



**HAL**  
open science

# Étude des phénomènes tourbillonnaires dans le sillage éolien

Christophe Bassem Maalouf

► **To cite this version:**

Christophe Bassem Maalouf. Étude des phénomènes tourbillonnaires dans le sillage éolien. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Arts et Métiers ParisTech, 2010. Français. NNT : 2010ENAM0029 . pastel-00565514

**HAL Id: pastel-00565514**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00565514v1>**

Submitted on 13 Feb 2011

**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.

École doctorale n° 432 : Science des Métiers de l'Ingénieur

## Doctorat ParisTech

# THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

**Spécialité " GÉNIE ÉNERGÉTIQUE "**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Christophe Bassem MAALOUF**

le 4 Octobre 2010

## **ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES TOURBILLONNAIRES DANS LE SILLAGE ÉOLIEN**

Directeur de thèse : **Fawaz MASSOUH**

### **Jury**

**Jose Eduardo WESFREID**, Directeur de recherche, CNRS  
**Georges DESCOMBES**, Professeur, CNAM, Paris  
**Gilles NOTTON**, Maître de Conférences-HDR, Université de Corse  
**Abdelhak AMBARI**, Professeur, Arts et Métiers ParisTech  
**Farid BAKIR**, Professeur, Arts et Métiers ParisTech  
**Fawaz MASSOUH**, Maître de Conférences-HDR, Arts et Métiers ParisTech  
**Marc RAPIN**, Ingénieur, ONERA - Chatillon

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Invité

**T  
H  
È  
S  
E**



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>2</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>12</b>
1.1 Introduction . . . . .	12
1.2 L'énergie éolienne . . . . .	13
1.2.1 Bref historique . . . . .	13
1.2.2 Prévisions de la production d'énergie éolienne . . . . .	13
1.2.3 Comparaison des prédictions avec les mesures expérimentales . . . . .	15
1.3 Conclusion . . . . .	17
<b>2 Le sillage éolien</b>	<b>20</b>
2.1 Structure du sillage éolien . . . . .	20
2.2 Effets des structures tourbillonnaires . . . . .	20
2.3 Formation du sillage . . . . .	23
2.3.1 Écoulement 2-D autour d'un profil . . . . .	23
2.3.2 Écoulement 3-D autour d'une pale . . . . .	28
2.3.2.1 Théorie tourbillonnaire de la ligne portante . . . . .	30
2.3.2.2 Vitesse induite . . . . .	30
2.3.3 Sillage du rotor éolien . . . . .	34
2.3.3.1 Structure du sillage . . . . .	34
2.3.3.2 Vitesses induites . . . . .	35
2.4 Conclusion . . . . .	38
<b>3 Exploration du sillage éolien en soufflerie par mesures PIV</b>	<b>40</b>
3.1 Introduction . . . . .	40
3.2 Développement des techniques de mesure de la vitesse : du tube de Pitot jusqu'à la PIV . . . . .	41
3.3 La technique de mesure PIV . . . . .	43
3.3.1 Principe de fonctionnement . . . . .	44



3.4	Description du banc d'essai . . . . .	44
3.4.1	La soufflerie . . . . .	44
3.4.2	L'éolienne . . . . .	46
3.4.3	Le laser . . . . .	47
3.4.4	L'ensemencement . . . . .	49
3.4.5	La synchronisation . . . . .	50
3.5	Prise d'images PIV en aval du rotor . . . . .	51
3.5.1	Domaine d'exploration . . . . .	51
3.5.2	Acquisition des images . . . . .	51
3.6	Traitement numérique des images . . . . .	54
3.6.1	L'auto-corrélation . . . . .	54
3.6.2	Influence de la densité de particules . . . . .	55
3.6.3	Précision des mesures PIV . . . . .	56
3.7	Construction du champ de vitesse . . . . .	57
3.7.1	Champ de vitesse instantanée . . . . .	57
3.7.2	Champ de vitesse moyenne . . . . .	57
3.8	Conclusion . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Caractérisation du sillage</b> . . . . .	<b>62</b>
4.1	Introduction . . . . .	62
4.2	Traitement d'une paire d'images PIV . . . . .	62
4.2.1	Taille de la fenêtre d'interrogation . . . . .	63
4.2.2	Pourcentage de recouvrement . . . . .	64
4.2.3	Filtrage . . . . .	65
4.2.4	Soustraction de la vitesse moyenne . . . . .	65
4.2.5	Validation . . . . .	65
4.3	Champ de vitesse induite par le rotor . . . . .	66
4.4	Les tourbillons marginaux . . . . .	66
4.4.1	Modélisation des tourbillons . . . . .	67
4.4.2	Localisation des coeurs tourbillonnaires . . . . .	71
4.4.2.1	Méthode du $\lambda_2$ . . . . .	72
4.4.2.2	Méthode basée sur le maximum de vortacité . . . . .	74
4.4.2.3	Méthode basée sur la circulation . . . . .	74
4.4.3	Rayon des coeurs tourbillonnaires . . . . .	76
4.4.4	Intensité tourbillonnaire . . . . .	77
4.4.5	Profil de vitesse . . . . .	80
4.4.6	Coefficient de Vatistas . . . . .	82
4.4.7	Évolution de la vitesse tangentielle maximale et de l'intensité en fonction de l'âge . . . . .	82
4.4.8	Variations temporelles . . . . .	83

4.5	Courant de retour . . . . .	84
4.6	Conclusion . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Méthodes numériques pour la modélisation du sillage</b>	<b>93</b>
5.1	Introduction . . . . .	93
5.2	Modélisation du sillage par CFD . . . . .	94
5.2.1	Bref historique . . . . .	94
5.2.2	Méthodes CFD . . . . .	94
5.2.3	Modélisation de sources . . . . .	96
5.2.4	Grilles superposées . . . . .	96
5.3	Modélisation du sillage par éléments tourbillonnaires . . . . .	97
5.3.1	Historique . . . . .	97
5.3.2	Point vs. ligne . . . . .	103
5.3.3	Modélisation des coeurs tourbillonnaires . . . . .	104
5.3.4	Éléments de vorticité distribuée . . . . .	104
5.3.5	Discrétisation du sillage . . . . .	106
5.3.6	Couplage aérodynamique . . . . .	106
5.3.7	Traitement du sillage éjecté . . . . .	108
5.4	Méthodes hybrides . . . . .	109
5.5	Conclusion . . . . .	111
<b>6</b>	<b>Modèle couplé CFD - modèle tourbillonnaire</b>	<b>114</b>
6.1	Construction d'un modèle hybride pour l'étude de la formation des tourbillons marginaux	115
6.2	Précision de la méthode d'approximation par segments . . . . .	116
6.2.1	Cas de l'anneau tourbillonnaire non visqueux . . . . .	116
6.2.2	Cas du sillage hélicoïdal . . . . .	119
6.2.2.1	Calcul de la vitesse induite par discrétisation du sillage par segments . . . . .	119
6.2.2.2	Précision du calcul . . . . .	122
6.3	Modélisation dans Gambit/Fluent . . . . .	124
6.4	Conclusion . . . . .	125
<b>7</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>129</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>132</b>



# Table des figures

1.1	Évolution de la production électrique mondiale à partir des énergies renouvelables, excepté l'hydraulique, en TWh . . . . .	14
1.2	Eolienne à axe horizontal testée par le NREL en 2000 [114] . . . . .	16
1.3	Comparaison des prédictions par simulation numérique avec les mesures expérimentales . . . . .	18
2.1	Sillage proche et sillage lointain . . . . .	21
2.2	Visualisation du sillage par la fumée en soufflerie . . . . .	21
2.3	Structure du sillage en aval d'une éolienne, révélée par la fumée [Risoe, 1997] . . . . .	22
2.4	Influence du sillage sur la performance, les vibrations et les bruits . . . . .	23
2.5	Lignes de courant pour un écoulement 2-D à travers un profil . . . . .	24
2.6	Lignes de courant et champ de pression sur un profil 2D . . . . .	25
2.7	Portance, traînée et moment exercés sur un profil 2D . . . . .	26
2.8	Profil de vitesse de la couche limite visqueuse à la paroi du profil . . . . .	27
2.9	Champ de vitesse en aval de l'aile . . . . .	29
2.10	Repoussement des lignes de courant dû aux fuites d'air aux extrémités de l'aile . . . . .	29
2.11	Modèle simplifié du système tourbillonnaire d'une aile . . . . .	31
2.12	Système tourbillonnaire réaliste d'une aile . . . . .	31
2.13	Vitesse induite par un filament tourbillonnaire d'intensité $\Gamma$ . . . . .	32
2.14	Angle d'attaque effectif et forces de portée et de traînée . . . . .	33
2.15	Lignes de courant limitantes d'une pale d'éolienne montrant les effets 3-D de l'écoulement [49] . . . . .	35
2.16	Rotor tri-pales d'une éolienne de diamètre $R$ . . . . .	36
2.17	Dessin schématique du système tourbillonnaire derrière une éolienne . . . . .	37
2.18	Coupe radiale d'un rotor éolien . . . . .	37
3.1	Schéma d'un montage PIV . . . . .	45
3.2	Plan de coupe de la soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides d'Arts et Métiers ParisTech . . . . .	46
3.3	Maquette éolienne Rutland 503 modifiée . . . . .	47
3.4	Banc d'essais . . . . .	48
3.5	Plans azimutaux d'exploration par PIV . . . . .	51

3.6	Découpe du plan d'investigation . . . . .	52
3.7	Image brute montrant les tourbillons marginaux . . . . .	53
3.8	Champ de vitesse instantanée dans la fenêtre h1 . . . . .	58
3.9	Champ de vitesse moyenne dans la fenêtre h1 . . . . .	59
3.10	Contours de la vitesse axiale dans les plans d'azimut investigués . . . . .	60
4.1	Paire d'images PIV prises à un intervalle de temps $\Delta t$ égal au temps entre deux impulsions laser (échelles en mm) . . . . .	63
4.2	Effet de la taille de fenêtre de discrétisation : 16 x 16 pixels à gauche vs. 32 x 32 à droite (échelles en mm) . . . . .	64
4.3	Effet du recouvrement : 50% à gauche vs. 25% à droite . . . . .	64
4.4	Effet du filtrage : 3 x 3 pixels à gauche vs. 15 x 15 pixels à droite . . . . .	65
4.5	Champ de vitesse après soustraction de la vitesse moyenne . . . . .	66
4.6	Validation du champ de vitesse avec une limite du taux de croissance de 1,2 . . . . .	67
4.7	Champ de vitesse induite par les tourbillons marginaux . . . . .	68
4.8	Modèles populaires de coeurs tourbillonnaires . . . . .	70
4.9	Modèles de Vatistas . . . . .	71
4.10	Vecteurs vitesse et contours de la vorticité normalisée autour d'un tourbillon d'âge $60^\circ$ . . . . .	75
4.11	Détection du centre tourbillonnaire par le calcul de la circulation . . . . .	76
4.12	Distribution autour du tourbillon de la circulation intégrale . . . . .	77
4.13	Champ de circulation dans la fenêtre h1 . . . . .	78
4.14	Vorticité instantanée dans la fenêtre h1 . . . . .	79
4.15	Position des centres de tourbillons dans la fenêtre h1 . . . . .	79
4.16	Évolution de la position des tourbillons en aval du rotor éolien . . . . .	80
4.17	Dispersion de la position des centres des tourbillons en fonction de leur position axiale en aval du rotor . . . . .	81
4.18	Tourbillon marginal dans le plan azimutal à $5^\circ$ . . . . .	81
4.19	Tourbillon marginal dans le plan azimutal à $180^\circ$ . . . . .	82
4.20	Circulation adimensionnelle des tourbillons en fonction de la distance radiale du centre tourbillonnaire . . . . .	83
4.21	Profil de vitesse de tous les tourbillons . . . . .	84
4.22	Coefficient de Vatistas, $\alpha$ , en fonction de l'âge . . . . .	85
4.23	Circulation des tourbillons marginaux en fonction de l'âge . . . . .	86
4.24	Vitesse tangentielle maximale des tourbillons en fonction de l'âge . . . . .	87
4.25	Plan de coupe d'un tourbillon marginal dans la fenêtre h1 . . . . .	88
4.26	Profil de vitesse dans le plan de coupe . . . . .	89
4.27	Évolution temporelle du profil de vitesse d'un vortex . . . . .	90
4.28	Profil de vitesse tangentielle moyenne pour tous les tourbillons . . . . .	91
4.29	Lignes de courant montrant un courant de retour au niveau du moyeu . . . . .	92

5.1	Méthode des grilles superposées : maillage structuré vs. non-structuré . . . . .	97
5.2	Modélisation du sillage par éléments tourbillonnaires . . . . .	99
5.3	Méthode des contours constants de vortacité [96] . . . . .	100
5.4	Les différents types des éléments tourbillonnaires . . . . .	101
5.5	Vortacité tractée . . . . .	102
5.6	Vortacité tractée et éjectée . . . . .	102
5.7	Modèle de sillage par particules tourbillonnaires d'un rotor UH-1H [89] . . . . .	103
5.8	Construction des éléments de vortacité distribuée [18] . . . . .	105
5.9	Prédiction de l'évolution de la circulation du tourbillon marginal d'un rotor d'hélicoptère en voltige [27] . . . . .	107
5.10	Concept multi-pôles . . . . .	108
5.11	Modèle hybride CFD-méthode des éléments tourbillonnaires . . . . .	110
6.1	Schéma du couplage du calcul CFD avec un modèle tourbillonnaire . . . . .	115
6.2	Discretisation de l'anneau tourbillonnaire . . . . .	117
6.3	Vitesse axiale induite dans le plan de l'anneau tourbillonnaire pour différents niveaux de segmentation avec des segments droits . . . . .	119
6.4	Erreur relative en valeur absolue de la solution discrétisée par rapport à la solution analytique exacte d'un anneau tourbillonnaire . . . . .	120
6.5	Norme L2 de l'erreur vs. niveau de discretisation . . . . .	121
6.6	Discretisation du sillage hélicoïdal . . . . .	122
6.7	Influence du nombre de tours dans le sillage sur la précision du calcul de la vitesse induite . .	123
6.8	Profil de la vitesse axiale induite adimensionnelle par un sillage hélicoïdal en fonction du nombre de tours considérés . . . . .	124
6.9	Vitesse axiale induite en fonction du niveau de discretisation . . . . .	125
6.10	Erreur relative en valeur absolue par rapport à la solution de référence en fonction du niveau de discretisation . . . . .	126
6.11	Maillage fin autour de la pale du rotor Rutland . . . . .	127
6.12	Schéma de calcul du modèle couplé . . . . .	128



# Liste des symboles

$\alpha$	Coefficient de Vatistas
$\alpha$	Angle d'attaque [deg]
$\alpha_e$	Angle d'attaque effectif [deg]
$\alpha_g$	Angle d'attaque géométrique [deg]
$\alpha_i$	Angle d'attaque induit [deg]
$a$	Facteur d'induction axiale [-]
$a'$	Facteur d'induction tangentielle [-]
$\beta$	Angle de calage [deg]
$c_a$	Coefficient d'amortissement [N.s/m]
$C_d$	Coefficient de traînée [-]
$C_l$	Coefficient de portance [-]
$C_m$	Coefficient de moment [-]
$c$	Corde du profil [m]
$\delta^*$	Epaisseur de déplacement [m]
$\Delta_z$	Epaisseur de la tranche lumineuse [m]
$D_a$	Diamètre d'ouverture de l'objectif [-]
$d_{Diff}$	Diamètre de l'image de diffraction des particules [m]
$d_i$	Diamètre de l'image de la particule [m]
$d_p$	Diamètre de la particule [m]
$D$	Force de traînée [N]
$f$	Focale de l'objectif [-]
$F(t)$	Chargement instationnaire du rotor éolien [N]



$f_1$	Ouverture numérique de l'optique [-]
F	Force de réaction [N]
$\Gamma$	Circulation [ $m^2/s$ ]
g	Accélération de la pesanteur [ $m/s^2$ ]
H	Facteur de forme [-]
k	Rigidité [N/m]
$\lambda$	Longueur d'onde du laser [ $\mu m$ ]
L	Force de portance [N]
M	Grandissement [-]
$M_a$	Nombre de Mach [-]
M	Moment [N.m]
m	Masse [kg]
$Np$	Nombre de pales [-]
$Ns$	Nombre de segments par tour [-]
$Nt$	Nombre de tours dans le sillage [-]
$\phi$	Angle d'écoulement [deg]
P	Pression [bars]
$\rho$	Masse volumique de l'air [ $kg/m^3$ ]
R	Rayon du rotor [m]
$Re$	Nombre de Reynolds [-]
$r_c$	Rayon de courbure [m]
R	Rayon du rotor [m]
r	Distance radiale [m]
s	Abscisse curviligne [m]
$\theta$	Age du tourbillon [deg]
$\mu$	Viscosité dynamique de l'air [Pa.s]
U	Vitesse axiale au niveau du rotor [m/s]
$\nu$	Viscosité cinématique [ $m^2/s$ ]
$\Omega$	Vitesse de rotation [rad/s]

$u$	Vitesse axiale induite [m/s]
$V_\infty$	Vitesse du vent à l'infini amont [m/s]
$V_a$	Vitesse axiale [m/s]
$V_e$	Vitesse effective [m/s]
$V_{rot}$	Vitesse de rotation [m/s]
$x_v$	Amplitude des vibrations [m]



## **Remerciements**

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Fawaz Massouh qui a dirigé mon travail de thèse après avoir dirigé mon projet de fin d'études. Je lui suis éternellement reconnaissant pour son aide, sa disponibilité et la confiance qu'il m'a accordée depuis mon arrivée au laboratoire pour mon projet de fin d'études.

Je remercie vivement Ivan Dobrev pour ses conseils scientifiques avisés qui m'ont été particulièrement précieux au cours de ces années. Je le remercie également pour l'aide qu'il m'a apportée pour l'acquisition et le traitement des images PIV ainsi que pour la rédaction de ce manuscrit.

Je tiens à exprimer également toute ma gratitude à tous les membres du Laboratoire de Mécanique des Fluides, stagiaires et doctorants, pour leur convivialité et leur esprit d'équipe.

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

Enfin, je remercie toute ma famille pour son soutien, et en particulier mon frère Ghassan qui m'a permis de poursuivre mes études dans les meilleures conditions et qui m'a soutenu et encouragé tout au long de ces années.



# Chapitre 1

## Introduction générale

### 1.1 Introduction

Depuis le début du *XIX*<sup>e</sup> siècle, les énergies fossiles comme le pétrole et le charbon occupent la première place sur le marché énergétique car elles ont un pouvoir calorifique important, sont relativement faciles à extraire de manière industrielle, sont transportables facilement et en plus elles sont très rentables sur le plan économique. Ces énergies fossiles ont contribué grandement à la révolution industrielle dans les pays développés et continuent à contribuer fortement au développement des BRIC, pays à forte croissance que sont le Brésil, la Russie, l'Inde et la Chine, dont le poids dans l'économie mondiale augmente de manière importante depuis une dizaine d'années.

Cependant, ces énergies fossiles ne sont pas inépuisables et les réserves pétrolières conventionnelles commencent à décliner. Si la consommation mondiale d'énergie continue à progresser à son rythme actuel, il est fort probable que la production de pétrole conventionnel ne suffise plus à satisfaire la demande dans un futur proche. En plus, l'ère du pétrole peu cher est révolue. Le prix technique du baril ne cesse d'augmenter car la plupart des nouveaux développements se font dans des environnements de plus en plus difficiles et coûteux, comme l'offshore profond ou les sables bitumineux.

Ainsi, les experts prédisent une transition majeure avant 2030 du pétrole conventionnel vers le pétrole non conventionnel comme les huiles lourdes de l'Athabasca au Canada et de la ceinture de l'Orenoc au Vénézuéla [43]. Or l'extraction des huiles lourdes pose des défis environnementaux majeurs à cause des fortes émissions de CO<sub>2</sub> qui en résultent. En plus, la production de pétrole reste assujettie aux risques géopolitiques.

Afin de répondre à ces défis, les gouvernements des pays développés cherchent à atteindre leur indépendance énergétique en développant des centrales nucléaires et en augmentant la contribution des énergies renouvelables.

Aujourd'hui, la nécessité de limiter les émissions à effet de serre afin de combattre le réchauffement climatique a renforcé cet intérêt pour les énergies renouvelables.

## 1.2 L'énergie éolienne

### 1.2.1 Bref historique

Le vent représente une source d'énergie importante exploitée par l'homme depuis très longtemps. Pendant plus de 3000 ans, l'homme a utilisé cette énergie pour propulser les navires grâce aux voiliers, mais aussi pour pomper l'eau et pour moulin le grain grâce aux moulins à vent.

Au début du XXème siècle, Poul La Cour<sup>1</sup>, au Danemark, était le premier à connecter un générateur électrique à un moulin à vent [48] et de produire ainsi de l'énergie électrique à la place de l'énergie mécanique produite auparavant. Ainsi la première éolienne pour la production d'électricité a été élaborée.

C'est seulement avec le premier choc pétrolier en 1973 que l'intérêt pour l'énergie éolienne est réapparu. Depuis, la technologie de génération électrique à partir de l'énergie éolienne s'est grandement améliorée. À la fin des années 1990, l'énergie éolienne est devenue l'une des plus importantes ressources énergétiques durables. Par exemple, la production électrique mondiale à partir des énergies éoliennes est passée de 12.6 TWh en 1997 à 169.3 TWh en 2007, soit une augmentation de 1343% [84]. Entre 1997 et 2007, la production d'énergie éolienne a augmenté de manière exponentielle de 29.6% par an en moyenne comme le montre la figure 1.1. Cette croissance a été possible grâce au développement des éoliennes de nouvelle génération, capables de développer une puissance d'environ 2 MW [84]. A titre d'exemple, chaque machine de 2 MW est capable d'alimenter environ 2 000 foyers, hors chauffage. En plus, le coût de l'électricité de l'énergie éolienne a baissé pour atteindre environ un sixième de son coût au début des années 1980 [1]. Et la tendance semble se poursuivre avec l'industrialisation de cette énergie.

Cette production se développera encore plus dans les prochaines années grâce à la mondialisation. En effet, les constructeurs d'éoliennes ne se trouvent plus seulement en Europe, aux USA et au Japon, mais aussi en Chine et en Inde. L'arrivée en force des fabricants Chinois et Indiens sur le marché mondial, notamment par la création de partenariats avec les constructeurs occidentaux, se traduira par un nouvel élan dans le secteur de l'énergie éolienne et le rendra encore plus compétitif. Le cap de 100 000 MW installés dans le monde est passé au premier semestre de l'année 2008 et le GWEC<sup>2</sup> prévoit une capacité cumulée de 240 300 MW en 2012 [84].

En Europe, ce développement sera soutenu par une loi votée par les gouvernements de l'UE obligeant les pays européens à inclure 20% d'énergies renouvelables dans leur consommation énergétique d'ici 2020.

### 1.2.2 Prévisions de la production d'énergie éolienne

En captant l'énergie du vent, les éoliennes laissent en leur aval un vent affaibli. En effet, une partie de la quantité de mouvement du vent en amont est transformée par les rotors éoliens en mouvement de rotation. Les génératrices permettent ensuite de convertir cette rotation en énergie électrique.

---

1. Scientifique Danois, 1846-1908

2. Global World Energy Council

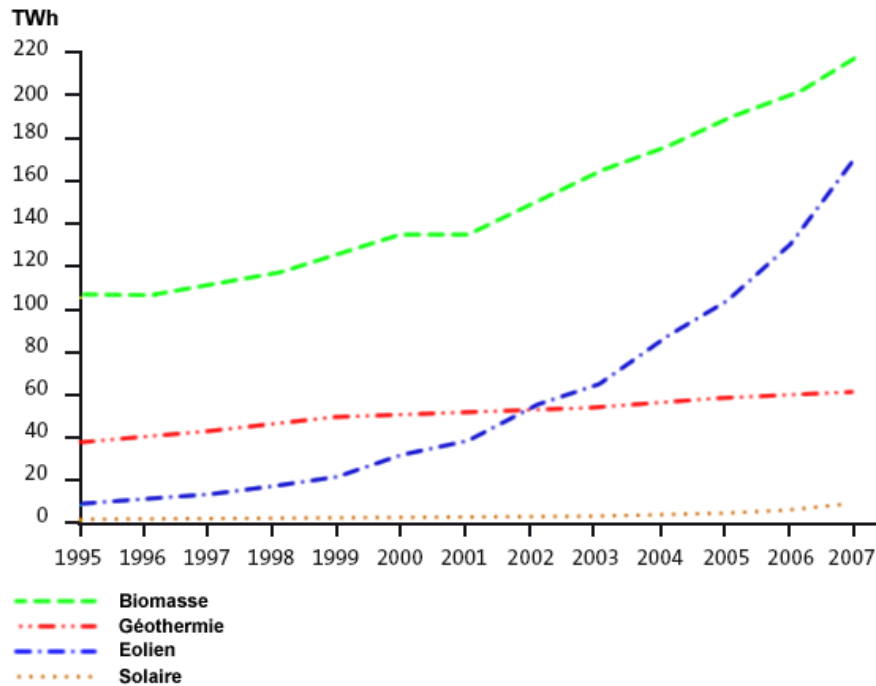


FIGURE 1.1: Évolution de la production électrique mondiale à partir des énergies renouvelables, excepté l'hydraulique, en TWh

Par conséquent, afin de maximiser l'énergie électrique produite par un parc éolien, il faut espacer les éoliennes autant que possible dans la direction des vents dominants, afin qu'elles puissent continuer à recevoir des vents forts malgré la présence d'autres éoliennes en amont. Mais en même temps, le coût de la concession et du raccordement des éoliennes au réseau électrique poussent à minimiser la distance de séparation entre les éoliennes. En général, pour minimiser les interactions entre les éoliennes d'un même parc, un espacement entre les éoliennes allant de cinq à neuf fois le diamètre du rotor éolien doit être imposé dans le sens des vents dominants et un espacement de trois fois le diamètre du rotor doit être imposé dans la direction perpendiculaire.

Ainsi, la conception des parcs éoliens se base encore sur ces règles semi-empiriques. Ceci est dû au fait que les interactions causées par le sillage éolien entre les éoliennes restent difficiles à évaluer, notamment pendant les premières étapes de la conception.

Les constructeurs estiment que la perte d'énergie due à l'effet d'abri que les éoliennes du parc créent les unes par rapport aux autres est d'environ 5%. Mais les pertes globales sont en réalité plus importantes. En effet, l'écoulement est turbulent et instationnaire en aval d'une éolienne. Quand cette turbulence traverse un rotor en aval, elle dégrade sa performance aérodynamique et provoque des forces périodiques sur ses pales. Ces forces provoquent à leur tour des phénomènes de fatigues et réduisent ainsi la durée de vie des pales. En plus, ces pertes peuvent varier en fonction de la vitesse du vent et des conditions d'opération.



Pour la conception des éoliennes, ils utilisent alors des coefficients de sécurité pour compenser l'incertitude sur le chargement des pales.

Ces pertes étant actuellement difficiles à quantifier pour l'ensemble d'un parc éolien, les prévisions de la production électrique des parcs éoliens ne sont pas très fiables. Or des prévisions fiables sont nécessaires pour la mise sur les marchés énergétiques de l'énergie électrique générée par les éoliennes. Les exigences en matière de prévision d'énergie éolienne varient considérablement selon les marchés. En France, par exemple, EDF demande aux exploitants de parcs éoliens des prévisions journalières et hebdomadaires de la moyenne de production d'énergie éolienne. Les écarts entre les prévisions et l'énergie réellement produite peuvent pénaliser les opérateurs des parcs éoliens.

Pendant les trente dernières années, plusieurs codes de calcul numérique ont été développés afin de simuler l'écoulement à travers les rotors et l'évolution du sillage en aval afin de prédire correctement la production des parcs éoliens. Bien que ces codes de calcul arrivent à prédire séparément le chargement des pales du rotor et l'évolution du sillage en fonction du temps, ils ont du mal à prédire ces deux grandeurs simultanément. Pourtant, le chargement des pales et le sillage sont intimement liés parce que les vitesses induites par le sillage influencent le chargement des pales.

Malgré les développements récents de nouvelles méthodes de calcul numérique capables de résoudre entièrement le sillage, il n'est pas encore envisageable d'utiliser un maillage fin dans tout le domaine de calcul, c'est à dire autour des pales et dans la zone de développement du sillage, pour résoudre entièrement le champ de vitesse et estimer correctement le chargement des pales et l'évolution du sillage. En effet, le temps de calcul serait extrêmement long.

De ce fait, les outils actuels de simulation des écoulements ne permettent pas encore de simuler tous les écoulements dans un parc éolien. Ces outils ne peuvent donc pas être utilisés de manière pratique dans la conception d'un parc éolien.

En pratique, afin de résoudre rapidement le champ de vitesse dans un parc éolien, les méthodes de simulation avancées utilisent des modèles hybrides ou couplés. Par exemple, certaines méthodes de simulation consistent à subdiviser le domaine de calcul en trois parties. Une partie avec un maillage fin autour des pales pour résoudre la couche limite, une autre avec un maillage fin également dans la zone de développement des tourbillons marginaux, et une dernière avec un maillage grossier pour le reste du domaine de calcul. D'autres méthodes utilisent un modèle simplifié pour représenter les pales, comme le modèle de la ligne active ou du cylindre actif, et un modèle analytique pour décrire l'évolution du sillage. Mais toutes ces méthodes comportent de manière sous-jacente des hypothèses simplificatrices.

### 1.2.3 Comparaison des prédictions avec les mesures expérimentales

Actuellement, les experts se basent massivement sur les modèles de simulation numérique pour prédire la performance des éoliennes et le chargement des pales, malgré les limitations de ces modèles. Afin d'évaluer la fidélité et la robustesse de ces techniques de simulation, le NREL<sup>3</sup> a organisé en 2000 une

---

3. National Renewable Energy Laboratory



FIGURE 1.2: Eolienne à axe horizontale testée par le NREL en 2000 [114]

compétition internationale dans le but de confronter les résultats des modèles numériques avec les mesures expérimentales. Trente experts de dix-huit organisations internationales, dont 12 européennes, incluant des compagnies industrielles, des laboratoires et des universités, ont participé à cette compétition [114].

Afin d'acquérir des données aérodynamiques représentatives des éoliennes à grande échelle, le NREL a testé une éolienne à axe horizontale, avec un rotor de 10 m de diamètre, dans sa soufflerie géante de dimensions 24,4 m par 36,6 m située au NASA-Ames, voir figure 1.2. Le profil aérodynamique des pales du rotor est de type S809. Ce test a été conçu pour fournir des mesures expérimentales fiables avec une haute résolution spatiale et temporelle pour des pales de rotor à géométrie réaliste, un nombre de Reynolds proche des conditions réelles, et en présence d'un écoulement amont strictement contrôlé. Achievé en Décembre 2000, le test a inclus 1700 configurations différentes de l'éolienne dont 20 destinées pour les comparaisons avec les résultats de simulation numérique et a produit plus de 2100 fichiers de données contenant près de 100 giga-octets de données de haute qualité. Les données obtenues ont ensuite été utilisées comme données de référence pour la comparaison avec les différents résultats numériques obtenus par les participants.

la première phase de la compétition a consisté à donner la géométrie et les propriétés structurelles de l'éolienne testée à tous les participants. A partir de ces données, les participants ont tenté de prédire la réponse aérodynamique de l'éolienne pour un certain nombre de cas de test représentant divers régimes aérodynamiques. Afin de ne pas biaiser les résultats de l'expérience, les participants ne pouvaient accéder aux résultats expérimentaux qu'à la fin de la compétition, une fois tous les résultats de simulation publiés. Parmi les méthodes testées par les participants, il y avait la théorie des éléments de pale ou BEM<sup>4</sup>, la méthode du sillage prescrit, la méthode du sillage libre et les codes de Navier-Stokes. Pour construire leurs modèles, les participants ont utilisé 19 outils différents de modélisation des rotors éoliens.

La comparaison a montré des marges inattendues de désaccord entre les prévisions et les données mesurées, comme le montre la figure 1.3. Cette figure montre les écarts importants entre le couple mesuré de manière expérimentale et le couple calculé à l'aide des différents modèles numériques. Il est particulièrement intéressant de noter qu'aucune tendance ne s'est manifestée quant à la l'ampleur ou à la direction de ces écarts. Les modèles ont montré une précision limitée, avec des erreurs moyennes allant de 50% à 100%, et des erreurs observées supérieures à 200%. Ainsi, la puissance prédite variait entre 30% et 275% de la puissance mesurée.

Les résultats de cette comparaison internationale ont mis en évidence la nécessité d'améliorer les codes aérodynamiques des modèles de simulation pour les rotors éoliens.

### 1.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré l'importance accrue de l'énergie éolienne comme source d'énergie renouvelable et son potentiel de développement important, notamment grâce à l'industrialisation du secteur éolien et à la nécessité d'augmenter la part des énergies renouvelables dans notre consommation énergétique. Étant donné que l'énergie éolienne produite est mise sur les marchés énergétiques, les profils prévisionnels de la production électrique doivent être fiables et précis. Or les méthodes de simulation actuelles n'arrivent pas prédire correctement la performance et le chargement aérodynamique des rotors comme l'a montré l'expérience menée par le NREL. En plus, cette expérience a mis en évidence l'importance d'acquérir des mesures expérimentales supplémentaires et la nécessité d'avoir des mesures expérimentales de bonne qualité afin de pouvoir s'en servir comme données de référence pour la comparaison avec des modèles numériques.

Le but de ce travail de thèse était de répondre à ces défis aussi bien sur le plan expérimental que numérique. Ainsi, la première partie de la thèse a consisté à étudier et à analyser les structures tourbillonnaires du sillage éolien à l'aide de mesures PIV<sup>5</sup> acquises au Laboratoire de Mécanique des Fluides. Dans la deuxième partie, un modèle de simulation numérique est proposé. Ce modèle permet de coupler un code

---

4. Blade Element Momentum Theory

5. Particle Image Velocimetry

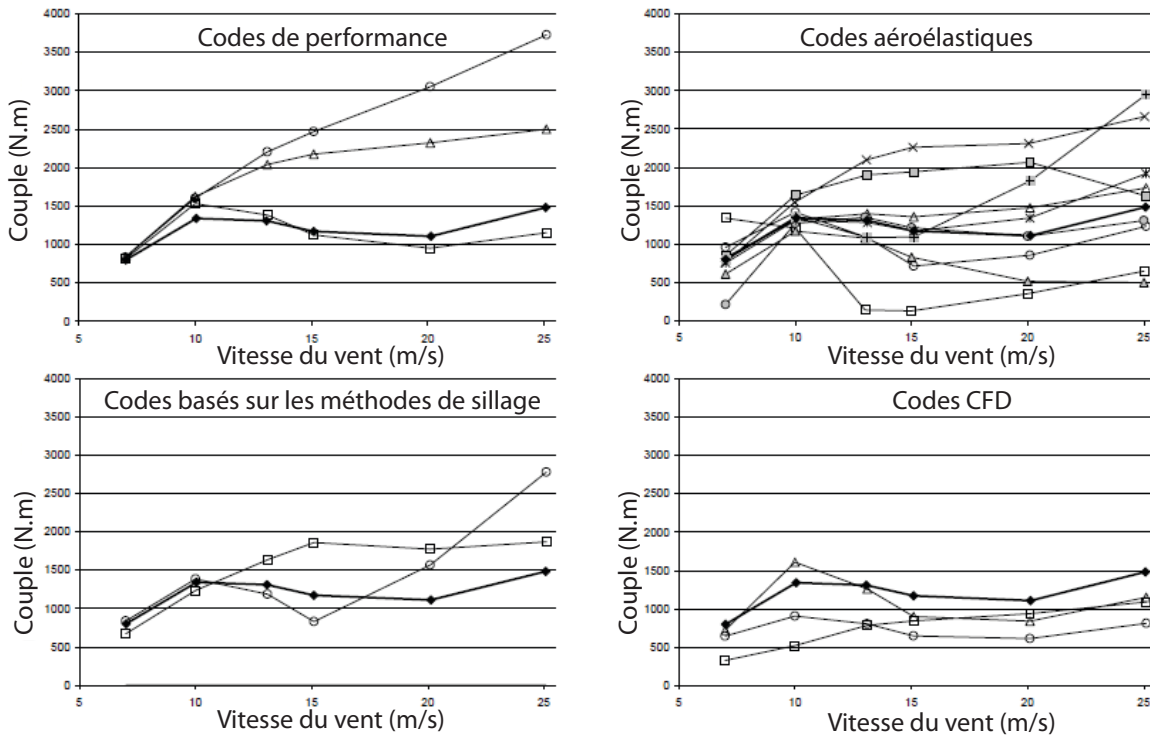


FIGURE 1.3: Comparaison des prédictions par simulation numérique avec les mesures expérimentales

de calcul de type Navier-Stokes utilisé au voisinage des pales du rotor avec un modèle tourbillonnaire représentant le sillage en aval du rotor.

