



HAL
open science

Modèle hybride de surface active pour l'analyse du comportement aérodynamique des rotors éoliens à pales rigides ou déformables

Ivan Dobrev

► **To cite this version:**

Ivan Dobrev. Modèle hybride de surface active pour l'analyse du comportement aérodynamique des rotors éoliens à pales rigides ou déformables. Sciences de l'ingénieur [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2009. Français. NNT : 2009ENAM0034 . pastel-00005623

HAL Id: pastel-00005623

<https://pastel.hal.science/pastel-00005623>

Submitted on 2 Feb 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur

de

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité "Mécanique"

présentée et soutenue publiquement

par

Ivan DOBREV

le 8 décembre 2009

**MODELE HYBRIDE DE SURFACE ACTIVE POUR L'ANALYSE
DU COMPORTEMENT AERODYNAMIQUE DES ROTORS
EOLIENS A PALES RIGIDES OU DEFORMABLES**

Directeur de thèse : Fawaz MASSOUH

Jury :

Farid BAKIR, Professeur, Arts et Métiers ParisTech Président
Georges DESCOMBES, Professeur, CNAM, Paris Rapporteur
Camille BOURAS, Professeur, Université de TISHREEN Rapporteur
Gilles NOTTON, Maître de Conférences, Université de Corse Examineur
Iolanda COLDA, Professeur, Université Technique de Construction, BUCAREST Examineur
Michael TODOROV, Maître de Conférences, Université Technique de SOFIA Examineur
Fawaz MASSOUH, Maître de Conférences, Arts et Métiers ParisTech Examineur
Marc RAPIN, Ingénieur, ONERA - CHATILLON Invité

Laboratoire de Simulation Numérique en Mécanique des Fluides
Arts et Métiers ParisTech, centre de Paris

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont permis de réaliser ce travail, notamment Monsieur Fawaz MASSOUH, directeur de thèse, que je remercie chaleureusement et qui m'a beaucoup aidé pendant mon travail au sein de son laboratoire à Arts et Métiers ParisTech.

Je tiens à remercier également tous les membres du jury de thèse pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de participer à la soutenance, notamment :

Professeur Georges DESCOMBES du CNAM-Paris d'avoir accepté d'être rapporteur de thèse et pour ses remarques et conseils constructifs.

Professeur Camille BOURAS de l'Université de Tishreen d'avoir accepté d'être rapporteur de thèse et pour ses discussions et conseils constructifs.

Professeur Farid BAKIR d'Arts et Métiers-ParisTech pour tous ses conseils et encouragements.

Professeur Iolanda COLDA de l'Université de Bucarest d'avoir accepté de participer au jury

Monsieur Gilles NOTTON, Maître de Conférence HDR à l'Université de Corse, pour le soutien qu'il a apporté à travers les programmes ADEME et ECO-NET

Professeur Michael TODOROV de l'Université de Technique de Sofia pour ses encouragements et conseils

Monsieur Marc RAPIN, Ingénieur de recherche à l'ONERA, pour toutes les discussions intéressantes que nous avons eu durant la préparation de ma thèse.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur Alain LERAT, Directeur du Laboratoire SINUMEF, pour son aide pour la réalisation de cette thèse.

Je remercie chaleureusement Monsieur le Professeur Gérard COFFIGNAL, Directeur de l'Ecole Doctorale à Arts et Métiers-ParisTech pour son aide et sa compréhension

Mes remerciements vont également à Monsieur Patrick KUSZLA d'Arts et Métiers-ParisTech pour les bons conseils qu'il m'a donnés.

Des remerciements particulièrement chaleureux sont adressés à Mme Martine PORTOLAN pour son aide à la réalisation du manuscrit.

Je tiens à remercier toute ma famille pour m'avoir soutenu durant toutes les années de préparation de ma thèse.

Enfin, j'adresse mes remerciements à toutes les personnes qui ont manifesté de l'intérêt pour mon travail, en espérant qu'elles puissent trouver dans ce manuscrit des explications utiles.

Modèle hybride de surface active pour l'analyse du comportement aérodynamique des rotors éoliens à pales rigides ou déformables

Les travaux présentés ici portent sur l'exploration et la modélisation de l'écoulement à travers les rotors éoliens. Le but est de proposer un modèle hybride de surface active permettant de simuler rapidement l'écoulement et d'être intégrable dans un calcul de couplage fluide structure. Les travaux de modélisation sont accompagnés par des explorations à l'aide de la PIV et de l'anémométrie à fil chaud. Ces explorations d'écoulement autour d'une éolienne et autour des profils de pales en rotation, ainsi que le développement d'une méthode d'analyse de l'écoulement, ont permis de fournir les données nécessaires pour le calcul et notamment les caractéristiques 3D du profil en rotation. Les autres mesures réalisées ont servi comme base de données pour valider le modèle proposé.

Dans les travaux de simulations, un nouveau modèle hybride, basé sur la surface active, est développé. Le calcul à l'aide du modèle proposé est un calcul itératif mené par un solveur d'équations de Navier-Stokes. Un logiciel spécifique est créé et intégré au solveur afin de déterminer les efforts appliqués sur les surfaces actives à chaque itération. Pour le calcul de puissance, les résultats du modèle sont comparés avec les données expérimentales issues des essais NREL Phase VI dans la soufflerie de la NASA Ames. En ce qui concerne les champs de vitesse autour des profils des pales et au travers du rotor, le calcul est comparé avec les données expérimentales obtenues dans le cadre de cette thèse, dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech.

L'étude menée par la suite prouve que ce modèle est bien adapté pour l'étude des éoliennes à pales déformables où l'on doit tenir compte du couplage « fluide-structure ». Pour valider la méthode proposée pour l'étude des éoliennes à pales déformables, l'étude est faite dans le cas de l'éolienne NREL Phase VI. Les résultats de simulation sont comparés avec les données expérimentales et montrent la faisabilité et l'efficacité du modèle et de la méthode de couplage.

Actuator surface hybrid model for aerodynamic analysis of flow trough wind turbine rotor with rigid or flexible blades

This work presents the exploration and modeling of flow past wind turbine rotor. The aim is to propose an actuator surface hybrid model to simulate rapidly the flow and also be coupled with structure solver for fluid structure interaction. Besides numerical simulation, the PIV and hot wire explorations are also carried out. These explorations of flow around the wind turbine and rotating blades airfoil have provided the data necessary to calculate 3D airfoil aerodynamic performance while in rotation. The results of these measurements are also used to validate the proposed model.

The new actuator surface model is developed to model the flow around wind turbine rotor. To implement the proposed model, Navier-Stokes solver is used. Specific software is created and integrated into the solver to determine the forces applied on the blade surfaces after each iteration. The aerodynamic performance obtained by this hybrid model is compared with experimental data of NREL Phase VI obtained in wind tunnel at NASA Ames. Whereas, the velocity field around the blade airfoil and flow past the rotor are compared with experimental data obtained in this research work in the wind tunnel of Arts et Metiers ParisTech.

Further research shows that this model is well suited for the study of flexible wind turbines blades, where it is needed to take into account the fluid-structure interaction. To validate the proposed method for the flexible blades, a study is also conducted for the case of the NREL Phase VI wind turbine. The simulation results are finally compared with experimental data which show the feasibility and effectiveness of the proposed model and the coupling method.

SOMMAIRE

LISTE DE SYMBOLES	11
INTRODUCTION GENERALE	13
1.1 Présentation générale de recherche	13
1.2 Contenu du mémoire	14
CHAPITRE 1 REVUE DES THEORIES AERODYNAMIQUES APPLIQUEES AUX ROTORS EOLIENS	17
1.1 Introduction	17
1.2 Théorie de Froude-Rankine	18
1.3 Théorie de l'élément de pale	23
1.4 Théorie de l'élément de pale-quantité de mouvement	26
1.5 Conclusion	30
CHAPITRE 2 ANALYSES DES MODELES HYBRIDES ET DEVELOPPEMENT D'UN MODELE DE SURFACE PORTANTE.....	31
2.1 Introduction	31
2.2 Généralités	31
2.3 Modèles hybrides	33
2.3.1 Le modèle du disque actif	33
2.3.2 Le modèle de ligne active	37
2.4 Développement du modèle de la surface active	39
2.5 Conclusion	42
CHAPITRE 3 EXPLORATION D'ECOULEMENT A LA SORTIE DU ROTOR ET DANS LE SILLAGE	43
3.1 Introduction	43
3.2 Anémomètre à fil chaud : principe de fonctionnement	44
3.2.1 Transfert de chaleur	44
3.2.2 Mode de fonctionnement	46
3.3 Etalonnage	49
3.4 . Résultats expérimentaux	51
3.4.1 Banc d'essais	51
3.4.2 L'étude du sillage proche.	52
3.4.3 Exploration de champs de vitesse à la sortie du rotor	57
3.4.4 Exploration de champ de vitesse dans le sillage lointain	59
3.5 . Conclusion	62

CHAPITRE 4 ETUDE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR DES PROFILS D'UNE PALE TOURNANTE	63
4.1 Introduction.....	63
4.2 Etude expérimentale	65
4.2.1 Banc d'essais	65
4.2.2 Prise et traitement numérique des images	66
4.2.2.1 Ecoulement autour du profil	67
4.2.2.2 Etude à $R=0,5$	68
4.2.2.3 Etude à $R=0,7$	69
4.2.2.4 Etude à $R=0,9$	71
4.3 Analyse des résultats.....	75
4.3.1 Calcul de portance du profil	75
4.3.1.1 Méthode d'extraction des caractéristiques aérodynamiques des profils	75
4.3.1.2 Caractéristiques aérodynamiques des profils.....	79
4.3.2 Calcul de la puissance du rotor.....	80
4.3.2.1 Méthode de calcul.....	80
4.3.2.2 Résultats des essais	81
4.4 Conclusion	83
CHAPITRE 5 MODELISATION AERODYNAMIQUE DES PROFILS FIXES ET OSCILLANTS.....	85
5.1 Introduction.....	85
5.2 Validation de la simulation de l'écoulement autour des profils	85
5.3 Validation de calcul du décrochage dynamique	89
5.4 Conclusion	92
CHAPITRE 6 DEVELOPPEMENT ET VALIDATION DU MODELE DE SURFACE ACTIVE EN ECOULEMENTS BIDIMENSIONNELS ET TRIDIMENSIONNELS	93
6.1 Introduction.....	93
6.2 Ecoulement autour des profils	93
6.2.1 L'écoulement autour d'une plaque plane	93
6.2.2 Effet de la répartition de pression.....	95
6.2.3 Etude de l'écoulement autour d'un profil éolien.....	96
6.2.4 Comparaison entre le modèle surface active et la ligne active.....	100
6.3 Ecoulement tridimensionnel	103
6.3.1 Simulation de l'écoulement autour d'une aile elliptique.....	103

6.3.2 Simulation de l'écoulement autour des éoliennes	104
6.3.2.1 Modélisation hybride de l'éolienne NREL Phase VI	107
6.3.2.2 Modélisation hybride de l'éolienne Rutland.....	113
6.4 Conclusion	115
CHAPITRE 7 APPLICATION DU MODELE DE SURFACE ACTIVE POUR LE COUPLAGE FLUIDE STRUCTURE POUR UNE EOLIENNE A PALES DEFORMABLES.....	117
7.1 Introduction.....	117
7.2 Méthodes instationnaires appliquées pour l'écoulement à travers les rotors éoliens	117
7.3 Méthode de couplage	119
7.4 Analyse de la dynamique de structure en transitoire	121
7.5 Couplage code structure – code fluide.....	122
7.6 Résultats numériques	123
7.7 Conclusion	125
CONCLUSION GENERALE.....	126
BIBLIOGRAPHIE.....	131

LISTE DE SYMBOLES

A_{∞}	Surface de contrôle à l'infini, amont	(m^2)
A_d	Surface de contrôle, disque	(m^2)
A_s	Surface de contrôle à l'infini, aval	(m^2)
a	Facteur d'induction axial	$(-)$
a_t	Facteur d'induction tangentiel	$(-)$
α	Angle d'incidence	$(^\circ)$
B	Nombre de pales	$(-)$
β	Angle de calage	$(^\circ)$
c	Corde	(m)
C_d	Coefficient de portance	$(-)$
C_l	Coefficient de traîne	$(-)$
D	Traînée	(N)
e	Epaisseur de la pale	(m)
F_a	Force axiale	(N)
F_t	Force tangentielle	(N)
F	Coefficient de Prandtl	$(-)$
Γ	Circulation	(m^2/s)
L	Portance	(N)
λ	Rapidité spécifique	$(-)$
P	Puissance	(W)
p	Pression	(Pa)
R	Rayon de la pale	(m)
r	Rayon local	(m)
ρ	Masse volumique	(kg/m^3)
s	Longueur	(m)
t	Temps	(s)
V	Vitesse	(m/s)
V_{∞}	Vitesse à l'amont	(m/s)
W	Vitesse relative	(m/s)
W_{∞}	Vitesse relative à l'amont	(m/s)
Ω	Vitesse angulaire	(rad/s)

Δp	Discontinuité de la pression	(Pa)
ψ	Angle azimutal	($^{\circ}$)
φ	Angle de l'écoulement	($^{\circ}$)
γ	Vorticité	(1/s)
ω	Vitesse de rotation du rotor	(rad/s)
n	Vitesse de rotation du rotor	(tr/min)

INTRODUCTION GENERALE

1.1 Présentation générale de recherche

Les travaux présentés ici portent sur l'exploration et la modélisation de l'écoulement à travers les rotors éoliens. Le but est de proposer un modèle hybride de surface active permettant de simuler rapidement l'écoulement et d'être intégrable dans un calcul de couplage fluide-structure.

Les travaux de modélisation sont accompagnés d'explorations en soufflerie à l'aide de la vélocimétrie par images de particules (PIV) et de l'anémométrie à fil chaud. Les explorations d'écoulement, autour de l'éolienne et autour des profils de pales en rotation, ont permis de fournir les données nécessaires pour créer une base de données afin de valider le modèle proposé. Une méthode d'analyse de l'écoulement a permis, à partir du champ de vitesse autour de la coupe de la pale, d'obtenir les caractéristiques aérodynamiques 3D du profil en rotation ; caractéristiques qui sont nécessaires pour les calculs avec le modèle hybride.

Dans les travaux de simulations, un nouveau modèle hybride, basé sur la surface portante, est développé. Le calcul à l'aide du modèle proposé est un calcul itératif mené par un solveur d'équations de Navier-Stokes. Un logiciel spécifique est créé et intégré au solveur afin de déterminer la discontinuité de pression appliquée sur les surfaces portantes qui remplacent les pales réelles. A partir du champ de vitesse à l'amont des profils de la pale et des propriétés aérodynamiques, le logiciel renouvelle la pression à chaque itération, jusqu'à la convergence du calcul.

Pour le calcul de puissance, les résultats du modèle sont comparés avec les données expérimentales issues des essais NREL Phase VI dans la soufflerie de la NASA Ames. En ce qui concerne les champs de vitesse autour des profils de pales et au travers du rotor, les résultats sont comparés avec les données expérimentales obtenues durant cette thèse, dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech.

La capacité de ce modèle pour déterminer le comportement énergétique et aérodynamique étant démontrée, la suite du travail démontre que ce modèle est bien adapté pour l'étude des éoliennes à pales déformables où l'on doit tenir compte du couplage « fluide-structure ». L'avantage du modèle hybride est qu'il utilise les caractéristiques aérodynamiques instationnaires du profil. Ainsi, au lieu d'utiliser le maillage déformable tridimensionnel qui se déchire rapidement et occasionne des problèmes, notre modèle utilise des maillages déformables bidimensionnels.

Afin de valider la méthode proposée pour l'étude des éoliennes à pales déformable, une étude est menée pour le cas de l'éolienne NREL Phase VI. Les résultats de simulation sont comparés avec les données expérimentales et montrent la faisabilité et l'efficacité du modèle et de la méthode de couplage.

1.2 Contenu du mémoire

Le mémoire est divisé en sept chapitres.

Le premier chapitre présente les théories aérodynamiques appliquées aux rotors éoliens. La théorie du disque actif et la théorie de l'élément de pale sont présentées avec plus d'attention parce qu'elles font partie de presque toutes les modélisations hybrides. En effet, c'est la théorie du disque actif qui permet d'établir la relation entre la variation de pression du fluide créée par le rotor et la vitesse à l'aval. Malgré les résultats importants obtenus avec le disque actif, il n'est pas possible d'analyser l'écoulement autour des pales et de tenir compte de la géométrie réelle du rotor. Par ailleurs, c'est la théorie de l'élément de pale qui donne la possibilité d'utiliser les caractéristiques aérodynamiques du profil et d'analyser en détail l'écoulement le long de la pale.

Les théories tourbillonnaires plus élaborées vont plus loin que la théorie simple et tiennent compte des singularités créées par chacun des tourbillons issus des extrémités des pales. Les pales sont représentées comme des lignes tourbillonnaires «méthode de la ligne portante» ou comme des surfaces «méthode de la surface portante». L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles sont potentielles et ne prennent pas en compte la viscosité de l'air.

Les méthodes de calcul les plus puissantes sont basées sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes. Certains inconvénients de ces méthodes viennent de l'écart des résultats dans le cas de décollement et du temps de calcul très élevé.

Le second chapitre présente les modèles hybrides existants et le développement d'un modèle de surface portante. Le calcul à l'aide d'un modèle hybride s'impose quand on a besoin de connaître les effets sur un écoulement dus aux surfaces fixes comme les ailes, ou tournantes comme les pales des rotors. On se retrouve dans la même situation lors de l'étude du sillage en aval d'une hélice d'hélicoptère ou d'un avion si on s'intéresse à l'interaction aérodynamique entre hélice et fuselage. On peut également souligner le cas d'éoliennes dans un parc quand on s'intéresse au sillage lointain à l'aval du rotor. La connaissance du développement de ce sillage est importante pour étudier l'influence de l'éolienne sur les autres machines dans le parc.

Dans la modélisation hybride on remplace la surface réelle des ailes ou des pales par les efforts qu'ils exercent sur l'écoulement. Les modèles hybrides sont constitués par deux modules. Le premier est un solveur d'équations de Navier-Stokes et le second est un logiciel qui permet de déterminer la discontinuité de pression imposée sur les surfaces qui remplacent les pales.

Le calcul hybride est itératif et mené par le premier module qui est le solveur d'équations de Navier-Stokes. Le deuxième module, qui détermine les efforts appliqués sur les surfaces portantes, est un logiciel appelé par le solveur à chaque itération. La bonne qualité de ces méthodes est basée surtout sur l'emploi des caractéristiques réelles des profils. Il est à noter que même aujourd'hui, ces méthodes sont préférées par les chercheurs pour les calculs des éoliennes.

La représentation du rotor et l'application des efforts constituent la différence entre les modèles. Selon la complexité, il existe trois modèles hybrides différents: disque actif, ligne active, surface active. Pour améliorer la représentation des pales des rotors ou des ailes, on propose d'utiliser la méthode de la surface portante.

Le troisième chapitre concerne l'exploration d'écoulement à la sortie du rotor et dans le sillage à l'aide de l'anémométrie fil chaud. Le but de cette étude est d'approfondir la connaissance de l'écoulement à travers l'éolienne et d'extraire les caractéristiques aérodynamiques des pales du rotor. L'exploration et l'analyse du développement du sillage permettent d'améliorer les modèles de calcul. Il est à noter que la conception de la modélisation hybride nécessite la connaissance de polaires des profils. Les mesures de vitesses tangentielles et axiales derrière le rotor permettent d'obtenir ces polaires. Par ailleurs pour développer les modèles basés sur le calcul par les équations de Navier-Stokes, on a besoin de connaître la dissipation réelle des tourbillons marginaux issus des pales, et d'appliquer les schémas de calcul qui préservent la vorticité d'une manière adéquate. La connaissance des gradients de vitesse permet d'optimiser la taille du maillage et de réaliser les deux objectifs suivants : avoir un maillage suffisamment fin aux endroits où les gradients de vitesse doivent être bien décrits et avoir globalement, un maillage suffisamment compact, afin d'obtenir les résultats de calcul pour un temps CPU raisonnable.

Le quatrième chapitre présente l'étude de l'écoulement autour des profils d'une pale tournante. Une méthode d'analyse de champ de vitesse autour d'un profil est aussi d  velopp  e. Le but de cette étude est de créer une base de données servant à obtenir les caractéristiques des profils tournants et à valider le modèle hybride.

Plusieurs théories aérodynamiques pour l'analyse de l'écoulement au travers des rotors utilisent les caractéristiques aérodynamiques des profils. Celles-ci permettent de calculer les efforts appliqués par le vent sur les éléments de la pale. Normalement, les coefficients de portance et de traînée en fonction de l'angle d'incidence viennent d'essais de profils en soufflerie. Il est connu que la rotation du rotor peut avoir un effet sur les coefficients aérodynamiques. Contrairement au profil d'une aile fixe, dans le cas de la pale tournante, la couche limite est soumise aux forces centrifuges et à la force de Coriolis. En conséquence, le décrochage apparaît pour un angle d'incidence plus élevé et devient moins brusque, notamment aux profils en pied de pale. Ainsi, pour améliorer la précision de calcul, il est indispensable d'utiliser les caractéristiques aérodynamiques du profil en rotation, parfois appel  es «polaires tournantes».

Le cinquième chapitre concerne la modélisation aérodynamique des profils fixes et oscillants. Dans ce chapitre on présente les validations de la simulation de l'écoulement autour des profils en fonctionnement normal ou en décrochage. Cette validation est importante du fait que les modèles hybrides ont toujours besoin des caractéristiques aérodynamiques des profils. Celles-ci sont issues des essais ou des simulations. Si les caractéristiques stationnaires des profils sont bien disponibles, les essais pour des angles d'incidence au-dessus de 25   sont rares. Donc, la modélisation de l'écoulement autour des profils est importante pour les modèles hybrides.

Dans ce chapitre on s'intéresse aux simulations dans le cas du profil S809. D'abord, on compare la caractéristique aérodynamique simulée avec les essais. Pour mieux comprendre les écarts entre les essais et la modélisation, on compare la distribution de la pression sur l'extrados et l'intrados du profil. Enfin, on étudie la simulation dans les cas de décrochage dynamique d'un profil S809 oscillant.

Le sixième chapitre présente le développement et la validation du modèle de surface active en écoulements bidimensionnels et tridimensionnels. Dans ce chapitre on présente les résultats de simulations numériques obtenues par la méthode de surface active. Les cas de modélisation bidimensionnelle sont les plus simples. Pour simuler l'écoulement autour d'un profil, on remplace ce profil par une ligne, sur laquelle on répartit une discontinuité de pression. La force produite par cette pression imposée sur la ligne est égale à la force aérodynamique créée par le profil. Pour valider la méthode hybride développée ici, on présente la comparaison entre les champs de vitesse obtenus par cette méthode et par la modélisation complète. A la base des résultats obtenus pour l'écoulement autour du profil, on développe les simulations tridimensionnelles. On présente d'abord l'écoulement autour d'une aile elliptique et une comparaison avec l'écoulement autour de la géométrie complète. Puis le modèle hybride est validé dans le cas des éoliennes. Les résultats de la simulation sont comparés aux essais dans le cas de l'éolienne NREL Phase VI et de l'éolienne Rutland.

Le septième chapitre présente l'application du modèle de surface active pour le couplage fluide-structure dans des éoliennes à pales déformables. On développe une méthode de calcul aéroélastique adaptée au calcul des pales éoliennes. Cette méthode est basée sur le couplage entre un modèle hybride et un code de calcul de la dynamique de structure.

Pour obtenir la distribution de la pression le long de la pale, celle-ci est divisée en plusieurs tranches et pour chaque tranche, on calcule l'écoulement bidimensionnel autour du profil. Les efforts appliqués sur les profils sont transmis au modèle hybride comme une pression, afin de calculer le champ de la vitesse à l'amont de la pale. Ces efforts sont aussi utilisés pour calculer la déformation de la pale

Le calcul est transitoire et à chaque pas temporel, les calculs échangent les variables dont ils ont besoin : la déformation du maillage autour des profils est calculée par l'analyse de la structure, les efforts appliquées sur les pales sont obtenus et transmis au solveur de l'écoulement autour des profils.

La modélisation de structure de la pale est testée à l'aide d'une comparaison des fréquences propres obtenues par simulation de la pale de l'éolienne NREL avec celles issues des essais. Enfin, le modèle du couplage proposé est testé sur un cas de fonctionnement de l'éolienne NREL Phase VI en dérapage et les résultats de calcul obtenus révèlent un bon accord avec les essais du NREL.

Chapitre 1 Revue des théories aérodynamiques appliquées aux rotors éoliens

1.1 Introduction

Dans ce chapitre on présente les différentes théories aérodynamiques utilisées pour les calculs aérodynamiques d'un rotor éolien. Les théories du disque actif et de l'élément de pale sont présentées avec plus d'attention parce qu'elles font partie de presque toutes les modélisations hybrides.

La théorie du disque actif de Froude-Rankine, [17], [41], permet d'établir la relation entre la variation de la pression du fluide qui traverse le rotor et la vitesse à l'aval. Malgré les résultats importants obtenus par le disque actif, il n'est pas possible d'analyser l'écoulement autour des pales et de tenir compte de la géométrie réelle du rotor. C'est la théorie de l'élément de pale qui donne la possibilité d'utiliser les caractéristiques de profil et d'analyser en détail l'écoulement le long de la pale.

Parfois les pales éoliennes sont comparées à des ailes et cette analogie est justifiable. Néanmoins, il existe une différence importante : le sillage tourbillonnaire à l'aval d'une aile change essentiellement la direction du vent tandis que le rotor change également la vitesse du vent. En fait, la pression créée par le rotor accélère l'air qui le traverse dans le cas d'une hélice et le ralentit dans le cas d'une éolienne. Le ralentissement de l'air est très important dans le cas des éoliennes : au point de fonctionnement optimum, la vitesse du vent à travers le rotor est de $2/3$ de la vitesse à l'infini amont. Ainsi, la prise en compte du sillage à l'aval du rotor devient essentielle pour les calculs aérodynamiques.

La théorie, plus simple, qui prend en compte le sillage derrière le rotor, est la théorie tourbillonnaire développée par Glauert. Dans son travail [22], il présente le sillage éolien comme des cylindres tourbillonnaires qui induisent les vitesses axiales et tangentielles dans le plan du rotor. La relation établie par Glauert, entre les vitesses induites et les forces aérodynamiques appliquées sur les pales, permet d'obtenir la vitesse réelle au niveau du rotor. Etant donné que cette relation coïncide avec la relation qui peut être obtenue à l'aide du disque actif, la théorie de Glauert est connue comme la théorie élément de pale-quantité de mouvement, en anglais « blade element-momentum ».

Les théories tourbillonnaires plus élaborées, [7], [8], [17], [22], [58] vont plus loin que la théorie de Glauert et tiennent compte des singularités créées par chacun des tourbillons issus des extrémités des pales. Les pales sont représentées comme des lignes tourbillonnaires « méthode de la ligne portante » ou comme des surfaces « méthode de la surface portante ». L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles sont potentielles et ne prennent pas en compte la viscosité de l'air.

Les méthodes de calcul les plus puissantes sont basées sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes. Dans ces méthodes, certains inconvénients viennent de l'écart des résultats dans le cas de décollement et du temps de calcul très élevé.

1.2 Théorie de Froude-Rankine

La théorie de Froude-Rankine développe un modèle qui ne porte que sur l'écoulement moyen. Ici le rotor est représenté comme un appareil engendrant surtout une vitesse axiale. Le modèle mathématique de cette théorie permet d'établir des relations entre la variation de vitesse du fluide qui traverse le rotor d'un côté et la puissance et la force axiale du rotor, de l'autre.

La théorie de Froude-Rankine suppose que l'écoulement au travers du rotor est un écoulement axisymétrique d'un fluide parfait et incompressible. Ici, le rotor est considéré comme un appareil qui modifie l'énergie cinétique du fluide qui le traverse. Pour cela la surface balayée par les pales du rotor est représentée comme une surface de discontinuité de pression. Cette surface est habituellement appelée disque actif. Dans le cas d'une éolienne ce disque extrait l'énergie cinétique du fluide qui se ralentit en traversant le rotor.

Il en résulte un sillage qui comporte uniquement les particules du fluide passées dans le rotor. Ce sillage est limité par le disque du rotor et une surface axisymétrique semi-infinie à l'aval. Etant donné que le fluide est ralenti, la surface de courant qui enveloppe l'écoulement à travers l'éolienne augmente son diamètre de l'amont à l'aval en traversant le rotor, fig.1.1.

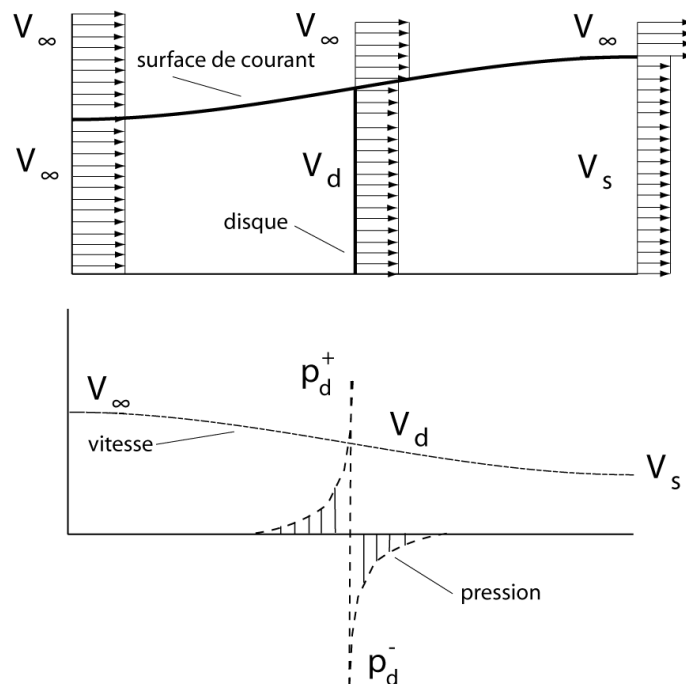


Fig.1.1 L'écoulement à travers une éolienne

Dans tout le domaine d'étude, voir fig.1.2, les paramètres d'écoulement sont continus, sauf sur le disque et sur la surface axisymétrique qui limite le tube de courant.

Au travers du disque la pression subit un saut $\Delta p = (p_d^+ - p_d^-)$. Pourtant la vitesse axiale et la vitesse radiale ne sont pas discontinues. Sur la surface qui limite le sillage, la vitesse tangentielle et la vitesse axiale sont discontinues, mais la pression reste constante, égale à la pression atmosphérique.

La théorie classique de Froude-Rankine est très simple et elle suppose que le saut de la pression créé par le disque actif est constant. Dans ce travail on s'intéresse à un cas plus général, qui suppose que la pression varie en fonction du rayon du disque. Pour cela on étudie l'écoulement à travers un anneau, limité entre deux surfaces de courant de rayons r et $r+dr$ au niveau du disque, fig. 1.2. On considère que les surfaces latérales de cet anneau sont imperméables. En conséquence, selon le principe de continuité, le flux de masse du fluide, qui passe par les surfaces de contrôle à l'infini amont dA_∞ , au niveau du disque dA_d et à l'aval dA_s , reste constant :

$$dm = \rho dA_\infty V_\infty = \rho dA_d V_d = \rho dA_s V_s \quad (1.1)$$

Attention $d m$ est un débit (flux de masse)

Etant donné que le fluide est ralenti au niveau du disque par le saut de pression, la vitesse à travers le disque est définie comme :

$$V_d = (1 - a)V_\infty, \quad (1.2)$$

Ici, le coefficient de vitesse induite a représente le rapport entre la vitesse induite axiale dans le plan du rotor et la vitesse du vent à l'infini en amont $a = v_a / V_\infty$.

La variation de la quantité de mouvement de l'écoulement est :

$$(p_d^+ - p_d^-)dA_d = \rho(V_\infty - V_s)dA_d V_\infty(1 - a). \quad (1.3)$$

Par ailleurs, la discontinuité de la pression peut être exprimée à l'aide de l'équation de Bernoulli

$$(p_d^+ - p_d^-) = \frac{1}{2} \rho (V_\infty^2 - V_s^2). \quad (1.4)$$

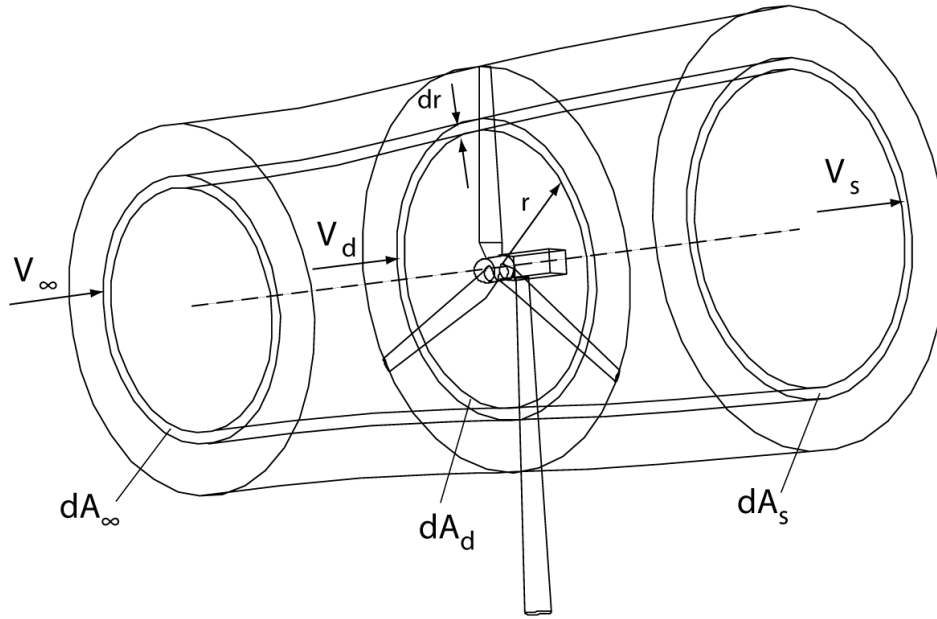


Fig.1.2 Ecoulement au travers du disque actif

Si on remplace la discontinu e exprim e par l'éq.(1.4) dans l'éq. (1.3), on obtient :

$$\frac{1}{2} \rho (V_\infty^2 - V_s^2) dA_d = \rho (V_\infty - V_s) dA_d V_\infty (1 - a). \quad (1.5)$$

Qui donne après simplification :

$$V_s = (1 - 2a)V_\infty, \quad (1.6)$$

Ce qui veut dire que la vitesse induite à l'infini aval est deux fois moins grande que la vitesse induite dans le plan du rotor. En conséquence, selon la théorie de Froude-Rankine, la vitesse induite maximale au niveau du disque ne doit pas être plus grande que la moitié de la vitesse en amont. Dans ce cas limite théorique $a = 0,5$, la vitesse à l'infini aval devient nulle et le diamètre du tube de courant devient infini.

Il est intéressant d'exprimer la discontinu t  de pression crée par le rotor, en fonction du coefficient d'induction a et de la pression dynamique de l'écoulement à l'infini amont. Pour cela on remplace la vitesse en aval exprim e par l'éq.(1.6) dans l'éq.(1.3) :

$$\Delta p = (p_d^+ - p_d^-) = \frac{\rho V_\infty^2}{2} 4(1 - a). \quad (1.7)$$

Afin d'exprimer la puissance de l'anneau dP en fonction du coefficient de vitesse induite a , on utilise le théorème de quantité de mouvement et l'équation de Bernoulli :

$$dP = 2\rho dA_d V_\infty^3 (1-a)^2 a. \quad (1.8)$$

De la même façon on obtient la force axiale élémentaire de l'anneau du rotor :

$$dF_a = 2\rho dA_d V_\infty^2 (1-a) a. \quad (1.9)$$

Il est utile, à la place des éq. (1.8) et (1.9), d'utiliser une formulation avec des variables sans dimensions. Ainsi, pour rendre l'éq. (1.8) sans dimension, on divise la puissance récupérée par l'éolienne par la puissance disponible du vent. On obtient alors le coefficient de puissance en fonction du coefficient de vitesse induite axiale :

$$C_p = \frac{dP}{\frac{1}{2}\rho dA_d V_\infty^3} = \frac{2\rho dA_d V_\infty^3 (1-a)^2 a}{\frac{1}{2}\rho dA_d V_\infty^3} = 4a(1-a)^2. \quad (1.10)$$

On a un maximum d'énergie récupérée par l'anneau quand :

$$\frac{dC_p}{da} = 4(1-a)(1-3a) = 0. \quad (1.11)$$

D'ici on calcule, que pour $a = 1/3$, l'énergie récupérée est au maximum et elle ne peut pas dépasser $16/27$ de l'énergie disponible : $C_{p \max} = 16/27$.

De la même façon, à partir d'éq. (1.9) on obtient le coefficient de force axiale :

$$C_T = \frac{dT}{\frac{1}{2}\rho dA_d V_\infty^2} = 4a(1-a). \quad (1.12)$$

Les résultats précédents, obtenus pour l'anneau, peuvent être généralisés pour la totalité du rotor. On récrit l'éq. (1.8) en tenant compte que $dA_d = 2\pi r dr$:

$$dP = 4\pi r \rho V_\infty^3 (1-a)^2 a dr. \quad (1.13)$$

En intégrant cette équation et en supposant que $a=1/3$, la puissance maximum récupérée par le rotor éolien devient :

$$P_{\max} = \frac{8}{27} \pi R^2 \rho V_{\infty}^3 \quad (1.14)$$

Etant donné que la puissance disponible du vent est $P = \frac{1}{2} \pi R^2 \rho V_{\infty}^3$, on voit qu'un rotor éolien peut récupérer au maximum 16/27 de cette valeur. Cette limite de la puissance maximale récupérée est connue sous le nom de la limite de Betz.

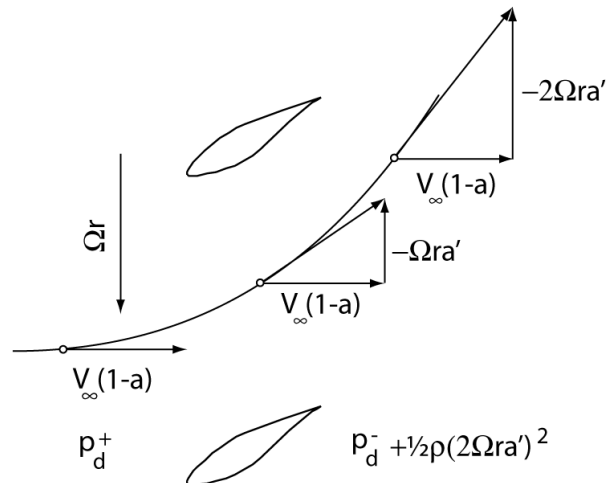


Fig.1.3 L'écoulement au travers d'une éolienne

Il est important d'établir une relation entre la vitesse axiale induite par les pales du rotor et la vitesse tangentielle induite à l'aval de ce dernier, fig.1.3. L'air qui passe à travers le rotor applique une pression sur les pales. Cette pression crée un moment couple qui fait tourner le rotor. Dans le sens contraire, un couple de réaction, égal en valeur absolue, va s'appliquer sur l'air qui traverse le rotor. Donc, après le passage au travers du rotor d'une éolienne, l'air aurait tendance à tourner dans le sens opposé à celui du rotor avec une vitesse tangentielle égale à :

$$v_t = 2\Omega r a' . \quad (1.15)$$

Le moment couple appliqué sur l'anneau est égal au taux de variation du moment cinétique de l'air passant. Si on prend en compte que l'air avant le rotor n'a pas de composantes tangentielles, la force tangentielle qui crée ce moment couple est :

$$dF_t = \rho dA_d V_{\infty} (1-a) 2\Omega a' r . \quad (1.16)$$

Pour exprimer la relation entre la vitesse induite tangentielle et la vitesse induite axiale on utilise l'éq. (1.16) et l'éq. (1.8) :

$$dP = r\Omega dF_t = \rho dA_d V_\infty (1-a) 2\Omega^2 a' r^2 = 2\rho dA_d V_\infty^3 (1-a)^2 a . \quad (1.17)$$

En résultat :

$$V_\infty^2 a(1-a) = \Omega^2 r^2 a' . \quad (1.18)$$

Il est utile d'introduire dans l'éq. (1.18) le coefficient de vitesse locale $\lambda_r = \Omega r / V_\infty$:

$$a(1-a) = \lambda_r^2 a' . \quad (1.19)$$

Etant donné que la théorie de Froude-Rankine considère le rotor comme un disque perméable avec une infinité de pales sans dimensions, le résultat obtenu ne permet pas de calculer la puissance à partir de la géométrie particulière du rotor. Néanmoins, elle permet d'affirmer que la puissance maximum, extraite par le rotor éolien, n'excède pas 16/27 de la puissance disponible dans le vent (limite de Betz) et que dans cette condition, la vitesse induite est égale à 1/3 V_∞ . Il est évident, qu'avec cette théorie, on ne peut pas calculer les caractéristiques aérodynamiques du rotor, pourtant elle est souvent utilisée simultanément avec la théorie de l'élément de pale.

Il est à noter, que la théorie de Froude-Rankine a des limites : si le coefficient de vitesse induite axiale dépasse 0,3, la puissance calculée commence à s'écarter par rapport aux valeurs observées. Finalement pour $a > 0.5$ le rotor fonctionne en mode « état de sillage turbulent » et la théorie de Froude-Rankine n'est pas valable.

Il est intéressant de constater que Rebuffet, dans son livre « Aérodynamique expérimentale », note que deux chercheurs américains, en mesurant le saut de pression à travers une hélice d'avion et la force de traction, ont trouvé que l'écoulement au rayon $r = 0,7R$ est représentatif pour l'intégralité de l'hélice.

1.3 Théorie de l'élément de pale

La théorie de l'élément de pale a été initialement développée par Froude qui assimile l'élément de pale à une plaque mince, soumise à un vent relatif. Plus tard cette théorie a été améliorée par Drzewiecki qui a réussi à calculer les caractéristiques aérodynamiques d'une hélice d'avion [41]. Ici la pale est découpée en plusieurs tranches (éléments) à l'aide de surfaces cylindriques, fig.1.4. On suppose, que l'écoulement dans

un anneau, limité par deux surfaces voisines, est indépendant de l'écoulement dans les autres anneaux. Ainsi, il est possible d'obtenir indépendamment les forces de la traînée dD et de la portance dL appliquées sur chaque tranche, sans tenir compte de l'écoulement dans les tranches voisines. Puis en intégrant les efforts élémentaires on peut calculer les caractéristiques aérodynamiques intégrales du rotor.

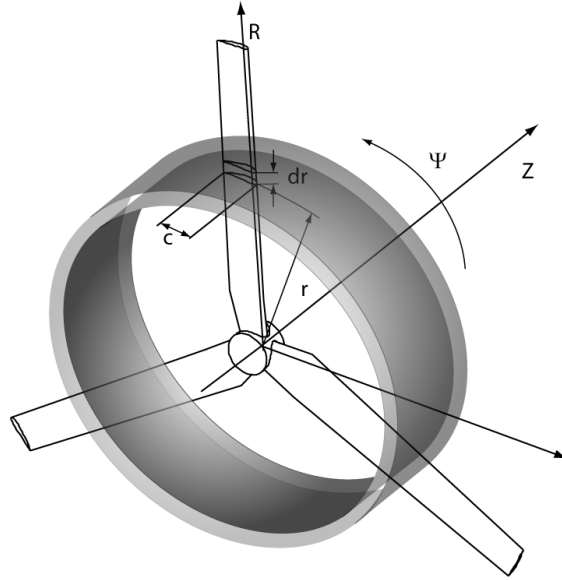


Fig.1.4 Concept d'élément de pale

Pour obtenir les forces élémentaires, chaque tranche de la pale est représentée comme une aile cylindrique (aile à l'allongement infini) avec une surface $ds=cdr$. L'aile est soumise au vent résultant W , qui est une composition de la vitesse du vent à l'infini V_∞ et de celle de rotation $U=\Omega r$:

$$W = \sqrt{V_\infty^2 + \Omega^2 r^2} . \quad (1.20)$$

L'angle d'incidence α est calculé à partir de l'angle d'écoulement $\varphi = \arctan(V_\infty / \Omega r)$ et l'angle de calage de la pale β :

$$\alpha = \varphi - \beta . \quad (1.21)$$

La portance et la traînée, fig.1.5 peuvent être calculées à l'aide des formules :

$$dL = \frac{1}{2} \rho W^2 c_L(\alpha) cdr , \quad (1.22)$$

$$dD = \frac{1}{2} \rho W^2 c_D(\alpha) cdr . \quad (1.23)$$

Dans ces formules C_D et C_L sont des coefficients de traînée et de portance du profil d'aile. Les valeurs de ces coefficients dépendent de l'angle d'incidence entre la

corde du profil et la vitesse résultante. Habituellement, ces coefficients sont obtenus à partir des essais de profils ou des simulations numériques prenant en compte les effets de viscosité.

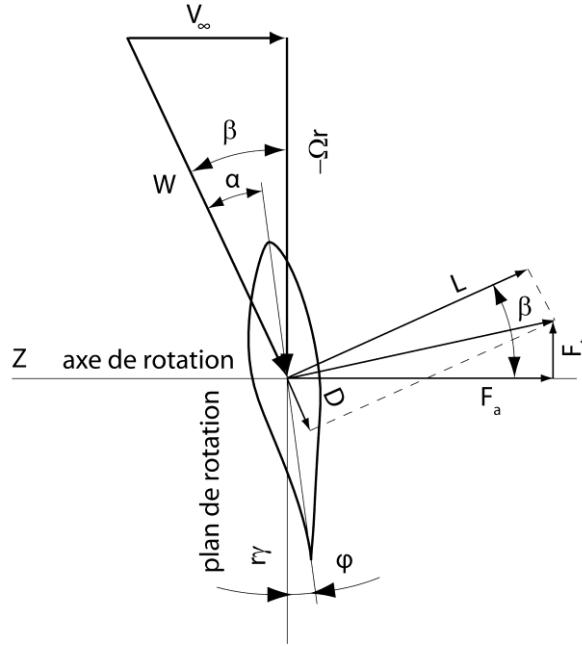


Fig.1.5 Triangle de vitesse

Afin d'obtenir la force tangentielle et la force axiale appliquée à chaque élément de pale, on projette les forces de traînée et de portance sur le plan de rotation et sur l'axe de rotation :

$$dF_a = \frac{1}{2} \rho W^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r) dr \quad (1.24)$$

$$dF_t = \frac{1}{2} \rho W^2 [c_L(\alpha) \sin \beta - c_D(\alpha) \cos \beta] c(r) dr \quad (1.25)$$

Finalement, l'intégration de ces forces le long de la pale, du pied à l'extrémité, permet d'obtenir la force axiale et la puissance du rotor. En prenant en compte le nombre de pales B et la vitesse angulaire du rotor Ω , on obtient :

$$F_a = \frac{1}{2} \rho B \int_{r_p}^R W^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r) dr \quad (1.26)$$

$$P = \frac{1}{2} \rho \Omega B \int_{r_p}^R W^2 [c_L(\alpha) \sin \beta - c_D(\alpha) \cos \beta] c(r) r dr \quad (1.27)$$

La théorie de l'élément de pale donne des résultats satisfaisants à condition que les vitesses induites soient faibles. Or ce n'est pas le cas des éoliennes qui fonctionnent souvent près de la limite de Betz avec une vitesse induite égale approximativement à $1/3 V_\infty$, afin de récupérer le maximum d'énergie cinétique du vent. Dans ce cas, la vitesse à travers le rotor n'est pas celle à l'infini amont et doit être corrigée.

1.4 Théorie de l'élément de pale-quantité de mouvement

On a déjà noté, que la théorie de l'élément de pale donne des écarts importants pour certain mode de fonctionnement, par exemple dans les cas d'une hélice d'avion durant le décollage ou une éolienne. Plusieurs auteurs ont cherché les sources de cet écart, mais c'est Betz et notamment Glauert [41], qui ont développé une théorie qui corrige la vitesse résultante W en amont du profil à l'aide des vitesses induites par le rotor.

