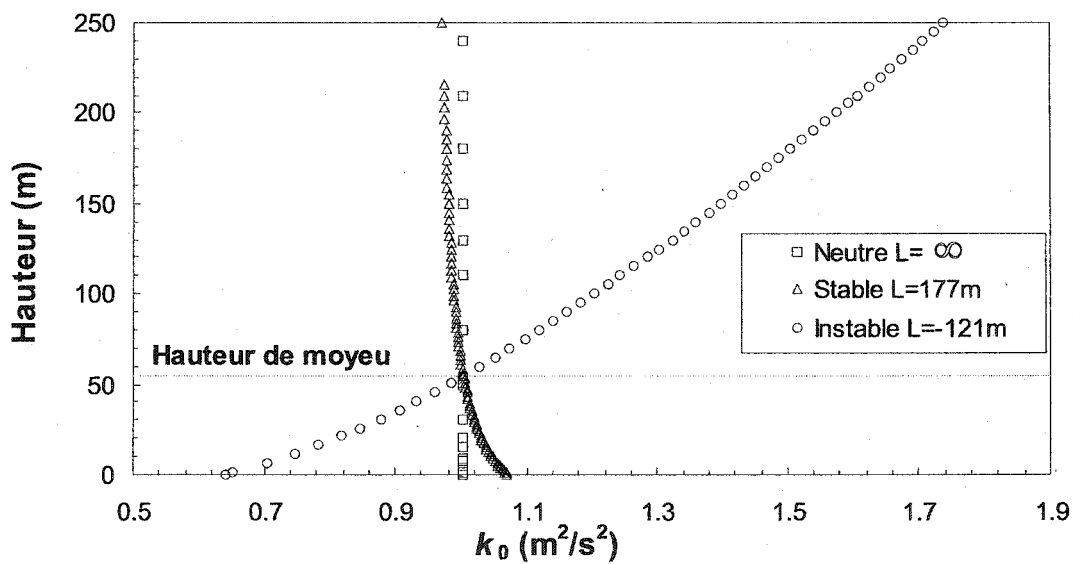


FIGURE 52 Profils d'énergie cinétique turbulente non perturbés pour différentes conditions de stratification thermique

8.1.1.1 Éolienne isolée

Afin d'évaluer les effets des différentes conditions de stratification thermique de la couche limite atmosphérique sur les performances d'une éolienne isolée, des simulations ont été réalisées sur l'éolienne commerciale de 750kW et l'éolienne Danwin.

Éolienne commerciale de 750kW

Cette éolienne est la même que celle décrite au Chapitre 6. Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de vent et une intensité turbulente de 9 m/s et 11% respectivement dans les trois types de stratification thermique. Ces conditions représentent les conditions d'opération observées à hauteur de moyeu de l'éolienne. Une densité de 1.225 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 \times 10^{-5} \text{ kg/m-s}$, correspondant aux propriétés physiques standards de l'air, ont été prescrites. Pour les conditions de stabilité, trois longueurs de Monin-Obukhov, $L = 177 \text{ m}$, $L \rightarrow \infty$ et $L = -121 \text{ m}$ ont été prescrites, correspondant à des conditions stable, neutre et instable respectivement. L'écoulement incident est représenté en imposant les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov pour les champs de vitesse, $u(z, L)$, de température, $T(z, L)$, d'énergie cinétique turbulente, $k(z, L)$, et $\epsilon(z, L)$. À la paroi, la loi pour paroi rugueuse est utilisée dans les conditions suivantes :

- Neutre : avec $z_0 = 0.008 \text{ m}$ et un flux de chaleur nul a été fixé
- Stable : avec $z_0 = 0.05 \text{ m}$ et un flux de chaleur égal à -42 W/m^2 a été fixé
- Instable : avec $z_0 = 0.0004 \text{ m}$ et un flux de chaleur égal à 28.4 W/m^2 a été fixé

Les résultats présentés dans cette section incluent des comparaisons en terme de performance entre la méthode proposée dans ce travail et celle développée par Crespo et al. [23] pour les trois types de stratification thermique. Les résultats sont présentés sous la forme d'un nombre sans dimension, RI , représentant l'augmentation relative de la puissance comparativement à la puissance obtenue en condition thermique neutre :

$$RI(U_\infty) = \frac{P_{L \neq \infty}(U_\infty) - P_{\text{neutre}}(U_\infty)}{P_{\text{neutre}}(U_\infty)} \quad (8.1)$$

Le Tableau XI présente un résumé des effets produits par la stratification thermique de la couche limite atmosphérique sur les performances d'une éolienne isolée. Les solutions obtenues montrent des différences supérieures à 10% entre l'augmentation relative de puissance prédite par la méthode proposée dans ce travail et celle développée par Crespo et al. [23]. Ces différences proviennent essentiellement des modifications suggérées dans cette thèse au modèle de turbulence $k-\epsilon$. De plus, les résultats montrent que la génération de puissance d'une éolienne isolée et immergée dans une couche limite terrestre est plus affectée en condition de stratification thermique stable qu'en condition de stratification instable, avec une diminution de 4% par rapport à la puissance développée en condition neutre. Ce phénomène s'explique par la distribution verticale d'énergie cinétique turbulente, k , en amont de la machine. En effet, tel qu'illustré à la Figure 52, le niveau moyen d'énergie cinétique turbulente k en amont de l'éolienne est plus faible en condition de stratification thermique stable, comparativement aux autres conditions de stratification thermique. Enfin, les simulations indiquent qu'une variation maximale en puissance de 7% peut être attribuée à la stratification thermique. Ces chiffres semblent faibles, comparativement aux autres effets déterminant la puissance des éoliennes. En effet, les erreurs dans la fabrication des pales ou dans le choix de l'angle de calage, les effets de la densité, l'accumulation de glace et la contamination d'insectes, les effets de rotation et de topographie, par exemple, peuvent tous avoir une influence supérieure à 10% sur la génération de puissance d'une éolienne. Cependant, sur des sites où la variation annuelle en température [80] est importante, le choix de l'angle de calage des turbines a un rôle critique. Actuellement, celui-ci est déterminé principalement en fonction de la variation de densité, $\rho(T)$. Or, comme cela vient d'être vu, la stratification thermique de la couche limite terrestre engendre des différences non négligeables dans les champs de vitesse et de température en amont de la machine, de sorte que les effets de stratification peuvent jouer un rôle significatif dans la recherche du rendement optimal d'une éolienne. Par ailleurs, les effets de la stabilité de la couche limite terrestre peuvent devenir significatifs dans la prédiction des performances d'un parc éolien, puisqu'ils induisent une importante varia-

TABLEAU XI

Comparaison de l'augmentation relative de la puissance suivant les différentes conditions de stratification thermique pour une éolienne commerciale de 750kW

conditions de stratification	RI (%)	RI (%)
	modèle de Crespo et al. [23]	méthode proposée
stable ($L = 177 m$)	-3.8	-4.3
neutre ($L \rightarrow \infty$)	0.0	0.0
instable ($L = -121 m$)	3.1	2.4

tion des caractéristiques de l'écoulement en aval de l'éolienne, comme cela est démontré dans la suite de ce chapitre.

Afin de mieux comprendre les effets de la stabilité sur les performances d'une éolienne isolée, les conditions d'opération ont été modifiées et une nouvelle machine a été utilisée. Le choix de ce changement d'éolienne vient du fait que des résultats expérimentaux étaient disponibles pour cette machine.

Éolienne Danwin

Cette éolienne est la même que celle décrite au Chapitre 6. Les simulations ont été réalisées pour les trois types de stratification thermique avec une vitesse de vent et une intensité turbulente à hauteur de moyeu de 10 m/s et 10% respectivement. Les propriétés physiques de l'air en conditions standards ont été prescrites, i.e. une densité de 1.225 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$. Trois longueurs de Monin-Obukhov ont été prescrites : $L = 514.5 \text{ m}$, $L \rightarrow \infty$ et $L = -231.5 \text{ m}$, correspondant respectivement à des conditions thermiques *faiblement* stables, neutres et *moyennement* instables, en comparaison à celles prescrites pour l'éolienne commerciale de 750kW. Par *faiblement*, on entend que les conditions de stratification thermique se rapprochent des conditions de stratification ther-

mique neutre, et par *moyennement*, que les conditions d'instabilité sont proches de celles prescrites pour l'éolienne commerciale de 750kW. L'écoulement incident est représenté en imposant les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov pour les champs de vitesse, $u(z, L)$, de température, $T(z, L)$, d'énergie cinétique turbulente, $k(z, L)$, et $\epsilon(z, L)$. À la paroi, la loi pour paroi rugueuse est utilisée dans les conditions suivantes :

- Neutre : avec $z_0 = 0.00189$ m et un flux de chaleur nul a été fixé
- Stable : avec $z_0 = 0.003$ m et un flux de chaleur égal à -13.6 W/m² a été fixé
- Instable : avec $z_0 = 0.0004$ m et un flux de chaleur égal à 20.73 W/m² a été fixé

Le Tableau XII présente, sous la forme du nombre sans dimension RI , les effets produits par la stratification thermique de la couche limite atmosphérique sur les performances de l'éolienne Danwin avec la méthode proposée dans cette thèse. Les résultats confirment ceux obtenus avec l'éolienne commerciale de 750kW. En effet, la génération de puissance est plus affectée pour des conditions thermiques stables par rapport à la puissance développée en conditions thermiques neutres. De plus, ces derniers résultats montrent la part importante que jouent les conditions de stabilité sur les performances d'une éolienne. En effet, une certaine tendance semble apparaître : suivant que la couche limite atmosphérique est faiblement moyennement ou fortement stable ou instable, les variations de puissance entre ces différentes conditions peuvent être plus ou moins importantes.

Par ailleurs, les résultats obtenus en terme de puissance sont en accord qualitatif avec les observations faites par Hiester et Pennel [98], i.e. la génération de puissance est plus importante en condition instable qu'en condition stable. Ils confirment également l'analyse expérimentale menée par Elliot et al [99], laquelle a montrée que pour une même vitesse de vent à hauteur de moyeu, une augmentation du niveau de turbulence, ici produite par les différentes conditions de stratification thermique, conduit à une augmentation de la puissance mécanique de l'éolienne.

TABLEAU XII

Comparaison de l'augmentation relative de la puissance suivant les différentes conditions de stratification thermique pour l'éolienne Danwin

conditions de stratification	RI (%) méthode proposée
légèrement stable ($L = 514.5 \text{ m}$)	-2.4
neutre ($L \rightarrow \infty$)	0.0
moyennement instable ($L = -231.5 \text{ m}$)	2.1

8.1.1.2 Cas d'interférence entre deux éoliennes

Afin d'illustrer la capacité de la méthode proposée à reproduire les performances d'un parc éolien sous différentes conditions de stabilité thermique, le cas de deux turbines Danwin, positionnées l'une dans le sillage direct de l'autre et espacées de 6 diamètres, est étudié. Le domaine de calcul est le même que précédemment, sauf dans la direction du vent, où il a été rallongé afin que les dimensions en aval de la deuxième machine soient similaires à celles déterminées lors de l'étude de maillage réalisée par Masson et al. [97]. Le nombre de volume de contrôle dans le domaine de calcul est de 250 000 éléments.

Les simulations ont été réalisées pour les trois types de stratification thermique, avec une vitesse de vent et une intensité turbulente à hauteur de moyeu de 10 m/s et 10%, respectivement. Les propriétés physiques de l'air en conditions standards ont été prescrites, i.e. une densité de 1.225 kg/m^3 et une viscosité de $1.8 * 10^{-5} \text{ kg/m-s}$. Trois longueurs de Monin-Obukhov ont été prescrites : $L = 514.5 \text{ m}$, $L \rightarrow \infty$ et $L = -231.5 \text{ m}$, correspondant respectivement à des conditions de stratification thermique *faiblement* stable, neutre et *moyennement* instable, comparativement à celles prescrites pour l'éolienne commerciale de 750kW. L'écoulement incident est le même que celui défini pour une éolienne

isolée et présenté à la Section 8.1.1. À la paroi, les mêmes conditions que celles décrites pour l'éolienne isolée Danwin ont été imposées.

Dans un premier temps, une visualisation graphique de l'écoulement obtenu pour cette configuration d'éoliennes est présentée, afin d'interpréter qualitativement les résultats obtenus. Par la suite, des comparaisons en terme de performance, pour des conditions thermique stable et instable, entre une éolienne isolée et une éolienne positionnée dans le sillage d'une autre, ont été réalisées. Les Figures 53 et 54 montrent les distributions du champ de vitesse, en conditions thermiques stable et instable respectivement, pour un plan de coupe vertical dans la direction du vent. Ces visualisations illustrent la capacité de la méthode proposée à reproduire les caractéristiques de l'écoulement observé autour d'un parc éolien immergé dans une couche limite atmosphérique. Les champs de vitesse obtenus sont représentatifs de l'écoulement autour de plusieurs éoliennes. En effet, comme cela peut être vu sur ces deux figures, la vitesse diminue au passage de la turbine, donnant lieu à des vitesses dans le sillage de l'éolienne plus faibles que celles observées dans l'écoulement non perturbé par la machine. Cette diminution de vitesse entraîne une diminution des performances de l'éolienne située directement dans son sillage, comme cela sera observé par la suite. De plus, il est important de noter ici qu'en aval de la deuxième machine, la vitesse est de nouveau plus faible que celle observée en amont. Ce phénomène devra donc être pris en compte dans le design d'un parc éolien.