Les mesures PIV nous ont permis de caractériser les tourbillons marginaux d'un rotor testé en soufflerie et de suivre leur évolution en fonction de l'âge du sillage. Plusieurs mesures ont été menées en soufflerie afin de révéler le développement du sillage en aval d'un rotor éolien et de constituer une base de données pour les comparaisons avec des modèles théoriques. Le sillage a été reconstruit en 3D en assemblant les différentes mesures. Les résultats de mesure sont d'excellente qualité avec de bonnes résolutions spatiale et temporelle. En effet, les images acquises ne sont pas bruitées et le champ de vitesse a été acquis pour l'ensemble du sillage proche. Ainsi, les tourbillons marginaux ont pu être caractérisés. Il faut noter que les mesures réalisées n'auraient pas pu être acquises par les techniques de mesures traditionnelles, comme l'anémomètre à fil chaud.

Le modèle numérique proposé, quant à lui, offre une méthode pratique permettant de prendre en compte l'effet du sillage dans l'évaluation des chargements sur les pales du rotor et d'étudier la formation et l'évolution du sillage proche. Ainsi, il peut être utilisé pour optimiser la conception des pales. Ce modèle permet de coupler un code de calcul Navier-Stokes avec un modèle tourbillonnaire représentant le sillage.



## Chapitre 2

# Le sillage éolien

### 2.1 Structure du sillage éolien

Le sillage éolien est une structure tourbillonnaire qui émane des pales tournantes du rotor. Cette structure tourbillonnaire évolue ensuite à l'aval du rotor éolien et forme des tourbillons marginaux. Le sillage comporte deux domaines : le sillage proche et le sillage lointain comme illustré par la figure 2.1. Le sillage proche joue un rôle important dans l'évaluation des performances aérodynamiques du rotor éolien. En plus, il permet de définir les conditions initiales de développement du sillage lointain. La compréhension de ce dernier permet d'améliorer la conception des parcs éoliens en minimisant les interactions entre éoliennes.

La structure du sillage en aval d'une éolienne peut être révélée par la présence de fumée dans l'air passant à travers le rotor. La figure 2.2 montre le sillage et les tourbillons marginaux révélés par la fumée en soufflerie.

La figure 2.3 prise en 1997 par le Laboratoire National de Risoe montre le sillage proche révélé par la fumée en conditions réelles.

### 2.2 Effets des structures tourbillonnaires

Le sillage éolien génère plusieurs problèmes à cause des structures tourbillonnaires qu'il contient. Dans le cas d'un parc éolien, par exemple, les tourbillons présents dans le sillage sont à l'origine de chargements instationnaires sur les pales des éoliennes situées en aval. Ces chargements sont responsables de la dégradation des performances aérodynamiques des éoliennes situées en aval, des problèmes de fatigue qui réduisent la durée de vie des pales, des vibrations et des émissions de bruits aérodynamiques.

Soit  $F(t)$  le chargement instationnaire qui s'exerce sur un rotor éolien. Alors la performance de ce dernier est proportionnelle à son chargement moyen égale à  $\frac{1}{T} \int_0^T F(t) dt$ .

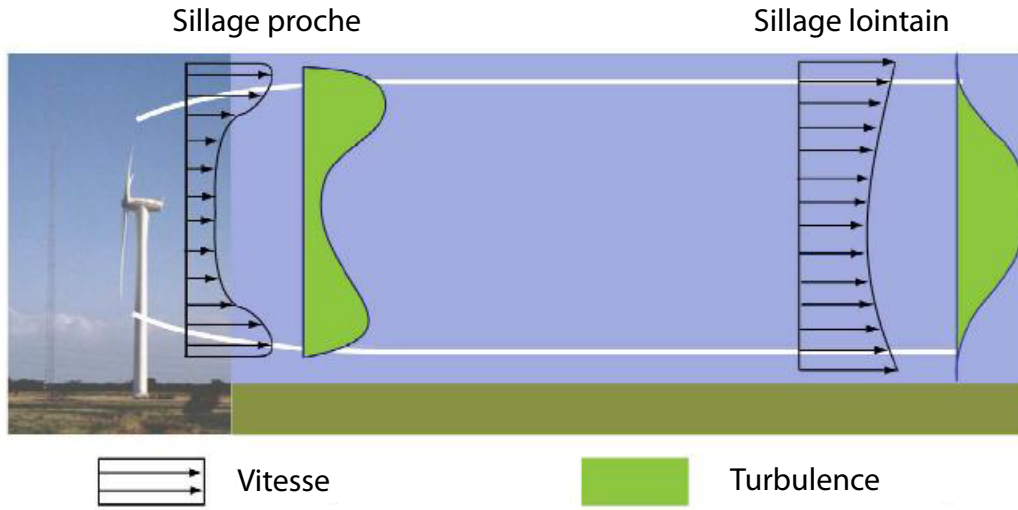


FIGURE 2.1: Sillage proche et sillage lointain



Sillage d'une éolienne testée par le NREL [114]



Tourbillons marginaux d'un rotor testé par le FFA [5]

FIGURE 2.2: Visualisation du sillage par la fumée en soufflerie



FIGURE 2.3: Structure du sillage en aval d'une éolienne, révélée par la fumée [Risoe, 1997]

Les vibrations, quant à elles, sont liées au chargement instationnaire  $F(t)$  par l'équation différentielle suivante :

$$m\ddot{x}_v(t) + c_a\dot{x}_v(t) + kx_v(t) = F(t) \quad (2.1)$$

avec

- $x_v$ , amplitude des vibrations [m]
- $m$ , masse [kg]
- $c_a$ , coefficient d'amortissement [N.s/m]
- $k$ , rigidité [N/m]

Les bruits sont simplement proportionnels à la dérivée du chargement instationnaire par rapport au temps,  $\frac{dF(t)}{dt}$ .

La figure 2.4 illustre de manière schématique les effets d'un chargement instationnaire.

Mais la prédiction du sillage reste très difficile malgré les progrès considérables des moyens de calculs, à cause de sa complexité et de la difficulté d'obtenir des mesures expérimentales de bonne qualité aussi bien en soufflerie qu'à l'échelle réelle.

Il existe un nombre important d'études sur le sillage des turbines et des rotors d'hélicoptères, mais rares sont les études qui portent sur le sillage du rotor éolien. Le présent travail tente de combler ce manque.



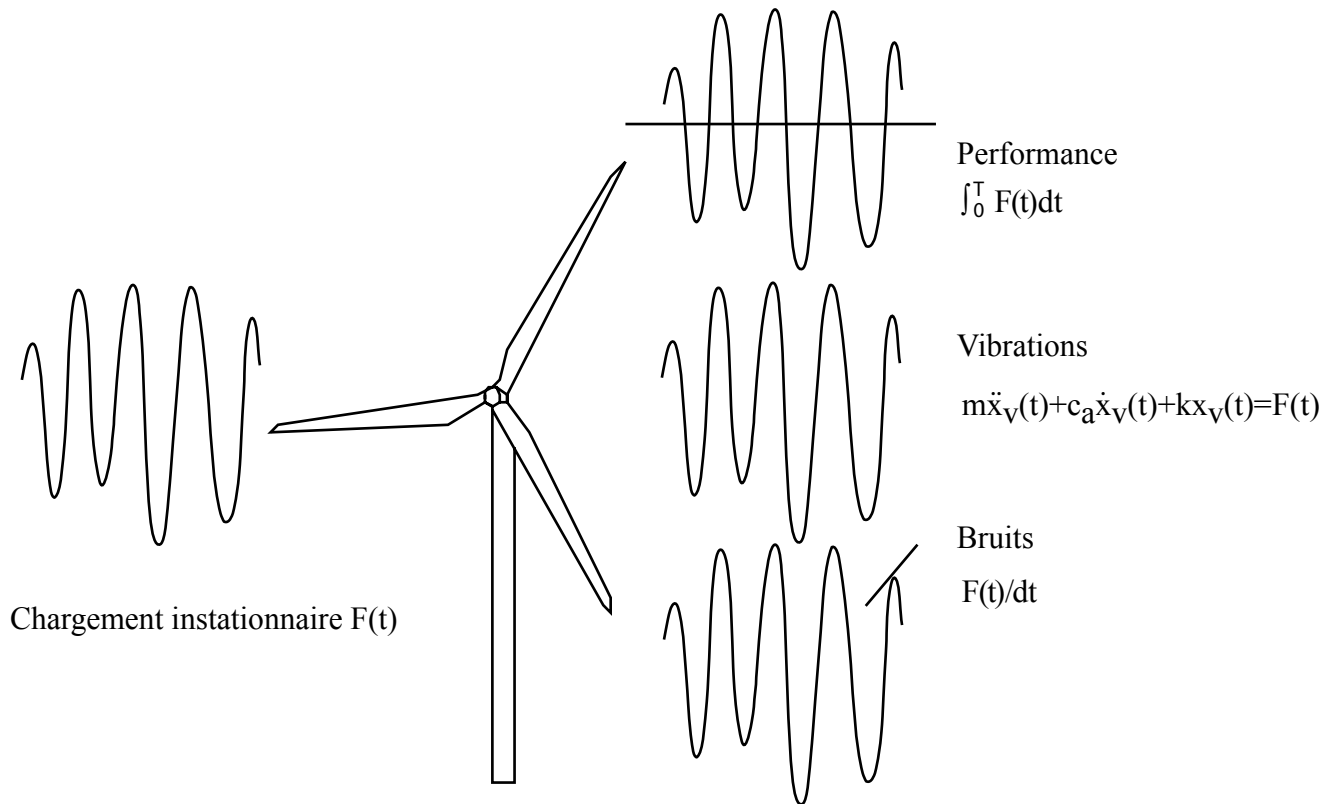


FIGURE 2.4: Influence du sillage sur la performance, les vibrations et les bruits

## 2.3 Formation du sillage

Avant de décrire le sillage d'une pale tournante, nous allons tout d'abord étudier l'écoulement 2-D et 3-D à travers une pale non-tournante de longueur  $L$  et l'effet sur l'angle d'attaque de la distribution de la force de portance suivant l'envergure, en utilisant la théorie des tourbillons [80].

### 2.3.1 Écoulement 2-D autour d'un profil

Une pale est définie comme étant une poutre dont l'enveloppe est profilée. En d'autres termes, toute section d'une pale doit présenter un profil aérodynamique. En général, ce profil est légèrement bombé sur la face supérieure et plutôt plat sur la face inférieure.

Quand les particules d'air passent à travers le profil, ce dernier force les lignes de courant à se courber autour de la géométrie comme le montre la figure 2.5. La ligne de courant qui divise le fluide qui passe

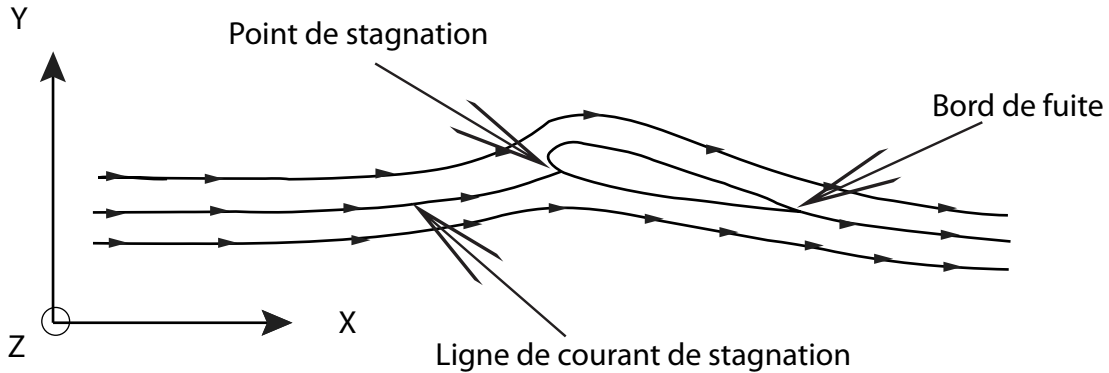


FIGURE 2.5: Lignes de courant pour un écoulement 2-D à travers un profil

par dessus du profil de celui qui passe par dessous est appelée ligne de courant de stagnation, illustrée par la figure 2.5. Au point de stagnation, la vitesse est nulle.

En mécanique des fluides, nous savons qu'un gradient de pression est nécessaire pour courber les lignes de courant. Ce gradient de pression s'exprime suivant la formule suivante :

$$\partial P / \partial r = \rho V^2 / r_c \quad (2.2)$$

avec

$P$ , pression [bars]

$\rho$ , masse volumique de l'air [ $kg/m^3$ ]

$V$ , vitesse [ $m/s$ ]

$r_c$ , rayon de courbure [ $m$ ]

Ainsi, les gradients de pression sur les faces du profil créent une différence de pression entre la face supérieure et la face inférieure comme le montre la figure 2.6.

Cette différence de pression se traduit par une force de réaction, notée  $F$ , et par un moment noté  $M$ , que l'écoulement exerce sur le profil. La force  $F$  possède deux composantes : une première composante dans la direction parallèle à la direction de la vitesse du vent amont  $V_\infty$ , appelée force de traînée,  $D$ , et une deuxième composante dans la direction perpendiculaire appelée force de portance,  $L$ , voir figure 2.7.

Le moment  $M$  est connu à un point situé sur la corde,  $c$ , du profil à une distance de  $c/4$  à partir du bord d'attaque. Ce moment est positif lorsqu'il agit pour faire tourner le profil dans le sens des aiguilles d'une

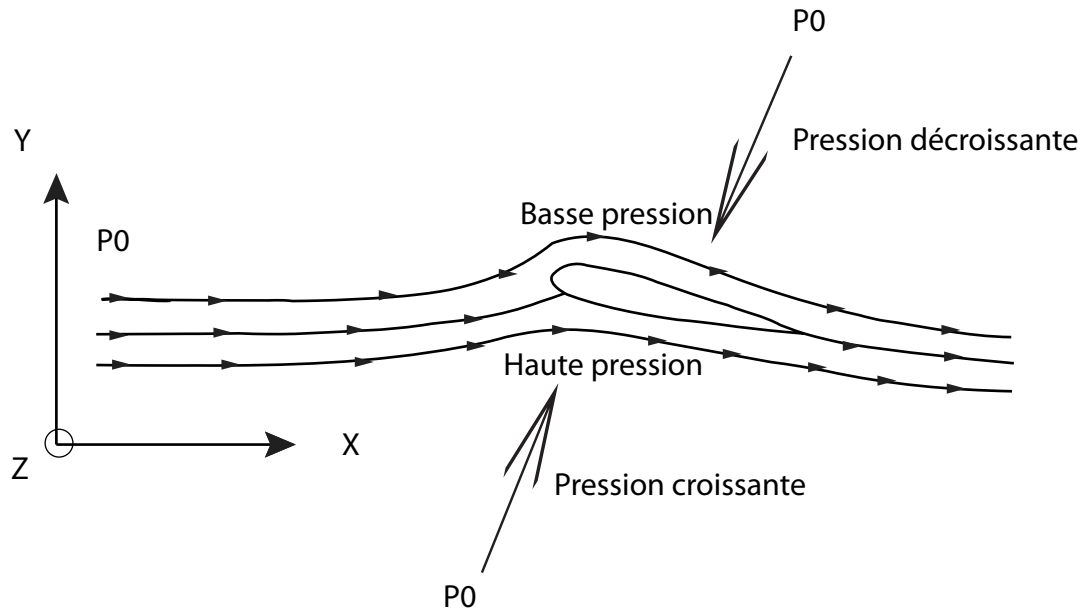


FIGURE 2.6: Lignes de courant et champ de pression sur un profil 2D

montre, i.e. pour faire tourner le bord d'attaque vers le haut. La figure 2.7 illustre les forces et le moment créés par la présence du profil.

Le coefficient de portance est défini par :

$$C_l = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 c} \quad (2.3)$$

Le coefficient de traînée est défini par :

$$C_d = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 c} \quad (2.4)$$

Enfin, le coefficient de moment est défini par :

$$C_m = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 c} \quad (2.5)$$

Les coefficients  $C_l$ ,  $C_d$  et  $C_m$  dépendent de  $\alpha$ ,  $Re$  et  $Ma$ .

$\alpha$  est l'angle d'attaque défini comme étant l'angle entre la corde  $c$  et la vitesse du vent infini amont  $V_\infty$ .

$Re$  est le nombre de Reynolds défini par  $Re = cV_\infty/\nu$ , où  $\nu$  est la viscosité cinématique.

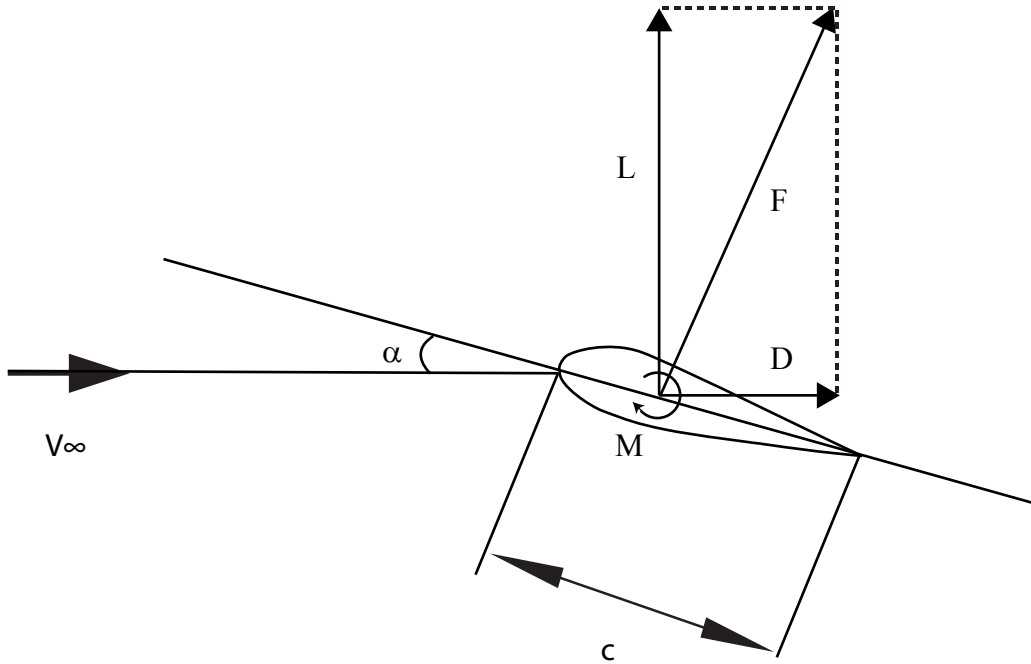


FIGURE 2.7: Portance, traînée et moment exercés sur un profil 2D

$M_a$  est le nombre de Mach défini comme étant le ratio entre  $V_\infty$  et la vitesse du son.

Pour les éoliennes, les coefficients  $C_l$ ,  $C_d$  et  $C_m$  dépendent uniquement de  $\alpha$  et de  $Re$ . Ces coefficients sont aussi appelés les caractéristiques aérodynamiques de profil.

Pour calculer la puissance générée par une éolienne, il faut donc connaître les coefficients  $C_l(\alpha, Re)$  et  $C_d(\alpha, Re)$  le long des pales. Ces données peuvent être mesurées ou simulées avec des outils de calcul numérique, mais puisque l'écoulement devient instationnaire et tri-dimensionnel après le décrochage, il est difficile d'obtenir des données fiables pour les angles d'attaque élevés.

En pratique, les caractéristiques aérodynamiques 2-D du profil sont utilisées pour obtenir les forces exercées sur le profil, alors qu'en réalité l'écoulement à travers une pale est tri-dimensionnel. En fait, Prandtl a montré que les caractéristiques aérodynamiques 2-D du profil peuvent être utilisées pour calculer les forces exercées sur la pale, à condition que l'angle d'attaque soit corrigé en prenant en compte la vitesse induite par les tourbillons du sillage éolien [93, 94].

Considérons le système de coordonnées de surface  $(x, y)$  montré figure 2.8. Ce système de coordonnées est un système local, où le point d'abscisse  $x = 0$  est le point de stagnation et l'ordonnée  $y$  représente la distance normale à la paroi. A la proximité du profil, la condition de non-glissement à la paroi,  $V(x,0)=0$

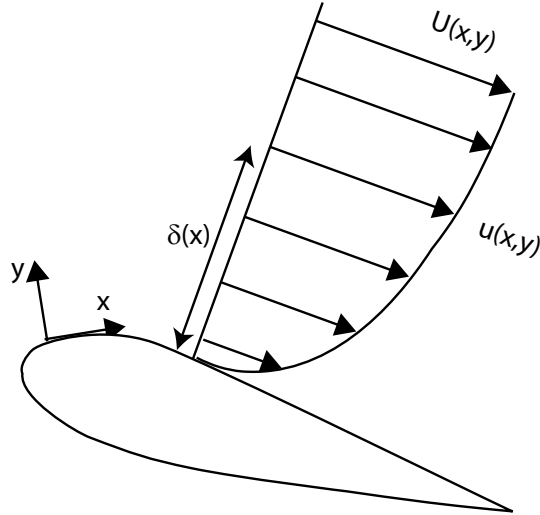


FIGURE 2.8: Profil de vitesse de la couche limite visqueuse à la paroi du profil

$\forall x \in \text{surface } (x, y)$ , donne naissance à une couche limite visqueuse, voir figure 2.8. Quand le profil est aligné dans le sens du vent, la couche limite reste attachée à la surface du profil et la force de traînée est alors essentiellement causée par la friction avec l'air.

Donc, les forces qui s'exercent sur le profil ne résultent pas seulement de la distribution de la pression suivant l'envergure,  $P(x)$ , mais aussi de la friction de la surface du profil avec l'air,  $\tau_w$ , définie comme :

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2.6)$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique de l'air.

Cette friction de surface contribue essentiellement à la traînée alors que la force obtenue par intégration de la pression a une composante de portance et une autre de traînée. La composante de traînée résultante de la pression est appelée la traînée de forme. Elle devient très importante au décrochage, lorsque la couche limite se détache du profil.

Intéressons nous maintenant à la couche limite. La compréhension de son comportement est très important car c'est à partir d'elle que les structures tourbillonnaires et les turbulences se forment.

L'épaisseur de la couche limite est définie par la distance  $\delta(x)$  suivant la normale de la paroi tel que  $u(x, y)/U(x, y) = 0.99$ .

L'épaisseur de déplacement  $\delta^*(x)$  est définie par :

$$\delta^*(x) = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (2.7)$$

L'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta(x)$  est définie par :

$$\theta(x) = \int_0^{\delta} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (2.8)$$

Elle représente la perte de quantité de mouvement dans la couche limite.

Enfin, le facteur de forme  $H(x)$  est défini par :

$$H(x) = \frac{\delta^*(x)}{\theta(x)} \quad (2.9)$$

Une couche limite turbulente se sépare lorsque le facteur de forme  $H$  est entre 2 et 3. Au point de stagnation, la vitesse est nulle et l'épaisseur de la couche limite est faible.

D'après la théorie de la couche limite visqueuse [135], nous savons que la pression est presque constante depuis la paroi jusqu'au bord de la couche limite, c'est-à-dire  $\partial P/\partial y = 0$ . Sur la partie supérieure du profil, à l'extérieur de la couche limite, l'équation de Bernoulli est valable et puisque le flux s'accélère, la pression diminue, c'est-à-dire  $\partial P/\partial x < 0$ . Sur la partie inférieure du profil, le gradient de pression est beaucoup plus faible car la courbure de la paroi est faible par rapport au bord d'attaque. Au bord de fuite, la pression doit être la même du côté supérieur et inférieur d'après la condition de Kutta. De ce fait, la pression doit augmenter, c'est-à-dire  $\partial P/\partial x > 0$ , d'une valeur minimale située quelque part sur la partie supérieure pour atteindre une valeur supérieure au bord de fuite. Ce gradient de pression défavorable,  $\partial P/\partial x > 0$ , peut conduire à la séparation de la couche limite. Cette séparation engendre des turbulences qui se retrouvent ensuite dans le sillage.

### 2.3.2 Écoulement 3-D autour d'une pale

Aux extrémités d'une pale fixe, à cause de la différence de pression entre la face supérieure et la face inférieure du profil, des fuites d'air circulent de la face inférieure vers la face supérieure, voire figure 2.9.

Ainsi, les lignes de courant au dessus de l'aile sont repoussées vers l'intérieur et les lignes de courant en dessous sont repoussées vers l'extérieur, comme le montre schématiquement la figure 2.10.

Ainsi, un bond de vitesse tangentielle se crée le long du bord de fuite de l'aile. Cette discontinuité de la vitesse est à l'origine de la formation d'une nappe tourbillonnaire qui émane du bord de fuite et qui évolue ensuite dans le sillage de l'aile, dans la direction de l'écoulement.

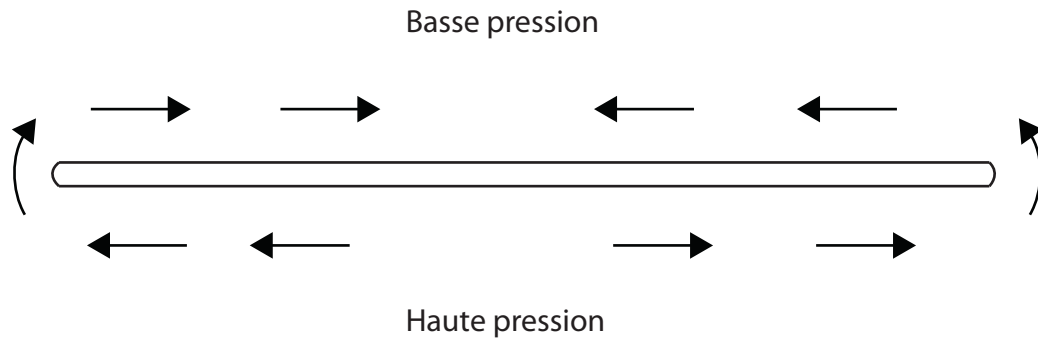


FIGURE 2.9: Champ de vitesse en aval de l'aile

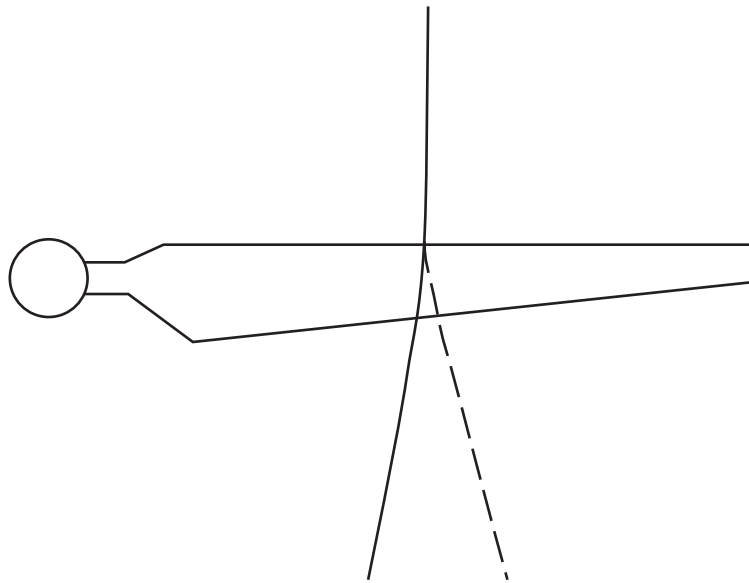


FIGURE 2.10: Repoussement des lignes de courant dû aux fuites d'air aux extrémités de l'aile

### 2.3.2.1 Théorie tourbillonnaire de la ligne portante

Dans la littérature classique sur la théorie aérodynamique [80], il est montré qu'un filament tourbillonnaire d'intensité  $\Gamma$  peut modéliser l'effet de la présence d'un profil sur l'écoulement pour des angles d'attaque faibles. Ceci est dû au fait que, pour les angles d'attaque faibles, l'écoulement est principalement non-visqueux et gouverné par l'équation linéaire de Laplace.

L'hypothèse de l'écoulement non-visqueux est généralement valide lorsque les forces visqueuses sont faibles par rapport aux forces d'inertie, i.e. lorsque le nombre de Reynolds  $Re$  est tel que  $Re \gg 1$ . Nous pouvons démontrer analytiquement que, dans ce cas, la portance peut être calculée à partir de l'équation 2.10 de Kutta-Joukowski :

$$L = \rho V_\infty \times \Gamma \quad (2.10)$$

Ainsi, dans ces conditions, un profil peut être substitué par un filament tourbillonnaire d'intensité  $\Gamma$  et la portance produite par une aile dans un écoulement 3-D peut être modélisée, pour les faibles angles d'attaque, par une série de filaments tourbillonnaires orientés suivant l'envergure de l'aile. Il faut cependant noter que cette méthode n'est pas valable en cas de décrochage massif.

Ces filaments sont appelés les tourbillons attachés. Selon le théorème de Helmholtz [80], un filament tourbillonnaire ne peut pas se terminer à l'intérieur du fluide mais doit se terminer sur une paroi ou alors il doit être fermé. Ainsi, une aile peut être modélisée entièrement par une série de filaments tourbillonnaires fermés,  $\Gamma_i$ ,  $i = 1, 2, 3, 4, \dots$ , comme le montre la figure 2.11. Les filaments qui ne se trouvent pas sur l'aile sont appelés les tourbillons de traînée.

Dans un écoulement réel, les tourbillons de traînée vont se pelotonner autour d'un fort tourbillon marginal et le système tourbillonnaire va alors ressembler à celui montré dans la figure 2.12.

La théorie de la ligne portante<sup>1</sup> consiste à modéliser le sillage par des tourbillons attachés qui induisent la portance et des tourbillons de traînée qui représentent la nappe tourbillonnaire émanant du bord de fuite de l'aile. Pour une description complète de cette théorie, il faut se référer aux écrits de Schlichting et Truckenbrodt [108].

### 2.3.2.2 Vitesse induite

Les tourbillons de traînée décrites par la théorie de la ligne portante induisent, d'après la loi de Biot-Savart, une composante de vitesse allant du haut vers le bas à n'importe quelle position de l'envergure de l'aile.

La vitesse induite par un filament tourbillonnaire d'intensité  $\Gamma$ , à un point  $P$ , peut être calculée par la formule suivante (voir figure 2.13) :

---

1. Lifting Line Theory



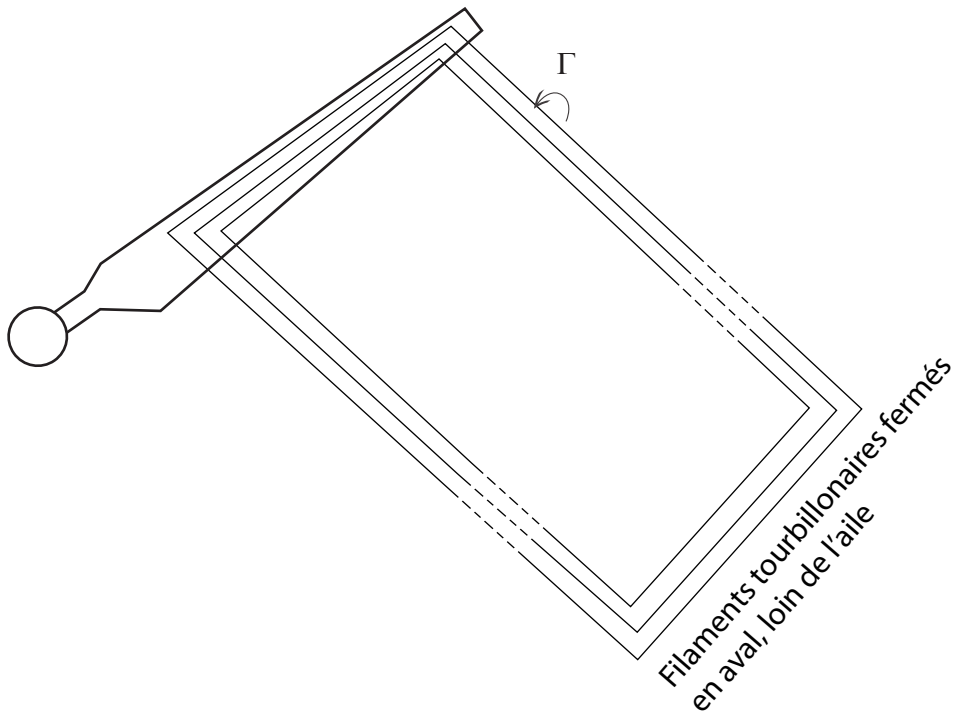


FIGURE 2.11: Modèle simplifié du système tourbillonnaire d'une aile

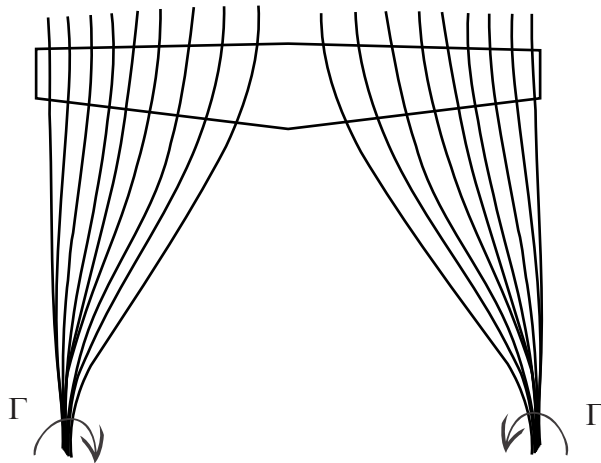


FIGURE 2.12: Système tourbillonnaire réaliste d'une aile

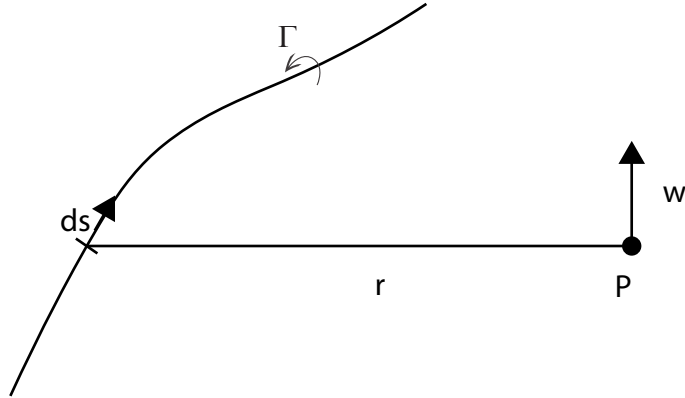


FIGURE 2.13: Vitesse induite par un filament tourbillonnaire d'intensité  $\Gamma$

$$w = \frac{\Gamma}{4\pi} \oint \frac{r \wedge ds}{r^3} \quad (2.11)$$

avec :

$w$ , vitesse induite par un filament tourbillonnaire [m/s]

$\Gamma$ , intensité tourbillonnaire [ $m^2/s$ ]

$r$ , distance du point  $P$  [m]

$s$ , abscisse curviligne [m]

La vitesse totale induite par les tourbillons de traînée sur une section d'aile réduit l'angle d'attaque local à cette section de l'angle d'attaque induit,  $\alpha_i$ . La vitesse relative est égale à la somme de la vitesse du vent amont  $V_\infty$  et de la vitesse induite  $w$ .