Dans cette théorie la vitesse induite axiale est calculée pour chaque anneau élémentaire en appliquant le théorème de quantité de mouvement. La vitesse induite tangentielle est calculée à partir du théorème de conservation du moment angulaire. Ainsi, les forces aérodynamiques sont calculées avec une vitesse résultante W , qui tient compte du champ de vitesse perturbé par le rotor. Le champ perturbé est axisymétrique ; les vitesses induites varient le long de la pale, mais elles sont moyennées dans la direction azimutale.

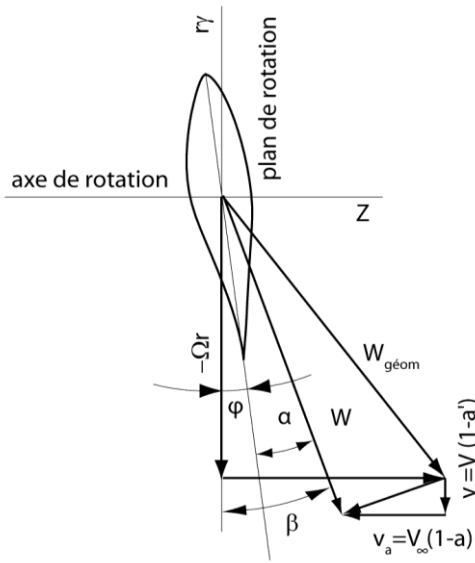


Fig.1.6 Triangle de vitesse corrigé

Afin d'arriver à une équation pour le coefficient de vitesse axiale a , on combine l'eq.(1.9) et l'eq (1.24) pour la force axiale en prenant en compte le nombre de pales B .

$$2\rho dA_d V_\infty^2 (1-a)a = B \frac{1}{2} \rho W^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r) dr \quad (1.28)$$

Pour simplifier cette équation on utilise le coefficient de solidité :

$$\sigma = \frac{Bc}{2\pi r}, \quad (1.29)$$

et $dA_d = 2\pi r dr$. A partir du triangle de vitesse en amont du profil, fig.1.6, on exprime la vitesse relative au profil, en prenant en compte la vitesse induite axiale :

$$W \sin \beta = V_\infty (1-a) \quad (1.30)$$

Ainsi on arrive à une équation qui exprime le coefficient de vitesse induite axiale en fonction des caractéristiques aérodynamiques du profil et du champ de vitesse en amont :

$$a = \left\{ 1 + \frac{4 \sin^2 \beta}{\sigma [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta]} \right\}^{-1} \quad (1.31)$$

En utilisant la même technique à partir de l'éq.(1.16) et de l'éq.(1.25) on peut obtenir le coefficient de la vitesse tangentielle a' :

$$a' = \left\{ -1 + \frac{4 \sin \beta \cos \beta}{\sigma [c_L(\alpha) \sin \beta - c_D(\alpha) \cos \beta]} \right\}. \quad (1.32)$$

Pour arriver à ce résultat, une simplification est faite en supposant que :

$$\cos \beta \cong \frac{\Omega r(1+a')}{W}.$$

En fait il n'est pas possible de calculer directement a et a' à partir des équations (1.31) et (1.32). Celles-ci sont implicites, étant donné que l'angle de l'écoulement dépend des vitesses induites :

$$\tan \beta = \frac{V_\infty(1-a)}{\Omega r(1+a')}. \quad (1.33)$$

Habituellement le calcul est itératif et dans la première itération, on peut supposer que a et a' sont nulles.

Les résultats de la théorie de l'élément de pale peuvent être améliorés avec une correction qui tient compte du nombre fini de pale. La correction fréquemment utilisée est celle de Prandtl. En effet, Prandtl remplace le sillage hélicoïdal à l'aval de l'éolienne par une série de disques. Etant donné que l'écoulement est axisymétrique, donc à deux variables, il peut être remplacé par un autre écoulement fictif qui représente les disques comme les lignes tourbillonnaires. La solution du problème est obtenue à l'aide des fonctions complexes. Dans ce travail on présente uniquement les résultats finaux sans rentrer dans les détails. La correction est introduite comme un coefficient F , qui diminue le coefficient de vitesse axiale :

$$F = \frac{2}{\pi} \arccos e^{-f}, \quad (1.34)$$

Ici le coefficient f varie le long de la pale :

$$f = \frac{B}{2} \frac{R-r}{r \sin \beta}. \quad (1.35)$$

Finalement, après cette correction, qui tient compte du nombre fini de pales, les équations (1.31) et (1.32), pour les coefficients de vitesses induites, deviennent les suivantes :

$$a = \left\{ 1 + \frac{4F \sin^2 \beta}{\sigma [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta]} \right\}^{-1}, \quad (1.36)$$

et

$$a' = \left\{ -1 + \frac{4F \sin \beta \cos \beta}{\sigma [c_L(\alpha) \sin \beta - c_D(\alpha) \cos \beta]} \right\}. \quad (1.37)$$

Il existe également des corrections pour le fonctionnement de l'éolienne en dérapage, qui donnent des résultats satisfaisants pour de faibles angles de désalignement. Pour cela le calcul des vitesses induites tient compte de l'angle de dérapage χ , les coefficients d'induction varient avec l'angle azimutal ψ :

$$a_\chi = a \left(1 + \frac{15\pi}{32} \frac{r}{R} \tan \frac{\chi}{2} \cos \psi \right). \quad (1.38)$$

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre on présente les théories aérodynamiques de base qui permettent d'analyser l'écoulement à travers un rotor éolien. La théorie de Froude-Rankine permet d'obtenir la vitesse à travers le rotor, en fonction de la charge aérodynamique de ce dernier. Néanmoins, avec cette théorie, il n'est possible de calculer, ni la puissance du rotor, ni les efforts aérodynamiques appliqués sur les pales. La théorie d'élément de la pale, qui est plus simple, permet de faire ces calculs. Dans cette théorie, la pale est divisée en plusieurs tranches. On suppose que le fonctionnement de chacune de ces tranches est indépendant du fonctionnement des tranches voisines. Le résultat est que l'écoulement à travers une tranche est bidimensionnel et on peut utiliser les caractéristiques aérodynamiques du profil de cette tranche pour obtenir les efforts aérodynamiques. Il suffit de calculer la vitesse du vent relative à la tranche. Puis, en intégrant les efforts appliqués sur les tranches le long de la pale, on obtient la puissance et la force axiale du rotor. Quand la charge aérodynamique du rotor est importante, la vitesse à travers la pale n'est pas celle à l'amont, à l'infini et les résultats de la théorie de l'élément de la pale s'écartent de la réalité. Pour les corriger Glauert utilise le modèle du disque actif et obtient la vitesse moyenne dans le plan du rotor. La méthode de Glauert donne de bons résultats dans le cas d'un écoulement simple, mais dans le cas général et aux conditions non-stationnaires, les résultats ne sont pas satisfaisants.

Chapitre 2 Analyses des modèles hybrides et développement d'un modèle de surface portante

2.1 Introduction

Le calcul avec un modèle hybride s'impose quand on a besoin de connaître les effets sur un écoulement dus aux surfaces fixes comme les ailes ou surfaces tournantes comme les pales des rotors. On se retrouve dans la même situation lors de l'étude du sillage à l'aval d'une hélice d'hélicoptère ou d'un avion si on s'intéresse à l'interaction aérodynamique entre l'hélice et le fuselage. On peut souligner le cas d'éolienne dans un parc quand on s'intéresse au sillage lointain à l'aval du rotor. La connaissance du développement de ce sillage est importante pour étudier l'influence de l'éolienne sur les autres machines dans le parc.

2.2 Généralités

Dans la modélisation hybride on remplace la surface réelle des ailes ou des pales par les efforts qu'ils exercent sur l'écoulement. Les modèles hybrides sont constitués par deux modules. Le premier est un solveur d'équations de Navier-Stokes. Dans ce module on calcule l'écoulement à travers le rotor et on obtient le champ de vitesse complet. A partir de ce champ, le deuxième module réalise le calcul des efforts aérodynamiques appliqués sur les pales. Pour calculer ces efforts, on suppose que l'écoulement à travers les pales est bidimensionnel. Dans ce cas, on applique la théorie de l'élément de pale. On rappelle que cette théorie suppose qu'une tranche découpée dans la pale par deux surfaces cylindriques avec les rayons r et $r+dr$, fonctionne comme une aile cylindrique indépendamment des profils voisins. Par conséquent les efforts aérodynamiques appliqués sur cette tranche ne dépendent que de la géométrie du profil et des conditions de l'écoulement en amont. Or ces conditions peuvent être extraites à partir du champ de vitesse obtenu par le premier module. Ensuite, les données expérimentales ou théoriques sur les profils permettent d'évaluer la traînée et la portance de la tranche.

Le calcul hybride est itératif et mené par le premier module qui est le solveur d'équations de Navier-Stokes. Le deuxième module, qui détermine les efforts appliqués sur les surfaces portantes, est un logiciel appelé par le solveur à chaque itération. Ce principe de calcul est le même dans toutes les méthodes qui ne calculent pas directement la pression sur les surfaces étudiées. Parmi ces méthodes indirectes, les plus connues sont la méthode de Glauert ainsi que les méthodes tourbillonnaires. La bonne qualité de ces méthodes est basée surtout sur l'emploi des caractéristiques réelles des profils. Il est à noter que même aujourd'hui, ces méthodes sont préférées par les chercheurs pour les calculs des éoliennes. La raison de ce choix est due aux résultats médiocres obtenus par tous les solveurs RANS dans le cas d'angles d'incidence importants, au-delà de 25° , quand un décollement complet se produit.

La relation principale entre le modèle hybride et les autres méthodes indirectes est la manière de calculer la vitesse en amont de la tranche de la pale. Par exemple, dans la méthode de Glauert cette vitesse est la vitesse à l'infini, corrigée à l'aide des vitesses

induites par le rotor. Pour calculer les vitesses induites, le rotor est modélisé comme un disque actif qui crée une discontinuité de pression, exactement comme le prévoit la théorie de Froude-Rankine. En fait, le disque actif permet d'obtenir les vitesses induites moyennées et ne prend pas en compte l'individualité de chaque pale.

Les méthodes tourbillonnaires vont plus loin que le disque actif, elles corrigent la vitesse à l'infini à l'aide des vitesses induites par le tourbillon fixé à chaque pale, ainsi que le sillage tourbillonnaire issu de l'extrémité de cette dernière. Néanmoins les méthodes tourbillonnaires restent limitées par l'hypothèse d'un fluide parfait, qui ne permet pas de prendre en compte la dissipation des tourbillons marginaux ainsi que le mélange du sillage avec l'écoulement externe.

Le modèle hybride utilise comme toutes les autres méthodes indirectes, les caractéristiques aérodynamiques des profils, ce qui permet d'obtenir les résultats corrects même pour les angles d'incidence élevés. Par contre, l'obtention des vitesses à l'amont des profils est faite par le solveur Navier-Stokes qui prend en compte tous les effets visqueux de l'écoulement.

L'avantage le plus important du modèle hybride devant les méthodes de calcul complet des équations de Navier-Stokes est qu'il ne nécessite pas la modélisation de la couche limite au voisinage des surfaces mouillées. Dans le cas de l'écoulement visqueux, la vitesse au voisinage des parois présente un fort gradient et là il faut affiner le maillage. Par exemple, dans le cas des profils éoliens, pour avoir un maillage correct (nombre y^+ au dessous de 30), les nœuds de la première couche de cellules doivent être à une distance de paroi de l'ordre de quelques millièmes de la corde.

Etant donné que dans le modèle hybride les efforts sur les surfaces portantes sont calculés à l'aide de l'élément de pale, on n'a pas besoin d'affiner le maillage. Les forces appliquées par les pales sont modélisées à l'aide des forces de volume \vec{f} ou des forces surfaciques.

Un autre domaine d'application très prometteur est le calcul instationnaire. Dans ce cas, le pas temporel d'avancement du calcul est lié avec la distance parcourue de l'extrémité de la pale, mesurée en pourcentage de longueur de la corde. Habituellement, pour calculer le décrochage dynamique qui peut avoir lieu, il faut diminuer le pas temporel afin de relever la chute de la portance.

Dans le cas des éoliennes modernes, la corde de l'extrémité est égale à peu près 50% de la corde au pied et l'allongement de la pale λ atteint 15. Ainsi, pour un tour de rotor, le profil à l'extrémité de la pale doit parcourir 70 fois sa longueur. Pour calculer un tour, on doit effectuer au moins 700 pas, si l'avancement temporel du profil est égal à 0.1 fois la corde. Par ailleurs, selon les normes le calcul de fonctionnement transitoire de l'éolienne, Det Norske Veritas and Risø National Laboratory [25], une rafale de vent doit durer 10s. En prenant en compte le nombre de tours du rotor par minute, ce calcul doit prendre des dizaines de milliers d'itérations et en conséquence le calcul devient prohibitif. L'application d'un modèle hybride, qui utilise les caractéristiques aérodynamiques des profils, permet de découpler le calcul en deux parties avec deux pas

de temps différents. On peut augmenter le pas de calcul de l'écoulement à travers le rotor tout en gardant un petit pas temporel de calcul de l'écoulement autour de profils. En raison du calcul bidimensionnel de ce dernier, le temps de calcul reste modéré.

Il est important de noter que le modèle hybride peut être très utile dans le cas d'un calcul aéroélastique. Ici, il n'y a pas besoin d'utiliser le maillage déformable. En effet, les forces de volume peuvent être redistribuées dans l'espace sans avoir besoin de déformer le maillage. Dans le cas de surface portante avec des efforts surfaciques, on change uniquement les cellules sur lesquels on impose la discontinuité de pression. Cet avantage est très important, parce que le maillage tridimensionnel est déformable uniquement dans le cas de maillage non-structuré. Ce type de maillage ne permet pas d'avoir une précision suffisante dans la couche au voisinage du profil. De plus, après un certain nombre de battements de la pale, le maillage se dégrade et le domaine de calcul doit être remaillé.

2.3 Modèles hybrides

Pour analyser l'écoulement du fluide visqueux et non-compressible à travers un rotor on utilise l'équation de Navier-Stokes :

$$(\vec{V}\nabla)\vec{V} + \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} = \vec{f} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu\Delta\vec{V} \quad (2.1)$$

Dans cette équation les termes sources \vec{f} sont utilisés pour modéliser les efforts des pales. Ces efforts sont inconnus a priori et doivent être déterminés au cours du calcul. Les modèles hybrides sont constitués par deux modules. Le premier module est un solveur d'équation de Navier-Stokes. Dans ce module, on calcule l'écoulement à travers le rotor et obtient le champ de vitesse. A partir de ce champ, on calcule, dans le deuxième module, les efforts aérodynamiques appliqués sur les pales. Pour calculer ces efforts on suppose que l'écoulement autour des pales est bidimensionnel et on applique la théorie d'élément de pale.

La différence entre les modèles est la façon utilisée pour représenter le rotor et pour appliquer les efforts. Selon la complexité, il existe trois modèles hybrides différents :

- disque actif,
- ligne active,
- surface active.

2.3.1 Le modèle du disque actif

Le modèle du disque actif est le plus simple. Dans celui-ci le rotor est remplacé par une surface de discontinuité de la pression, Vermeer, Sorensen & Crespo [105]. Cette surface coïncide avec la surface balayée par les pales. Parfois dans ce modèle, à

la place de la surface de discontinuité de la pression, on utilise un volume cylindrique avec les forces volumiques. Il y a peu de différences entre ces deux types de singularités et le choix ne dépend que du solveur utilisé.

Dans le domaine des hélicoptères, il existe beaucoup d'études liées avec l'application du disque actif, par exemple Fejtek & Roberts [25], Rajagopalan & Mathur [77], Boyd Jr & Barnwell [11], Brézillon [15], Chaffin & Berry [20] et récemment par Le Chuiton [54]. Toutes les études s'intéressent à l'interaction entre le sillage créé par le rotor et le fuselage. Le rotor est modélisé soit comme une surface de discontinuité de la pression, soit comme un volume cylindrique mince doté de forces volumiques. Les efforts créés par ce volume varient uniquement radialement, quand la vitesse d'avancement est nulle. Néanmoins pour un vol horizontal, quand l'écoulement n'est pas axisymétrique, la répartition des efforts varie aussi dans la direction azimutale. Il est à noter que le modèle hybride proposé par Boyd Jr, Barnwell, & Gorton [12] est appliqué dans le cas d'un écoulement instationnaire autour d'un modèle d'hélicoptère. Contrairement à la plupart des études qui appliquent les efforts moyennés par rapport au temps, la pale est modélisée comme un saut de pression tournant, créé par la différence de pression entre les cellules en amont et en aval d'un domaine qui présente la surface balayée par le rotor. Les efforts sont calculés à partir des conditions de l'écoulement en amont des profils à l'aide de la théorie générale du sillage dynamique GWDT (Generalized Dynamic Wake Theory). Puis, les efforts sont repartis comme un saut de pression appliqué sur des rubans radiaux qui remplacent les pales. Le saut de pression est nul partout sauf au niveau des pales. Une singularité de la méthode est qu'elle ne suppose pas que la pale soit rigide. Un couplage spécifique entre les codes de calcul permet de prendre en compte la flexion et la vitesse verticale de la pale. Les résultats non-stationnaires présentent une bonne correspondance avec les essais en soufflerie.

Les autres applications dans le domaine aéronautique sont les études d'interaction entre l'aile d'un avion et ses hélices, Wald [106]. Il est important de connaître la répartition de la pression sur l'aile créée par le sillage de l'hélice, surtout durant l'atterrissage et le décollage. Dans ce cas, la portance créée par les jets d'hélices, présente une part importante dans la portance globale de l'avion.

Il existe des cas d'application du modèle hybride dans le domaine des études navales, surtout quand il y a besoin de modéliser ou d'analyser l'interaction « coque de navire-hélice ». Une singularité des hélices de navires est que l'allongement de la pale est trop faible et en conséquence l'écoulement autour des pales d'hélice a un caractère tridimensionnel. Pour cette raison, à la place de la méthode de l'élément de pale, il est préférable d'appliquer la méthode potentielle de la surface portante, voir par exemple Chen & Lee [21]. Dans cette étude, les chercheurs s'intéressent à l'écoulement autour de la coque d'un navire durant des manœuvres. Comme le temps de la manœuvre est beaucoup plus long et incomparable avec la vitesse angulaire de l'hélice, les chercheurs utilisent un modèle hybride et l'hélice est remplacée par des forces de volume. L'écoulement en amont de l'hélice est non-stationnaire parce qu'il est perturbé par les obstacles comme la gouverne et la coque de navire. Pour simplifier le calcul, les irrégularités du champ de vitesse en amont de l'hélice sont moyennées. Les efforts sur les pales sont obtenus à l'aide d'un calcul tridimensionnel non-visqueux. Puis ces efforts sont présentés dans le module de calcul d'équation de Navier-Stokes comme des

forces de volume. Les auteurs ont comparé leurs calculs avec les essais et le résultat de cette comparaison est satisfaisant.

Beaucoup plus d'applications du modèle du disque actif existent dans les études consacrées aux éoliennes. Un modèle simplifié bidimensionnel a été présenté initialement par Ainslie [2], [3] et [4]. Les premières études tridimensionnelles appliquent un disque de discontinuité de pression au sein d'un solveur instationnaire d'équation d'Euler : Sørensen & Myken [94], Sørensen & Kock [91]. Une particularité de cette méthode est que les efforts sont répartis sur le disque avec une loi elliptique, ce qui ne correspond pas exactement aux efforts des pales. Plus tard cette démarche de modèle hybride est améliorée et afin de tenir compte des effets visqueux, un solveur d'équation de Navier-Stokes a été utilisé, Sørensen & Kock [92]. L'amélioration du modèle hybride vient du fait que les efforts des pales sont calculés avec la méthode de l'élément de pale. Avec l'augmentation de puissance des moyens de calcul, le modèle hybride du disque actif devient utilisable pour les calculs tridimensionnels. Par exemple Mikkelsen & Sørensen [74] ont calculé le fonctionnement d'une éolienne en dérapage.

Habituellement, pour un écoulement visqueux à travers le disque actif, l'équation (2.1) est exprimée en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} + u_a \frac{\partial u_a}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_a}{\partial r} + u_t \frac{1}{r} \frac{\partial u_a}{\partial \gamma} = f_a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_a \frac{\partial u_r}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_t \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \gamma} - \frac{1}{r} u_t^2 = f_r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$\frac{\partial u_t}{\partial t} + u_a \frac{\partial u_t}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_t}{\partial r} + u_t \frac{1}{r} \frac{\partial u_t}{\partial \gamma} + \frac{1}{r} u_r u_t = f_\gamma - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \gamma}$$

Ces équations doivent être calculées par un solveur d'équations de Navier-Stokes. Les termes sources sont déterminés durant le calcul à l'aide du modèle hybride. En effet, le rotor peut être représenté, soit par une surface sur laquelle on impose un saut de pression, soit par un disque de faible épaisseur avec des forces volumiques réparties à l'intérieur. Dans le cas où on voudrait modéliser les forces tangentielles du rotor, il est plus facile de représenter le rotor par un disque formé d'une tranche de cylindre, voir fig.2.1. L'épaisseur de ce disque peut être choisie comme égale à la longueur méridionale de la pale, Jourieh [52] :

$$e = c \cos \varphi \quad (2.3)$$

Pour calculer les efforts appliqués par le rotor, on utilise la théorie de l'élément de pale. Dans le cas de fonctionnement du rotor face au vent, sans dérapage, les termes sources sont répartis uniformément dans la direction circonférentielle.

Sur un anneau avec le volume :

$$dv = 2\pi r dr e \quad (2.4)$$

le rotor exerce une force axiale égale à :

$$dF_a = N \frac{1}{2} \rho W^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r) dr \quad (2.5)$$

et l'intensité des termes sources dans le sens axial devient :

$$f_a = \frac{dF_a}{\rho dv} = \frac{NW^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r)}{4\pi r e} \quad (2.6)$$

De la même façon on obtient l'intensité des termes sources dans le sens tangentiel :

$$f_t = \frac{dF_t}{\rho dv} = \frac{NW^2 [c_L(\alpha) \sin \beta - c_D(\alpha) \cos \beta] c(r)}{4\pi r e} \quad (2.7)$$

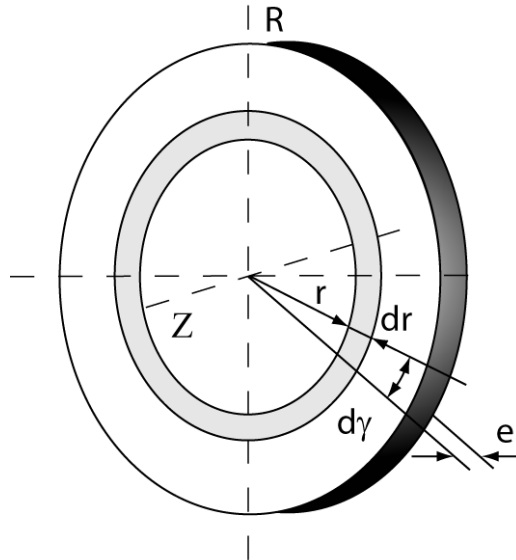


Fig.2.1. Modèle du disque actif.

Si la pale n'est pas inclinée, on néglige les sources termes radiales :

$$f_r = 0 \quad (2.8)$$

Il est fréquent de ne pas tenir compte des termes sources dans le sens tangentiel. Dans ce cas on peut remplacer le rotor par une surface de discontinuité de pression

$$\Delta p = \frac{dF_a}{2\pi r dr} = \frac{N\rho W^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r)}{4\pi r} \quad (2.9)$$

Le calcul à l'aide du modèle de disque actif est itératif. A chaque pas de temps on obtient avec le solveur Navier-Stokes, la vitesse relative W dans le plan de rotation du rotor. Puis on calcule les termes sources avec les équations (2.6) et (2.7) ou la discontinuité de pression eq.(2.9). A partir de ces nouvelles valeurs, on effectue l'itération suivante. Le calcul s'arrête quand la précision souhaitée est atteinte. Habituellement la puissance du rotor se stabilise très rapidement, par contre la convergence de l'écoulement dans le sillage est plus lente et dépend beaucoup de la taille du maillage. Beaucoup de recherche à l'aide du disque actif sont menées par les chercheurs canadiens de l'Ecole Polytechnique de Montréal, [5], [6], [155], [156], [167] et [107]. Dans le domaine d'études du sillage, les chercheurs danois de DTU ont aussi présentés plusieurs études [24], [61], [80], [90], [93], [96]. Les études les plus récentes sont présentés par Crasto et al[23], par Cabézon et al [18] et par Jimenez et al[51].

2.3.2 Le modèle de ligne active

Malgré les avantages du modèle du disque actif, il y a certains inconvénients. Les forces du rotor sont réparties sur une surface assez grande par rapport aux surfaces réelles qui exercent les forces sur le fluide. Par conséquent, les irrégularités créées par les pales ne peuvent pas être reproduites et le sillage proche est mal calculé. En effet ce sillage proche joue un rôle important sur le développement du sillage lointain. Bien que le théorème de quantité de mouvement soit globalement satisfaisant, il est difficile de prendre en compte la dissipation visqueuse réelle. Celle-ci dépend beaucoup du gradient de vitesse qui est plus faible dans le cas d'un disque actif. Dans le modèle du disque actif, la dissipation est plus importante à la périphérie du disque. Ici, la discontinuité de la pression crée une discontinuité des vitesses axiales.

Afin d'améliorer la modélisation de l'écoulement à la sortie du rotor Sørensen & Shen [95] présentent le modèle de la ligne active, fig. 2.2. Dans ce modèle hybride, au sein d'un solveur Navier-Stokes, les surfaces des pales et les efforts qu'elles appliquent sur l'écoulement sont remplacées par des termes sources distribués autour des axes des pales.

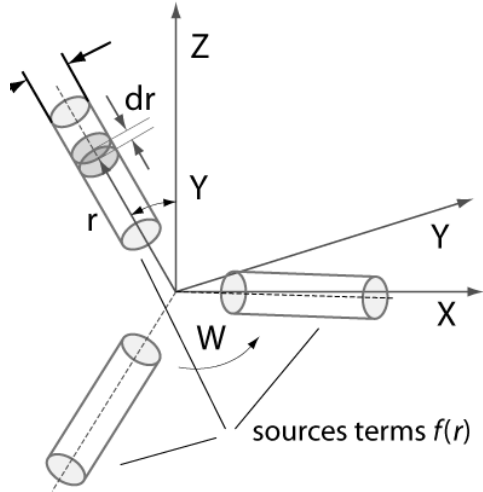


Fig.2.2 Modèle hybride de la ligne active

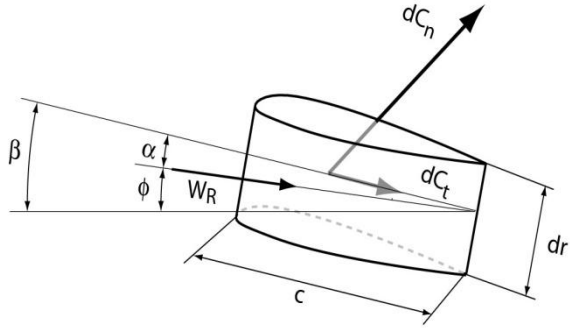


Fig.2.3 Détermination des termes sources

Bien qu'un solveur de Navier-Stokes soit employé pour l'étude du champ autour du rotor, les effets visqueux de la couche limite sont introduits uniquement par les caractéristiques aérodynamiques de profils.

Pour déterminer les efforts aérodynamiques appliqués par les pales sur le fluide, on utilise comme dans le cas du modèle de disque, un couplage entre le solveur Navier-Stokes et la méthode de l'élément de pale. Le calcul est itératif et les forces exercées sur une tranche de pale sont calculées à la base du champ de vitesse. A chaque pas de temps, ce champ est actualisé et les efforts sont recalculés à l'aide des propriétés aérodynamiques des profils des pales, éq. (2.6)-(2.8). Les essais expérimentaux et numériques montrent que la force de portance des profils se crée sur le premier quart de la corde. Une comparaison entre les champs des vitesses d'un profil et d'un cercle (faite par Jourieh, 2007) montre que les meilleurs résultats sont obtenus quand le diamètre du cylindre actif est entre 0,3 et 0,6 de la corde. Si le diamètre du cylindre est dp , l'intensité du terme source dans le sens axial est :

$$f_a = \frac{dF_a}{\rho dv} = \frac{dF_a}{\rho \pi \frac{dp^2}{4} dr} = \frac{2W^2 [c_L(\alpha) \cos \beta + c_D(\alpha) \sin \beta] c(r)}{\pi dp^2} \quad (2.10)$$

et l'intensité du terme source dans le sens tangentiel est :

$$f_t = \frac{dF_t}{\rho dv} = \frac{dF_t}{\rho \pi \frac{dp^2}{4} dr} = \frac{2W^2 [c_L(\alpha) \sin \beta - c_D(\alpha) \cos \beta] c(r)}{\pi dp^2} \quad (2.11)$$

$$f_r = 0 \quad (2.12)$$

Depuis sa première présentation, le modèle de la ligne active est utilisé couramment pour les études menées dans le domaine des éoliennes et surtout par les chercheurs danois et suédois : Ivanell [46] ; Ivanell et al [47], [48], [49] et [50]; Mikkelsen [73] ; Mikkelsen et al [74] et [75] ; Shen et all [83] ; Troldborg et all [101] et [102]. Des études avec ce modèle sont également menées par les chercheurs à Arts et Métiers ParisTech, Jourieh et all [53].

2.4 Développement du modèle de la surface active

L'équation (2.1) est une équation vectorielle constituée de trois composantes, et dans un repère cartésien, on obtient une équation pour chacune des directions :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = f_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = f_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

Dans la modélisation hybride on remplace la surface réelle des ailes ou des pales par les efforts qu'ils exercent sur l'écoulement. Ainsi, on n'a pas besoin de serrer le maillage afin de bien modéliser la couche limite sur les surfaces mouillées par le fluide. Les forces appliquées par les pales sur le fluide sont représentées à l'aide des forces de volume $\vec{f} = 0$ Dans le cas du modèle de ligne portante on concentre les forces autour des lignes.

Le concept de la surface portante dans le cas d'écoulement visqueux vient de la théorie de la surface portante appliquée dans le cas de l'écoulement de fluide parfait autour d'une aile. Si cette théorie est exacte en fluide parfait pour les ailes avec une épaisseur de profil nulle, elle n'est qu'une approche dans le cas de fluide réel même pour des ailes minces. Néanmoins, ce fait ne représente pas un obstacle pour la modélisation, étant donné qu'habituellement l'écoulement autour des profils n'est pas décollé. Ainsi, les effets de la viscosité sont limités au voisinage de la surface de profils, dans la zone de couche limite.

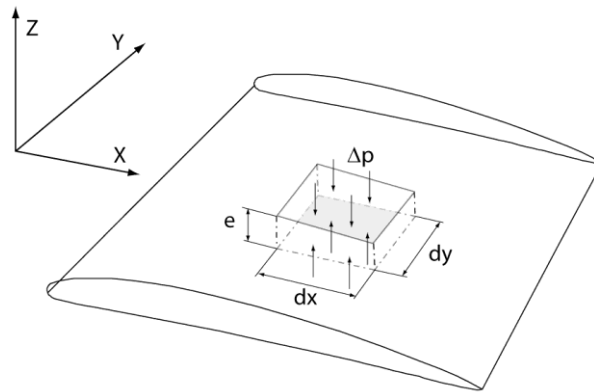


Fig.2.4 Modèle hybride de la ligne active

La différence la plus importante entre la théorie de la surface portante et la modélisation proposée dans ce travail est la façon d'appliquer la condition limite sur la surface. Dans le premier cas on impose la condition de l'imperméabilité de la surface et comme résultat on obtient la discontinuité de pression. Dans le cas du modèle hybride surface active, on impose une discontinuité calculée à partir de l'écoulement en amont du profil.

Afin de d'expliquer la méthode de la surface portante, on étudie l'écoulement tridimensionnel non-visqueux autour d'une aile avec l'allongement fini, fig.2.4, voir Breslin [13]. L'aile avec l'épaisseur $e(x,y)$ est placée dans le plan X-Y. Les termes sources qui remplacent l'aile sont :

$$f_x = 0 \quad (2.14)$$

$$f_y = 0$$

$$f_z = \frac{\Delta p(x,y) dx dy}{t(x,y) dx dy} = \frac{\text{Force}}{\text{Volume}}$$

Dans cette équation Δp est la différence entre la pression d'extrados p^- et la pression d'intrados p^+ . Ainsi pour une aile mince on a :

$$\Delta p = p^- - p^+ \quad (2.15)$$

Si l'aile dans le plan X-Y est mince, la vitesse perpendiculaire sur la surface de l'aile est nulle $w = 0$. Dans ce cas, à partir de l'éq.(2.13) pour z-composante, on obtient :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = f_z \quad (2.16)$$

Cette équation peut être intégrée :

$$p\left(x, y, \frac{e}{2}\right) - p\left(x, y, -\frac{e}{2}\right) = \rho \int_{-e/2}^{e/2} f_z dz \quad (2.17)$$

Pour une surface mince, quand $t \rightarrow 0$, la force f_z devient infinie, pour l'intégrer on utilise la fonction δ de Dirac :

$$p(x, y, 0_+) - p(x, y, 0_-) = -\rho \int_{-\infty}^{\infty} \Delta p \delta(z) dz \quad (2.18)$$

Finalement, si l'aile est dans une position générale dans l'espace on peut écrire :

$$\rho \vec{f} = -\Delta p(x', y', z') \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z') d\vec{s} \quad (2.19)$$

L'équation 2.19 est correcte pour l'écoulement d'un fluide parfait et pour une surface mince. Dans ce cas, une surface portante dans le domaine du fluide peut être remplacée, à condition que la discontinuité de la pression Δp soit choisie de manière à ce que la vitesse normale à la cette surface soit nulle.

Evidement l'équation 2.19 est exacte si le fluide est parfait et c'est une approche si le fluide est visqueux. Néanmoins généralement, la démarche peut être utile du point de vue pratique étant donné qu'elle satisfait le théorème de quantité de mouvement appliqué pour un volume autour de la surface portante.

En 2004 dans [65] Masson & Leclerc présentent une étude sur le champ de la vitesse induite le long d'une aile. Sur la surface de cette aile, une discontinuité de vitesse est imposée. Dans ce modèle, la discontinuité de la pression est calculée à l'aide du théorème de Kutta-Joukowski appliqué localement :

$$\Delta p = \rho v_m \gamma \quad (2.20)$$

Dans cette formule, la vorticité γ représente la discontinuité de la vitesse à travers la surface et v_m la vitesse moyenne. Elles sont calculées par la vitesse d'intrados v_i et la vitesse d'extrados v_e de l'aile :

$$v_m = \frac{v_e + v_i}{2}; \quad \gamma = v_e - v_i \quad (2.20)$$

Ensuite, le modèle de la surface active est utilis e pour le calcul de l'écoulement autour des éoliennes, [66] et [14].

La première modélisation à l'aide de la surface portante pour les rotors est proposée en 2005 par Dobrev & Massouh [30]. Ici le modèle de la surface portante est appliqué pour la modélisation de l'écoulement autour d'un profil, d'une aile et d'une éolienne. La discontinuité de la pression n'est pas imposée comme en [65]. Cette discontinuité de la pression est calculée à partir de la vitesse à l'amont. Puis ce modèle est développé et amélioré, voir [29] et [70].

Les chercheurs danois appliquent le modèle de la surface active dans le cas d'une turbine à axe vertical, puis à axe horizontal Shen et al [84], [85]. Dans cette étude, les résultats obtenus pour la puissance aérodynamique de l'éolienne présentent une bonne cohérence avec les essais.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté différents modèles hybrides. Ceux-ci permettent de remplacer les surfaces portantes ou les rotors par des forces volumiques ou surfaciques. Le modèle le plus simple est le modèle de disque actif qui permet de remplacer le rotor. Ce modèle présente la surface balayée par le rotor comme une surface de discontinuité de la pression. La discontinuité appliquée sur la surface permet d'accélérer le fluide dans le cas d'une hélice ou de le ralentir dans le cas d'une éolienne. Les perturbations créées par le disque actif sont intégrales et ne permettent pas de représenter les pales du rotor. Par contre, c'est le modèle de la ligne active qui prend en compte l'individualité des pales et permet de représenter les tourbillons marginaux issus des extrémités des pales. Malheureusement, avec ce modèle il est difficile de représenter l'intensité de forces appliquées par les pales le long de la corde. En conséquence le champ de vitesse autour de la pale ne représente pas la réalité.

Pour améliorer la représentation des pales des rotors ou des ailes, on propose ici d'utiliser la méthode de la surface portante. Cette méthode est exacte dans le cas de l'écoulement d'un fluide parfait autour d'une plaque mince. Dans le cas du fluide réel, la surface portante ne satisfait pas les conditions aux limites. Néanmoins le théorème de quantité de mouvement est satisfait et la surface applique les mêmes efforts sur le fluide avec une intensité beaucoup plus proche que les autres modèles hybrides.

Chapitre 3 Exploration d'écoulement à la sortie du rotor et dans le sillage

3.1 Introduction

Le but de cette étude est d'approfondir la connaissance de l'écoulement à travers l'éolienne et d'extraire les caractéristiques aérodynamiques des pales du rotor. L'exploration du développement du sillage permet d'améliorer les modèles de calcul. Il est à noter que la conception de la modélisation hybride nécessite la connaissance de polaires des profils. Les mesures de vitesses tangentielles et axiales derrière le rotor permettent d'obtenir ces polaires. Par ailleurs pour développer les modèles basés sur le calcul par les équations de Navier-Stokes, il faut connaître la dissipation réelle des tourbillons marginaux issus des pales et appliquer les schémas de calcul qui préservent la vorticité de une manière adéquate. La connaissance des gradients de vitesse permet d'optimiser la taille du maillage et de réaliser les deux objectifs suivants : avoir un maillage suffisamment fin aux endroits où les gradients de vitesse doivent être bien décrits et avoir globalement un maillage plutôt compact afin d'obtenir les résultats de calcul pour un temps CPU raisonnable.

L'avantage des mesures à l'aide du fil chaud est la fréquence d'acquisition qui peut atteindre 500kHz. En réalité cette fréquence dépend de plusieurs facteurs comme le rapport du pont de mesure, la longueur des câbles, la vitesse et la stabilité. Dans notre cas, cette fréquence est de 60kHz et elle est suffisante pour mesurer une vitesse de vent synchronis e avec la rotation du rotor tous les 0,5  de rotation du rotor.

Plusieurs études sont men es avec le fil chaud dans le sillage éolien et les résultats très intéressants sont obtenus, notamment par Ebert & Wood, voir [31-35]. Les études à l'aide fil chaud sont également men es à l'Université de Delft par Vermeer [103, 104] et Mast et al [71]. Le but de ces études est d'obtenir l'influence des tourbillons libres et des tourbillons attachés aux pales, ainsi que le sillage visqueux venant des couches limites d velopp es sur la surface des pales. Malheureusement les études de mesures synchronis es avec la rotation du rotor sont men es dans les souffleries à jets libres. En conséquence les plans de mesures sont situés très près du rotor et le développement précis du sillage reste inconnu. Par ailleurs il existe des mesures dans le sillage lointain Medici et al [72] et Massouh et al [168], mais le champ de vitesse n'est pas synchronisé avec la rotation du rotor et les résultats sont utiles uniquement du point de vue de la conception de parcs éoliens.

Dans ce chapitre on présente le principe de fonctionnement de l'anémométrie à fil chaud utilis e pour l'exploration du sillage. La mise en œuvre de ces mesures a exigé la réalisation d'un programme de commande pour un robot qui a permis de faire les explorations en déplaçant la sonde fil chaud dans les 3 dimensions de l'espace exploré. On présente également la solution adapt e pour avoir des mesures synchronis es derrière le rotor éolien tournant.

3.2 Anémomètre à fil chaud : principe de fonctionnement

3.2.1 Transfert de chaleur

Le fonctionnement d'un anémomètre à fil chaud est basé sur l'effet du transfert de chaleur par convection. Le capteur, un fil métallique très fin, est placé dans un écoulement du fluide. Habituellement, le fil utilisé pour les mesures dans une soufflerie est fait en tungstène. Malgré sa bonne résistance à la haute température, au delà de 350C° le tungstène s'oxyde facilement. C'est pour cette raison que le fil est recouvert d'une couche très fine de platine. Dans le cas d'une sonde miniature de DANTEC, le fil a une longueur de l'ordre de 1,25 mm et un diamètre de l'ordre de 5µm et il est soudé sur deux broches, fig.3.1.

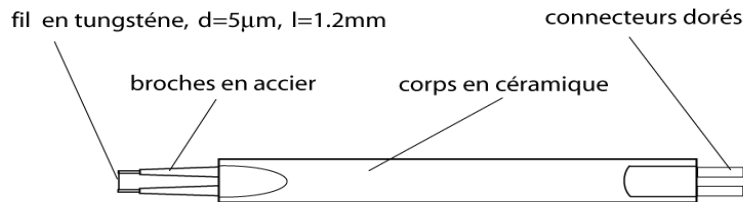


Fig.3.1 Sonde miniaturisée à fil chaud.

Le fil, qui a une résistance électrique R , est chauffé à l'aide d'un courant électrique avec une intensité I . Ainsi, une puissance électrique égale à $I^2 R_w$ est dissipée par le fil et se transforme en chaleur. Le transfert de chaleur Q du fil à l'écoulement est fonction de la vitesse du fluide, de la différence de température entre le fil et l'air $T_w - T_a$ ainsi que d'autres paramètres physiques du fluide. En conséquence, toute variation dans les conditions du fluide, qui affecte le transfert de chaleur, peut être étudiée à l'aide de l'anémomètre fil chaud. Habituellement, on mesure les composantes du vecteur de vitesse ou la température d'un gaz ou d'un liquide. Il est également possible de mesurer certains paramètres spécifiques du fluide, par exemple, les contraintes pariétales ou la concentration d'un gaz.

Dans cette analyse, on suit Bruun [16]. L'équation de base, qui lie le transfert de chaleur Q et la vitesse V de l'écoulement, pour un fil placé perpendiculairement au vecteur de vitesse, est établi par King :

$$Nu = A^* + B^* Re^{0,5} \quad (3.1)$$

Plus tard Kramers, à la base des essais dans différents fluides, a établi une relation empirique entre le nombre de Nusselt, le nombre de Prandtl et le nombre de Reynolds :

$$Nu = 0,42Pr^{0,2} + 0,57Pr^{0,33} Re^{0,50} \quad (3.2)$$

Cette relation donne des résultats satisfaisants, si le nombre de Reynolds est entre 0,001 et 10 000 et si le nombre de Prandtl varie entre 0.71 et 1 000. Dans cette équation, l'effet de compressibilité et le transfert de chaleur par convection sont négligeables. Ces simplifications sont entièrement justifiées pour une exploration du champ de vitesse à l'aval d'une éolienne. Dans ce cas $Re > Gr^{1/3}$ et la convection peut être négligée, ainsi que l'effet de compressibilité, parce que $M < 0.3$.

On s'intéresse aux mesures à l'aide d'un fil chaud placé perpendiculairement au vecteur de vitesse d'un écoulement à température constante. Pour établir une relation simple entre le transfert de chaleur du fil au fluide et le courant électrique passant par le fil, on fait appel à certaines hypothèses. Tout d'abord on suppose que le transfert de chaleur par radiation est faible de même que la perte de chaleur par conduction du fil aux broches. On suppose aussi, que la température est distribuée uniformément le long du fil. Dans ces conditions :

$$I^2 R_w = \pi d h l (T_w - T_a) = \pi l k (T_w - T_a) Nu \quad (3.3)$$

Il est utile de présenter la différence de température entre le fil et le fluide à l'aide de la résistance électrique du fil. Si on connaît cette résistance pour une température de référence T_0 , on peut alors l'évaluer pour une température arbitraire, à l'aide du coefficient de température de la résistance α_0 :

$$R_w = R_0 [1 + \alpha_0 (T_w - T_0)] \quad (3.4)$$

En conséquence :

$$T_w - T_a = \frac{R_w - R_a}{\alpha_0 R_0} \quad (3.5)$$

Pour établir la relation entre le transfert de chaleur du fil au fluide et le courant électrique on introduit l'éq. (3.5) et l'éq. (3.3) dans l'éq. (3.2) de Kramers :

$$\frac{I^2 R_w}{R_w - R_a} = \frac{\pi l d}{\alpha_0} \frac{R_w - R_a}{R_0} (0,42 Pr^{0,2} + 0,57 Pr^{0,33} Re^{0,50}) \quad (3.6)$$

Il est plus facile de présenter cette équation sous la forme suivante :

$$\frac{I^2 R_w}{R_w - R_a} = A + B V^n \quad (3.7)$$

Ici

$$A = \frac{\pi k l}{\alpha_0 R_0} 0,42 Pr^{0,2}; \quad B = \frac{\pi k l}{\alpha_0 R_0} 0,57 Pr^{0,33} \quad n = 0,5 \quad (3.8)$$

En fait, les équations (3.8) ne donnent que des valeurs approximatives et les coefficients A , B et n doivent être déterminés expérimentalement par l'étalonnage. Pour un tel étalonnage, du point de vue pratique, il est utile d'introduire la tension du fil chaud $E_w = I R_w$ dans l'éq. (3.7), ainsi que $T_w - T_a$ à partir d'éq. (3.5). De plus, si on inclut $\alpha_0 R_0$ dans les constants A et B , on obtient :

$$\frac{E_w}{R_w} = (A + B V^n) (T_w - T_a) \quad (3.9)$$

Les variations de la résistance ou du courant sont faciles à mesurer si la sonde à fil chaud fait partie d'un pont de Wheatstone, fig.3.2. Ce pont est constitué de deux résistances fixes R_1 et R_2 . Dans la branche gauche du pont, à l'aide d'un câble coaxial de résistance R_L , on connecte le fil chaud. Du côté droit, une résistance variable R_3 est connectée. Afin de chauffer le fil chaud, la sortie d'un servo amplificateur est branché au point A du pont de Wheatstone. Si le pont est équilibré, la tension à la sortie de l'amplificateur est :

$$E = \frac{R_1 + R_L + R_w}{R_w} E_w. \quad (3.10)$$

En introduisant l'éq. (3.10) dans l'éq. (3.9) on obtient la relation entre la tension à la sortie de l'amplificateur et la vitesse du vent :

$$\frac{E^2 R_w}{(R_1 + R_L + R_w)^2} = (A + BV^n)(T_w - T_a) \quad (3.11)$$

Les coefficients A et B ne varient que faiblement, on les obtient à l'aide d'un étalonnage.

3.2.2 Mode de fonctionnement

L'anémomètre à fil chaud a deux modes de fonctionnement :

Courant constant (CC). Dans ce cas, le courant passant par le fil chaud est constant. Cette méthode de mesure n'est pas adaptée à la mesure de fluctuations de l'écoulement à haute fréquence. Le fil peut être facilement brûlé quand la vitesse est élevée. Par contre, si la vitesse est trop faible, le signal devient trop faible.

Température constante (CT). Dans ce cas, la température, donc la résistance du fil est constante. Cela permet de diminuer l'effet d'inertie thermique du fil et d'augmenter la fréquence limite de mesure. Par contre, un circuit électronique très complexe doit être utilisé. Un servo amplificateur est utilisé pour équilibrer le pont de Wheatstone, pour une fréquence des fluctuations de la vitesse, allant dans certaines conditions, jusqu'à 500 kHz.

Du point de vue du rapport signal/bruit, les deux modes de fonctionnement sont équivalents quand les conditions de mesures sont identiques. Les anémomètres CT sont plus faciles à utiliser et ce mode est actuellement le plus employé.

Afin de contrôler l'équilibrage du pont, le point B, entre le fil chaud et la résistance R_1 et le point D entre la résistance R_2 et la résistance variable R_3 , sont connectés à l'entrée du servo amplificateur. De plus, une tension supplémentaire e_{off} est fournie à l'entrée de l'amplificateur.