Comparaison des effets de la stratification thermique entre les performances d'une éolienne isolée et les performances d'une éolienne situé dans le sillage

Le Tableau XIII présente les effets produits par la stratification thermique de la couche limite atmosphérique sur les performances d'une éolienne située en aval d'une autre, à partir des résultats de simulation obtenus avec la méthode proposée. Les résultats montrent une diminution de la puissance pour les trois types de stratification thermique. De plus, une variation maximale en puissance de l'ordre de 9% est observée pour l'éolienne située

à 6 diamètres. On remarque que cette variation est plus importante, comparativement à l'écart maximal en puissance obtenu pour une éolienne isolée, voir Section 8.1.1.1 avec l'éolienne Danwin.

Comparaison des performances obtenues entre des conditions de stratification thermique stable et instable pour l'éolienne en aval

On remarque, par ailleurs, que la diminution de puissance observée pour des conditions de stratification thermique stable est plus importante que celle observée pour des conditions de stratification instable. Ce phénomène provient du recouvrement de vitesse en amont de l'éolienne située dans le sillage, lequel est plus rapide en condition instable comparativement à une condition stable, voir Section 8.1.2.

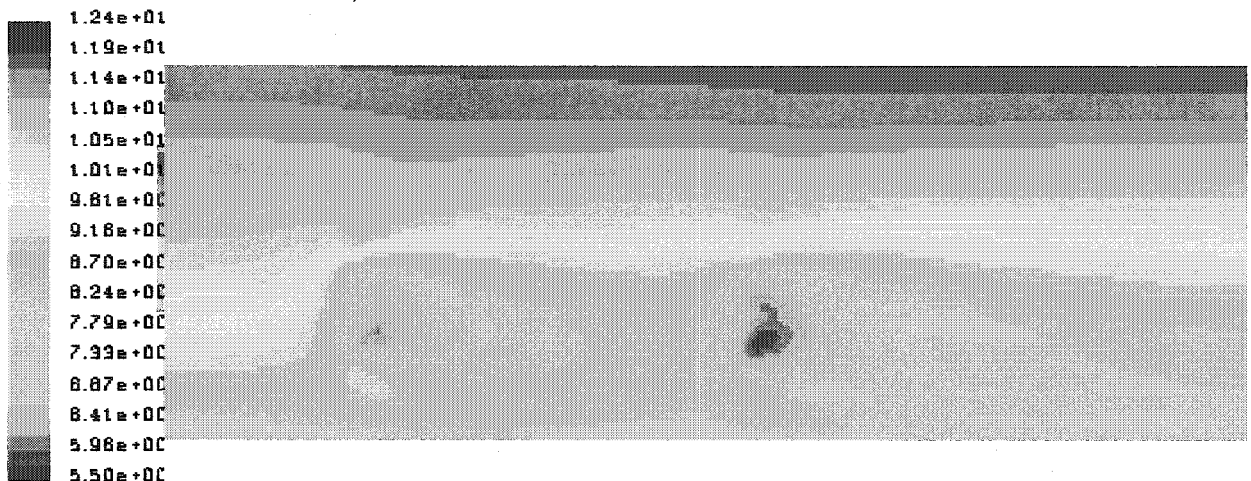


FIGURE 53 Contour de vitesse pour un écoulement en condition de stratification thermique stable composé de deux éoliennes Danwin

Ces derniers résultats montrent la part importante que jouent les conditions de stabilité sur les performances d'une machine installée dans un parc éolien.

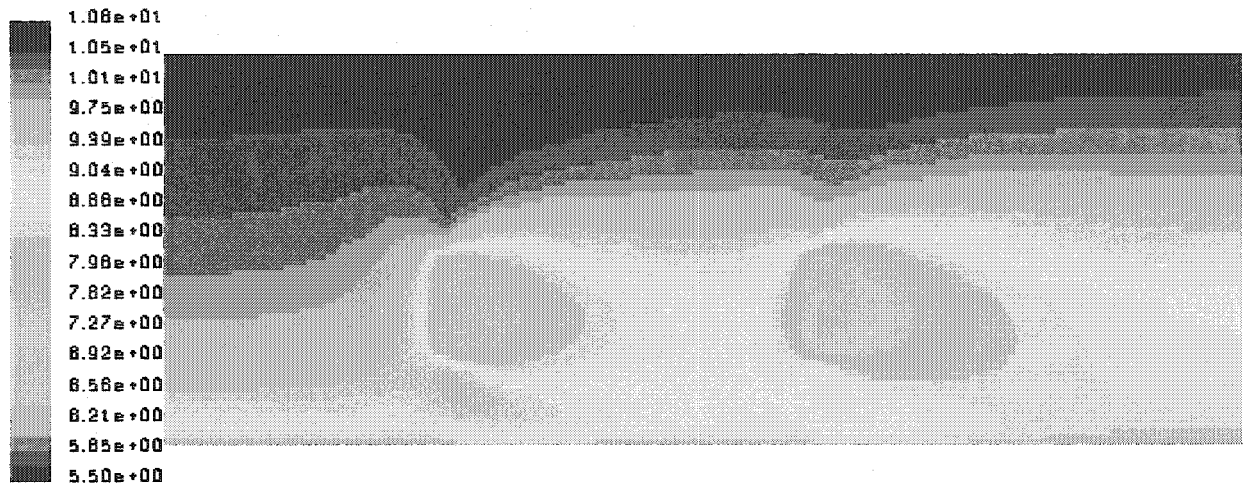


FIGURE 54 Contour de vitesse pour un écoulement en condition de stratification thermique instable composé de deux éoliennes Danwin

TABLEAU XIII

Comparaison de l'augmentation relative de puissance entre une éolienne isolée et une éolienne située dans le sillage suivant les différentes conditions de stratification thermique

conditions de stratification	RI (%) éolienne isolée	RI (%) éolienne aval
faiblement stable ($L = 514.5m$)	-2.4	-5.3
neutre ($L \rightarrow \infty$)	0	0
moyennement instable ($L = -231.5m$)	2.1	3.9

8.1.2 Effets sur le sillage d'une ou plusieurs éoliennes

Dans cette section, l'influence de la stratification thermique de la couche limite atmosphérique sur l'évolution du déficit de vitesse dans le sillage est étudiée. Dans un premier temps, l'analyse porte sur l'éolienne commerciale de 750kW afin d'évaluer les différences entre les résultats obtenus avec la méthode proposée dans cette thèse et ceux

obtenus avec le modèle mathématique développé par Crespo et al [23]. Par la suite, la précision des résultats obtenus sera analysée et comparée aux résultats expérimentaux disponibles [58, 96].

8.1.2.1 Éolienne isolée

Le domaine de calcul, les conditions d'opération et les éoliennes utilisées dans cette section sont les même que ceux décrits à la Section 8.1.1.1

Éolienne commerciale de 750kW

Les résultats présentés à cette section incluent des comparaisons entre les distributions verticales des déficits de vitesse et d'énergie cinétique turbulente, k , produites par le modèle mathématique développé par Crespo et al. [23] et par la méthode proposée dans cette thèse. Ces comparaisons vont permettre de s'assurer que la méthode proposée dans ce travail ne modifie pas de façon significative la physique de l'écoulement en aval et en amont de l'éolienne.

Les Figures 55 et 56 montrent les déficits de vitesse normalisés obtenus en conditions stable et instable respectivement. Le déficit de vitesse normalisé est défini par la relation suivante :

$$U_d = \frac{u_0(z) - u_w(z)}{u_0(z)} \quad (8.2)$$

où l'indice 0 indique le profil de vitesse non perturbé et l'indice w indique le profil de vitesse dans le sillage.

La comparaison des résultats obtenus avec la méthode proposée dans cette thèse et ceux obtenus avec le modèle mathématique proposé par Crespo et al. [23] montre des différences de 5% en condition de stratification thermique stable et 1.5% en condition thermique instable. Ces différences proviennent essentiellement des modifications suggérées pour le modèle de turbulence. Cependant, comme cela est observé sur ces deux figures,

la physique de l'écoulement n'est pas modifiée de façon significative. Celle-ci correspond bien à l'écoulement produit par le sillage d'une éolienne, i.e. la vitesse diminue au passage de la turbine, donnant lieu à des vitesses plus faibles dans le sillage.

De plus, il est clair, d'après l'étude de ces deux figures, que le recouvrement de vitesse en aval de la turbine est plus rapide en condition instable, comparativement à des conditions thermiques stables. Ce comportement se justifie par les différents niveaux de turbulence générés par la stabilité de la couche limite atmosphérique. En effet, tel qu'illustré à la Figure 52, le niveau ambiant d'énergie cinétique turbulente est plus important pour des conditions de stratification thermique instable que pour des conditions thermiques stables. Ce phénomène a pour effet de favoriser les mouvements de l'air, entraînant ainsi un retour plus rapide à des conditions non perturbées. Ces résultats sont qualitativement en accord avec ceux observés expérimentalement [58].

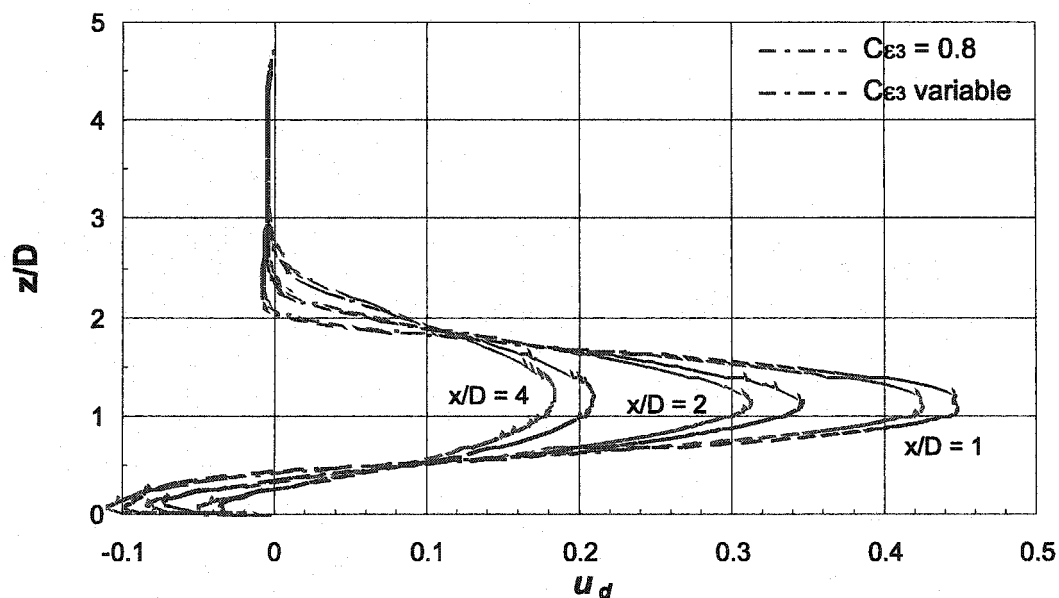


FIGURE 55 Déficit de vitesse en condition de stratification thermique stable, $L = 177 \text{ m}$

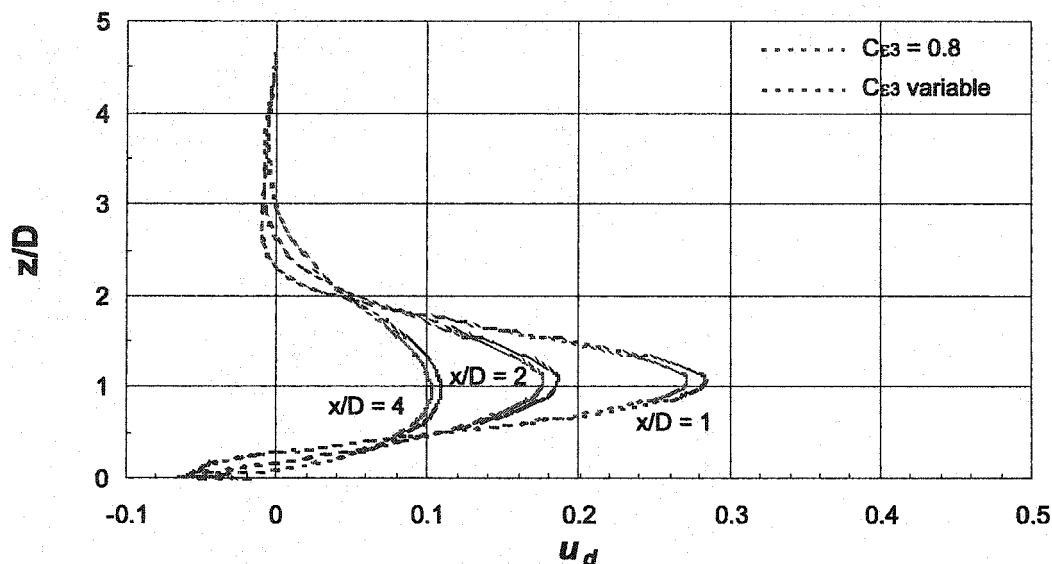


FIGURE 56 Déficit de vitesse en condition de stratification thermique instable, $L = -121 \text{ m}$

Les Figures 57 et 58 présentent les distributions d'énergie cinétique turbulente obtenues en conditions de stratification thermique stable et instable, respectivement. Pour référence, la valeur moyenne de l'énergie cinétique turbulente dans l'écoulement incident est de $1.0 \text{ m}^2/\text{s}^2$ en condition thermique stable et $1.3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ en condition thermique instable, avec une même valeur à hauteur de moyeu de $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Une augmentation du niveau d'énergie cinétique turbulente est observée en aval de l'éolienne sur les deux figures. De plus, le niveau d'énergie cinétique turbulente en aval de la machine est plus important en condition de stratification thermique stable qu'en condition thermique instable. Ce comportement est en accord avec les mesures expérimentales réalisées par Magnusson et Smedman [58].