$\alpha_g$ ,  $\alpha_i$  et  $\alpha_e$  représentent respectivement les angles d'attaque géométrique, induit et effectif. L'angle d'attaque effectif est défini par la formule suivante :

$$\alpha_e = \alpha_g - \alpha_i \quad (2.12)$$

La figure 2.14 illustre la vitesse induite  $w$ , la vitesse du vent amont  $V_\infty$  et la vitesse effective  $V_e$  pour une section de pale, avec les angles d'attaque  $\alpha_e$ ,  $\alpha_g$  et  $\alpha_i$ .

Quand la vitesse effective est utilisée, nous pouvons supposer que l'équation 2.10 reste valide pour une section d'aile en 3-D. Soit  $L$  la force de portance locale. Alors  $L$  doit être perpendiculaire à la vitesse

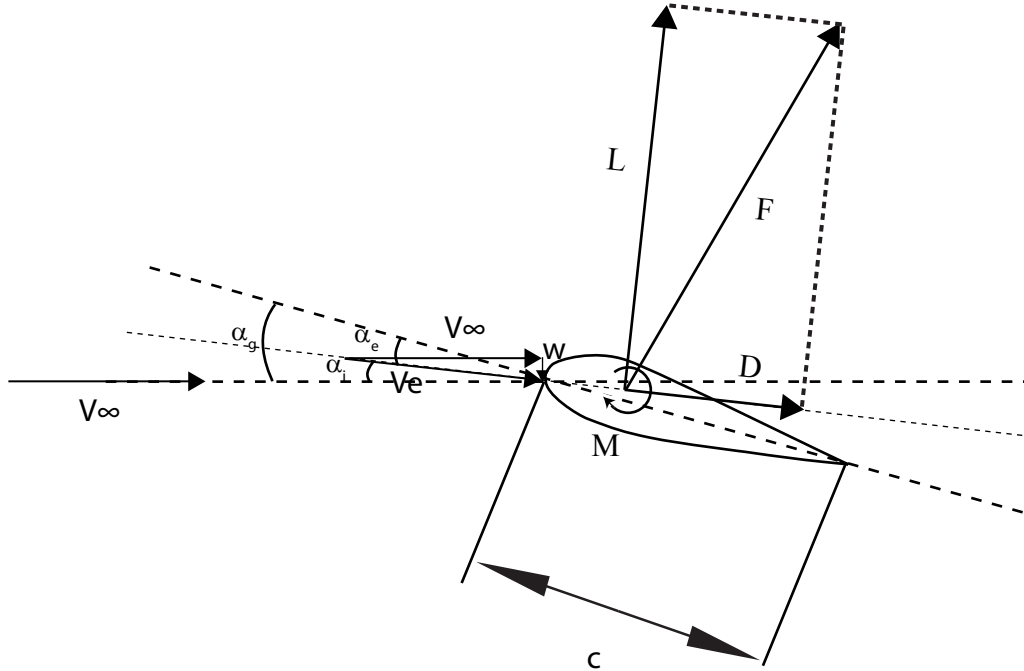


FIGURE 2.14: Angle d'attaque effectif et forces de portée et de traînée

relative, comme le montre la figure 2.14. Par définition, la portance totale est la force perpendiculaire à la vitesse du vent amont  $V_\infty$ . La force de portance,  $L$ , peut être décomposée en deux composants, l'un perpendiculaire et l'autre parallèle à la direction de  $V_\infty$ . Le composant perpendiculaire à  $V_\infty$  définit donc la portance totale alors que le composant parallèle à  $V_\infty$  définit la traînée induite,  $D_i$ .

Aux extrémités de l'aile, la vitesse induite prend une valeur telle que la portance reste nulle.

En conclusion, quand on considère l'écoulement tri-dimensionnel autour d'une pale, la force de portance est réduite par comparaison à un écoulement bi-dimensionnel pour le même angle d'attaque géométrique, et la force de portance locale possède un composant dans la direction de l'écoulement amont qui n'est autre que la traînée induite. Ces deux effets sont induits par le système tourbillonnaire tri-dimensionnel de l'aile.

Dans la théorie de la ligne portante, nous supposons que l'écoulement tri-dimensionnel est limité à l'écoulement aval, en d'autres termes, que la vitesse de l'écoulement suivant l'envergure reste faible par rapport à la vitesse de l'écoulement amont. Pour cela, les caractéristiques aérodynamiques 2-D du profil peuvent être utilisées localement. Cette hypothèse est raisonnable pour les pales longues et fines comme celles

d'une éolienne.

Mais il est important de comprendre que le système tourbillonnaire produit par l'écoulement tri-dimensionnel autour d'une aile modifie les conditions locales vues par cette aile. En d'autres termes, bien que l'écoulement soit localement bi-dimensionnel, nous ne pouvons pas utiliser l'angle d'attaque géométrique pour estimer les forces exercées sur l'aile. Cette erreur était donc seulement commise au début de la théorie des turbines. A l'époque, la divergence entre les performances mesurées et calculées était attribuée à tort à des caractéristiques aérodynamiques 2-D fausses.

Cependant, la solution de Multhopp de l'équation intégrale de Prandtl permet de déterminer quantitativement la puissance des tourbillons et les vitesses induites. Cette méthode est décrite de manière détaillée, par exemple, dans [108] et ne sera pas présentée ici.

Sur une pale rotative, les forces de Coriolis et les forces centrifuges jouent un rôle important dans la séparation de la couche limite qui se produit au décrochage. Quand la couche limite se sépare, la quantité de mouvement de l'air qui se détache de cette couche est relativement faible. Ainsi, la force centrifuge pousse l'air détaché vers l'extrémité de la pale. Lorsque l'air se déplace radialement vers l'extrémité de la pale en rotation, la force de Coriolis s'exerce sur l'air dans la direction tangentielle et agit alors comme un gradient de pression favorable qui retarde le décrochage. Les effets conjugués de la force centrifuge et de la force de Coriolis modifient ainsi les caractéristiques aérodynamiques 2-D du profil en décrochage.

Pour cela, les compétences d'experts sont indispensables pour construire les données post-décrochage nécessaires pour calculer de manière fiable la performance d'une éolienne pour les vitesses élevées [117, 26]. La figure 2.15 montre les lignes de courant limitantes calculées pour une éolienne moderne avec une vitesse du vent légèrement élevée [49]. Les lignes de courant limitantes représentent le schéma d'écoulement très proche de la surface. La figure 2.15 montre que, pour une vitesse du vent de 10 m/s, l'écoulement reste attaché sur la partie extérieure de la pale alors qu'il se sépare à l'intérieur, où les lignes de courant limitantes possèdent un composant radial important suivant l'envergure à cause des forces centrifuges et des forces de Coriolis.

### **2.3.3 Sillage du rotor éolien**

#### **2.3.3.1 Structure du sillage**

Puisqu'une éolienne à axe horizontal est constituée de pales tournantes, son système tourbillonnaire est différent de celui d'une aile fixe. En effet, la nappe tourbillonnaire émanante du bord de fuite et constituée par les tourbillons de traînée évolue sur un chemin hélicoïdal derrière le rotor. De même, les tourbillons marginaux qui émanent des extrémités des pales possèdent un mouvement hélicoïdal et se déplacent en aval du rotor. En plus, des tourbillons marginaux prennent naissance au niveau du moyeu et évoluent ensuite principalement sur une trajectoire linéaire le long de l'axe de rotation.

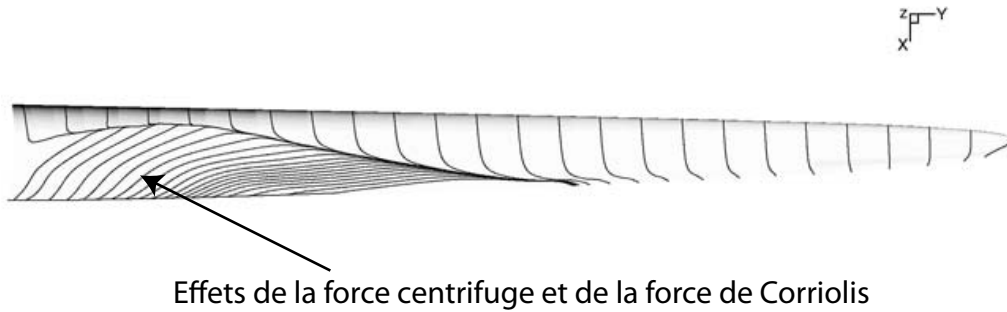


FIGURE 2.15: Lignes de courant limitantes d'une pale d'éolienne montrant les effets 3-D de l'écoulement [49]

La figure 2.17 illustre de manière schématique les tourbillons marginaux émis par un rotor éolien. Ce sont les principales structures tourbillonnaires dans le sillage, car la nappe tourbillonnaire s'enroule rapidement autour des tourbillons marginaux.

### 2.3.3.2 Vitesses induites

Ce système tourbillonnaire induit, au niveau du rotor, une vitesse axiale de direction opposée à celle du vent amont et une vitesse tangentielle qui s'oppose à la rotation des pales. Une coupe radiale du rotor, effectuée au rayon  $r$ , montre une cascade de profils, voir figure 2.18.  $V_a$  et  $V_{rot}$  représentent respectivement la vitesse axiale et la vitesse de rotation dans le plan du rotor.

La vitesse axiale induite est spécifiée par le facteur d'induction axiale  $a$ . Elle est égale à  $aV_\infty$ , où  $V_\infty$  est la vitesse du vent non perturbé à l'infini amont.

La vitesse tangentielle induite est spécifiée par le facteur d'induction tangentielle  $a'$ . Elle est égale à  $a'\Omega r$  dans le plan du rotor, où  $\Omega$  représente la vitesse de rotation du rotor et  $r$  la distance radiale par rapport à l'axe de rotation.

Ainsi,

$$V_a = (1 - a)V_\infty \quad (2.13)$$

et

$$V_{rot} = (1 + a')\Omega r \quad (2.14)$$

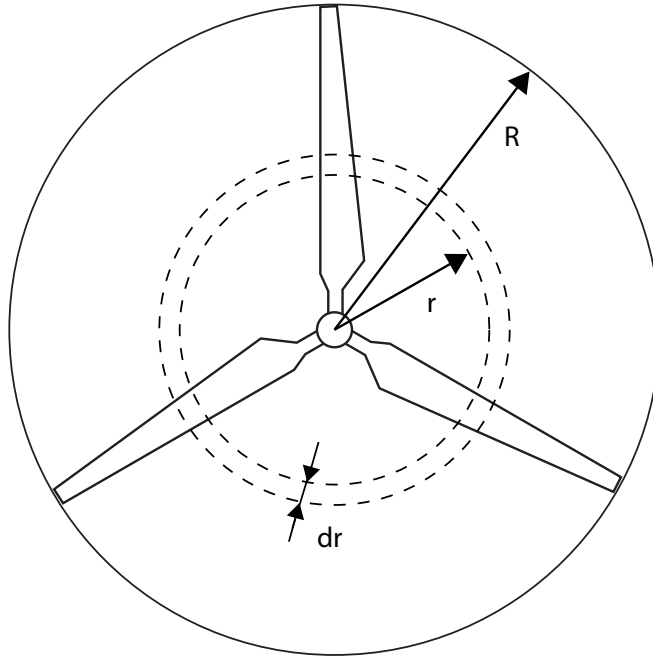


FIGURE 2.16: Rotor tri-pales d'une éolienne de diamètre R

La méthode de l'élément de pale<sup>2</sup> et les méthodes tourbillonnaires permettent de calculer les facteurs d'induction  $a$  et  $a'$  [60, 69].

Quand  $a$  et  $a'$  sont connus, l'angle d'écoulement  $\phi$  s'obtient par la formule suivante :

$$\phi = \text{atan}\left(\frac{V_a}{V_{rot}}\right) \quad (2.15)$$

Nous pouvons donc déduire l'angle d'attaque  $\alpha$  :

$$\alpha = \phi - \beta \quad (2.16)$$

---

2. Blade Element Momentum Theory ou BEM

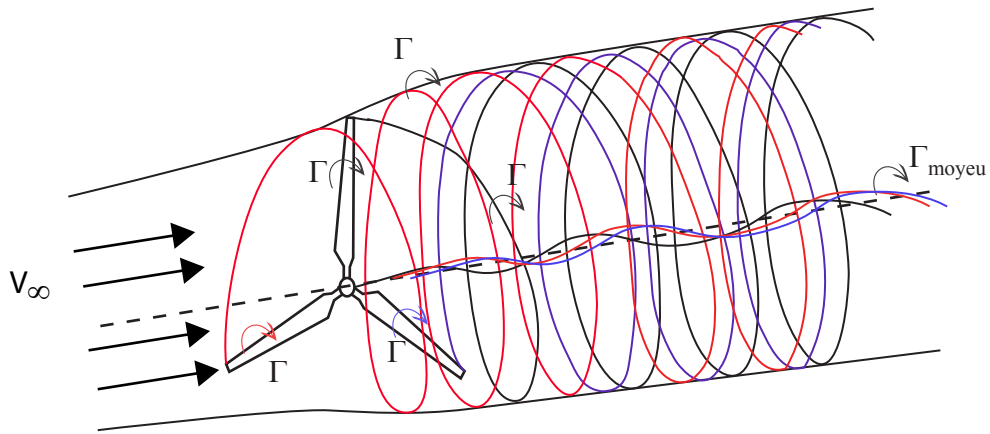


FIGURE 2.17: Dessin schématique du système tourbillonnaire derrière une éolienne

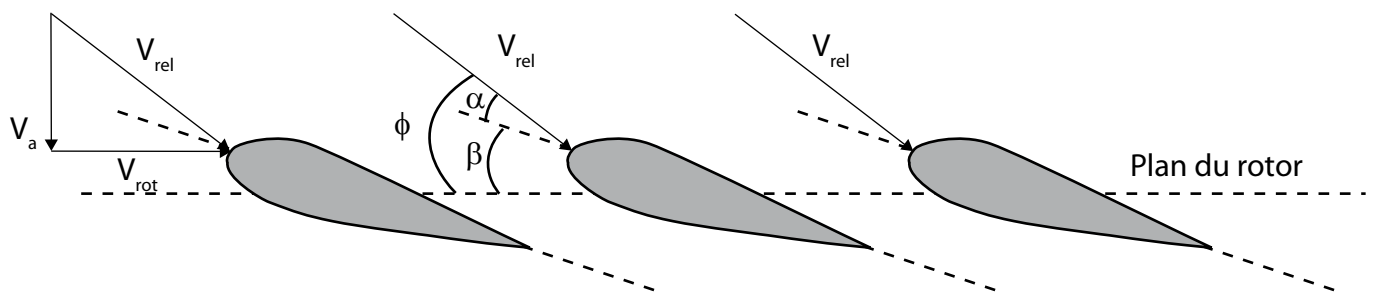


FIGURE 2.18: Coupe radiale d'un rotor éolien

avec

$\beta$ , angle de calage [*deg*].

En outre, si les coefficients de portance et de traînée sont connus pour le profil des pales, il est facile de calculer le chargement des pales, le moment de flexion aux pieds des pales et la puissance de l'éolienne. Malheureusement, les éoliennes fonctionnent en général en décrochage aérodynamique, notamment quand elles opèrent à des vitesses élevées, ce qui rend incertain le calcul des coefficients aérodynamiques comme expliqué précédemment.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les phénomènes physiques responsables de la création des structures tourbillonnaires dans le sillage éolien.

Nous avons montré que les nappes tourbillonnaires naissent au bord de fuite à cause de la discontinuité de vitesse. Cette dernière est provoquée par les fuites d'air aux extrémités de pale dues à la différence de pression entre la face supérieure et la face inférieure du profil. Quand aux tourbillons marginaux, ils émanent des extrémités de pale et se renforcent ensuite par les nappes tourbillonnaires qui s'y enroulent rapidement en aval de l'écoulement.

Ces structures tourbillonnaires induisent des vitesses axiales et tangentielles qui réduisent la performance aérodynamique du rotor en réduisant les angles d'incidence sur les pales. Plusieurs méthodes permettent de calculer ces vitesses induites. Cependant, le calcul des coefficients aérodynamiques étant incertain à cause du décrochage aérodynamique pour les vitesses élevées, l'évaluation des performances aérodynamiques de l'éolienne reste très difficile.





## Chapitre 3

# Exploration du sillage éolien en soufflerie par mesures PIV

### 3.1 Introduction

Les tourbillons marginaux présents dans le sillage éolien jouent un rôle important dans l'aérodynamique des éoliennes. En effet, ces tourbillons qui émanent de l'extrémité des pales produisent un champ de vitesse complexe à forts gradients et sont à l'origine des bruits aérodynamiques, des phénomènes de fatigue des pales et des interférences entre éoliennes. Malgré cela, le sillage éolien reste difficile à prédire, voir Chapitre 1, paragraphe 1.2.3.

Dans le passé, plusieurs expériences ont été réalisées en soufflerie afin de révéler de manière fiable le développement du sillage en aval d'un rotor éolien. Ces expériences ont été réalisées entre 1997 et 2004 à l'aide d'un anémomètre à fil chaud [34, 131, 75]. La limitation majeure de ces expériences était leur capacité à prendre des mesures ponctuelles uniquement. Ainsi, elles ne permettent pas d'obtenir le champ de vitesse instantané sur l'ensemble du champ d'investigation. En plus, à cause de leur sensibilité directionnelle limitée, le profil de vitesse des tourbillons marginaux ne peut pas être mesuré.

Bref, ces méthodes ne permettent pas d'obtenir des données de bonnes résolutions spatiale et temporelle permettant une meilleure compréhension de la structure du sillage et pouvant servir comme référence pour valider les codes aérodynamiques des rotors éoliens.

Par contre, la vélocimétrie par image de particules ou PIV<sup>1</sup> est une méthode non intrusive qui permet d'obtenir le champ de vitesse instantané dans un plan d'investigation. Quelques chercheurs ont utilisé cette technique pour l'exploration du sillage éolien mais ils ont obtenu des résultats plutôt qualitatifs [116, 134, 42, 41, 72, 118, 73].

---

1. Particle Image Velocimetry

Ainsi, le sillage éolien pose encore des défis théoriques et expérimentaux importants. L'exploration du sillage éolien et l'acquisition de données expérimentales de qualité supérieure s'avèrent donc nécessaires afin de répondre à ces défis et d'avancer dans ce domaine.

Pour cela, nous avons entrepris une grande campagne de mesures PIV sur le sillage d'un rotor éolien testé dans la soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides d'Arts et Métiers ParisTech. Les mesures effectuées durant ce travail de thèse, dans des conditions de flux contrôlé, sont de très bonne qualité et peuvent servir de référence pour calibrer ou valider les codes de calculs aérodynamiques et les méthodes de prédiction du sillage.

### 3.2 Développement des techniques de mesure de la vitesse : du tube de Pitot jusqu'à la PIV

La vitesse étant l'un des paramètres les plus importants de la dynamique des fluides, de nombreuses études ont été consacrées au développement des techniques de mesure de plus en plus sophistiquées.

Au XIX<sup>ème</sup> siècle, les mesures de vitesse s'effectuaient à l'aide de sondes de pression comme le tube de Pitot et le tube de Venturi. Ces sondes étaient placées dans l'écoulement et permettaient de déduire la vitesse moyenne du fluide à partir des mesures de pression, en appliquant la formule de Bernoulli le long d'une ligne de courant :

$$\frac{v^2}{2} + g.z + \frac{P}{\rho} = \text{constante}$$

avec

$v$ , vitesse du fluide à un point donné sur la ligne de courant [ $m/s$ ]

$g$ , accélération de la pesanteur [ $m/s^2$ ]

$z$ , élévation du point par rapport à un plan de référence [ $m$ ]

$P$ , pression au point de mesure [ $Pa$ ]

$\rho$ , masse volumique du fluide [ $kg/m^3$ ]

Au début du XX<sup>ème</sup> siècle, l'anémomètre à fil chaud a pris le relais depuis son invention par L.V. King en 1914 [64]. Le principe de fonctionnement est simple. Un fil en tungstène de 5  $\mu m$  de diamètre et de 1 mm de longueur environ est chauffé électriquement et mis en contact avec le fluide. Ce fil se refroidit alors par convection avec une rapidité qui dépend de la vitesse de l'écoulement du fluide. La loi de transfert de chaleur entre l'écoulement fluide et le fil chaud permet de déduire la vitesse [106].

En 1932, la photographie ultra-microscopique de particules a permis d'obtenir des résultats semi-quantitatifs sur le champ d'écoulement [39]. Le développement des instruments optiques et des techniques de traitement d'images numériques a permis d'automatiser en grande partie l'acquisition et le traitement d'images

pour l'étude des écoulements. La vélocimétrie par localisation de particules ou PTV<sup>2</sup> et la vélocimétrie par traînée de particules ou PSV<sup>3</sup> sont apparues avec l'évolution des techniques de visualisation. En PTV et en PSV, la concentration des particules d'ensemencement doit être suffisamment importante pour former des traînées visibles qui peuvent être enregistrées et analysées automatiquement. Cependant, la résolution spatiale de ces méthodes n'est pas suffisante pour permettre d'étudier les structures complexes d'un écoulement.

En 1960, les premiers lasers furent inventés et l'une de leurs applications fut le vibromètre laser ou LDV<sup>4</sup>, capable de mesurer la vitesse sans perturber l'écoulement. Cette méthode optique est basée sur l'effet Doppler. Cette technique utilise la translation de la lumière cohérente, réfléchiée par de petites particules en mouvement dans un fluide, et mesure la fréquence émise par ces particules qui servent de traceurs. Elle a permis de nombreux progrès mais elle continue à partager les limitations des méthodes de mesures ponctuelles qui l'ont précédée.

Par contre, la technique PIV à faible densité-image, la technique PIV à haute densité-image et la technique LSV<sup>5</sup> sont des inventions qui permettent d'enquêter sur des structures complexes d'écoulement car elles offrent une résolution spatiale importante, contrairement aux techniques de mesures ponctuelles.

Dans la technique LSV, des particules denses sont ensemencées et éclairées par un plan de lumière laser pour former des images à double exposition laser. En analysant ces images par la méthode d'interrogation par franges de Yang, le déplacement des particules peut être obtenu. Ainsi, le champ de vitesse peut être obtenu également [22, 121].

En 1984, la technique PIV à haute densité-image a été établie comme une amélioration de la technique LSV permettant de surmonter les difficultés d'ensemencement des particules à haute densité [92].

Dans la technique PIV, les images d'un groupe de particules tombant dans la zone d'interrogation sont analysées par auto-corrélation. Cette analyse permet d'extraire le déplacement des particules et d'obtenir ainsi le champ de vitesse.

Concernant les particules d'ensemencement, elles doivent être idéalement très petites et doivent suivre l'écoulement. La conception des particules d'ensemencement a été examinée par Melling [79]. Quand la résolution spatiale recherchée est élevée, l'utilisation des caméras photographiques de type CCD<sup>6</sup> sont à privilégier pour enregistrer les images. Pour résoudre l'ambiguïté directionnelle de la vitesse au cours de la procédure d'acquisition d'images, une technique de déplacement d'image est nécessaire [2]. Ainsi, la photographie stéréoscopique peut être utilisée pour obtenir les trois composantes de la vitesse. Récemment, l'holographie a fait l'objet de recherches pour permettre d'enregistrer des données sur l'écoulement en 3-D.

Même si de nombreux systèmes PIV ont été mis au point et que certains sont en train de devenir des produits commerciaux, la plupart des expériences PIV ont été menées sur des écoulements à très petite

---

2. Particle Tracking Velocimetry  
3. Particle Streak Velocimetry  
4. Laser Doppler Velocity  
5. Laser Surface Velocimeter  
6. Charge-Coupled Device

échelle, généralement autour d'un champ de vision de 100 mm x 100 mm et avec un assez faible écoulement turbulent [62]. L'élargissement du champ d'étude est limité par la résolution des caméras et par l'éclairage du champ d'écoulement.

En 1993, des chercheurs ont utilisé une caméra CCD de résolution 512 x 480 pixels, le plan lumineux d'un projecteur et des particules en latex de dimension variant entre 200 à 400  $\mu\text{m}$  afin d'étudier les écoulements à faible vitesse. Ils ont calculé les vecteurs de vitesse sur la base de la position de particules identiques entre les images successives. La résolution n'était pas suffisamment élevée pour former des images claires et le couplage des particules était difficile à analyser en raison de la variation de la concentration de particules.

En 1996, un système de mesure PIV permettant de mesurer la circulation de l'air en utilisant la fumée a été mis au point [4]. Pendant la même année, un système PIV très coûteux composé d'un laser à Ion d'Argon 23 W, de 25 m de long pour le plan de lumière, d'un appareil photo numérique de résolution 1012 x 1524 pixels, d'un obturateur synchroniseur magnétique et d'un générateur de bulles d'hélium a également été mis au point. Les mesures 2-D de la vitesse ont été effectuées dans un gymnase de dimensions 15 m x 3 m. Une superficie de 1 m x 1.5 m a été mesurée à la fois [81].

Toujours en 1996, la vélocimétrie de traînée de particules en 3-D a été élaborée [110]. Dans cette méthode, trois caméras, une nappe de lumière blanche de 120 mm d'épaisseur et un programme de traitement d'images numériques ont été utilisés pour acquérir les images de traînée des particules et d'en extraire le déplacement. Une caméra avec un temps d'exposition relativement court a été utilisée pour reconnaître la direction de la traînée des particules. Les deux autres appareils, qui avaient le même réglage mais qui étaient à des endroits différents, formaient des photographies stéréoscopiques permettant d'obtenir les trois composantes de la vitesse.

Depuis son apparition, la technique PIV n'a cessé de se développer surtout grâce au développement des moyens de calcul numérique. L'intérêt de cette technique réside dans le fait d'être non intrusive et de mesurer les vitesses instantanées, non seulement à un point donné mais dans un plan d'investigation. Elle permet ainsi d'évaluer un champ de vitesse instantané dans un plan complet de l'écoulement, plutôt qu'une vitesse en un point donné au cours du temps. Pour cela, cette technique a été utilisée pour les études expérimentales de la mécanique des fluides[3]. Son aptitude à accéder à la répartition spatiale du champ de vitesse en fait une technique très puissante pour l'étude des phénomènes tourbillonnaires et instationnaires.

Depuis 2000, l'utilisation de la technique PIV s'est généralisée pour l'étude du sillage des rotors et des tourbillons marginaux [41, 51, 53, 86].

### 3.3 La technique de mesure PIV

La vélocimétrie par image de particules fait partie des techniques d'imagerie quantitative. Elle permet de capturer les propriétés d'un écoulement dans un plan  $(x,y)$  comme le champ de vitesse  $\vec{u}(x,y)$ , le

champ de vorticité  $\overline{w_z}(x,y)$ , le champ de contraintes de Reynolds  $\overline{u'w'}(x,y)$  et le champ de dissipations tourbillonnaires  $\overline{\epsilon}(x,y)$ .

### 3.3.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement est le suivant : une nappe de lumière laser est créée par un laser couplé avec des éléments optiques. Le laser émet des pulsations à un intervalle de temps régulier égal à  $\Delta t$ . La nappe de lumière laser éclaire un plan de coupe et une caméra rapide de type CCD enregistre des paires d'images successives prises dans le plan éclairé, aux temps  $t$  et  $t + \Delta t$ . Les paires d'images sont ensuite traitées à l'aide de logiciels spécifiques aux mesures PIV, afin de calculer le champ de vitesse dans le plan éclairé, par auto-corrélation. Si la composante perpendiculaire de la vitesse est nécessaire, un système stéréo-graphique de deux caméras peut être utilisé.

La résolution spatiale typique de cette technique est d'environ 1 mm. En général, la fréquence des caméras de type PIV est de l'ordre de 10 Hz, compatible avec la fréquence des lasers de type ND Yag. Des montages expérimentaux utilisant des lasers à vapeur de métal rapidement pulsés et des caméras à haute fréquence permettent d'enregistrer jusqu'à 10 000 couples d'images par seconde. Ainsi, des systèmes de Micro-PIV ont été construits pour mesurer des vitesses aussi faibles que quelques microns par seconde. Aujourd'hui, la technique PIV est devenue standard et largement commercialisée.

Les éléments nécessaires à la mise en oeuvre de la technique PIV sont : un laser, une caméra, un synchroniseur, un ordinateur et un appareil d'ensemencement.

La figure 3.1 montre le schéma d'un montage PIV expérimental standard pour la mesure de vitesse dans un plan.

## 3.4 Description du banc d'essai

### 3.4.1 La soufflerie

La soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'ENSAM-Paris est de type Prandtl avec une veine d'essais semi-ouverte à la pression atmosphérique, à section rectangulaire de dimension 1.35 m x 1.65 m et d'une longueur de 2 m. Avant de passer dans la veine, l'air traverse la chambre de tranquillisation puis le convergent d'alimentation. La chambre de tranquillisation comporte une grille permettant d'aligner les lignes de courant et de diminuer la turbulence. Le convergent, dont le rapport de contraction est de 12, permet d'uniformiser l'écoulement en répartissant les vitesses de manière uniforme dans sa section contractée et d'assurer que l'intensité de la turbulence n'excède pas 0.5 % pour une vitesse de 35 m/s. La vitesse maximale dans la veine est d'environ 40 m/s, soit 144 km/h. Le plafond de cette veine est

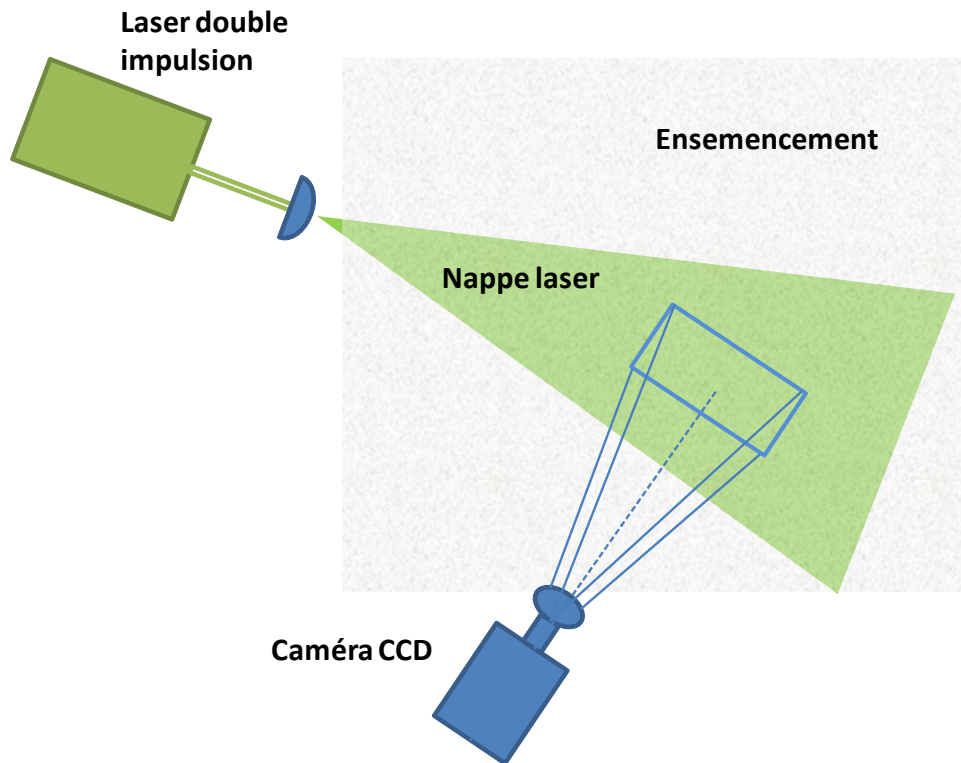


FIGURE 3.1: Schéma d'un montage PIV

équipé d'une plaque transparente en plexiglas permettant ainsi l'illumination du champ d'écoulement par un faisceau laser. La veine est aussi équipée d'un explorateur commandé par ordinateur et capable de se déplacer dans trois directions.

Les dimensions limitées de la veine d'essai permettent d'explorer le sillage proche uniquement. Ce dernier détermine les conditions initiales du développement du sillage lointain.

Après la veine d'essais, l'air passe par un diffuseur qui a un angle d'ouverture proche de 7 degrés permettant d'éviter les décollements de la couche limite sur les parois.

La soufflerie possède également une veine de retour de  $3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$  suivant la section, sur une longueur de 6 m. La vitesse maximale dans cette veine est d'environ 10 m/s. Cette veine n'a pas été utilisée dans nos mesures car malgré ses dimensions, cette veine ne permet pas d'avoir un champ d'écoulement uniforme.

Le ventilateur est composé d'un rotor tripale de 3 m de diamètre. Il est entraîné par un moteur électrique de 75 kW. La vitesse de rotation maximale du ventilateur est de 750 tour/min.

La variation de la vitesse de rotation du moteur permet de régler la vitesse de l'écoulement dans la veine d'essais.

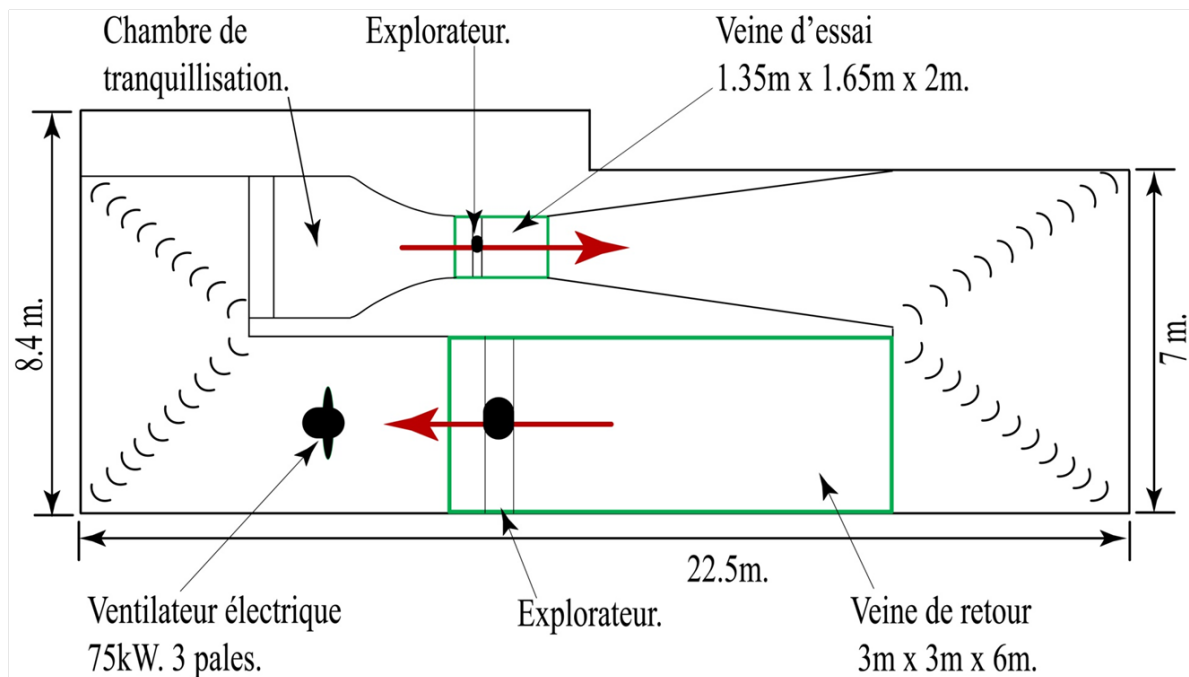


FIGURE 3.2: Plan de coupe de la soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides d'Arts et Métiers ParisTech

Enfin, la soufflerie contient quatre coudes à  $90^\circ$  munis d'aubages permettant de guider l'écoulement tout en empêchant la formation de structures tourbillonnaires pendant les changements de direction.