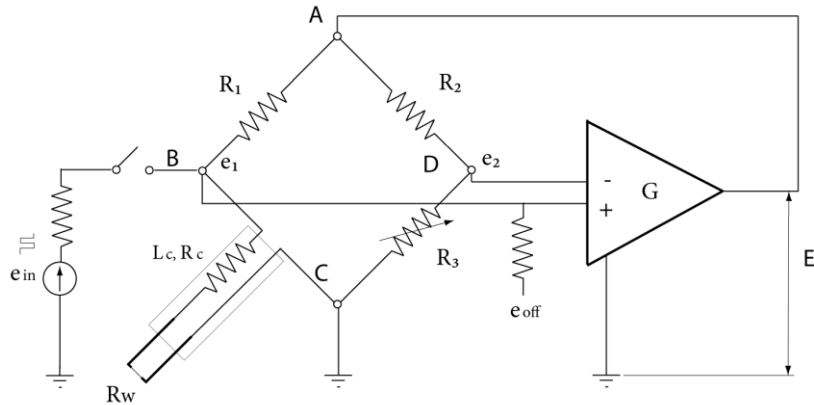


Fig.3.2 Anémomètre fil chaud

Si le pont est en équilibre, on a $R_1 R_3 = R_w R_2$ et la différence entre les potentiels e_1 , dans le point B et e_2 , dans le point D est égale à zéro. Au contraire, si le pont n'est pas équilibré, la tension à la sortie de l'amplificateur devient :

$$E = e_{off} + (e_1 - e_2)G,$$

ou G est le coefficient d'amplification ou le gain. Une augmentation du gain permet de rendre le pont plus sensible aux variations des paramètres d'écoulement, mais moins stable. Habituellement G est entre 500 et 1000 et la tension e_{off} de l'ordre 15-20mV.

Un paramètre très important du fonctionnement de l'anémomètre est le rapport du pont R_1/R_2 . Habituellement, on utilise un rapport du pont 1:1 ou 1:20. Le rapport 1:1 rend le pont plus sensible aux fluctuations de l'écoulement, mais dans ce cas, l'intensité de courant à travers du fil augmente et l'amplificateur est difficile à gérer. Le rapport 1:1 est couramment utilisé quand le câble de connexion du fil chaud est long et quand on a besoin d'augmenter la fréquence de mesure. On utilise le rapport 1:20 dans le cas de mesures dans l'eau ou quand la fréquence des fluctuations de l'écoulement est modérée et que la longueur du câble est de moins de 20m.

Un autre paramètre important est le coefficient de surchauffe. Ce coefficient représente le rapport entre l'augmentation de résistance durant le fonctionnement et la résistance du fil chaud à froid.

$$a = \frac{R_w - R_{w,froid}}{R_{w,froid}}. \quad (3.12)$$

Les grandes valeurs de ce coefficient augmentent la température de fonctionnement du capteur. En effet, cette température doit être limitée, en raison de l'oxydation de la surface du fil, jusqu'à 300°C dans le cas d'un fil de tungstène et jusqu'à 700°C dans le cas d'un fil de platine. Par ailleurs, si la valeur de coefficient de surchauffe est faible, les mesures deviennent vulnérables aux fluctuations de la

température durant les mesures par rapport à la température d'étalonnage. Une valeur optimale du coefficient de surchauffe, dans le cas d'un fil de tungstène est de 0,8. Afin d'obtenir la valeur souhaitée pour le coefficient de surchauffe, on utilise la résistance variable R_3 .

Au départ, quand le pont est mis en fonctionnement, le fil est froid et le pont est en état de déséquilibre. La tension de déséquilibre est amplifiée par le servo-amplificateur et le fil se chauffe jusqu'à ce que le coefficient de surchauffe atteigne sa valeur définie, alors le pont s'équilibre. Durant la mesure, si la vitesse de l'écoulement augmente, l'échange de chaleur entre l'écoulement et le fil chaud augmente aussi. Par conséquent, la température du fil chaud diminue, le pont n'est plus équilibré, et le signal d'entrée d'amplificateur augmente de même que la tension à la sortie de l'amplificateur. Cette augmentation de tension E permet d'accroître la puissance dissipée par le fil chaud jusqu'à un état d'équilibre. On voit bien que, à ce nouveau point de fonctionnement, correspond une nouvelle tension, éq. (3.11). Donc pour chaque vitesse d'écoulement, correspond une seule tension d'alimentation du pont.

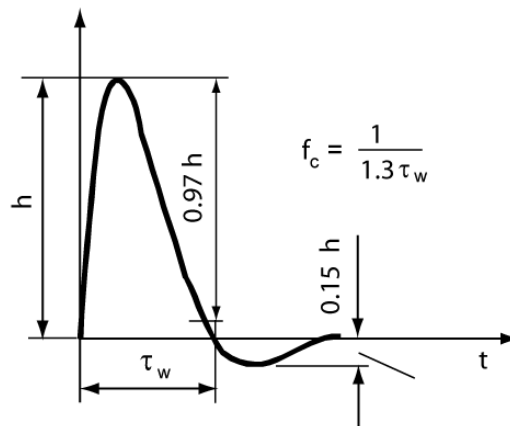


Fig.3.3 Réponse fréquentielle de la sonde fil chaud à un signal carré.

Etant donné que le fil chaud est utilisé pour les mesures instantanées, la résistance réactive devient importante et pour équilibrer le pont, l'inductance du câble doit être prise en compte. Pour équilibrer cette induction, soit, on branche une bobine en série avec R_2 , soit, un condensateur en série avec le fil chaud. Afin d'obtenir l'équilibrage dynamique du pont, on utilise un test électronique. Ainsi, dans le point B du pont on branche une source de tension et on envoie un signal carré. Pour avoir une réponse optimale aux perturbations, le signal à la sortie de l'amplificateur doit avoir la forme présentée sur la fig.3.3. Le temps de suppression de perturbation permet de calculer la fréquence de mesure maximale :

$$f_c = \frac{1}{1,3\tau_w}$$

3.3 Etalonnage

On a déjà dit que l'équation (3.8) qui permet d'évaluer analytiquement les coefficients A , B et n de la loi de King, ne donne que des valeurs très approximatives. En réalité, la vitesse calculée à l'aide de ces coefficients présente un écart important et l'étalonnage de fil chaud avant chaque mesure devient indispensable. Le but de l'étalonnage est d'extraire les coefficients de fil chaud réels à partir d'un tableau expérimental composé par N couples des valeurs de la tension E et de la vitesse correspondante V :

$$E_i = E_i(V_i), \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (3.13)$$

La méthode couramment utilisée pour le traitement des résultats d'essais fil chaud est la méthode des moindres carrées. Ici, on utilise une relation basée sur la loi de King comme une fonction modèle, qui décrit au mieux la variation de la tension en fonction de la vitesse :

$$E = A + BV^n. \quad (3.14)$$

Le but du calcul est d'obtenir les coefficients A , B et n qui correspondent au minimum de la somme des carrés des écarts S_e entre les résultats d'étalonnage et le calcul par la fonction modèle :

$$S_e = \sum_{i=1}^N (E_R - E_C)^2. \quad (3.15)$$

La relation, entre la tension du fil chaud et la formule basée sur la loi de King, donne de bons résultats pour un rapport de vitesses U_{\max}/U_{\min} de l'ordre de 10÷20. On peut noter que les meilleurs résultats sont obtenus pour une valeur de n de 0,4 à 0,45 à la place de $n=0,5$ calculé par eq.(3.8). Les coefficients A et B varient de 0,5 à 7 et les valeurs ne dépendent pas uniquement des propriétés du fil. Les valeurs dépendent aussi des conditions d'essais et le fil chaud doit être étalonné avant chaque mesure. La fig.3.4 représente la courbe d'étalonnage d'un fil utilisé dans cette étude. Les valeurs de l'équation de King sont $A=1,804011$, $B=1,113956$, $n=0,423897$. On peut noter que la sensibilité du fil est faible quand la vitesse du vent est élevée, ce qui oblige à bien choisir l'intervalle des vitesses mesurées.

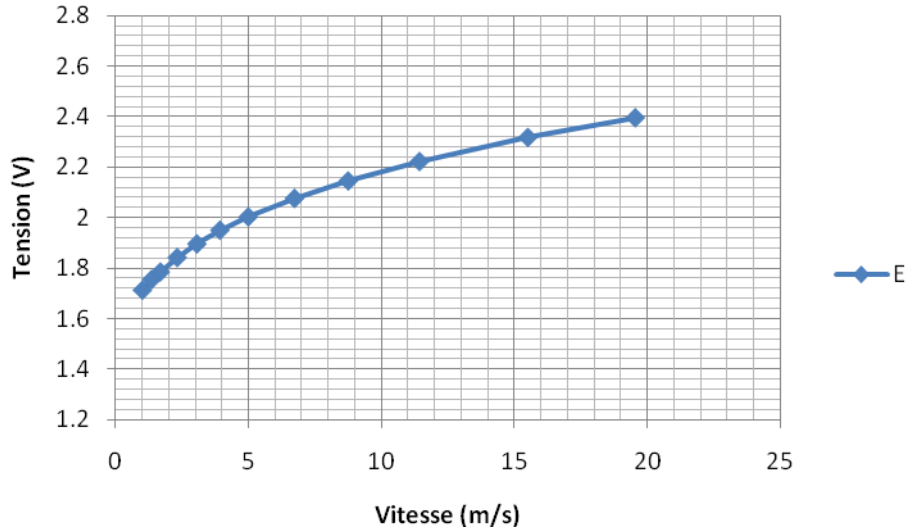


Fig.3.4 Variation de tension en fonction de la vitesse.

Pour mesurer la vitesse dans un écoulement bidimensionnel, il faut utiliser une sonde avec deux fils chauds croisés. Habituellement les deux fils sont croisés à 45°. Dans cette étude on utilise la sonde de DANTEC 55P61 qui permet de mesurer les angles de -45° à +45° pour les vitesses de vent jusqu'à 50 m/s. Le plan de mesure défini par les fils est perpendiculaire à l'axe de la sonde. Le diamètre du fil est de 5µm et sa longueur est de 2mm.

Etant donné qu'on mesure la vitesse et sa direction, il faut effectuer un étalonnage directionnel en plus de l'étalonnage des vitesses. Le fabricant de la sonde propose de faire cet étalonnage pour une seule vitesse. Malheureusement, cette simple démarche donne des résultats aberrants, notamment quand les vitesses varient beaucoup durant les essais. Pour cette raison, on adopte la méthode proposée par Bruun [16] qui a montré pour la sonde DANTEC 55P51, qu'il existe une seule relation entre les tensions des fils E_1 et E_2 d'une part, et la vitesse V et sa direction θ d'autre part. L'étalonnage de la sonde est donc basé sur les équations suivantes :

$$E_1^2 = A_1(\theta) + B_1(\theta)V^{n_1(\theta)} \quad (3.16)$$

$$E_2^2 = A_2(\theta) + B_2(\theta)V^{n_2(\theta)} \quad (3.17)$$

Pour étalonner la sonde, on fixe d'abord l'angle de direction θ . Pour cet angle on fait l'étalonnage afin d'obtenir les coefficients A , B et n pour les deux fils. Ensuite, on fait varier l'angle de la sonde de -40° à +40° et on obtient les caractéristiques directionnelles des coefficients A , B et n . A titre d'exemple sur la fig.3.5 sont représentées les caractéristiques d'une sonde utilisée dans cette étude.

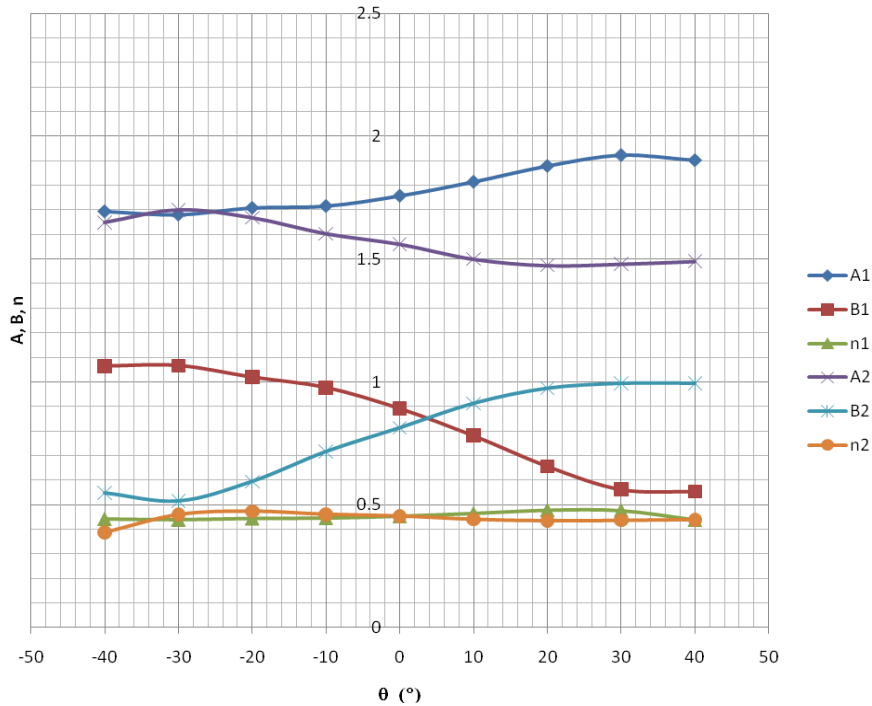


Fig.3.5 Variation des coefficients de l'équation de King en fonction de la direction.

Le calcul des vitesses à la base des équations (3.16) et (3.17) est itératif. Dans la première itération on suppose que l'angle θ est nul et à partir des tensions mesurées E_1 et E_2 on obtient les vitesses V_1 et V_2 . Pour l'itération suivante, à partir de vitesses obtenues on calcule l'angle de la direction θ et on obtient les valeurs de A , B et n correspondantes. La méthode est stable et après quelques itérations on arrive à un écart négligeable entre les valeurs de deux itérations consécutives.

3.4 . Résultats expérimentaux

3.4.1 Banc d'essais

L'étude expérimentale est menée sur l'éolienne Rutland installée dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech. Le rotor de l'éolienne testée est tripale avec un diamètre de 500 mm. La corde du profil est de 68 mm au pied et de 48 mm à l'extrémité de la pale. Les pales ne sont pas vrillées et l'angle de calage est de 10° . Durant toutes les mesures avec l'anémométrie fil chaud, la vitesse de rotation est de 1050 tr/min pour une vitesse d'écoulement à l'amont de 9.3 m/s. Le nombre de Reynolds, calculé à partir de la corde située à $0.7R$ et de la vitesse relative au profil, varie entre 90 000 et 130 000.

L'étude est menée avec l'anémomètre Streamline de DANTEC. L'anémomètre peut gérer simultanément trois fils chauds et peut contrôler l'acquisition des données ainsi que le déplacement de la sonde. Par ailleurs la température de l'écoulement est

mesurée par une sonde, qui permet de corriger les variations lentes de température de l'air venant de la dissipation de l'énergie dans la soufflerie.

3.4.2 L'étude du sillage proche.

La première série de mesure est effectuée afin de mieux comprendre la structure de sillage. La sonde est placée au rayon $0.7R$ derrière le rotor et les mesures sont prises pour quatre points à différentes distances de $0.0027D$, $0.046D$, $0.064D$ et $0.082D$, voir fig.3.6.

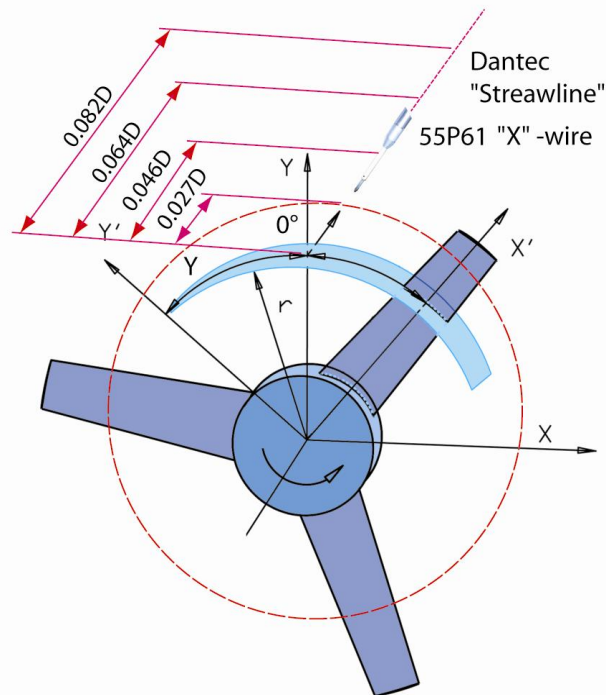


Fig.3.6 Schéma de mesure des vitesses à l'aval de l'éolienne Rutland 503.

La sonde utilisée est la sonde 55P61, muni de deux fils croisés. Le plan de mesure est un plan perpendiculaire à l'axe Y qui passe par le point de croisement de fils. Cette position permet de mesurer la vitesse tangentielle et la vitesse axiale. On suppose aussi que la composante radiale de la vitesse est négligeable par rapport à ces deux vitesses, voir Vermeer [104].

La cadence d'acquisition des mesures fil chaud est synchronisée avec la rotation de la pale. Cette cadence permet de mesurer la vitesse axiale et tangentielle derrière le rotor tous les $0,5^\circ$. A chaque position de la sonde on enregistre des mesures durant 200 tours. Comme l'algorithme d'étalonnage de la sonde est très compliqué, les données sont traitées après l'essai. Le signal venant du marqueur de passage de la pale permet de relever le début et la fin de chaque tour. Pour chaque rotation les mesures sont réparties uniformément tous les $0,5$ degré de la position azimutale du rotor. Ainsi pour chaque tour, on a 720 valeurs de la vitesse axiale et tangentielle. Les résultats moyens pour chaque position angulaire de la pale sont obtenus comme la somme arithmétique des vitesses mesurées divisée par le nombre de tours

$$\bar{V}_{\theta_i} = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K V_{\theta_i,j} \quad (3.18)$$

Dans cette formule θ_i est la position azimutale de la pale, j est l'index du tour et K est le nombre total de tours effectués par le rotor durant les mesures, voir Bruun [16] et Bendat [8]. Pour définir les pulsations de la vitesse on utilise l'expression :

$$v^2_{\theta_i} = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K (V_{\theta_i,j} - \bar{V}_{\theta_i})^2 \quad (3.19)$$

Les résultats pour les vitesses axiales et tangentielles adimensionnelles sont représentés sur la fig.3.7. L'angle azimutal zéro est exactement dans l'axe de la pale de référence.

La vitesse axiale du fluide diminue après son passage au travers du rotor par rapport à la vitesse à l'infini. Autour de sa valeur moyenne, elle subit un saut positif et un saut négatif au moment du passage de la pale. Les positions azimutales des ces sauts ne changent pas avec l'éloignement du plan du rotor, mais l'intensité des sauts diminue. Ces fluctuations de vitesse sont dues au champ de vitesse induite créée par le tourbillon attaché à la pale.

Selon la théorie de Froude-Rankine généralisée, si le rotor fournit l'énergie à l'écoulement, à la sortie du rotor, le fluide tourne dans la direction de rotation de ce dernier : c'est le cas d'une hélice d'avion. Par contre, dans notre cas, le fluide entraîne le rotor qui transforme l'énergie cinétique du fluide en énergie mécanique. Alors, le sens de rotation du fluide à l'aval est opposé à la rotation du rotor et la valeur moyenne de la vitesse tangentielle est négative.

La vitesse tangentielle subit des sauts négatifs, correspondant au passage de la pale, et des sauts positifs. Les positions azimutales de ces dernières s'écartent au fur et à mesure avec l'éloignement du plan du rotor, fig.3.7.

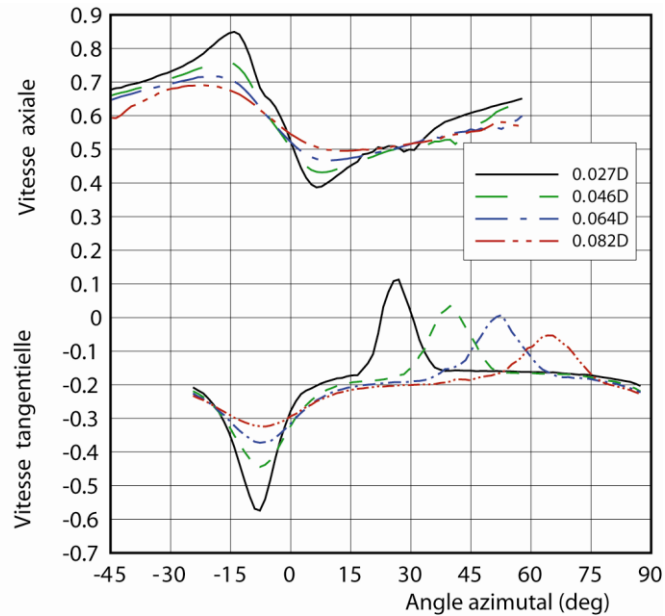


Fig.3.7 Vitesses adimensionnelles axiale et tangentielle à l'aval de l'éolienne Rutland 503 à R=0,7

La variation des vitesses axiales et tangentielles semble un peu compliquée, pourtant un modèle tourbillonnaire très simple permet de bien comprendre l'écoulement dans le sillage. Dans le modèle tourbillonnaire, les pales sont remplacées par les tourbillons fixés aux pales, voir fig.3.8. Comme ces tourbillons doivent être fermés, selon le théorème de Helmholtz à partir des extrémités se crée le sillage libre. Pour simplifier encore la représentation du sillage libre, les tourbillons hélicoïdaux issus de pales sont remplacés par des lignes droites du côté du pied de pale avec une série de tourbillons annulaires du côté de l'extrémité de pale. La vitesse dans un point de l'écoulement est considérée comme étant la somme de la vitesse à l'infini, l'ensemble des vitesses induites par les pales, les tourbillons annulaires et les lignes droites tourbillonnaires :

$$\vec{V} = \vec{V}_{\infty} + \vec{V}_{pale} + \vec{V}_{annulaires} + \vec{V}_{linéaires} \quad (3.20)$$

Si on est proche de la pale, les vitesses induites par les tourbillons attachés aux autres pales voisines sont négligeables. D'autre part, les tourbillons annulaires induisent les vitesses axiales et radiales. Loin de l'extrémité de la pale, les composantes radiales sont faibles par rapport aux vitesses axiales et peuvent être négligées. Finalement les tourbillons linéaires n'induisent que des vitesses tangentielles. Puisque la composante de vitesse radiale est faible, l'écoulement dans une surface cylindrique centrée sur l'axe du rotor peut être représenté par un écoulement plan, exactement comme dans le cas des turbomachines axiales.

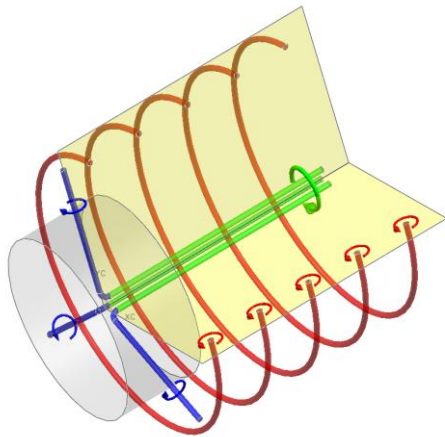


Fig.3.8 Modèle tourbillonnaire simplifié du rotor éolien

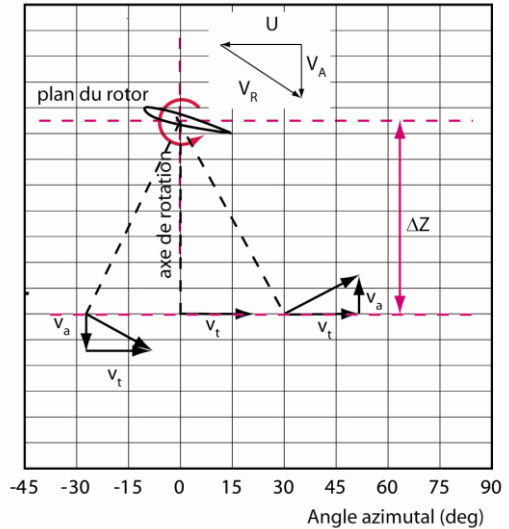


Fig.3.9 Vitesses axiale et tangentielle induites par le tourbillon attaché à la pale

Le schéma sur la fig.3.9 représente les vitesses axiales et tangentielles induites par le tourbillon lié à la pale. Avant le passage de la pale devant la sonde fil chaud, la vitesse axiale induite est dans le sens de l'écoulement et a donc pour effet l'augmentation de la vitesse totale. Derrière la pale, quand l'angle azimutal est nul, la vitesse induite axiale devient nulle. Après le passage de la pale devant la sonde fil chaud la vitesse induite s'oppose à la vitesse à l'infini et ralenti l'écoulement. La vitesse induite tangentielle est toujours négative et prend sa valeur maximale durant le passage de la pale.

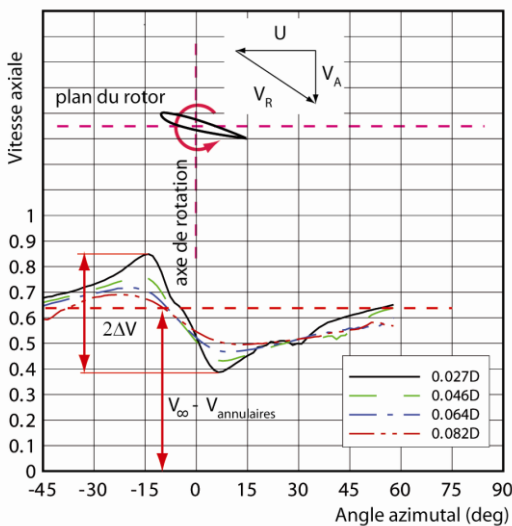


Fig.3.10 Vitesse adimensionnelle axiale à l'aval du rotor

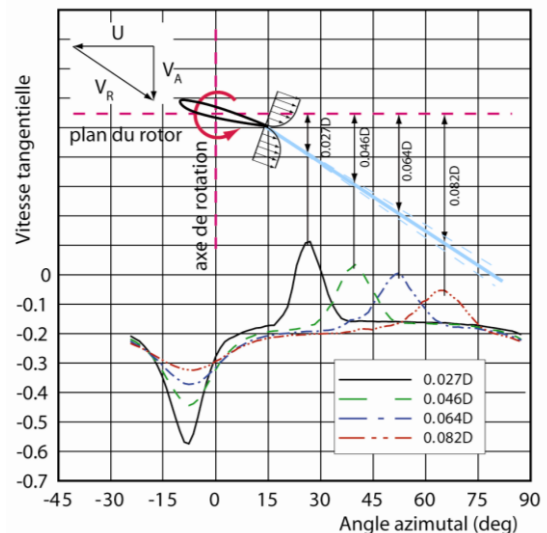


Fig.3.11 Vitesse tangentielle adimensionnelle à l'aval du rotor

Sur la fig.3.10, on représente la variation de la vitesse axiale à l'aval du rotor. Selon le modèle tourbillonnaire, la vitesse moyenne axiale est la somme de la vitesse à

l'infini et de la vitesse induite par la série de tourbillons annulaires qui ralentissent l'écoulement.

$$V_A = V_\infty - V_{\text{annulaires}} \quad (3.18)$$

Les perturbations de la vitesse axiale mesurée par le fil chaud sont liées au passage de la pale. Le tourbillon attaché à la pale dans ce plan est représenté comme un tourbillon bidimensionnel et la perturbation qu'il crée est égale à :

$$V_{\text{pale}}(\theta) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r\theta}{z^2 + r^2\theta^2} \quad (3.19)$$

Ici $r\theta$ est la coordonnée circonférentielle et z est la distance entre le plan de la rotation et le plan de mesure. L'extremum de l'éq.(3.19) est atteint quand la distance axiale est égale à la distance circonférentielle, ici le saut de la vitesse axiale est égale à :

$$\Delta V = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{1}{z} \quad (3.20)$$

Cette équation montre que la vitesse induite axiale et tangentielle est inversement proportionnelle à la distance. Les résultats expérimentaux confirment bien ce résultat théorique, voir fig.3.12.

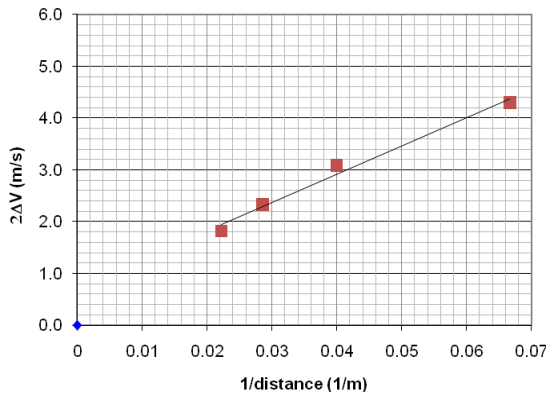


Fig.3.12 Saut de la vitesse axiale à l'aval du rotor

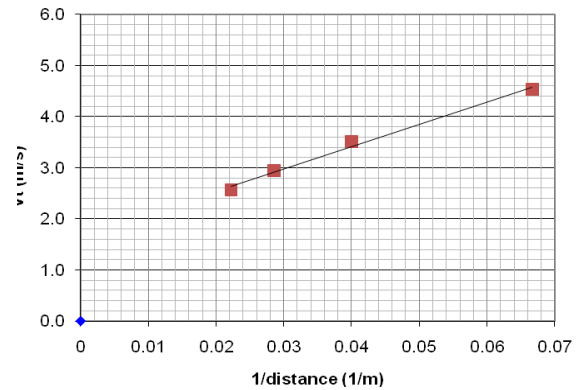


Fig.3.13 Saut de la vitesse tangentielle à l'aval du rotor

La même conclusion peut être faite concernant les vitesses tangentielles induites par le tourbillon attaché à la pale. Ici la vitesse tangentielle maximum induite est égale à :

$$V_{t\text{max}} = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{z} \quad (3.21)$$

Les résultats expérimentaux confirment cette relation théorique, voir fig.3.13.

Si, l'origine du saut négatif de la vitesse tangentielle fig.3.11 est potentielle, le saut positif qui a lieu après le passage de la pale a un caractère complètement visqueux. Le saut positif joue un rôle négatif étant donné qu'il diminue la puissance mécanique du rotor. Ce saut est créé par le sillage visqueux derrière la pale. Ce sont les couches limites de l'extrados et de l'intrados du profil qui sont à l'origine de ce sillage.

L'examen de la fig.3.11 montre que la position angulaire des sauts potentiels dépend uniquement de la position angulaire de la pale. En effet, quelque soit la distance axiale z à l'aval du rotor, les sauts ont la même position angulaire. Au contraire, le sillage visqueux se déplace dans la direction du vent relative et avec l'éloignement du plan de mesure à partir du rotor, le saut arrive avec un délai, voir le schéma présenté sur fig.3.11.

3.4.3 Exploration de champs de vitesse à la sortie du rotor

Après la première étude destinée à relever les différentes sources de perturbation de l'écoulement, une étude plus approfondie a été mise au point. Dans cette étude, on explore le champ de vitesse immédiatement derrière le rotor dans un plan situé à $0.02D$ (10mm) du plan de rotation. La sonde est placée dans la direction radiale et les mesures sont faites toutes les 10 mm.

Le champ de vitesse axiale est représenté sur la fig.3.14. Les trois bandes radiales en couleur rouge-orange représentent le saut positif de la vitesse axiale induit par l'arrivée de la pale. La vitesse maximum ici est presque égale à la vitesse à l'infini. Le saut positif est suivi immédiatement par le saut négatif. On note que la vitesse n'est pas vraiment régulière, ce qui est dû au sillage visqueux derrière le bord de fuite de la pale. Il est également évident que l'écoulement est décroché sur les premiers 15% de la partie interne de la pale car le saut négatif a disparu.

Le point de fonctionnement de l'éolienne correspond à une charge aérodynamique du rotor importante et en conséquence le diamètre du sillage s'agrandit. Néanmoins on peut observer la présence de tourbillons marginaux par l'augmentation de la vitesse, immédiatement après le passage de la pale et qui se situe dans un segment étroit à l'extrémité du champ mesuré.

Concernant la vitesse tangentielle représentée sur la fig.3.15, on voit que le passage de la pale et le saut négatif lié à ce passage sont bien indiqués. Immédiatement, le sillage visqueux perturbe l'écoulement et ralentit la rotation du fluide. Il est à noter que ce ralentissement diminue la puissance mécanique du rotor.

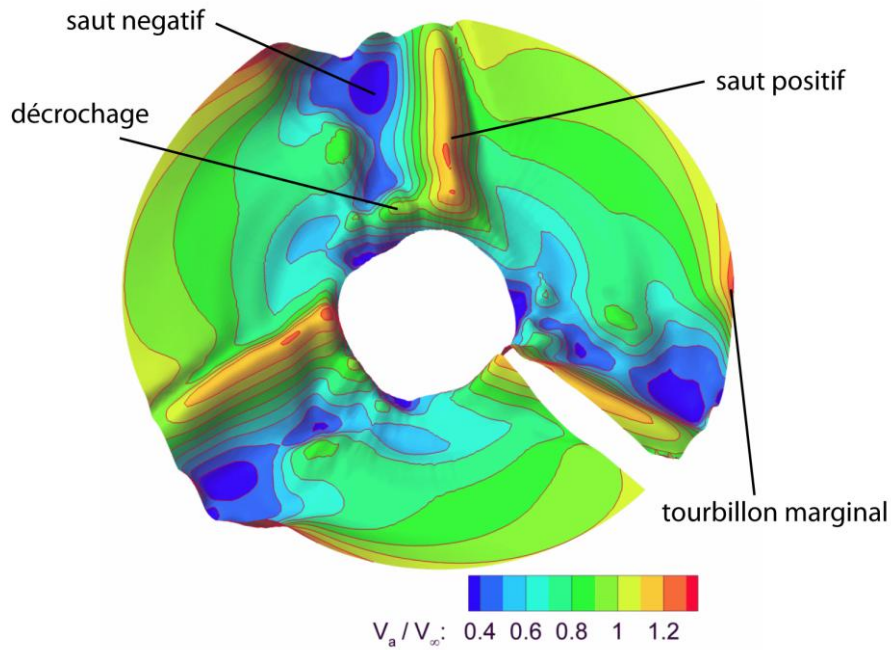


Fig.3.14. Vitesse axiale à l'aval du rotor

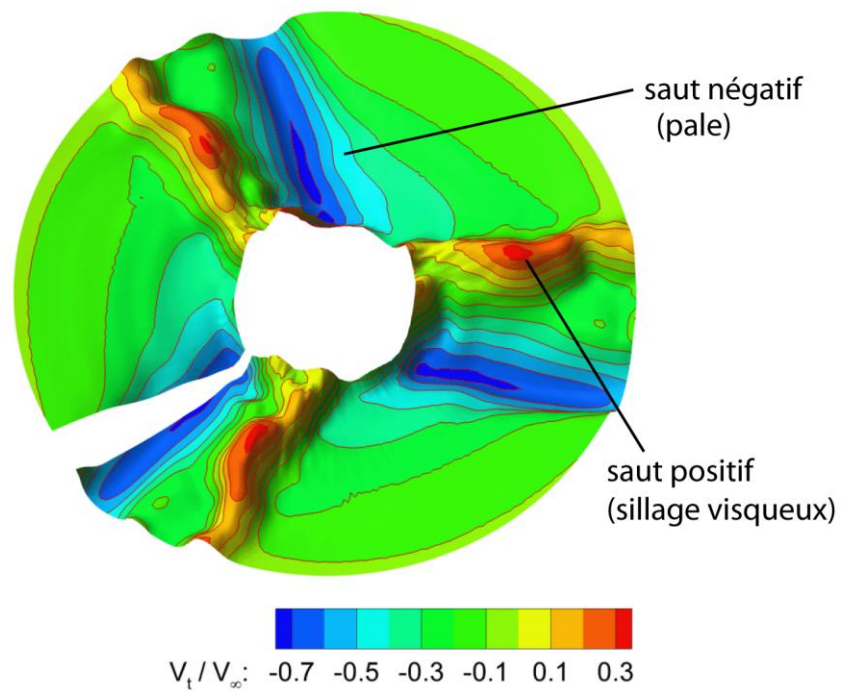


Fig.3.15. Vitesse tangentielle à l'aval du rotor

Pour montrer les perturbations dans l'écoulement apportées par le sillage visqueux venant du bord de fuite des pales, on représente la vitesse tangentielle colorée par les pulsations de la vitesse de l'écoulement, fig.3.16. Le système de coordonnées est $r-\theta$ et le sillage de la pale est toujours représenté pour un angle $\theta=const$. Le saut positif

de la vitesse tangentielle et le pic des pulsations de la vitesse sont confondus. Il est évident que ces pulsations sont liées avec les couches limites et les sillages venant du bord de fuite. L'ordre de grandeur des pulsations de l'écoulement est très important : près de 40%. Néanmoins, le reste du fluide qui passe à travers le rotor garde un taux de pulsations au-dessous de 4%, voir fig.3.17.

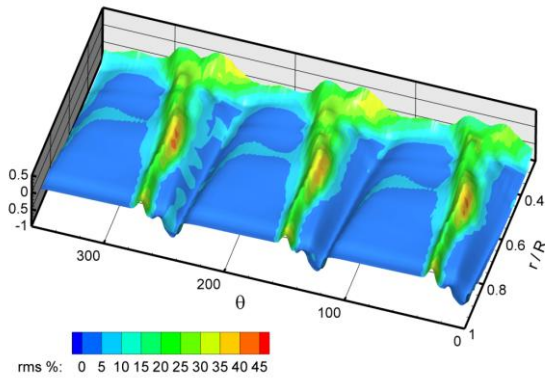


Fig.3.16 Vitesse tangentielle coloriée par les pulsations de l'écoulement

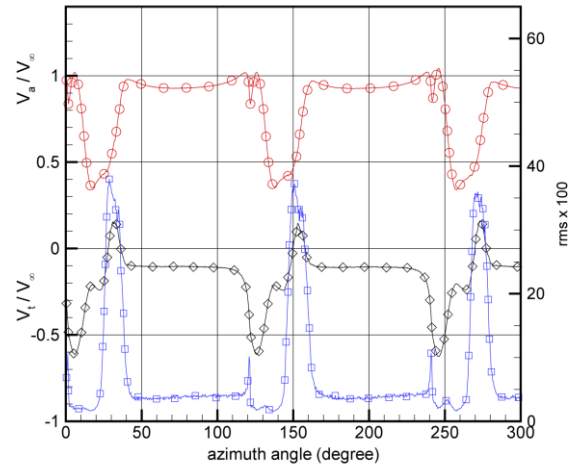


Fig.3.17 Vitesses tangentielle, vitesse axiale et pulsations de l'écoulement à 0.7R

3.4.4 Exploration de champ de vitesse dans le sillage lointain

Pour compléter l'étude du sillage à l'aval du rotor avec l'exploration du sillage lointain, des mesures supplémentaires sont prises dans quinze plans perpendiculaires à l'axe de rotation. Ces plans sont situés aux distances axiales $z/D = 0,08, 0,125, 0,16, 0,25, 0,375, 0,5, 0,75, 1,0, 1,25, 1,5, 2,0, 2,5, 3,0, 4,0, 5,0$. À chaque plan les mesures sont effectuées aux rayons $r/D = 0,15, 0,2, 0,25, 0,3, 0,35, 0,4, 0,45$ et $0,48$. Une partie des résultats de l'exploration est représentée, pour la vitesse axiale sur la fig.3. 18, et pour la vitesse tangentielle, sur la fig.3.19. En raison de non visibilité, la représentation de certains plans est omise.

Sur le champ de vitesse axiale on voit bien la présence du passage des pales. L'influence de pales ne change pas sa position azimuthale et diminue proportionnellement à $1/r$. On peut noter qu'après une distance de deux diamètres, la présence des pales disparaît et le champ de vitesse est moyenné dans la direction circonférentielle. Par contre, les tourbillons marginaux issus d'extrémités des pales peuvent être observés à une distance supérieure de $2D$. Les vitesses induites par ces tourbillons visualisent bien les hélicoïdes qui suivent la vitesse relative de l'écoulement.

Sur le champ de vitesse tangentielle on voit bien que les vitesses induites par les tourbillons liés aux pales ne changent pas leurs positions azimutales. Par contre les nappes tourbillonnaires issues du bord de fuite des pales suivent l'écoulement relatif.

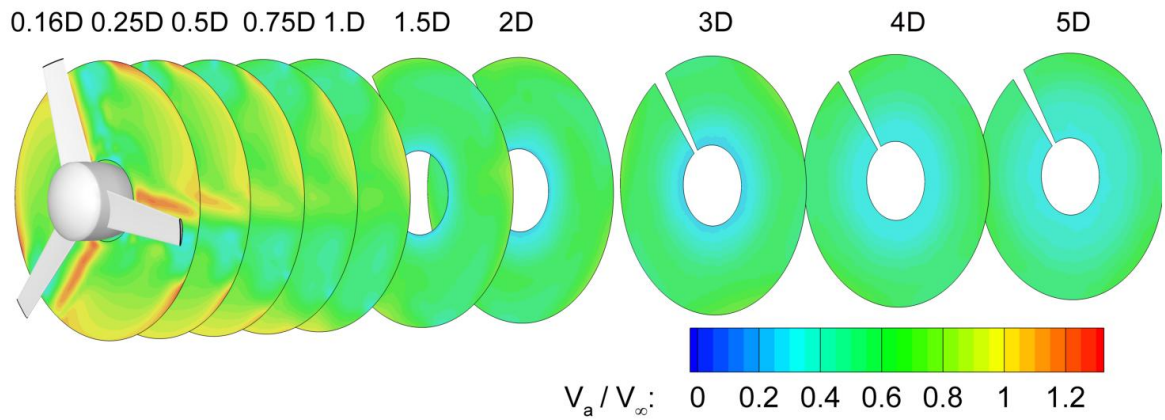


Fig.3.18 Vitesse axiale dans le sillage lointain

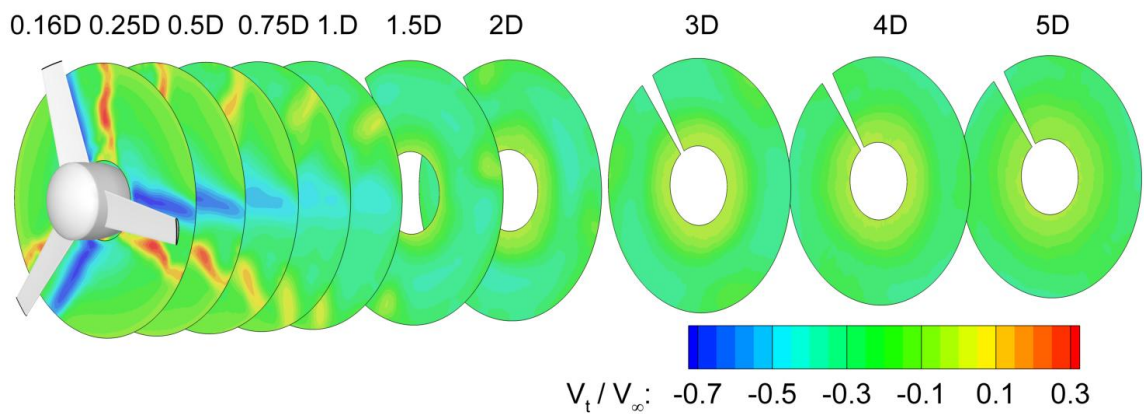


Fig.3.19 Vitesse tangentielle dans le sillage lointain

Une vision plus précise sur le développement du sillage est représentée sur les fig.3.20 et fig.3.21. On peut observer comment les perturbations de l'écoulement s'atténuent. En effet, la distance de 1,5D est la dernière où on peut remarquer les irrégularités de la vitesse dans le sens circumférentiel.

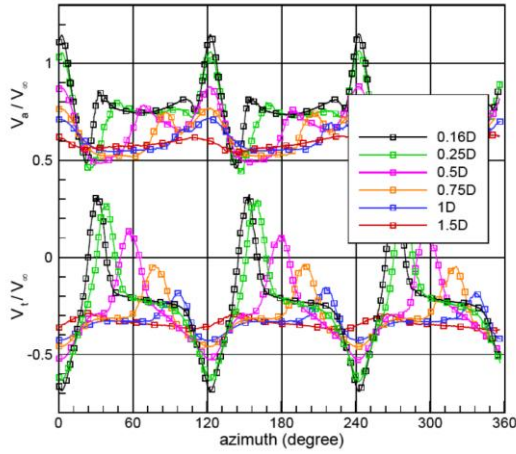


Fig.3.20 Vitesses tangentielle et axiale de l'écoulement à l'aval du rotor à 0.5R

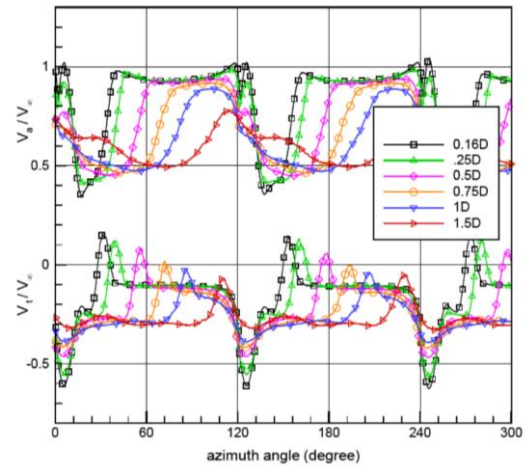


Fig.3.21 Vitesses tangentielle et axiale de l'écoulement à l'aval du rotor à 0.7R

Pour compléter les études de sillage lointain, une mesure de champ de vitesse totale dans un repère fixe a été effectuée. Ce champ de vitesse, coloré par les fluctuations de vitesse est représenté sur la fig.3.22. On voit comment le sillage s'élargi et comment la vitesse moyenne augmente le long de la veine, à l'aval du rotor. Il est à noter que les pulsations de l'écoulement sont plus importantes dans la zone de mélange du sillage avec l'écoulement externe.

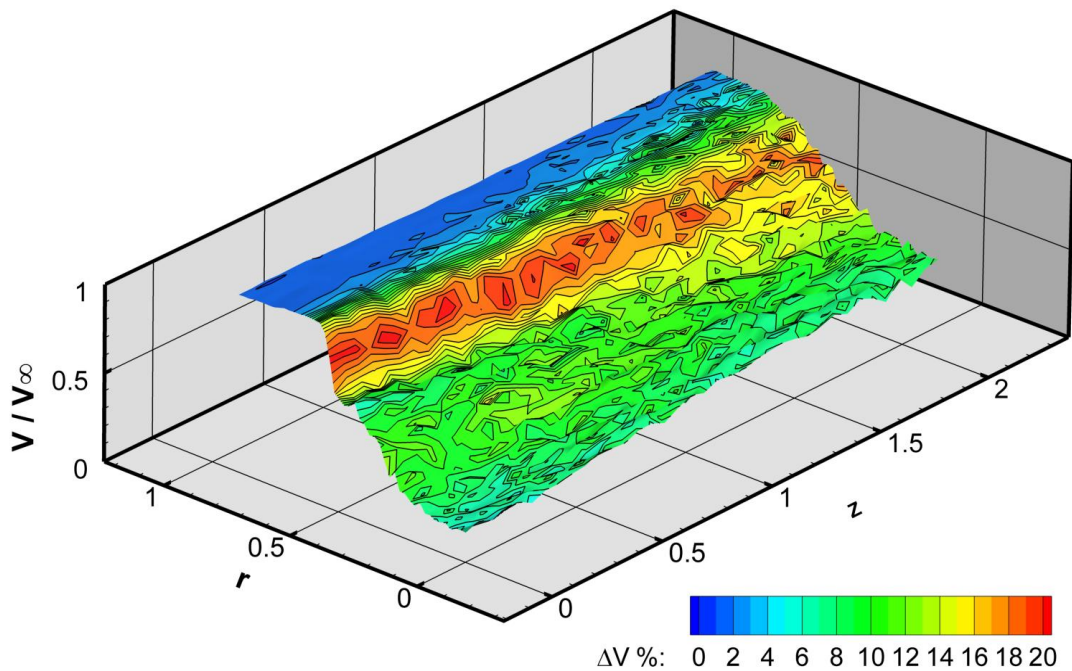


Fig.3.22 Vitesse totale, coloriée par les pulsations de l'écoulement

3.5 . Conclusion

Dans ce chapitre on a exposé l'étude du sillage proche et lointain à l'aval d'un rotor éolien. Pour mener cette étude, un banc d'essai a été mis en point dans la soufflerie des Arts et Métiers-ParisTech. Ce banc d'essai est composé d'une éolienne munie d'un générateur de signaux. Celui-ci permet la synchronisation de l'acquisition des données et de la rotation du rotor avec une précision de 0.5° . Un logiciel spécialement développé a permis le déplacement du robot-explorateur par la chaîne fil chaud Streamware 90N100 de DantecDynamics.