Éolienne Danwin

Les résultats obtenus avec l'éolienne commerciale de 750kW ont permis de valider une partie de la méthode proposée dans cette thèse. Cependant, aucune mesure expérimentale du déficit de vitesse pour les différentes conditions de stratification thermique n'étaient

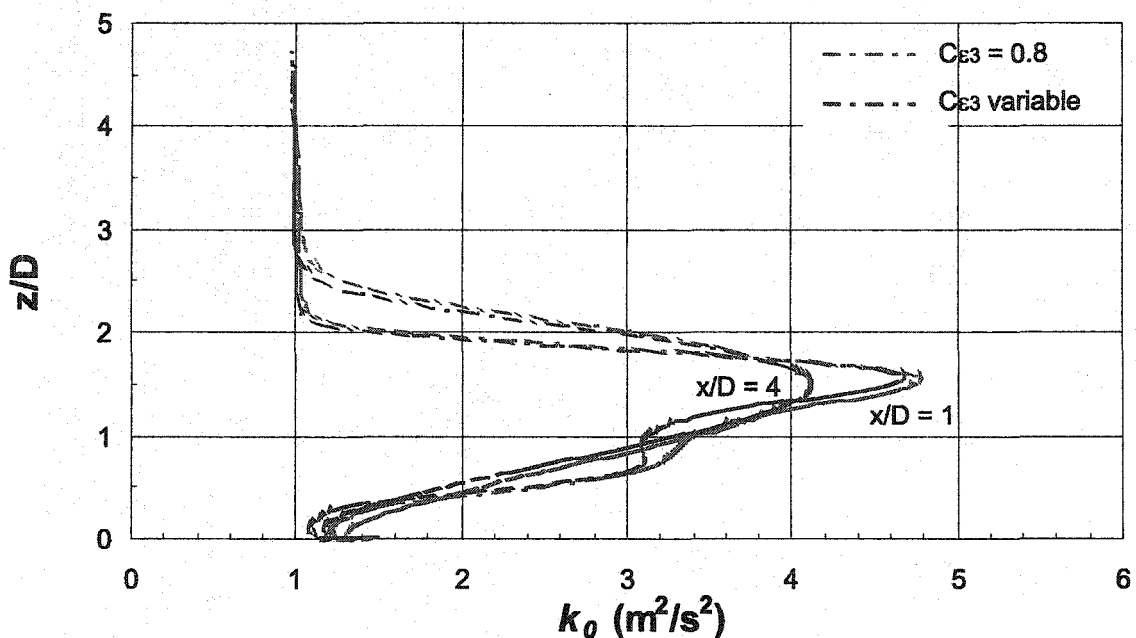


FIGURE 57 Énergie cinétique turbulente en condition de stratification thermique stable,
 $L = 177 \text{ m}$

disponibles dans la littérature publique pour ce type d'éolienne. Une nouvelle étude a alors été réalisée avec l'éolienne Danwin. Cette étude a ainsi permis d'analyser la précision des résultats prédits par la méthode développée dans cette thèse.

Les résultats présentés dans cette partie incluent, pour les trois types de stratification thermique, des comparaisons entre les déficits de vitesse obtenus avec la méthode proposée dans cette thèse et ceux mesurés expérimentalement [58].

Les Figures 59 et 60 présentent les mesures des distributions verticales du déficit de vitesse normalisé en deux positions en aval de la turbine, i.e. 4.2 et 6.1 diamètres. Les résultats correspondants des simulations sont présentés aux Figures 61 et 62. Les résultats montrent, comme précédemment, que le déficit de vitesse est plus faible en condition de stratification thermique instable qu'en condition thermique stable, ce qui est qualitativement en accord avec les mesures. Cependant, les valeurs du déficit de vitesse sont sous-estimées de façon

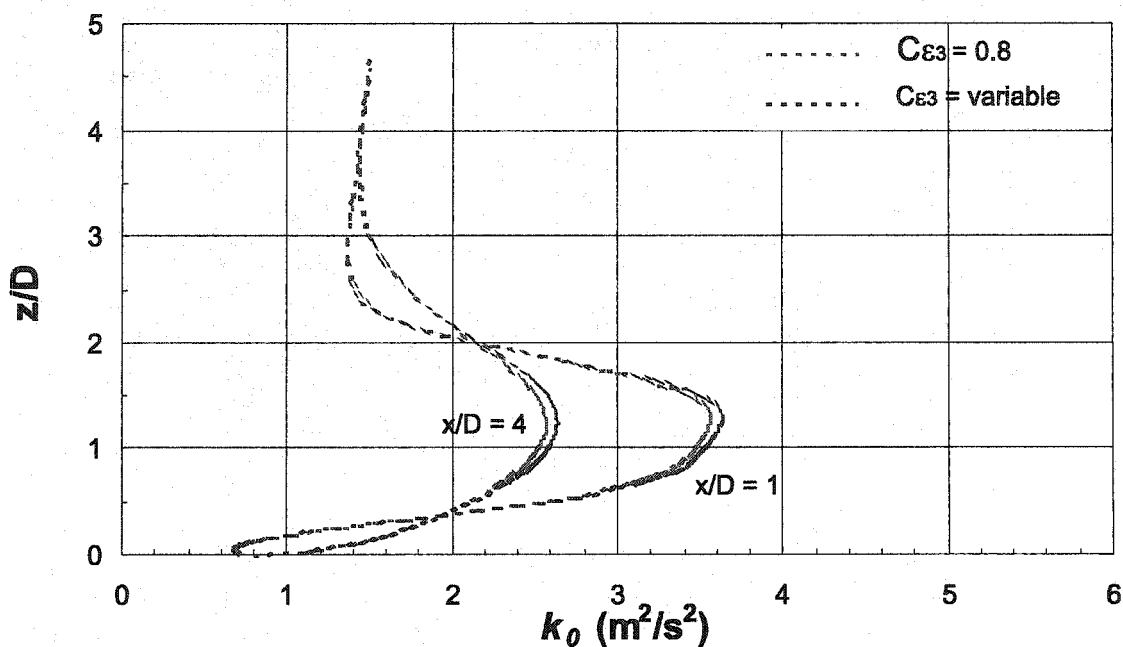


FIGURE 58 Énergie cinétique turbulente en condition de stratification thermique instable,
 $L = -121 \text{ m}$

significative. Afin d'expliquer cette observation, une étude paramétrique plus détaillée est présentée au Chapitre 9. Une des causes de la sous-estimation du déficit de vitesse pourrait ainsi provenir des résultats expérimentaux utilisés. Par exemple, de nombreuses informations sur les conditions d'opération pour lesquelles les mesures ont été faites étaient manquantes ou mal définies, telles que la température au sol, l'intensité turbulente, les conditions précises de stabilité (L) et la vitesse du vent lors de l'enregistrement des données. D'autre part, ces différences pourraient également venir de la méthode utilisée pour représenter l'éolienne, i.e. l'utilisation du concept du disque actuateur. Bien que la génération de puissance d'une éolienne soit très bien reproduite, voir Chapitre 6, il semblerait que le concept du disque actuateur utilisé sous sa forme actuelle entraîne une surestimation des vitesses dans le sillage plus ou moins importante suivant le type d'éolienne utilisée. Cela pourrait s'expliquer par les effets de bout de pale et le phénomène de délai du décrochage. En effet, les modèles utilisés pour reproduire ces effets ont été essentiellement développés

pour obtenir des prédictions de puissance en accord avec les mesures. Ceci n'implique pas nécessairement une amélioration de la précision dans la prédiction des vitesses en aval du disque.

Néanmoins, afin de quantifier les effets sur le sillage des différentes conditions de stratification thermique de la couche limite terrestre, un nouveau nombre sans dimension, δ , représentant la différence de déficit de vitesse entre des conditions stable et instable a été défini :

$$\delta = \frac{U_d(stable) - U_d(instable)}{U_d(stable)} \quad (8.3)$$

Ne disposant seulement que des mesures expérimentales pour des conditions thermiques stable et instable, les comparaisons ne s'effectueront plus par rapport à des conditions de stratification thermique neutre mais par rapport à des conditions de stratification thermique stable.

Le Tableau XIV présente des comparaisons du nombre δ obtenues à partir des mesures expérimentales et de la méthode développée dans cette thèse en deux positions en aval de la machine. Les résultats montrent que la déviation δ calculée entre les deux types de stratification est la même que celle mesurée expérimentalement. Des différences de l'ordre de 24% en moyenne sont observées pour δ , suivant que l'éolienne se situe à 4 ou 6 diamètres. De plus, il faut noter que suivant la distance, la variation du déficit de vitesse augmente légèrement, ce qui est en accord avec les mesures expérimentales [58]. Ces différences démontrent l'importance des effets de la stratification thermique dans la prédiction des performances d'un parc éolien, puisqu'ils induisent une modification importante des caractéristiques de l'écoulement en aval de l'éolienne.

La Figure 63 présente l'évolution du déficit de vitesse à hauteur de moyeu dans le sillage de l'éolienne Danwin. Il est clair que dans le sillage lointain, le déficit de vitesse à hauteur de moyeu varie comme une fonction de $\left(\frac{x}{D}\right)^\alpha$, où α représente la pente logarithmique, et ce en accord avec les résultats expérimentaux [58]. Le Tableau XV présente, pour les trois

TABLEAU XIV

Comparaison des déficits de vitesse entre les conditions de stratification thermique stable et instable

	δ	
Positions en aval de l'éolienne	4.2D	6.1D
Mesures expérimentales	22%	25%
Méthode proposée	23%	23.6%

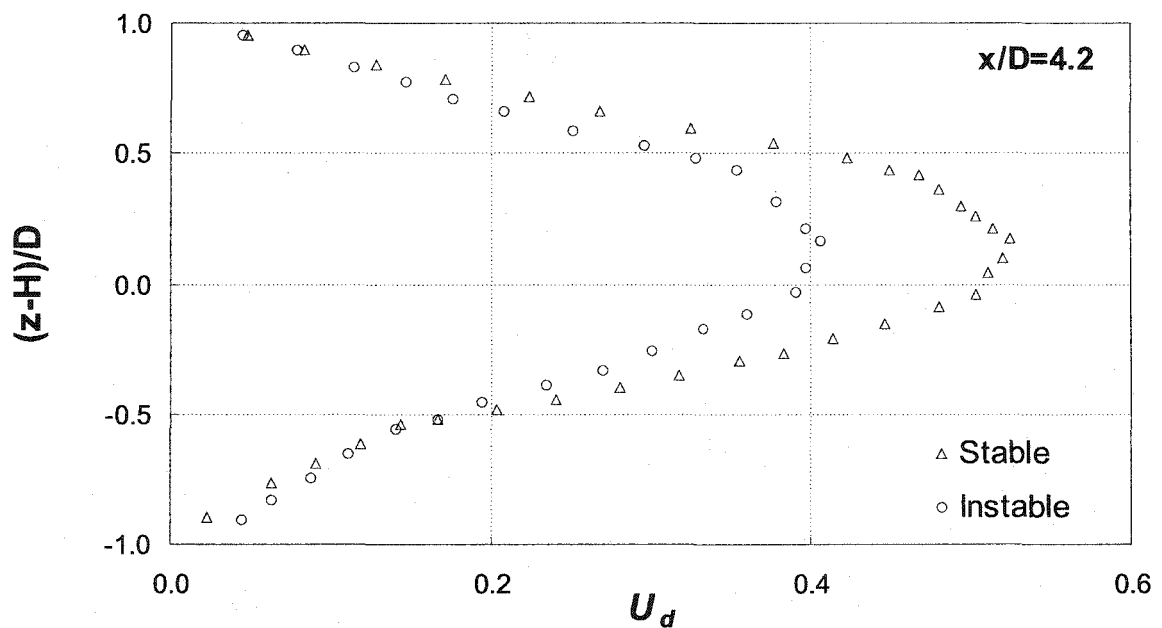


FIGURE 59 Déficit de vitesse expérimental en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 4.2$

conditions de stratification, une comparaison entre les pentes logarithmiques prédites par la méthode proposée et celles mesurées expérimentalement. Une différence de seulement 7.5% par rapport aux résultats expérimentaux est observée.