### 3.4.2 L'éolienne

Les mesures du sillage réalisées en soufflerie sont obtenues en utilisant une éolienne commerciale modifiée, de type Rutland 503, fabriquée par la société Marlec. L'éolienne d'origine avait 6 pales, mais trois pales ont été enlevées afin d'aboutir à une éolienne tripale avec une vitesse spécifique (rapport entre la vitesse périphérique en extrémité de pale et la vitesse du vent à l'infini) correspondant à celle des éoliennes utilisées dans les parcs éoliens. De plus, l'usage du rotor à 6 pales d'origine conduirait à une vitesse axiale induite trop élevée qui changerait le comportement du sillage. Ce fait a été confirmé par des mesures par fil chaud menées en soufflerie précédemment.

Le diamètre du rotor est de 503 mm avec un moyeu de 135 mm de diamètre. Les pales ne sont pas vrillées. Elles ont un angle de calage constant de  $10^\circ$ . La corde au pied des pales est de 65 mm et de 45 mm à l'extrémité. Les pales sont réalisées avec un profil biconvexe conçu par le fabricant. L'exploration du sillage de cette maquette est réalisée avec une vitesse axiale de 9.3 m/s et une vitesse de rotation de 110 tr/s. La vitesse de rotation est contrôlée par un rhéostat connecté à la sortie de la génératrice





FIGURE 3.3: Maquette éolienne Rutland 503 modifiée

électrique de l'éolienne. Ainsi la vitesse spécifique  $\lambda$  ou TSR<sup>7</sup> est égale à 3. Elle est légèrement inférieure aux valeurs observées pour les éoliennes commerciales.

Le rotor et la nacelle sont placés sur un mât de 37 mm de diamètre assurant une hauteur suffisante afin de permettre aux lasers fixés sur le plafond transparent de la veine d'essais d'éclairer le plan d'exploration avec une intensité suffisante sans que le rotor ne soit influencé par la paroi du plafond.

### 3.4.3 Le laser

Le laser à impulsion le plus utilisé est celui que nous avons au laboratoire. Il s'agit d'un laser pulsé à double cavité de type Quantel "Blue Sky" Nd YAG, donc exceptionnellement puissant. Les ions actifs sont ceux du Néodyme  $Nd^{3+}$  et le matériau hôte est un mono-cristal d'Yttrium-Aluminium-Garnet (YAG). Il est de classe 4 et produit environ 120 mJ par impulsion pour une longueur d'onde naturellement émise de 532 nm.

---

7. Tip to Speed Ratio

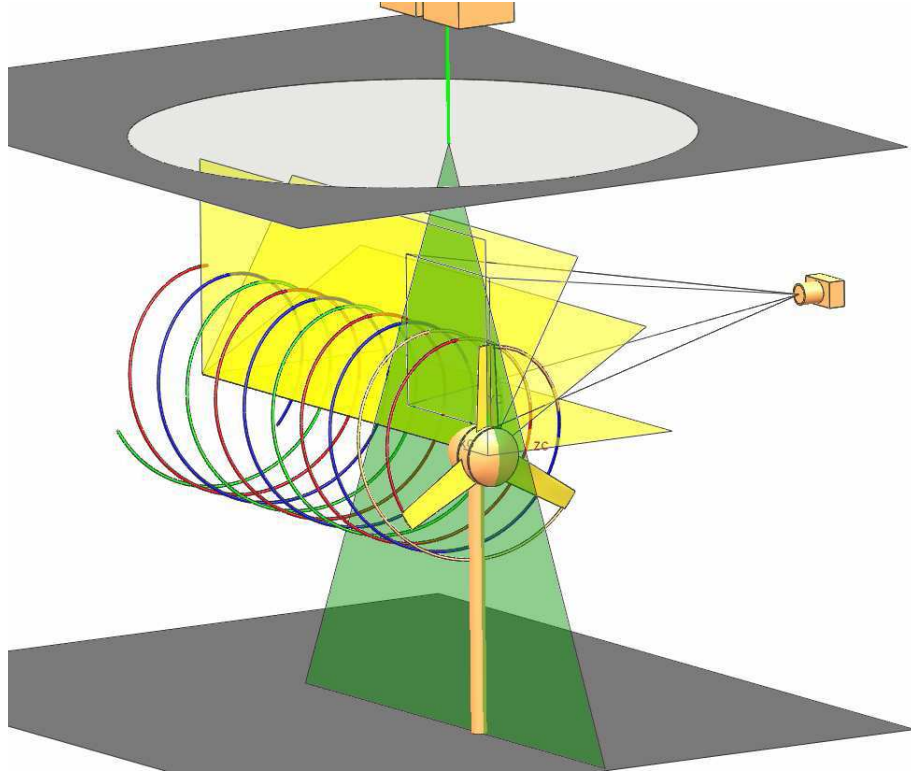


FIGURE 3.4: Banc d'essais

Ce laser est installé au dessus du plafond en plexiglas transparent de la veine d'essais en soufflerie. Une lentille semi-cylindrique est utilisée pour créer un plan vertical de lumière laser qui passe par le centre du rotor. Comme la veine d'essais est semi-guidée, sans parois latérales, ceci permet de placer la caméra à l'extérieur de la veine. Ainsi aucun matériel PIV ne peut gêner l'écoulement et l'observation du champ de vitesse s'effectue perpendiculairement au plan d'illumination.

Le schéma du montage expérimental est montré figure 3.4.

La durée de l'impulsion  $\delta t$  et l'intervalle de temps entre deux impulsions successives  $\Delta t$  sont des grandeurs caractéristiques du laser. Leurs valeurs déterminent la luminosité et la qualité des images enregistrées.

La durée  $\delta t$  doit être réglée selon deux critères :

- d'une part, elle doit être assez importante pour que la diffusion de la lumière par les particules puisse impressionner le support photographique (caméra CCD), sinon aucune image ne peut être obtenue
- d'autre part, l'exposition doit être brève; le déplacement du traceur, pendant  $\delta t$ , doit être inférieur à son diamètre afin d'éviter que les particules n'apparaissent floues.

Le choix de  $\Delta t$  est aussi un paramètre important :

- Si sa valeur est trop élevée, les particules sortent du cadre de l'image et ne sont donc plus dans le champ d'observation

- Si sa valeur est trop faible, les particules deviennent trop proches les unes des autres et nous ne pouvons plus étudier leur mouvement.

Notre laser à impulsion permet ainsi d’obtenir des images de bonne qualité car sa durée minimale de l’impulsion  $\delta t$  est de l’ordre de  $6 ns$  et l’intervalle de temps entre deux impulsions successives  $\Delta t$  varie d’une micro-seconde à quelques millisecondes. Cet intervalle de temps  $\Delta t$  a été fixé à  $150 \mu s$  et l’épaisseur du plan de lumière laser ajustée à environ  $3-4 mm$  afin d’éviter que les particules suivies pendant cet intervalle de temps ne soient soufflées hors du plan laser avant l’acquisition des images.

### 3.4.4 L’ensemencement

L’ensemencement consiste à créer un nuage de particules dans l’écoulement. La taille de ces particules, appelées aussi traceurs, doit être suffisamment petite afin d’éviter leur sédimentation et pour qu’elles puissent se déplacer à la même vitesse que l’écoulement. Elles ne doivent pas interagir entre elles. Aussi, les traceurs doivent pouvoir réfléchir la lumière afin d’assurer un enregistrement exploitable. Pour cela, les particules dont le diamètre est trop faible sont écartées. Les traceurs utilisés dans notre dispositif expérimental ont un diamètre compris entre  $1 \mu m$  et  $10 \mu m$ .

Il est important de noter que la taille de l’image enregistrée est plus grande que sa taille théorique, facteur d’agrandissement compris. En effet, dans cette gamme de diamètre de particules, la dimension de l’image est principalement déterminée par la diffraction de l’objectif utilisé. Si  $d_i$  est le diamètre effectif de l’image de la particule, nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$d_i = \sqrt{M^2 d_p^2 + d_{Diff}^2}$$

$$d_{Diff} = 2.44(1 + M)f_1 \lambda$$

$$f_1 = \frac{f}{D_a}$$

avec

- $M$ , grandissement de l’optique [-]
- $d_p$ , diamètre de la particule [m]
- $d_{Diff}$ , diamètre de l’image de diffraction des particules [m]
- $\lambda$ , longueur d’onde du laser [m]
- $f_1$ , ouverture numérique de l’optique [-]
- $f$ , focale de l’objectif [m]
- $D_a$ , diamètre d’ouverture de l’objectif [m]

Ainsi, la dimension typique de l'image d'une particule de  $1\ \mu m$  est d'environ  $15\ \mu m$ . Pour un grandissement proche de 1 et avec des traceurs de faible diamètre, le diamètre de l'image est approximativement égal à  $d_{Diff}$ .

Aussi, la concentration des traceurs au sein de l'écoulement est un facteur important. Quand cette concentration est trop élevée, les particules deviennent difficilement discernables sur les images acquises. Ces dernières présentent alors une apparence nébuleuse avec des taches multiples. Afin d'avoir des données exploitables, la concentration doit être telle que les images individuelles des particules soient visibles. Si la concentration est trop faible, les particules ne seront plus distribuées de manière homogène dans l'écoulement. Il est alors difficile de connaître la distribution de vitesse en tout point du champ étudié.

Il faut donc ajuster la concentration des traceurs jusqu'à obtenir des images de bonne qualité. En général, la concentration doit se situer entre  $10^{10}$  et  $10^{11}$  particules par  $m^3$  pour les mesures PIV. La concentration  $C$  nécessaire pour assurer de bonnes conditions de mesure est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d_i}{M} \ll \sqrt{\frac{1}{\Delta z C}}$$

avec

- $\Delta z$ , épaisseur de la tranche lumineuse [m]
- $d_i$ , diamètre de l'image de la particule [m]
- $M$ , grandissement de l'optique [-]

Pour l'ensemencement, nous avons introduit à la sortie du diffuseur de la soufflerie des gouttelettes d'huile d'olive vaporisées dans l'écoulement vers le canal de retour et la chambre de tranquillisation pour enfin arriver dans la veine d'essais. De cette manière, une excellente homogénéisation de l'ensemencement est obtenue.

### 3.4.5 La synchronisation

Le banc d'essais est équipé d'un codeur optique permettant de viser une cible tournante collée sur le moyeu et d'émettre un signal de référence temporelle permettant de situer la position angulaire du rotor. Ce signal permet de contrôler le déclenchement des tirs laser et la prise d'images, le temps entre deux tirs laser étant égal à  $150\ \mu s$ .

Pour assurer la synchronisation entre la position angulaire du rotor et la prise d'images, le signal du codeur optique est envoyé via un circuit de retard permettant de réaliser des déclenchements décalés des mesures. En raison de la vitesse de rotation élevée de l'éolienne, la caméra capture une paire d'images tous les deux tours.

L'échelle des fenêtres et leur position par rapport au rotor ont été définies à l'aide de mires placées dans le plan d'exploration après chaque série d'essais.

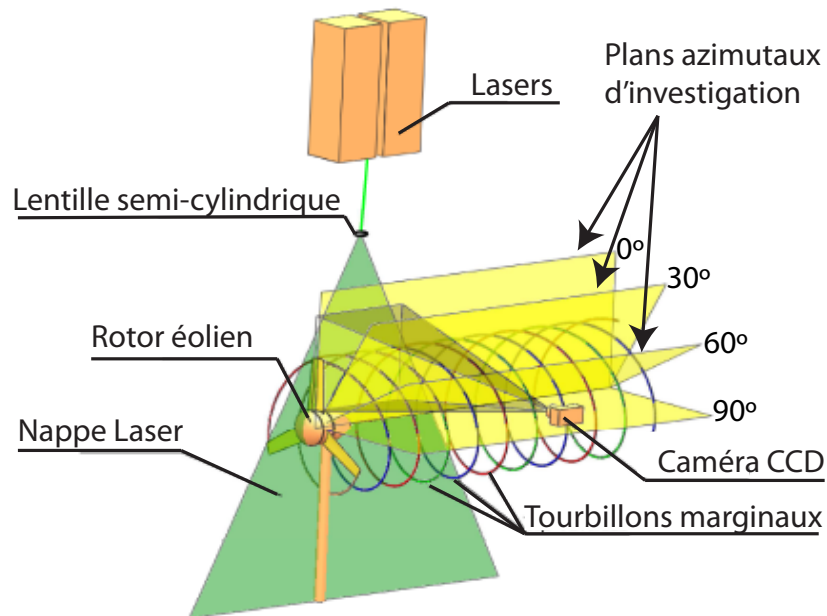


FIGURE 3.5: Plans azimutaux d'exploration par PIV

### 3.5 Prise d'images PIV en aval du rotor

#### 3.5.1 Domaine d'exploration

L'exploration de l'écoulement en aval du rotor est réalisée dans quatre plans azimutaux avec des angles d'azimut de  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$  comme illustré par la figure 3.5. Afin d'élargir la surface explorée, le champ de vitesse exploré est divisé en six fenêtres, 3 fenêtres horizontalement et 2 fenêtres verticalement, avec un certain chevauchement.

La figure 3.6 montre la découpe d'un plan d'investigation azimutal en six fenêtres d'exploration.

#### 3.5.2 Acquisition des images

Le succès des mesures PIV dépend fortement de la qualité des images brutes. Des paramètres tels que la contamination lumineuse de fond, la luminosité de l'image, le contraste, la netteté, l'alignement du faisceau et le délai entre les impulsions lumineuses contribuent au succès de la corrélation d'images.

Le délai entre les impulsions a été déterminé dans les conditions réelles d'essai. Des images de test sont acquises et traitées en temps réel. Les ajustements du temps de délai sont basés sur la corrélation des

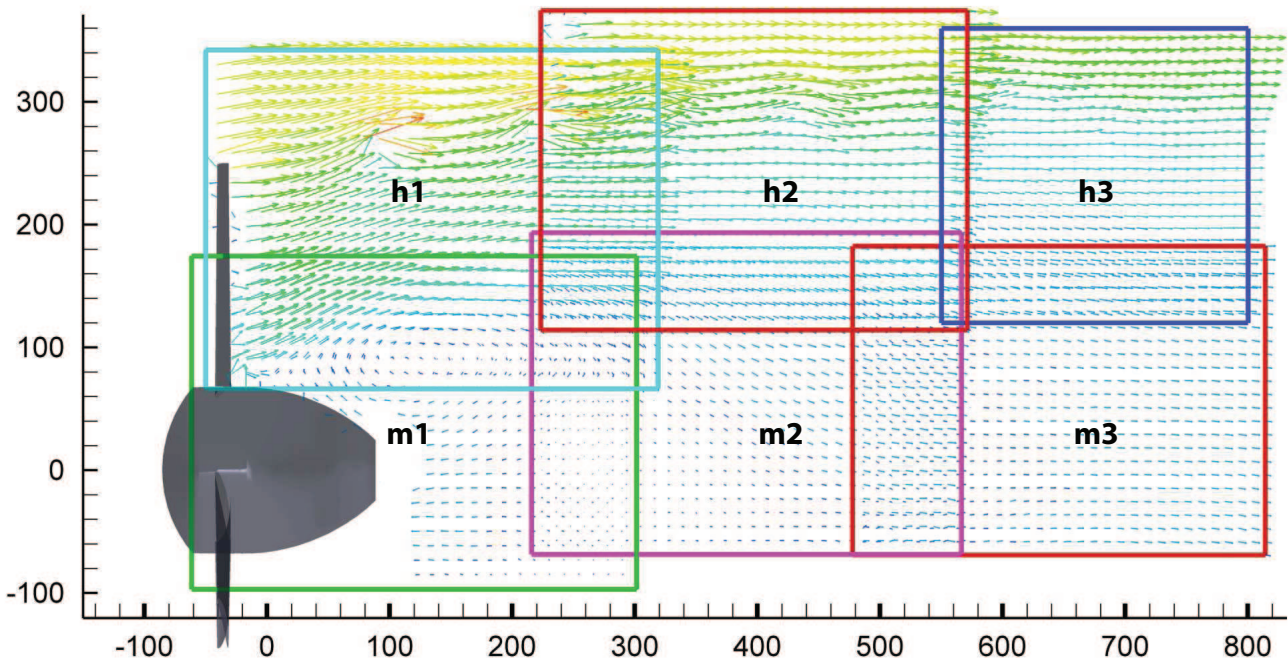


FIGURE 3.6: Découpe du plan d'investigation

images test qui en résulte. Le paramètre le plus important pour la détermination du temps de retard est le déplacement instantané maximal. Il représente le déplacement maximal dans le champ d'écoulement pour un élément donné et doit être optimisé pour se situer dans la fourchette de  $\pm 3$  pixels, indépendamment de la taille de la fenêtre. Cette gamme maximise la précision des mesures. Un déplacement plus faible limite la fourchette dynamique de la mesure [132]. Par contre, les déplacements trop grands diminuent la probabilité de corrélation. Le retard de temps choisi de  $150 \mu s$  produit des déplacements de l'ordre de 3 pixels près des coeurs tourbillonnaires, dans la région de plus haute vitesse dans le plan. Les paires d'images sont acquises après s'être assuré de la qualité des images.

L'acquisition des images est faite à l'aide du logiciel de LaVision qui fonctionne à la fois comme une interface d'acquisition de données et une interface de traitement d'images. Cela a l'avantage de fournir une procédure d'étalonnage entièrement intégrée qui permet l'acquisition et l'assurance qualité. L'étalonnage donne tous les paramètres optiques nécessaires à la reconstruction précise des champs de vitesse [100]. Il est effectué avant et immédiatement après chaque passage.

Pour chaque fenêtre d'exploration, la prise d'images est répétée 95 fois en synchronisation avec la rotation du rotor, afin de reproduire une séquence temporelle d'environ 12 secondes et d'améliorer la précision de calcul de la vitesse moyenne.

La figure 3.7 montre une image brute prise immédiatement en aval du rotor dans la fenêtre h1. Tout à gauche de cette image, nous pouvons voir la pale en position verticale. Sur cette image, nous pouvons

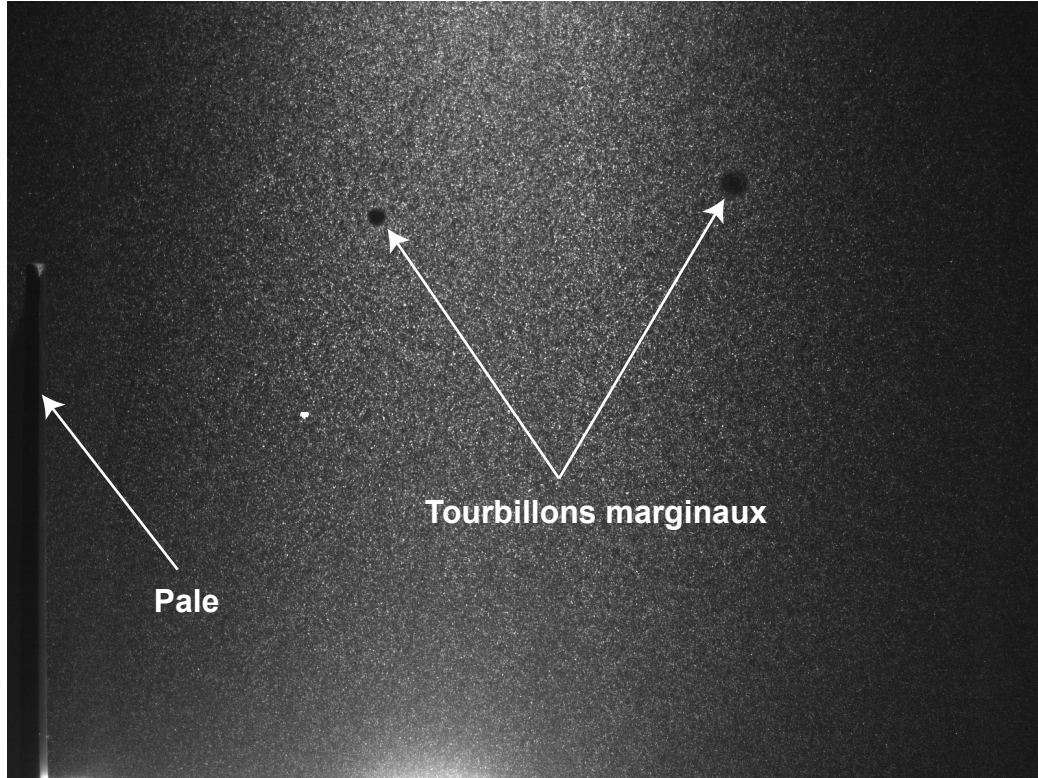


FIGURE 3.7: Image brute montrant les tourbillons marginaux

observer des taches circulaires noires qui ne contiennent pas de particules. Ces taches correspondent aux tourbillons marginaux émis par les extrémités des pales.

En effet, au centre des tourbillons, il existe des forces centrifuges qui chassent les particules d'ensemencement vers l'extérieur.

Dans le passé, l'enregistrement des images s'effectuait sur film photographique. Pour cela, le résultat des mesures ne pouvait être vérifié qu'après le développement de la pellicule. Il était donc nécessaire d'opérer par essais successifs, ce qui rendait l'enregistrement coûteux et long à réaliser.

Actuellement, grâce aux caméras CCD, nous pouvons immédiatement visualiser les images enregistrées et en évaluer la qualité. De plus, les images étant numérisées, nous pouvons les utiliser indéfiniment pour des analyses ultérieures.

L'enregistrement nécessite une parfaite synchronisation entre les impulsions du laser et la caméra, afin d'avoir, pour chaque image, la même intensité lumineuse. A chaque image doit correspondre un pic d'impulsion lumineuse. Afin de réaliser la synchronisation entre la caméra et le laser, la première impulsion laser doit avoir lieu à la fin du temps d'acquisition de la première image, tandis que la deuxième impulsion laser doit être effectuée au début du temps d'acquisition de la deuxième image. Ainsi, nous obtenons deux

images consécutives avec l'intervalle de temps le plus court possible.

Nous pourrions ensuite évaluer le déplacement effectué par les particules entre ces deux images et calculer le champ de vitesse de l'écoulement.

### 3.6 Traitement numérique des images

Plusieurs étapes sont nécessaires pour extraire la structure des tourbillons à partir des images de particules. Les sections suivantes décrivent les procédures utilisées pour convertir les images acquises en champs de vitesse à deux composantes, d'identifier les centres des tourbillons et de calculer les champs de vitesse moyenne.

La première étape dans le traitement des images consiste à définir la région d'intérêt dans l'image avec une grille d'interrogation. Les intersections entre les lignes de la grille verticale et horizontale définissent les centres de chaque fenêtre d'interrogation. La fenêtre d'interrogation est la plus petite région dans les images de référence et les images retardées qui sont auto-corrélées en utilisant une transformée de Fourier optimisée. Lorsque les paramètres d'étalonnage sont appliqués à la caméra, la grille de chaque vue de la caméra couvre exactement la même zone dans le champ d'écoulement.

La taille de la fenêtre d'interrogation est alors choisie en fonction de la densité et du déplacement instantané maximal des particules. Généralement, la taille de la fenêtre varie entre 8 et 64 pixels par côté. Chaque fenêtre d'interrogation donne un vecteur. L'auto-corrélation de la fenêtre d'interrogation dans l'image de référence avec celle de l'image retardée donne une carte de corrélation. L'emplacement du pic de corrélation dans l'espace détermine le déplacement local en amplitude et en direction.

#### 3.6.1 L'auto-corrélation

L'auto-corrélation est la méthode la plus utilisée pour le traitement des images PIV [63, 71, 131, 133, 134].

Considérons une paire d'images  $I_1$  et  $I_2$  séparées par un intervalle de temps  $\Delta t$ . Chaque image est subdivisée en petites régions, appelées fenêtres d'interrogation, en  $i$  lignes et  $j$  colonnes. Ainsi, les fenêtres d'interrogation de l'image  $I_1$  seront référencées par  $I_1^{i,j}$ , celles de  $I_2$  par  $I_2^{i,j}$ . Nous comparerons alors chaque zone d'interrogation  $I_1^{i,j}$  de la première image à la zone d'interrogation  $I_2^{i,j}$  correspondante dans la deuxième image.

La distance euclidienne au carré entre les deux zones d'interrogation,  $R(s,t)$ , est définie par la formule suivante :

$$R(s,t) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} [I_1^{i,j}(m,n) - I_2^{i,j}(m-s,n-t)]^2$$



Ceci signifie que, pour chaque chevauchement entre deux zones d'interrogation, nous calculons la somme de la différence au carrée entre elles. Pour avoir le déplacement, nous rechercherons la position où cette somme est minimale.

Regardons avec un peu plus de détail cette formule mathématique simple. Si nous développons l'expression entre parenthèses du côté droit, nous obtenons :

$$R(s, t) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_1^{i,j}(m, n)^2 - 2I_1^{i,j}(m, n)I_2^{i,j}(m-s, n-t) + I_2^{i,j}(m-s, n-t)^2$$

Nous pouvons noter que le premier terme  $I_1^{i,j}(m, n)^2$  est constant puisqu'il ne dépend ni de  $s$ , ni de  $t$ . Par contre, le dernier terme  $I_2^{i,j}(m-s, n-t)^2$  dépend de  $s$  et de  $t$ , mais il ne dépend que de la deuxième image. Ces deux termes ne seront donc pas pris en compte. Bref, il reste le terme du milieu qui dépend des deux images. Ce terme représente la corrélation croisée circulaire. Il est défini par :

$$R(s, t) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_1^{i,j}(m, n)I_2^{i,j}(m-s, n-t)$$

Étant donné que le terme  $I_2^{i,j}(m-s, n-t)^2$  n'est pas constant, même s'il ne dépend que de la deuxième image, il est préférable d'utiliser la formule suivante pour prendre en compte cette variation, appelée formule de corrélation normale :

$$R(s, t) = \frac{\sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_1^{i,j}(m, n)I_2^{i,j}(m-s, n-t)}{\sqrt{\sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_1^{i,j}(m, n)^2 \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_2^{i,j}(m-s, n-t)^2}}$$

Cette démarche représente la base de la plupart des algorithmes pour le traitement d'images PIV. Nous avons utilisé cette démarche et nous avons développé des routines afin de traiter automatiquement toutes les images enregistrées en aval du rotor éolien.

### 3.6.2 Influence de la densité de particules

la densité uniforme des particules d'ensemencement est d'une importance capitale pour la précision de la mesure. Un test d'assurance qualité est nécessaire avant d'effectuer les calculs vectoriels. Tout d'abord, le logiciel compte le nombre de particules dans la fenêtre d'interrogation. Neuf particules sont nécessaires pour contribuer à une carte de corrélation.

S'il y a suffisamment de particules, le traitement commence, pour le premier passage, avec une corrélation entre l'image de référence et l'image retardée pour déterminer la plage de déplacement maximale. Pour le deuxième passage, le logiciel agrandit la zone d'interrogation dans l'image retardée. L'amplitude de l'élargissement est basée sur la plage de déplacement maximal déterminée par la première passe. Puisque

la transformée de Fourier nécessite que les deux zones d’interrogation soient identiques, le logiciel ajoute des “zéros” à la zone d’interrogation de l’image de référence afin d’atteindre la taille de la zone de l’image retardée. Cette technique optimise la probabilité d’une corrélation entre toutes les particules présentes dans la zone d’interrogation de l’image de référence à ceux qu’on trouve dans l’image retardée, ce qui optimise la précision statistique.

S’il n’y a pas suffisamment de particules dans une région d’interrogation donnée, le programme va automatiquement agrandir la zone d’interrogation de l’image de référence. S’il y a neuf particules ou plus dans ce domaine élargi, alors la corrélation est faite de la même manière décrite ci-dessus. Les données de ce point de la grille sont considérées comme un nouveau calcul. Si neuf particules ne sont pas comptés, le logiciel va étendre la zone d’interrogation progressivement. Il répète ce processus jusqu’à ce que la zone d’interrogation se développe dans la limite de 64 x 64 pixels. Si le seuil de neuf particules n’est pas atteint pour la plus grande surface, alors la vitesse est interpolée pour ce point de la grille à l’aide d’une courbe du second ordre ajustée sur les valeurs des points les plus proches. Ce vecteur est également considéré comme un nouveau calcul. Le logiciel enregistre le nombre de ces nouveaux calculs et affiche ce nombre après le traitement de chaque vue de la caméra. Si le nombre de nouveaux calculs est inférieur à 1% du nombre total des vecteurs, alors les données sont jugées fiables.

### 3.6.3 Précision des mesures PIV

L’erreur de mesure absolue dans l’estimation d’un déplacement,  $\epsilon_x$ , est composée par l’erreur de biais,  $\epsilon_{biais}$ , et l’erreur aléatoire ou l’incertitude de mesure,  $\epsilon_{rms}$ . La précision de mesure pour la technique PIV est affectée par plusieurs facteurs. Ces facteurs ont été testés le plus souvent par des simulations de Monte Carlo [63].

Le diamètre optimal des particules d’ensemencement pour le calcul d’auto-corrélation est légèrement supérieur à deux pixels. Pour des valeurs supérieures, l’erreur aléatoire  $\epsilon_{rms}$  augmente. Par contre, lorsque les particules deviennent trop petites, le déplacement des particules a tendance à être biaisé en faveur des valeurs entières de pixels, ce qui entraîne une erreur de biais  $\epsilon_{biais}$  accrue. Cet effet est connu sous le nom de “peaklocking” et il est l’un des principaux inconvénients de la technique PIV.

Le diamètre moyen des particules dans les données expérimentales acquises était entre de 2-3 pixels sur toutes les images et pour tous les paramètres de test. L’effet “peaklocking” n’a pas été observé.

La taille de la fenêtre d’interrogation a également une influence importante sur l’incertitude de l’estimation de déplacement. L’augmentation du bruit aléatoire de 0,01 pixel pour une fenêtre de taille 64 x 64 pixels et de 0,1 pixel pour une fenêtre de taille 16 x 16 pixels [100].

Enfin, la mesure des tourbillons marginaux révèle la présence d’un fort composant de flux hors du plan de mesure [63]. Ce flux qui souffle les particules hors du plan de mesure, entraînant ainsi la perte de paires de particules, peut diminuer la précision du calcul d’auto-corrélation car il augmente le bruit. Par conséquent, afin de limiter l’effet de ce flux, l’épaisseur de la nappe de laser a été réglée tel que le déplacement des particules hors du plan de mesure ne dépasse pas le tiers de l’épaisseur de la nappe laser.

## 3.7 Construction du champ de vitesse

### 3.7.1 Champ de vitesse instantanée

L'intervalle radial de la grille est de 5,4 mm dans la région de l'écoulement et l'intervalle axial  $z$  est de 3,8 mm. La taille de la fenêtre de corrélation correspond à 10,8 mm x 7,6 mm dans la région de l'écoulement.

Le traitement statistique des images brutes est effectué par un algorithme multi-passes. Trois passes sont appliquées, avec une fenêtre d'interrogation de taille finale 32 x 32 pixels et un chevauchement de 75 %. Ces paramètres ont été choisis pour traiter l'ensemble des données, après le traitement d'une image témoin avec des tailles de fenêtre différentes et des chevauchements différents. Ces paramètres permettent d'obtenir une haute résolution spatiale, tout en assurant que le nombre requis de particules soit présent dans chaque fenêtre.

Les résultats obtenus sont ensuite filtrés en fonction du rapport du signal sur le bruit ou SNR<sup>8</sup>, de la moyenne et des valeurs médianes. Les vecteurs erratiques sont alors éliminés et remplacés par des valeurs obtenues par interpolation à partir des points les plus proches.

Les images de mire permettent de retrouver l'échelle et l'emplacement des fenêtres par rapport au rotor. Ainsi, le champ de vitesse instantanée est reconstitué pour chaque fenêtre d'exploration, voir figure 3.8 pour le champ de vitesse dans la fenêtre h1.

Dans ce champ de vitesse instantanée, nous pouvons observer l'intersection entre le plan de l'exploration défini par la nappe de laser et les tubes tourbillonnaires hélicoïdaux émis par les bouts de pales. Nous pouvons aussi voir l'effet du ralentissement de l'écoulement en aval du rotor. Ce ralentissement se manifeste par l'augmentation du diamètre du tube de courant à l'aval du rotor. Ce tube n'est donc pas cylindrique comme le suppose la théorie linéaire tourbillonnaire des hélices.

Nous pouvons aussi noter l'existence d'une importante structure tourbillonnaire qui résulte d'un détachement de l'écoulement derrière le moyeu.

Au voisinage de la pale, le champ d'écoulement n'est pas bien défini en raison des réflexions lumineuses sur les parois de la pale qui dégradent la qualité des images PIV à cet endroit.

### 3.7.2 Champ de vitesse moyenne

Les champs de vitesse instantanée résultants de chaque série de 95 images capturées sont utilisés pour obtenir le champ de vitesse moyen dans chaque fenêtre d'exploration. Cette méthode effectue une moyenne simple de l'ensemble des vecteurs vitesse instantanée à chaque point de la grille.

Le résultat ne prend pas en compte l'effet de battement des tourbillons marginaux<sup>9</sup>. Si l'amplitude du battement est grande, toute mesure du noyau tourbillonnaire basée sur le champ d'écoulement moyen sera

---

8. Signal to Noise Ratio

9. Vortex wandering

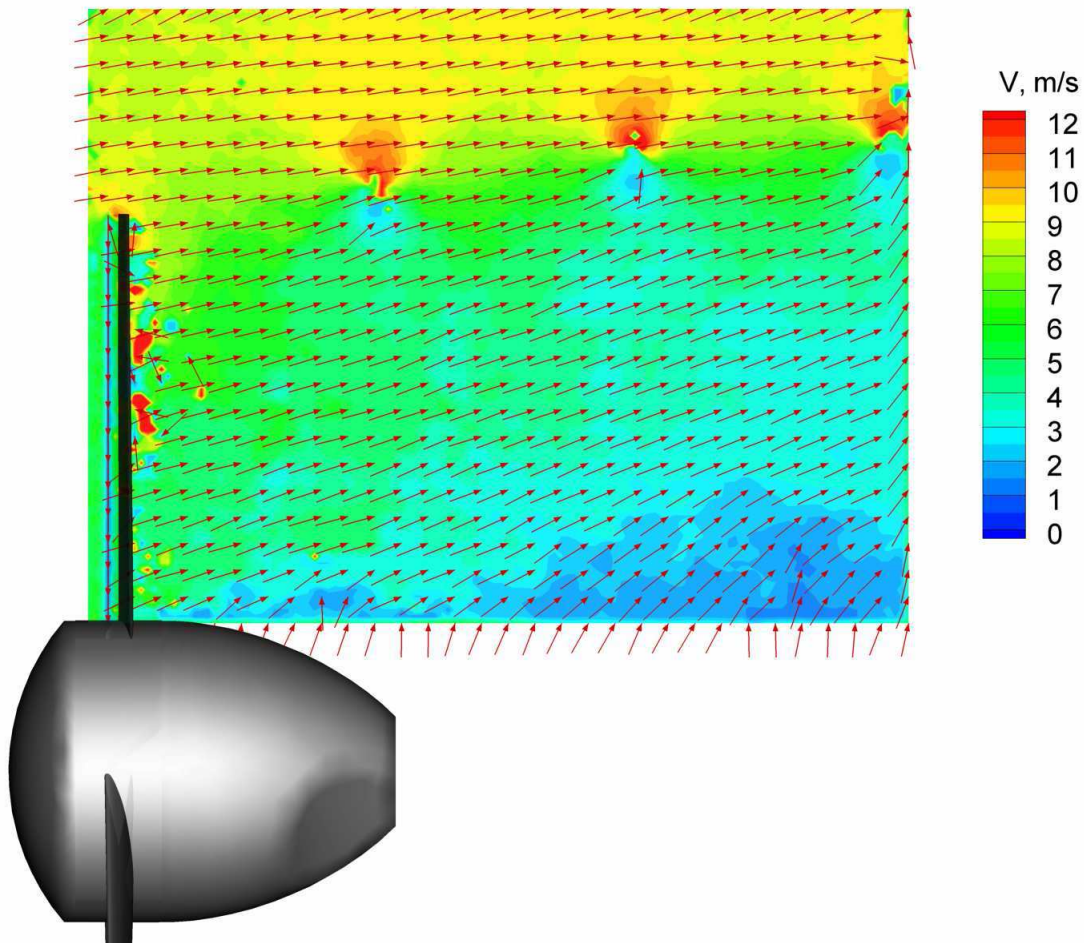


FIGURE 3.8: Champ de vitesse instantanée dans la fenêtre h1

erronée. Cette approche donne des résultats en accord avec les techniques de mesure ponctuelle comme la LDV et le fil chaud.