La première série de mesures de cette étude, dans le sillage proche, a permis de mettre en évidence l'origine des fluctuations du champ de vitesse axiale et tangentielle. On a repéré que l'origine des fluctuations, qui ne changent pas ses positions azimutales est lié avec la vorticité de pales. L'amplitude de ces fluctuations est inversement proportionnelle à la distance. Par contre les fluctuations qui se déplacent dans la direction de la vitesse relative viennent du bord de fuite de pales. Ces fluctuations sont li es avec les couches limites d velopp es sur la surface de pales. Il est à noter que les rms pulsations de l'écoulement atteignent 40% dans le sillage visqueux, tandis que pour le reste de l'écoulement, elles sont de l'ordre de 4%.

La deuxième série de mesures a été men e à l'aval du rotor dans le sillage proche et lointain. Cette étude a tout d'abord permis de compléter la base des données PIV qu'on crée pour valider la modélisation hybride. L'individualité des pales, présente jusqu'à 2D derrière le rotor, est également mise en évidence. Après cette distance l'individualité des tourbillons marginaux est uniquement pr sent e, le champ de vitesse est moyenné dans le sens circonferentiel.

Chapitre 4 Etude de l'écoulement autour des profils d'une pale tournante

4.1 Introduction

Dans ce chapitre on étudie l'écoulement autour des profils des pales de rotors en rotation. Le but de cette étude est de créer une base de données servant à obtenir les caractéristiques des profils tournants et à valider le modèle hybride.

Plusieurs théories aérodynamiques pour l'analyse de l'écoulement au travers des rotors utilisent les caractéristiques aérodynamiques des profils. Ces caractéristiques permettent de calculer les efforts appliqués par le vent sur les éléments de la pale. Habituellement, les coefficients de portance et de traînée en fonction de l'angle d'incidence viennent d'essais de profils en soufflerie. Par ailleurs, il est connu que la rotation du rotor peut avoir un effet sur les coefficients aérodynamiques. Contrairement au profil d'une aile fixe, dans le cas de la pale tournante, la couche limite est soumise aux forces centrifuges et à la force de Coriolis. En conséquence, le décrochage apparaît pour un angle d'incidence plus élevé et devient moins brusque, notamment pour les profils au pied de la pale, voir Tangler [100]. Ainsi, pour améliorer la précision de calcul, il est indispensable d'utiliser les caractéristiques aérodynamiques du profil en rotation, parfois appelées «polaire tournante».

Il existe différentes théories permettant de calculer la polaire tournante à base d'une correction de la polaire 2D du profil, voir Linderburg [59]. Malheureusement, les résultats obtenus à l'aide de ces théories ne sont pas toujours satisfaisants et ne permettent pas d'atteindre la précision voulue. En conséquence, la voie expérimentale reste encore à exploiter afin d'obtenir ces caractéristiques.

Actuellement, la méthode expérimentale est basée sur la mesure de la pression statique sur plusieurs coupes le long de la pale et sur la mesure de la pression dynamique en amont de chacune de ces coupes. Cette méthode peut être appliquée aux rotors équipés de pales assez larges, ayant suffisamment de place pour embarquer un capteur de pression et les tubes correspondants à ces différentes prises de pression. Par ailleurs, la tâche devient encore plus difficile, étant donné que la vitesse de référence doit être mesurée suffisamment à l'amont du profil où l'écoulement est peu perturbé.

Au vu de ces difficultés, pour mesurer les pressions sur une pale en rotation et pour obtenir la direction du vent en amont du profil, cette méthode s'avère très coûteuse et les polaires tournantes n'existent que pour quelques profils ; Hand et al [45], Maeda et al [64, 65] et Snel et al [88].

Le développement des techniques de mesures non-intrusives, telles que LDA et PIV, permet d'obtenir le champ de vitesse autour d'une pale en rotation. Cette technique

a été appliqué pour l'étude du sillage derrière le rotor de l'hélicoptère [9], d'une hélice marine [26], [40]. L'examen de la bibliographie montre qu'il y a peu d'études de l'écoulement au travers d'un rotor éolien faisant appel à cette technique d'exploration. La plupart des équipes travaillent sur l'exploration PIV du sillage éolien, par exemple Grant [42, 43 et 44], Liu et al [60], Massouh et Dobrev [36], Snell et al [88], Sato [82], Whale [108, 109] et seulement deux équipes ont travaillé sur l'exploration de l'écoulement autour du profil de pale tournante.

Dans la première étude, présentée par Smith et al [87], les auteurs ont étudié le sillage tourbillonnaire derrière le rotor et le champ de vitesse autour du profil de la pale. Ainsi, ces auteurs ont évalué la répartition de la circulation le long de la pale, l'angle d'incidence est donné à titre indicatif, mais les auteurs ne précisent pas comment cet angle est obtenu.

Un autre travail consacré à l'étude de champ de vitesse autour d'une pale d'éolienne est celui de Maeda et al [64]. Dans ce travail, les auteurs exposent la répartition de la circulation le long de la pale, basée sur les vitesses obtenues à l'aide de LDA. La répartition de pression est également mesurée pour 5 sections différentes de la pale. Les caractéristiques aérodynamiques des profils sont déterminées à partir des mesures de pression.

Le travail présenté ici est la suite des études du sillage tourbillonnaire à l'aval des rotors éoliens, Massouh & Dobrev [69] et Dobrev et al [27]. L'objectif visé consiste à développer une méthode de calcul des coefficients aérodynamiques du profil tournant. Ces coefficients sont indispensables lors de modélisation hybride. De plus les champs de vitesse autour de profil, obtenus durant les essais, permettent d'établir une base de données utiles pour la validation de la modélisation hybride proposée.

Dans ce travail on adopte une méthode de l'extraction des caractéristiques aérodynamiques des profils basées sur l'analyse du champ de vitesse autour des profils de la pale en rotation ; champ obtenu par mesures PIV. La force aérodynamique appliquée au profil est obtenue en se basant sur le théorème de Kutta-Joukowski, et à partir de la circulation autour du profil.

La vitesse de référence qui sert à calculer les coefficients aérodynamiques est déterminée à partir de la vitesse mesurée en amont du profil et de la composante périphérique de rotation de la pale. Une correction est appliquée pour tenir compte des perturbations dues à la vitesse induite par le profil.

Le calcul est fait pour différents points de fonctionnement de l'éolienne, ce qui permet d'établir la variation du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence. Enfin, pour valider la méthode, la puissance calculée à l'aide de la circulation est comparée avec la puissance mécanique directement mesurée sur l'arbre de l'éolienne.

4.2 Etude expérimentale

4.2.1 Banc d'essais

L'étude expérimentale est menée sur l'éolienne Rutland installée dans la soufflerie d'Arts et Métiers – ParisTech. Le rotor de l'éolienne testée est tripale avec un diamètre de 500 mm. La corde du profil est de 68 mm au pied et de 48 mm à l'extrémité de la pale. Les pales ne sont pas vrillées et l'angle de calage est de 10° .

Durant les essais, la vitesse de rotation varie de 1200 tr/min à 1800 tr/min pour une vitesse d'écoulement de 9.3 m/s. Le nombre de Reynolds, calculé à partir de la corde située à $0.7R$ et de la vitesse relative au profil, varie entre 90 000 et 130 000.

Le rotor est installé sur un arbre, qui est couplé avec un générateur de courant continu. La charge du rotor est contrôlée à l'aide d'un rhéostat connecté aux bornes de ce dernier. Le couplage entre l'arbre du rotor et le générateur est réalisé par l'intermédiaire d'un couplemètre qui permet de mesurer le couple mécanique et d'émettre un signal carré pour chaque degré. Un dispositif avec un codeur optique, qui vise une cible tournante sur l'arbre, permet de localiser le passage de la pale prise comme référence. Ainsi, en comptant le nombre de signaux carrés, venant du couplemètre, après le passage du signal de référence, on peut connaître la position angulaire du rotor avec une précision de 1° . L'acquisition des données issues des codeurs est faite à l'aide d'une carte d'acquisition, qui émet un signal TTL servant à déclencher les mesures PIV pour une position azimuthale bien définie du rotor.

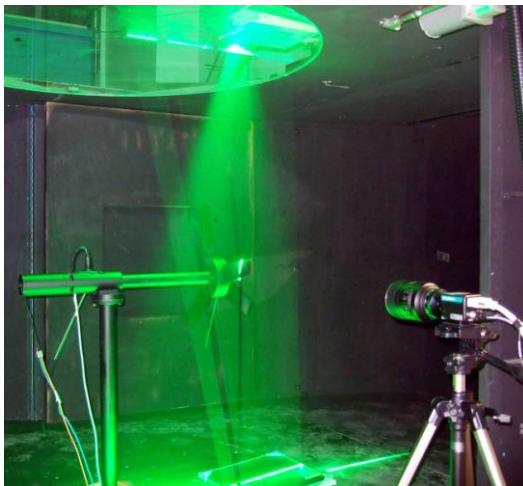


Fig.4.1. Banc d'essais

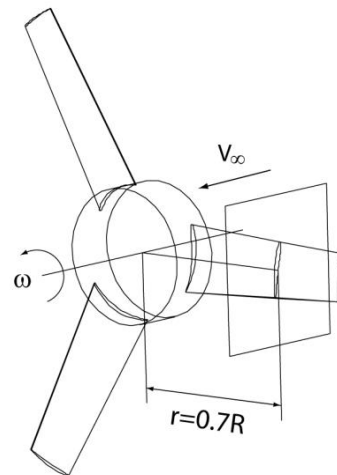


Fig.4.2. Plan d'exploration

Le système PIV est géré par le logiciel de Dantec DynamicsStudio 2.21. La prise d'images s'effectue en mettant en œuvre un laser (Litron Nano-L 200-15) d'une

puissance de 200 mJ, une camera de 2048x2048 px (Dantec FlowSense 4M, objectif Nikkor AF-S 105 mm f/2.8G ED IF), une carte "frame grabber" et un système de synchronisation. Ce dernier synchronise la prise d'images et flashes lasers avec la position de la pale. L'ensemencement de l'écoulement est fait de micro-gouttelettes d'huile d'olive créées par un générateur de brouillard (10F03 de DANTEC).

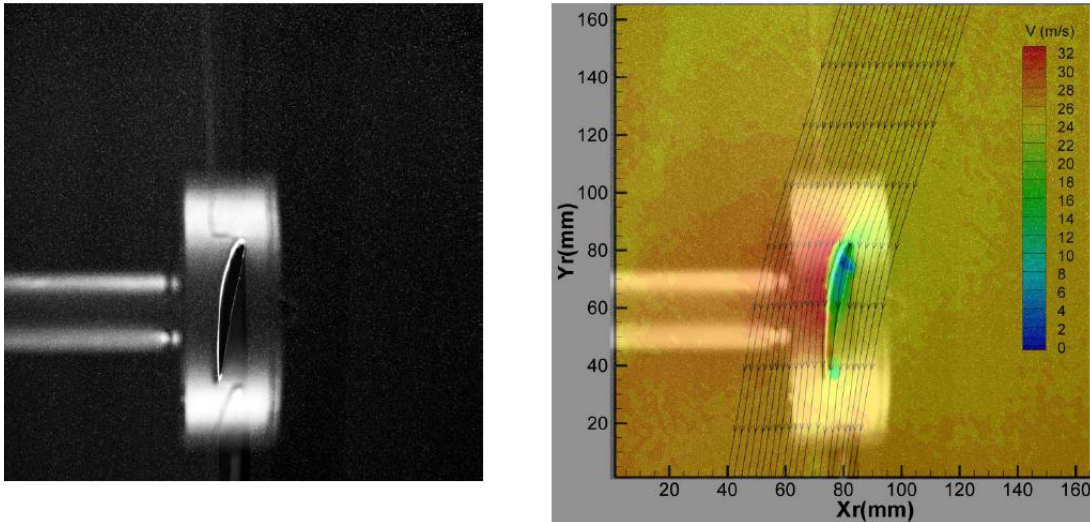


Fig.4.3. Image brute et champ de vitesse relative autour du profil

4.2.2 Prise et traitement numérique des images

Afin d'établir la courbe "coefficient de portance-angle d'incidence", la vitesse de rotation du rotor varie entre 1200 tr/min et 1800 tr/min, tout en gardant la vitesse à l'amont égale à 9,3 m/s. L'étude est menée en 9 points de fonctionnement du rotor et pour chaque point, une série de 200 images doubles est prise. Cette prise d'images est synchronisée avec la rotation du rotor et la chaîne PIV est déclenchée quand l'axe de la pale devient perpendiculaire au plan d'acquisition. Comme la nappe laser est normale à l'axe de la pale, un réflecteur optique est également associé afin de résoudre le problème d'ombre créé par le profil et pour éclairer le côté arrière. Pour diminuer les réflexions de rayonnement laser, toute la surface du rotor est recouverte d'une peinture noire mate.

En prenant en compte que la fréquence de la camera est 7 Hz, la prise d'image se fait tous les quatre tours. Le délai entre la première et la deuxième image de chaque paire d'images est réglé à 20 μ s. Cette valeur a été établie expérimentalement afin d'assurer la meilleure corrélation. La cross-corrélation avec adaptation est faite pour des fenêtres d'interrogation de 32x32 pixels et un chevauchement de 50%, ce qui assure une résolution spatiale de 1,23 mm. Les résultats fig.4.3 montrent une bonne corrélation sauf dans la région près des parois de la pale. Le champ de vitesse relative du vent par rapport à la pale est superposé sur l'image brute, ainsi que les lignes de courant. Malgré la saturation de l'image près du profil, le champ de vitesse est parfaitement exploitable étant donné que le contour d'intégration pour le calcul de la circulation est suffisamment éloigné.

Le traitement de l'ensemble des images PIV a permis d'établir une banque de données comportant les champs de vitesse instantanée et le champ de vitesse moyenne pour chacun des 9 points de fonctionnement du rotor. Le traitement des images est fait à l'aide de DynamicStudio de DantecDynamics. Les bons résultats peuvent être également obtenus à l'aide des méthodes présentées par [99] ou [108].

4.2.2.1 Ecoulement autour du profil

Le but des essais est d'obtenir suffisamment d'informations concernant le champ de vitesse autour du profil afin de calculer ses propriétés aérodynamiques. En effet, il est possible d'extraire les caractéristiques aérodynamiques directement à partir du champ de vitesse absolue. Sur les fig.4.4 à fig.4.5, on représente les résultats des essais typiques.

Sur le champ de vitesse absolue, fig.4.4, le débit du fluide entre deux lignes adjacentes est constant. Le nombre de lignes de courant à l'aval est moins grand qu'en amont : on voit que l'écoulement à travers le rotor est ralenti comme le prévoit la théorie de Froude-Rankine. De plus l'écoulement est dévié par les pales en sens opposé à la rotation, vers le bas, selon le théorème de conservation du moment cinétique. Aussi on note l'existence d'une zone de décollement au bord de fuite du profil. Ce décollement est une conséquence de l'épaisseur du profil au bord de fuite non nulle. La présence de ce sillage visqueux est également visible sur la fig.4.5, qui représente la vitesse relative autour du profil.

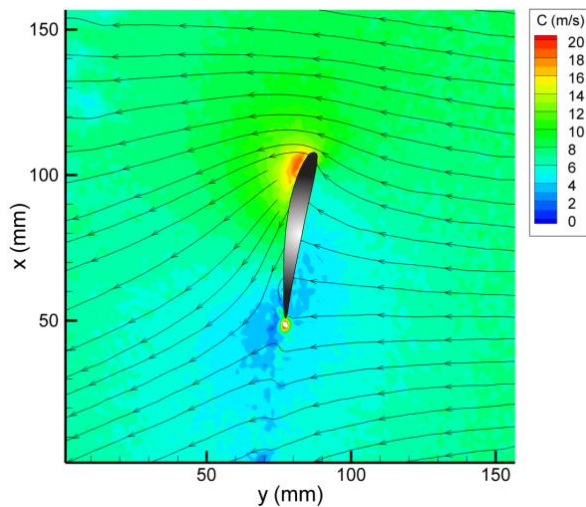


Fig.4.4 Vitesse absolue, $n=1200$ tr/min

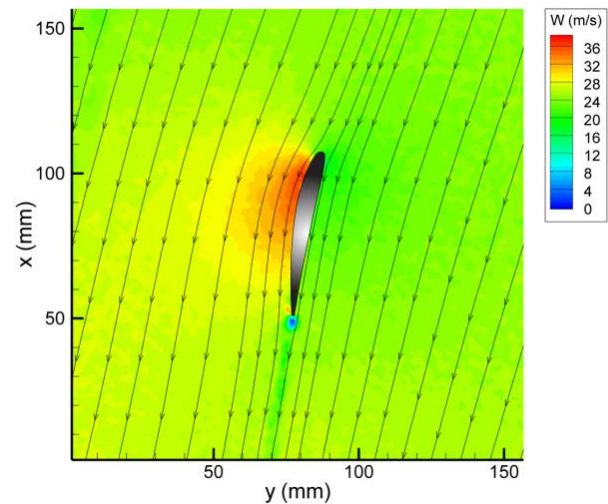


Fig.4.5 Vitesse relative, $n=1200$ tr/min

Les essais sont effectués pour trois rayons différents le long de la pale : $0,5R$, $0,7R$ et $0,9R$. Pour chaque série d'essais, on fait varier la vitesse de rotation du rotor de 1100 tr/min à 1800 tr/min pour une vitesse de vent à l'amont constante de 9.3 m/s. Etant donné que le moment d'inertie de rotor est important et la puissance du rotor faible, il est difficile d'obtenir une vitesse de rotation bien définie. En conséquence pour chaque série d'essais, les vitesses de rotation varient et on ne peut pas comparer directement les champs des vitesses.

4.2.2.2 Etude à $R=0,5$

C'est le rayon la plus proche du pied de la pale. Si on s'approche encore plus près du pied, la qualité d'image diminue en raison de la réflexion du rayonnement laser venant du moyeu. Ici, l'angle d'incidence du profil varie plus et devient plus important par rapport aux rayons proches de l'extrémité de la pale. Sur les fig.4.6 à fig.4.13 les champs de vitesse relative sont représentés. L'angle d'incidence diminue avec l'augmentation de la vitesse de la rotation. Pour les vitesses de rotation de 1114 tr/min et 1256 tr/min, l'écoulement est légèrement décollé de l'extrados, le point de décollement est situé à peu près à 80% de la corde. Pour ces vitesses, l'angle d'incidence est autour de 10° . Avec l'augmentation de la vitesse, cet angle diminue et pour la vitesse de rotation de 1790 tr/min il devient de 2° . Ainsi l'augmentation de la vitesse relative sur l'extrados du profil diminue, le décollement disparaît, mais le sillage visqueux du bord de fuite reste.

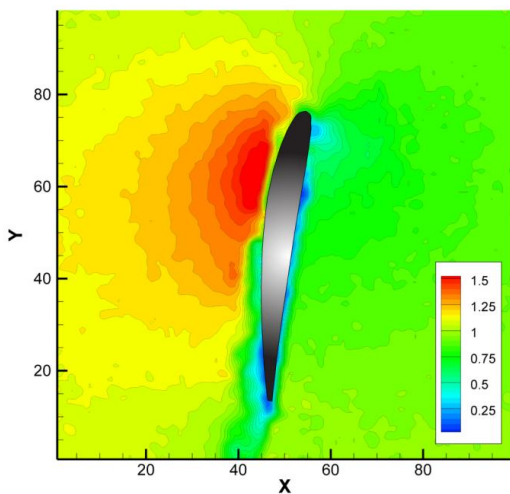


Fig.4.6 0.5 R, n=1114 tr/min

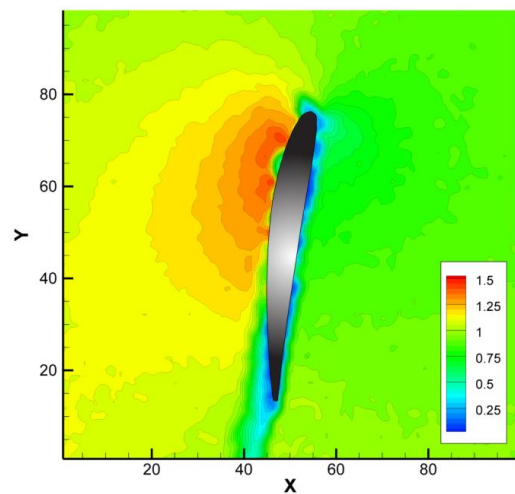


Fig.4.7 0.5 R, n=1256 tr/min

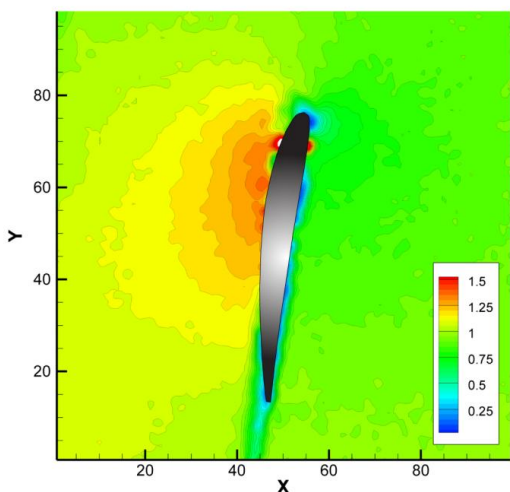


Fig.4.8 0.5 R, n=1352 tr/min

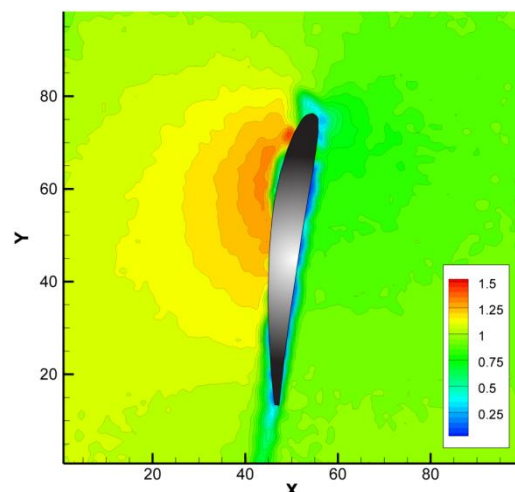


Fig.4.9 0.5 R, n=1436 tr/min

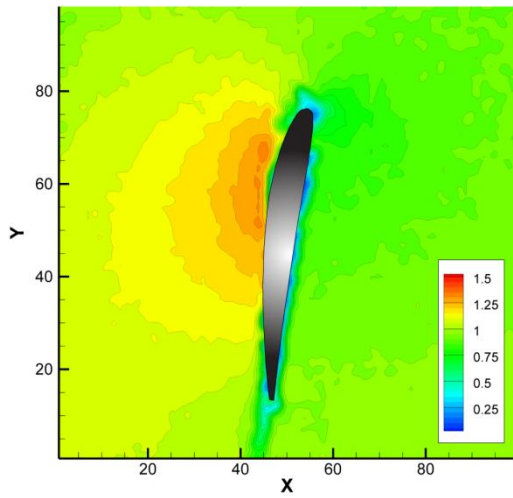


Fig.4.10 0.5 R, n=1490 tr/min

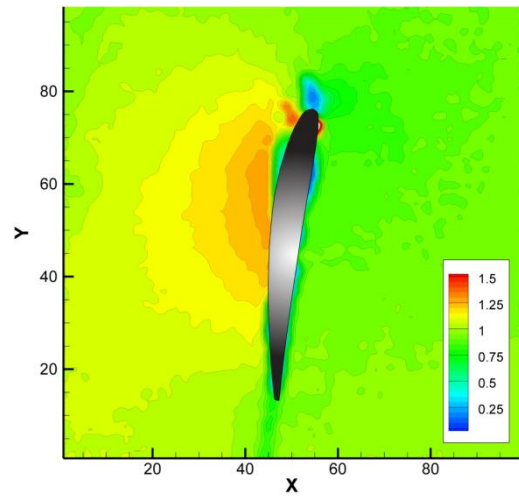


Fig.4.11 0.5 R, n=1580 tr/min

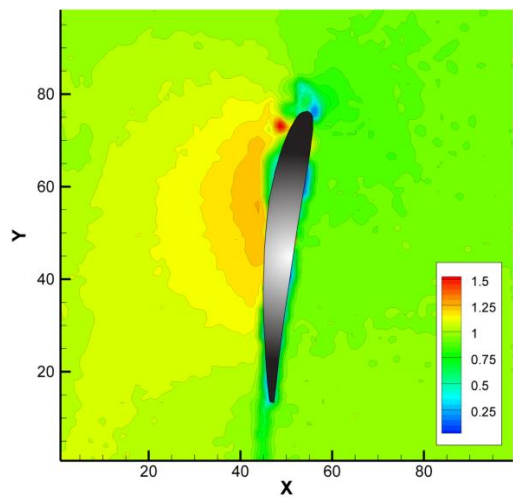


Fig.4.12 0.5 R, n=1720 tr/min

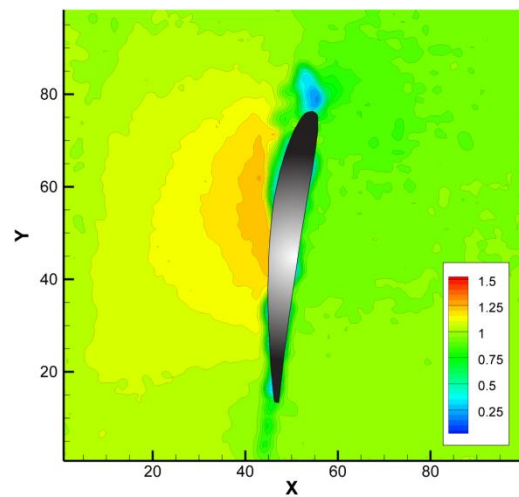


Fig.4.13 0.5 R, n=1790tr/min

4.2.2.3 Etude à R=0,7

Sur les fig.4.14 à fig.4.21 sont représentés les champs de vitesse relative adimensionnelle. C'est l'écoulement autour du profil placé à un rayon de $R=0,7$ de la pale qui est représentatif pour l'intégralité de l'écoulement autour du rotor. Le décollement n'existe pas même pour la vitesse de rotation la plus faible. Pourtant le sillage visqueux est toujours présent. Les images sont prises plus loin de la pale et le profil est plus petit comparé à la taille d'image. Cette échelle permet d'observer le

sillage venant de la pale précédente à partir de la vitesse de rotation de 1435 tr/min fig.4.17. La distance entre le sillage visqueux est égale au pas du sillage tourbillonnaire derrière le rotor. Comme pour l'écoulement du cas précédent, avec l'augmentation de la vitesse de rotation, l'angle d'incidence diminue et l'intensité des perturbations créée par le profil diminue.

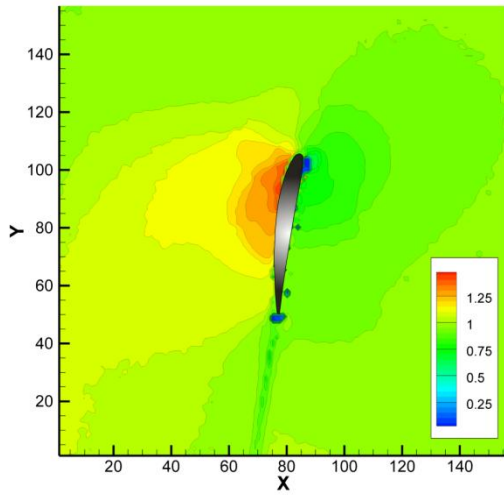


Fig.4.14 0.7 R, n=1200 tr/min

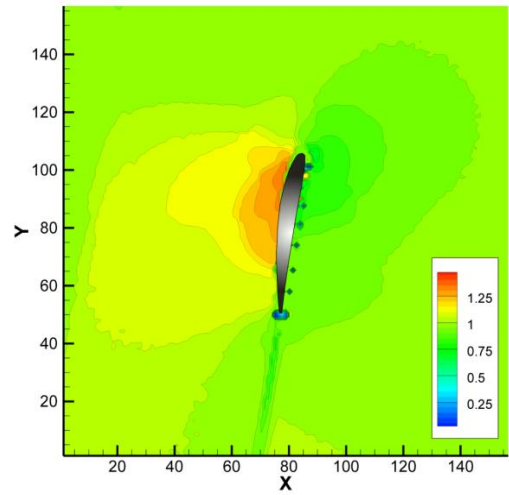


Fig.4.15 0.7 R, n=1314 tr/min

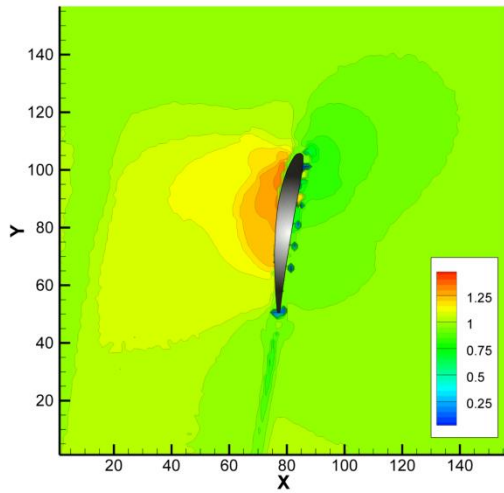


Fig.4.16 0.7 R, n=1360 tr/min

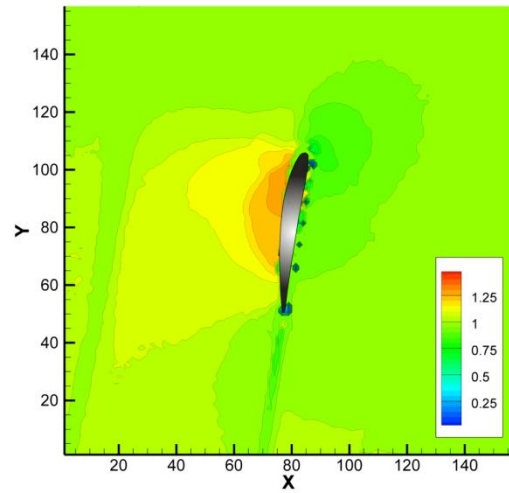


Fig.4.17 0.7 R, n=1435 tr/min

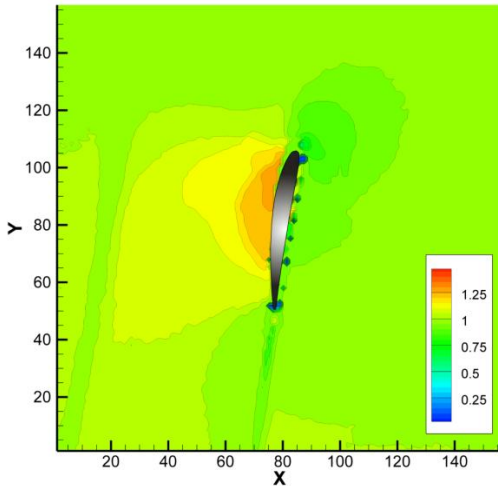


Fig.4.18 0.7 R, n=1480 tr/min

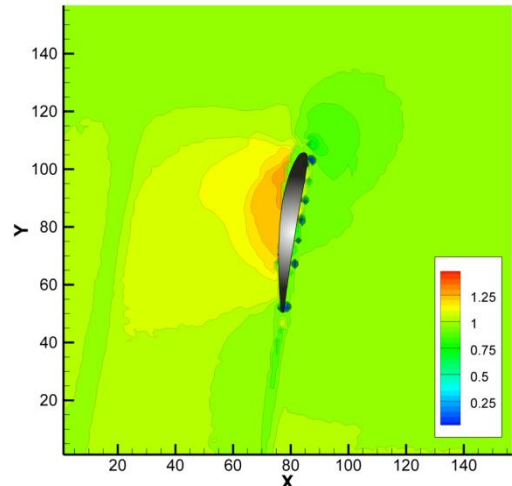


Fig.4.19 0.7 R, n=1580 tr/min

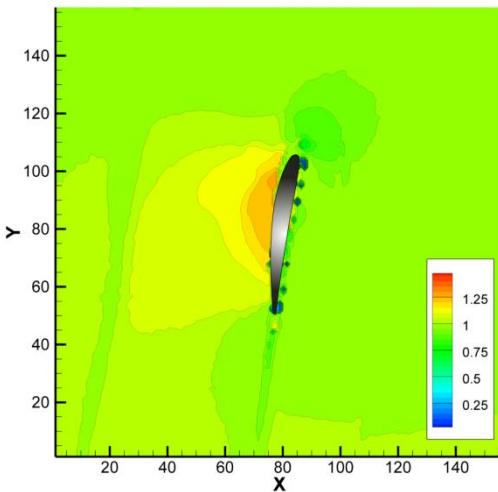


Fig.4.20 0.7 R, n=1630 tr/min

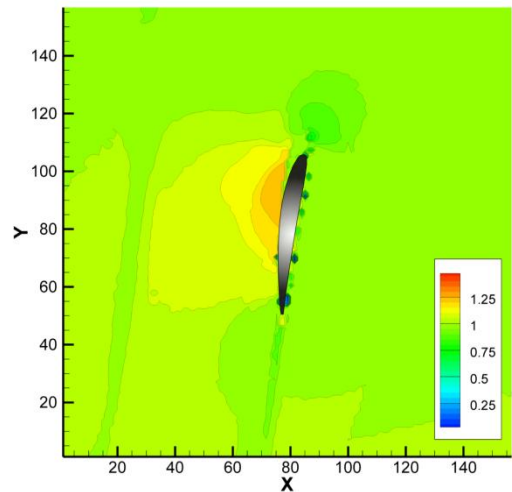


Fig.4.21 0.7 R, n=1800 tr/min

4.2.2.4 Etude à R=0,9

Sur les fig.4.22 à fig.4.29 on représente le champ de vitesse relative adimensionnelle autour de profil, placé à 0,9R. Ce profil est voisin de l'extrémité de la pale, mais on peut encore considérer l'écoulement comme bidimensionnel. Le décollement n'existe pas, même pour la vitesse de rotation plus faible. Comme dans tous les cas précédents, avec l'augmentation de la vitesse de rotation, la vitesse relative adimensionnelle sur l'extrados diminue. Sur la fig.4.30 on représente l'image PIV brute. Les zones voisines des parois du profil sont difficiles à étudier en raison de la réflexion lumière laser. L'intrados du profil est moins éclairé mais la réflexion de la lumière venant du miroir placé sur le sol est suffisante.

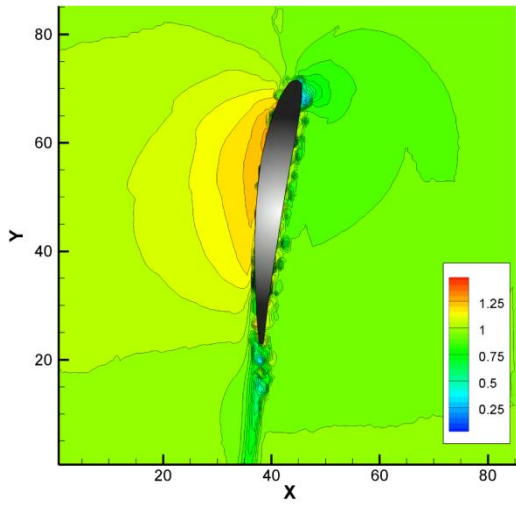


Fig.4.22 0.9 R, n=1188 tr/min

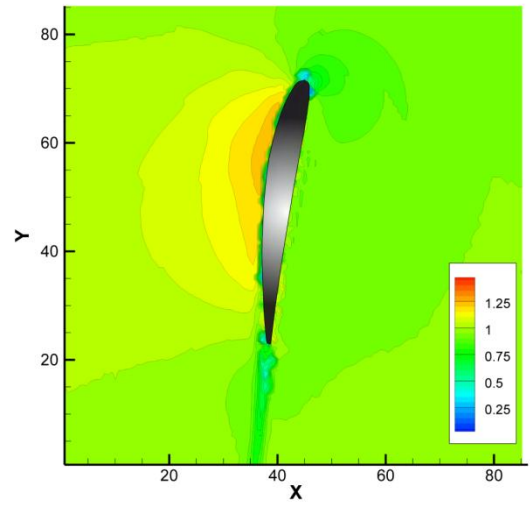


Fig.4.23 0.9 R, n=1297 tr/min

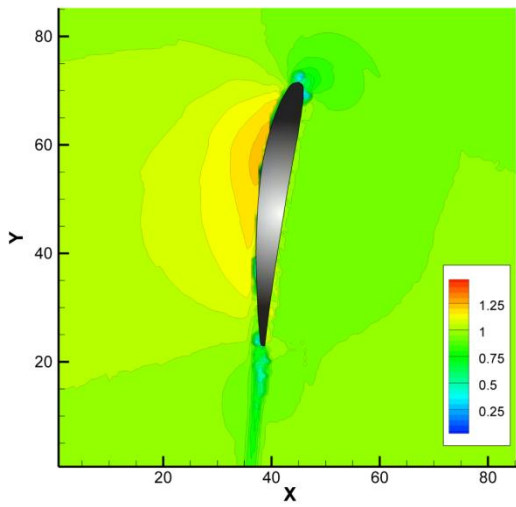


Fig.4.24 0.9 R, n=1378 tr/min

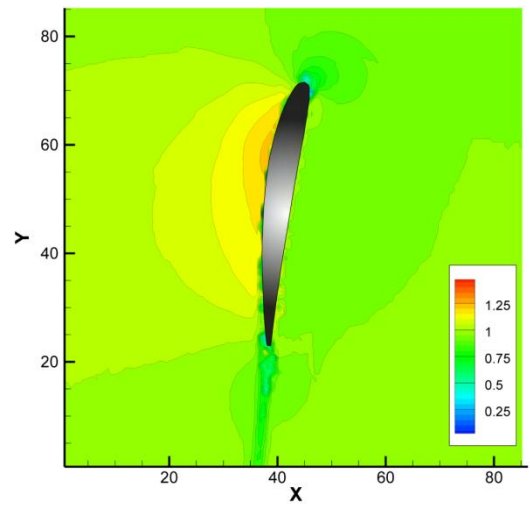


Fig.4.25 0.9 R, n=1436 tr/min

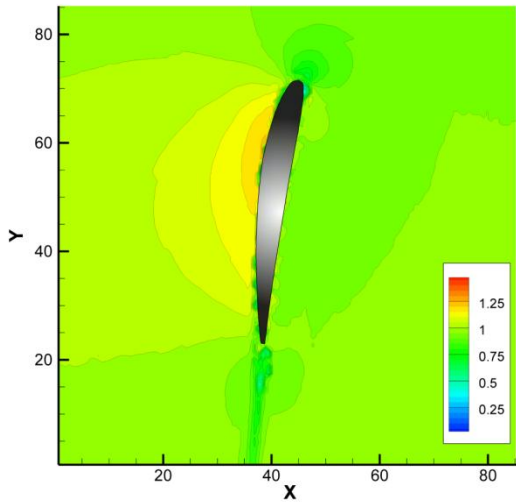


Fig.4.26 0.9 R, n=1530 tr/min

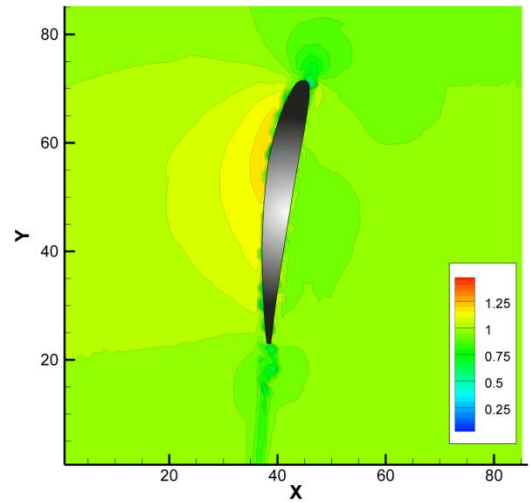


Fig.4.27 0.9 R, n=1624 tr/min

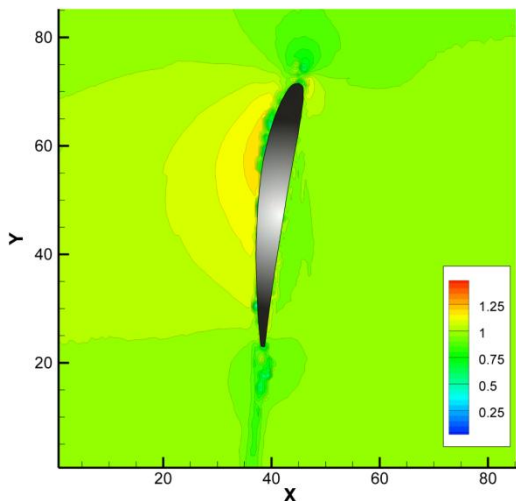


Fig.4.28 0.9 R, n=1735 tr/min

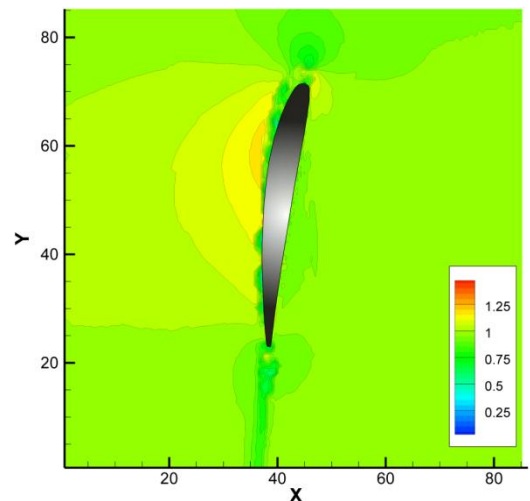


Fig.4.29 0.9 R, n=1792 tr/min

Il est intéressant d'étudier ce sillage visqueux de plus près, fig.4. 30. Dans cette étude la camera est approchée du rotor et la résolution spatiale devient 0.65mm. Sur la fig.4. 31, on voit le ralentissement de l'écoulement dans le sillage dans lequel il existe des structures tourbillonnaires apériodiques et très intensives. Ces structures se forment dans la couche limite de l'intrados et de l'extrados du profil et se décrochent du bord de fuite l'une après l'autre. La structure est apériodique et non-régulière, néanmoins sur le champ de vorticité moyennée sur la base de 200 images, on voit que les zones de tourbillons positifs et négatifs sont bien distinctes.

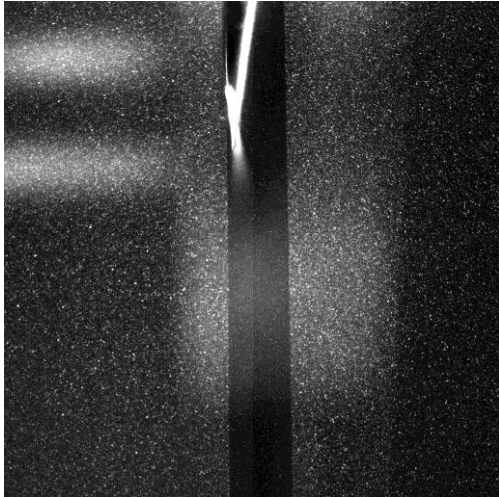


Fig.4.30 0.9 R, image brut PIV

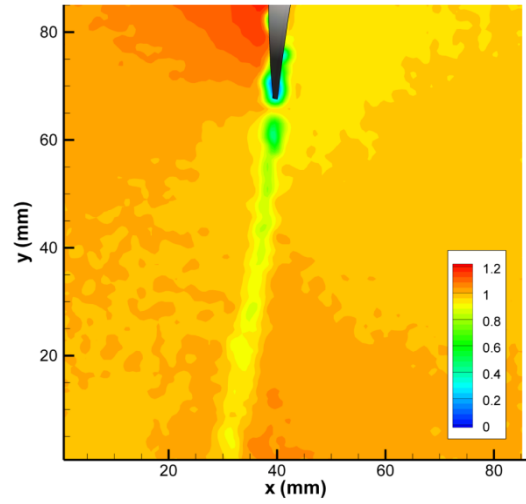


Fig.4.31 0.9 R, n=1378 tr/min, vitesse relative

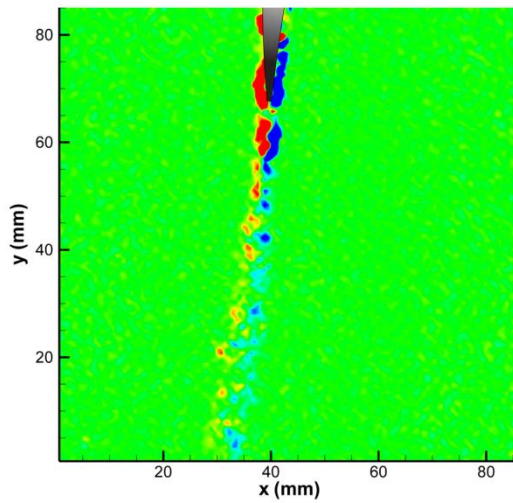


Fig.4.32 0.9 R, n=1378 tr/min, vorticité instantan e

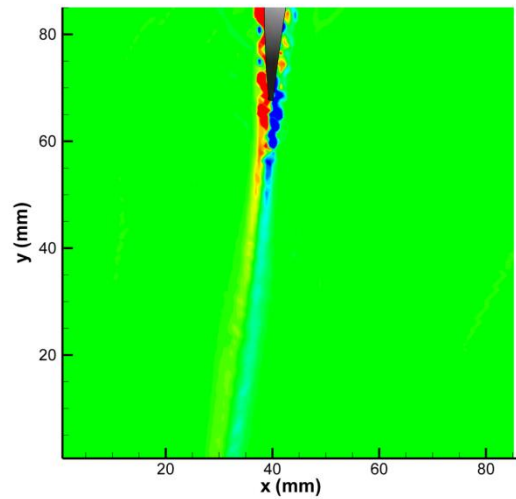


Fig.4.33 0.9 R, n=1378 tr/min, vorticité moyenn e

4.3 Analyse des résultats

4.3.1 Calcul de portance du profil

4.3.1.1 Méthode d'extraction des caractéristiques aérodynamiques des profils

Il existe une différence très importante entre l'écoulement autour d'un profil isolé et l'écoulement autour d'un profil de pale de rotor. Cette différence concerne la vitesse de référence, qui sert à calculer la pression dynamique et l'angle d'incidence. Pour calculer les coefficients aérodynamiques du profil, même si on a les efforts appliqués sur la surface de ce dernier, on doit connaître cette vitesse.

Dans le cas d'un rotor éolien, le fluide qui traverse le rotor est ralenti. Ce ralentissement est le résultat de fonctionnement du rotor, qui transforme l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique. En conséquence, la vitesse de référence en amont du profil n'est pas celle à l'infini amont, mais une autre, proche du plan du rotor et qui prend en compte le ralentissement du fluide venant du fonctionnement du rotor. En général, le ralentissement est important, selon la loi de Betz la puissance maximum du rotor est atteinte quand la vitesse au plan du rotor devient 2/3 de la vitesse à l'infini amont.

En effet le problème de la vitesse de référence n'est pas facile à résoudre. Si on limite la fenêtre d'étude près du profil afin d'avoir une bonne résolution spatiale, la plupart du champ mesuré sera perturbée par le profil. Au contraire, si on s'éloigne trop du profil, on perd de la précision. Par ailleurs, l'écoulement à travers le rotor se fait sur des surfaces de courant axisymétriques. Avec l'agrandissement du plan mesuré, le fluide, présent sur les parties haute et basse de l'image, fig.4.2, s'écarte trop de la surface de courant propre au profil. Donc, ces parties ne sont pas utiles pour l'étude du profil. De même, on ne peut pas s'écarter vers l'amont ou vers l'aval ; la variation de la vitesse axiale est trop importante.