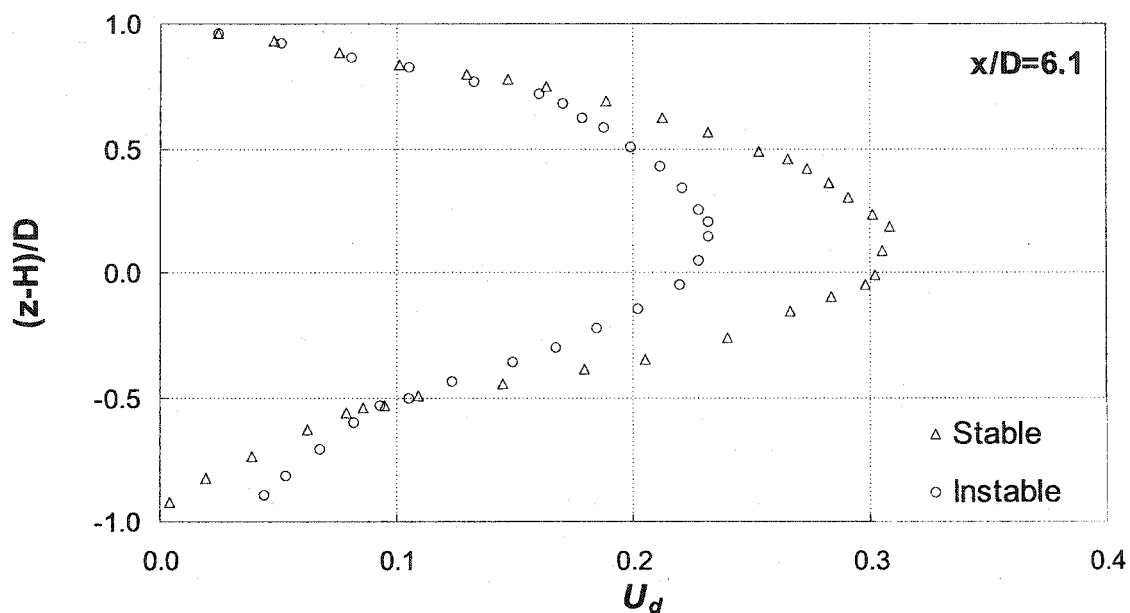


FIGURE 60 Déficit de vitesse expérimental en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 6.1$

TABLEAU XV

Pente logarithmique du déficit de vitesse sous différentes stratifications thermiques

conditions de stratification	α Expérimental	α Prédit
légèrement stable	-0.8	-0.74
neutre	x	-0.72
moyennement instable	-0.8	-0.735

8.1.2.2 Cas d'interférence entre deux éoliennes

L'influence de la stratification thermique sur le sillage de deux éoliennes placées l'une derrière l'autre est étudiée dans cette section. Le domaine de calcul utilisé ainsi que les

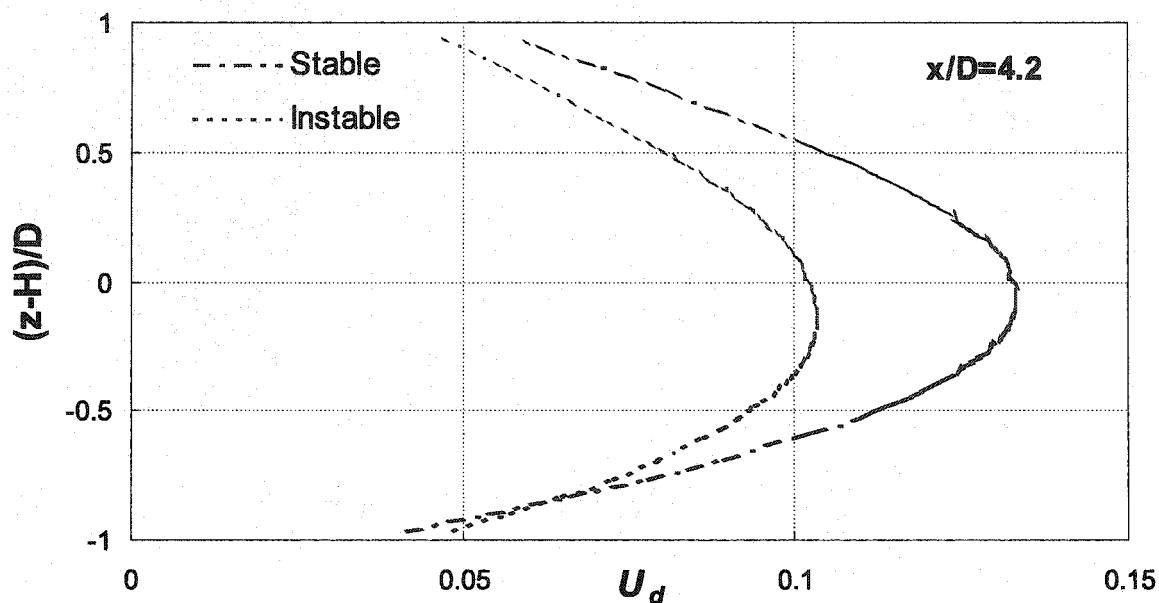


FIGURE 61 Déficit de vitesse prédit en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 4.2$

conditions d'opération et les conditions aux frontières sont les mêmes que celles décrites à la Section 8.1.1.2 pour le cas d'interférence entre deux éoliennes de type Danwin.

Les résultats présentés dans cette section montrent, pour des conditions de stratification thermique stable et instable, des comparaisons du déficit de vitesse et de variation du déficit de vitesse, δ , entre une éolienne isolée et un ensemble composé de deux éoliennes. La Figure 64 présente une comparaison entre les distributions verticales du déficit de vitesse normalisé, U_d , obtenu en conditions de stratification thermique stable et instable à 10 diamètres de l'éolienne amont ou 4.2 diamètres de l'éolienne en aval. Le choix de quatre diamètres dans le sillage de l'éolienne en aval a été fait afin de pouvoir effectuer une comparaison équitable entre les déficits de vitesse obtenus pour une éolienne isolée et ceux obtenus pour une éolienne dans le sillage d'une autre à une même position. Les résultats montrent, comme précédemment, un déficit de vitesse supérieur pour des conditions

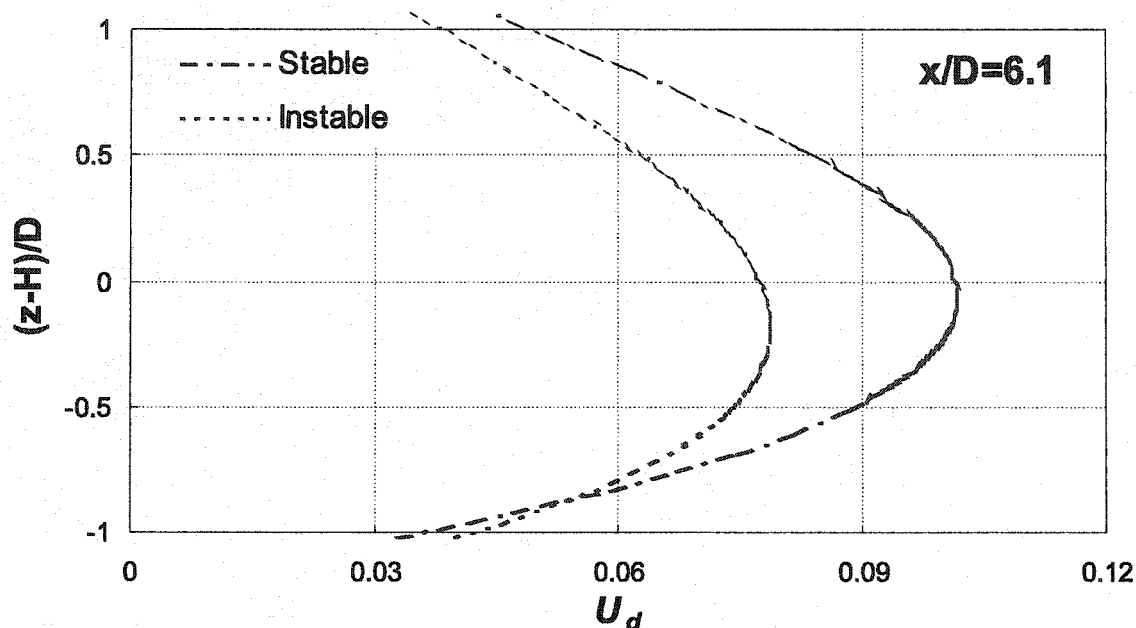


FIGURE 62 Déficit de vitesse expérimental en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 6.1$

de stratification thermique stable par rapport à des conditions de stratification thermique instable.

Le Tableau XVI montre une augmentation de 34% du déficit de vitesse en condition de stratification thermique stable comparativement à une éolienne isolée, ainsi qu'une augmentation de 41% en condition de stratification thermique instable pour une même position (4.2 D). En effet, tel que visualisé aux Figures 53 et 54, l'éolienne en aval étant dans le sillage direct de l'éolienne en amont, le déficit de vitesse est encore relativement important, même après avoir parcouru les 6 diamètres qui les séparent. Ceci entraîne une augmentation du déficit de vitesse. Une diminution de δ comparativement à celui calculé pour une éolienne isolée est aussi observée. Finalement, la Figure 65 montre une augmentation de l'énergie cinétique turbulente k dans le sillage de l'éolienne en aval supérieure à celui d'une éolienne isolée.

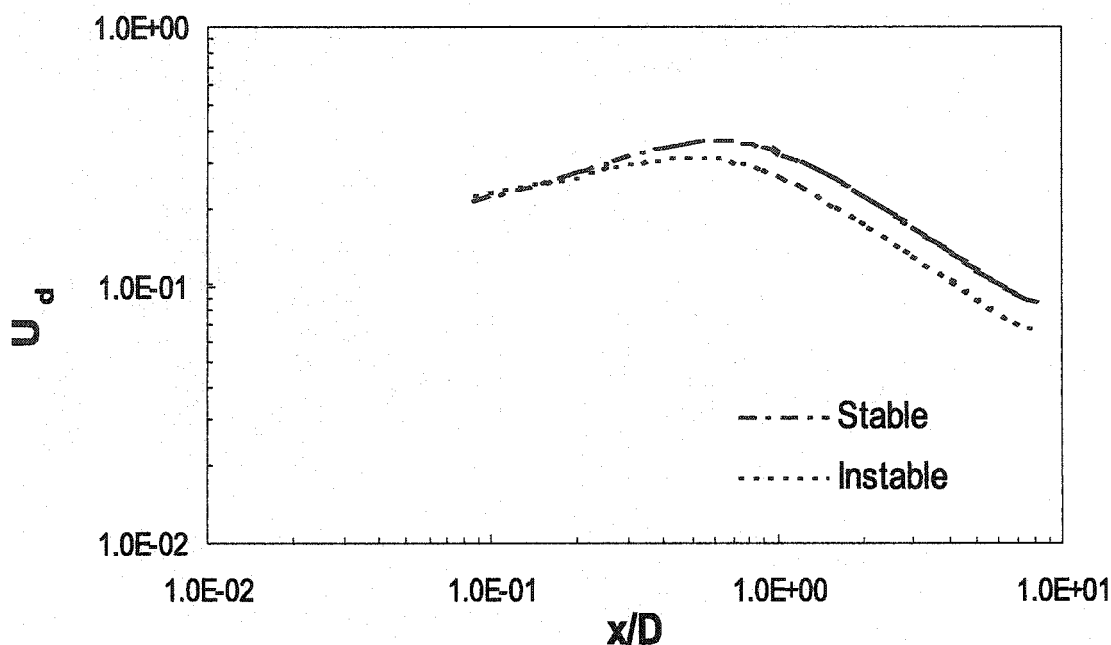


FIGURE 63 Évolution du déficit de vitesse à hauteur de moyeu dans le sillage de l'éolienne Danwin pour des conditions de stratification thermique stable et instable

8.2 Discussion des résultats produits par la méthode proposée

Les résultats présentés dans ce chapitre ont permis de démontrer les capacités de la méthode proposée à reproduire les performances d'un parc éolien immergé dans une couche limite terrestre sous différentes conditions de stabilité thermique. Ils correspondent de manière qualitative à ceux observés dans la littérature. La structure de l'écoulement est retrouvée et les solutions obtenues prouvent l'influence évidente de la stratification thermique sur l'analyse aérodynamique d'un parc éolien. Des variations du déficit de vitesse entre des conditions de stratification thermique stable et instable dans le sillage d'une éolienne isolée de l'ordre de 24% ont été observées, correspondant aux mesures expérimentales. Dans le cas de deux éoliennes, une augmentation du déficit de vitesse supérieure à 30% a aussi été trouvée comparativement à une éolienne isolée. Cependant, comme cela a été