La figure 3.9 montre le champ de vitesse résultant de la moyenne des champs de vitesse dans la fenêtre h1.

Comme décrit précédemment, le plan de mesure est découpé en plusieurs fenêtres qui se chevauchent. Après avoir traité les images, le champ complet est reconstruit grâce aux images de mire qui permettent de retrouver la position des images dans le repère global du rotor. Ainsi, le champ de vitesse est reconstruit en aval du rotor dans les plans azimutaux de  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$  comme illustré dans la figure 3.10.

Une fois le champ de vitesse obtenu, nous pouvons extraire toutes les caractéristiques de l'écoulement comme, par exemple, la vorticité, l'intensité tourbillonnaire et la circulation.

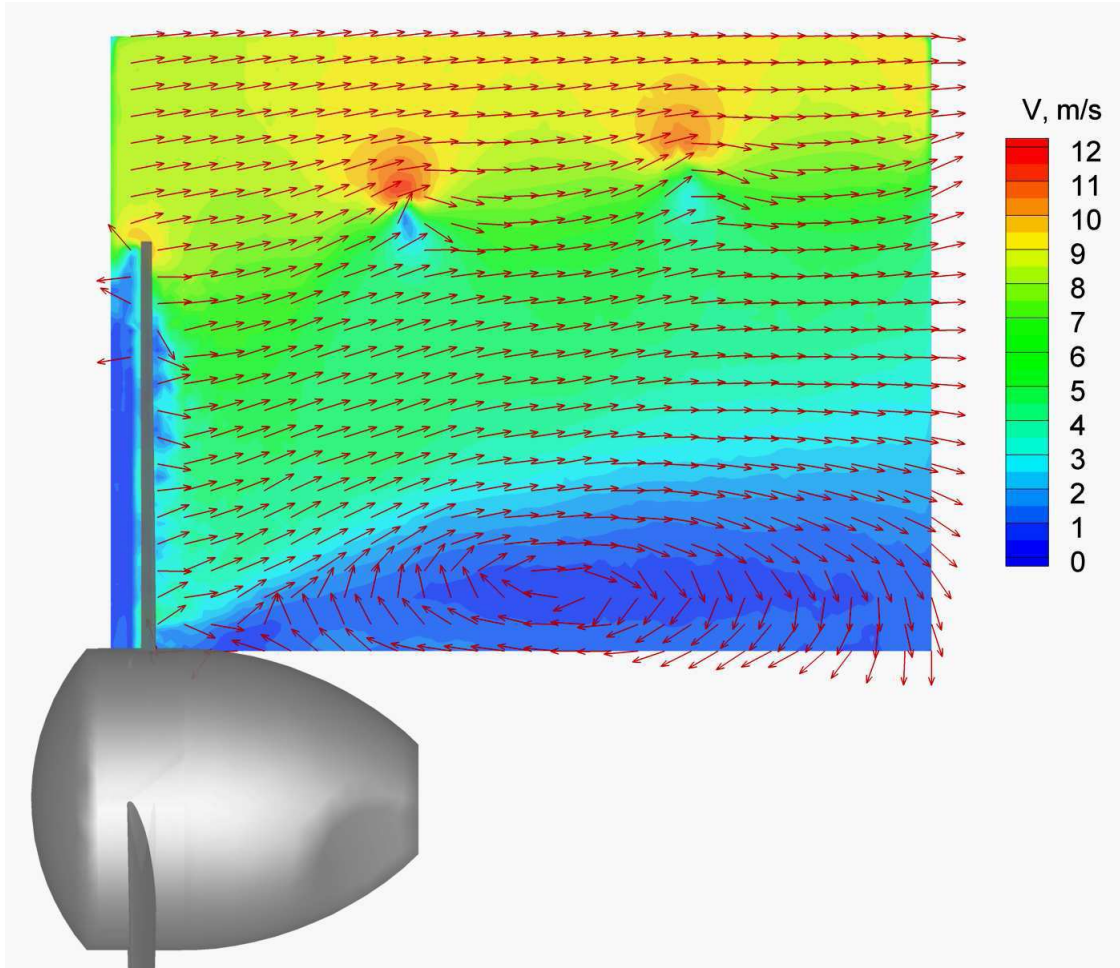


FIGURE 3.9: Champ de vitesse moyenne dans la fenêtre h1

### 3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir l'importance de la technique PIV pour l'étude des écoulements parce qu'elle possède des résolutions spatiale et temporelle importantes contrairement aux techniques classiques de mesures ponctuelles.

Ainsi, la technique PIV est bien adaptée pour l'exploration du champ de vitesse en aval du rotor. Cependant, elle requiert des compétences d'expertise pour être mise en oeuvre correctement. Pour cela, nous avons consacré un temps important afin de maîtriser cette technique et d'identifier les principaux paramètres qui peuvent influencer le résultat final. Parmi ces paramètres, nous pouvons citer notamment la densité de particules et la synchronisation des appareils de mesure.

Enfin, après traitement des images PIV, nous avons construit les champs de vitesse moyenne et instantanée

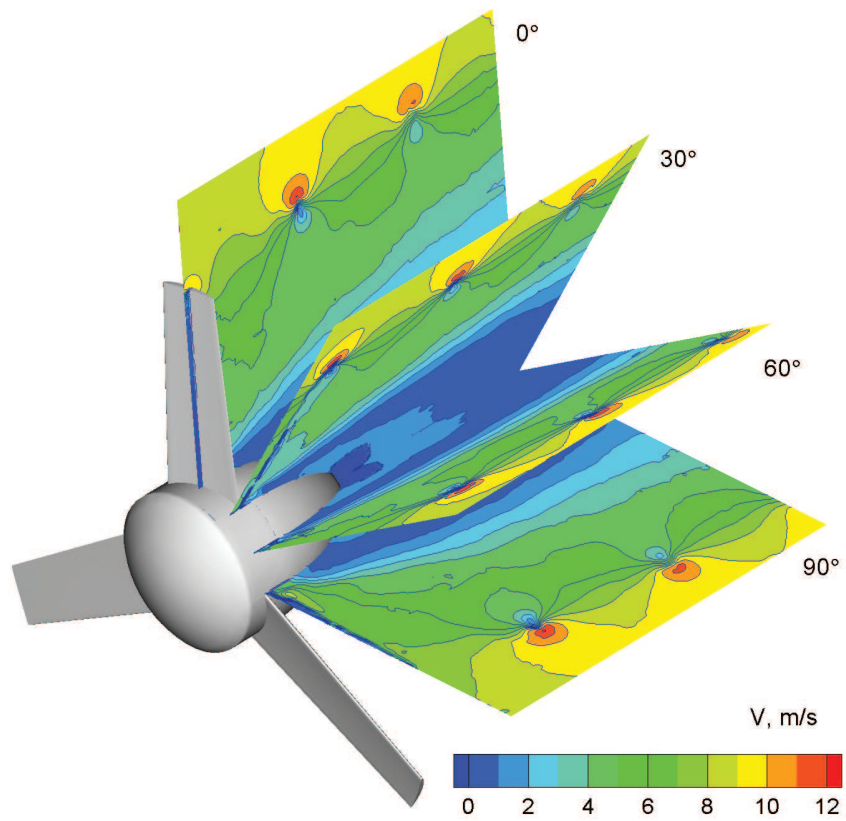


FIGURE 3.10: Contours de la vitesse axiale dans les plans d'azimut investigués

en aval du rotor.



## Chapitre 4

# Caractérisation du sillage

### 4.1 Introduction

La représentation exacte du sillage du rotor représente la clé pour les prévisions précises de l'aérodynamique des rotors, leur acoustique et leur performance. Les sillages tourbillonnaires des rotors calculés par des codes CFD souffrent, en général, de dissipation numérique avant un tour complet des pales. Avec une connaissance a priori de la trajectoire du sillage, la grille peut être raffinée le long de la trajectoire afin de minimiser cette dissipation.

Les méthodes basées sur la théorie de la ligne portante reposent sur des modèles tourbillonnaires classiques et sur des hypothèses semi-empiriques de la structure tourbillonnaire du sillage. Pour cela, il est nécessaire de caractériser le sillage en identifiant l'emplacement, la taille et la force des tourbillons marginaux. Cette caractérisation, basée sur l'exploration du sillage par la technique PIV, permettra ensuite d'améliorer la prédiction de l'aérodynamique des rotors.

### 4.2 Traitement d'une paire d'images PIV

Pour le traitement des images, nous allons utiliser le logiciel DynamicStudio, développé par Dantec Dynamics, une société danoise spécialisée dans le développement de systèmes de mesures intégrées dans divers domaines comme la mécanique du solide, la technologie de la combustion mais surtout dans la mécanique des fluides.

Les étapes du traitement d'une paire d'images sont détaillées ci dessous tout en montrant les principaux paramètres pouvant influencer le résultat et les méthodes utilisables pour la localisation des tourbillons marginaux émis par l'extrémité des pales du rotor éolien.

Après import de cette paire d'images dans le logiciel, les deux images sont alors auto-corrélées. Ainsi une seule image en résulte. Le résultat de l'auto-corrélation dépend cependant de plusieurs paramètres



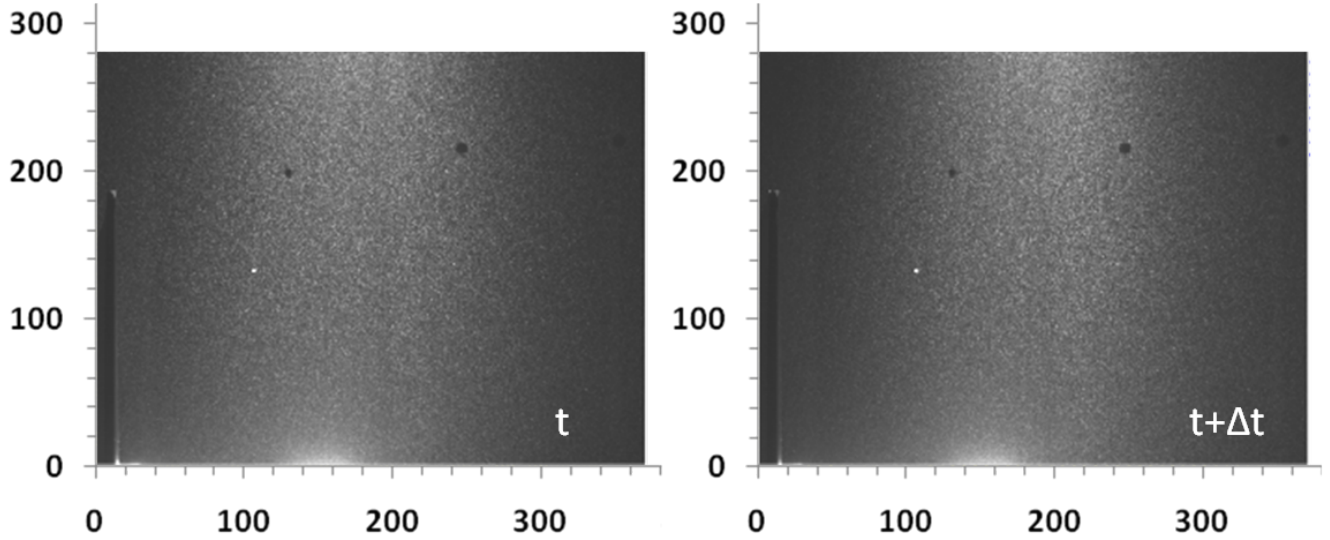


FIGURE 4.1: Paire d'images PIV prises à un intervalle de temps  $\Delta t$  égal au temps entre deux impulsions laser (échelles en mm)

comme la taille de la fenêtre d'interrogation, le pourcentage de recouvrement et le filtrage des mauvaises valeurs.

Nous allons nous intéresser à l'influence de chacun de ces paramètres sur le résultat.

#### 4.2.1 Taille de la fenêtre d'interrogation

Le choix de la taille de la fenêtre d'interrogation permet de définir la résolution de l'image. Par exemple, quand cette taille est de 16 x 16 pixels, la densité de vecteurs vitesse est quatre fois plus grande que pour une taille de 32 x 32 pixels, voir figure 4.2.

En effet, quand la taille de la fenêtre de discrétisation est de 16 x 16 pixels, nous obtenons un vecteur par 256 pixels alors que pour la taille de 32 x 32 pixels, nous obtenons un vecteur par 1024 pixels, soit quatre fois moins.

Le choix de la taille de la fenêtre d'interrogation n'est pas toujours évident à définir. En effet, une taille trop grande peut conduire à un résultat grossier car le vecteur vitesse résultant présente la vitesse moyenne dans cette fenêtre. De même, une fenêtre de trop petite taille peut parfois conduire à des valeurs erronées, notamment quand le nombre de particules est faible par rapport à la taille de la fenêtre. Nous avons constaté qu'il faut un minimum de 8 particules dans une fenêtre afin d'obtenir un résultat valable. Il faut donc trouver le bon compromis en fonction de la qualité des images acquises et de la précision recherchée.

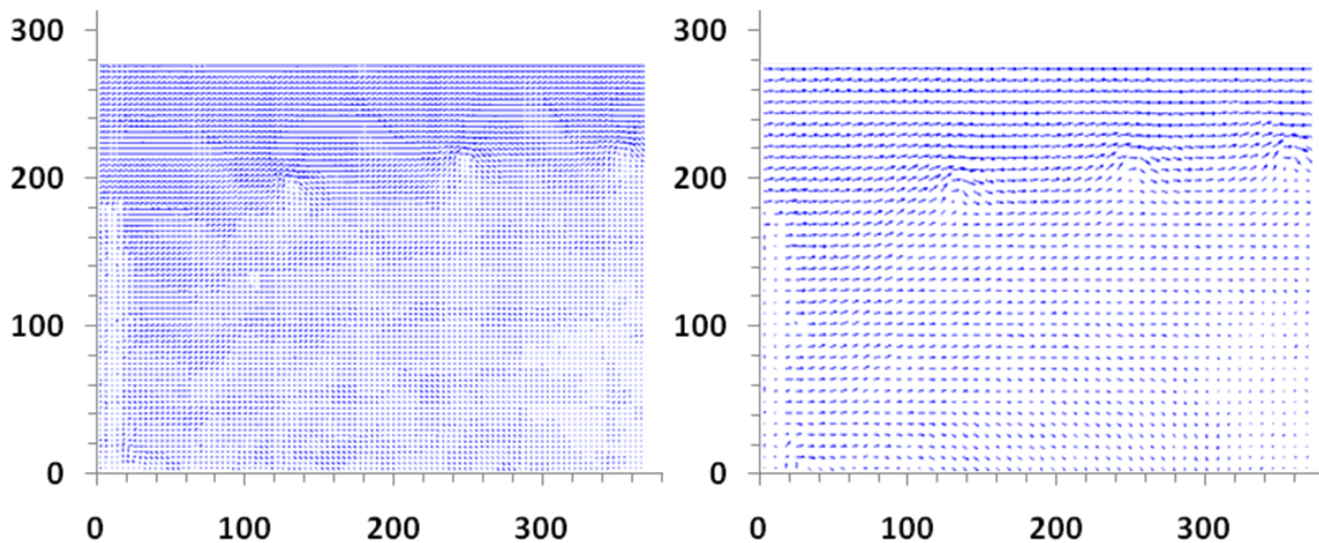


FIGURE 4.2: Effet de la taille de fenêtre de discrétisation : 16 x 16 pixels à gauche vs. 32 x 32 à droite (échelles en mm)

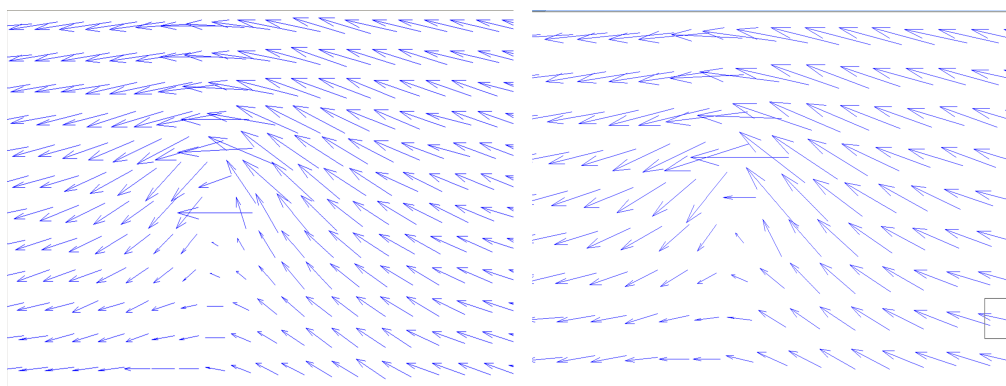


FIGURE 4.3: Effet du recouvrement : 50% à gauche vs. 25% à droite

#### 4.2.2 Pourcentage de recouvrement

Il apparaît clairement sur les images de la figure 4.3 que le nombre de vecteurs augmente avec le pourcentage de recouvrement. Après de multiples essais, il a été constaté que le pourcentage optimal de chevauchement se situe entre 25% et 30%. Ce pourcentage est un bon compromis entre le bruit et la précision. Il donne ainsi de bons résultats.

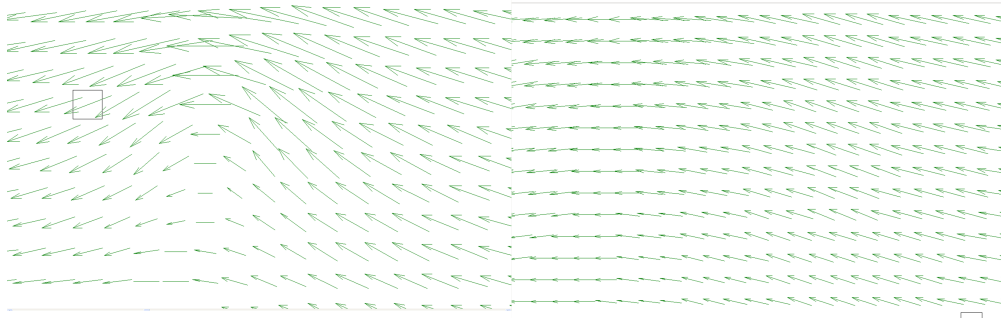


FIGURE 4.4: Effet du filtrage : 3 x 3 pixels à gauche vs. 15 x 15 pixels à droite

### 4.2.3 Filtrage

Le filtrage est une opération nécessaire pour gommer les erreurs d'interpolation. Ce filtre est basé sur un principe simple de calcul local de la moyenne de manière plus ou moins étendue en fonction d'un paramètre d'aire à définir par l'utilisateur. Plus la valeur du paramètre est élevée, plus le champ de vecteur sera lissé sur une grande surface et plus on perdra des données. En effet, nous pouvons voir sur l'image de taille 15 x 15 pixels, figure 4.4, qu'il reste peu de données en comparaison avec le champ vectoriel initial : l'image n'est plus exploitable.

Cet exemple montre à quel point il est important de bien choisir son paramètre de filtrage pour gommer les vecteurs aberrants sans perdre trop de données. Ici, la taille de 3 x 3 pixels est optimale pour lisser le champ sans perdre trop de données sur la structure de l'écoulement.

### 4.2.4 Soustraction de la vitesse moyenne

La soustraction de la vitesse moyenne en amont de l'éolienne permet l'observation des perturbations du flux d'air engendrées uniquement par la présence et la rotation de l'éolienne. Le champ de vitesse induite résultant permet de comprendre comment l'éolienne perturbe son environnement. Il permet également d'observer directement les tourbillons marginaux, voir 4.5.

### 4.2.5 Validation

Une fois la corrélation des deux images faite, il faut valider les vecteurs car la corrélation peut conduire à des valeurs erronées. Plusieurs choix de méthodes de validation existent. Prenons la méthode "peak" par exemple. Cette méthode consiste à donner une limite du taux de croissance entre les vecteurs de proche en proche, ce qui garantit la continuité du champ vectoriel. La figure 4.6 montre un exemple de validation où l'on donne 1,2 comme limite du taux de croissance. Ainsi, tout vecteur dont la norme est

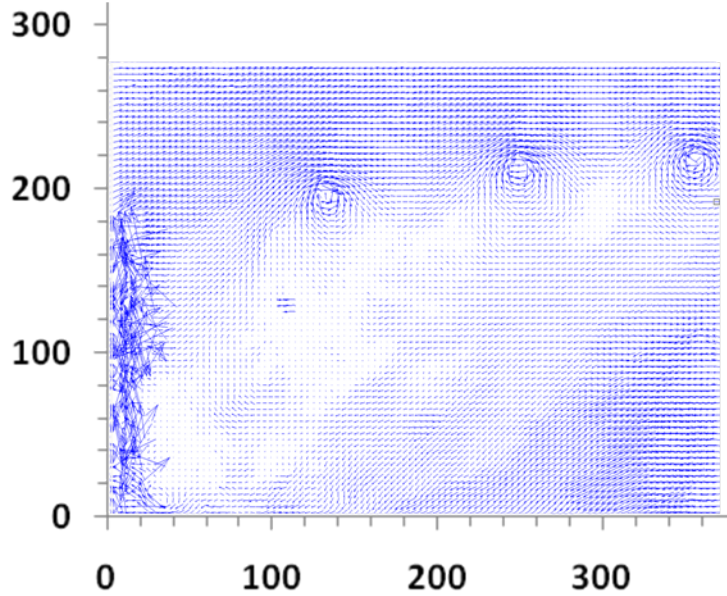


FIGURE 4.5: Champ de vitesse après soustraction de la vitesse moyenne

20% plus élevée ou plus faible que les vecteurs qui l'entourent est éliminé. Après validation, les vecteurs non conformes aux critères énoncés ci-dessus sont représentés en rouge.

### 4.3 Champ de vitesse induite par le rotor

Pour représenter la vitesse induite par les tourbillons marginaux, la vitesse moyenne est soustraite du champ de vitesse et les résultats sont présentés sur la figure 4.5. La zone de vitesse nulle en couleur verte au niveau des noyaux divise l'écoulement en deux parties où les effets des tourbillons marginaux se manifestent par un ralentissement dans la partie interne et une accélération dans la partie externe. La figure 4.5 montre aussi l'intersection des tubes tourbillonnaires hélicoïdaux issus des pales avec le plan d'écoulement.

L'augmentation du diamètre de l'hélicoïde des tubes tourbillonnaires montre que les modèles tourbillonnaires qui supposent un diamètre de sillage constant ne concordent pas tout à fait à la réalité.

Aussi, nous pouvons constater que les vitesses induites sont assez importantes par rapport à la vitesse du vent à l'infini amont  $V_\infty$ . Elles atteignent 50% de  $V_\infty$  au niveau des tourbillons marginaux.

### 4.4 Les tourbillons marginaux

Dans un fluide visqueux, un tourbillon est généralement constitué d'un tourbillon forcé au centre entouré d'un tourbillon libre. Les forces visqueuses sont prédominantes dans le tourbillon forcé et ce dernier tourne

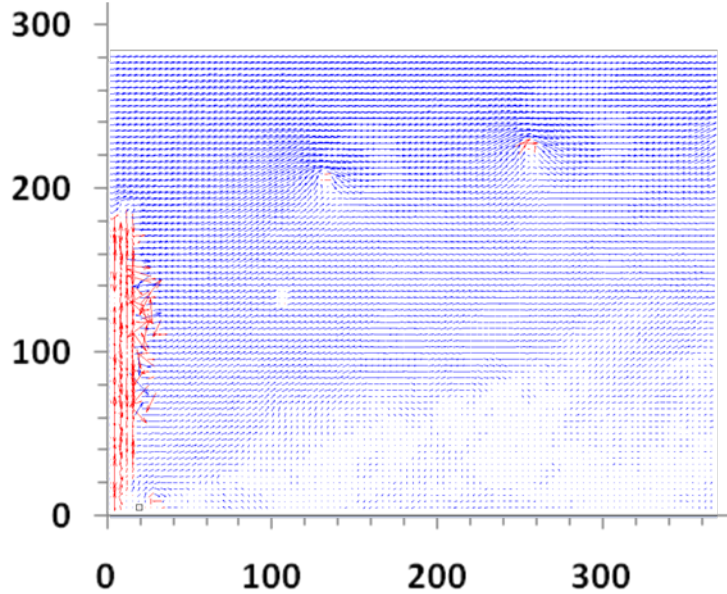


FIGURE 4.6: Validation du champ de vitesse avec une limite du taux de croissance de 1,2

comme un corps rigide autour du centre. La vitesse tangentielle tend vers zéro au centre du tourbillon forcé. Dans le tourbillon libre, la vitesse tangentielle diminue de manière hyperbolique en fonction de la position radiale et est donc similaire à l'écoulement induit par le tourbillon potentiel. Le rayon  $r_c$  où la vitesse tangentielle atteint son maximum  $V_{\theta_{max}}$  est le rayon du coeur tourbillonnaire. Les caractéristiques les plus importantes du tourbillon sont l'intensité  $\Gamma$ , la distribution de la vitesse tangentielle  $V_\theta$ , la vitesse tangentielle maximale  $V_{\theta_{max}}$  et le rayon du coeur tourbillonnaire  $r_c$  en fonction de l'âge du sillage.

La modélisation des coeurs tourbillonnaires visqueux et de leur développement en fonction de l'âge du sillage demeure difficile et pose encore d'importants défis. La prédiction de la vitesse induite et de la puissance des tourbillons marginaux a fait l'objet d'un grand nombre de recherches depuis 1960 [32, 120, 136, 119]. Cependant, les propriétés des tourbillons comme le comportement du coeur tourbillonnaire laminaire ou turbulent ne sont pas encore bien comprises [91, 59]. Pourtant, ces propriétés ont un impact significatif sur le chargement aérodynamique et sur la performance du rotor à cause de la proximité des tourbillons marginaux des pales tournantes. Ainsi, une meilleure modélisation des tourbillons marginaux se traduit directement en une amélioration de la prédiction du chargement des pales, de la performance du rotor et des bruits aérodynamiques [76].

#### 4.4.1 Modélisation des tourbillons

Il existe plusieurs modèles de tourbillon basés sur des solutions simplifiées des équations de Navier-Stokes pour un écoulement laminaire, comme les solutions proposées par Rankine, Lamb, Oseen ou Burgers. Le modèle le plus simple est celui de Rankine. Il modélise le coeur visqueux du tourbillon forcé comme un

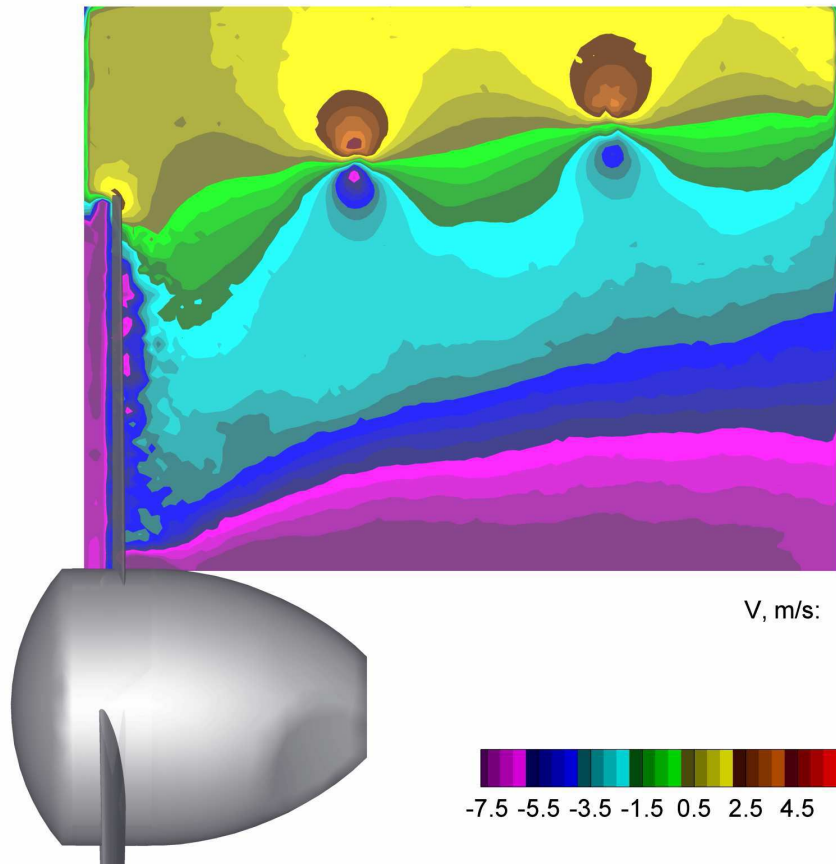


FIGURE 4.7: Champ de vitesse induite par les tourbillons marginaux

corps rigide en rotation autour du centre et le tourbillon libre comme un tourbillon potentiel. Ainsi, la vitesse tangentielle est définie de la manière suivante :

$$V_{\theta}(\bar{r}) = \begin{cases} \frac{\Gamma_v \bar{r}}{2\pi r_c}, & 0 \leq \bar{r} \leq 1, \\ \frac{\Gamma_v}{2\pi \bar{r} r_c}, & \bar{r} > 1. \end{cases}$$

avec

$\bar{r} = r/r_c$ , la position radiale normalisée par le rayon du coeur tourbillonnaire visqueux  $r_c$ .

Par définition, le rayon du coeur tourbillonnaire visqueux  $r_c$  est la distance radiale de l'axe de rotation du tourbillon à la position de la vitesse tangentielle maximale. Dans le modèle de Rankine, la vorticité est discontinue à la limite du coeur tourbillonnaire, à  $r_c$ . Le modèle de Scully-Kaufmann élimine cette discontinuité avec la formulation suivante :

$$V_{\theta}(\bar{r}) = \frac{\Gamma}{2\pi r_c} \left( \frac{\bar{r}}{1 + \bar{r}^2} \right)$$

Ce profil de vitesse réduit de moitié la vitesse tangentielle maximale donnée par le modèle de Rankine.

Le modèle proposé par Vatisas définit la vitesse tangentielle de la manière suivante :

$$V_{\theta}(\bar{r}) = \frac{\Gamma}{2\pi r_c} \left( \frac{\bar{r}}{(1 + \bar{r}^{2n})^{1/n}} \right)$$

Nous pouvons noter que  $n = 1$  correspond au modèle de Scully-Kaufmann et  $n \rightarrow \infty$  correspond au modèle de Rankine. Pour  $n = 2$ , le profil de vitesse présente une bonne corrélation avec les mesures expérimentales [15, 9].

Le modèle de Lamb-Oseen est la solution des équations de Navier-Stokes pour un écoulement laminaire. Ce modèle définit  $V_{\theta}$  avec la formule suivante :

$$V_{\theta}(\bar{r}) = \frac{\Gamma_v}{2\pi r_c} \left( \frac{1 - e^{-\alpha_o \bar{r}^2}}{\bar{r}} \right)$$

avec  $\alpha_o = 1.25643$ ,  $\alpha_0$  étant le paramètre d'Oseen.

Nous pouvons également observer que le modèle de Vatisas avec  $n = 2$  ressemble à la formulation de Lamb-Oseen, dans la mesure où c'est une approximation algébrique de la solution des équations de Navier-Stokes à une dimension. La solution de Lamb-Oseen a été étendue à un écoulement 3-D par Burgers [23].

Tous ces modèles se ressemblent dans la similarité du profil de vitesse des tourbillons. Ce profil peut donc être représenté par l'un de ces modèles qui définissent la vitesse en fonction de la distance radiale adimensionnelle  $\bar{r}$ . La similarité du profil de vitesse des tourbillons a été observée dans les mesures expérimentales [85, 15]. Pour cela, la mesure exacte du rayon du coeur tourbillonnaire  $r_c$  est très importante pour caractériser le tourbillon marginal.

Les profils de la vitesse tangentielle en fonction de la distance radiale du centre tourbillonnaire sont montrés figure 4.8 pour les modèles de tourbillon les plus populaires. Ceux-ci sont comparés au profil d'un tourbillon potentiel singulier. Le tourbillon potentiel singulier est un tourbillon idéal dans un écoulement incompressible et non visqueux. Il ne comporte pas de vortex forcé et est uniquement constitué d'un vortex libre. La vitesse tangentielle est infinie au centre de ce tourbillon.

Le modèle algébrique développé par Scully et Kaufmann est l'un des modèles les plus utilisés [111, 61]. Il prédit qualitativement la distribution globale de la vitesse mais sous-estime la vitesse tangentielle maximale  $V_{\theta_{max}}$  dans les comparaisons avec les mesures expérimentales sur des ailes fixes et tournantes [12].

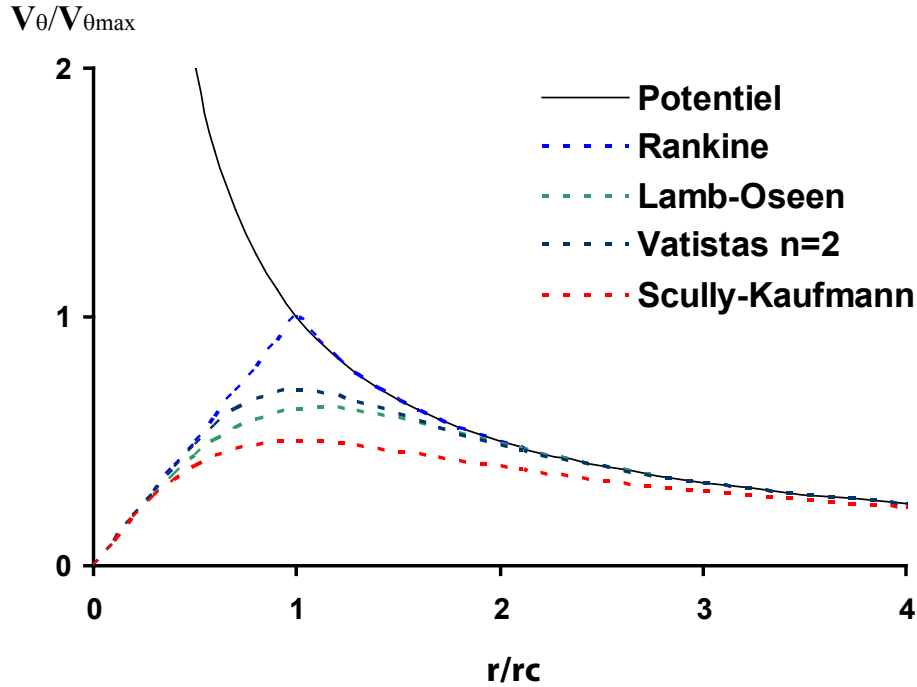


FIGURE 4.8: Modèles populaires de coeurs tourbillonnaires

Le modèle de Vatistas, proposé en 1991, montre une bonne comparaison avec les mesures expérimentales de la vitesse tangentielle [129, 15, 9, 128]. Basé sur le travail présenté par Bhagwat en 2002 [13], le modèle de Vatistas avec  $n=2$  apparaît comme étant un bon modèle pour les tourbillons marginaux du rotor.

Pour les tourbillons réels rencontrés dans l'aérodynamique des éoliennes, où les flux sont très turbulents, les modèles laminaires précédents présentent quelques divergences. En fait, dans le cas d'un écoulement turbulent, pour le même rayon du coeur tourbillonnaire et pour la même vitesse tangentielle maximale, la diminution de la vitesse est plus faible par rapport au flux laminaire [128].