Pour traiter la question du calcul de la vitesse de référence, on utilise une démarche similaire à celle proposée par Shen [2009] qui est convenable quand les zones de décrochage sont limitées. Cette démarche est basée sur la déduction de la vitesse induite par le profil à partir du champ de vitesse mesuré. En effet, quand on étudie l'écoulement autour d'un profil pour des angles d'incidence faibles ou modérés, dans une première approche, il est possible de négliger les effets de la viscosité. Dans ce cas, on peut présenter l'écoulement au voisinage d'un profil plan comme la somme de la vitesse de vent en amont et de la vitesse induite par le profil. Par contre, l'écoulement au voisinage du profil de la pale est plus complexe. D'abord, comme le montre la théorie de Glauert, la vitesse de référence n'est pas la vitesse à l'infini. Ici, il faut prendre en compte la vitesse induite par les tourbillons du sillage derrière le rotor. En conséquence, la vitesse absolue de référence est la somme de la vitesse à l'infini et de la vitesse induite par le sillage :

$$\vec{V}_R = \vec{V}_\infty + \vec{V}_w \quad (4.1)$$

et la vitesse absolue au voisinage du profil devient :

$$\vec{V} = \vec{V}_R + \vec{V}_a \quad (4.2)$$

Cette équation permet de calculer la vitesse absolue de référence \vec{V}_R , étant donné que la vitesse au voisinage du profil est connue par les mesures PIV et que la vitesse induite par le profil peut être évaluée.

Pour évaluer la vitesse induite par le profil, on remplace ce dernier par une ligne de longueur c . Sur cette ligne on répartit une couche tourbillonnaire avec une intensité $\gamma(s)$, qui donne la même circulation Γ comme le profil :

$$\Gamma = \int_0^c \gamma(s) ds \quad (4.3)$$

Pour faciliter le calcul, on suppose que l'intensité $\gamma(s)$ de la couche tourbillonnaire est équivalente à celle d'une plaque plane :

$$\gamma(s) = 2V_\infty \alpha \sqrt{\frac{s}{c-s}} \quad (4.4)$$

Ici, α est l'angle d'incidence et s est la distance mesurée à partir du bord de fuite. La circulation autour d'une plaque plane est :

$$\Gamma = \pi \alpha c V_\infty \quad (4.5)$$

Par conséquent, la répartition de l'intensité adimensionnelle peut être exprimée sans l'angle d'incidence, uniquement en fonction de la distance le long de la corde ;

$$\bar{\gamma}(s) = \frac{\gamma(s)}{\Gamma} = \frac{2}{\pi c} \sqrt{\frac{s}{c-s}} \quad (4.6)$$

On peut calculer la vitesse induite dans un point arbitraire $P(x_c, y_c)$ au voisinage du profil à l'aide de la loi de Biot-Savart :

$$U_a = \frac{\Gamma}{2\pi} \int_0^c \frac{y_c - y(s)}{(x_c - x(s))^2 - (y_c - y(s))^2} \bar{\gamma}(s) ds \quad (4.7)$$

$$V_a = \frac{\Gamma}{2\pi} \int_0^c \frac{x_c - x(s)}{(x_c - x(s))^2 - (y_c - y(s))^2} \bar{\gamma}(s) ds$$

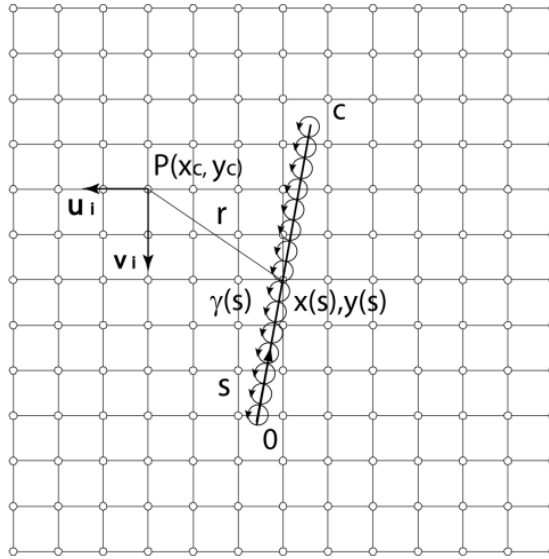


Fig.4.34 Vitesse induite par le profil

Dans l'éq.(4.7), Γ est la circulation du profil, qui peut être calculée à partir des champs de vitesse obtenus expérimentalement par PIV, voir fig.4.35 :

$$\Gamma = \oint \vec{v} d\vec{s} = \int_1^2 u dx + \int_2^3 v dx - \int_3^4 u dx - \int_4^1 v dx \quad (4.8)$$

Si on soustrait les vitesses calculées par l'éq. (4.7) du champ de vitesse PIV, on obtient le champ de vitesse non-perturbé par la présence du profil, fig.4.36. Les vecteurs de vitesse à l'aval du rotor montrent que l'écoulement diverge à cause du ralentissement. Il est à noter que la perturbation introduite par le profil, qui est due à la viscosité, ne peut pas être éliminée, par exemple le sillage visqueux du profil.

En moyennant le champ de vitesse axiale en amont du profil, on obtient la vitesse axiale moyennée non-perturbée U_R . En moyennant le champ de vitesse tangentielle en amont du profil, on obtient la vitesse tangentielle moyennée non-perturbée V_R . Par la suite, on calcule la vitesse relative de référence W_R à l'amont du profil

$$W_R = \sqrt{U_R^2 + (V_R - \omega r)^2} \quad (4.9)$$

ici U_R est la vitesse périphérique du profil de la pale.

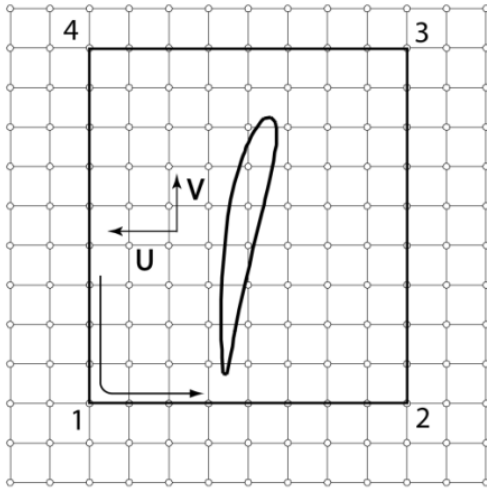


Fig.4.35 Calcul de la circulation

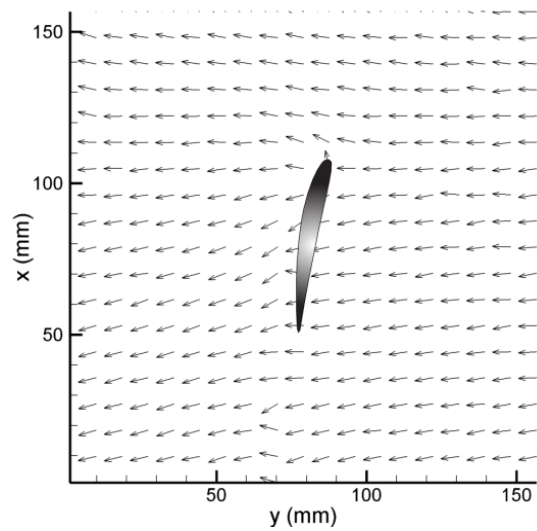


Fig.4.36 Champ de vitesse corrigée

D'une part, la force de la portance L peut être obtenue à partir de la loi de Kutta-Joukowski

$$L = \rho W_R \Gamma \quad (4.10)$$

D'autre part, L peut être exprimée en fonction du coefficient de portance, de la pression dynamique et de la surface de référence du profil, comme :

$$L = C_L \rho \frac{W_R^2}{2} c \quad (4.11)$$

On peut ainsi calculer, à partir des l'eq.(4.10) et l'eq.(4.11), le coefficient de portance du profil :

$$C_L = \frac{2\Gamma}{c W_R} \quad (4.12)$$

Ce coefficient de portance correspond à un angle de l'écoulement β . Cet angle, voir fig.4.37, peut être calculé à partir des vitesses moyennées en amont du profil :

$$\beta = \arctan \frac{U_R}{-\omega r + V_R} \quad (4.13)$$

Par la suite, en prenant en compte le calage de la pale θ , on obtient l'angle d'incidence :

$$\alpha = \beta - \theta \quad (4.13)$$

Afin d'obtenir les caractéristiques aérodynamiques du profil, on calcule les coefficients de portance et les angles d'incidence pour différentes vitesses de rotation. Il est à noter que la courbe de la portance représentée sur la fig.4.38 est obtenue pour les points avec différents nombres de Reynolds, étant donné que la vitesse à l'amont varie.

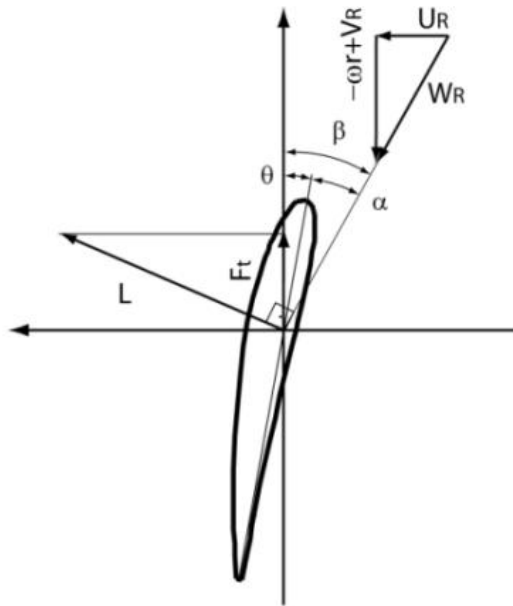


Fig.4.37 Triangle de vitesse et efforts aérodynamiques

4.3.1.2 Caractéristiques aérodynamiques des profils

Le traitement de résultats obtenus durant les essais a permis d'obtenir les courbes de la portance pour les profils placés à $0,5R$, $0,7R$ et $0,9R$ de la pale. Ces points sont représentés sur la fig.4.38. Etant donné que l'angle d'incidence n'est pas très élevé, la variation du coefficient de la portance en fonction de l'angle d'incidence est linéaire. Le squelette du profil est courbé et la portance pour l'angle d'incidence de 0° n'est pas nulle. Comme le montrent les études précédentes, les courbes pour les profils placés à l'extrémité de la pale $R=0,7$ et $R=0,9$ coïncident sur la même ligne. Par ailleurs, la portance du profil située près du pied de la pale à $0,5 R$, monte plus rapidement que les autres.

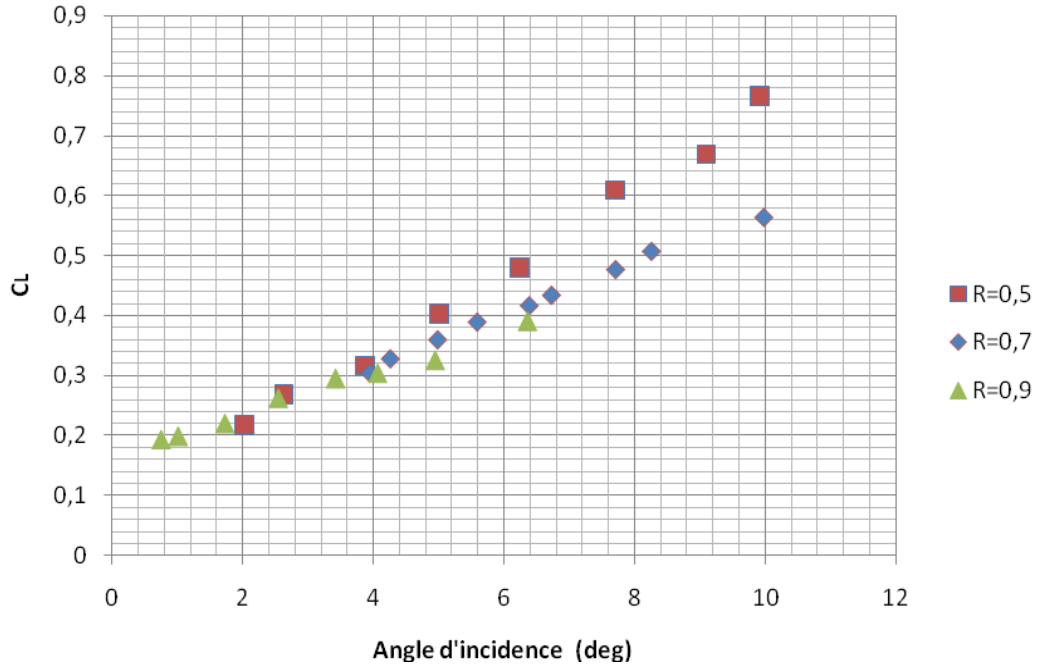


Fig.4.38 Coefficient de portance des profils de la pale

Malheureusement, il est très difficile, voir impossible, de faire les mesures pour les angles d'incidence plus élevés. Ces angles correspondent aux faibles vitesses de rotation. En effet la régulation de la puissance ne permet pas de stabiliser la vitesse de rotation du rotor au dessous de $C_{p \max}$ et le rotor s'arrête seul. Par ailleurs il est difficile de s'approcher du pied de la pale à cause de la réflexion de la lumière du moyeu. De plus, l'écoulement est tridimensionnel et il est indispensable d'utiliser la stéréo PIV.

4.3.2 Calcul de la puissance du rotor

4.3.2.1 Méthode de calcul

La puissance de rotor est mesurée directement sur l'arbre de l'éolienne à l'aide d'un capteur sans contact HBM 05. La puissance du rotor diminue à cause du frottement dans les roulements de l'arbre. Néanmoins cette diminution est négligeable étant donné qu'elle est au-dessous de 2%. Il est intéressant de comparer cette puissance avec la puissance aérodynamique calculée à partir des mesures PIV. La loi de Kutta-Joukowski dans la forme vectorielle est

$$\vec{F} = \rho V_R \wedge \vec{\Gamma} \quad (4.15)$$

La projection de cette force aérodynamique sur la direction tangentielle est

$$F_t = \rho U_a \Gamma \quad (4.16)$$

Par conséquent, la puissance créée par la force aérodynamique d'un élément de la pale est

$$dP(r) = \rho U_a(r) \Gamma(r) \omega r dr \quad (4.17)$$

ou r est la distance de l'élément. Si, on intègre cette puissance élémentaire le long de la pale, du pied r_p à l'extrémité R de la pale, on obtient la puissance du rotor :

$$P(r) = \rho \omega N \int_{r_p}^R U_a(r) \Gamma(r) r dr \quad (4.18)$$

Ici N est le nombre des pales du rotor. Cette formule peut être utilisée sans perte de précision uniquement pour le fonctionnement de l'éolienne près du point nominal. Dans ce point, la finesse d'élément de la pale est au dessus de 30 et le moment couple venant de la traînée du profil peut être négligé.

4.3.2.2 Résultats des essais

Pour valider le calcul de coefficient de portance du profil on calcule la puissance du rotor à partir de l'éq. (4.18). Pour cela, les variations de la circulation et de la vitesse axiale à travers la pale sont établies en fonction de la vitesse de rotation sur la base des données expérimentales

$$\Gamma = \Gamma(n); \quad U_\infty = U_\infty(n) ; \quad (4.19)$$

La variation de la vitesse à travers la pale est représentée sur la fig.4.39. L'écoulement se ralentit avec l'augmentation de la vitesse de rotation du rotor. Le rotor devient moins « transparent », la force axiale augmente, mais la puissance diminue. La variation de la circulation est représentée sur la fig.4.40. Les courbes des profils placés à 0.7 et 0.5 sont des lignes droites et parallèles étant donné que l'écoulement n'est pas décollé. La pente de la courbe du profil placé à 0,5R est plus élevée en raison des effets de la rotation. Par ailleurs, la circulation autour de ce profil est moins élevée pour les trois premiers points, ce qui suppose un léger décollement pour une faible vitesse de rotation du rotor.

Les mesures effectuées uniquement pour les trois rayons le long de la pale ne suffisent pas pour l'intégration de l'éq. (4.18). Pour calculer l'intégrale on suppose aussi, que la vitesse axiale et la circulation varient le long de pale comme les fonctions de deuxième ordre. De plus, la fonction de la circulation doit être corrigée par la formule de Prandtl, qui prend en compte le nombre de pales finies.

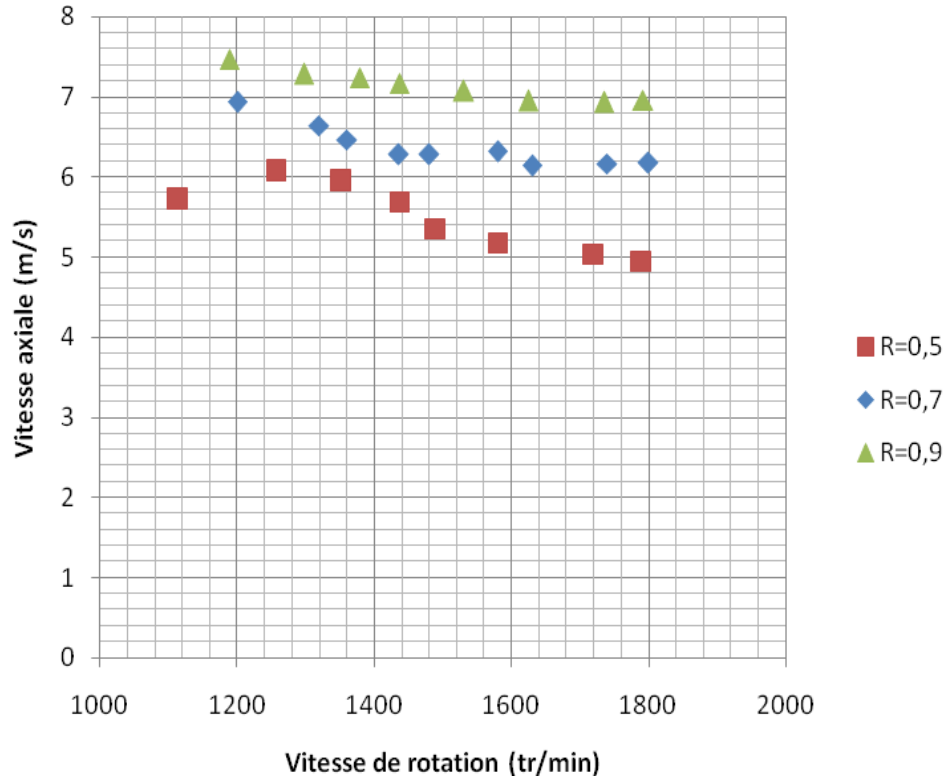


Fig.4.39 Vitesse axiale à travers des profils placés à 0,5R, 0,7R et 0,9R en fonction de vitesse du rotor

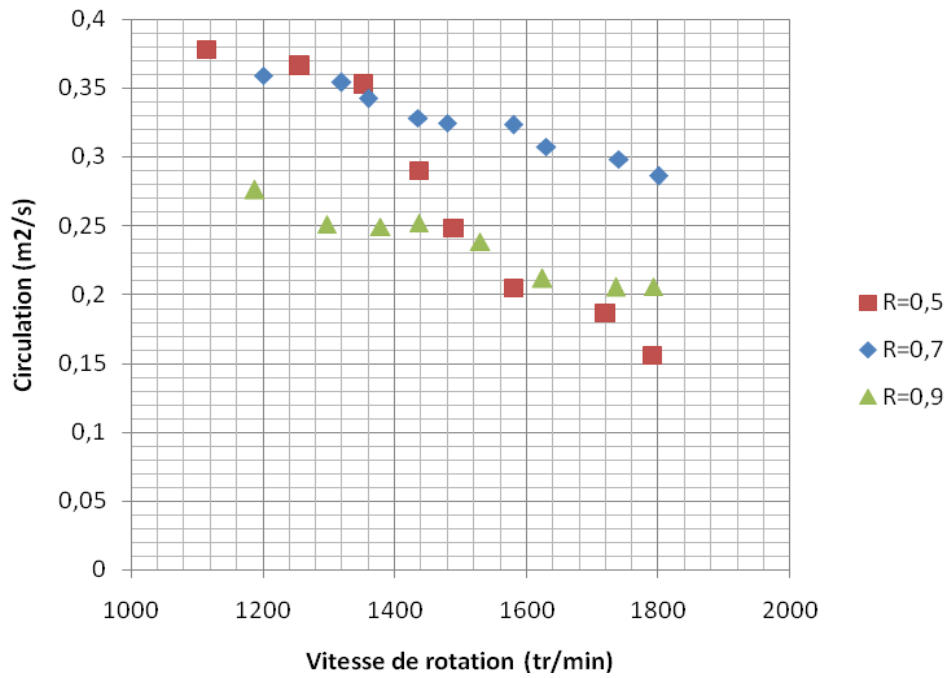


Fig.4.40 Circulation autour des profils placés à 0,5R, 0,7R et 0,9R en fonction de vitesse du rotor

Les résultats de calcul de la puissance sont représentés sur la fig.4.41. L'écart entre la puissance mécanique sur l'arbre et la puissance calculée à l'aide des paramètres de l'écoulement est de l'ordre de 10%.

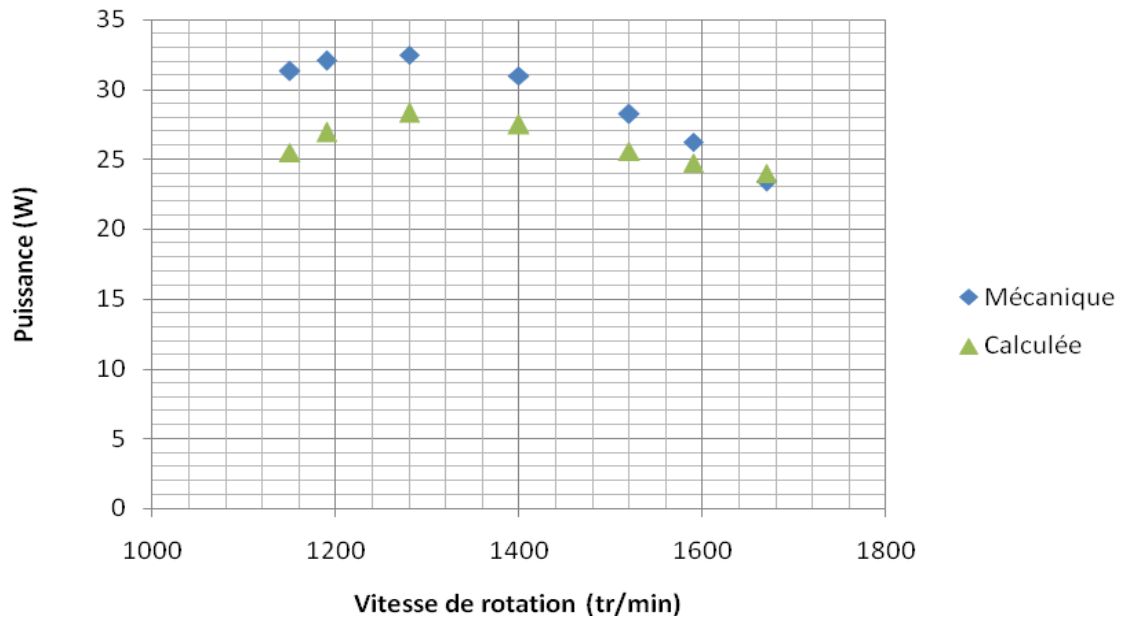


Fig.4.41 Puissance du rotor

4.4 Conclusion

Dans ce travail, on propose une méthode non-intrusive pour extraire le coefficient de portance d'un profil en rotation et pour établir ce qu'on appelle « la polaire tournante ». Cette méthode est basée sur l'analyse du champ de vitesse obtenu par PIV.

L'étude est menée en soufflerie sur un rotor éolien pour le profil de pale à $0,7R$. Afin de faire varier l'angle d'incidence, différentes vitesses de rotation de l'éolienne sont testées.

Pour chaque point de fonctionnement, une série d'images PIV est prise. Le traitement et l'analyse d'image permettent d'obtenir les champs de vitesse et de calculer la circulation autour du profil.

Afin d'obtenir la vitesse de référence, nécessaire pour le calcul des coefficients aérodynamiques, la vitesse de perturbation due au profil est prise en compte. Pour cela, l'influence du profil est modélisée par un profil mince ayant la même circulation ; la vitesse induite par ce dernier est soustraite du champ de vitesse obtenu par PIV. Par la suite, les vitesses résultantes axiale et tangentielle à l'amont du profil sont moyennées.

Le vecteur de vitesse relative au profil, qui sert de référence, est obtenu par composition des vitesses moyennées et de la vitesse périphérique.

Enfin, le coefficient de portance est calculé à l'aide du théorème de Kutta-Joukowski, en utilisant la circulation du profil et la vitesse de référence. Le calcul est effectué pour toutes les vitesses de rotation de l'éolienne, ce qui permet d'établir la relation entre le coefficient de portance et l'angle d'incidence pour le profil étudié.

Les résultats obtenus constituent une base de données utile pour la simulation numérique. La suite de ce travail consiste à élargir les explorations pour étudier les caractéristiques du profil au pied de la pale. Comme l'écoulement dans cette région est fortement tridimensionnel, on envisage de mettre en œuvre la technique de mesures stéréo PIV.

Chapitre 5 Modélisation aérodynamique des profils fixes et oscillants

5.1 Introduction

Dans ce chapitre on présente les validations de la simulation de l'écoulement autour des profils en fonctionnement normal ou en décrochage. Cette validation est importante étant donné que les modèles hybrides ont toujours besoin des caractéristiques aérodynamiques des profils. Ces caractéristiques sont issues des essais ou des simulations. Si les caractéristiques stationnaires des profils sont bien disponibles, les essais pour l'angle d'incidence au-dessus de 30° sont rarement présents, voir [1]. On peut noter que les caractéristiques en décrochage sont connues uniquement pour quelques profils éoliens. Donc, la modélisation de l'écoulement autour des profils est importante pour les modèles hybrides.

Dans ce chapitre on s'intéresse aux simulations dans le cas du profil S809. D'abord, on compare la caractéristique aérodynamique simulée avec les essais. Pour mieux comprendre les écarts entre les essais et la modélisation, on compare la distribution de la pression sur l'extrados et l'intrados du profil.

Ensuite on étudie la simulation dans les cas de décrochage dynamique d'un profil S809 oscillant.

5.2 Validation de la simulation de l'écoulement autour des profils

Le profil S809 est spécialement conçu par NREL pour les applications éoliennes, voir Sommers [89]. La première exigence est que le profil doit avoir un coefficient de portance modéré qui reste constant, même dans le cas où la transition laminaire-turbulente a lieu au bord d'attaque du profil. La deuxième est d'avoir un faible coefficient de traînée pour les coefficients de portance entre 0,2 et 0,8.

Étant donné que la pale de l'éolienne NREL Phase VI est constituée uniquement par ce type profil, il est intéressant de voir la qualité des simulations et de les confronter aux essais. Le maillage autour du profil de type H est représenté sur la fig.5.1. Le nombre de nœuds sur l'extrados et sur l'intrados du profil est de 150. La hauteur de la première couche de cellule est 1.10^{-4} et le facteur d'agrandissement dans la direction normale de la surface est de 1,25. Puis, dans le solveur FLUENT, le maillage est affiné afin d'obtenir un nombre y^* de moins de 30. Ainsi le nombre de nœuds est d'environ 70 000.

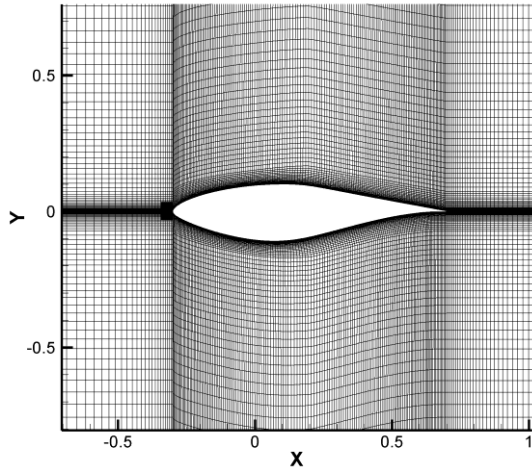


Fig.5.1 Maillage autour du profil S809.

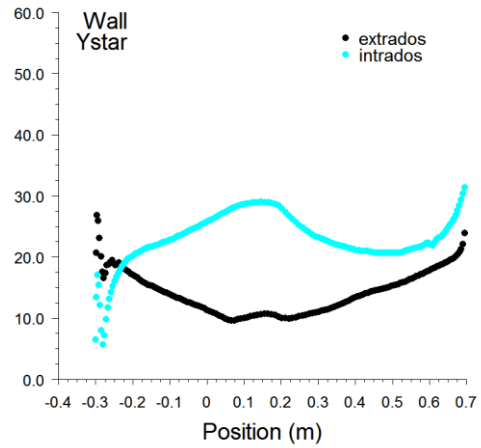


Fig.5.2 Distribution de y^* le long d'extrados et d'intrados du profil

La variation du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence est représentée sur la fig.5.3. Les résultats d'essais dans la soufflerie de Delft sont comparés avec les simulations. La modélisation de la turbulence est de type $k-\omega$ et de type rsm. Les résultats obtenus sont semblables, mais le modèle $k-\omega$ est retenu en raison de la simplicité et de la stabilité de calcul. On rappelle que la modélisation de la turbulence est de type $k-\omega$ et que le solveur est instationnaire. Puis, on compare la distribution de la pression sur le profil issue des essais avec les essais. Jusqu'à l'angle d'incidence de 12° les résultats sont excellents, voir fig.5.4 à fig.5.6. Pour l'angle d'incidence 20° , l'écoulement simulé n'atteint pas une telle sous pression au bord d'attaque comme pour l'écoulement réel, fig.5.7. Par ailleurs, le calcul pour l'angle d'incidence de 40° est aberrant, fig. 5.8. Dans cette simulation, le fluide est décroché immédiatement à partir du bord d'attaque, la vitesse sur l'extrados est trop faible et en conséquence la pression à cet endroit est atmosphérique. De plus la pression sur l'extrados selon les essais est largement au-dessous de la pression de l'atmosphère ; évidemment au voisinage de l'extrados les tourbillons intenses font tomber la pression, fig.5.9. Pour modéliser la turbulence on utilise la modélisation DES (Detached Eddy Simulation), fig.5.10. Ce type de modélisation est très favorable et le résultat obtenu est satisfaisant, comme dans [37]. Des bons résultats peuvent être également obtenus à l'aide de LES, voir [38]. Malheureusement ces modélisations exigent un temps de calcul assez élevé ce qui ne permet pas de l'utiliser largement. On peut noter aussi que ce modèle n'est pas correct du point de vue de la modélisation, du fait que la turbulence est toujours tri-dimensionnelle.

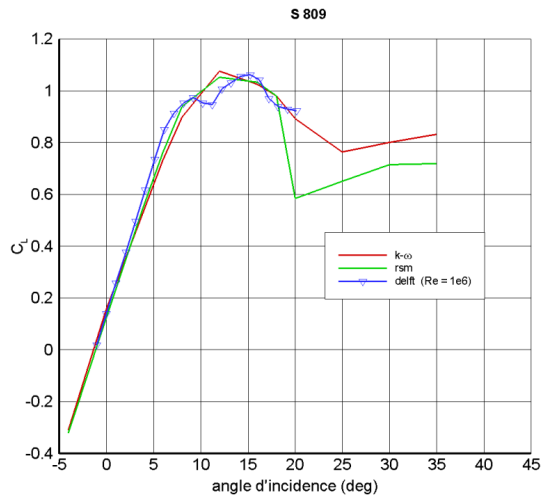


Fig.5.3 Coefficient de portance du profil S809.

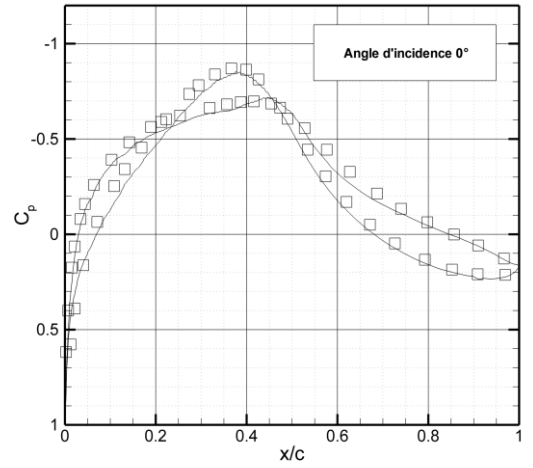


Fig.5.4 Répartition du coefficient de pression - 0°

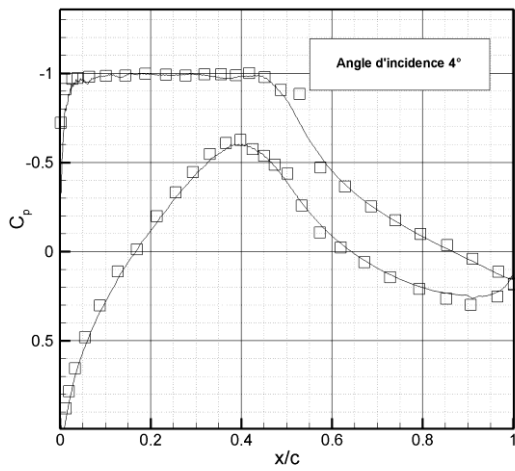


Fig.5.5 Répartition du coefficient de pression - 4°

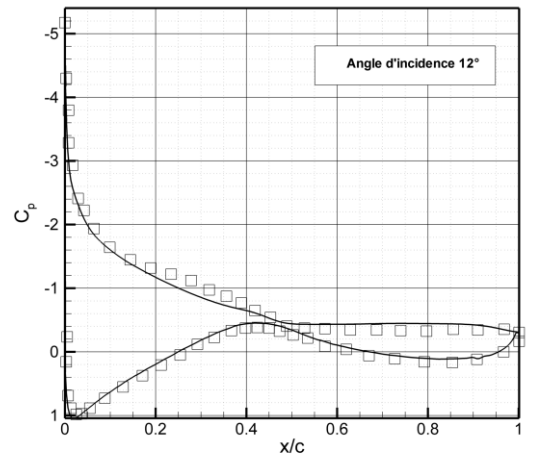


Fig.5.6 Répartition du coefficient de pression - 12°

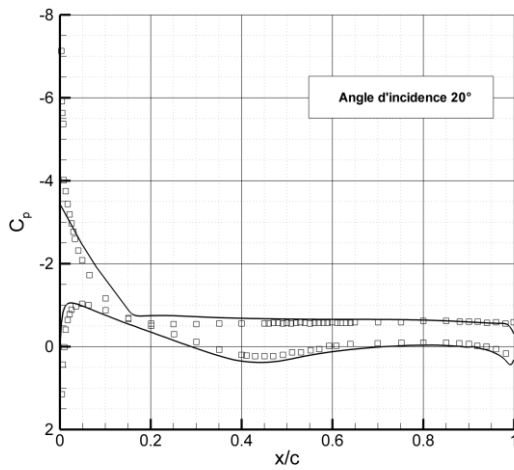


Fig.5.7 Répartition du coefficient de pression - 20°

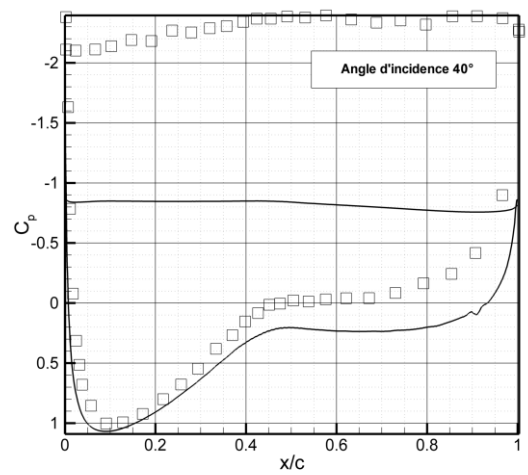


Fig.5.8 Répartition du coefficient de pression - 40°

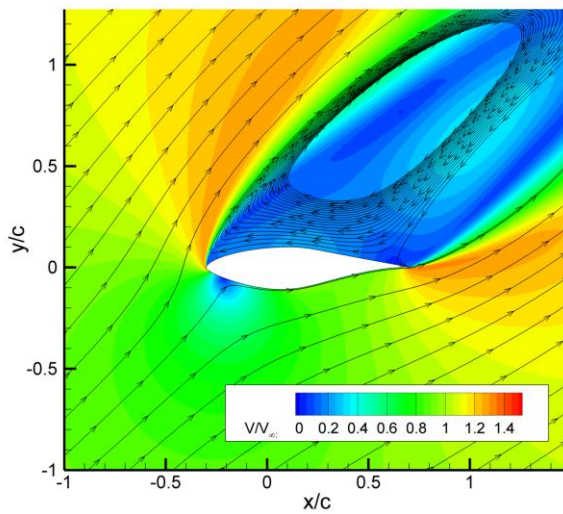


Fig.5.9 Champ de vitesse autour du profil S809 pour l'angle d'incidence de 40°, k- ω

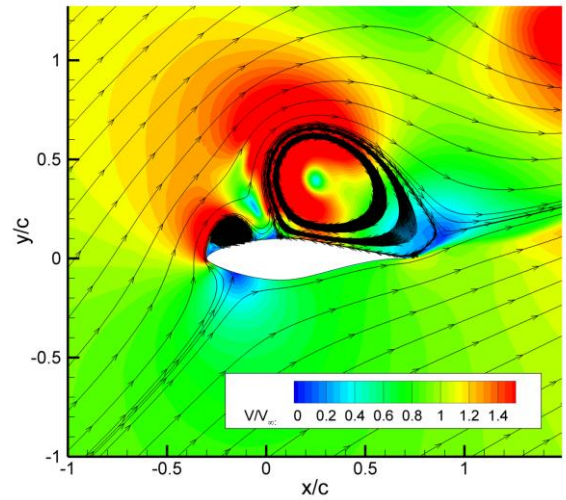


Fig.5.10 Champ de vitesse autour du profil S809 pour l'angle d'incidence de 40°, DES

La qualité de la simulation est aussi satisfaisante que celle présentée par Wolfe et Ochs [110] dans le cas stationnaire ou celle Sheng et al [86] pour le cas instationnaire.

5.3 Validation de calcul du décrochage dynamique

Le phénomène du décrochage dynamique apparaît quand une surface portante subit une oscillation, un battement ou un autre mouvement durant lequel l'angle d'incidence effectif devient plus grand que l'angle du décrochage statique. A l'origine, le phénomène du décrochage dynamique a été observé dans le cas des rotors d'hélicoptère. Avec le développement de l'énergie éolienne, on observe le décrochage dynamique pour des rotors éoliens, durant la variation de la vitesse, la direction du vent, ou en raison de la couche limite terrestre, le sillage du mât etc. Il est à noter que les petites éoliennes sont souvent contrôlées par décrochage. Dans ce cas, la moindre irrégularité en amont du rotor peut provoquer le décrochage dynamique. Signalons que les effets dynamiques peuvent augmenter de 100% les valeurs de la portance et du moment à piquer. Ainsi, les forces instationnaires provoquées par le décrochage dynamique peuvent dépasser largement les limites de fatigue. En conséquence, une amélioration de la modélisation du décrochage dynamique devient indispensable afin de calculer la durée de vie des éoliennes.

Avant d'entreprendre les simulations numériques, il est important de faire une analyse qualitative du phénomène étudié. Dans cette étude on s'appuie sur l'analyse présentée par Carr [19]. Le décrochage dynamique présente une série d'événements temporels qui retardent le décrochage vers des angles beaucoup plus importants qu'en statique. En conséquence, on obtient les valeurs de portance et de moment qui sont supérieures au cas statique.

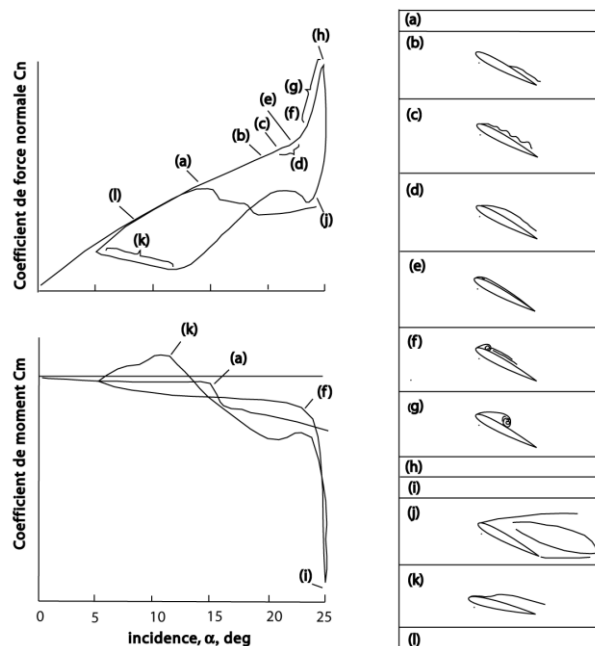


Fig.5.11 Décrochage dynamique, selon Carr

La fig.5.11 représente la variation du coefficient de force normale C_n et du coefficient C_m en fonction de l'angle d'incidence, ainsi que le comportement de la couche limite pour un profil en décrochage dynamique. Il s'agit d'un profil oscillant. Ce développement des paramètres aérodynamiques est typique pour la plupart des profils.

Le passage du vortex est la caractéristique la plus évidente du décrochage dynamique et beaucoup d'efforts ont été déployés pour analyser cet événement. Cependant, avant que le vortex détaché affecte la distribution de pression, le décrochage dynamique est déjà commencé.

Pour mieux comprendre le processus du délai du décrochage, l'analyse doit inclure toutes les conditions avant que les symptômes du décrochage apparaissent dans la force normale et dans le moment de tangage. La chronologie des événements de décrochage dynamique commence par le point (a), fig.5.11, où le profil oscillant dépasse l'angle du décrochage statique sans changement perceptible de l'écoulement. La première indication de perturbation dans l'écoulement apparaît au point (b), fig.5.11, quand l'écoulement se décolle près du bord de fuite. Avec l'augmentation de l'incidence, le décollement progresse vers le bord d'attaque du profil. Après un certain angle, l'écoulement se décolle complètement et un vortex très fort se développe.

L'angle d'apparition de ce vortex dépend de beaucoup de paramètres tels que la forme du profil, la fréquence d'oscillation, le nombre de Reynolds, le nombre de Mach ainsi que des effets tridimensionnels.

Le vortex commence à se développer près du bord d'attaque du profil, point (e), fig.5.11. Après, il s'agrandit et en se déplaçant le long du profil, crée une onde de sous-pression. Cette onde provoque un fort moment négatif de tangage sur le profil, points (f) et (i), fig.5.11. Il est à noter, que la pente de la courbe de portance augmente au-dessus de sa valeur statique. Au-delà d'un certain angle, le vortex atteint le bord de fuite et se détache. La portance tombe brusquement, parfois bien au-dessous de ses valeurs statiques. En conséquence, un écoulement totalement séparé se développe sur l'extrados du profil, point (j), fig.5.11. Enfin, quand l'angle d'incidence diminue suffisamment, l'écoulement se recolle au profil pour un angle bien en dessous du cas statique. Ainsi se produit le phénomène connu sous le nom de décrochage dynamique.

Trois raisons différentes en sont à l'origine. Le premier effet a une origine « quasi-statique ». Le gradient positif $\dot{\alpha}$ dans le cas du profil oscillant fait que le profil a une cambrure équivalente non nulle. Cet effet diminue la sous-pression près du bord de fuite.

Le phénomène du décrochage dynamique est étudié expérimentalement dans plusieurs travaux scientifiques. Il existe des travaux menés sur les rotors d'hélicoptère, mais ces travaux ne sont pas très utiles dans le cas des éoliennes. D'autres études sont menées en soufflerie sur les profils bidimensionnels oscillants, sur les profils battants ou sur les profils soumis à la variation de la vitesse en amont. Pour l'écoulement non visqueux, l'oscillation de l'angle de calage du profil peut être liée à l'oscillation verticale, mais le décrochage dynamique est différent. Même dans le cas des oscillations de l'angle de calage, l'influence de l'axe de la rotation est très importante.

Pour valider les simulations numériques du décrochage dynamique menées à l'aide du logiciel FLUENT, on les compare avec les essais menés à Ohio State University sur les fig.5.12 et fig.5.13, voir Ramsay et al [78]. Durant ces essais, le nombre de Reynolds est de 1.10^6 . L'angle d'incidence varie au cours de temps :

$$\alpha = \alpha_m + A \sin(2\pi ft) \quad (5.1)$$

Dans cette équation α_m est l'angle moyen autour duquel l'angle d'incidence varie, A est l'amplitude de la variation de l'angle et f la fréquence. On rappelle qu'un critère pour l'instationnarité des profils oscillants est la fréquence réduite k :

$$k = \frac{\pi f c}{V_\infty} \quad (5.2)$$

Ici, c est la corde du profil, et V_∞ est la vitesse à l'amont. Généralement les effets instationnaires sont importants quand k dépasse 0.1, voir Leishman [57].

La modélisation est faite dans les conditions les plus générales et le maillage est constitué de triangles. Le maillage triangulaire ne permet pas de calculer finement la couche limite autour du profil, mais c'est le seul type de maillage qui permet d'être déformé librement et en cas de problèmes, d'être remaillé.

Le calcul est mené pour les angles d'incidence moyens de 8° , 14° et 20° , l'amplitude est de $5,5^\circ$. Sur les fig.5.12 et fig.5.13 sont représentés les résultats de simulation pour les fréquences de 0,61Hz et 1,83Hz. Ces fréquences correspondent aux fréquences réduites de 0,026 et 0,071.

Les résultats sont satisfaisants quand l'angle d'incidence ne dépasse pas de beaucoup 20° . Au-delà de cet angle, l'écart entre les essais et les simulations devient très important. Dans ce cas la modélisation de la turbulence $k-\omega$, ne permet pas une simulation correcte. La fréquence de 0.61Hz donne des résultats proches des résultats statiques, par contre les effets de décrochage dynamique sont bien évidents pour la fréquence de 1,83Hz.

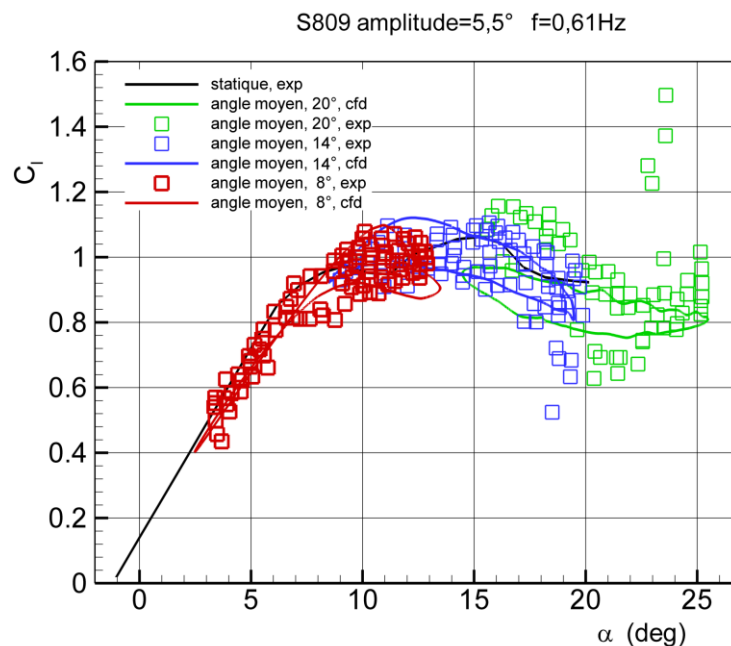


Fig.5.12 Décolage dynamique pour le profil S809, $f=0,61\text{Hz}$, $\Delta\alpha=5,5^\circ$

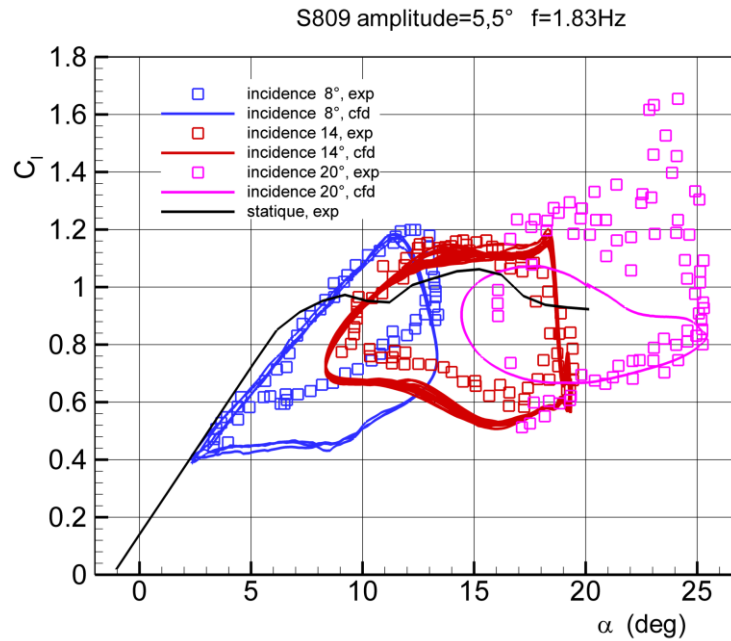


Fig.5.13 Décrochage dynamique pour le profil S809, $f=1,83\text{Hz}$, $\Delta\alpha=5,5^\circ$

5.4 Conclusion

Etant donné que l'obtention des caractéristiques aérodynamiques des profils est aussi basée sur le calcul d'équations de Navier-Stokes, dans ce chapitre, on présente les validations des simulations. Les calculs sont menés dans le cas du profil éolien S809, car pour ce profil il existe une importante base de données.