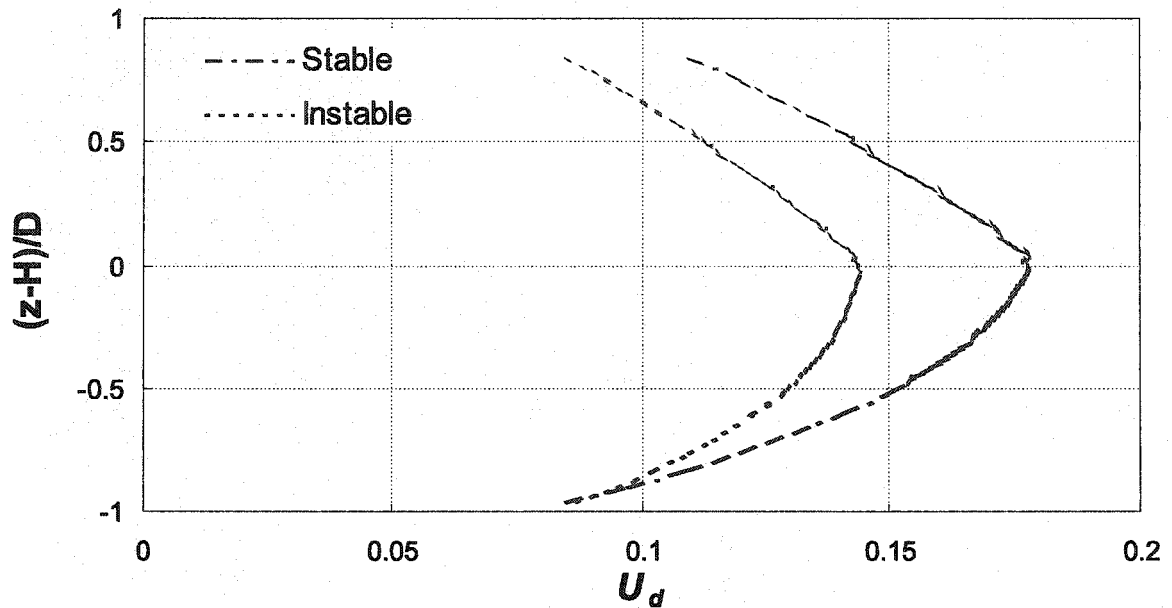


FIGURE 64 Déficit de vitesse prédit en conditions de stratification thermique stable et instable à $\frac{x}{D} = 4.2$ de l'éolienne en aval

TABLEAU XVI

Comparaison des déficits de vitesse entre des conditions de stratification thermique stable et instable en aval d'une éolienne isolée et en aval d'une éolienne dans le sillage direct d'une autre avec la méthode proposée

Positions en	Éolienne isolée	Éolienne avale
aval de l'éolienne	4.2D	4.2D
U_d stable à hauteur de moyeu	0.1327	0.178
U_d instable à hauteur de moyeu	0.102	0.144
δ	23%	19%

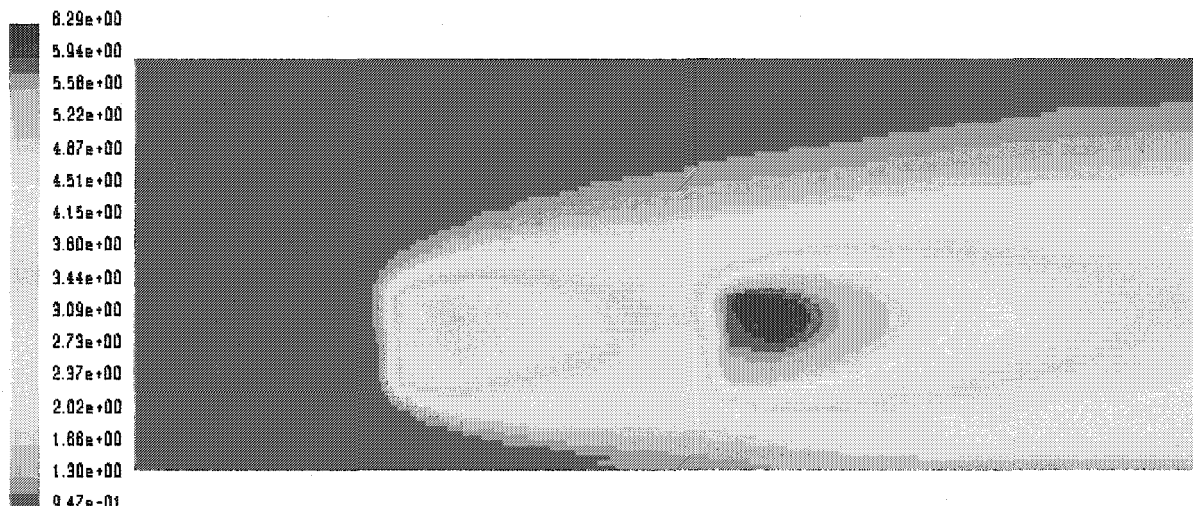


FIGURE 65 Contour d'énergie cinétique turbulente pour un écoulement en condition de stratification thermique stable composé de deux éoliennes

noté précédemment, les valeurs numériques des vitesses dans le sillage sont assez loin de celles mesurées. Ces différences pourraient provenir soit des résultats expérimentaux recueillis dans la littérature, soit de la méthode utilisée pour représenter ce type éolienne, i.e. l'éolienne Danwin. Ces différences, bien qu'étant importantes, ont quand même permis de quantifier les effets de la stratification thermique sur l'analyse d'un parc éolien. Cette méthode pourrait donc permettre, connaissant les caractéristiques physiques de l'écoulement ainsi que la stratification thermique de la couche limite atmosphérique régnant sur le site, d'améliorer la production énergétique d'un parc éolien, en optimisant le positionnement des éoliennes.

CHAPITRE 9

ÉTUDE DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES INFLUENÇANT LE SILLAGE D'UNE ÉOLIENNE EN CONDITION DE STRATIFICATION THERMIQUE NEUTRE

9.1 Description du problème

Les solutions obtenues au chapitre précédent ont montré clairement certaines disparités entre les vitesses prédites dans le sillage d'une éolienne et les mesures expérimentales, voir Chapitre 8. Les Figures 57 et 58 et les Figures 59 à 62 ont montré une variation importante de l'énergie cinétique turbulente, k , dans le sillage de l'éolienne, ainsi qu'une sous-estimation importante du déficit de vitesse dans le sillage. Deux hypothèses ont été émises pour tenter d'expliquer ce phénomène. La première s'est portée sur la méthode utilisée pour représenter l'éolienne, i.e. le concept du disque actuateur couplé avec la théorie de l'élément de pale. Tandis que la deuxième s'est orientée vers les conditions d'opération dans lesquelles ont été faites les expériences. En effet, l'ensemble de ces conditions étaient soit manquantes, soit mal définies, comme par exemple la température au sol, l'intensité turbulente, les conditions précises de stabilité (L) ou la vitesse lors de l'enregistrement des données. De ce fait, une comparaison équitable entre les résultats expérimentaux et ceux prédits par la méthode n'a pu être totalement réalisée. Sachant qu'il existe différents paramètres ayant une influence significative sur les propriétés de l'écoulement en aval d'une éolienne, comme l'angle de calage, la modélisation de la turbine, la modélisation de la turbulence, la vitesse du vent ou l'intensité turbulente entre autres, une étude a été réalisée afin d'identifier l'influence de ces paramètres.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donc pour objectif d'étudier l'influence de l'angle de calage, de la présence de la nacelle et des constantes du modèle k - ϵ sur le sillage d'une éolienne isolée immergée dans une couche limite atmosphérique turbulente

en condition de stabilité thermique neutre. Pour ce faire, la formulation tridimensionnelle cartésienne a été utilisée. Tous les calculs présentés dans ce chapitre seront réalisés pour l'éolienne Mod0-A décrite dans les chapitres précédents. Cette éolienne a été sélectionnée en considérant la disponibilité des mesures expérimentales bien documentées de Doran et al. [32].

La dimension du domaine de calcul utilisée est de 19 diamètres selon l'axe des x , de 10 diamètres selon l'axe des y et de 6 diamètres selon l'axe des z . L'éolienne est située à 7.5 diamètres de la frontière d'entrée et la surface balayée par le rotor est composée de 1 008 volumes de contrôle alors que l'ensemble du domaine de calcul est subdivisé en 210 000 volumes de contrôle.

Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de vent et une intensité turbulente à hauteur de moyeu de 5.67 m/s et 13%, respectivement. Les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov pour des conditions de stratification thermique neutre sont appliquées à la frontière d'entrée du domaine. Enfin, à la paroi, la loi de paroi classique est utilisée, voir Chapitre 4, avec un $z_0 = 0.016$ m et un flux de chaleur nul a été prescrit. Dans ce chapitre, ces conditions ont été maintenues.

9.2 Influence de l'angle de calage

La Figure 66 présente la comparaison entre les distributions de vitesse dans le sillage de la turbine pour un angle de calage de 0° et un angle de calage de 3° . Les résultats montrent une différence de l'ordre 9% au niveau de la vitesse à l'axe de la turbine. Cette différence s'explique par le fait que l'éolienne extrait plus d'énergie du fluide lorsque l'angle de calage diminue, entraînant une diminution de la vitesse dans le sillage. La connaissance de l'angle de calage est donc primordiale dans la simulation du déficit de vitesse en aval d'une éolienne.

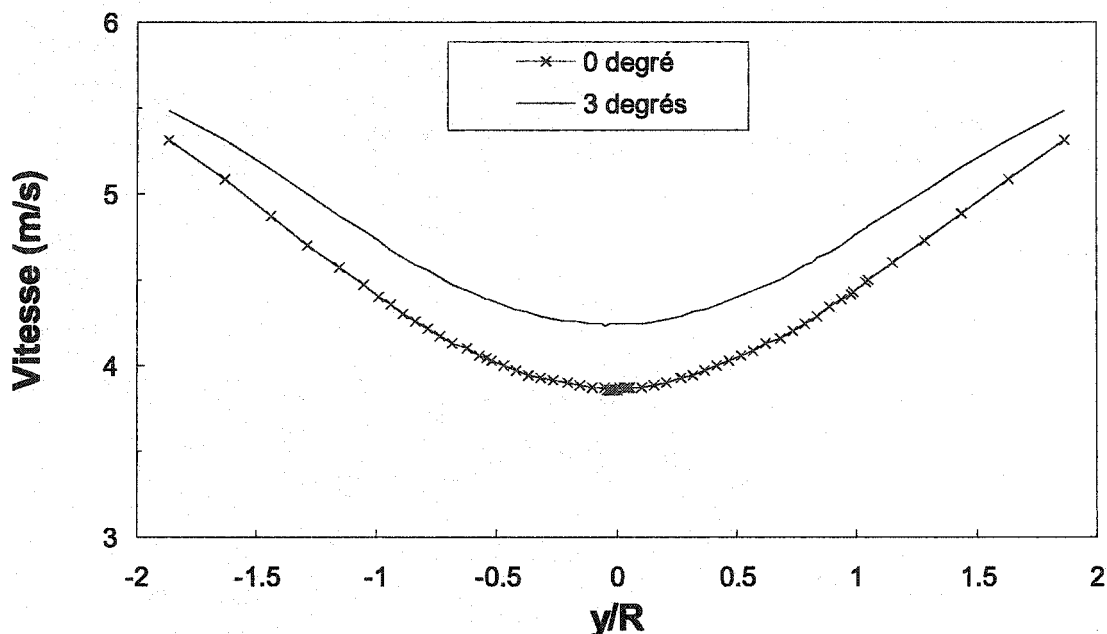


FIGURE 66 Influence de l'angle de calage sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$

9.3 Influence de la nacelle

La modélisation de l'éolienne développée dans cette thèse fait appel au concept de disque actuateur et à la théorie de l'élément de pale. De ce fait, cette méthode ne tient pas compte de la nacelle et de sa représentation physique. Or, celle-ci peut créer une modification non négligeable des caractéristiques de l'écoulement en aval du rotor, qui viennent s'ajouter à celles produites par le rotor. Dans cette section, la nacelle a été représentée en tenant compte de sa forme géométrique et la contrainte de cisaillement sur celle-ci a été imposée à partir des relations valides pour une plaque plane turbulente.

La Figure 67 présente la comparaison entre les prédictions des profils de vitesse produits avec et sans la nacelle pour un angle de calage de 3°. Une différence de 3% environ est observée entre la vitesse prédite avec la nacelle et celle prédite sans la nacelle au niveau de

l'axe du rotor. Cette différence provient de la traînée générée par la nacelle venant s'ajouter à la diminution de vitesse générée par la turbine. De plus, le temps de calcul nécessaire pour la modélisation de l'ensemble rotor + nacelle n'a pas significativement augmenté. Par conséquent, afin de représenter le plus fidèlement possible l'écoulement autour d'une éolienne, la représentation de la nacelle s'avère pertinente.