Afin d'obtenir une meilleure approximation, Vatistas a proposé en 2006 une nouvelle distribution de la vitesse tangentielle en fonction de la position radiale  $\bar{r}$  pour modéliser les tourbillons turbulents :

$$V_{\theta}(\bar{r}) = V_{\theta_{max}} \bar{r} \left[ \frac{\alpha + 1}{\alpha + \bar{r}^4} \right]^m$$

où

$$m = \frac{\alpha + 1}{4}$$

et



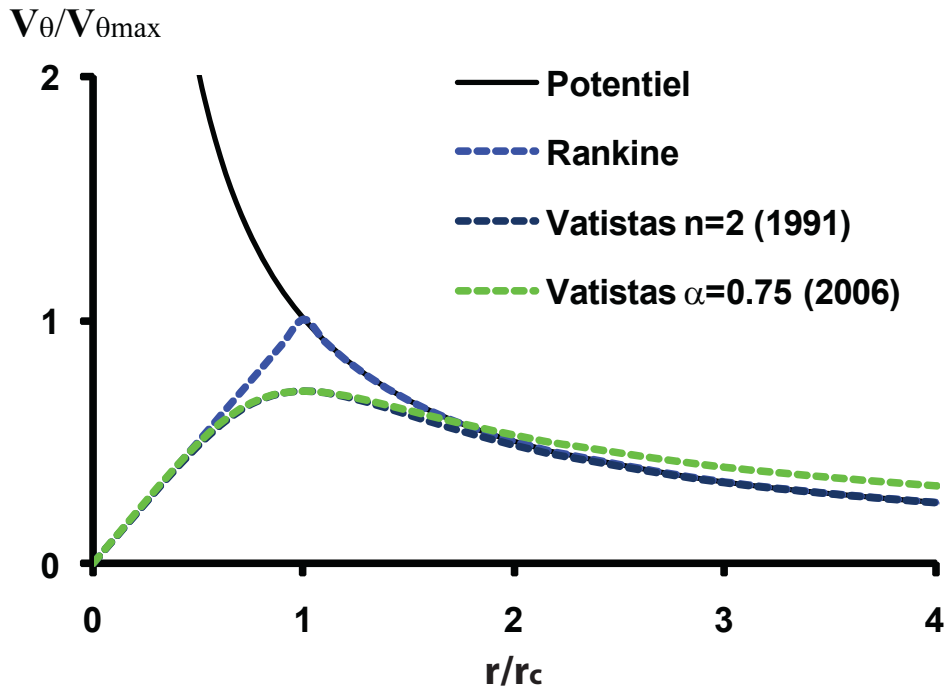


FIGURE 4.9: Modèles de Vatistas

$$\bar{r} = \frac{r}{r_c}$$

Dans cette formulation, le paramètre  $\alpha$  représente le niveau de turbulence. Le cas  $\alpha = 1$  représente le profil de vitesse laminaire et  $\alpha$  diminue avec l'augmentation de l'intensité de la turbulence. La figure 4.9 montre la différence entre le modèle de Vatistas de 1991 d'un tourbillon laminaire avec  $n=2$  et le modèle de 2006 d'un tourbillon turbulent avec  $\alpha = 0.75$ .

#### 4.4.2 Localisation des coeurs tourbillonnaires

Pour calculer les caractéristiques des tourbillons, la première étape consiste à identifier le centre des coeurs tourbillonnaires. Il existe différentes méthodes pour trouver les centres des tourbillons dans le champ de

vitesse exploré. La méthode la plus simple est de calculer le champ de vorticité et d'identifier ensuite les noeuds avec le maximum de vorticité comme étant les centres des tourbillons. En revanche, les méthodes les plus sophistiquées sont basées sur le calcul des valeurs propres du tenseur du gradient de vitesse et du discriminant de l'équation caractéristique [103, 127].

#### 4.4.2.1 Méthode du $\lambda_2$

Au cours du mouvement, une particule de fluide subit des changements de position, d'orientation et de forme. Nous considérons deux points voisins d'un même fluide P1(x,y,z) et P2(x+dx,y+dy,z+dz) ayant leurs vitesses respectives  $V_1=V(x,y,z)$  et  $V_2=V(x+dx,y+dy,z+dz)$  à un instant t. Alors, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} V_2 &= V(x + dx, y + dy, z + dz) \\ &= \begin{pmatrix} V_x(x + dx, y + dy, z + dz) \\ V_y(x + dx, y + dy, z + dz) \\ V_z(x + dx, y + dy, z + dz) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} V_{1x} + \frac{\partial V_{1x}}{\partial x} dx + \frac{\partial V_{1x}}{\partial y} dy + \frac{\partial V_{1x}}{\partial z} dz \\ V_{1y} + \frac{\partial V_{1y}}{\partial x} dx + \frac{\partial V_{1y}}{\partial y} dy + \frac{\partial V_{1y}}{\partial z} dz \\ V_{1z} + \frac{\partial V_{1z}}{\partial x} dx + \frac{\partial V_{1z}}{\partial y} dy + \frac{\partial V_{1z}}{\partial z} dz \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Ainsi,

$$V_2 = V_1 + \begin{pmatrix} \frac{\partial V_{1x}}{\partial x} & \frac{\partial V_{1x}}{\partial y} & \frac{\partial V_{1x}}{\partial z} \\ \frac{\partial V_{1y}}{\partial x} & \frac{\partial V_{1y}}{\partial y} & \frac{\partial V_{1y}}{\partial z} \\ \frac{\partial V_{1z}}{\partial x} & \frac{\partial V_{1z}}{\partial y} & \frac{\partial V_{1z}}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix}$$

Ou encore,

$$V_2 = V_1 + \underline{\underline{J}} \cdot \vec{dl}$$

avec

$\underline{\underline{J}}$ , tenseur du gradient de vitesse

$\vec{dl}$ , vecteur déplacement du point P1

En 1995, une méthode d'identification du vortex, appelée méthode du  $\lambda_2$ , a été proposée [55]. Cette méthode considère qu'un minimum de pression n'est pas un critère suffisant pour la détection des tourbillons.

En effet, les écoulements irrotationnels instables peuvent créer un minimum de pression sans toutefois générer des tourbillons. Aussi, les effets visqueux peuvent éliminer le minimum de pression présent dans le coeur tourbillonnaire. Afin d'éliminer ces effets, le tenseur du gradient vitesse  $\underline{\underline{J}}$  est décomposé comme la somme d'un tenseur symétrique  $\underline{\underline{D}}$  et d'un tenseur antisymétrique, le tenseur de rotation  $\underline{\underline{R}}$ .

$\underline{\underline{D}}$  est le tenseur du taux de déformation. Il est défini tel que :

$$\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} (\underline{\underline{J}} + \underline{\underline{J}}^T) = \begin{pmatrix} \frac{\partial V_{1x}}{\partial x} & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1x}}{\partial y} + \frac{\partial V_{1y}}{\partial x}) & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1x}}{\partial z} + \frac{\partial V_{1z}}{\partial x}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1y}}{\partial x} + \frac{\partial V_{1x}}{\partial y}) & \frac{\partial V_{1y}}{\partial y} & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1y}}{\partial z} + \frac{\partial V_{1z}}{\partial y}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1z}}{\partial x} + \frac{\partial V_{1x}}{\partial z}) & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1z}}{\partial y} + \frac{\partial V_{1y}}{\partial z}) & \frac{\partial V_{1z}}{\partial z} \end{pmatrix}$$

$\underline{\underline{R}}$  est le tenseur de rotation. Il est défini tel que :

$$\underline{\underline{R}} = \frac{1}{2} (\underline{\underline{J}} - \underline{\underline{J}}^T) = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1x}}{\partial y} - \frac{\partial V_{1y}}{\partial x}) & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1x}}{\partial z} - \frac{\partial V_{1z}}{\partial x}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1y}}{\partial x} - \frac{\partial V_{1x}}{\partial y}) & 0 & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1y}}{\partial z} - \frac{\partial V_{1z}}{\partial y}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1z}}{\partial x} - \frac{\partial V_{1x}}{\partial z}) & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1z}}{\partial y} - \frac{\partial V_{1y}}{\partial z}) & 0 \end{pmatrix}$$

Nous obtenons donc :

$$\vec{V}_2 = \vec{V}_1 + \underline{\underline{D}} \cdot \vec{dl} + \underline{\underline{R}} \cdot \vec{dl}$$

$\vec{V}_2$  s'écrit également sous la forme suivante :

$$\vec{V}_2 = \vec{V}_1 + \underline{\underline{D}} \cdot \vec{dl} + \vec{\Omega} \wedge \vec{dl}$$

avec

$$\vec{\Omega} = \frac{1}{2} rot(\vec{V}_1), \text{ le vecteur tourbillon.}$$

Le coeur tourbillonnaire est défini comme étant la région où la somme  $\underline{\underline{D}}^2 + \underline{\underline{R}}^2$  possède des valeurs propres négatives [55]. Puisque  $\underline{\underline{D}}^2 + \underline{\underline{R}}^2$  est une matrice réelle et symétrique, elle possède uniquement des valeurs propres réelles. Considérons  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  comme étant les valeurs propres telles que  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ . Si  $\lambda_2$  est négatif pour un point, alors ce point appartient au coeur tourbillonnaire.

L'efficacité de cette définition a été démontrée grâce à plusieurs exemples analytiques et à des simulations numériques directes où toutes les structures tourbillonnaires potentiellement présentes étaient explicitement calculées [55].

Dans le cas des images 2-D acquises par PIV, le champ de vitesse est réduit à deux dimensions. Les tenseurs du taux de déformation et de rotation sont ainsi réduits à deux dimensions. Nous obtenons alors :

$$V_2 = V_1 + \begin{pmatrix} \frac{\partial V_{1x}}{\partial x} & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1x}}{\partial y} + \frac{\partial V_{1y}}{\partial x}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1y}}{\partial x} + \frac{\partial V_{1x}}{\partial y}) & \frac{\partial V_{1y}}{\partial y} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix}$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1x}}{\partial y} - \frac{\partial V_{1y}}{\partial x}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial V_{1y}}{\partial x} - \frac{\partial V_{1x}}{\partial y}) & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix}$$

Le critère du  $\lambda_2$  reste valable pour la détection des tourbillons dans le cas 2-D. Dans ce cas,  $\lambda_2$  est égal à :

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} \left( \left( \frac{\partial V_{1x}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_{1y}}{\partial y} \right)^2 \right) + \frac{\partial V_{1y}}{\partial x} \cdot \frac{\partial V_{1x}}{\partial y}$$

#### 4.4.2.2 Méthode basée sur le maximum de vortacité

Pour calculer la vortacité, nous avons besoin d'évaluer la dérivée de la vitesse. Malheureusement, le calcul de la dérivée des données expérimentales n'est pas toujours satisfaisant. En effet, le calcul numérique des dérivées amplifie les erreurs présentes dans les données et diminue la précision des résultats. En plus, en raison de la force centrifuge dans les environs des coeurs tourbillonnaires, la quantité de particules d'ensemencement n'est pas suffisante pour faire des calculs à cet endroit et le champ de vitesse obtenu est donc bruité.

Ce problème est illustré dans la figure 4.10 où les vecteurs de vitesse et les contours de la vortacité normalisée par la vortacité maximale dans le domaine sont montrés. Dans cette figure, le champ d'écoulement correspond à un tourbillon d'âge 60°. Ici, nous pouvons observer plusieurs pics de vortacité. Pour cela, il est très difficile d'identifier le centre du vortex.

#### 4.4.2.3 Méthode basée sur la circulation

Afin de surmonter ce problème et d'améliorer l'identification du centre de vortex, nous proposons une méthode de détection fondée sur le calcul de la circulation. Ainsi, autour de chaque noeud du champ de vitesse, la circulation est calculée par intégration sur un chemin circulaire de rayon  $r_g$ , voir figure 4.11, légèrement supérieur au rayon approximatif du tube tourbillonnaire. La circulation est définie par la formule suivante :

$$\Gamma_{i,j} = \oint \vec{V} \cdot d\vec{s}$$

Lorsque le centre du cercle coïncide avec le centre du coeur tourbillonnaire, la circulation atteint une valeur maximale. Dans tous les autres cas, le chemin de l'intégration ne comporte pas la totalité de la vortacité et la circulation est donc plus faible. Des itérations numériques sont nécessaires pour trouver le rayon optimal pour l'intégration.

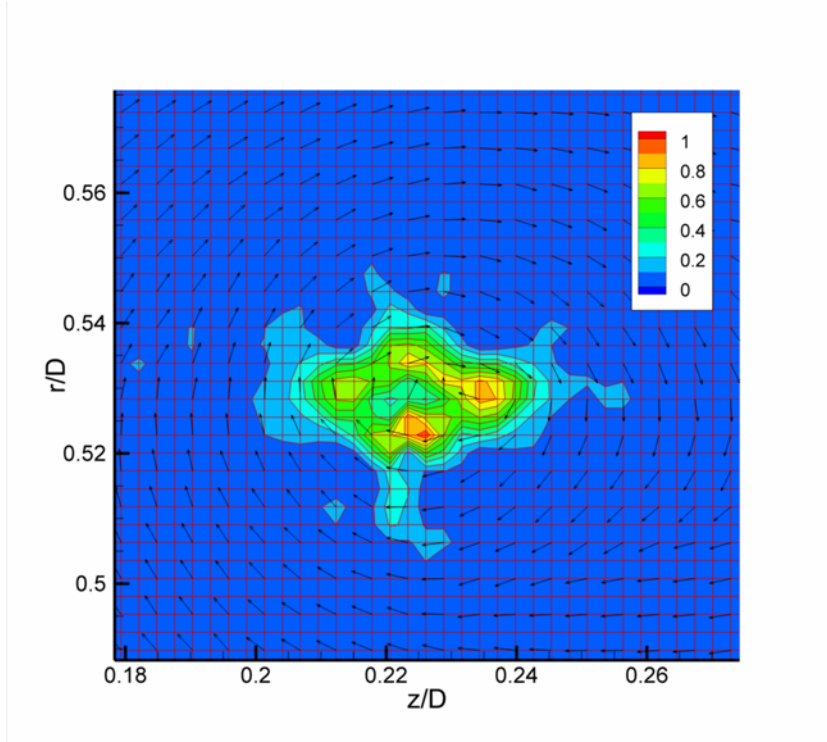


FIGURE 4.10: Vecteurs vitesse et contours de la vorticité normalisée autour d'un tourbillon d'âge  $60^\circ$

Pour montrer les avantages de cette méthode, nous avons utilisé le même champ de vitesse pour le calcul de la vorticité. Les résultats du calcul de la circulation sont montrés dans la figure 4.12 où l'on peut voir que le maximum obtenu permet d'identifier clairement le centre du vortex en comparaison avec le calcul de la vorticité de la figure 4.10.

Un algorithme de calcul permettant d'effectuer le calcul du champ de circulation a été développé. Il permet de traiter automatiquement les images acquises par PIV. La figure 4.13 montre le champ de circulation calculé dans la fenêtre h1. Pour comparaison également, le champ de vorticité instantanée de la fenêtre h1 est montré figure 4.14, où l'on peut observer la localisation des tourbillons de manière moins précise qu'avec le champ de la circulation.

En utilisation cette nouvelle méthode, les positions des coeurs tourbillonnaires ont été obtenues pour toutes les images enregistrées. La figure 4.15 montre le résultat obtenu pour la fenêtre h1.

En combinant les résultats des mesures dans les différents plans d'azimut, nous avons reconstruit le sillage en 3-D pour suivre l'évolution de la position des tourbillons en fonction de leur âge, figure 4.16.

Ainsi, il est possible d'observer l'intersection des tubes tourbillonnaires émis par les pales avec les plans d'azimut et de suivre les tourbillons marginaux dans le sillage. Les figures 4.16 et 4.17 montrent les fluctuations de la position des centres tourbillonnaires dans les plans de mesure. Ces fluctuations produisent

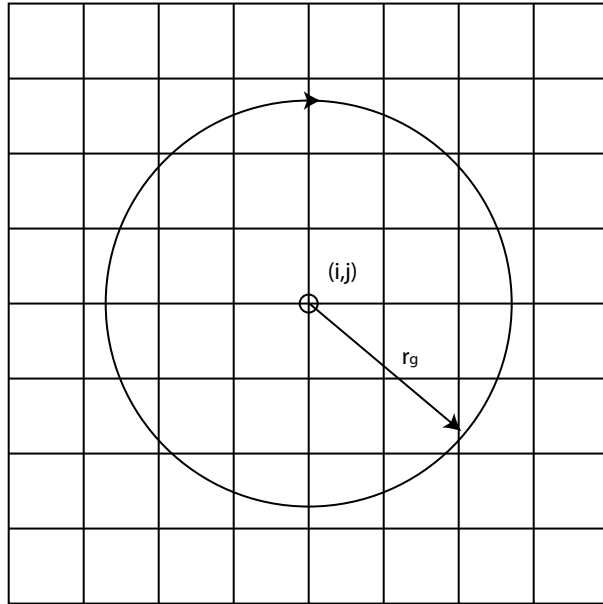


FIGURE 4.11: Détection du centre tourbillonnaire par le calcul de la circulation

une réduction artificielle de l'intensité des vortex lorsque les valeurs moyennes sont calculées à partir des champs instantanés.

#### 4.4.3 Rayon des coeurs tourbillonnaires

Sur les images PIV brutes (figure 4.1), nous pouvons remarquer que la taille des taches noires à l'endroit des tourbillons marginaux augmente avec l'âge. Cependant, le diamètre des coeurs tourbillonnaires ne change pas avec l'âge et il reste d'environ 5 mm dans tous les cas.

En effet, la taille des taches noires augmente en fonction de l'âge du sillage uniquement à cause des forces centrifuges qui éjectent les particules en dehors des coeurs tourbillonnaires. Ce phénomène s'accroît avec l'âge du sillage et non pas à cause d'une augmentation du diamètre des coeurs tourbillonnaires.

Les figures 4.18 et 4.19 illustrent bien ce phénomène. En effet, la figure 4.18 montre un tourbillon marginal dans le plan azimutal à  $5^\circ$ , avec une densité de particules importante dans le coeur tourbillonnaire alors que la figure 4.19 montre le même tourbillon dans le plan azimutal à  $180^\circ$  mais avec une densité de particules plus faible. Cependant, dans les deux cas, nous avons toujours le même diamètre du coeur tourbillonnaire d'environ 5 mm.

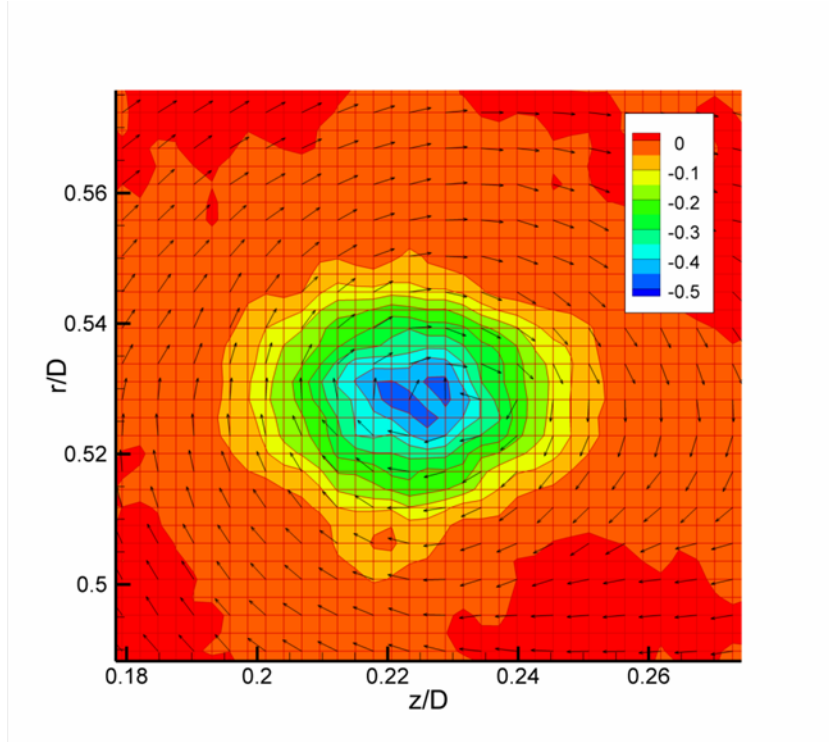


FIGURE 4.12: Distribution autour du tourbillon de la circulation intégrale

#### 4.4.4 Intensité tourbillonnaire

En dépit de l'instabilité de la position des coeurs tourbillonnaires, leur intensité ne diminuent pas aussi rapidement que le champ de vitesse moyenne ne le prédit. En conséquence, le champ de vitesse moyenne ne peut pas être utilisé directement pour la comparaison avec des simulations numériques.

La position des centres tourbillonnaires n'est pas stable et les centres tourbillonnaires ne restent pas constamment sur une trajectoire hélicoïdale. Ce phénomène augmente en fonction de l'âge des tourbillons, i.e. de leur position axiale en aval du rotor. Ces fluctuations sont plus importantes que dans le cas d'une aile. Ce phénomène est dû à l'instabilité hélicoïdale des tourbillons [87].

En outre, les pales d'éoliennes fonctionnent à des angles d'attaque élevés. Par conséquent, l'écoulement est proche du décrochage ou complètement décroché. Dans ce cas, la portance exercée sur les sections de pale varie constamment et la circulation varie en permanence le long des pales. Il en résulte une variation des vorticités éjectées par les pales. Ainsi, l'intensité et la position des tourbillons marginaux changent de façon permanente. Le battement des tourbillons marginaux<sup>1</sup> a déjà été observé dans le cas du rotor d'hélicoptère et du rotor éolien [15, 40].

1. vortex jittering

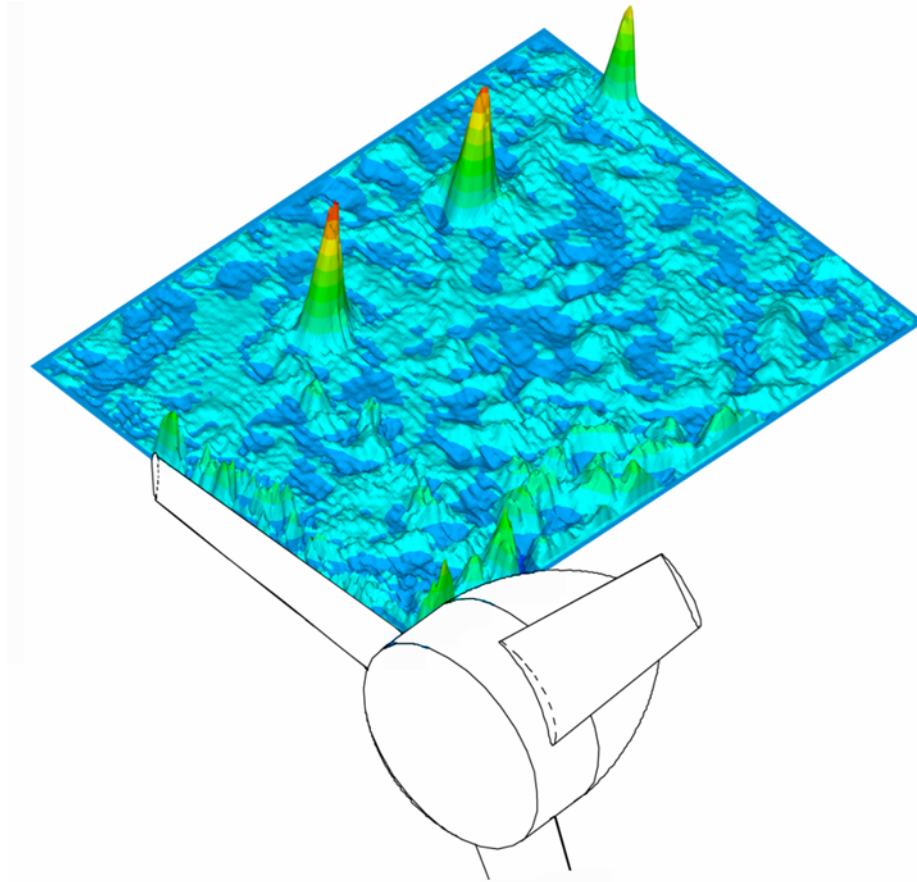


FIGURE 4.13: Champ de circulation dans la fenêtre h1

Dans cette étude, le battement des tourbillons marginaux est éliminé car le calcul des caractéristiques du tourbillon est effectué après la localisation du centre tourbillonnaire dans le champ d'écoulement. Ainsi, tous les paramètres du vortex sont moyennés par rapport à son centre et la variation de la circulation en fonction du rayon est calculée pour chaque tourbillon par :

$$\Gamma(r) = 2\pi r V_{\theta}(r)$$

Il est très difficile de comparer directement les tourbillons marginaux émanant de la pale avec le modèle de Vasistas. En effet, la part circulatoire de la vitesse n'est pas symétrique car les tourbillons émis par la pale sont hélicoïdaux alors que les tourbillons émis par une aile sont circulaires. Une distorsion additionnelle est créée par une décélération significative de la vitesse axiale de l'écoulement en aval du rotor. Pour cette raison, la vitesse tangentielle dans la formule de Vasistas est présentée en utilisant une vitesse tangentielle moyenne exprimée par la formule suivante :

$$\Gamma(r) = 2\pi r V_{\theta avg}(r)$$



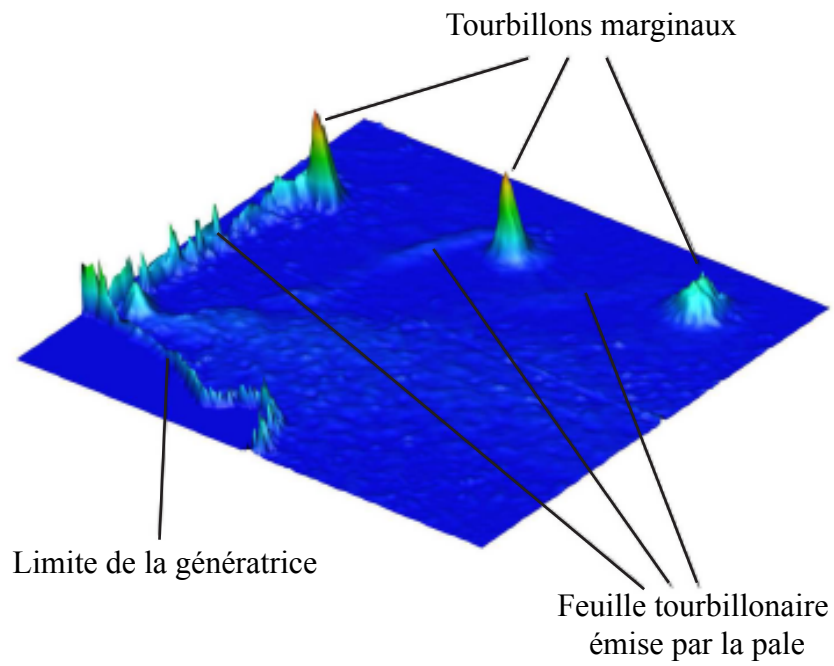


FIGURE 4.14: Vorticité instantanée dans la fenêtre h1

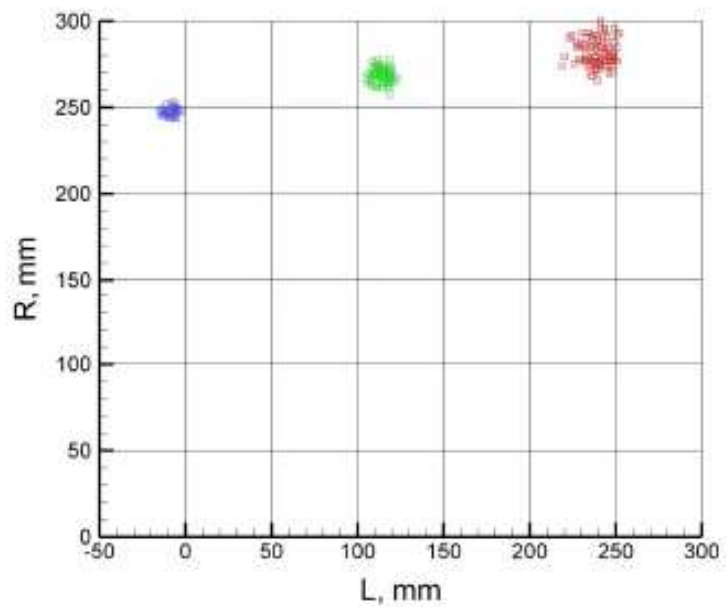


FIGURE 4.15: Position des centres de tourbillons dans la fenêtre h1

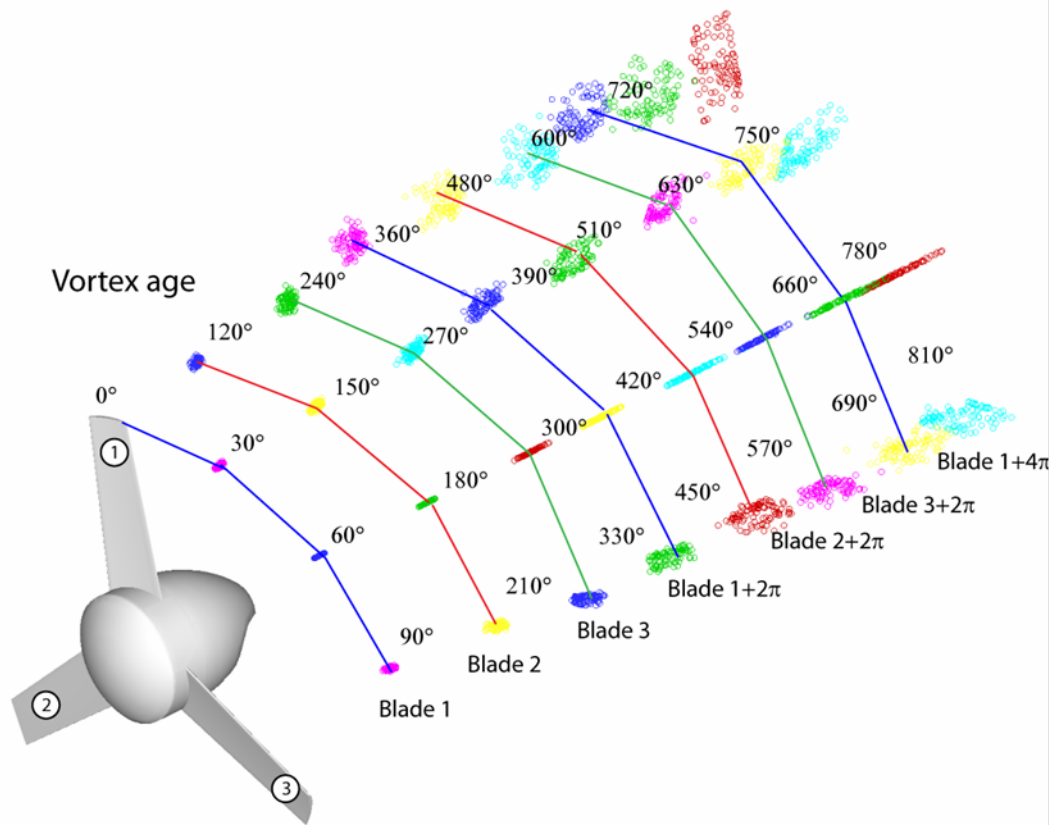


FIGURE 4.16: Évolution de la position des tourbillons en aval du rotor éolien

Ainsi, nous obtenons la circulation des tourbillons, i.e. leur intensité, voir figure 4.20.

#### 4.4.5 Profil de vitesse

Pour généraliser le profil de vitesse, la vitesse tangentielle moyenne est présentée de manière adimensionnelle. La vitesse tangentielle est divisée par la vitesse tangentielle maximale correspondante et les résultats présentés varient en fonction du rayon adimensionnel  $\bar{r} = r/r_c$ . Les profils de vitesse obtenus présentent une bonne similitude comme le montre la figure 4.21.

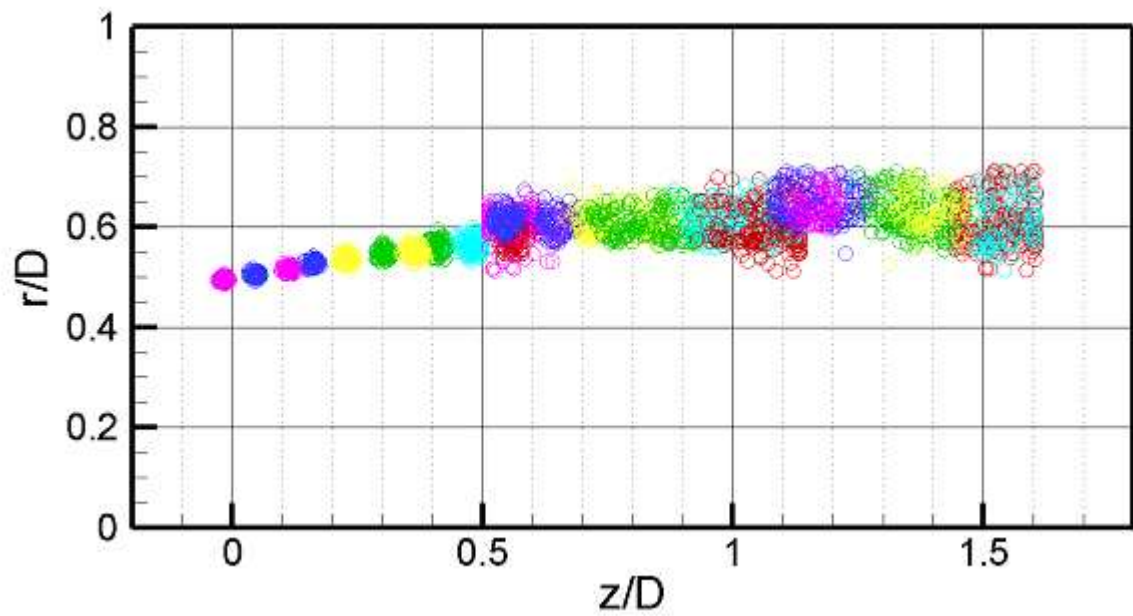


FIGURE 4.17: Dispersion de la position des centres des tourbillons en fonction de leur position axiale en aval du rotor

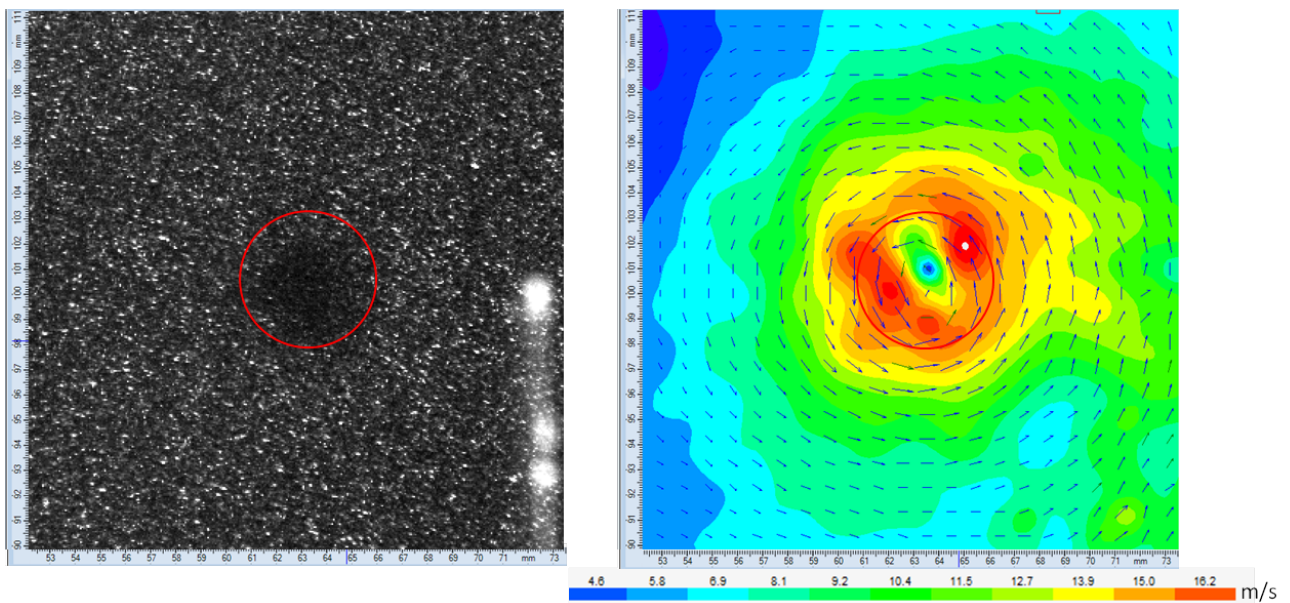


FIGURE 4.18: Tourbillon marginal dans le plan azimutal à  $5^\circ$

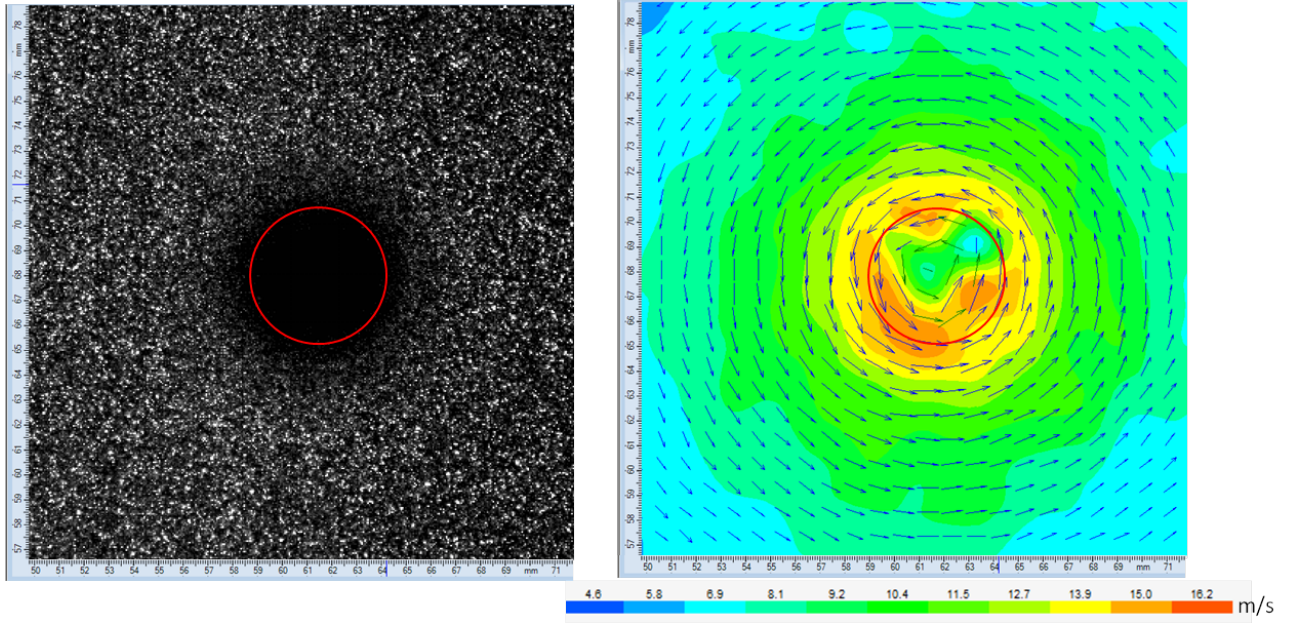


FIGURE 4.19: Tourbillon marginal dans le plan azimutal à 180°

#### 4.4.6 Coefficient de Vatistas

La valeur du coefficient  $\alpha$  de l'équation de Vatistas est calculée par une méthode des moindres carrés, en minimisant  $E$  :

$$E = \sum_{j=1}^N \left[ V(\bar{r}_j) - \bar{r} \left( \frac{\alpha + 1}{\alpha + \bar{r}^4} \right)^{\frac{\alpha+1}{4}} \right]^2$$

ou

$$\sum_{j=1}^N \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[ V(\bar{r}_j) - \bar{r} \left( \frac{\alpha + 1}{\alpha + \bar{r}^4} \right)^{\frac{\alpha+1}{4}} \right]^2 = 0$$

Les résultats sont montrés figure 4.22 où nous pouvons voir que  $\alpha$  varie peu en fonction de l'âge du sillage et reste autour de 0.65. Ainsi,  $\alpha$  est inférieur à la valeur trouvée par Vatistas ( $\alpha = 0.75$ ) pour les rotors d'hélicoptères.