La caractéristique aérodynamique du profil et la distribution de la pression sur l'extrados et l'intrados sont obtenues par la simulation et sont comparées avec les essais. Les résultats de simulations sont satisfaisants si l'angle d'incidence ne dépasse pas 20° . Au-delà de cet angle d'incidence, pour obtenir une bonne cohérence avec les essais, à la place du modèle de turbulence $k-\omega$, il faut utiliser la modélisation DES.

Les calculs instationnaires, dans le cas d'un profil oscillant avec le décrochage dynamique, sont comparés avec les essais. Les résultats de la simulation montrent une bonne cohérence si l'angle d'incidence ne dépasse pas 20° . Au-delà de cette valeur il est indispensable d'utiliser un modèle de turbulence plus sophistiqué.

Chapitre 6 Développement et validation du modèle de surface active en écoulements bidimensionnels et tridimensionnels

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, on présente les résultats de simulations numériques obtenus à l'aide de la méthode de la surface active. Les cas les plus simples sont des cas de la modélisation bidimensionnelle. Pour simuler l'écoulement autour d'un profil, on remplace ce profil par une ligne, sur laquelle on répartit une discontinuité de pression. La force produite par cette pression imposée sur la ligne est égale à la force aérodynamique créée par le profil. Pour valider la méthode hybride développée ici, on compare les champs de vitesse obtenus par cette méthode et par la modélisation complète. A la base des résultats obtenus pour l'écoulement autour le profil, on développe les simulations tridimensionnelles. D'abord on présente l'écoulement autour d'une aile elliptique et une comparaison avec l'écoulement autour de la géométrie complète. Puis le modèle hybride est validé dans le cas d'une éolienne.

6.2 Ecoulement autour des profils

6.2.1 L'écoulement autour d'une plaque plane

Le but est d'étudier la possibilité de simulation de l'écoulement à l'aide du modèle hybride dans le cas d'un profil mince (plaque plane) et d'évaluer la qualité des simulations en les comparant avec une simulation complète de la plaque. Il est à noter que le maillage utilisé pour ces deux simulations est le même, la différence est uniquement dans la condition limite appliquée sur la ligne qui représente la plaque. Dans le cas de la simulation complète c'est la loi de paroi qui est appliquée. Par contre, dans le cas du modèle hybride, on impose sur la ligne, la différence de pression « extrados-intrados » venant de la simulation complète.

Pour appliquer la discontinuité de pression on emploie une condition limite de type « fan » qui s'applique à une ligne définie dans le domaine de l'écoulement. Dans ce cas le solveur des équations de Navier-Stokes impose une différence de pression entre les cellules adjacentes, situées des deux côtés opposés de la ligne. Aucune condition additionnelle n'est imposée pour la vitesse ou la turbulence.

Le domaine de calcul autour de la plaque plane est représenté par un rectangle de taille 25 par 15 fois la corde. Pour toutes les simulations numériques on emploie 120 nœuds uniformément distribués suivant la ligne qui représente la plaque plane et sur laquelle on impose la discontinuité de pression. Le maillage, "C-type" autour de la ligne, est constitué par 12 couches de cellules. La taille initiale des cellules dans la direction normale à la surface est de 1.10^{-3} de la longueur de corde et le facteur de croissance est égal à 1.15. Pour améliorer le calcul du sillage, une bande longitudinale de 3 fois la

largeur de la corde est employée autour de la plaque. Cette bande contient un maillage non structuré avec des cellules triangulaires et commence à partir du maillage "C-type", avec le facteur de croissance de 1.1. La taille maximum de cellules dans la bande atteint 0.05 corde. Le reste du champ de l'écoulement est maillé avec des triangles ayant un facteur de croissance de 1.1 et une taille maximum de cellules de 0.15 corde.

Le modèle de turbulence utilisé ici est le $k-\omega$ SST. Pour le couplage entre la vitesse et la pression on emploie l'algorithme SIMPLE et pour la discrétisation des équations de quantité de mouvement un schéma décentré amont de deuxième ordre est appliqué.

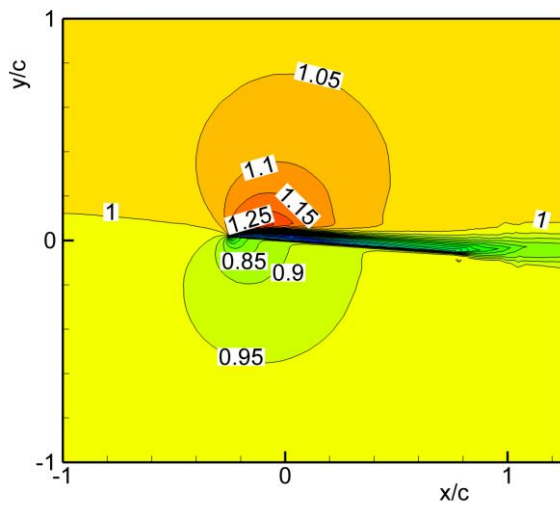


Fig.6.1: Champ de vitesse V/V_∞ autour d'une plaque plane avec la condition limite « paroi »

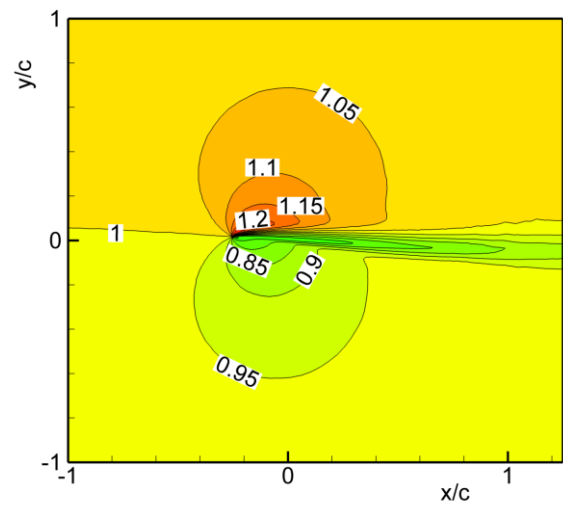


Fig.6.2: Champ de vitesse V/V_∞ autour d'une plaque avec une discontinuité de pression prescrite.

Le nombre de Reynolds de l'écoulement correspond à 1.10^6 et l'intensité de turbulence de l'écoulement à l'amont est 1%. La comparaison, entre le calcul avec la condition limite de type « paroi » et le calcul avec la condition limite de type « fan », est effectuée pour un angle d'incidence de 4° . Le coefficient de portance C_l dans le cas de la plaque plane est 0.435, ce qui est proche du cas de l'écoulement potentiel. La discontinuité de pression appliquée sur la ligne active est égale à la différence des pressions extrados-intrados.

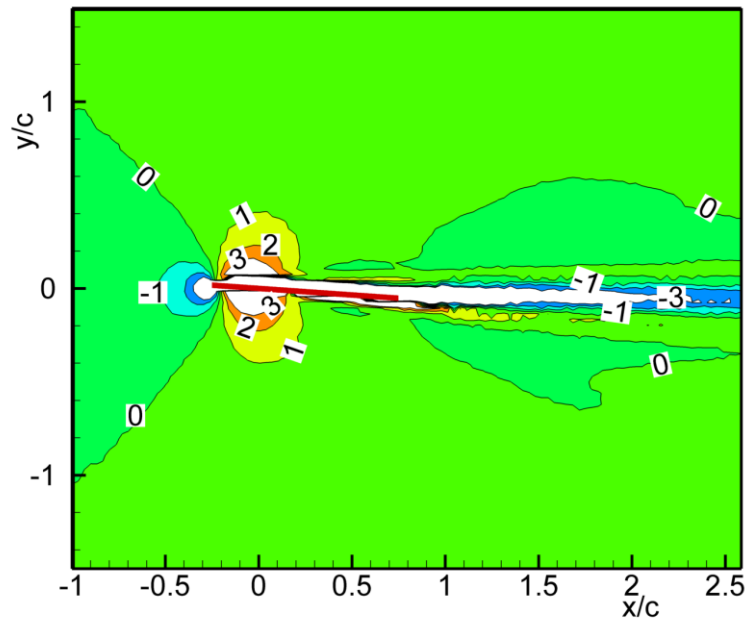


Fig.6.3 La différence entre les vitesses d'écoulement induites par la plaque plane et par la ligne de discontinuité de pression, en pourcentage de vitesse à l'amont V_∞

Les résultats pour le champ de vitesse adimensionnelle V/V_∞ dans le cas de la plaque plane et dans le cas de la ligne de discontinuité de pression sont représentés sur la fig.6.1 pour la simulation complète et sur la fig.6.2 pour le modèle hybride. Ici, le point de $1/4$ de la corde est situé au centre du système de coordonnées. Les résultats obtenus prouvent clairement que les champs de vitesse dans les deux cas sont très semblables, à l'exclusion d'une petite région qui représente le sillage visqueux issu des couches limites de la plaque. Pour mieux voir l'écart entre ces deux champs, la fig.6.3 représente la différence entre les vitesses de ces deux champs normalisée par rapport à la vitesse à l'amont.

6.2.2 Effet de la répartition de pression

Cette étude sert à expliquer l'importance de la répartition de pression imposée sur le profil. Dans la plupart des cas, les caractéristiques aérodynamiques expérimentales des profils qu'on connaît sont intégrales ; on dispose uniquement des coefficients de traînée, de portance et de moment. En fait, il est rare d'avoir la distribution de pression sur l'extrados et l'intrados du profil. L'étude montrera l'importance de la répartition et aussi si une pression répartie est meilleure qu'une pression constante. Pour cela on va considérer le cas d'une plaque plane placée dans un écoulement réel avec un angle d'incidence de 12 degrés.

Sur la fig.6.4, les résultats présentés correspondent à trois cas différents de calcul. Le maillage est le même que dans le cas de l'étude présentée dans le sous paragraphe précédent. Le premier cas, qui sert de référence, est simulé avec la condition

aux limites « paroi » et ses résultats sont désignés « parois ». Dans le deuxième cas, la loi de paroi est remplacée par une discontinuité de pression avec une intensité variable. Cette discontinuité est définie par la différence entre les pressions intrados et extrados issues du premier cas. Les résultats correspondants sont désignés par « p=var ». Le troisième calcul est mené avec une discontinuité de pression constante le long de la corde et moyennée à partir des résultats du premier cas. Les résultats correspondant sont désignés « p=const ».

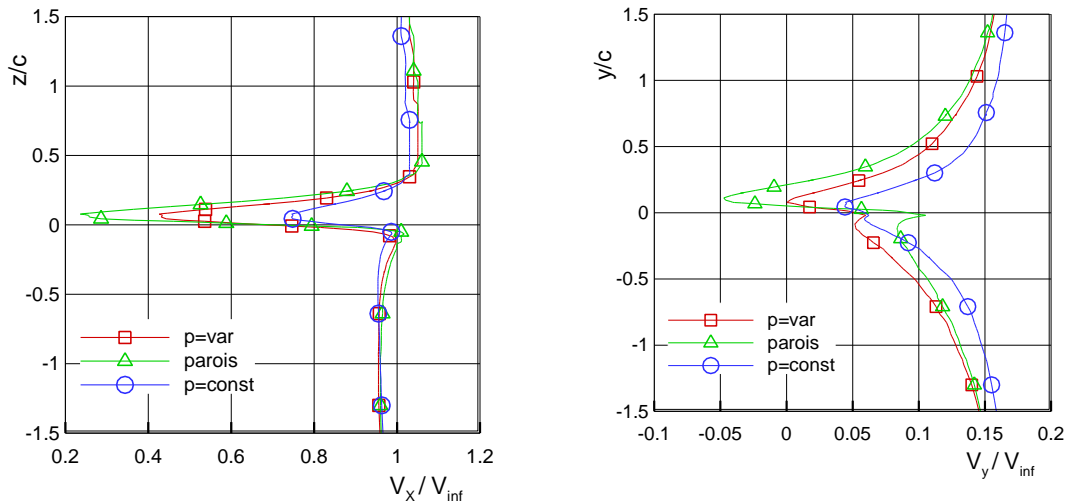


Fig 4 – Le profil de la vitesse V_x et V_y à l’aval d’une plaque plane inclinée à 12°

La fig.6.4 montre, pour les trois cas de calcul, les profils des vitesses adimensionnelles V_x et V_y dans le sillage proche. La ligne de contrôle est une ligne normale à l’écoulement, située à 0,1 fois la corde à l’aval du bord de fuite. La direction x correspond au sens de l’écoulement à l’infini amont et y le sens normal à cet écoulement. L’examen des résultats montre, que les vitesses dans le sillage s’approchent au mieux du cas de référence, lorsqu’on utilise le modèle avec pression variable obtenue à partir des résultats du cas de référence.

6.2.3 Etude de l’écoulement autour d’un profil éolien

Pour compléter la validation de la modélisation bidimensionnelle, on compare le champ de vitesse autour d’un profil S809 à celui créé par une ligne de discontinuité de pression, qui a le même coefficient de force normale que le profil. On utilise les mêmes paramètres du maillage et du solveur d’équations de Navier-Stokes que dans le cas précédent de la plaque plane. Néanmoins, le nombre de points sur l’extrados et sur l’intrados du profil est réduit à 100, et une distribution simplifiée de la pression est employée.

Comme dans le cas de la plaque plane, on compare les deux champs venant des simulations. Il est important de vérifier que la simulation représente bien l’écoulement réel. Etant donné que les mesures concernant le champ de vitesse autour du profil n’existent pas, on compare uniquement le coefficient de portance en fonction de l’angle d’incidence.

Sur la fig.6.5, on représente les résultats obtenus à l'aide de solveur d'équation Navier-Stokes pour le coefficient de portance du profil en fonction de l'angle d'incidence. Ces résultats sont comparés avec les données expérimentales obtenues pour un nombre de Reynolds de 1.10^6 dans la soufflerie de l'Université de Delft, Pays Bas.

Les modèles de turbulence utilisés sont $k-\omega$ et rsm (Reynolds Stress Model). Les résultats obtenus par ces deux types de modélisation de la turbulence sont comparables. Etant donné que le calcul avec $k-\omega$ était plus stable, ce modèle de turbulence a été retenu. Le plus grand écart entre les essais et la modélisation reste inférieur à 10% pour des angles d'attaque entre 0° et 25° .

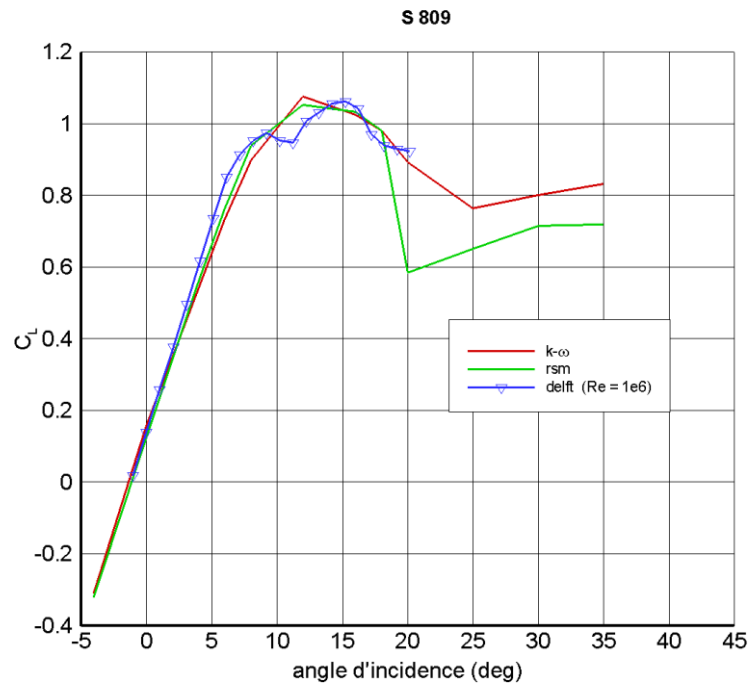


Fig.6.5 Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence pour le profil S809

La comparaison entre le champ d'écoulement autour du profil S809 et celui autour de la ligne de discontinuité de pression est effectuée pour un angle d'attaque de 14° . Les deux champs calculés sont représentés sur la fig.6.6 et la fig.6.7. Les différences entre les angles d'écoulement sont représentées sur la fig.6.8 et les différences de vitesse entre le profil avec la géométrie réelle et le modèle hybride sur la fig.6.10.

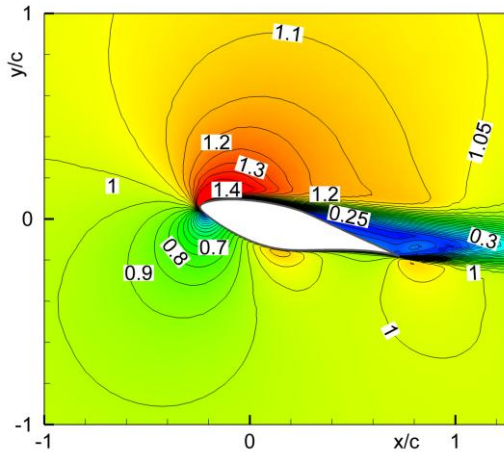


Fig.6.7 Champ de la vitesse adimensionnelle v/v_∞ autour du profil S809

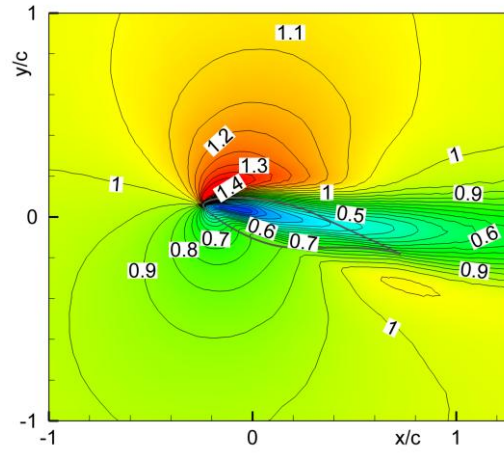


Fig.6.8 Champ de la vitesse adimensionnelle v/v_∞ autour d'une ligne de la discontinuité de pression

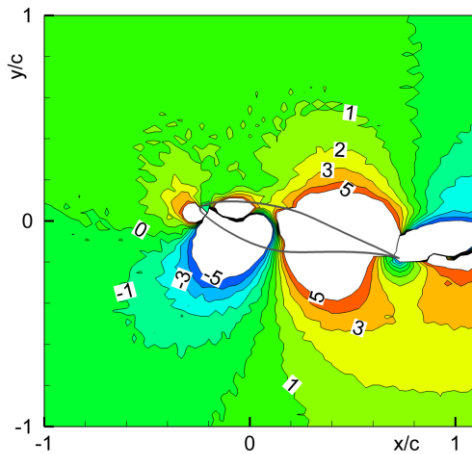


Fig.6.9 Différence en degrés entre les angles d'écoulement autour du profil S809 et ceux autour de la ligne de discontinuité de pression

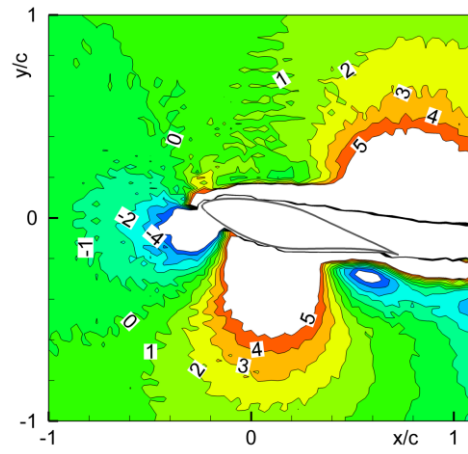


Fig.6.10 Différence en pourcentage de la vitesse à l'infini entre les vitesses d'écoulement autour du profil S809 et celles autour de la ligne de discontinuité de pression

À une distance égale à moins d'une corde en amont du profil, les différences sont négligeables (moins de 1%). En aval du profil, en raison du sillage visqueux, les différences entre les vitesses d'écoulement peuvent atteindre 10%. Des conclusions semblables sont obtenues pour les angles d'attaque 6° et 24° .

Il est à noter qu'il est impossible de modéliser les couches de cisaillement développées sur la surface du profil et le sillage turbulent, uniquement à l'aide d'une discontinuité de pression sans la condition limite « paroi ». Cependant pour obtenir des résultats plus proches de la réalité, la distribution de pression constante pourrait être remplacée par une distribution qui est celle du profil examiné. Si les études expérimentales n'existent pas, on peut utiliser une distribution de pression venant de la

simulation, mais corrigée avec les essais pour qu'elle produise la même force totale, semblable à la réalité.

Si la similitude de l'écoulement, à l'aval du profil, permet de créer un sillage similaire à la réalité, la similitude en amont est très importante et permet l'obtention d'une vitesse de référence correcte. La connaissance de cette vitesse est importante, parce qu'elle permet de calculer les efforts aérodynamiques appliqués sur le profil.

Dans les cas du calcul hybride, on impose une pression sur la ligne qui modélise le profil. Cette pression correspond à la force aérodynamique appliquée sur le profil réel, or cette force dépend de l'angle d'incidence et de la grandeur de la vitesse de référence. Dans un calcul bidimensionnel, la vitesse de référence est bien connue ; c'est la vitesse à l'amont à l'infini, mais dans le cas d'une éolienne elle n'est pas évidente. Ici l'écoulement à l'amont du profil ne dépend pas uniquement de la vitesse à l'infini du rotor, elle dépend aussi de la charge de ce dernier. En conséquence, pour la vitesse de référence, une vitesse près du profil doit être utilisée. Evidemment cette vitesse sera perturbée, dans une certaine mesure, par la présence du profil. Si les perturbations créées par la ligne de discontinuité de la pression sont les mêmes que celles du profil réel, le point de référence du profil peut être utilisé comme le point de calcul de la vitesse de référence du modèle hybride.

Dans le cas d'études expérimentales, comme par exemple le cas d'étude NREL Phase VI, il existe des mesures de la pression sur la surface des pales tournantes. Dans ce cas, les coefficients aérodynamiques bidimensionnels des profils ne peuvent pas être correctement calculés, car la vitesse de l'écoulement mesurée est une vitesse près du profil et n'est pas celle de la référence bidimensionnelle. Pour résoudre ce problème, certains chercheurs corrigent cette vitesse à l'aide de vitesses induites par le sillage tourbillonnaire du rotor, afin d'obtenir les caractéristiques aérodynamiques bidimensionnelles du profil. Puis ces caractéristiques peuvent être utilisées par les méthodes classiques de calcul comme BEM ou les méthodes tourbillonnaires.

Heureusement, la similitude des vitesses et des angles de l'écoulement en amont du profil entre la modélisation hybride et la modélisation complète, permet de contourner les difficultés avec les caractéristiques aérodynamiques bidimensionnelles. Dans le modèle hybride développé ici, on suggère d'utiliser directement les données tridimensionnelles venant d'analyse expérimentale ou numérique pour le coefficient de force normale $C_n = C_n(\alpha, r/R)$ non-corrigé.

Pour les points de référence dans le module de solveur d'équations de Navier-Stokes on adopte les mêmes points géométriques utilisés pour définir les angles et les grandeurs de vitesse d'écoulement comme dans l'expérience. Pour appliquer la démarche proposée ici, il est nécessaire que la distance entre le bord d'attaque et le point de référence soit plus grande qu'une corde. Dans ce cas, les perturbations locales de vitesse créées par le profil et par une ligne de discontinuité de pression sont semblables. Par conséquent il est possible d'employer les données expérimentales pour des coefficients de force sans aucune correction.

En fait, il y a une autre condition supplémentaire concernant le choix du point de référence. Ce point devrait être près du plan de rotation des pales, parce que la vitesse induite par le sillage du rotor varie rapidement le long du tube de courant du rotor.

6.2.4 Comparaison entre le modèle surface active et la ligne active

Il est important de présenter l'avantage du modèle de la surface active et de la ligne active. Pour comparer ces deux types de modélisation hybride, on va comparer le champ de vitesse autour du profil étudié dans ces modèles et le champ de vitesse obtenu par la simulation complète.

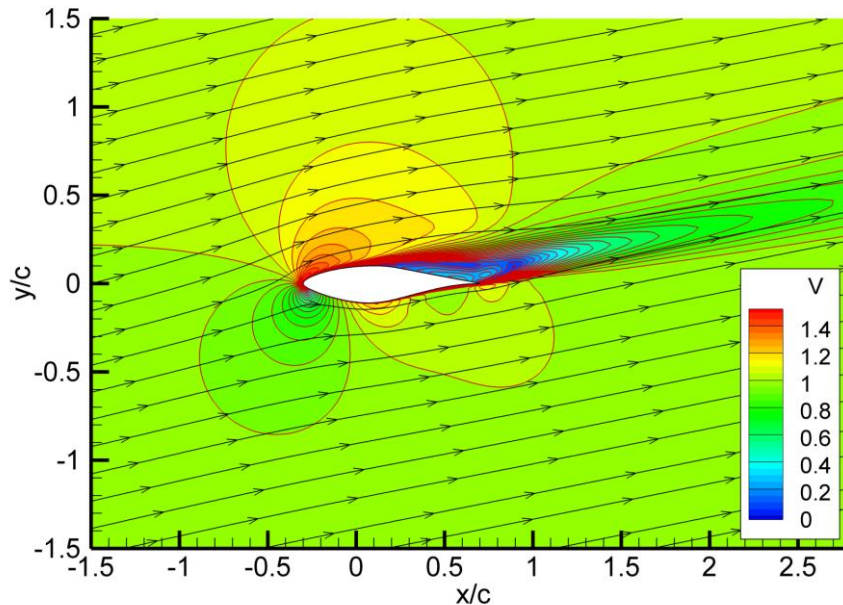


Fig.6.11 Champ de vitesse adimensionnelle autour du profil S809 pour l'angle d'incidence de 12,2° : simulation complète.

Sur la fig.6.11, on représente le champ de vitesse adimensionnelle autour du profil S809 pour un angle d'incidence de 12,2° et un nombre de Reynolds égal à 1.10^6 . Ces paramètres d'écoulement sont choisis parce qu'il existe une très bonne étude faite à Ohio States University, dans laquelle toutes les caractéristiques aérodynamiques du profil sont mesurées, y compris les non-stationnaires. Sur la fig.6.12 on représente les résultats obtenus pour l'écoulement autour du même profil, mais modélisé à l'aide des forces surfaciques, distribuées uniformément à l'intérieur d'un cercle avec un diamètre de 0,25 fois la corde. Ce diamètre entre dans les limites recommandées par Jourieh, 2007. Il est à noter que dans un calcul tridimensionnel, ce cas correspond au modèle de la ligne active. Puisque la force totale, créée par les forces, est égale à la force appliquée sur le profil, l'écoulement est bien reproduit. Par ailleurs, l'intensité est différente et la vitesse maximum dans l'écoulement, ainsi que les gradients de la vitesse au bord d'attaque, ne sont pas bien relevés.

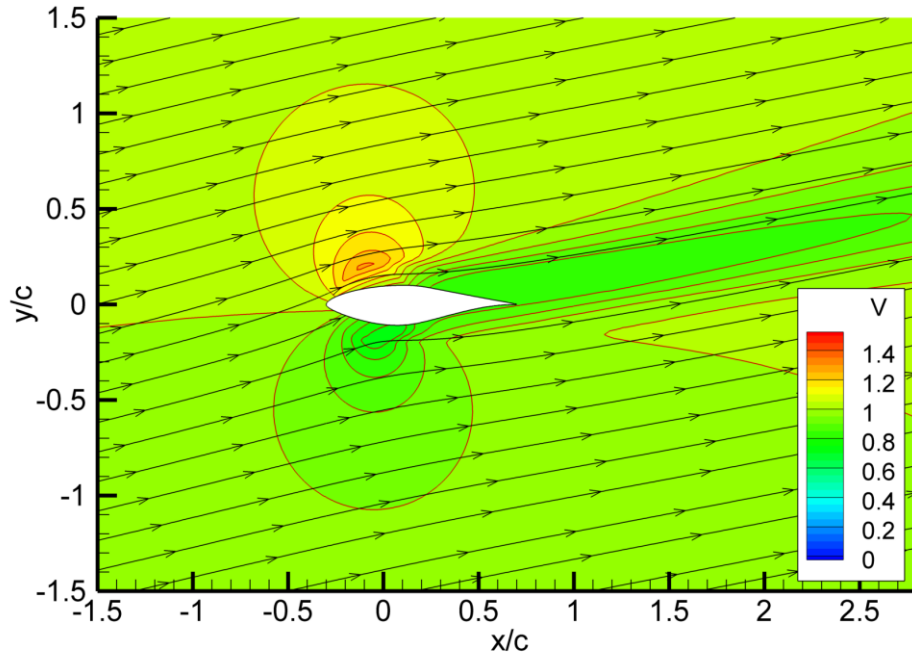


Fig.6.12 – Champ de vitesse adimensionnelle autour du profil S809 pour l'angle d'incidence de 12,2°: simulation hybride, termes sources distribués à l'intérieur d'un cercle $d=0.5$ fois la corde.

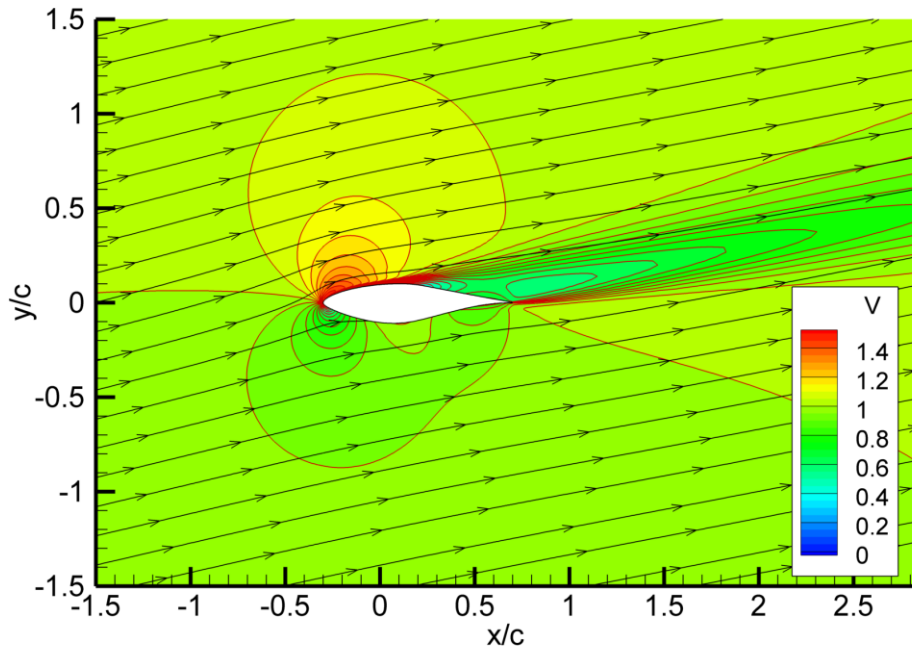


Fig.6.13 – Champ de vitesse adimensionnelle autour du profil S809 pour l'angle d'incidence de 12,2°: simulation hybride, discontinuité de la pression.

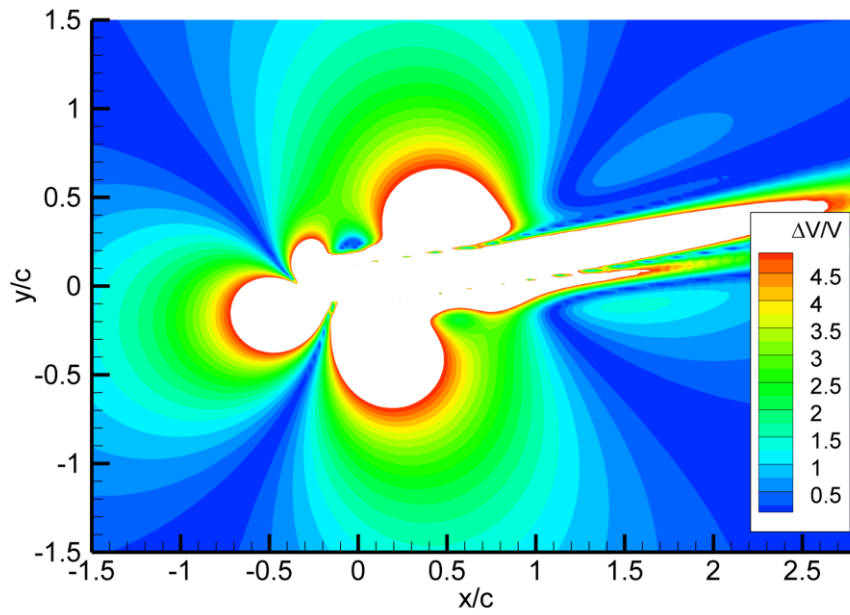


Fig.6.14 Les écarts entre la vitesse obtenue à l'aide du modèle hybride, termes sources distribuées et la simulation complète en pourcentage de la vitesse à l'amont.

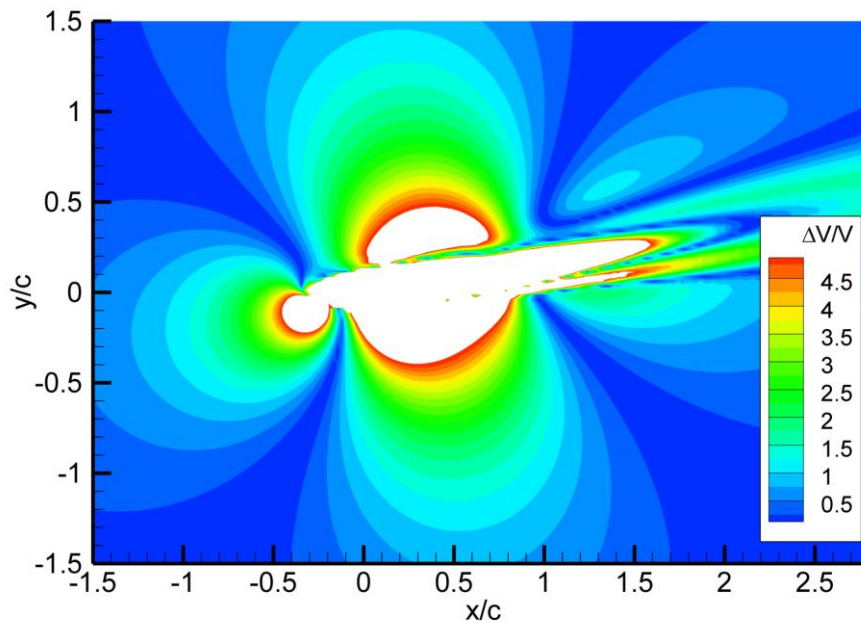


Fig.6.15 Les écarts entre la vitesse obtenue à l'aide du modèle hybride, discontinuité de la pression et la simulation complète en pourcentage de la vitesse à l'amont.

Sur la fig.6.13 on représente l'écoulement créé par la surface active. Pour un écoulement bidimensionnel, ce cas correspond à la répartition d'une discontinuité de pression imposée sur la ligne qui modélise le profil. Il est évident, que les gradients au bord d'attaque du profil, ainsi que le sillage à l'aval sont mieux reproduits par rapport

au calcul avec la ligne active fig.6.12 (cercle avec termes sources répartis à l'intérieur pour l'écoulement bidimensionnel).

Pour faciliter la comparaison, on représente l'écart entre la vitesse calculée par la simulation complète et la modélisation à l'aide des termes sources fig.6.14 et l'écart pour celle menée à l'aide de la discontinuité de la pression, fig.6.15. Sur ces figures l'écart est représenté en pourcentage par rapport à la vitesse à l'infini. Si l'écart est plus grand que 5%, la zone d'écoulement est blanche. On voit clairement l'avantage du modèle hybride proposé ; la limite de 5% est dans une distance de 50% plus près du profil.

6.3 Ecoulement tridimensionnel

6.3.1 Simulation de l'écoulement autour d'une aile elliptique

Ce cas est choisi parce qu'il existe une solution exacte qui donne la répartition de pression le long de la corde d'une plaque plane en écoulement parfait. Le choix de la forme elliptique de l'aile vient de la théorie de la ligne portante de Prandtl qui montre que la circulation le long de l'aile a une forme elliptique. En négligeant la vitesse le long de l'aile, on peut calculer la distribution de pression le long de la corde selon la théorie de la plaque plane, [8]. Le calcul de l'angle d'incidence de l'écoulement α s'effectue à une distance d'environ une corde, à l'amont du profil.

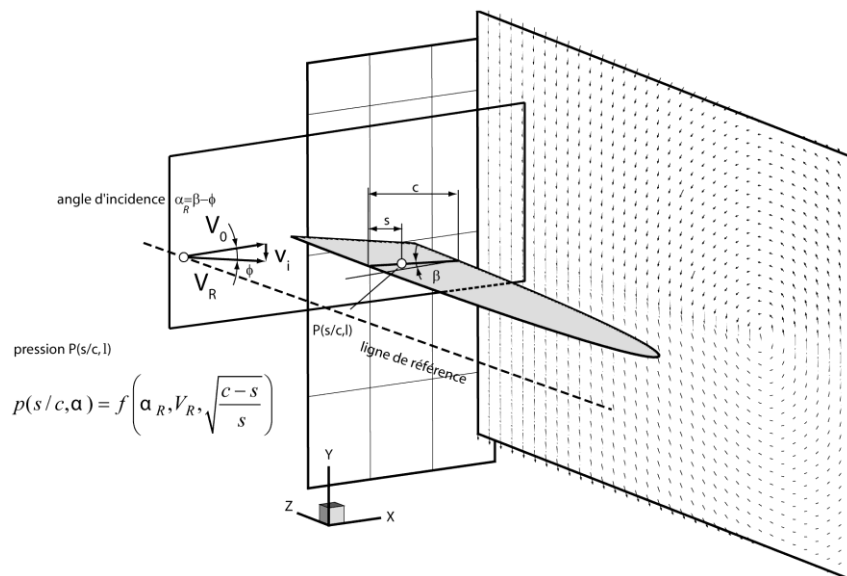


Fig.6.16 – Champ de vitesse dans le sillage d'une aile elliptique de profil plaque plane inclinée à 12°.

On peut indiquer que le même problème de définition de l'angle d'incidence existe aussi dans les essais expérimentaux menés par [9] sur des éoliennes. Une

simulation en fluide parfait Euler 3d de l'écoulement, autour d'une aile elliptique, a été effectuée afin de tester le schéma de calcul du modèle hybride. Pour cela, une aile avec un allongement $\lambda = 10$ a été étudiée pour un angle d'incidence de 12 degrés, fig.6.16. Avant chaque itération, l'angle d'incidence en amont de l'aile est calculé. Dans les nœuds de maillage à la surface de discontinuité de pression qui remplace l'aile, la pression est calculée à l'aide de la formule (6.1).

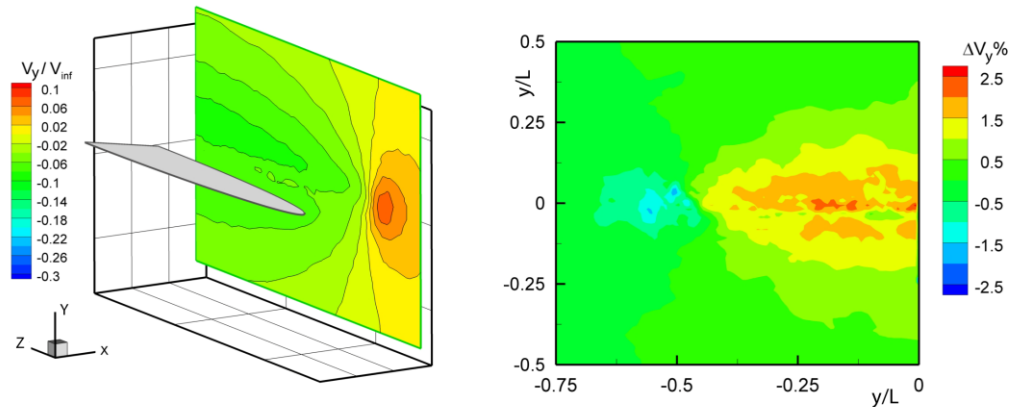


Fig.6.17 – Champ de vitesse dans le sillage d'une aile elliptique de profil plaque plane inclinée à 12°.

A la fin de chaque itération, la portance de l'aile est comparée avec le résultat obtenu dans l'itération précédente. Si la différence reste plus grande qu'une certaine valeur, le calcul continue. Les résultats de calcul pour la vitesse induite V_y dans un plan normal à l'aval situé à deux fois la corde sont représentés dans la fig.6.17. Afin de comparer les résultats du modèle hybride, une simulation de l'aile a été menée pour les conditions identiques de l'écoulement. Les résultats obtenus montrent un écart de 5% et cela permet de valider le schéma hybride.

6.3.2 Simulation de l'écoulement autour des éoliennes

Le modèle hybride étudié pour la modélisation de l'écoulement à travers les rotors comporte deux modules. Dans le premier module un solveur d'équation de Navier-Stokes calcule le champ de vitesse autour du rotor éolien. Ici, la présence du rotor est modélisée avec des forces volumiques ou des forces surfaciques. Pour obtenir ces forces, un deuxième module emploie des méthodes conventionnelles basées généralement sur la méthode d'élément de pale. Etant donné que pour ces modélisations les surfaces rigides n'existent pas ou leur présence est très limitée, il n'y a aucun besoin de modéliser la couche limite des pales. Ainsi, le maillage autour des pales peut être grossier et le nombre de nœuds de calcul est diminué. Il en résulte que le besoin de la puissance de calcul est réduit également.

Le succès de ces modèles hybrides pour les problèmes d'interaction aérodynamique peut être expliqué par :

- la fiabilité de la méthode BEM pour le calcul des écoulements sans présence de décollements importants et lorsque les propriétés aérodynamiques des profils sont bien connues.

- la robustesse du solveur des équations de Navier-Stokes lors des calculs du développement du sillage à l'aval du rotor.

- leur emploi pour les nombreuses interactions de propulseur-corps rencontrées dans l'hydrodynamique des hélices marines et dans l'aérodynamique des hélicoptères et des éoliennes.

Comparé au modèle de ligne active, le modèle de la surface portante proposé dans ce travail va plus loin. Chaque pale est remplacée par une surface de discontinuité de pression. De cette façon les difficultés liées à la distribution des forces volumiques autour de la ligne active sont contournées. Comparé aux travaux précédents [1], les pales ne sont pas modélisées en tant que saut de pression tournant, mais avec leurs surfaces moyennes. De plus, la distribution de pression n'est pas constante le long de la corde. Cette distribution peut venir de la distribution de pression sur l'extrados et sur l'intrados du profil pour le même angle d'incidence. On peut également utiliser une distribution semblable à la distribution de pression sur une plaque plane.

Le modèle de la surface active combine la méthode de l'élément de pale avec un solveur d'équations de Navier Stokes. Dans le domaine de la simulation numérique, la géométrie du rotor est simplifiée et les pales sont remplacées par des surfaces avec une condition limite « discontinuité de pression ». Par conséquent, les forces de pression remplacent les parois de pale et le nombre de nœuds diminue sensiblement, car il n'y a aucun besoin de modéliser la couche limite.

À partir de l'approche initiale pour l'écoulement à l'amont, la géométrie de la pale et les données aérodynamiques du profil, le module de BEM calcule la distribution de pression sur la surface remplaçant la pale. Alors le module de CFD calcule le champ de vitesse de l'écoulement, en utilisant comme condition limite, la distribution de la pression précédemment obtenue à partir du module de l'élément de pale. Le résultat est effectué itérativement, en échangeant des données entre les modules de l'élément de pale et du solveur de l'équation de Navier Stokes. Le calcul s'arrête lorsque la convergence souhaitée est atteinte.

Le calcul de la discontinuité de pression est basé sur l'approche de l'élément de pale. Au rayon de pale r , les forces élémentaires agissant dans les directions normales et tangentielles sur un élément de pale avec l'envergure dr et la corde c sont :

$$dF_n = \frac{1}{2} \rho W_R^2 c C_n dr \quad (6.1)$$

et

$$dF_t = \frac{1}{2} \rho W_R^2 c C_t dr \quad (6.2)$$

Dans les formules ci-dessus les coefficients de force C_n et C_t sont déterminés en utilisant les propriétés aérodynamiques de profils de pale $C_n=C_n(\alpha)$ et $C_t=C_t(\alpha)$. L'angle d'incidence α est :

$$\alpha(r) = \phi(r) - \beta(r), \quad (6.3)$$

Ici, β est l'angle de calage du profil de pale, ϕ est l'angle de l'écoulement créée entre les vecteurs de la vitesse périphérique U et de la vitesse de référence W_R .

Dans la méthode de l'élément de pale-quantité de mouvement et dans les méthodes tourbillonnaires, la vitesse induite peut être évaluée explicitement, par conséquent il est facile de calculer l'angle d'écoulement ϕ :

$$\phi(r) = \tan^{-1} \left(\frac{V_0 - w_{ia}(r)}{\Omega r + w_{ir}(r)} \right) \quad (6.4)$$

Cependant, dans le modèle de surface active, l'angle d'incidence α ne peut pas être calculé sans quelques présomptions au sujet de l'écoulement autour du rotor, car quand on utilise le solveur d'équation de Navier-Stokes on ne peut pas séparer explicitement les vitesses induites dans l'équation (6.4) du reste du champ de vitesse.

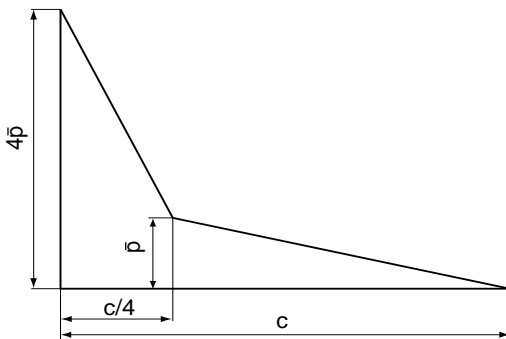


Fig.6.18 Distribution de pression simplifiée.

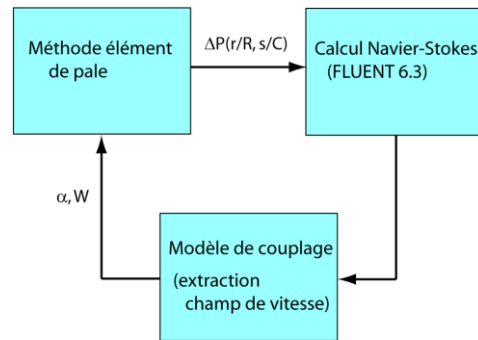


Fig.6.19 Schéma du couplage

Dans cette approche, il est très utile de représenter l'écoulement à travers l'éolienne comme la somme de deux autres écoulements. Le premier est celui du vent à l'infini amont et le deuxième est celui induit par l'éolienne. Le champ de vitesse induite par l'éolienne comprend deux composants :

- L'écoulement global créé par le rotor; le rotor fonctionne comme un disque actif qui extrait l'énergie cinétique du vent. Selon la théorie de Froude-Rankine le rotor ralentit le vent en fonction de la charge aérodynamique.
- L'écoulement de perturbations locales, créées par la présence des profils des pales.