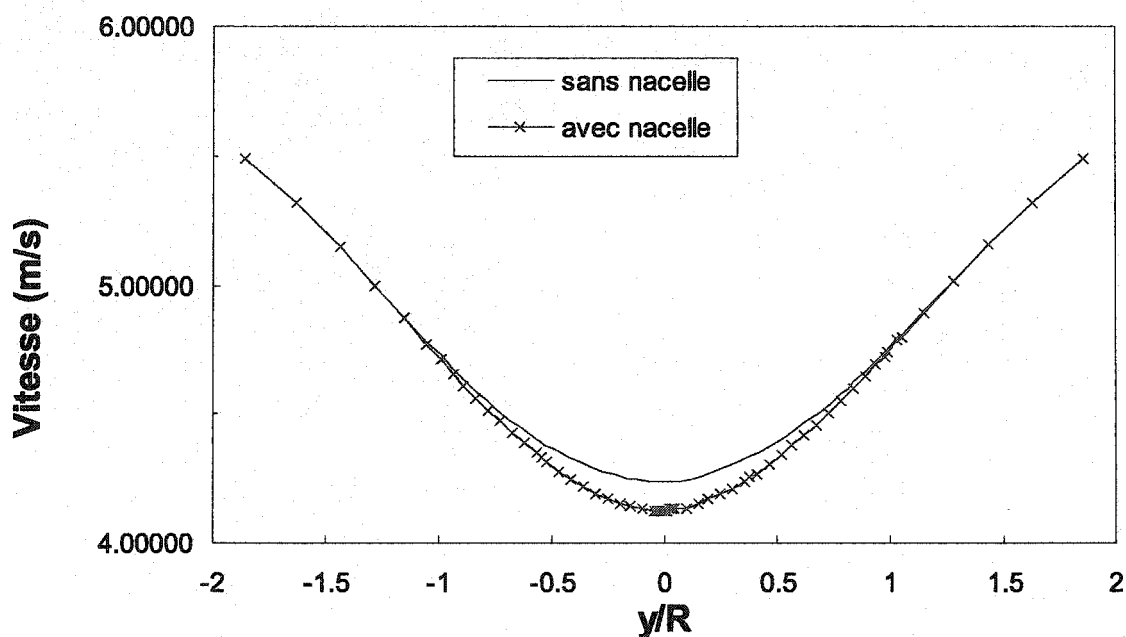


FIGURE 67 Influence de la nacelle sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$

9.4 Influence du modèle de turbulence

Dans cette recherche, l'influence des constantes du modèle de turbulence $k-\epsilon$ sur les caractéristiques d'un écoulement en couche limite atmosphérique a été illustrée. Une nouvelle valeur pour la constante $C_{\epsilon 3}$ a été proposée sous la forme d'une fonction universelle, afin de s'assurer que la représentation de la couche limite atmosphérique en conditions stable et instable soit bien reproduite. Dans la méthode proposée, les valeurs des constantes $C_{\epsilon 1}$,

C_{e2} et C_{μ} ont été obtenues à partir des mesures réalisées pour un écoulement en condition de stratification thermique neutre. L'influence de ces constantes sur la distribution de vitesse dans le sillage est illustrée dans cette section. Afin de maintenir des conditions de stabilité thermique neutre, les modifications apportées aux constantes C_{e1} et C_{e2} respectent l'équation (4.30) développée dans notre modèle au Chapitre 4.

Les constantes utilisées dans cette section sont :

$C_{e1} = 1.176$ et $C_{e2} = 1.92$ pour la méthode proposée et

$C_{e1} = 1.35$ et $C_{e2} = 2.1$ pour le modèle modifié.

On remarque que les valeurs modifiées restent à l'intérieur de la plage observée dans la littérature [47, 76, 78, 79].

La Figure 68 montre une différence de 2.5% entre la vitesse prédite avec la méthode proposée et celle prédite avec le modèle modifié au niveau de l'axe du rotor. La différence observée ne peut être négligée lors de l'étude énergétique d'un parc éolien sachant que la puissance d'une éolienne dépend de la vitesse au cube.

9.5 Bilan du calcul

Les résultats obtenus dans ce chapitre, pour les différents paramètres, ont montré des variations non négligeables dans la prédiction des profils de vitesse dans le sillage d'une éolienne. Cependant, l'influence de chaque paramètre a été étudiée séparément, ne permettant pas d'évaluer leur importance lorsqu'ils sont tous considérés. Dans cette section, la variation produite par l'ensemble de tous ces paramètres est évaluée.

Les résultats présentés dans cette dernière section incluent les comparaisons entre les deux cas extrêmes :

- (i) la nacelle n'est pas représentée, l'angle de calage est de 3° et les constantes du modèle $k-\epsilon$ sont celles du modèle mathématique proposé,
- (ii) la nacelle est représentée, l'angle de calage est de 0° et les constantes du modèle $k-\epsilon$ sont modifiées en respectant les conditions de stabilité thermique neutre.

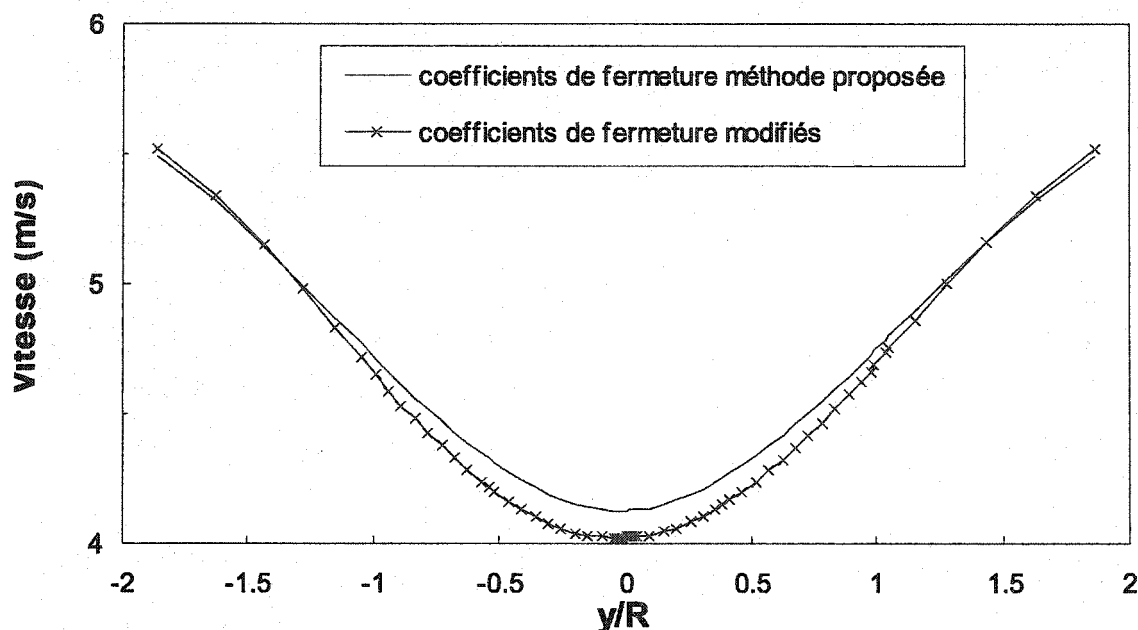


FIGURE 68 Influence des constantes C_{e1} et C_{e2} sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$

Finalement, une comparaison entre la solution obtenue avec l'ensemble de ces paramètres et les mesures expérimentales de Doran et al. [32] est réalisée.

La Figure 69 présente l'influence de ces différents paramètres sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage d'une éolienne en condition de stratification thermique neutre. Une différence de 20% est observée, supérieure à la somme de toutes les différences obtenues aux sections précédentes, démontrant ainsi la sensibilité de la solution par rapport à ces paramètres. Lorsque l'on compare cette solution avec les mesures expérimentales [32], (voir Figure 70), une bonne corrélation est alors obtenue. On note cependant que le sillage prédit est plus large que celui observé expérimentalement. D'autre part, le champ de vitesse dans la région proche du moyeu à 2 diamètres est en bonne corrélation avec les résultats mesurés, cela ne signifiant pas que le champ de vitesse corresponde aux mesures expérimentales en tout point en aval de la turbine.

Cependant, n'ayant aucune autre mesure dans le sillage, on ne peut conclure de manière formelle ; on peut simplement dire que la combinaison des différents paramètres a permis d'obtenir une solution très acceptable. Les résultats présentés dans ce chapitre montrent donc une direction à ne pas négliger pour les travaux futurs. En effet, une étude préliminaire réalisée sur l'éolienne Danwin avec l'ensemble des paramètres définis dans ce chapitre a montré une amélioration significative de la précision du déficit de vitesse calculé. Cependant, ce dernier reste encore inférieur à celui mesuré par Magnusson et al. [58, 96], voir Figure 71.

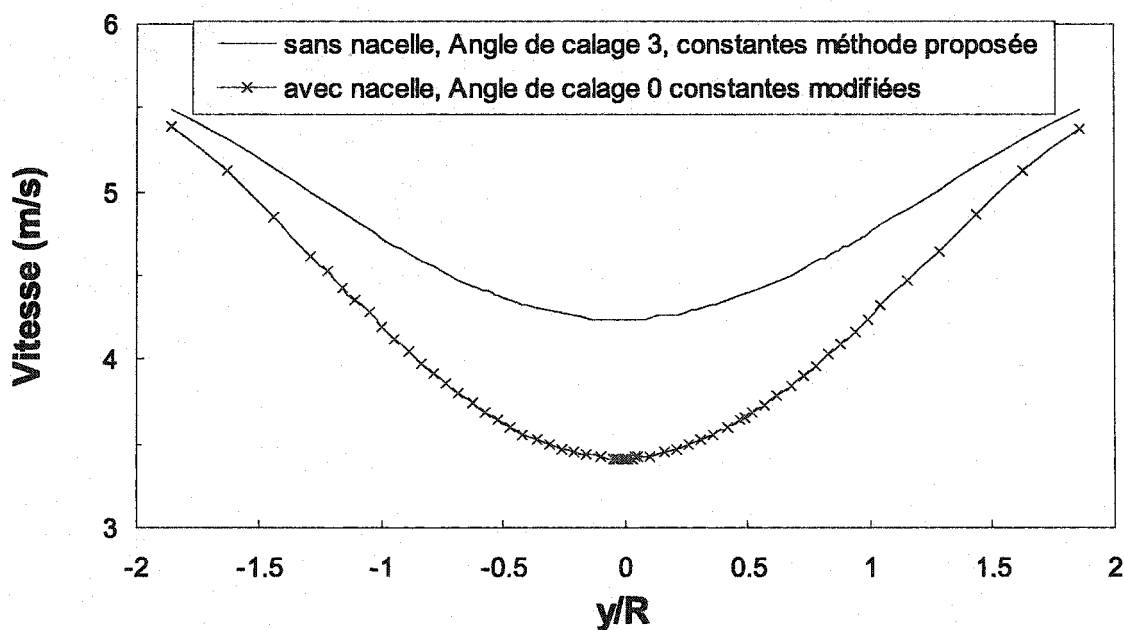


FIGURE 69 Influence maximale sur la distribution de la vitesse axiale dans le sillage de l'éolienne Mod0-A en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$

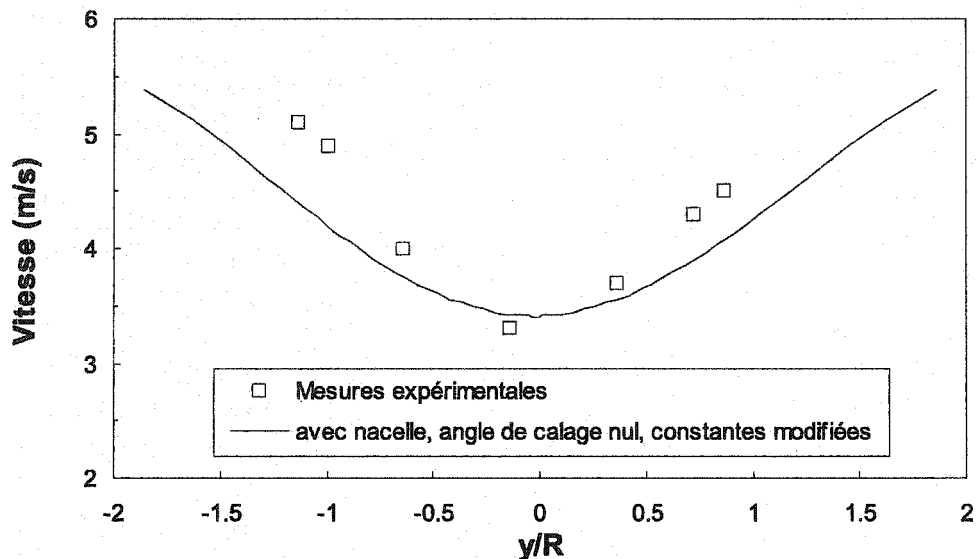


FIGURE 70 Comparaison entre les mesures expérimentales et les paramètres extrêmes en condition de stratification thermique neutre à $\frac{x}{D} = 2$

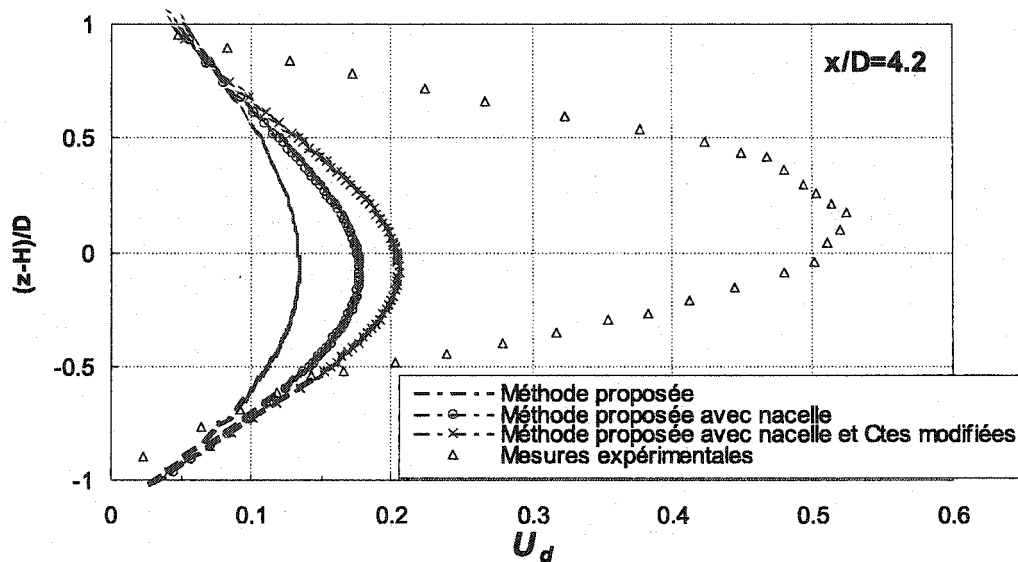


FIGURE 71 Comparaison entre les mesures expérimentales et l'influence des différents paramètres sur l'éolienne Danwin en condition de stratification thermique stable à $\frac{x}{D} = 4.2$