#### 4.4.7 Évolution de la vitesse tangentielle maximale et de l'intensité en fonction de l'âge

Une autre caractéristique importante des tourbillons est la diminution de la circulation et du maximum de la vitesse tangentielle en fonction de l'âge du sillage. Ces résultats sont présentés figure 4.23 et 4.24

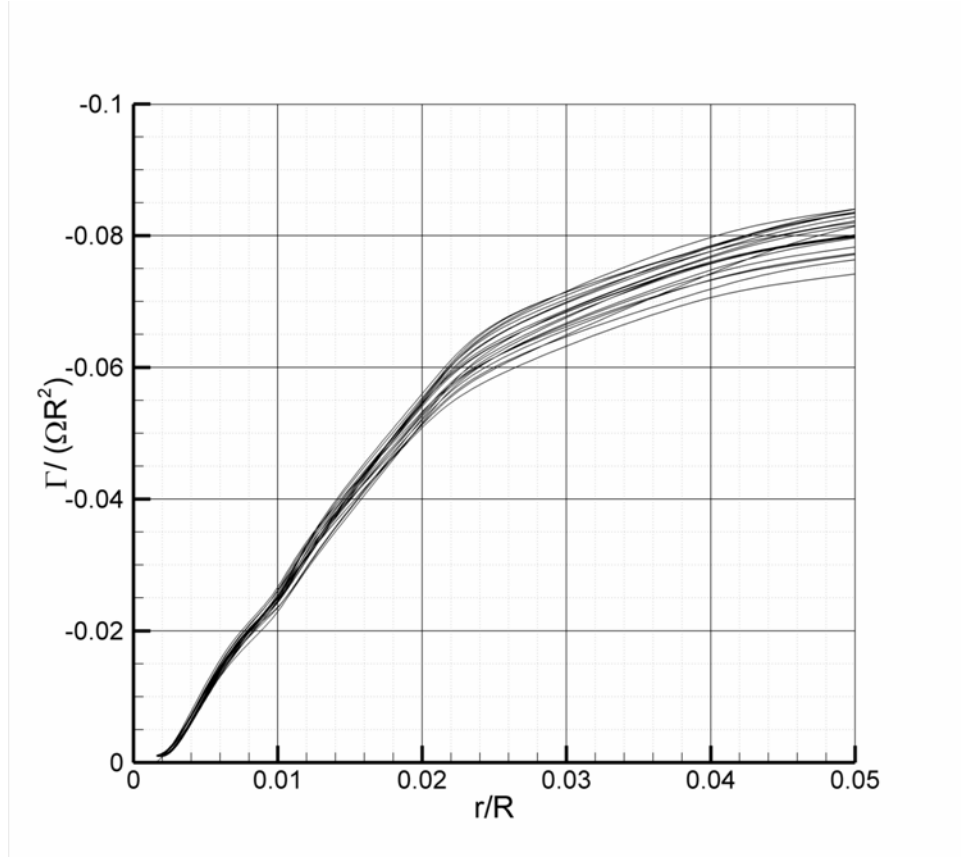


FIGURE 4.20: Circulation adimensionnelle des tourbillons en fonction de la distance radiale du centre tourbillonnaire

respectivement. La vitesse tangentielle est présentée de manière adimensionnelle en la divisant par la vitesse de bout de pale  $\Omega R$ , où  $\Omega$  est la vitesse angulaire et  $R$  le rayon du rotor. La circulation est aussi présentée de manière adimensionnelle en la divisant par  $\Omega R^2$ .

Il faut noter que pour deux tours, la vitesse maximale et la circulation diminuent de plus de 20% mais contrairement aux résultats présentés par Bhagwat et al. (2000) [14], le rayon des coeurs tourbillonnaires ne change pas en fonction de l'âge du sillage.

#### 4.4.8 Variations temporelles

Nous nous intéressons maintenant aux variations temporelles du profil de vitesse des tourbillons marginaux. Dans le plan de coupe de la figure 4.25, nous pouvons déduire le profil de vitesse, voir figure 4.26.

En étudiant ce profil de vitesse de manière temporelle, i.e. en comparant les 95 images PIV enregistrées

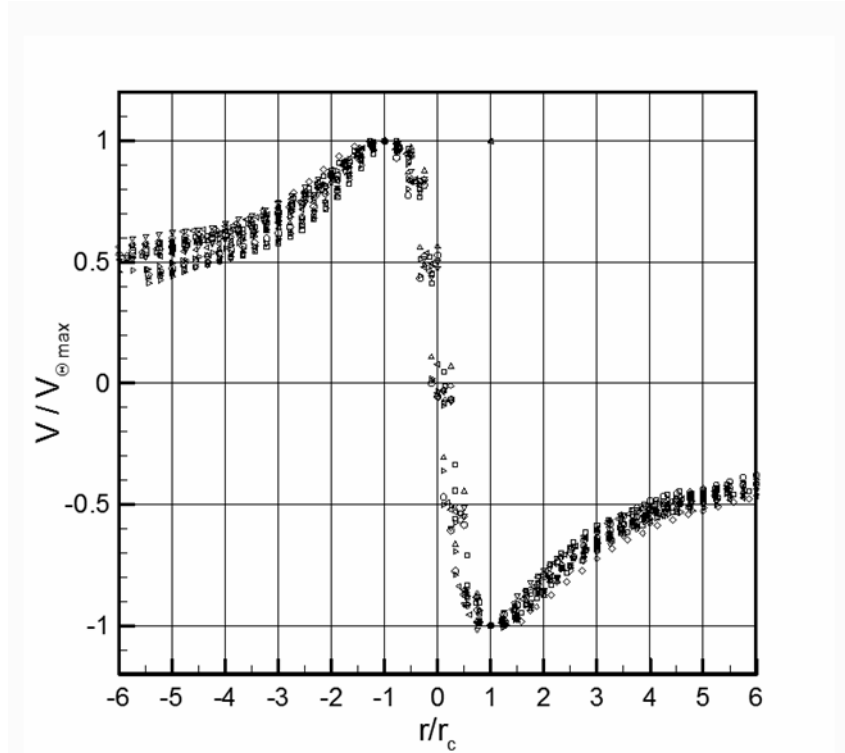


FIGURE 4.21: Profil de vitesse de tous les tourbillons

dans la fenêtre h1, nous obtenons l'évolution du profil de vitesse dans le temps ainsi que le profil moyen, figure 4.27.

Nous répétons l'exercice pour toutes les images enregistrées et pour tous les tourbillons marginaux. Nous obtenons ainsi l'évolution du profil de vitesse moyen de l'ensemble des tourbillons. Nous pouvons observer que la vitesse tangentielle maximale devient de plus en plus faible en aval du rotor, voir figure 4.28. Ceci est dû à la diffusion du tourbillon par la turbulence.

## 4.5 Courant de retour

L'analyse des vitesses dans le sillage du rotor montre que le moyeu est une source de perturbations et d'instationnarités aérodynamiques fortes. Ceci résulte de la forme encombrante du moyeu qui comporte la génératrice. Par ailleurs, le faible angle de calage ( $10^\circ$ ) au pied de la pale conduit à un grand angle d'incidence et, par conséquent, à des vitesses axiales induites élevées. Le résultat de ce ralentissement est visible sur la figure 4.29 où l'on note l'existence d'un courant de retour allant jusqu'à 50% du diamètre du rotor. Il faut noter que le champ de vitesse proche de la pale n'est pas exact. En effet, à cause des réflexions de la lumière laser sur les parois, les images prises à proximité sont souvent inexploitables.

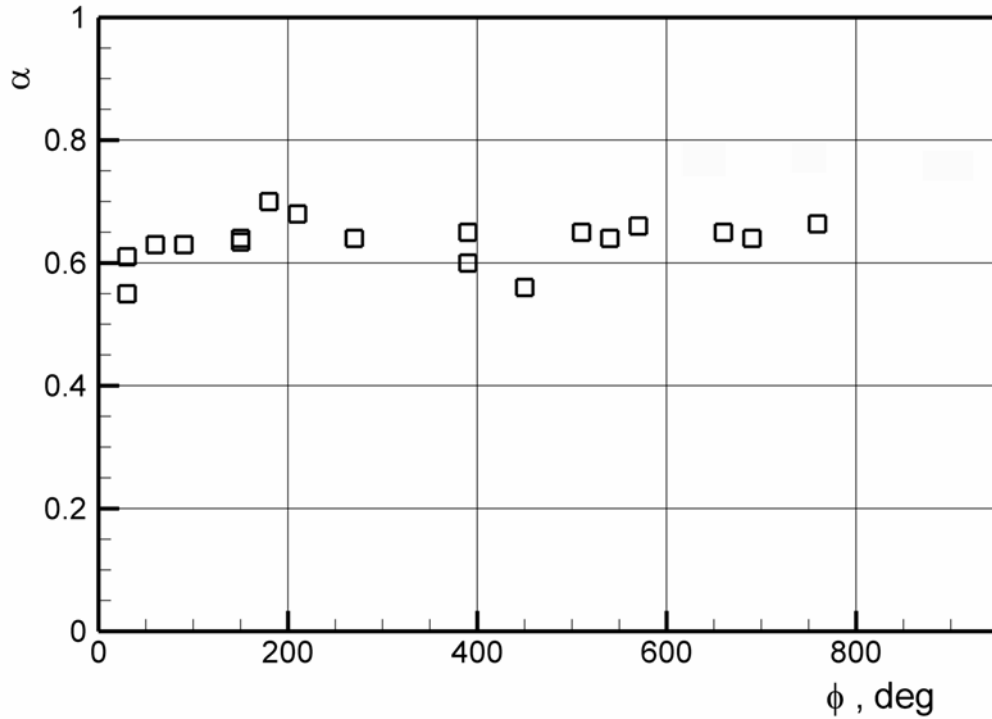


FIGURE 4.22: Coefficient de Vatis,  $\alpha$ , en fonction de l'âge

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré les différentes étapes du traitement des images PIV qui permettent d'obtenir un champ de vitesse valide et utilisable pour des calculs ultérieurs comme ceux de la circulation ou de la vorticité. Nous avons ensuite localisé les centres tourbillonnaires avec des méthodes différentes. La méthode basée sur le calcul de la circulation est considérée comme étant la plus fiable car elle ne nécessite pas le calcul de dérivée. En plus, elle permet d'obtenir l'intensité des tourbillons par la même occasion. Une fois localisés, nous avons calculé le profil de vitesse des tourbillons marginaux. Ce profil correspond au modèle des tourbillons turbulents proposé par Vatis en 2006. Aussi, nous observons que la position des centres tourbillonnaires est instationnaire mais reste proche de la ligne hélicoïdale du sillage. Enfin, nous notons la présence d'un important courant de retour en aval du moyen causé par la présence de la génératrice.

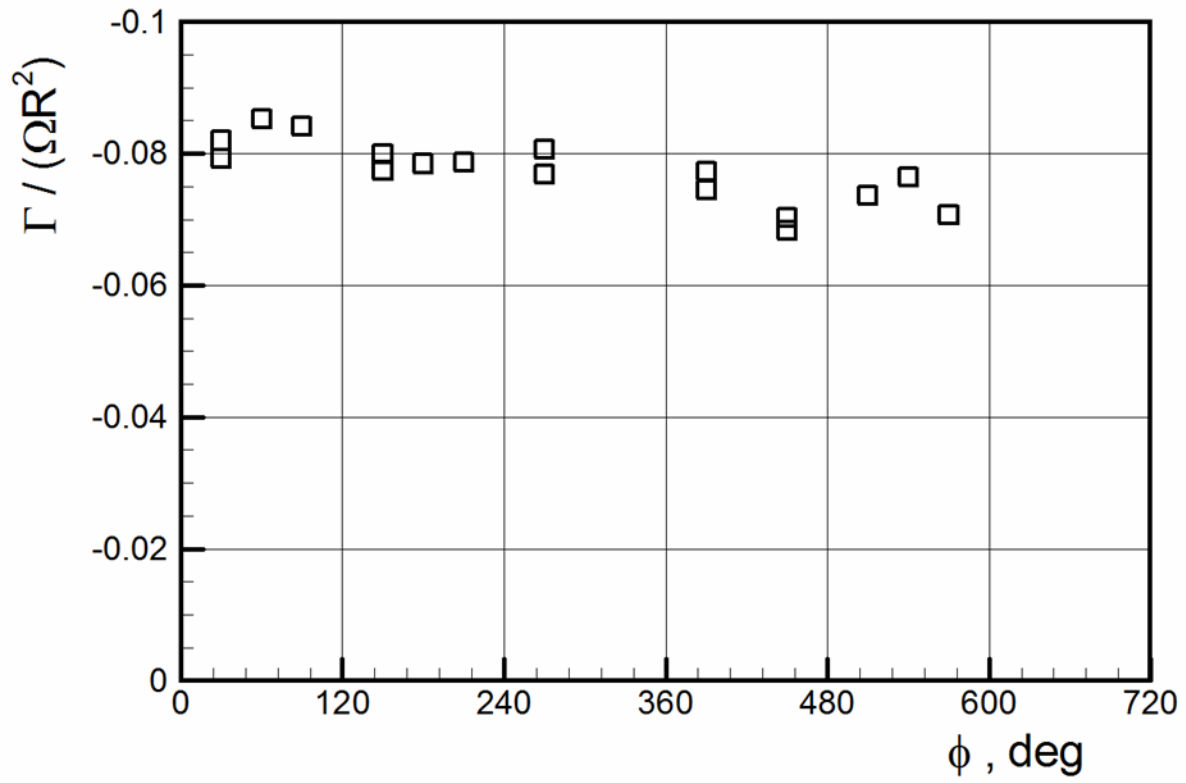


FIGURE 4.23: Circulation des tourbillons marginaux en fonction de l'âge



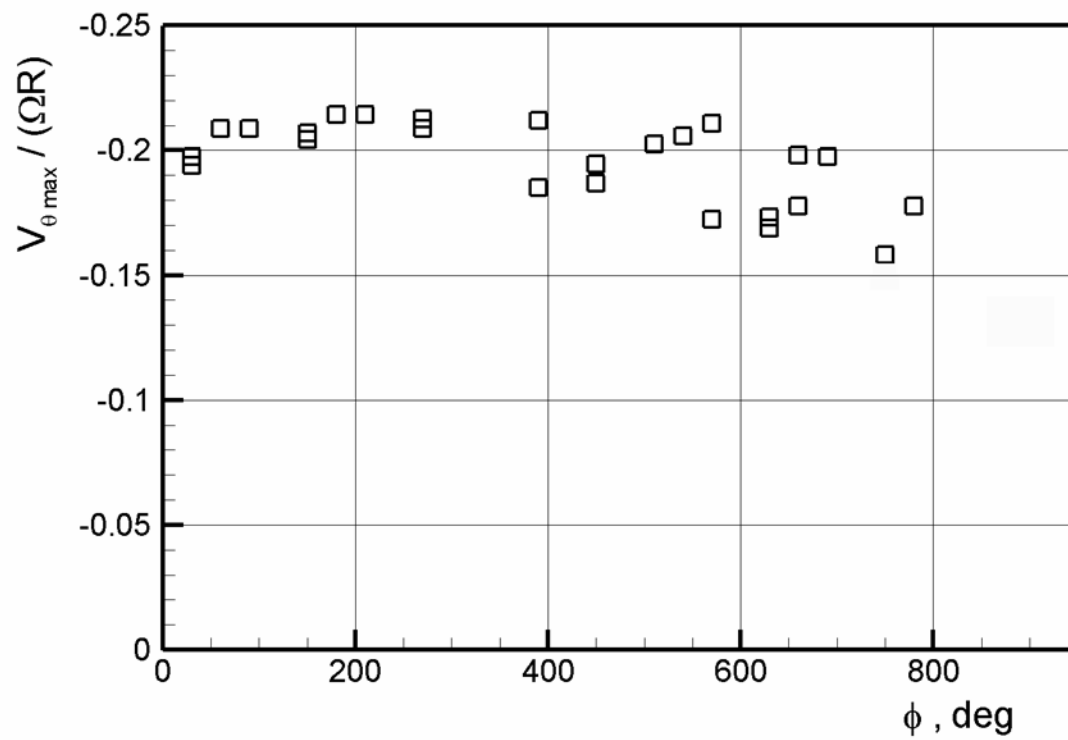


FIGURE 4.24: Vitesse tangentielle maximale des tourbillons en fonction de l'âge

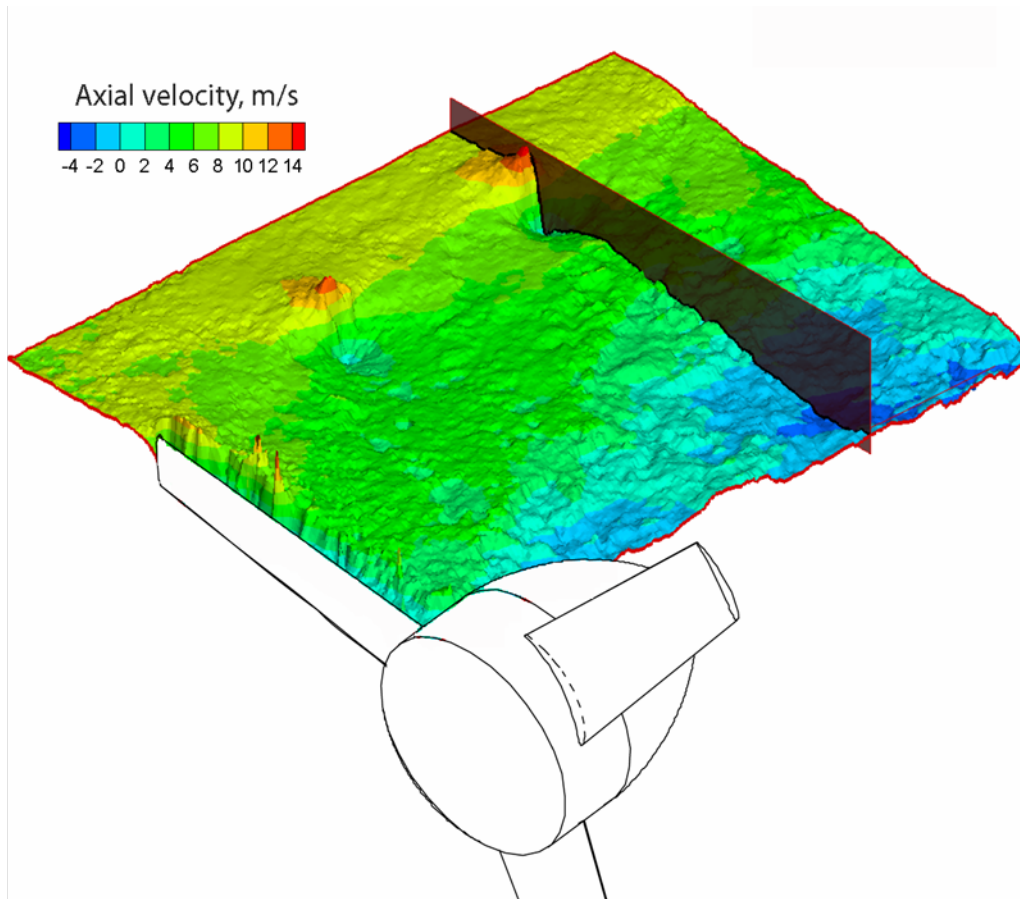


FIGURE 4.25: Plan de coupe d'un tourbillon marginal dans la fenêtre h1

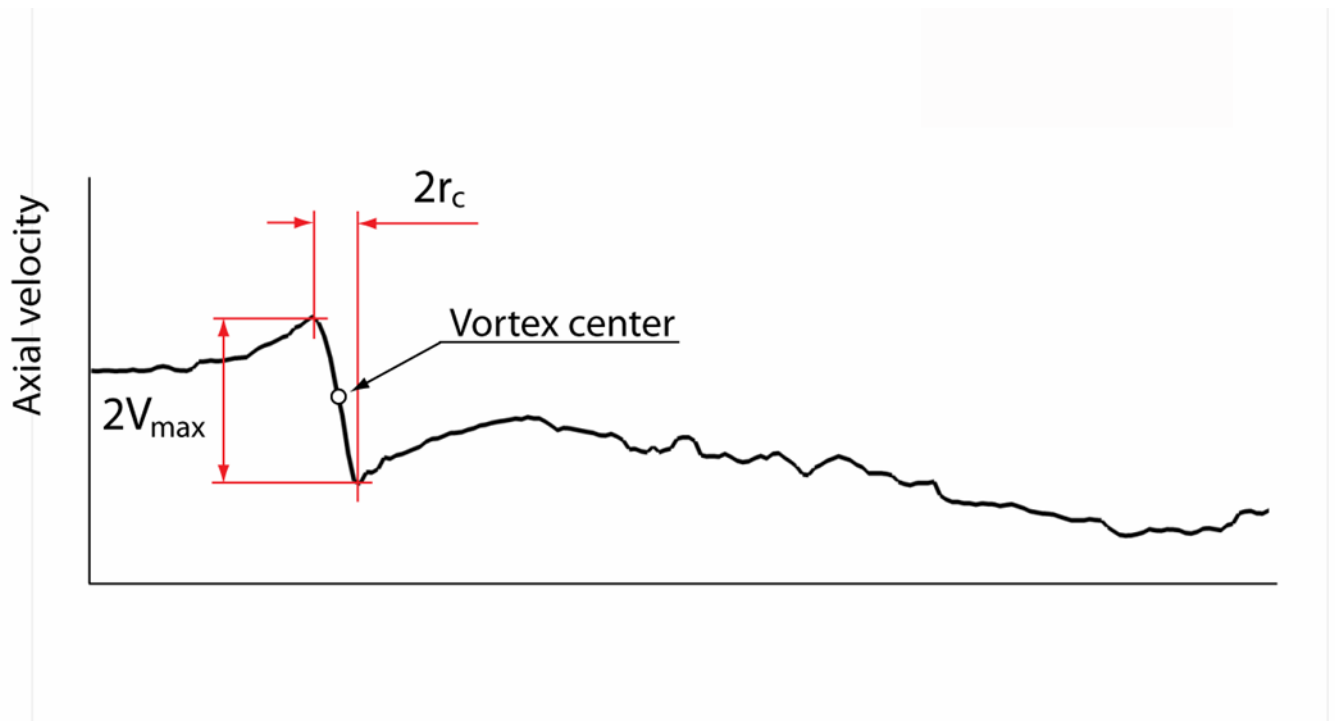


FIGURE 4.26: Profil de vitesse dans le plan de coupe

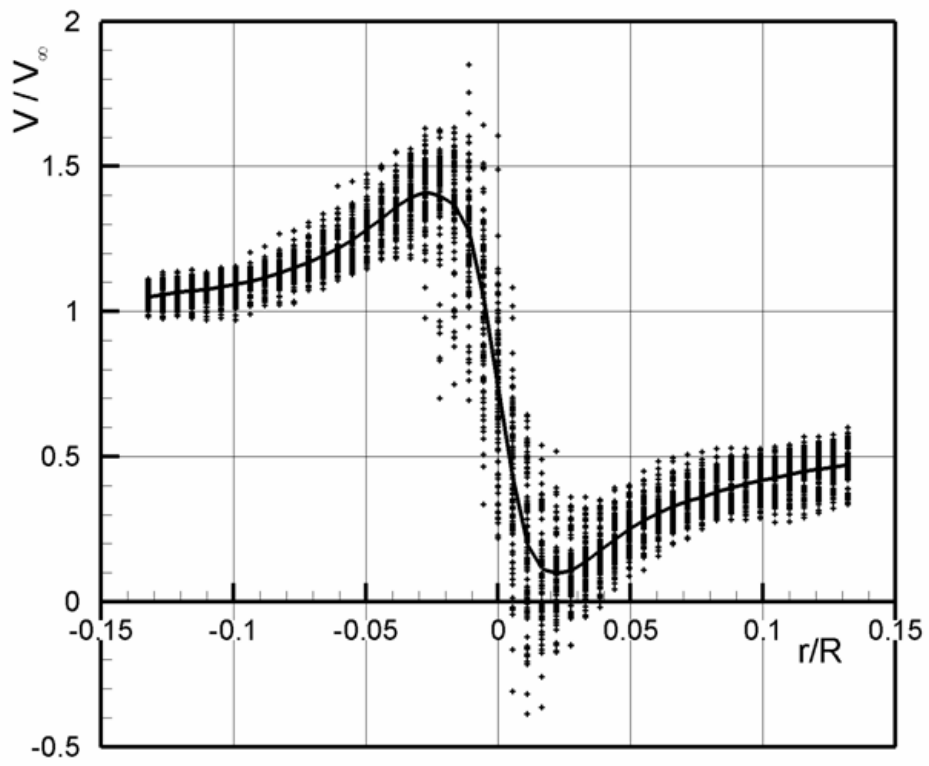


FIGURE 4.27: Évolution temporelle du profil de vitesse d'un vortex

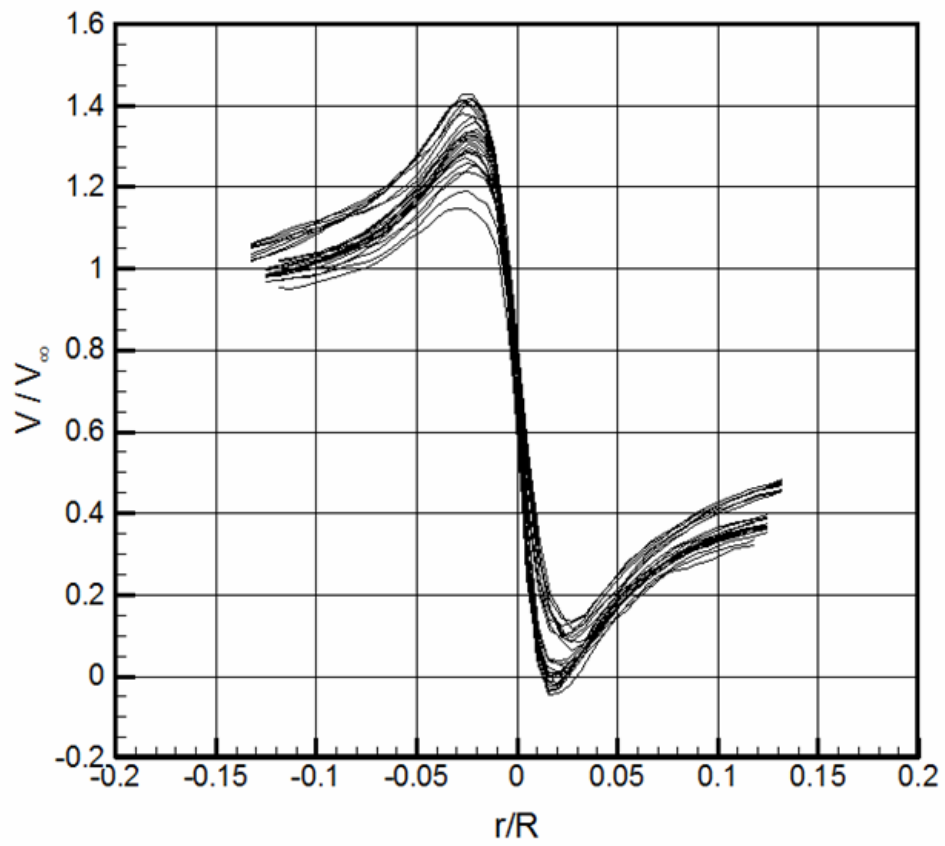


FIGURE 4.28: Profil de vitesse tangentielle moyenne pour tous les tourbillons

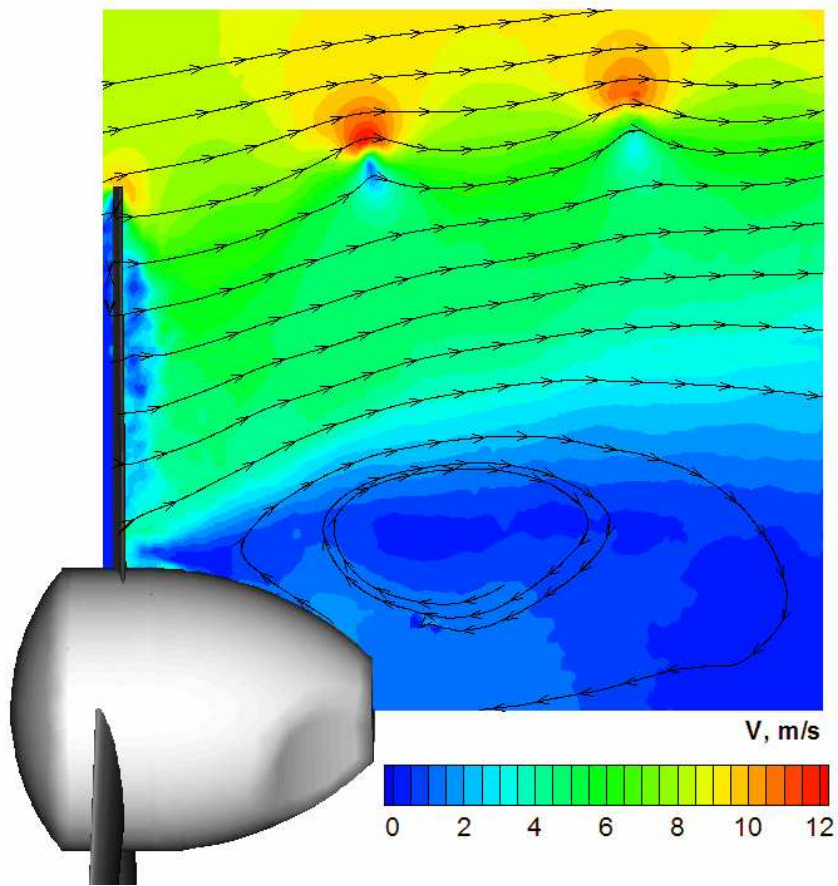


FIGURE 4.29: Lignes de courant montrant un courant de retour au niveau du moyeu

## Chapitre 5

# Méthodes numériques pour la modélisation du sillage

### 5.1 Introduction

Depuis l'existence des machines à rotor, la recherche s'est concentrée sur la compréhension et la prédiction du sillage. Ainsi, un grand nombre d'expériences en soufflerie a été mené afin de comprendre la physique du sillage et de caractériser ses composants turbulents. Avec le développement des ordinateurs au début des années soixante, les techniques de simulation numérique ont commencé à apparaître et elles se sont développées en fonction de l'évolution de la puissance de calcul des micro-processeurs.

Les premières techniques de simulation étaient basées sur des formulations potentielles et empiriques. Elles demeurent à la base de tous les codes efficaces utilisés pour la conception des fermes d'éoliennes. Ensuite, les techniques basées sur les équations RANS<sup>1</sup> pour capturer le sillage se sont développées. Mais la capture du sillage des rotors en utilisant les équations RANS est très coûteux en temps de calcul. En effet, la simulation numérique avec un solveur RANS est complexe à cause des structures tourbillonnaires attachées, de l'interaction du sillage avec le mât et de la flexibilité des pales.

Les méthodes actuelles peuvent capturer les effets du sillage proche mais sont limitées en ce qui concerne le sillage lointain, ces limitations étant attribuées aux formulations numériques et aux hypothèses de modélisation. Les limitations des méthodes actuelles présentent des obstacles pour la capture de phénomènes comme les bruits aérodynamiques et les interactions des structures tourbillonnaires avec les pales. Pourtant la compréhension de ces phénomènes est nécessaire pour la conception et la maintenance des parcs éoliens.

Les modèles hybrides, actuellement au stade de recherche, permettent de combiner plusieurs méthodes de simulation numérique afin d'obtenir des solutions acceptables. Pour le futur, les recherches se tournent

---

1. "Reynolds-Averaged Navier-Stokes"

vers des algorithmes avancés permettant de passer au niveau supérieur de complexité des calculs, comme les LES<sup>2</sup> par exemple.