A travers le disque du rotor, les vitesses induites par le rotor ne varient que légèrement, si on ne s'éloigne pas trop du plan de rotation. A l'amont des profils de pales, dans une distance de quelques longueurs de corde, l'écoulement n'est pas perturbé par la présence du profil local de pale. Par conséquent pour le plan de référence, où le vecteur de vitesse doit être déterminé, il est acceptable d'utiliser ce plan, placé légèrement en amont. Ici l'écoulement n'est pas influencé localement par les profils de la pale, mais il est suffisamment près du plan du rotor pour avoir le même champ de vitesse induite global. Évidemment, si le plan utilisé comme référence est plus près,

l'écoulement est alors perturbé par le profil et les caractéristiques aérodynamiques bidimensionnelles de ce dernier doivent être corrigées.

Dans certain cas, les caractéristiques de profils tournants sont déterminées expérimentalement. L'application de telles caractéristiques est très intéressante parce qu'elles prennent en compte l'effet de rotation sur la couche limite. Malheureusement, la vitesse de référence est déterminée très près de la pale et pour être utilisables par les méthodes classiques, ces caractéristiques doivent être corrigées. Dans le modèle hybride proposé ici, les caractéristiques peuvent être utilisées immédiatement sans aucune correction. Pour cela, on adopte le même plan de référence que celui qui est utilisé dans l'expérience. Cette approche est très avantageuse également quand les caractéristiques du profil sont extraites à partir de simulations numériques tridimensionnelles.

Dans le solveur d'équations de Navier-Stokes CFD, la force normale obtenue de l'équation (6.1) est appliquée, comme une discontinuité de pression le long de la corde qui remplace le profil. Parfois on connaît uniquement les coefficients globaux et la répartition de la pression n'est connue, ni par la modélisation, ni par l'expérience. Dans ce cas, pour rendre la vitesse induite par cette discontinuité plus appropriée, il est préférable d'employer le long de la corde, la distribution représentée sur le schéma 1. Cette forme de distribution de pression est presque identique à celle sur une plaque plane. Par ailleurs, au bord d'attaque, la pression n'a aucune singularité et le moment des forces de pression par rapport au point situé à 1/4 de la corde est égal à zéro.

Le modèle hybride proposé, voir le schéma sur la fig.6.19, est basé sur le code de calcul d'équations de Navier-Stokes Fluent 6.3 et le résultat est obtenu itérativement. Dans le domaine de calcul, qui représente le champ d'écoulement autour de l'éolienne, les pales sont remplacées par des surfaces avec la condition limite « fan ». Ce type de condition limite dans Fluent, correspond à une différence de pression imposée entre les cellules adjacentes, situées aux côtés opposés de la surface sur laquelle on impose la condition limite.

Au début de chaque itération, le code de calcul exécute une fonction définie par l'utilisateur. Cette fonction est réalisée en langage C. Elle comporte le module « élément de pale » et à partir du champ de vitesse à l'amont sur la ligne de référence, elle calcule la distribution de pression appliquée sur la pale en fonction de caractéristiques aérodynamiques du profil de la pale.

6.3.2.1 Modélisation hybride de l'éolienne NREL Phase VI

L'éolienne étudiée est celle de la phase VI de NREL-fig. 6.24, voir Hand et al [45]. Le rotor éolien a un diamètre de 10 mètres et il est équipé de deux pales avec le profil S809. Le choix de l'éolienne NREL a été fait parce qu'il existe une base de données expérimentale très importante. Il est nécessaire de valider le modèle hybride proposé à l'aide ces données. A chaque point de fonctionnement de l'éolienne, on mesure la puissance aérodynamique et la force axiale. Une des deux pales a été instrumentée avec des capteurs de pression et des tubes pneumatiques à cinq trous, fig.6.20. Cette instrumentation permet de mesurer la pression statique sur l'extrados et sur l'intrados de cinq profils, placés à différents rayons le long de la pale. De plus, le vecteur de vitesse en amont de chaque profil est obtenu à l'aide d'un tube de Pitot à cinq trous, fig.6.21.

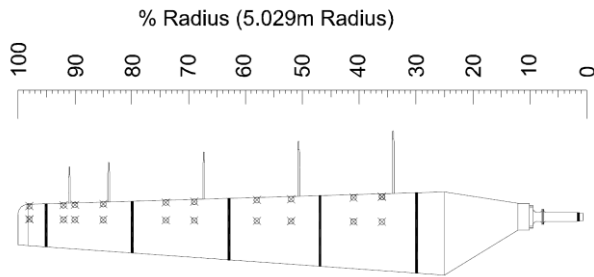


Fig.6.20 Pale instrumentée avec les capteurs de pression et les tubes de Pitot à cinq trous

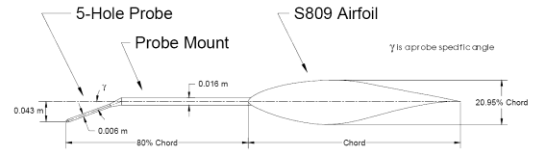


Fig.6.21 Emplacement du tube de Pitot à cinq trous.

A partir des mesures obtenues durant les d'essais, il est possible de créer des tableaux de données pour les coefficients de forces normale et tangentielle en fonction de l'angle d'incidence le long de la pale. En effet, en utilisant des techniques d'interpolation de type « spline » une fonction bidimensionnelle $C_n = C_n(\alpha, r/R)$ peut être créée, voir fig.6.22.

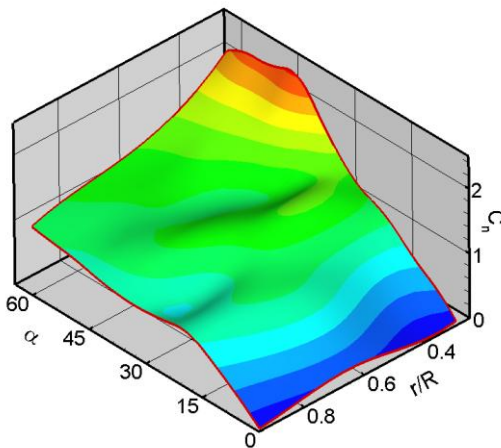


Fig.6.22 Distribution du coefficient de force normale le long de la pale

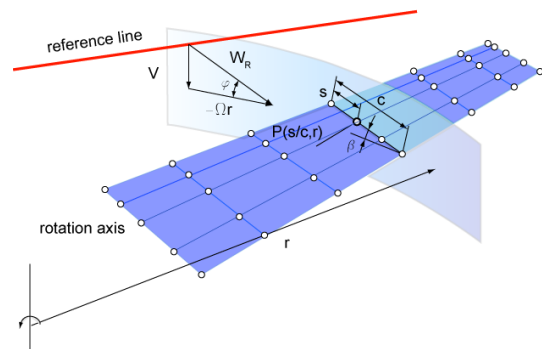


Fig.6.23 Modèle hybride pour la pale

Afin d'obtenir la distribution de pression durant le calcul et la valeur correspondante à chaque nœud de la surface de discontinuité de pression, voir fig.6.23, on détermine :

- le rayon relatif r/R
- la vitesse V et l'angle d'incidence α , pour le rayon r
- la distance s/c à partir du bord d'attaque

Puis pour r/R et angle d'attaque α obtenus, à l'aide d'interpolation on calcule les coefficients de force normale, voir fig.6.22. On peut alors calculer la force normale et la force tangentielle, éq.(6.1) et éq.(6.2). Puis, selon la distance s/c et la forme de la répartition de pression, voir fig.6.18, on calcule la valeur de la discontinuité de pression.

Cette pression est utilisée dans le solveur d'équation Navier -Stokes pour être appliquée en tant qu'une condition limite de type « fan ».



Fig.6.24 Eolienne NREL Phase VI durant l'essai dans la soufflerie de NASA à Ames Research center.

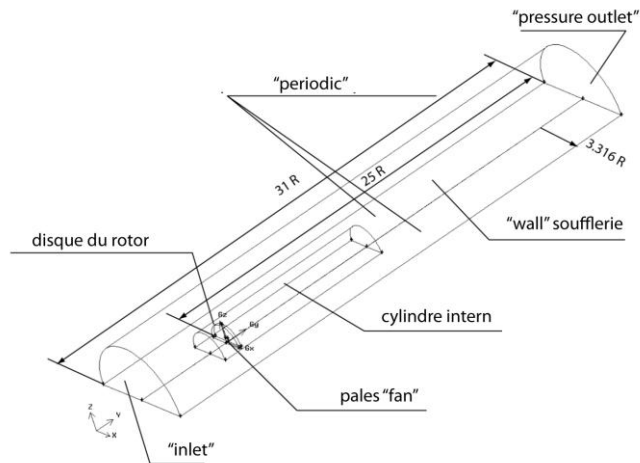


Fig.6.25 Domaine de simulation du modèle hybride éolien.

Le cas étudié est celui nommé cas *H* dans les essais NREL où le rotor est orienté face au vent avec un angle de calage en bout de pale de 3° . Le nombre de Reynolds moyen pour les profils de pales est environ 1.10^6 . Le domaine de calcul est constitué d'un cylindre qui a un rayon de $3.316R$ et qui représente le champ d'écoulement autour du rotor éolien. Il a également une longueur de $6R$ en amont et de $25R$ en aval du plan du rotor. La valeur $3.316R$ est employée car elle mène au même rapport qu'entre la section de la veine de test de la soufflerie et la surface balayée du rotor éolien. Par conséquent, les expériences et les simulations numériques ont le même coefficient de blocage.

La surface remplaçant la pale est représentée par 4000 nœuds parmi les 500 000 utilisés pour le modèle entier. Cette surface est divisée dans la direction de la corde en 40 intervalles, qui sont affinés près du bord d'attaque, où le gradient de discontinuité de pression est le plus important. Le long de la pale, la surface est divisée en 100 intervalles équidistants. La taille initiale des cellules dans la direction normale à la surface est de 0.01 corde et le facteur de croissance de 1.25 est employé. Pour améliorer le calcul de sillage, le maillage est affiné à l'intérieur d'un cylindre interne autour du rotor avec un diamètre de $1.25R$ et une longueur de $10R$ en aval du rotor, fig.6.25.

La fonction d'interpolation, fig.6.22, pour les coefficients de force normale, est basée sur les résultats obtenus pour le cas « H » [5]. Il s'agit de mesures faites à cinq rayons le long de la pale ($r/R = 0.30, 0.47, 0.63, 0.80, 0.95$). Pour appliquer ces données sans correction, la ligne de référence où est définie la vitesse de référence, passe par les mêmes points géométriques où sont obtenus les coefficients expérimentaux.

Le calcul est mené itérativement. Après un certain nombre d'itérations, selon le nombre de nœuds et la valeur des résiduels exigés, le processus de calcul converge. Habituellement, la puissance calculée du rotor atteint rapidement une valeur constante,

mais les itérations additionnelles sont nécessaires pour obtenir un sillage bien développé.

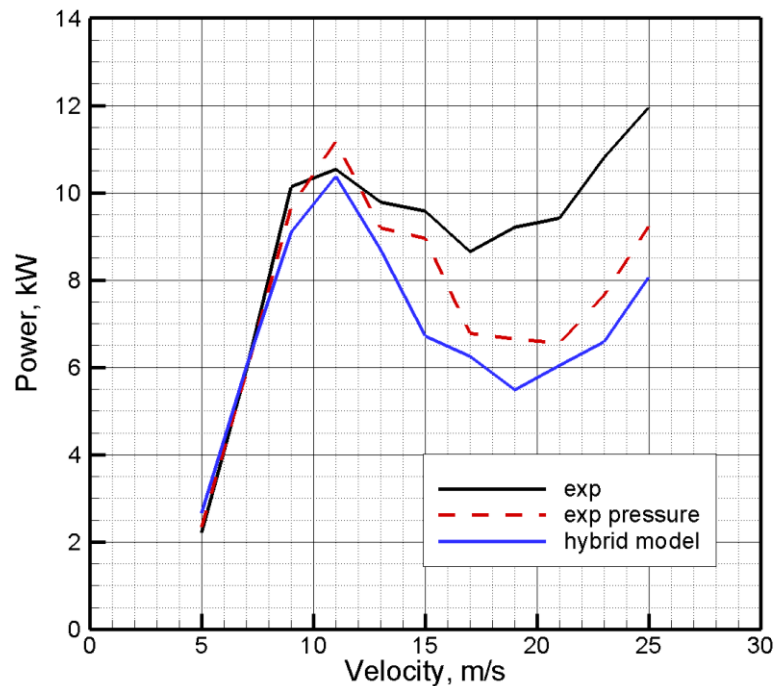


Fig.6.26 Puissance mesurée et simulée de l'éolienne NREL Phase VI, cas H

La comparaison entre la puissance de l'éolienne, obtenue expérimentalement et par la simulation à l'aide du modèle hybride, est représentée sur fig.6.26. En cas de vitesses élevées, l'écart est dû à l'effet du « centrifugal pumping ». Cet effet apparaît quand l'écoulement décroche et que les forces centrifuges déplacent le fluide dans la zone de décrochage à l'extérieur, vers l'extrémité de la pale. L'effet n'est pas modélisé, en raison du manque de forces radiales appliquées sur la surface des pales. Une incertitude supplémentaire est introduite parce qu'il est difficile d'interpoler les coefficients de force au voisinage de l'extrémité de la pale. Pour améliorer l'interpolation, des résultats supplémentaires expérimentaux ou numériques sont nécessaires.

Il est à noter qu'aux extrémités de la pale, l'écoulement est fortement tridimensionnel, donc le modèle de l'élément de pale n'est pas approprié. Dans ces parties de la pale, la pression est imposée et une loi choisie pour la distribution de la circulation sur la pale.

Afin de bien comprendre l'écart entre la puissance mesurée et la puissance simulée, on a comparé les angles d'incidence et le coefficient de force normale venant de la simulation et l'expérience. Sur les fig.6.27 à fig.6.32, on représente la variation de l'angle d'incidence le long de la pale pour différentes vitesses de vent à l'amont. Sur les fig.6.33 à fig.6.37, on représente la variation de coefficient de force normale le long de la pale pour différentes vitesses de vent à l'amont. Enfin, la variation de la force axiale est représentée sur la fig.6.38. Les écarts entre les résultats d'essais et les résultats de calcul prouvent la bonne qualité du calcul, même pour des vitesses de vent élevées à

l'amont, ce qui n'est pas le cas pour la puissance. Pour comprendre d'où vient ce phénomène, on représente sur la fig.6.26 la puissance expérimentale, calculée à l'aide d'une pression appliquée sur les pales. La courbe qui représente cette puissance, marquée comme « exp. pression » ressemble à la courbe de résultats du modèle hybride. Evidemment, il existe un écart significatif entre la puissance mécanique mesurée expérimentalement sur l'arbre de l'éolienne et celle calculée à l'aide de la pression. Probablement, pour les vitesses de vent élevées, l'écoulement est très tridimensionnel aux extrémités de la pale et exige plus de points de mesures de pression pour calculer correctement la puissance.

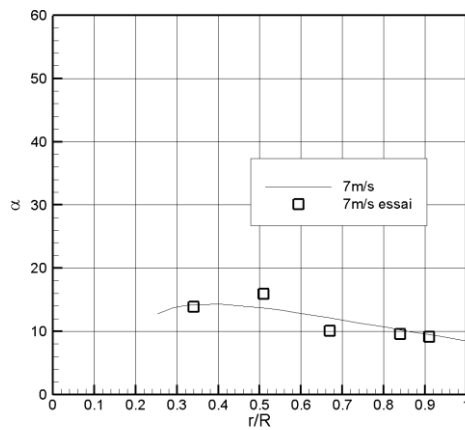


Fig.6.27 Distribution de l'angle d'incidence le long de la pale, 7 (m/s)

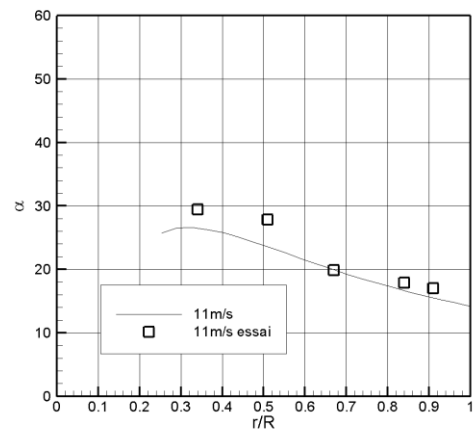


Fig.6.28 Distribution de l'angle d'incidence le long de la pale, 11 (m/s)

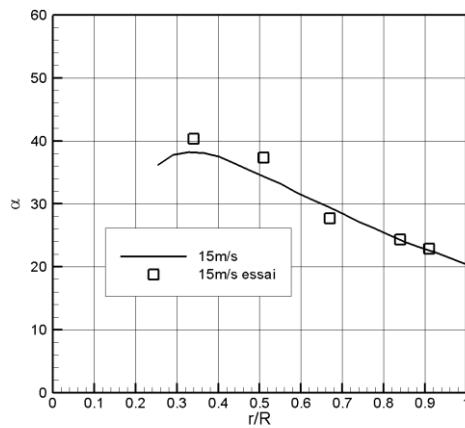


Fig.6.29 Distribution de l'angle d'incidence le long de la pale, 15 (m/s)

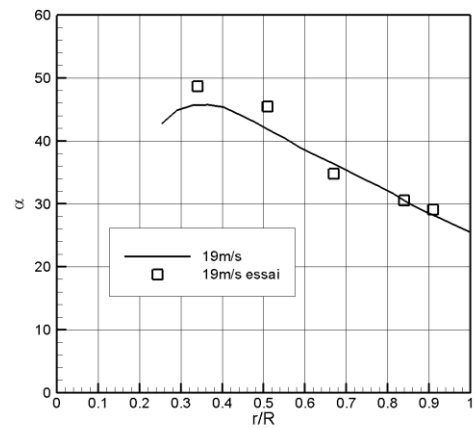


Fig.6.30 Distribution de l'angle d'incidence le long de la pale, 19 (m/s)

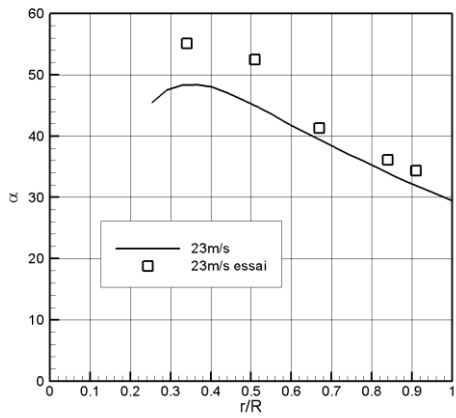


Fig.6.31 Distribution de l'angle d'incidence le long de la pale, 23 (m/s)

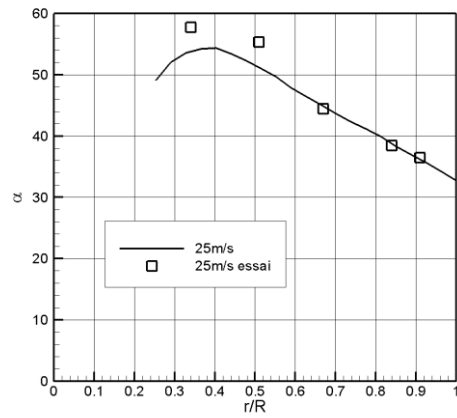


Fig.6.32 Distribution de l'angle d'incidence le long de la pale, 25 (m/s)

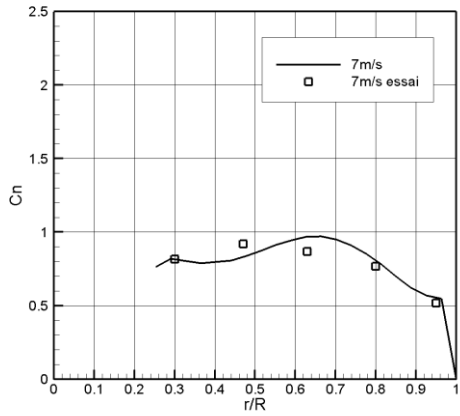


Fig.6.33 Distribution du coefficient de force normale le long de la pale, 7 (m/s)

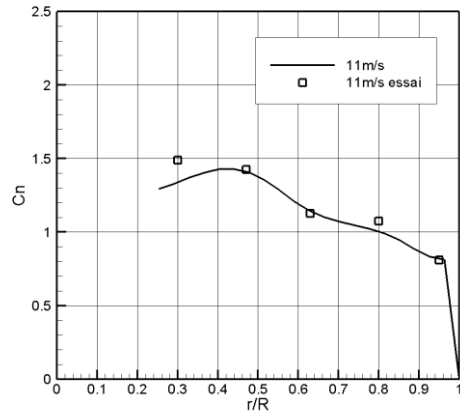


Fig.6.34 Distribution du coefficient de force normale le long de la pale, 11 (m/s)

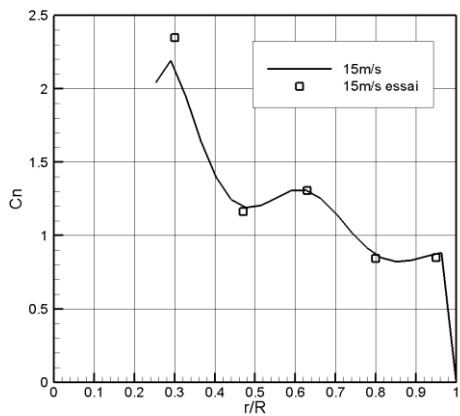


Fig.6.35 Distribution du coefficient de force normale le long de la pale, 15 (m/s)

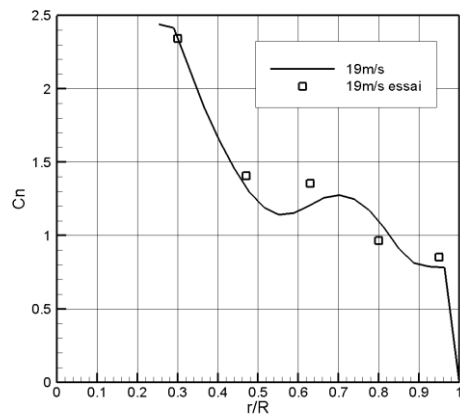


Fig.6.36 Distribution du coefficient de force normale le long de la pale, 19 (m/s)

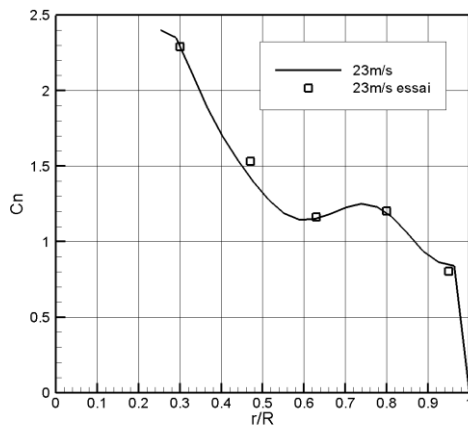


Fig.6.37 Distribution du coefficient de force normal le long de la pale, 23 (m/s)

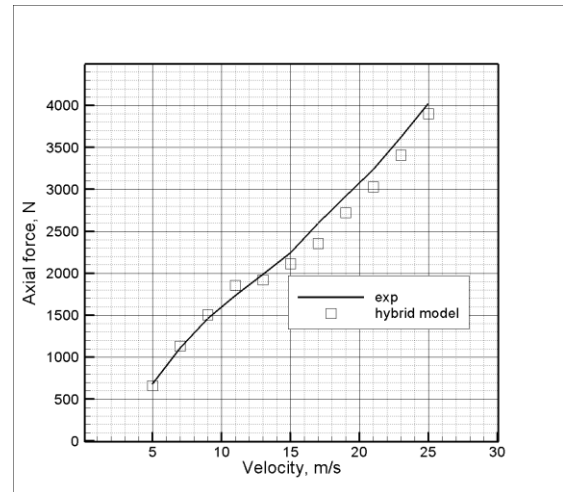


Fig.6.38 Force axiale en fonction de la vitesse à l'amont

6.3.2.2 Modélisation hybride de l'éolienne Rutland

Il est intéressant de comparer les résultats de modélisation hybride obtenus pour le champ de vitesse à travers d'une éolienne. Une base de données très large est créée dans le laboratoire de mécanique des fluides d'Arts et Métiers-Paris. Cette base est obtenue à l'aide de mesures PIV dans le cas d'une éolienne Rutland 503, à 6 pales transformée en un modèle tripale.

Pour étudier l'écoulement, on utilise le solveur d'équation de Navier-Stokes FLUENT 6.3.26. Pour prendre en compte l'obstruction créée par les parois de la soufflerie, le rotor est modélisé à l'intérieur de la soufflerie. L'écoulement est non-stationnaire et le volume qui comporte le rotor tourne à l'intérieur du maillage fixe de la soufflerie. Les pales du rotor sont modélisées comme une surface active avec une discontinuité de pression imposée. Les caractéristiques aérodynamiques des profils le long de la pale sont obtenues à l'aide de mesures PIV. Etant donné que le moyeu de l'éolienne étudiée est très encombrant, son diamètre est de 27% du diamètre du rotor, il est indispensable de le modéliser comme un corps réel. L'intrados et l'extrados de la pale sont divisés en 70 intervalles, resserrés au bord d'attaque. La longueur de la pale est divisée en 90 intervalles uniformément espacés. Autour de la pale, 10 couches de cellules sont utilisées, la taille initiale de ces cellules normales à la surface de la pale est de 0.01 de la corde et le facteur d'agrandissement est de 1.25. Le maillage est constitué de blocks dont le maillage est structuré et comporte en totalité 5 millions de cellules. Le nombre de Reynolds calculé pour la corde moyenne de la pale est de l'ordre de 70 000, pour cela la modélisation de la turbulence est faite à l'aide de la méthode $k-\omega$. Le pas de temps appliqué pour le calcul correspond à un angle de rotation de 1° . Pour obtenir un calcul convergé périodiquement il faut faire 3 rotations du rotor.

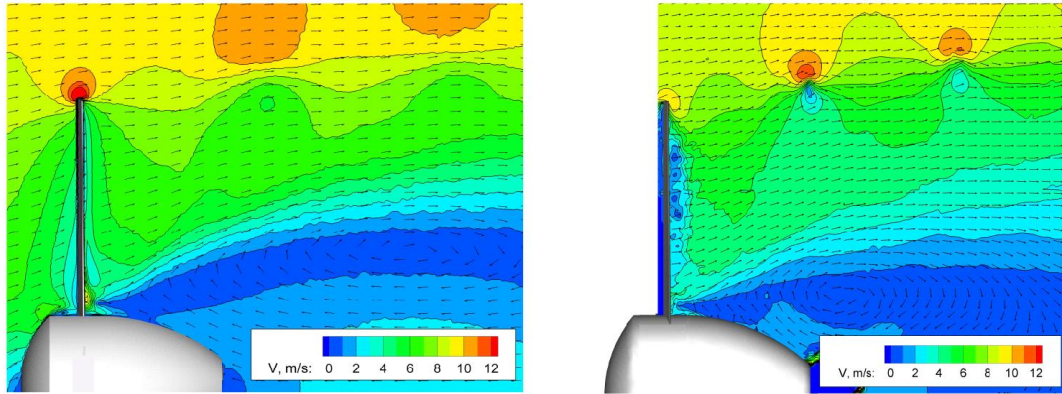


Fig.6.39 A gauche, comparaison entre la modélisation de l'écoulement à travers l'éolienne, et à droite les résultats des essais PIV,

La première comparaison est l'écoulement dans un plan méridional du rotor, qui passe par la pale, fig.6.39. La vitesse de rotation du rotor est de 1436 tr/min pour une vitesse à l'infini amont de 9.3 m/s. En général, le sillage est relativement bien modélisé mais la zone de décollement derrière le moyeu est plus large qu'en réalité ; en fait, il est bien connu que les écoulements avec un décollement massif sont difficiles à résoudre à l'aide de modèles de turbulence moyennée comme le $k-\omega$. Il faut utiliser les modélisations LES ou DES. Malheureusement dans ces cas, il faut augmenter la finesse du maillage.

Si la précision du calcul du sillage est largement dominée par la qualité de la modélisation d'équation de Navier-Stokes, l'écoulement autour du profil de la pale est moins sensible à la finesse du maillage et à la qualité du modèle de turbulence. Sur la fig.6.40, on représente la comparaison entre les résultats PIV et le calcul pour l'écoulement à travers le profil de pale situé au rayon $0,7R$. On voit que la ressemblance entre les essais et la simulation est excellente.

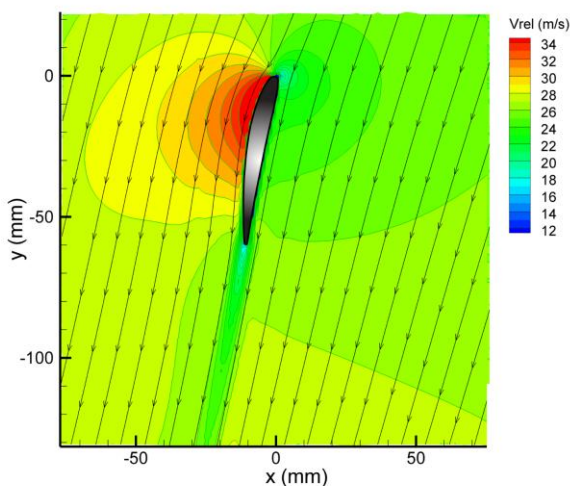


Fig.6.40 Champ de vitesse relative obtenu par simulation numérique.

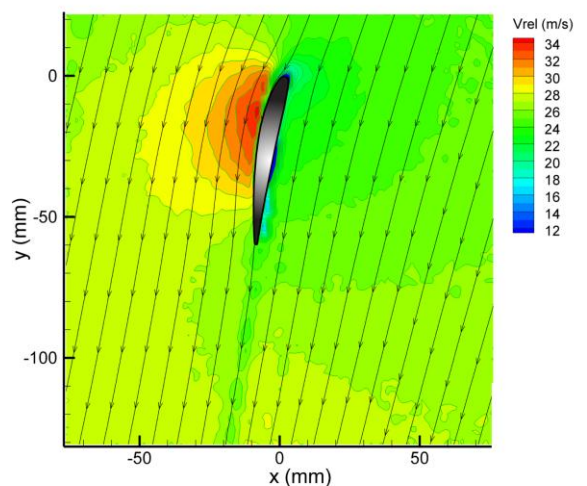


Fig.6.41 Champ de vitesse relative obtenu par PIV.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a proposé un modèle de surface active pour le calcul de l'écoulement à travers les rotors éoliens. L'objectif est de valider ce modèle hybride qui présente un couplage entre la méthode de l'élément de pale et un solveur de l'équation de Navier-Stokes. Pour représenter le rotor, les pales sont remplacées par des surfaces minces constituées par les cordes le long de la pale. Sur ces surfaces, une discontinuité de pression est appliquée et calculée à partir des propriétés aérodynamiques des profils de pale et de la vitesse à l'amont. Afin d'améliorer les conditions initiales du développement du sillage du rotor, la surface de discontinuité de pression qui remplace la pale a le même angle de calage que la pale d'origine et la pression imposée varie le long de la pale ainsi que le long de la corde. Par conséquent, le modèle de surface active est différent de tous les modèles hybrides existants qui emploient des lignes actives ou modélisent la pale en tant que saut tournant de pression.

Quand la distribution de pression le long de la corde n'est pas connue, le modèle proposé emploie une distribution de pression qui ressemble à celle de la plaque plane, mais sans singularité dans le bord d'attaque. Dans le cas de profil, cette répartition crée un champ de vitesse semblable à celui autour d'une aile, ayant le même coefficient de force normale. Les calculs numériques effectués pour le cas d'une plaque mince et d'un profil S809 ont prouvé cette approche. Il est à noter que, sur une distance d'une corde en amont du bord d'attaque, la différence est près d'un degré pour des angles d'écoulement et moins de 1% pour la vitesse. En aval de l'aile, la différence est de moins de 10% pour la vitesse. Pour montrer l'avantage du modèle développé ici, par rapport au modèle avec les forces surfaciques réparties, une comparaison est faite dans le cas de l'écoulement autour du profil S809. Le résultat de cette comparaison montre que la modélisation à l'aide de la discontinuité de pression permet de diminuer l'écart par rapport au calcul complet avec des lois de parois.

Dans le cas de la simulation des éoliennes, le modèle de surface active est capable de calculer la puissance aérodynamique du rotor, mais pour les fortes vitesses de vent, un certain écart est constaté par rapport aux résultats expérimentaux. Ceci est dû au fait qu'en cas de forte vitesse de vent, l'écoulement est détaché. Par conséquent, l'écoulement est fortement tridimensionnel et la méthode d'élément de pale qui sert pour la surface active n'est plus valable.

La validation du modèle de la surface active est faite dans le cas de l'éolienne NREL et de l'éolienne Rutland. Dans ces deux cas, la puissance de l'éolienne est bien calculée pour des vitesses de vent faibles et modérées. De plus, la comparaison avec les résultats PIV des champs de vitesse simulés à travers le rotor et autour du profil situé au rayon de la pale $0,7R$, montre une bonne cohérence.

Le modèle suggéré ici a deux avantages significatifs, comparé aux autres modèles hybrides. Le premier est la possibilité d'employer les données tridimensionnelles du profil sans appliquer aucune correction. Le deuxième est que le champ de vitesse en aval des pales est plus près de la réalité que celui prédit par les méthodes du disque actif et de la ligne active. Comparé aux méthodes de CFD, qui emploient la géométrie tridimensionnelle complète du rotor, ce modèle a l'avantage d'employer un nombre limité de nœuds. Par conséquent, la taille du maillage est réduite ce qui rend le modèle approprié pour l'analyse et la conception des parcs éoliens.

Chapitre 7 Application du modèle de surface active pour le couplage fluide structure pour une éolienne à pales déformables

7.1 Introduction

Dans ce chapitre on développe une méthode de calcul aéroélastique adaptée au calcul des pales éoliennes. Cette méthode est basée sur le couplage entre un modèle hybride et un code de calcul de la dynamique de structure.

Pour obtenir la distribution de la pression le long de la pale, celle-ci est divisée en plusieurs tranches et pour chacune d'elles, on calcule l'écoulement bidimensionnel autour du profil. Les efforts appliqués sur les profils sont transmis au modèle hybride comme une pression, afin de calculer le champ de la vitesse à l'amont de la pale.

Le calcul est transitoire et à chaque pas temporel les calculs échangent les variables dont ils ont besoin : la déformation du maillage autour des profils est calculée par l'analyse de la structure, les efforts appliqués sur les pales sont obtenus et transmis au solveur de l'écoulement autour des profils.

La modélisation de structure de la pale est testée à l'aide d'une comparaison des fréquences propres obtenues par simulation de la pale de l'éolienne NREL avec celles issues des essais.

Enfin, le modèle du couplage proposé est testé sur un cas de fonctionnement de l'éolienne NREL Phase VI en dérapage, voir Hand et al [45].

7.2 Méthodes instationnaires appliquées pour l'écoulement à travers les rotors éoliens

Les éoliennes fonctionnent dans la couche limite terrestre, dans un environnement très sévère où le vent change sa vitesse et sa direction à chaque instant. Par conséquent, les forces aérodynamiques varient sous l'effet des fluctuations du vent durant la rotation des pales. En conséquence, les casses dues à la fatigue mécanique du matériau sont fréquentes. Pour évaluer les forces aérodynamiques, des codes numériques, capables de calculer les propriétés aérodynamiques des pales élastiques, sont nécessaires, voir [62]. Pour obtenir les résultats de simulations avec une qualité satisfaisante, un calcul avec un maillage assez fin est nécessaire. Cependant, il est très difficile d'obtenir des résultats durant les vents extrêmes et les rafales, pour la modélisation du comportement de l'éolienne. En effet, le calcul transitoire doit être mené durant une période de 30 secondes pour une rafale de vent définie. Le calcul doit se faire avec un pas de temps correspondant à un degré de rotation de la pale afin de résoudre le phénomène du décrochage dynamique. Donc pour simuler un coup de vent sur une éolienne dans des conditions extrêmes, un minimum de 10 000 pas de temps est nécessaire. Les méthodes basées sur le calcul de l'équation de Navier-Stokes donnent

généralement de bons résultats. Néanmoins, vu le temps de calcul et le nombre de résultats qui doivent être obtenus, ces méthodes sont très difficiles à utiliser pour le calcul de cas réels, [97]. Par conséquent, les modèles aérodynamiques simplifiés, basés sur la méthode d'élément de pale-quantité de mouvement (BEM), ou les méthodes tourbillonnaires, sont utilisés.

Pour résoudre les problèmes d'interaction fluide-structure, ces codes de calcul sont généralement couplés avec les méthodes de la dynamique de structure basées sur la dynamique des poutres. Récemment, Rasmussen, voir [79] a montré que parmi huit codes européens pour le calcul aéroélastique, sept sont basés sur la méthode BEM et un est basé sur la méthode tourbillonnaire du sillage libre. Il n'y a donc aucun de ces codes qui soient basé sur le calcul d'équation de Navier-Stokes.

Les modèles basés sur la méthode BEM ou les méthodes tourbillonnaires sont rapides et robustes. Ils sont limités à des conditions aux limites simples et ne prennent pas en compte les effets de viscosité.

Dans le cas de la méthode BEM, habituellement, on suppose que les vitesses axiales et tangentielles induites varient radialement et que dans la direction azimutale, elles sont uniformément distribuées. En fait, ce type de calcul est limité pour les cas très simples : faible dérapage et temps modéré pour la variation de vitesse du vent à l'amont. Pour améliorer la modélisation des cas de dérapage, le modèle de sillage dynamique généralisé (Generalized Dynamic Wake Model) est adopté. Ce modèle est largement utilisé pour les hélicoptères et donne de bons résultats en cas de dérapage. Néanmoins, ce modèle est mal adapté dans le cas de calcul transitoire, quand la variation de vent à l'amont est a périodique.

Les modèles bien adaptés au calcul instationnaire sont les modèles tourbillonnaires, notamment le modèle du sillage libre. Dans celui-ci, les pales sont remplacées par les tourbillons fixes qui tournent avec la vitesse de rotation du rotor. Les tourbillons libres sont issus aux extrémités des pales, selon le théorème de Helmholtz. Le calcul d'évolution des tourbillons libres est itératif et prend en compte tous les effets instationnaires. A chaque pas de temps, le déplacement des tourbillons dans la direction du vent relatif et les vitesses induites dans le plan du rotor sont calculées. Ces vitesses influencent le fonctionnement des profils de la pale et la circulation le long de la pale est calculée ainsi que l'intensité des nouveaux tourbillons émis par les pales. Pas à pas, on calcule le développement du sillage tourbillonnaire et la puissance du rotor. Cette méthode peut être couplée avec un calcul de dynamique de structure de la pale pour réaliser un couplage aéroélastique. Par ailleurs, les méthodes tourbillonnaires sont des méthodes potentielles et ne prennent pas en compte la dissipation de vorticité, donc elles ont besoin de corrections empiriques.

Pour calculer les efforts aérodynamiques, les méthodes BEM et la méthodes du sillage libre font appel à la théorie de l'élément de pale et ont donc besoin des caractéristiques aérodynamiques du profil. En général, on utilise les caractéristiques venant des essais, mais les difficultés apparaissent quand les caractéristiques aérodynamiques du profil ne sont pas disponibles. Actuellement deux modèles sont largement utilis es, le modèle de l'ONERA et le modèle de Bedoes-Leishman. Récemment, Leishman [57] applique sa méthodes pour calculer les caractéristiques instationnaires du profil éolien. Quand l'écoulement n'est pas d ecoll e, la méthodes suppose que la partie instationnaire a deux parties : une liée avec la variation de la circulation du profil et une venant de l'accélération du fluide autour du profil. La force

de traînée est calculée à l'aide de coefficients empiriques. Si l'angle d'incidence dépasse l'angle critique lors d'une variation rapide d'incidence, le phénomène du décrochage dynamique apparaît.

Le modèle de Leishman utilise les constantes empiriques afin de modéliser la création d'un tourbillon à partir du bord d'attaque, sa convection vers le bord de fuite et le décrochage qui en résulte. Le rattachement de l'écoulement est également calculé de façon empirique. La méthode de Leishman donne généralement de bons résultats, mais il faut connaître les constantes expérimentales pour le profil étudié. En conséquence elle reste très limitée au vu du peu d'études réalisées concernant les caractéristiques aérodynamiques des profils.

Vu les difficultés d'application des méthodes, basées sur le calcul d'équation de Navier-Stokes et les limitations des méthodes BEM ou tourbillonnaire, on propose l'application du modèle hybride développé dans notre travail. Ce modèle est beaucoup plus rapide que la simulation complète de l'écoulement et il prend en compte tous les effets visqueux du sillage.

Pour prendre en compte les effets d'instationnarité, le modèle hybride est couplé avec un code d'analyse de la dynamique de structure. Le couplage est faible du point de vue mathématique et chaque code mène indépendamment le calcul dans son domaine ; les nœuds du maillage de la structure et les nœuds du maillage du fluide ne se confondent pas sur les surfaces d'échange. A chaque pas temporel les efforts calculés par le solveur d'équations de Navier-Stokes se transmettent dans le code de calcul de structure. Ce code calcule la déformation de la pale et permet d'obtenir le déplacement de celle-ci. Dans le modèle hybride, on n'est pas obligé de déformer réellement le maillage, on utilise une pale avec la forme approximative, constituée par les surfaces des éléments sur lesquels on applique la discontinuité de pression. Donc on peut changer uniquement les cellules d'application de la pression afin de représenter la déformation de la pale.

7.3 Méthode de couplage

Le modèle aéroélastique couple un solveur d'équations de Navier-Stokes avec un solveur de la dynamique de la structure. La méthode de calcul est transitoire et à chaque pas de temps, les solveurs échangent les données. Le rôle du calcul de fluide est d'obtenir la pression appliquée sur la pale. Le solveur utilisé, FLUENT, est capable d'obtenir la pression sur les surfaces qui se déplacent ou qui se déforment. Malheureusement, la déformation du maillage tridimensionnel comporte des difficultés. Le problème est que, seul le maillage tétraédrique, est déformable. De plus après un certain nombre de déformations, il devient indispensable de remailler le domaine de calcul.

Les profils éoliens se distinguent des profils d'avion par leur épaisseur relative importante, de l'ordre de 20%. Afin d'obtenir les caractéristiques de ces profils, plusieurs calculs concernant le comportement aérodynamique instationnaire, notamment pour le profil S809 et le NACA 63 421, ont été effectués. La comparaison des résultats de calcul, avec les résultats d'essais, a permis de déduire les meilleurs paramètres à utiliser dans la simulation numérique. Cette comparaison a montré par exemple qu'en

dessous de 100 nœuds répartis sur l'extrados du profil, l'erreur de simulation devient inacceptable. Par ailleurs, pour avoir une bonne résolution de l'écoulement au voisinage du profil, il faudrait que le paramètre y^+ reste inférieur à 30. Donc, la hauteur de la première couche de cellules sur les parois devient petite par rapport à la longueur des cellules le long du profil. Ce faible rapport hauteur/longueur ne constitue pas un problème dans le cas du maillage rectangulaire. Par contre, dans le cas du maillage triangulaire, l'erreur d'approximation devient importante, ce qui diminue la précision du calcul et dans certain cas, il est même possible d'avoir une divergence de celui-ci. Ainsi, dans le cas de maillage triangulaire, on est obligé d'augmenter le nombre de nœuds. Cette augmentation devient encore plus importante pour les calculs tridimensionnels.

En effet, le gradient des variables d'écoulement le long de pales d'éoliennes est généralement faible sauf à l'extrémité. La taille des cellules peut être augmentée dans cette direction par rapport à celles situées le long du profil, dans le cas d'un maillage structuré. Par conséquent, les cellules au voisinage des parois deviennent plates, très allongées le long de la pale, un peu moins le long du profil et très minces dans le sens normal aux parois. A titre d'exemple, si on prend comme unité la longueur de la cellule le long du profil, sa dimension le long de la pale serait de quatre unités alors que sa hauteur ne serait que d'un quart d'unité. Pour cette raison, si on remplace de telles cellules parallélépipédiques par des tétraèdres, il faudrait alors multiplier de façon significative leur nombre, afin de conserver la précision du calcul.

Cette augmentation du nombre de cellules ne serait pas vraiment gênante si le maillage tétraédrique non structuré était fait d'une façon précise. Le problème s'aggrave dans le cas du calcul d'une éolienne avec des pales flexibles, modélisées à l'aide du maillage déformable. Afin de prendre en compte la déformation de la pale à chaque pas de temps de calcul, on change la géométrie de la pale en fonction des charges appliquées. Malheureusement, le code FLUENT ne peut réaliser un tel changement arbitraire que dans le cas du maillage tétraédrique.

Il faut rappeler qu'une pale d'éolienne est très rigide en torsion mais souple en flexion en raison de son allongement élevé et de sa structure interne. En conséquence, en fonctionnement normal, les forces aérodynamiques peuvent faire fléchir l'extrémité de la pale d'une valeur comparable à la longueur de la corde. La déformation d'un tel maillage est possible, mais pour assurer sa qualité, il faut rigidifier le maillage autour des pales et préserver les couches de cellules au voisinage de la pale. Le premier problème vient de l'impossibilité de rigidifier le maillage autour du profil pour le préserver et de déformer uniquement les cellules positionnées loin des pales. La constante de rigidité est globale et le maillage près des parois se dégrade rapidement après quelques pas de mouvement de la pale. Il en résulte que le remaillage à chaque pas de temps devient inévitable. Nous avons rencontré dans ce remaillage, des difficultés insurmontables.

Pour assurer la qualité de remaillage, FLUENT permet le contrôle de la taille maximum des cellules et l'obliquité de celles-ci. Malheureusement, ce contrôle est global dans le logiciel ; la diminution de taille des cellules s'applique à la fois au voisinage de la pale mais également très loin du rotor. Donc, le nombre de cellules devient très important ce qui fait que le remaillage échoue. Soit le nombre de cellules augmente et le temps de calcul devient prohibitif, soit la qualité de remaillage est médiocre et les résultats de calcul ne sont pas satisfaisants.

Afin de sortir des difficultés liées à la qualité du maillage déformable, on a développé une méthode de calcul permettant de diminuer significativement la taille du maillage. Il s'agit de remplacer une surface portante (aile ou pale) par une surface sur laquelle on applique une pression équivalente. Ce remplacement est connu dans les méthodes potentielles et il est exact dans le cas d'une surface portante avec une épaisseur nulle.

Il est évident que pour l'instant, l'application des déformations d'un maillage tridimensionnel dans le cas général est très difficile, voir impossible. En raison de ces difficultés, le problème dans le domaine de l'écoulement est divisé en deux parties.

La première partie est constituée du modèle tridimensionnel de la surface active qui calcule le champ de vitesse créé par la présence du rotor. Dans cette partie, la déformation du maillage n'est pas indispensable, car les effets du déplacement des surfaces sont modélisés par l'application de la pression sur les surfaces des cellules. Pour obtenir les effets de déformation de la pale, on change uniquement les surfaces des cellules sur lesquelles on applique une discontinuité de pression, sans appliquer un déplacement réel du maillage.

Dans la deuxième partie du calcul aérodynamique, le maillage est déformable. Cette partie sert à calculer l'écoulement autour des profils et à obtenir les valeurs de pressions qu'il faut appliquer sur la surface qui remplace la pale. Pour la condition limite à l'amont du profil, on utilise la vitesse issue du modèle hybride. Pour déformer le maillage, on calcule les positions des nœuds du profil, la position de sa ligne élastique et le vrillage. Pour faciliter le calcul, on suppose que le profil de la pale est non-déformable et que son mouvement a toujours lieu dans un plan.

7.4 Analyse de la dynamique de structure en transitoire

Pour calculer le déplacement de la pale sous l'influence des forces aérodynamiques instationnaires, des forces d'inertie, de l'élasticité et de l'amortissement dans la pale, on utilise le code de calcul ANSYS.