CONCLUSION

Revue de la thèse

L'objectif principal de cette thèse était de développer un module éolien ayant comme plate-forme un logiciel commercial reconnu, i.e. FLUENT, et permettant de prédire les performances d'un parc éolien immergé dans une couche limite atmosphérique ayant différentes conditions de stratification thermique. L'écoulement autour de l'éolienne est représenté par les équations tridimensionnelles, incompressibles et stationnaires de Navier-Stokes moyennées dans le temps par la procédure de Reynolds et couplées avec le modèle de turbulence $k-\epsilon$. Les rotors sont représentés par des distributions de forces externes et la couche limite atmosphérique non perturbée par les expressions empiriques basées sur la théorie de Monin-Obukhov, voir Chapitre 4. Le modèle mathématique résultant a été implanté dans le logiciel FLUENT. Les principales étapes de ce projet sont résumées ci-dessous :

- Au Chapitre 1, les différents objectifs et la méthodologie proposée dans ce travail sont développés. De plus, une brève description de l'origine, de la situation mondiale et des différentes applications de l'énergie éolienne y sont présentées.
- Une revue de la littérature sur les différentes méthodes d'analyse de parcs éoliens ainsi que sur les modèles de turbulences existants est présentée au Chapitre 2. Les forces et les faiblesses de ces différents modèles sont discutées. Dans cette partie, il a été démontré que l'utilisation des équations tridimensionnelles incompressibles et stationnaires de Navier-Stokes moyennées dans le temps par la procédure de Reynolds et couplées avec le modèle de turbulence $k-\epsilon$ représentait le niveau minimum acceptable pour représenter l'écoulement autour d'une éolienne. Par la suite, une synthèse des différents résultats expérimentaux disponibles est présentée.
- Une description détaillée de la couche limite atmosphérique est réalisée au Chapitre 3. Les notions de stabilité et les différents critères de stabilité y sont discutés.

De plus, les équations décrivant les caractéristiques de la couche limite terrestre y sont explicitées.

- Le Chapitre 4 est consacré au modèle mathématique proposé pour représenter l'écoulement dans un parc éolien. Les équations de transport ainsi que le modèle mathématique représentant le rotor y sont détaillés. Dans cette partie, une expression originale du coefficient de fermeture relatif au terme de production de turbulence due aux forces d'Archimède est proposée, afin d'améliorer la précision des simulations. À la fin de ce chapitre, un résumé des différentes équations nécessaires à l'étude d'un tel problème est présenté.
- Les différentes étapes de la méthode numérique utilisée pour solutionner le système complet d'équations sont décrites au Chapitre 5. La solution de ces équations est réalisée par le logiciel FLUENT. Celui-ci utilise une méthode basée sur les volumes finis pour convertir les équations différentielles gouvernantes en équations algébriques pouvant être résolues numériquement. Une description détaillée des différents domaines de calcul ainsi que des conditions frontières y est réalisée.
- Les capacités de la méthode proposée à reproduire les performances d'une éolienne isolée sans les effets du sol et de la stratification thermique sont présentées au Chapitre 6. Pour ce faire, différentes comparaisons entre les prédictions obtenues par la méthode proposée, un logiciel de recherche développé et validé par Masson et al. [26, 27, 28, 88, 89], la théorie du tube de courant [31] et les différents résultats expérimentaux existants [32, 42, 61, 62, 90] ont été présentés. Les résultats obtenus ont montré une très bonne corrélation avec les différentes observations que ce soit pour la formulation axisymétrique ou tridimensionnelle. Ce chapitre a permis de valider l'implantation du modèle mathématique dans le logiciel FLUENT et d'étudier l'influence des différents schémas d'interpolation en pression sur les prédictions des performances d'une éolienne.
- Le Chapitre 7 montre la capacité de la méthode proposée à reproduire les propriétés de la couche limite atmosphérique pour différentes conditions de stabilité thermique

sur un terrain plat en l'absence d'éoliennes. Dans cette étude, l'écoulement est supposé être celui observé dans les 100 premiers mètres de la couche limite terrestre et la formulation bidimensionnelle cartésienne est utilisée. La pertinence des modifications apportées aux coefficients de fermeture du modèle de turbulence k - ϵ au Chapitre 4 est démontrée. Les résultats obtenus montrent que la méthode proposée est en accord avec les expressions basées sur la théorie de Monin-Obukhov représentant la couche limite atmosphérique sous différentes stratifications thermiques.

- La capacité de la méthode proposée pour l'analyse aérodynamique des parcs éoliens immergés dans une couche limite atmosphérique ayant différentes conditions de stabilité thermique est démontrée au Chapitre 8. Les résultats obtenus correspondent de manière qualitative à ceux trouvés dans la littérature, la structure de l'écoulement est retrouvé et les solutions obtenues montrent l'influence évidente de la stratification thermique sur l'évolution de sillage d'une éolienne. En effet, les solutions ont montré que le déficit de vitesse dans le sillage est plus important en conditions stables qu'instables, entraînant une variation importante des performances d'une éolienne placée dans le sillage direct d'une autre. L'évolution du déficit de vitesse a été trouvé variant comme une fonction de $(\frac{x}{D})^\alpha$ en accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, les valeurs numériques du déficit de vitesse dans le sillage sont assez loin de celles mesurées.
- Une étude de l'influence de différents paramètres sur la représentation du sillage est présentée au Chapitre 9. Les résultats présentés dans ce chapitre ont pour objectif d'étudier l'influence de l'angle de calage, de la nacelle et des constantes du modèle k - ϵ sur le sillage d'une éolienne isolée en condition neutre. Pour ce faire, la formulation tridimensionnelle cartésienne a été appliquée à l'analyse de l'éolienne Mod0-A et les expérimentations de Doran et al. [32] ont été utilisées. Les résultats présentés dans ce chapitre montrent une direction à ne pas négliger en terme de travaux futurs à réaliser pour l'amélioration de la précision des déficits de vitesse calculés.

En résumé et en conclusion à ce projet de recherche, un modèle mathématique pouvant considérer les effets d'interférence entre les éoliennes sous différentes conditions de stabilité thermique a été développé et validé. Une étude des effets de la stabilité sur les performances d'un parc éolien a été réalisée. Un module éolien a été développé et implanté dans le logiciel FLUENT.

Contributions

La principale contribution apportée par cette thèse est l'implantation d'un module éolien dans le logiciel FLUENT sous la forme d'une formulation axisymétrique et tridimensionnelle. À travers ces deux méthodes, des contributions plus spécifiques peuvent être identifiées :

- le développement d'une expression originale du coefficient de fermeture relatif au terme de production de turbulence due aux forces d'Archimède. Celle-ci est obtenue à partir de la résolution analytique des équations turbulentes. Cette contribution a été le sujet de deux articles de conférence [77, 100]
- la mise en évidence des effets de la stratification thermique sur les performances d'une éolienne isolée et d'une éolienne dans le sillage direct d'une autre à partir d'une formulation plus générale comparativement aux différentes méthodes de calculs existantes, voir Chapitre 2.
- la mise en évidence de l'influence des différents schémas d'interpolation de la pression sur la prédiction des performances d'une éolienne. Cette contribution a été le sujet d'un article de conférence [86]
- le développement d'une technique de maillage par multiblocs dans le logiciel GAMBIT, permettant de réaliser des maillages optimisés.
- et enfin, le module éolien implanté dans FLUENT a été utilisé par d'autres chercheurs sur d'autres problématiques. Ces travaux ont été sujet à un article de conférence [101].

Recommandations

Les travaux futurs à réaliser dans la continuité de cette thèse doivent être dédiés à l'amélioration de la précision du déficit de vitesse dans le sillage. Ceci passe par :

- l'obtention de données bien documentées sur les caractéristiques du sillage d'une éolienne,
- l'évaluation du concept du disque actuateur ainsi que par une étude plus approfondie sur la modélisation de la turbulence ; évaluation d'autres modèles de turbulence.

Une fois que les prédictions de vitesse dans le sillage seront en accord avec les résultats expérimentaux, passer à l'étape la plus importante des travaux futurs, i.e. étudier l'influence de la topographie du sol sur les performances d'un parc éolien. En conclusion, l'auteur espère que cette thèse permettra ou encouragera d'autres chercheurs à se lancer dans la simulation numérique de l'écoulement dans les parcs éoliens afin d'obtenir un jour un code optimal de résolution.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. Cuntly. *Éoliennes et aérogénérateur, guide de l'énergie éolienne*. Number ISBN 2-85744-122-3. édisud, Aix-en-Provence, La Calade, 1982.
- [2] <http://www.eole.org>, Septembre 1999.
- [3] J. Hladik and M. Bremont. *Énergétique éolienne : applications pratiques, chauffage éolien, production d'électricité, pompage*. Paris, Québec : MASSON ; presses de l'Université du Québec, 1984.
- [4] L.G. Francoeur. Cap sur l'énergie éolienne. *Le Devoir*, 3 mai 1998.
- [5] B. Saulnier. *Perspective sur la technologie éolienne, compte rendu du colloque, Les parcs d'éoliennes, Technologie, Impacts, Développement régional*. Conférence Rimouski, 1994.
- [6] J-L. Bal. <http://www.ademe.fr/htdocs/actualite/compte-rendus/eolien050402.htm#top>. Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie (ADEME), compte-rendus Global Wind Energy Conference and Exhibition, 2 au 5 avril 2002 - CNIT (Paris La Défense), 20 septembre 2002.
- [7] Ministère des Ressources naturelles GOUVERNEMENT DU QUEBEC. L'éolienne une énergie redécouverte. Conférence de la communauté canadienne d'énergie éolienne, 1999.
- [8] A-R. Laali and M. Benard. Production d'électricité par énergie éolienne : situation dans le monde et programme français éole 2005. EDF/GDF, 1999.
- [9] P.S. Jackson and J.C.R. Hunt. Turbulent wind flow over a low hill. *Quart. J.R.Met Soc*, 101 :929-955, 1975.
- [10] J. Mason and R.I. Sykes. Flow over an isolated hill of moderate slope. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 105 :383-395, 1979.
- [11] P.B.S. Lissaman. Energy effectiveness of arbitrary arrays of wind turbines. *Journal of Energy*, 3 :323-328, 1979.
- [12] J.F. Ainslie. Development of an eddy-viscosity model for wind turbine wakes. In *Proceedings of the 7th BWEA conference*, pages 61-65, 1985.
- [13] A. Crespo, J. Hernandez, and S. Frandsen. Survey of modelling methods for wind turbine wakes and wind farms. *J. of Wind Engineering*, 2 :1-24, 1999.

- [14] I. Katic, J. Hojstrup, and N.O. Jensen. A simple model for cluster efficiency. In *Proceedings of the EWEC, Vol. I*, pages 407–410, Roma, Italy, 1986.
- [15] P.E.J. Vermeulen. An experimental analysis of wind turbine wakes. In *Proceedings of the 3rd International Symposium on Wind Energy Systems*, pages 431–450, Cranfield, 1980. BHRA.
- [16] 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(H1), National Power, London, England, 1990.
- [17] S.G. Voutsinas, K.G. RADOS, and A. ZERVOS. On the analysis of wake effects in wind parks. *J. of Wind Engineering*, 14 :204–219, 1990.
- [18] A.J. Tindal. Dynamic loads in wind farm. Technical Report CEC Project JOUR-0084-CSAND 76-0130, 1993.
- [19] B.M. Adams and D.C. Quarton. Dynamic loads in wind farms ii. final report. Technical Report Joule Project JOU2-CT92-0094, 1996.
- [20] U. Hassan. A wind tunnel investigation of the wake structure within small wind farms. Technical Report ETSU Report, WN5113, 1993.
- [21] E. Luken, A. Talmon, and P.E.J. Vermeulen. Evaluation of two mathematical wind turbine wake models in various types of flows. Technical Report MT-TNO Report 86-07, Apeldoorn, 1986.
- [22] M. Liu, Vocke M., and T. Myers. Mathematical model for the analysis of wind turbine wakes. *J. Energ.*, 7 :No.1, 1983.
- [23] A. Crespo, F. Manuel, D. Moreno, E. Fraga, and J. Hernandez. Numerical analysis of wind turbine wakes. In *Workshop on Wind Energy Applications*, Delphi, Greece, 1985.
- [24] 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*, pages 121–127, La Jolla, Californie, 1989.
- [25] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 :301–314, 1972.