Dans l'analyse transitoire qui détermine les déplacements de la pale, cette dernière est présentée comme une poutre dont sa géométrie varie sous l'influence d'une combinaison arbitraire de charges statiques, transitoires et harmoniques. La vitesse de variation des efforts est telle que la prise en compte des effets d'inertie et d'amortissement devient indispensable. Dans le code ANSYS, l'équation qu'on résout est :

$$M\{\ddot{u}\} + C\{\dot{u}\} + K\{u\} = F(t) \quad (7.1)$$

Ici, M , C , K sont des matrices de masse, d'amortissement et de raideur, $F(t)$ est le vecteur des forces externes et $\{u\}$ le vecteur de déplacement de nœuds de la structure.

Le code ANSYS utilise une version améliorée de l'algorithme de Newmark afin de résoudre l'éq.(7.1). Cette méthode permet d'obtenir la position et la vitesse à l'instant du calcul, à partir des mêmes grandeurs qu'à l'instant précédent. La méthode part de

l'hypothèse que l'accélération est linéaire dans un intervalle de temps et que le terme d'erreur devient proportionnel à la dérivée d'accélération. L'algorithme est inconditionnellement stable quand le facteur d'amortissement d'amplitude $\gamma \geq 0$. Habituellement γ est petit et on utilise une valeur de l'ordre de 0,005 pour χ . On utilise la solution complète pour calculer le déplacement de la pale à l'aide de eq.(7.1), sans les hypothèses supplémentaires. Par ailleurs la méthode ne prend pas en compte les forces de Coriolis. Ces forces, ainsi que les forces centrifuges sont calculées et ajoutées à droite de l'éq.(7.1). Le problème est non-linéaire du point de vue géométrique, car la pale est très souple. Par conséquence, on utilise le modèle « grands déplacements » d'ANSYS qui prend en compte les variations de la géométrie et permet d'évaluer l'interaction entre le battement de la pale et les forces centrifuges.

7.5 Couplage code structure – code fluide

La méthode de couplage proposée ici est basée sur l'algorithme « échelle » de Farhat&Lesoinne (staggered algorithm) appelé par ces auteurs « Improved Serial Staggered (ISS) procedure ». La méthode est menée pas à pas, avec l'échange de variables entre les deux codes. Les auteurs ont prouvé que la méthode est capable d'obtenir avec une bonne précision, pour un coût de calcul abordable, une solution comparable à celle obtenue à l'aide des méthodes de couplage fort. La fig.7.1 représente le schéma du calcul

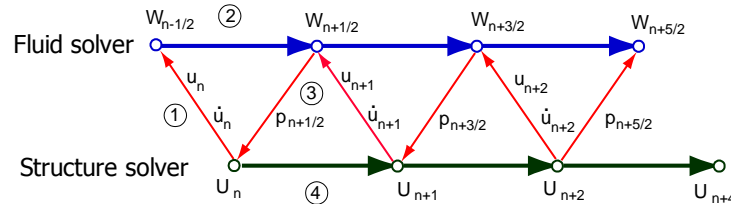


Fig.7.1 Schéma du calcul

1. Après l'initialisation, pour tous les pas suivants, quand $n \geq 1$, le maillage dans le domaine de fluide est actualisé par :

$$\{\dot{x}\}_n = \{\dot{u}\}_n; \quad \{x\}_{n+\frac{1}{2}} = \{x\}_{n-\frac{1}{2}} + \Delta t \{\dot{u}\}_n \quad (7.2)$$

2. le vecteur de fluide $\{W\}$ est obtenu au pas de temps de fluide $n+\frac{1}{2}$
3. la pression du fluide est convertie en force équivalente et appliquée aux nœuds correspondant dans le domaine de la structure
4. le code de structure avance dans le temps

Le maillage du domaine du fluide se déforme, le point 1 se répète.

7.6 Résultats numériques

L'éolienne étudiée est le modèle NREL PHASE VI qui est une éolienne bipale de 10 m de diamètre ayant un profil S809 et un angle de calage de pales de 3 degrés. Ce choix a été fait pour des raisons de données expérimentales connues sur cette éolienne qui constitue actuellement une référence d'étude.

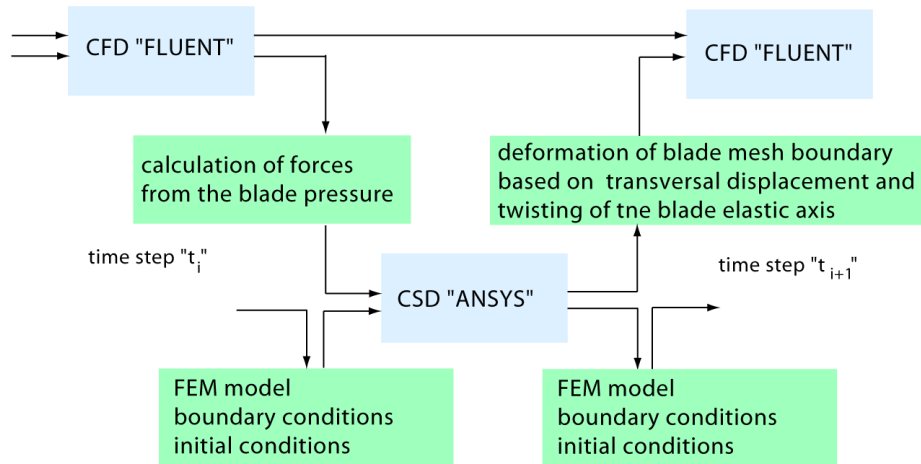


Fig.7.2 Schéma du couplage FLUENT/ANSYS

Le cas étudié est pour un fonctionnement de l'éolienne, face au vent, en dérapage de 30° , avec un calage de 3° et un nombre de Reynolds pour le rayon de référence de 1.10^6 . Un parallélépipède de la taille de la soufflerie de la NASA à Ames représente l'écoulement autour de l'éolienne étudiée et permet de prendre en compte l'obstruction créée par le rotor éolien. Le rotor est modélisé à l'intérieur d'un cylindre avec un diamètre de 12 m et une longueur de 1 m. A chaque pas de temps, le cylindre tourne avec une vitesse angulaire équivalente à celle du rotor éolien. Chaque pale est représentée à l'aide de 3000 nœuds et le modèle total en comporte 200 000.

A la fin de chaque pas de temps du domaine fluide, la pression sur les profils de pale est calculée et exportée vers un fichier utilisé par ANSYS. Ce fichier comporte tous les efforts à partir du moment zéro. Puis le déplacement de la pale est calculé par ANSYS. Puisque ANSYS ne permet pas d'utiliser un élément fini, pour appliquer explicitement la vitesse comme une condition initiale, on ne peut donc pas faire un seul pas temporel. Le calcul repart toujours à partir du temps zéro et après un temps de calcul équivalent d'un tour, l'influence des conditions initiales disparaît.

Au début de chaque pas dans le domaine du fluide, les déplacements de profils de la pale sont actualisés et le maillage est déformé. La vitesse en amont du profil est également actualisée à l'aide du champ de vitesse obtenu par le modèle hybride. De plus, dans le modèle hybride, on actualise la pression appliquée sur les surfaces qui remplacent les pales et on avance dans le temps, fig.7.2. Dans le cas de dérapage, pour avoir une solution périodique, il faut effectuer au minimum quatre tours. Sur la fig.7.3 on représente les résultats des essais et des simulations.

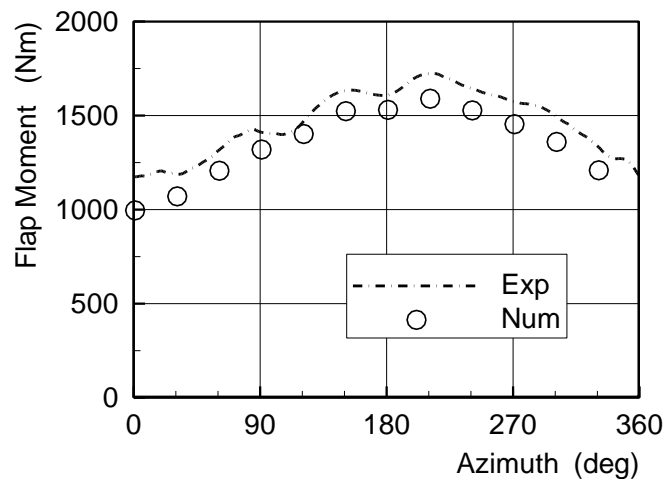


Fig.7.3 – Moment fléchissant

Sur la fig. 7.4 on représente le déplacement de l'extrémité de la pale durant la rotation, pour une vitesse de vent à l'amont de 10 m/s et pour différents angles de lacet de 0°, 10° et 30°. On voit que le déplacement n'augmente que légèrement sa valeur maximale. En fait, pour le fonctionnement sans dérapage, les angles de portance maximale des profils sont presque atteints. Ainsi, une augmentation supplémentaire de l'angle d'incidence, venant du lacet, n'a qu'un faible effet sur la portance des profils. En conséquence, le moment fléchissant ainsi que la flèche en extrémité de pale restent quasiment constants. Par contre, lorsque l'angle d'incidence atteint sa valeur minimale, la portance subit une variation importante de même que la flèche de l'extrémité de pale.

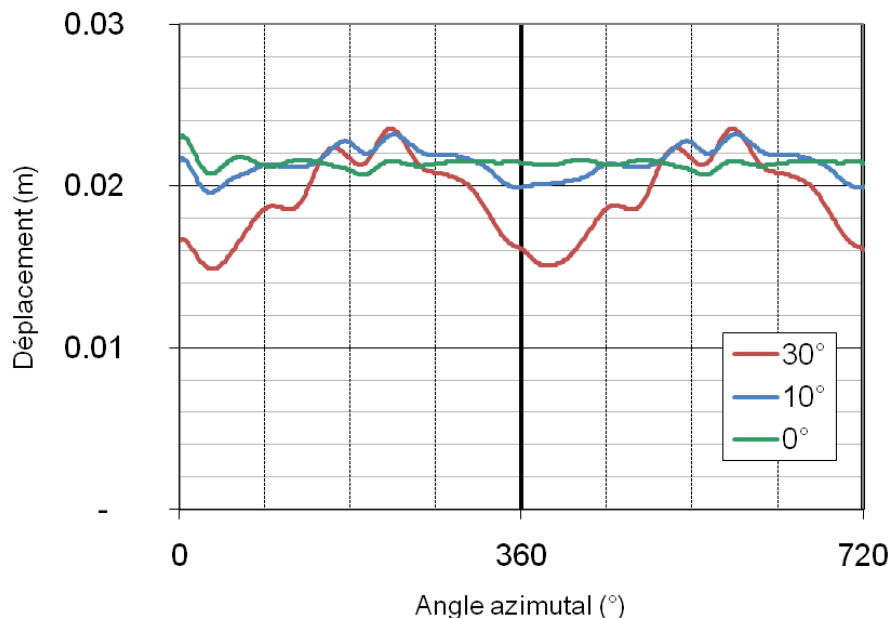


Fig.7.4 Déplacement de l'extrémité de la pale durant la rotation pour différents angles de lacet, pour une vitesse à l'amont de 10m/s.

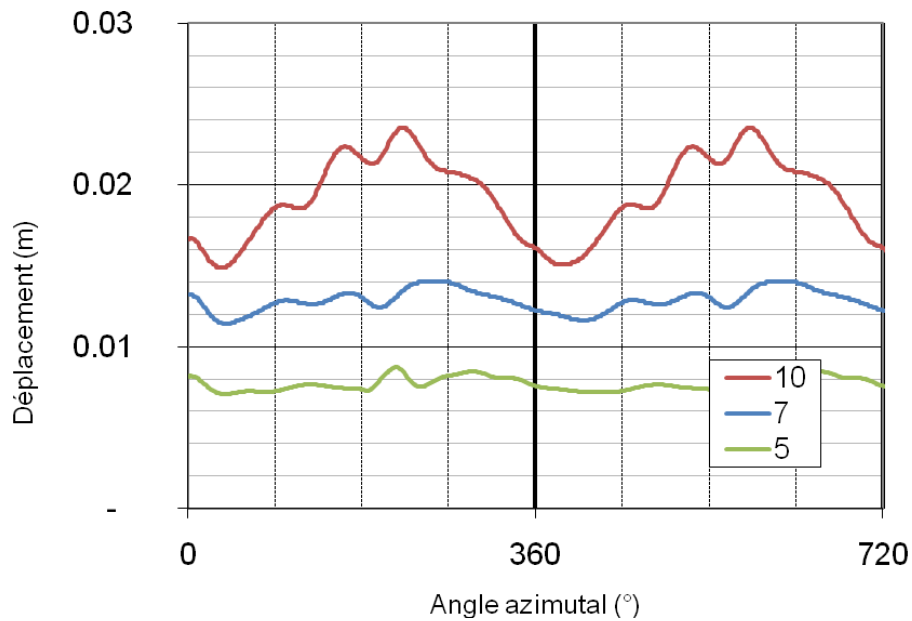


Fig.7.5 Déplacement de l'extrémité de la pale durant la rotation pour des vitesses à l'amont de 5m/s, 7m/s et 10m/s, pour un angle de lacet de 30°.

Sur la fig. 7.5 on représente le déplacement de l'extrémité de la pale durant la rotation pour des vitesses de vent à l'amont de 5m/s, 7m/s, 10m/s et 15m/s, et un angle de lacet de 30°. Evidemment, le déplacement augmente avec l'augmentation de la vitesse. Le retard entre le maximum de déplacement de l'extrémité et l'angle azimutal de 180° (où la vitesse relative est maximum), est lié aux caractéristiques instationnaires des profils. Il est à noter que, pour tous les calculs de déplacement du bout de la pale, il existe une fluctuation liée à la première fréquence propre de la pale. Cette fluctuation est visible sur la figure 7.5 où elle est superposée à la flèche en cours de rotation.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre on présente une méthode de calcul aéroélastique adaptée au calcul des pales éoliennes. La méthode est basée sur le couplage entre un modèle hybride et un code de calcul de la dynamique de structure.

La modélisation de la structure de pale est testée à l'aide d'une comparaison des fréquences propres de la pale de l'éolienne NREL obtenue par simulation avec celles issues des essais.

Le modèle du couplage proposé est testé sur un cas de fonctionnement de l'éolienne NREL Phase VI en dérapage. Le schéma de couplage est basé sur la méthode ISS et les résultats périodiques peuvent être obtenus après quatre tours du rotor. La comparaison du moment fléchissant de la pale, issu de la simulation avec les essais montre une bonne cohérence.

CONCLUSION GENERALE

Au début ce travail on analyse les théories aérodynamiques qui permettent de calculer l'écoulement à travers un rotor éolien. La théorie de Froude-Rankine permet d'obtenir la vitesse au travers du rotor en fonction de la charge aérodynamique de ce dernier. Néanmoins, avec cette théorie, il est impossible de calculer correctement la puissance du rotor et les efforts aérodynamiques appliqués sur les pales. La théorie la plus simple permettant ces calculs est la théorie d'élément de la pale. Quand la charge aérodynamique du rotor est importante, la vitesse à travers la pale n'est pas celle à l'amont, ni à l'infini, et les résultats de la théorie de l'élément de la pale s'écartent de la réalité. Pour les corriger Glauert utilise le modèle du disque actif et obtient la vitesse moyenne dans le plan du rotor. La méthode donne de bons résultats dans le cas d'un écoulement simple, mais dans le cas général et aux conditions non-stationnaires, les résultats ne sont pas satisfaisants.

Les méthodes capables d'aborder les cas plus complexes sont des méthodes de calcul basées sur l'équation de Navier-Stokes. Malheureusement, le temps de calcul nécessaire pour simuler le comportement aérodynamique d'une éolienne durant une rafale de vent de 30 secondes, rend l'application de cette méthode prohibitive.

En raison de la rapidité et de la précision de calcul, les chercheurs font appel aux différents modèles hybrides. Ces modèles permettent de combiner les avantages des méthodes de calculs Navier-Stokes avec la méthode d'élément de la pale. Ici, les rotors ou les pales sont remplacées par des forces volumiques ou surfaciques.

Le modèle hybride le plus simple est le modèle de disque actif. Celui-ci représente la surface balayée par le rotor comme une surface de discontinuité de la pression. La discontinuité appliquée sur la surface permet d'accélérer le fluide dans le cas d'une hélice ou de le ralentir dans le cas d'une éolienne. Les perturbations créées par le disque actif sont intégrales et ne permettent pas de représenter les pales du rotor. Par contre, le modèle de la ligne active prend en compte l'individualité des pales et permet de représenter les tourbillons marginaux issus des extrémités de celles-ci. Malheureusement, avec ce modèle, il est difficile de représenter l'intensité de forces appliquées par les pales le long de la corde. Par conséquent, le champ de vitesse autour de la pale ne représente pas la réalité.

Pour améliorer la représentation des pales des rotors ou des ailes, on propose dans ce travail, d'utiliser la méthode de la surface portante. Cette méthode est exacte dans le cas de l'écoulement d'un fluide parfait autour d'une plaque mince. Dans le cas du fluide réel, la surface portante ne satisfait pas les conditions aux limites. Néanmoins le théorème de quantité de mouvement est satisfait et la surface applique les mêmes efforts sur le fluide avec une intensité plus proche que les autres modèles hybrides.

Afin d'obtenir les données expérimentales nécessaires pour valider le nouveau modèle de la surface active, on a exploré le sillage proche et lointain à l'aval d'un rotor d'éolienne. Pour mener cette étude, un banc d'essai a été mis au point dans la soufflerie d'Arts et Métiers-ParisTech. La première série de mesures effectuées dans le sillage

proche, a permis de mettre en évidence l'origine des fluctuations du champ de vitesse axiale et tangentielle. L'origine des fluctuations, qui ne changent pas leurs positions azimutales, est liée avec la vorticité des pales. L'amplitude de ces fluctuations est inversement proportionnelle à la distance. Par contre les fluctuations qui se déplacent dans la direction de la vitesse relative viennent du bord de fuite des pales. Ces fluctuations sont li es avec les couches limites d velopp es sur la surface de pales. Il est à noter que les pulsations de l'écoulement atteignent 40% dans le sillage visqueux, alors qu'elles sont de l'ordre de 4% dans le reste de l'écoulement.

La deuxième série de mesures a été men e à l'aval du rotor dans le sillage proche et lointain. Cette étude a tout d'abord permis de compléter la base de données PIV qu'on a cr e e pour valider la modélisation hybride. Elle a également mis en évidence la présence de l'individualité des pales jusqu'à deux fois le diamètre du rotor à l'aval. Après cette distance, uniquement l'individualité des tourbillons marginaux est pr sent e : le champ de vitesse est moyenné dans le sens circonférentiel.

Les modèles hybrides nécessitent des caractéristiques aérodynamiques des profils de pales. Pour les obtenir, on propose dans ce travail une méthode non-intrusive pour extraire le coefficient de portance d'un profil en rotation et pour établir ce qu'on appelle « la polaire tournante ». Cette méthode est bas e sur l'analyse du champ de vitesse obtenu par PIV.

L'étude est men e sur un rotor éolien pour le profil de pale à 5R, 0,7R et 0,9R. Afin de faire varier l'angle d'incidence, différentes vitesses de rotation de l'éolienne sont test es. Pour chaque point de fonctionnement, une série d'images PIV est prise. Le traitement et l'analyse d'image permettent d'acquérir les champs de vitesse et de calculer la circulation autour du profil. Afin d'obtenir la vitesse de référence, nécessaire pour le calcul des coefficients aérodynamiques, la vitesse de perturbation due au profil est prise en compte. Pour cela, l'influence du profil est mod lis e par un profil mince ayant la même circulation. La vitesse induite par ce dernier est soustraite du champ de vitesse obtenu par PIV. Par la suite, les vitesses résultantes axiale et tangentielle à l'amont du profil sont moyenn es. Le vecteur de vitesse relative au profil, qui sert de référence, est obtenu par composition des vitesses moyenn es et de la vitesse périphérique.

Finalement, le coefficient de portance est calculé à l'aide du théorème de Kutta-Joukowski, en utilisant la circulation du profil et la vitesse de référence. Le calcul est effectué pour toutes les vitesses de rotation de l'éolienne, ce qui permet d'établir la relation entre le coefficient de portance et l'angle d'incidence pour le profil étudié. Les résultats obtenus constituent une base de données qui est utilis e pour les simulations numériques.

Il est difficile d'obtenir les caractéristiques aérodynamiques du profil en décrochage de façon expérimentale. Pour cette raison, l'obtention de ces caractéristiques est aussi bas e sur le calcul d'équations de Navier-Stokes. Pour valider les simulations, les études sont men es dans le cas du profil éolien S809, car pour ce profil, il existe une importante base de données.

Les caractéristiques aérodynamiques du profil et la distribution de la pression sur l'extrados et l'intrados sont obtenues par la simulation et sont compar es avec les

essais. Puis les calculs instationnaires sont comparés avec les essais, dans le cas du profil S809 oscillant avec le décrochage dynamique. Les résultats de la simulation montrent une bonne cohérence, si l'angle d'incidence ne dépasse pas 20° . Au-delà de cet angle d'incidence et pour obtenir une bonne cohérence avec les essais, il faut utiliser la modélisation DES à la place du modèle de turbulence $k-\omega$.

Dans ce travail on a présenté la validation du modèle de surface active pour le calcul de l'écoulement à travers les rotors éoliens. L'objectif est de valider le nouveau modèle qui présente un couplage entre la méthode de l'élément de pale et un solveur des équations de Navier-Stokes. Pour représenter le rotor, les pales sont remplacées par les surfaces minces constituées par les cordes le long de la pale. Sur ces surfaces, une discontinuité de pression est appliquée et calculée à partir des propriétés aérodynamiques des profils de pale et de la vitesse à l'amont. Afin d'améliorer les conditions initiales du développement du sillage du rotor, la surface de discontinuité de pression, qui remplace la pale, a le même angle de calage que la pale d'origine et la pression imposée varie le long de la pale ainsi que le long de la corde. Par conséquent, le modèle de surface active est différent de tous les modèles hybrides existants qui emploient des lignes actives ou modélisent la pale en tant que saut tournant de pression.

Quand la distribution de pression le long de la corde n'est pas connue, le modèle proposé emploie une distribution de pression qui ressemble à celle de la plaque plane, mais sans singularité dans le bord d'attaque. Dans le cas d'un profil, cette répartition crée un champ de vitesse semblable à celui autour d'un profil réel, ayant le même coefficient de force normale. Les calculs numériques effectués pour le cas d'une plaque mince et d'un profil S809 ont prouvé cette approche. Il est à noter que, sur une distance égale à une corde en amont du bord d'attaque, la différence est d'environ un degré pour des angles d'écoulement et de moins de 1%, pour la vitesse. En aval du profil, la différence est moins de 10%, pour le champ de vitesse. Pour montrer l'avantage du modèle développé par rapport à celui de la ligne active, une simulation est faite pour l'écoulement autour du profil S809. L'écart du résultat obtenu avec ce modèle diminue par rapport à la modélisation complète, ce qui confirme l'avantage de notre modèle.

Pour la simulation des éoliennes, le modèle de surface active peut calculer la puissance aérodynamique du rotor, mais pour les fortes vitesses de vent, un certain écart est constaté par rapport aux résultats expérimentaux. Ceci est dû au fait qu'en cas de forte vitesse de vent, l'écoulement est détaché le long de pales. Par conséquent, l'écoulement est fortement tridimensionnel et le modèle de surface active n'est pas approprié.

La validation du modèle de la surface active est faite dans le cas de l'éolienne NREL et de l'éolienne Rutland. Dans ces deux cas, la puissance de l'éolienne est calculée pour des vitesses de vent faibles et modérées. De plus, la comparaison avec les résultats PIV des champs de vitesse simulés à travers le rotor et autour du profil situé au rayon de pale $0,7R$, montre une bonne cohérence.

Le modèle suggéré ici a deux avantages significatifs, comparé aux autres modèles hybrides. Le premier est la possibilité d'employer les données tridimensionnelles du profil sans appliquer aucune correction. Le deuxième est que le champ de vitesse en aval des pales est plus près de la réalité que celui prédit par les méthodes du disque actif et de la ligne active. Comparé aux méthodes de CFD, qui emploient la géométrie tridimensionnelle complète du rotor, ce modèle a l'atout

d'employer un nombre limité de nœuds. Par conséquent, la taille du maillage est réduite, ce qui rend le modèle approprié pour l'analyse et la conception des parcs éoliens.

Enfin, on présente une méthode de calcul aéroélastique adaptée au calcul des pales éoliennes. La méthode est basée sur le couplage entre le nouveau modèle hybride et un code de calcul de la dynamique de structure. Le modèle hybride permet de prendre en compte les caractéristiques aérodynamiques des profils et de gagner du temps de calcul lors de la simulation. Dans le module qui obtient les caractéristiques aérodynamiques des profils, ce maillage tridimensionnel est remplacé par des maillages bidimensionnels déformables.

La modélisation de la structure de pale est testée par une comparaison des fréquences propres de la pale de l'éolienne NREL obtenues par les essais. Le modèle du couplage proposé est expérimenté sur un cas de fonctionnement de l'éolienne NREL Phase VI en dérapage de 30° . Le schéma de couplage est basé sur la méthode ISS et les résultats périodiques peuvent être obtenus après quatre tours du rotor. La comparaison du moment fléchissant de la pale, issu de la simulation avec les essais, montre une bonne cohérence.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Abbott, I.H. and von Doenhoff (1959) A.E. Theory of Wing Sections, 1st ed. Dover Publications, Inc.
- [2] Ainslie, J.F. (1985) Development of an eddy viscosity model for wind turbine wakes. Proc. 7th BWEA Wind Energy Conference, Oxford
- [3] Ainslie, J.F. (1986) Wake modelling and the predictions of turbulence properties. Proceedings of the 1986 8th BBW, Cambridge, pp. 115-120
- [4] Ainslie, J.F. (1988) Calculating the flow field in the wake of wind turbines. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 27, pp. 213-224
- [5] Alinot, C. and Masson, C. (2002) Aerodynamic simulations of wind turbines operating in atmospheric boundary layer with various thermal stratifications AIAA-2002-42, Reno
- [6] Ammara, I., Leclerc, Masson, C. (2002). A Viscous Three-Dimensional Differential/Actuator-Disk Method for the Aerodynamic Analysis of Wind Farms. Journal of Solar Energy Engineering , 124, 345-356.
- [7] Bagai, A., and Leishman, J. G., Rotor Free-Wake Modeling Using a Relaxation Technique - Including Comparisons with Experimental Data, Journal of the American Helicopter Society, Vol. 40, No. 3, July 1995, pp. 29–41
- [8] Bareiss, R. Guidati, G. and Wagner, S. (1996) Wake simulation for wind turbines with a free, prescribed and hybrid wake method, Proc. 10th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines, Edinburgh
- [9] Bhagwat M, Leishman JG (2000) Correlation of Helicopter Rotor Tip Vortex Measurements J. of AIAA 38 (2):301-308
- [10] Bingöl, F. Mann, J. and Larsen, G.C. (2007) Laser Measurements of Wake Dynamics Scientific proceedings at EWEC, Milan
- [11] Boyd Jr, D., & Barnwell, R. (1998). Rotor-fuselage interactional aerodynamics: an unsteady rotor model. Proceedings of the American Helicopter Society, 54th Annual Forum, Washington
- [12] Boyd Jr, D., Barnwell, R., & Gorton, S. (2000). A Computational Model for Rotor-Fuselage Interactional Aerodynamics. Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 38th , AIAA-2000-256.
- [13] Breslin J, Andersen, P (2003) Hydrodynamics of ship propellers, Cambridge Press
- [14] Breton, S., Watters, C., & Masson, C. (2009). Aerodynamic simulations of a three-bladed wind turbine rotor using the actuator surface method. European Wind Energy Conference and Exhibition, 10
- [15] Brézillon, J. (2000) Simulation of rotor-fuselage interactions, J. by using an actuator disk. Proceedings of the 26th European Rotorcraft Forum
- [16] Bruun H (1995) Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis (New York:Oxford University Press p. 507
- [17] Burton T., Sharpe D., Jenkins, N, Bossanyi,E. (2001) Wind Energy Handbook, Wiley & Sons, p. 617
- [18] Cabezón, D., Sanz, J., Martí, I., & Crespo, A. (2009). CFD modelling of the interaction between the Surface Boundary Layer and rotor wake. Comparison of results obtained with different turbulence. European Wind Energy Conference and Exhibition
- [19] Carr, L. (1988) Progress in analysis and prediction of dynamic stall, Journal of aircraft, vol. 25, no 1, pp. 6-17.
- [20] Chaffin, M., & Berry, J. (1995). Navier–Stokes simulation of a rotor using a distributed pressure disk method. Proceedings of the American Helicopter Society, 51st Annual Forum
- [21] Chen, H., & Lee, S. (2003). Time Domain simulation of propeller-shp interactions under turning conditions. 16th ASCE Engineering Mechanics Conference
- [22] Coton F.N. and Wang T. (1989) The prediction of horizontal axis wind turbine performance in yawed flow using an unsteady prescribed wake model. Proc. of the IMEE
- [23] Crasto, G., & Gravidahl, A. (2008). CFD wake modeling using a porous disc. European Wind Energy Conference & Exhibition.
- [24] Crespo, A., Hernández, J., & Frandsen, S. (1999). Survey of Modelling Methods for Wind Turbine Wakes and Wind Farms. Wind Energy , 2, 1-24.

- [25] Det Norske Veritas and Risø National Laboratory. (2002). Guidelines for Design of Wind Turbines
- [26] Di Felice, F., Elefante, M. (2000) Propeller Wake Analysis by Means of PIV, Twenty-Third Symposium on Naval Hydrodynamics, pp. 203-209, Val de Reuil, France
- [27] Dobrev, I., Maalouf, B., Troldborg N., Massouh, (2008) Investigation of the Wind Turbine Vortex Structure, 14th Int Symp on Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon, Portugal
- [28] Dobrev, I., Massouh, (2009) Exploration de l'écoulement autour des profils tournants d'une pale éolienne, 13ème Congrès Français de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Reims, FLUVISU
- [29] Dobrev, I., Massouh, F., Rapin, M. (2007). Actuator surface hybrid model. *Journal of Physics: Conf. Ser.* 75,1-7
- [30] Dobrev, I, Massouh, F (2005) Etude d'un modèle hybride pour représenter l'écoulement à travers un rotor éolien, 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, Septembre 2005
- [31] Ebert PR, Wood DH (1997) The near wake of a model horizontal axis wind turbine—I Experimental arrangements and initial results. *Renewable Energy* 12(3):225-243
- [32] Ebert PR, Wood DH (2001) The near wake of a model horizontal axis wind turbine—Part 3: properties of tip and hub vortices. *Renewable Energy* 22(4):461-472
- [33] Ebert PR, Wood DH (2002) The near wake of a model horizontal-axis wind turbine at runaway, *Renewable Energy* 25 41–54
- [34] Ebert PR, Wood DH. The near wake of a model horizontal-axis wind turbine. Part 3: properties of the tip and hub vortices, *Renew Energy*;22:461–72.
- [35] Ebert PR, Wood DH. (1999) The near wake of a model horizontal-axis wind turbine. Part 2: general features of the three-dimensional flowfield. *Renew Energy*;18:513–34.
- [36] F. Massouh and Dobrev, I (2005) Investigation of wind turbine, Int. Conf. on Jets, Wakes and Separated Flows, ICJWSF-2005, Oct. 5-8, Toba-shi, Mie, Japan
- [37] E. Guilmineau (2004) Evaluation des modèles de turbulence pour l'écoulement autour du corps d'Ahmed, GRD Contrôle des Décollements, L.E.A. Poitiers
- [38] F. Mathey and D. Cokljat (2005) Turbulence Brings up the Rear, *Fluent NEWS*, Spring
- [39] Fejtek, I., & Roberts, L. (1992). Navier–Stokes computation of wing/rotor interaction for a tilt rotor in hover. *AIAA Journal* , 30 (11), 2595–2603
- [40] Felli M., Di Florio D., Di Felice F, (2002) Comparison between PIV and LDV techniques in the analysis of a propeller wake, *Journal of Visualization*, Vol. 5, n.3
- [41] Glauert H. (1963) Airplane Propellers, Vol. IV, Div. L, in *Aerodynamic Theory*, edited by Durand W.F., Dover Pub. Inc, NY, p. 434
- [42] Grant I, Mo M, Pan X, Parkin P, Powell J, Reinecke H, Shuang KF, Coton F, Lee D (2000) An experimental and numerical study of the vortex filaments in the wake of an operational horizontal-axis wind turbine. *J Wind Eng and Ind Aero* 85:177-189
- [43] Grant I., Parkin P., (2000) A DPIV study of the trailing vortex elements from the blades of a horizontal axis wind turbine in yaw, *Experiments in Fluids* 28, 368-376
- [44] Grant, I., Parkin, P., and Wang, X. (1997) Optical vortex tracking studies of a horizontal axis wind turbine in yaw using laser-sheet, flow visualization, *Experiments in Fluids*, 23, pp. 513-519 .
- [45] Hand M., Simms D., Fingersh L.J., et al, (2001) Unsteady Aerodynamics Experiment Phase VI: Wind Tunnel Test Configurations and Available Data Campaigns, Tech. Rep. NREL/TP-500-29955.
- [46] Ivanell, S. (2005) Numerical Computations of Wind Turbine Wakes, Technical Reports from KTH Mechanics, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden
- [47] Ivanell, S. (2009). Numerical computations of Wind Turbine Wakes. Stockholm: KTH.
- [48] Ivanell, S., Mikkelsen, R., Sørensen, J., & Henningson, D. (2007). Numerical analysis of the tip and root vortex position in the wake of wind a turbine. *Journal of Physics: Conference Series* 75 .
- [49] Ivanell, S., Mikkelsen, R., Sørensen, J., & Henningson. (2008). Three dimensional actuator disc modelling of wind farm wake interaction. *European Wind Energy Conference & Exhibition* .
- [50] Ivanell, S., Sørensen, J., Mikkelsen, R., & Henningson, D. (2009). Analysis of Numerically Generated Wakes Structures. *Wind Energy* (12), 63-80.
- [51] Jimenez, A., Crespo, E., Migoya, E., & Garcia, J. (2007). Advances in large-eddy simulation of a wind turbine wake. *Journal of Physics: Conference Series* , 75, 12041.

- [52] Jourieh, M. (2007). Développement d'un modèle représentatif d'une éolienne afin d'étudier l'implantation de plusieurs machines sur un parc éolien. Thèse ENSAM , 120.
- [53] Jourieh, M., Kuszla, P., Dobrev, I., & Massouh, F. (2006). Hybrid rotor models for the numerical optimisation of wind turbine farms. Environment Identities and Mediterranean Area, 2006. ISEIMA '06 , 173-177.
- [54] Le Chuiton, F. (2004). Actuator disc modelling for helicopter rotors. Aerospace Science and Technology (8), 285–297.
- [55] Leclerc, C., & Masson, C. (2004). Wind Turbine Performance Predictions Using a Differential Actuator-Lifting Disk Modeling. Special Topic Conference of EWEA: The Science of Making Torque from Wind, Delft .
- [56] Leclerc, C., & Masson, C. (2005). Wind Turbine Performance Predictions Using a Differential Actuator-Lifting Disk Model. Journal of Solar Energy Engineering , 127, pp. 200-208.
- [57] Leishman G., (2006) Dynamic Stall Modelling of the S809 Aerofoil and Comparison with Experiments, Wind Energy; 9:521–547.
- [58] Leishman JG, Bhagwat M, Bagai A (2002) Free-Vortex Filament Methods for the Analysis of Helicopter Rotor Wakes. J Aircraft 39(5):759-775
- [59] Lindenburg, C., (2004) Modelling of rotational augmentation based on engineering considerations and measurements, In: Proc. Europ. Wind Energy Conf., London, 2004.
- [60] Liu D., Wang J., Gao Z., Han X., Dong X., Xin J., Qiu L. (2009) Experimental Investigation on Flow Field Around Blade-Tip irfoil Section on Horizontal-Axis Wind Turbine, Chinese Journal of Power Engineering, 29(3).
- [61] Madsen, H. (1996). A CFD analysis of the actuator disc flow compared with momentum theory results. Proc. 10th IEA Symp. on the Aerodynamics of Wind Turbines .
- [62] Madsen, H., & Rasmussen, F. (1999). The influence of energy conversion and induction from large blade deflections. (J. & James, Éd.) Proceedings of the European Wind Energy Conference , pp. 138–141.
- [63] Maeda T, Kinpara Y, Kakinaga T (2005) Wind tunnel and field experiments on wake behind horizontal axis wind turbine. Trans Jap Soc Mech Eng 71(701):162-170
- [64] Maeda T., Kamada Y., Sakai, Y., Takahara N., (2005) Experimental Study on Flow around Blades of Horizontal Axis Wind Turbine in Wind Tunnel, Trans. JSME B,71(701), 171-176.
- [65] Masson, C., & Leclerc, C. (2004). Toward Blade-Tip Vortex Simulation With an Actuator-Lifting Surface Model. Proceedings of the ASME Wind Energy Symposium, Reno , 300-308.
- [66] Masson, C., & Watters, C. (2008). Moving actuator surfaces: A new concept for wind turbine aerodynamic analysis. Int. Conf. on Renew. Energy and Power Quality.
- [67] Masson, C., Smaïli, A., & Leclerc, C. (2001). Aerodynamic analysis of HAWTs operating in unsteady conditions. Wind Energy, 2001; 4: 1–22. (4), 122.
- [68] Massouh F., Dobrev, I., Dejean, F. A. Laborie, (2003) Etude du sillage d'une éolienne à axe horizontal, 16ème Congrès Français de Mécanique CFM 2003, Nice
- [69] Massouh, F. Dobrev, I., (2007) Exploration of the vortex wake behind of wind turbine rotor, J. Phys.: Conf. Ser. 75, 012036.
- [70] Massouh, F., Dobrev, I., & Rapin, M. (2006). Numerical Simulation of Wind Turbine Performance Using a Hybrid Model. AIAA-2006-782, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- [71] Mast E., Vermeer L., van Bussel G.(2004) Estimation of the Circulation Distribution on a Rotor Blade from Detailed Near Wake Velocities , Wind Energy ; 7:189–209
- [72] Medici, D and Alfredsson (2001) P Measurements on a wind turbine wake: 3D effects and bluff-body vortex shedding, Proc. at The Science of Making Torque from Wind, Delft, (2004).
- [73] Mikkelsen, R. (2003), Actuator Disc Methods Applied to Wind Turbines, Ph.D. Thesis, Technical University of Denmark, June
- [74] Mikkelsen, R., & Sørensen, J. (2000). Yaw Analysis Using a Numerical Actuator Disc Model. Proc. 14th IEA Symp. on the Aerodynamics of Wind Turbines .
- [75] Mikkelsen, R., Sørensen, J., & Shen, W. (2001). Modelling and analysis of the flow field around a coned rotor. Wind Energy (4), pp. 121–135.
- [76] Okulov VL, Sørensen JN (2007) Stability of helical tip vortices in a rotor far wake. J. Fluid Mech 576:1-25

- [77] Rajagopalan, R., & Mathur, S. (1993). Three dimensional analysis of a rotor in forward flight. *Journal of American Helicopter Society*, 38, 14-25.
- [78] Ramsay, R., Hofman, M., Gregorek, G., (1995) Effects of Grit Roughness and Pitch Oscillations on the S809 Airfoil, NREL/TP-442-7817
- [79] Rasmussen F., Hansen M., Thomsen K., Larsen T., Bertagnolio F., Johansen J., Madsen H., Bak C., Hansen, A. (2003) Present Status of Aeroelasticity of Wind Turbines, *Wind Energy*, Vol 6 Issue 3, 213 - 228
- [80] Réthoré, P., Sørensen, N., Bechmann, A., & Zhale, F. (2009). Study of the atmospheric wake turbulence of a CFD actuator disc model. *EWEC Proceedings online*, 9.
- [81] Sanderse, B. (2009). Aerodynamics of wind turbine wakes. ECN-e--09-016.
- [82] Sato K., Hirahara, H., Nonomura, Y., and Kawahashi, M. (2001) Flow Visualization Around Rotating Blades of Micro Wind Turbine, *Journal of the Visualization Society of Japan*, Vol.21, Suppl. No.1
- [83] Shen, W., Sørensen, J., & Mikkelsen, R. (2005). Tip Loss Correction for Actuator/Navier–Stokes Computations. *Journal of Solar Energy Engineering*, 127, 209-213.
- [84] Shen, W., Sørensen, J., & Zhang, J. (2007). Actuator surface model for wind turbine flow computations. *Proceedings of European Wind Energy Conference*, 8.
- [85] Shen, W., Zhang, J., & Sørensen, J. (2009). The Actuator Surface Model: A New Navier–Stokes Based Model for Rotor Computations. *Journal of Solar Energy Engineering*, 131, 011002-1 / 011002-9.
- [86] Sheng, W, Galbraith, McD., Coton, F.(2009) On the S809 airfoil's unsteady aerodynamic characteristics, *Wind Energy*
- [87] Smith GH, Grant I, Liu A, Infield D, Eich T. (1991) The wind tunnel application of particle image velocimetry to the measurement of flow over a wind turbine. *Wind Engineering* 15(6):301-317
- [88] Snel H., Schepers J. G., Montgomerie B., (2007) The MEXICO project (Model Experiments in Controlled Conditions): The database and first results of data processing and interpretation, *J. Phys.: Conf. Ser.* 75 012014 (11pp)
- [89] Sommers, D., (1994) Design and Experimental Results for S809 Airfoil, NREL/SR-440-6918
- [90] Sørensen, D., & Sørensen, J. (2000). Toward Improved Rotor-Only Axial Fans—Part I: A Numerically Efficient Aerodynamic Model for Arbitrary Vortex Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 122, 318-323.
- [91] Sørensen, J., & Kock, C. (1992). Unsteady actuator disc model for horizontal wind turbines. *J. Wind Engn. Ind. Aerodyn*, 39, 139-149.
- [92] Sørensen, J., & Kock, C. (1995). A model for unsteady rotor aerodynamics. *J Wind Eng Ind Aerodyn* (58), 259–275.
- [93] Sørensen, J., & Mikkelsen, R. (2001). On the validity of the blade element momentum theory. (P. Helm, & A. Zervos, Édts.) *Proceedings of the 2001 European Wind Energy Conference and Exhibition*, pp. 362–366.
- [94] Sørensen, J., & Myken, A. (1992). Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines. *Journal Wind Eng Ind Aerodyn*, 39, 139–149.
- [95] Sørensen, J., & Shen, W. (2002). Numerical modelling of wind turbine wakes. *J Fluids Eng*, 124 (2), pp. 393–399.
- [96] Sørensen, J., Shen, W., & Munduate, X. (1998). Analysis of wake states by a full-field actuator disc model. *Wind Energy* (1), pp. 73–88.
- [97] Sørensen, N.N and Johansen, J. (2007) UPWIND, Aerodynamics and aero-elasticity: Rotor aerodynamics in atmospheric shear flow. In proceedings of the 2007 EWEC conference, Milan
- [98] Susset, A., Most, J.M. et Honoré, D (2002) Développement et validation d'un algorithme de super-résolution par corrélation directe pour la PIV, 8e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser
- [99] Sveen, K (2004) An introduction to MatPIV v.1.6.1. eprint series, Dept of Math Univ of Oslo "Mech and App Math" (2) ISSN 0809-4403
- [100] Tangler J. (2004) Insight into Wind Turbine Stall and Post-stall Aerodynamics, *Wind Energy* 7, pp. 247–260
- [101] Troldborg, N., Sørensen, J., & Mikkelsen, J. (2007) Actuator Line Simulation of Wake of Wind Turbine. *Journal of Physics: Conference Series* 75 (2007), 012063-15.

- [102] Troldborg, N., Sørensen, J., & Mikkelsen, R. (2009) Numerical Simulations of Wake Characteristics of a Wind Turbine in Uniform Inflow, *Wind Energy* .
- [103] Vermeer N.J. (1997) Local circulation on rotating wind turbine blades from velocity measurements in the wake of a model rotor, *Proceedings of the 14th British Wind Energy Association Conference*
- [104] Vermeer L J (2001) A review of wind turbine wake research at TU Delft AIAA paper 2001-0030
- [105] Vermeer L J, Sorensen, J N and Crespo A (2003) Wind turbine wake aerodynamics *Progress in Aerospace Sciences* 39 467–51
- [106] Wald, Q. (2006). The aerodynamics of propellers. *Progress in Aerospace Sciences*, 42 (2), 85-128.
- [107] Watters, C. and Masson, C.(2007) Recent advances in modeling of wind turbine wake vortical structure using a differential actuator disk theory, *The Science of making Torque from Wind, TWIND 2007*, DTU-Lyngby.
- [108] Whale J, Helmis C, Papadopolous, KH, Anderson CG, Skyner DJ (1996) A study of the near wake structure of a wind turbine comparing measurements from laboratory and full-scale experiments. *Solar Energ* 56(6):621-633
- [109] Whale J., Anderson C.G., Bareiss R., Wagner S., (2004) An experimental and numerical study of the vortex structure in the wake of a wind turbine, *J. Wind Eng. Ind. Aero.* 84, 21
- [110] Wolfe, W., Ochs, S.(1997) CFD Calculations of S809 Aerodynamic Characteristics, *AIAA Aero. Sci. Meet*

Modèle hybride de surface active pour l'analyse du comportement aérodynamique des rotors éoliens à pales rigides ou déformables

Les travaux présentés ici portent sur l'exploration et la modélisation de l'écoulement à travers les rotors éoliens. Le but est de proposer un modèle hybride de surface active permettant de simuler rapidement l'écoulement et d'être intégrable dans un calcul de couplage fluide structure. Les travaux de modélisation sont accompagnés par des explorations à l'aide de la PIV et de l'anémométrie à fil chaud. Ces explorations d'écoulement autour d'une éolienne et autour des profils de pales en rotation, ainsi que le développement d'une méthode d'analyse de l'écoulement, ont permis de fournir les données nécessaires pour le calcul et notamment les caractéristiques 3D du profil en rotation. Les autres mesures réalisées, ont servi comme base de données pour valider le modèle proposé.

Dans les travaux de simulations, un nouveau modèle hybride, basé sur la surface active est développé. Le calcul à l'aide du modèle proposé est un calcul itératif mené par un solveur d'équations de Navier-Stokes. Un logiciel spécifique est créé et intégré au solveur afin de déterminer les efforts appliqués sur les surfaces actives à chaque itération. Pour le calcul de puissance, les résultats du modèle sont comparés avec les données expérimentales issues des essais NREL Phase VI dans la soufflerie de la NASA Ames. En ce qui concerne les champs de vitesse autour des profils des pales et à travers du rotor, le calcul est comparé avec les données expérimentales obtenues dans le cadre de cette thèse, dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech.

L'étude menée par la suite prouve que ce modèle est bien adapté pour l'étude des éoliennes à pales déformables où l'on doit tenir compte du couplage « fluide-structure ». Pour valider la méthode proposée pour l'étude des éoliennes à pales déformables, l'étude est faite dans le cas de l'éolienne NREL Phase VI. Les résultats de simulation sont comparés avec les données expérimentales et montrent la faisabilité et l'efficacité du modèle et de la méthode de couplage.

Actuator surface hybrid model for aerodynamic analysis of flow trough wind turbine rotor with rigid or flexible blades

This work presents the exploration and modeling of flow past wind turbine rotor. The aim is to propose an actuator surface hybrid model to simulate rapidly the flow and also be coupled with structure solver for fluid structure interaction. Besides numerical simulation, the PIV and hot wire explorations are also carried out. These explorations of flow around the wind turbine and rotating blades airfoil have provided the data necessary to calculate 3D airfoil aerodynamic performance while in rotation. The results of these measurements are also used to validate the proposed model.

The new actuator surface model is developed to model the flow around wind turbine rotor. To implement the proposed model, Navier-Stokes solver is used. Specific software is created and integrated into the solver to determine the forces applied on the blade surfaces after each iteration. The aerodynamic performance obtained by this hybrid model is compared with experimental data of NREL Phase VI obtained in wind tunnel at NASA Ames. Whereas, the velocity field around the blade airfoil and flow past the rotor are compared with experimental data obtained in this research work in the wind tunnel of Arts et Metiers ParisTech.

Further research shows that this model is well suited for the study of flexible wind turbines blades, where it is needed to take into account the fluid-structure interaction. To validate the proposed method for the flexible blades, a study is also conducted for the case of the NREL Phase VI wind turbine. The simulation results are finally compared with experimental data which show the feasibility and effectiveness of the proposed model and the coupling method.