- [26] C. Masson, I. Ammara, C. Leclerc, and Paraschivoiu I. Détermination de la micro-localisation optimale des aérogénérateurs dans un parc éolien. Technical report, École de Technologie Supérieure et École Polytechnique de Montréal, préparé pour le Ministère des Ressources Naturelles du Québec, Secteur de l'énergie, Montréal (Québec), Canada, 1997.
- [27] I. Ammara. Modélisation aérodynamique tridimensionnelle d'un parc d'éoliennes à axe horizontal. Master's thesis, École Polytechnique de Montréal, 1998.
- [28] C. Leclerc. Simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel turbulent dans un parc éolien. Master's thesis, École Polytechnique de Montréal, 1998.
- [29] C. Masson, H.J. Saabas, and B.R. Baliga. Co-located equal-order control volume finite element method for two-dimensional axisymmetric incompressible fluid flow. *International Journal for Numerical Method in Fluids*, 18 :1-26, 1994.
- [30] H.J. Saabas and Baliga B.R. Co-located equal-order control-volume finite element method for multidimensional, incompressible, fluid flow-part i. *Numerical Heat Transfer*, 26B :21-32, 1994.
- [31] D. Chocron. Étude numérique de la formation de glace sur les éoliennes à axe horizontal. Master's thesis, École Polytechnique de Montréal, 1997.
- [32] J.C. Doran and K.R. Packard. Comparison of model and observations of the wake of a mod-0a wind turbine. Technical Report PNL-4433, Pacific Northwest Laboratory, Richland, WA, 1982.
- [33] L. Prandtl. Gottinger, nacher, p.193, appendix. Technical report, 1919.
- [34] T. Von Karman. Mechanische ahnlichkeit und turbulenz. In *Proceedings of the 3rd Int. Congr. Appl. Mech., Part1*, pages 85-105, Stockholm, 1930.
- [35] H.W. Emmons. Shear flow turbulence, proceedings of the 2nd us. In *Congress of applied mechanics ASME*, 1954.
- [36] G. Glusko. Turbulent boundary layer on a flat plate in an incompressible fluid, 1965.
- [37] B.S. Baldwin and T.J. Barth. A one equation turbulence transport model for high reynolds number wall-bounded flows. Technical Report NASA TM-102847, NASA, 1990.

- [38] P. Spalart, , and S. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. Technical Report AIAA-92-0439, American Institute of aeronautics and astronautics, 1992.
- [39] D.C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries Inc., La Cañada, California, 1993.
- [40] M. Rieutord. *Une introduction à la dynamique des fluides*. Éditions MASSON, 1997.
- [41] D. Choudhury. Introduction to the renormalization group method and turbulence modelling. Technical Report Technical Memorandum TM-107, FLUENT Inc., 1993.
- [42] J.G. Schepers and al. Final report of iea annexe xiv :field rotor aerodynamics. Technical Report ECN-C-97-027, ECN, 1997.
- [43] C.G. Speziale. Analytical methods for the development of reynolds stress closures in turbulence. *Annu. Rev. Of Fluid Mech.*, 23 :107–157, 1991.
- [44] K. Hanjalic and B.E. Launder. Contribution towards a reynolds-stress closure for low-reynolds number turbulence. *journal of fluid mechanics*, 74 :593–610, 1976.
- [45] J.L. Lumley. Prediction methods for turbulent flows. *Fluid Dyn.*, 1976.
- [46] B.E. Launder and al. Progress in the development of reynolds-stress turbulence closure. *Journal of fluid mechanics*, 68 :537–566, 1975.
- [47] S.Y. Jaw and C.J. Chen. Present status of second order closure turbulence models. i : overview. *Journal of Engineering mechanics*, pages 485–501, 1998.
- [48] S.Y. Jaw and C.J. Chen. Present status of second order closure turbulence models. ii : applications. *Journal of Engineering mechanics*, pages 502–512, 1998.
- [49] P. Bradshaw, B.E. Launder, and J.L. Lumley. Collaborative testing of turbulence models. *Journal of Fluids Engineering*, 118 :243–247, 1996.
- [50] J. Hojstrup and P. Norgard. Taendpide wind farm measurements 1988. RISO National Laboratory, DK-400 Roskilde, Denmark, 1990.
- [51] J. Hojstrup. Turbulence measurements in wind farm. Department of meteorology and wind energy RISO National Laboratory, DK 4000 Roskilde.

- [52] P. Sanderhoff and J. Hojstrup. Danish wind farm measurements iea annex ix. RISO National Laboratory, DK-400 Roskilde, 1990.
- [53] J. Whale, K.H. Papadopoulos, C.G. Anderson, C.G. Hemis, and D.J. Skyner. A study of the near wake structure of a wind turbine comparing measurements from laboratory and full scall experiements. *Solar energy*, 56, No.6 :621–633, 1996.
- [54] G.J. Taylor, D.J. Milborrow, D.N. Mc Intosh, and D.T. Swift-Hook. Wake measurements on the nibe windmills. In *17th BWEA conference*, 1985.
- [55] J. (RISO Denmark) Hojstrup and E. (MT-TNO Netherlands) Luken. Wake measurements on the nibe wind turbines in denmark, part 2 : data collection and analysis. Technical Report CEC contract N° : EN3W0039 UK (H1),ESTB/L/0158/R90.
- [56] T.G. Zambrano and G.W. Gyatt. Wake structure measurements at the mod-2 cluster test facility at goodnoe hills, washington. In *IEE proceedings*, volume 130, pt A n°9, 1983.
- [57] H.E. Neustadter and D.A. Spera. Method for evaluating wind turbine wake effects on wind farm performance. *Journal of Solar Energy Engineering*, 107 :240–243, 1985.
- [58] M. Magnusson and A.-S. Smedman. Influence of atmospheric stability on wind turbine wakes. *Wind Engineering*, 18, No.3 :139–152, 1994.
- [59] E. Djerf and H. Mattsson. Evaluation of the software program windfarm and comparisons with measured data from alsvik. Technical Report Report FFA TN 2000-30, Flygtekniska Försöksanstalten, The Aeronautical Research Institute of Sweden, 2000.
- [60] C.G. Helmis, K.H. Papadopoulos, D.N. Asimakopoulos, P.G. Papageorgas, and A.T. Soilemes. An experimental study of the near wake structure of a wind turbine operating over complex terrain. *Solar energy*, 54 No.6 :413–428, 1995.
- [61] S. Oye. Tjaereborg wind turbine : first dynamic inflow measurement. Technical Report AFM Notat VK 189, Department of fluid mechanics, technical university of Denmark, 1992.
- [62] S. Oye. Tjaereborg wind turbine : fifth dynamic inflow measurement. Technical Report AFM Notat VK 283, Department of fluid mechanics, technical university of Denmark, 1992.

- [63] H. Snel and J.G. Schepers. Joint investigation of dynamic inflow effects and implementation of an engineering method (tjaereborg wind turbine). Technical Report ECN-C-94-107, Netherlands energy research, foundation ECN, 1995.
- [64] R.L. Puthoff and P.J. Sirocky. Preliminary design of a 100-kw wind turbine generator. Technical Report NASA TMX-71585, NASA, 1974.
- [65] U.S. Government Printing office. The u.s. standard atmosphere. Washington, D.C., 1976.
- [66] A. J. SMITS. *A physical introduction to fluids mechanics*. Number ISBN 0-471-25349-9. John WILEY and SONS, Inc. New-York, 1999.
- [67] G. Turbelin. *Modélisation de la turbulence atmosphérique en vue de l'étude du chargement aérodynamique des structures soumises aux effets du vent*. PhD thesis, Université d'Évry Val d'Essonne, centre d'étude de mécanique d'île de France, Évry, 2000.
- [68] H. Panofsky and J. Dutton. *Atmospheric Turbulence*. John Wiley&Sons, 1984.
- [69] J.C. Kaimal. *Atmospheric boundary layer : their structure and measurement*. New-York : Oxford University Press, 1994.
- [70] Z. Sorbjan. *Structure of the atmospheric boundary layer*. Number ISBN 0138535574. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1989.
- [71] G.R. Rajagopalan, D.E. Berg, and P.C. Klimas. Development of a three-dimensional model for the darrieus rotor and its wake. *Journal of Propulsion and Power*, 11(2) :185–195, 1995.
- [72] H.A. Madsen. The actuator cylinder, a flow model for vertical axis wind turbines. Technical report, Aalborg University Centre, Aalborg, Denmark, 1992.
- [73] N.S. Walker. *Performance and optimum design analysis / computation for propeller type wind turbines*. PhD thesis, Oregon State University, 1976.
- [74] Z. Du and M. S Selig. A 3-d stall-delay model for horizontal axis wind turbine performance prediction. In *Proc. of the 1998 ASME Wind Energy Symposium*, pages 9–19, 1998.
- [75] U. Högström, D. N. Asimakopoulos, H. Kambezidis, C. G. Helmis, and A. Smedman. A field study of the wake behind a 2 mw wind turbine. *Atmospheric Environment*, 22, No.4 :803–820, 1988.

- [76] W. Rodi. *Turbulent Buoyant Jets and Plumes*. Pergamon Press, New York, 1982.
- [77] C. Alinot and C. Masson. Aerodynamic simulations of wind turbines operating in atmospheric boundary layer with various thermal stratifications. In *Proceedings of the 2002 ASME Wind Energy Symposium*, pages 206–215, 2002.
- [78] T. Kitada. Turbulence structure of sea breeze front and its implication in air pollution transport - application of k - ϵ turbulence model. *Boundary-Layer Meteorology*, 41 :217–239, 1987.
- [79] P.L. Betts and V. Haroutunian. A k - ϵ finite element simulation of buoyancy effects in the atmospheric surface layer. In *Proceedings of ASME paper 83-WA/HT-32*, 1983.
- [80] C. Masson, C. Leclerc, and N. Dabin. Abnormal high power output of wind turbine in cold weather : A quantitative analysis of temperature influence on power output. In *Proceedings of the 2001 ASME Wind Energy Symposium*, pages 123–133, 2001.
- [81] FLUENT Incorporated. User's guide. Centerra Resource Park, Lebanon, 1996.
- [82] T. Cebeci and P. Bradshae. *Momentum transfert in boundary layers*. Hemisphere Publishing Corporation, 1977.
- [83] S.V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. McGraw-Hill, 1980.
- [84] C.M. Rhie and W.L. Chow. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 21 :1525–1532, 1983.
- [85] T.J. Bath and D. Jespersen. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. Technical Report AIAA-89-0366, AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, 1989.
- [86] C. Alinot, A. Smaili, and C. Masson. Effects of pressure interpolation schemes on the aerodynamic simulations of horizontal axis wind turbines. In *Proceedings of the 8th Annual Conference of the CFDSC*, pages 49–54, 2000.
- [87] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computers methods in applied mechanics and engineering*, 3 :269–289, 1974.
- [88] C. Masson and C. Leclerc. Prediction of unsteady horizontal-axis wind turbine aerodynamics. In *Proceedings of AWEA WINDPOWER '98*, pages 385–394, Bakerfield, California, 1998.

- [89] A. Smaili and C. Masson. Tower effects on the aerodynamic loads and performances of hawts. In *Proc. Of the Canadian Aeronautics and Space Institute 7th Aerodynamics Symposium*, pages 443–452, Montréal, 1999.
- [90] J. N. Sorensen and C. W. Kock. A model for unsteady rotor aerodynamics. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 58 :259–275, 1995.
- [91] D. Somers. Design and experimental results for the s809 airfoil. Technical Report NREL/TP-442-6918, unpublished, NREL, Golden Colorado.
- [92] I. H. Abbott and A. E. Von Doenhoff. *Theory of wing section*. Number ISBN 0-486-60586-8 LC 60-1601. New-York : Dover, 1959.
- [93] S. Schreck and M. Robinson. Rotational augmentation of horizontal axis wind turbine blade aerodynamic response. In *Proc. of the 2002 ASME Wind Energy Symposium*, pages 70–82, 2002.
- [94] F. Rasmussen, S.M. Petersen, G. Larsen, A. Kretz, and Per D. Andersen. Investigation of aerodynamics, structural dynamics and fatigue on danwin 180kw. Technical Report Technical Report Riso-M-2727, ISBN 87-550-1439-9, Riso National Laboratory, DK-4000 Roskilde, Denmark, 1988.
- [95] D. Simms, S. Schreck, M. Hand, L. Fingersh, J. Cotrell, K. Pierce, and M. Robison. Plans for testing the nrel unsteady aerodynamics experiment 10-m diameter hawt in the nasa ames wind tunnel. Technical Report NREL/TP-500-27599, NREL, Golden Colorado, 1999.
- [96] M. Magnusson and A.-S. Smedman. Air flow behind wind turbines. *J. of Wind Engineering Industrial Aerodynamics*, 80 :169–189, 1999.
- [97] C. Masson, I. Ammara, and I. Paraschivoiu. An aerodynamic method for the analysis of isolated horizontal-axis wind turbines. *International Journal of Rotating Machinery*, 3 :21–32, 1997.
- [98] T.R. Hiester and W.T. Pennell. The meteorological aspects of siting large wind turbines. Technical Report Report PNL-2522 (Appendix 2), attelle Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington, USA, 1981.
- [99] D.L. Elliot and J.B. Cadogan. Effects of wind shear and turbulence on wind turbine power curves. European community wind energy conference and exhibition, 1990.
- [100] C. Alinot and C. Masson. Aerodynamics of wind turbines in thermally stratified turbulent atmospheric boundary layer. In *Proc. of the 10th Annual Conference of the CFDSC*, pages 553–559, 2002.

- [101] N. Dabin, C. Leclerc, C. Masson, and C. Alinot. Wind turbine operating in cold climates : Reynolds number and turbulence effects on performances. In *Proc. of the 2002 ASME Wind Energy Symposium*, pages 382–392, 2002.