Ce chapitre retrace l’historique de la résolution des équations de dynamique des fluides pour le sillage des rotors, à partir des simulations basées sur les équations potentielles jusqu’aux méthodes actuelles de couplage des codes CFD-CSD<sup>3</sup> et les alternatives futures aux méthodes RANS comme le transport et le confinement de la vorticité et les méthodes LES.

## 5.2 Modélisation du sillage par CFD

### 5.2.1 Bref historique

Le calcul CFD consiste à résoudre les équations différentielles de la mécanique des fluides, i.e. les équations de Navier-Stokes ou leur simplification, comme les équations d’Euler, potentielles, potentielles linéarisées et RANS, par des algorithmes et des méthodes numériques.

Les méthodes numériques de résolution des équations différentielles partielles se sont développées depuis Newton. Dès 1930, les transformations conformes<sup>4</sup> ont été utilisées pour résoudre les équations d’écoulement autour d’un cylindre.

En 1960, les premières méthodes de calcul 3-D, appelées alors méthodes de panneaux<sup>5</sup>, ont vu le jour. En 1970, la solution des équations potentielles a été réalisée. Dans les années 80, les simulations d’Euler et de Navier-Stokes se sont développées et les premières méthodes RANS pour les rotors ont vu le jour.

Durant les années 90, le premier couplage CFD-CSD avec RANS a été réalisé.

Pendant les années 2000, plusieurs techniques ont été mises en oeuvre comme le couplage CFD-CSD-CAA<sup>6</sup>, les techniques de turbulences avancées, les méthodes non-structurées et les modèles hybrides.

### 5.2.2 Méthodes CFD

Le couplage CFD-CSD capture de manière précise le comportement aéro-élastique du rotor et la physique associée, mais il requiert du temps de la part des experts en simulation pour la génération de la grille. En plus, avec les techniques existantes, le coût en temps de calcul de la capture du sillage avec une bonne résolution est prohibitif.

En effet, il faut 30 à 60 millions de cellules et jusqu’à 100 millions pour les géométries complexes avec des sillages proches. Pour éviter ces problèmes de taille de la grille, les méthodes couplées, l’adaptation

---

2. Large Eddy Simulations  
3. Computational Structural Dynamics  
4. Conformal mapping  
5. Panel methods  
6. Computational Aeroacoustics



et le raffinement de la grille, les algorithmes de degré supérieur, la modélisation de sources et la méthode des conditions aux limites superposées<sup>7</sup> sont utilisées.

Les méthodes couplées, comme les codes de haute fidélité CFD-CSD, permettent de capturer entièrement la physique du champ proche qui définit le développement du sillage. Les codes de faible fidélité propagent la vorticité dans le sillage sans les dissipations et les dispersions élevées existants dans les méthodes CFD. Le coût de calcul de ces méthodes est très faible en comparaison aux méthodes CFD classiques.

Mais ces méthodes ne sont pas toujours consistantes dans la méthodologie de résolution des équations, comme dans le cas de BVI<sup>8</sup>. Les méthodes de couplage et les conditions aux limites doivent donc être élaborées avec précaution.

Parmi les méthodes couplées les plus utilisées, nous pouvons citer la méthode du sillage libre<sup>9</sup>, le tressage tourbillonnaire<sup>10</sup>, les méthodes potentielles et le confinement et le transport de vorticité.

La simulation CFD couplée avec un sillage Lagrangien est la méthode la plus populaire, la plus mature et la plus rapide bien que sa précision soit réduite pour les scénarios non linéaires. Cependant, des modèles empiriques restent nécessaires pour modéliser la distorsion, la dissipation et la compressibilité des tourbillons marginaux. Les travaux récents se concentrent sur les méthodes de calcul parallèle et sur des méthodes de calcul plus rapide comme les méthodes multi-polaires rapides<sup>11</sup> afin de réduire le temps de simulation.

La méthode CFD avec transport de vorticité est basée sur les équations de Navier-Stokes. Les variables primitives permettent de capturer la vorticité dans le champ proche et la formulation de transport de vorticité permet de propager le sillage sans dissipation tout en éliminant l'hypothèse de non-viscosité.

Les efforts actuels, à travers plusieurs méthodes CFD comme les grilles structurées, non structurées et cartésiennes, portent sur l'amélioration de l'efficacité des codes et sur la conservation des conditions aux limites.

Les méthodes de raffinement et d'adaptation de la grille permettent de réduire considérablement le nombre de cellules dans les régions ne présentant pas d'intérêt et de repasser rapidement à un maillage cartésien. Ceci peut entraîner la modification des cellules à la surface rigide, ce qui nécessite des modifications et des interactions au niveau de la modélisation afin de maintenir la régularité de la surface. Ces méthodes requièrent, en général, l'identification d'un paramètre défini à priori par l'utilisateur afin de guider l'adaptation et le raffinement du maillage.

Les efforts de développement de ces méthodes sont actuellement menés par le NASA-Ames et l'ONERA.

Aussi, les méthodes de localisation des tourbillons<sup>12</sup> sont développées par Narducci et al., et l'adaptation non structur e est développée par l'équipe de développement FUN3D   la NASA.

---

7. Overset boundary conditions

8. Blade Vortex Interaction

9. Free wake

10. Vortex lattice

11. Fast multipole methods

12. Vortex tracking

Les schémas d'ordre supérieur permettent d'avoir des solutions plus précises avec des grilles plus grossières. Ainsi, les effets de dissipation peuvent être minimisés. Mais cette démarche requiert un temps de calcul plus élevé car les zones qui ne requièrent pas une résolution élevée sont impactées négativement par un temps de calcul élevé [105]. Ainsi, une augmentation de 18% du temps de calcul est observée en passant du schéma de second ordre à celui du troisième ordre sur les grilles cartésiennes. La plupart de ces méthodologies sont basées sur les méthodes des différences finies ou des volumes finis. D'autres méthodologies existent également comme les méthodes spectrales et celles de type Galerkin discontinu.

Les méthodes numériques avancées sont attractives car elles sont précises pour des ordres élevés. Mais beaucoup de ces méthodes avancées échouent car elles doivent aussi être capable de modéliser des limites géométriques complexes et de traiter les discontinuités comme les chocs par exemple.

La méthode du Galerkin discontinu à multi-résolution est basée sur une fonction de traitement numérique des images ( $p$ -adaptation). L'ordre  $p$  s'adapte en fonction des caractéristiques locales, peut s'ajuster pour les limites géométriques complexes, peut s'adapter au voisinage des parois sans avoir besoin de remaillage et est applicable pour les grilles structurées et non structurées. Il est développé en 2D et est actuellement en cours de développement en 3D [113].

### 5.2.3 Modélisation de sources

Les modèles de sources pour les rotors, notamment les hélices et les rotors éoliens, sont utilisées pendant les premiers stades de la conception car elles requièrent un faible temps de calcul. Les sources sont définies en utilisant la loi de conservation de la quantité de mouvement. Il existe des applications stationnaires et instationnaires avec des sources de ce type.

Le disque actif est un exemple de modélisation de source. Il permet de prédire correctement la pression moyenne mais le sillage calculé n'est pas représentatif du rotor. En fait, le disque actif agit comme une plaque circulaire.

Dans le modèle des pales actives, les pressions instationnaires et le sillage représentent mieux le comportement de l'écoulement à travers le rotor. Dans ce cas, les sources sont basées sur la théorie de l'élément de pale. Cette méthode est plus coûteuse en temps de calcul que la méthode du disque actif à cause de la simulation de la rotation des pales mais le sillage continue à rencontrer les problèmes usuels des méthodes CFD.

### 5.2.4 Grilles superposées

Les grilles superposées permettent de modéliser rapidement plusieurs cadres en mouvement. Les géométries complexes peuvent être divisées en plusieurs grilles. Mais quand les grilles se déplacent les unes par rapport aux autres, les données doivent être transférées d'une grille à une autre. Il en résulte une perte de conservation.

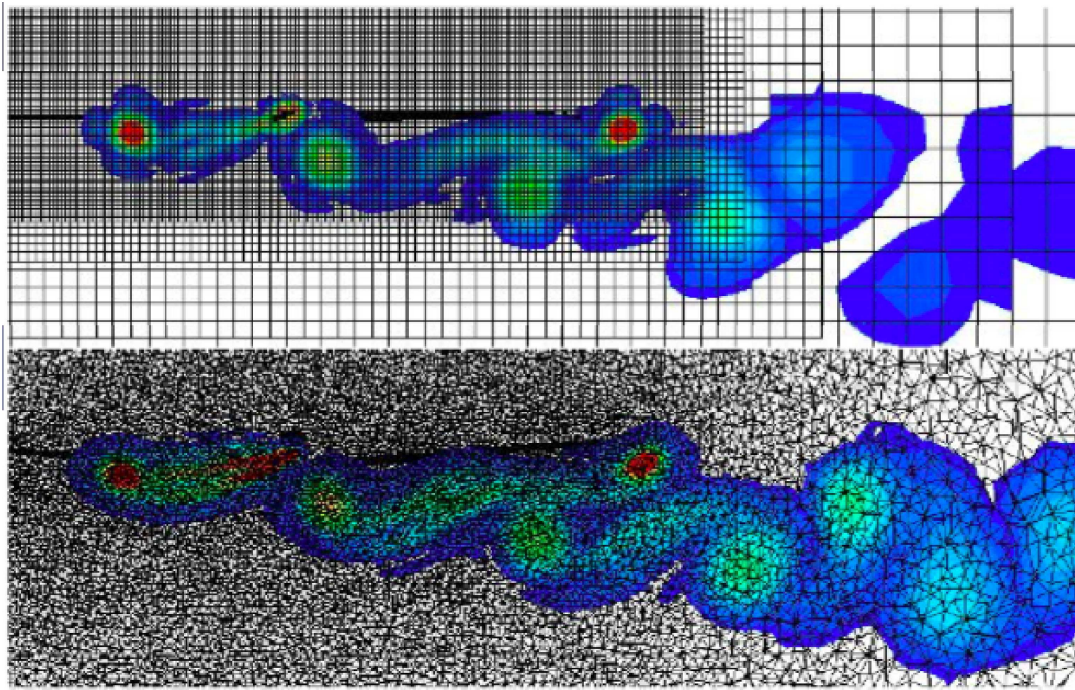


FIGURE 5.1: Méthode des grilles superposées : maillage structuré vs. non-structuré

Les codes de simulation basés sur les grilles structurées utilisent des blocs (bricks) pour faire la transition à la grille grossière. Quant aux codes de simulation basés sur les grilles non structurées, ils peuvent ajouter plus de mailles dans la région de superposition et dans le sillage.

La figure 5.1 illustre les pertes des caractéristiques importantes du sillage et de la conservation dues aux fuites dans les zones d'échanges entre les grilles.

Les grilles superposées avec adaptation et raffinement de maillage permettent de surmonter le problème de structuration de la grille. Cette méthode a été implémentée de manière réussie par Ruffin dans NASCART et par Wissink dans le projet Helios avec le code SAMARC.

## 5.3 Modélisation du sillage par éléments tourbillonnaires

### 5.3.1 Historique

L'utilisation de la modélisation discrète du sillage par éléments tourbillonnaires<sup>13</sup> avec une circulation non-uniforme pour les rotors a commencé dans les années 1960 avec l'arrivée des ordinateurs dans le monde académique et industriel.

---

<sup>13</sup>. Vortex Element Wake Modeling

Dès cette période, les ordinateurs ont été considérés comme essentiels pour calculer la puissance des rotors de manière fiable [29, 30, 66]. Les modèles basés sur les anneaux tourbillonnaires ou encore sur les enveloppes cylindriques existaient avant cette période [52, 24]. Mais depuis 1960, l'utilisation des modèles de sillage par éléments tourbillonnaires est devenue une routine.

Initialement, des modèles du tourbillon marginal unique avec une discrétisation spatiale et temporelle grossière ont été utilisés. Ces modèles avaient besoin d'une capacité de calcul supérieure à celle des ordinateurs de l'époque. Avec le développement des moyens de calcul, la recherche sur l'amélioration de la modélisation des sillages a progressé.

Au début, ces modèles ont été développés pour les rotors d'hélicoptères et les premiers modèles de sillage étaient empiriquement basés sur des géométries de sillage prescrit [67, 65]. Grâce à la croissance rapide de la puissance des ordinateurs, la modélisation du sillage et la compréhension de sa nature se sont grandement améliorées.

Aujourd'hui, des modèles du sillage entier différents du modèle du tourbillon marginal unique, avec des éléments tourbillonnaires et une distorsion de la forme géométrique du sillage, sont développés et sont utilisés couramment [17, 57, 8, 96, 98, 56].

L'utilisation des codes CFD couplés avec les codes de dynamique des structures (CSD) donnent de meilleurs résultats concernant le chargement des pales et du rotor par rapport aux codes utilisant une combinaison de modèles aérodynamiques, de modèles de sillage par éléments tourbillonnaires et de codes aéroélastiques. Les codes couplés CFD-CSD permettent d'obtenir le chargement de manière plus précise mais ne permettent pas encore d'obtenir une meilleure résolution du sillage.

Le développement des codes CFD et des modèles hybrides est actuellement entrepris de manière active dans toutes les institutions qui s'intéressent à ces problématiques. Les modèles hybrides permettent de capturer l'effet du sillage proche et utilisent des modèles de sillage pour modéliser l'effet du sillage lointain.

Bien que les méthodes CFD permettent désormais de capturer le sillage, nous avons encore besoin d'utiliser des modèles de sillage. En effet, la prédiction exacte du sillage et de son influence demeure encore un problème de calcul difficile. L'utilisation du calcul CFD pour capturer entièrement les structures tourbillonnaires du sillage n'est pas pratique pour le design conceptuel, même avec des solveurs à blocs structurés très efficaces, avec adaptation de la grille et utilisation d'un schéma numérique d'ordre supérieur pour réduire la diffusion numérique.

Dans le domaine des rotors, la modélisation du sillage est généralement basée sur l'utilisation des méthodes potentielles. Les modèles des éléments tourbillonnaires incompressibles sont basés uniquement sur la convection Lagrangienne. Ainsi, le calcul de l'influence des éléments tourbillonnaires et de leur convection est basé uniquement sur la loi de Biot-Savart [112].

D'autres méthodes combinant des procédures Euleriennes et Lagrangienne sont en cours de développement [70, 11].

La modélisation du sillage par éléments tourbillonnaires comporte deux aspects :

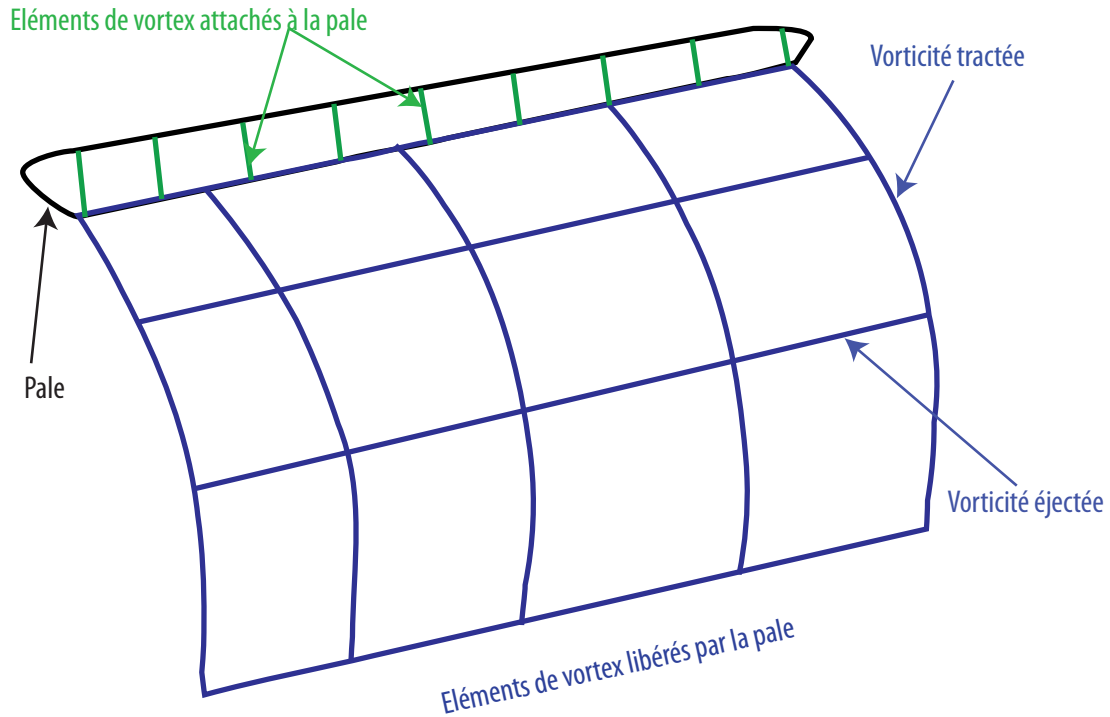


FIGURE 5.2: Modélisation du sillage par éléments tourbillonnaires

1. Le premier aspect consiste à obtenir une description précise de la distribution du chargement aérodynamique des pales et de la circulation attachée utilisée pour définir l'intensité du sillage. En d'autres termes, il s'agit de définir le modèle aérodynamique de la pale.
2. Le second aspect concerne la modélisation du sillage libéré par la pale, i.e. les vorticités tractée et éjectée.

La figure 5.2 illustre ces deux aspects.

Il existe plusieurs modèles basés sur les éléments tourbillonnaires et, généralement, ces modèles sont utilisés dans des méthodes basées sur le tressage<sup>14</sup>. Les méthodes basées sur le tressage représentent la vorticité tractée et la vorticité éjectée sous forme d'éléments discrets dont l'intensité est respectivement égale à la circulation tractée et à la circulation éjectée [18]. Le terme "tressage" vient de la distribution régulière des nodes décrivant la surface du sillage.

<sup>14</sup>. Lattice-based methods

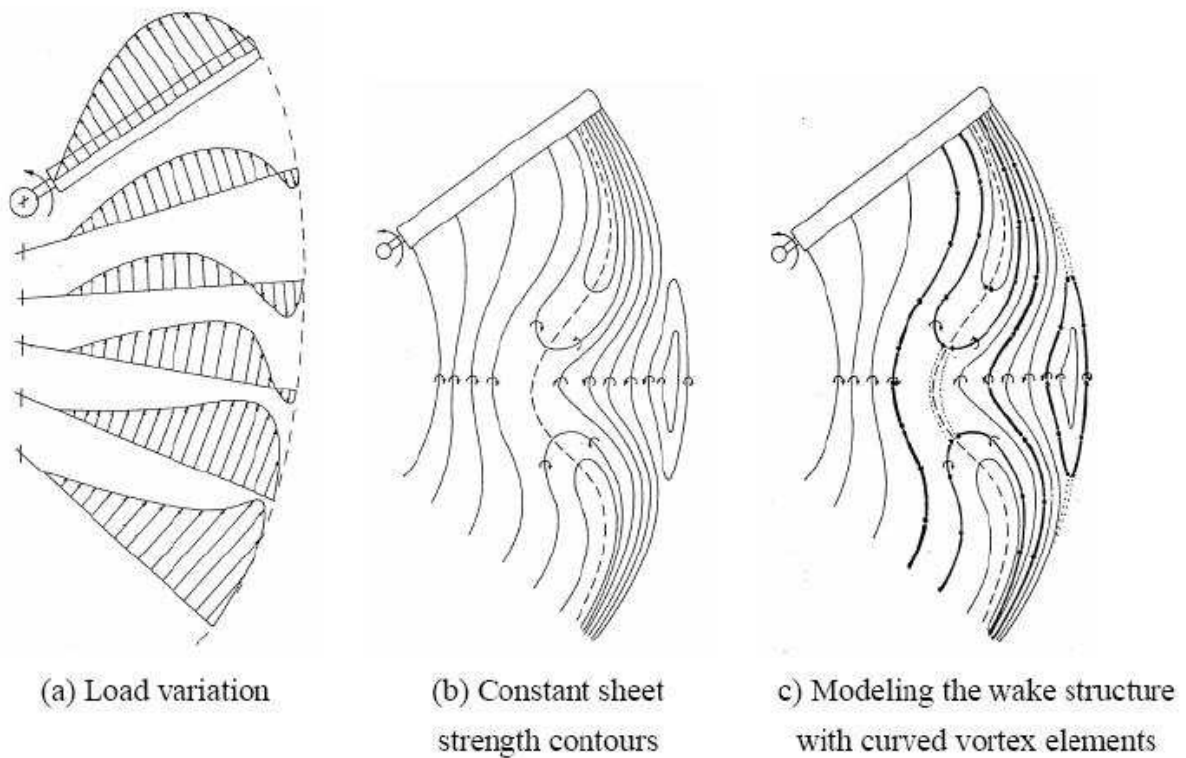


FIGURE 5.3: Méthode des contours constants de vorticité [96]

Cependant, d'autres méthodes proches du tressage existent, comme la méthode tourbillonnaire du contour de vorticité constante[96], où les nodes ne sont pas réguliers et sont rangés en fonction de la distribution de la vorticité dans le sillage comme le montre la figure 5.3.

Le point tourbillonnaire est une autre forme d'éléments de vortex discrets, appelée aussi particule de vortex dans son application aux rotors [89],[122],[6],[7].

Aujourd'hui, la majorité des modèles de sillage utilisent des segments tourbillonnaires. Ces segments peuvent être modélisés par des lignes droites ou par des segments curvilignes avec une circulation constante ou variable. La figure 5.4 montre les différents éléments tourbillonnaires et leur ordre approximatif de complexité de calcul.

Le sillage du rotor est composé de cette vorticité qui est contenue en général dans une nappe tourbillonnaire et dans des tourbillons marginaux forts. Ces derniers sont émis par le bout et le pied de pale. Chaque pale émet ainsi plusieurs tourbillons marginaux.

La figure 5.5 montre un exemple d'un sillage simple en tressage constitué de tourbillons marginaux de bout et de pied de pale et d'une nappe tourbillonnaire. Cette nappe est représentée comme une collection

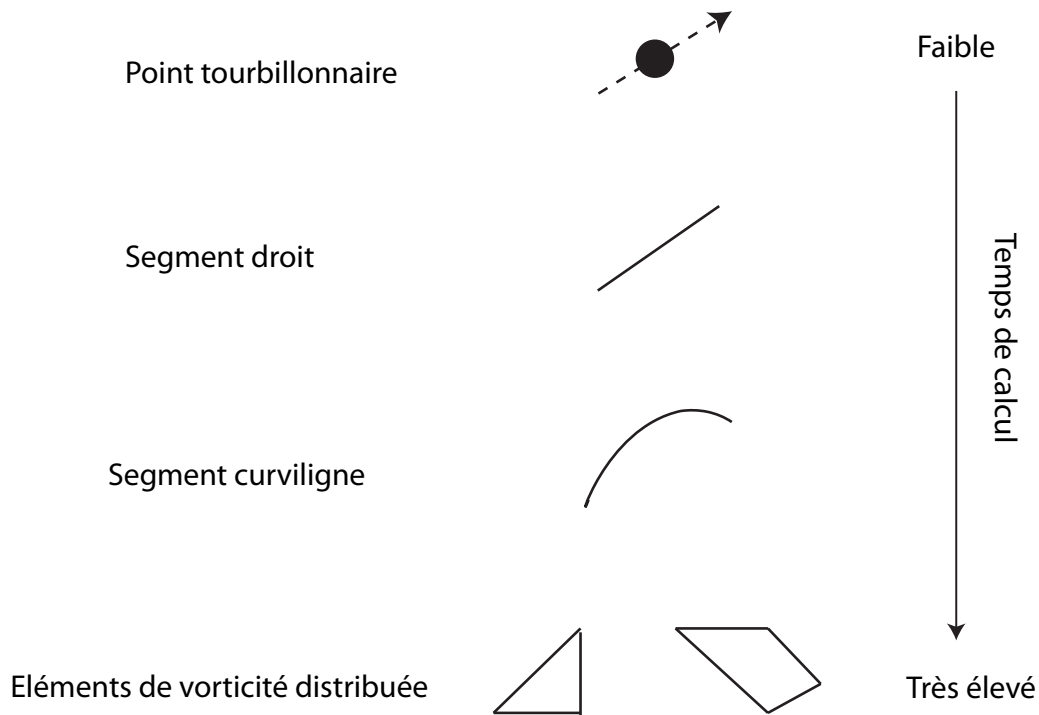


FIGURE 5.4: Les différents types des éléments tourbillonnaires

de linges tourbillonnaires avec des éléments de vorticité tractée, tandis que la figure 5.6 inclus en plus les éléments de vorticité éjectée.

La modélisation des tourbillons par la loi de Biot-Savart implique des singularités dans les noyaux tourbillonnaires. Les nappes tourbillonnaires auront également des singularités sauf dans le cas d'une modélisation avec des éléments distribués de vorticité. Ceci veut dire que quand les méthodes des éléments tourbillonnaires sont utilisées, le traitement des coeurs tourbillonnaires pour représenter des comportements physiques ou pour des raisons numériques devient un aspect significatif de la méthodologie.

Puisque la convection du sillage du rotor est généralement un problème d'écoulement instationnaire, l'intégration temporelle généralement utilisée pour la convection du sillage a fait l'objet d'un intérêt particulier dans le passé. L'utilisation des modèles de croissance des coeurs tourbillonnaires introduit des amortissements dans le processus à cause de la diffusion numérique et atténue le problème de la stabilité dans le sillage lointain. D'autres problèmes comme l'extension du coeur tourbillonnaire, son flux axial intérieur, sa taille initiale et la modélisation de sa croissance pour la dissipation et la diffusion, l'effet de l'impact de la pale avec le coeur tourbillonnaire et enfin les discrétisations temporelle et spatiale numériques affectent le modèle du sillage.

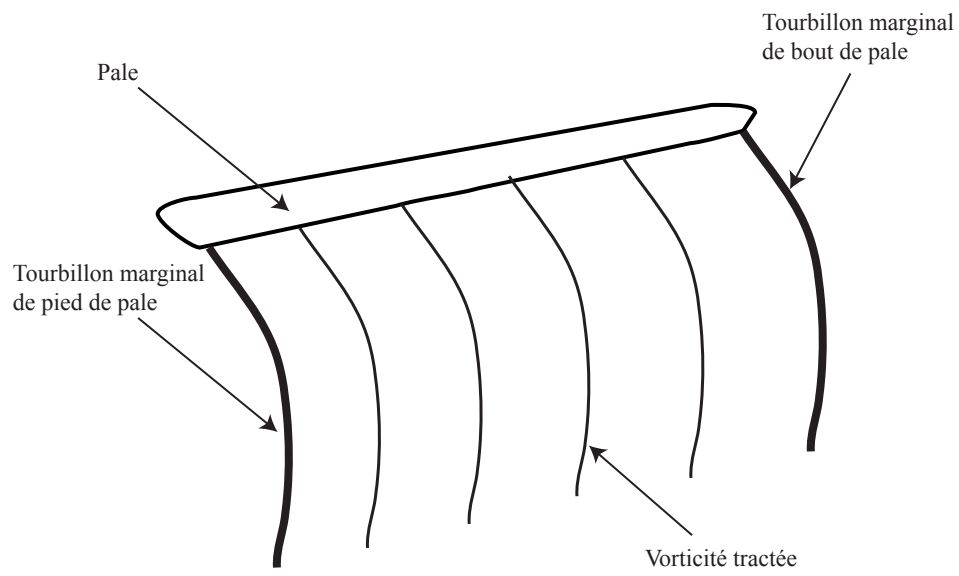


FIGURE 5.5: Vorticité tractée

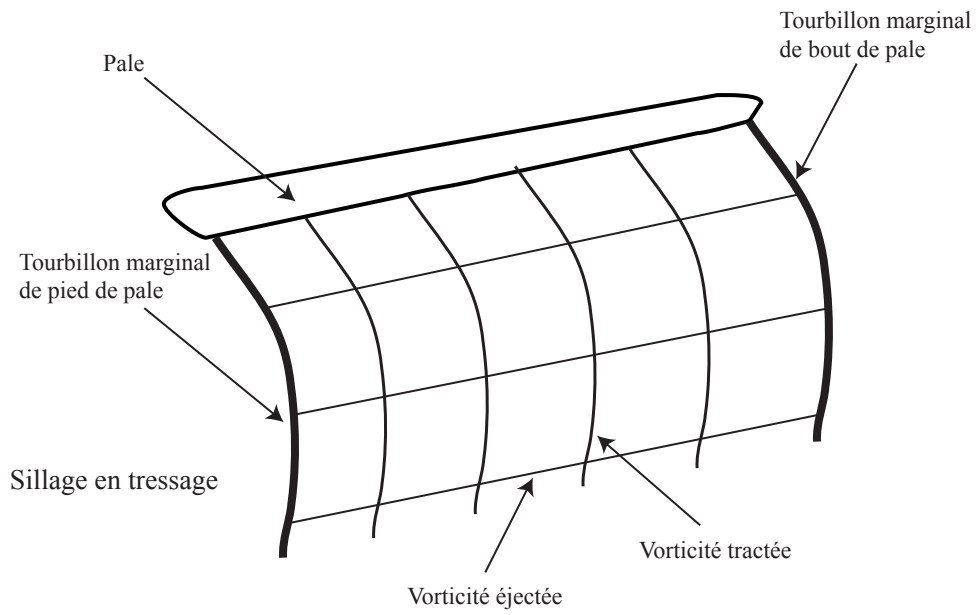


FIGURE 5.6: Vorticité tractée et éjectée



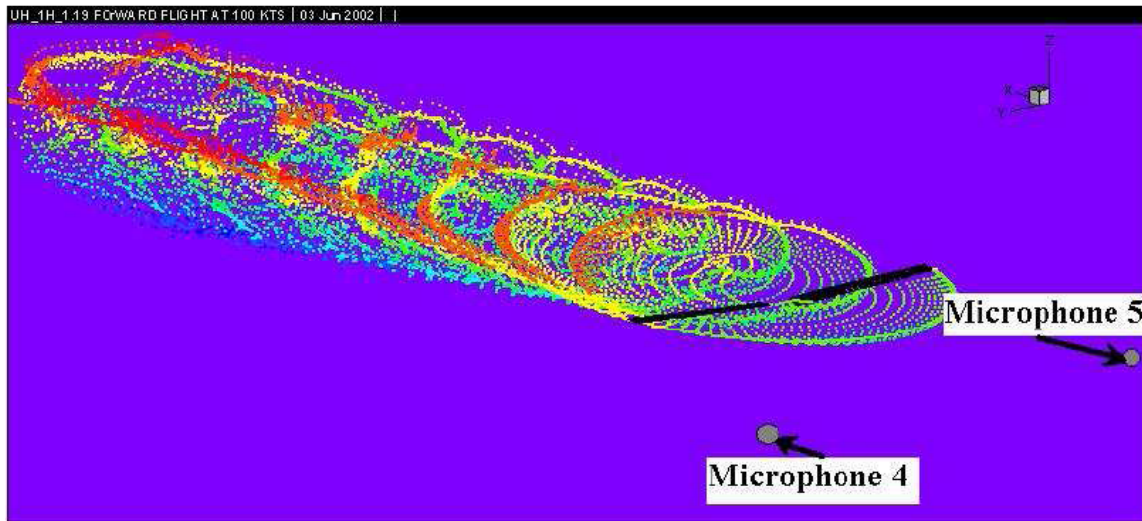


FIGURE 5.7: Modèle de sillage par particules tourbillonnaires d'un rotor UH-1H [89]

Comme décrit dans ce bref historique, il y a plusieurs aspects dans la modélisation du sillage qui doivent être considérés pour obtenir un modèle robuste et précis. Aujourd'hui la plupart des codes existants ne sont pas parfaits et certains d'entre eux ne sont plus utilisés à cause de leur limitation. Les développements actuels dans ce domaine se concentrent sur les modèles hybrides qui permettent de coupler les codes CFD avec les modèles de sillage basés sur les éléments tourbillonnaires.

### 5.3.2 Point vs. ligne

Les points tourbillonnaires sont souvent utilisés comme une approximation simple, pour le sillage lointain, des segments tourbillonnaires droits ou curvilignes car la complexité de calcul est moindre pour les points que pour les segments droits ou curvilignes.

La figure 5.7 montre un rotor UH-1H dont le sillage est modélisé comme un assemblage de points tourbillonnaires pour la prédiction du bruit [89].

L'avantage d'un modèle par segments tourbillonnaires par rapport à la méthode des points tourbillonnaires est que la distribution est régulière; la connectivité des éléments est bien définie, ce qui permet facilement d'associer des éléments particuliers avec les différentes caractéristiques physiques de la structure du sillage, à savoir les tourbillons marginaux de bout et de pied de pale et la nappe tourbillonnaire.

Cependant, cette régularité rend difficile le traitement de certains phénomènes comme la fusion de plusieurs tourbillons tout en gardant la régularité du rangement (ordering) dans les méthodes basées sur le tressage. Puisque les méthodes des points tourbillonnaires ne requièrent pas de rangement spécifique, elles peuvent traiter l'amalgamation des éléments tourbillonnaires de manière plus facile qu'avec les méthodes de tressage. Cependant, bien que les modèles des points tourbillonnaires demandent une puissance de

calcul moindre pour le calcul de la vitesse induite, il y a un coût de calcul supplémentaire par élément pour calculer le champ des contraintes qui s'appliquent sur elles pour les faire tourner et les étendre.

En plus, plusieurs éléments sont nécessaires pour l'approximation d'une ligne tourbillonnaire quand le point considéré est proche des éléments représentant le tourbillon marginal. En général, les méthodes des points tourbillonnaires n'ont pas été utilisées de manière intensive dans le domaine des rotors. Cependant, nous pouvons constater un nouvel intérêt pour cette méthode depuis quelques années [89, 122, 6, 7].

### 5.3.3 Modélisation des coeurs tourbillonnaires

Comme noté précédemment, le sillage peut être modélisé par des nappes tourbillonnaires et des tourbillons marginaux. La nature singulière de ces éléments doit être prise en compte dans la modélisation du sillage par des éléments tourbillonnaires, même dans le cas des points tourbillonnaires, afin de capturer les phénomènes physiques et de minimiser les problèmes numériques.

La modélisation du tourbillon marginal est relativement facile car les éléments segmentés de la ligne tourbillonnaire avec un modèle de coeur tourbillonnaire présentent une bonne analogie mathématique avec l'observation physique des tourbillons marginaux. Des mesures expérimentales du diamètre du coeur des tourbillons marginaux, essentiellement sur des rotors modèles, nous permettent de comprendre l'évolution du rayon des coeurs tourbillonnaires et leur comportement avec l'âge du sillage. En 2002, Bhagwat a présenté un résumé des modèles des coeurs tourbillonnaires les plus populaires et l'impact de la modélisation de ces coeurs sur les rotors [13].

Le tourbillon de pied de pale est une autre région où l'approche de modélisation n'est encore bien définie. Très peu de visualisations des tourbillons de pied de pale de rotor existent pour aider à la compréhension de ce problème de modélisation. Ceci est dû au fait que les tourbillons de pied de pale sont souvent diffusés par le moyeu. Cette région peut donc être modélisée par un tourbillon diffus.

La nappe tourbillonnaire modélisée par des éléments de lignes tourbillonnaires a un fort comportement singulier proche des tourbillons marginaux. Ce comportement n'est pas physique. En fait, c'est un artefact de la modélisation de la nappe avec des éléments discrets. Une manière de traiter ce comportement singulier de ces éléments, quand il s'agit de segments tourbillonnaires, est d'utiliser un large coeur dont la taille est liée à la distance de discrétisation entre les éléments. Les modèles ont montré que l'introduction d'un coeur de cette taille réduit la singularité quand elle est proche de l'élément, c'est-à-dire quand elle est proche avec une distance inférieure à la distance de discrétisation. Cependant, le modèle ne donne pas le comportement correct du flux tangentiel proche de l'élément.

### 5.3.4 Éléments de vorticit e distribuée

L'utilisation des éléments de vorticit e distribuée, appelée aussi méthode de panels, peut réduire la nature de la singularité et apporter une meilleure approximation du champ du flux local proche de la nappe

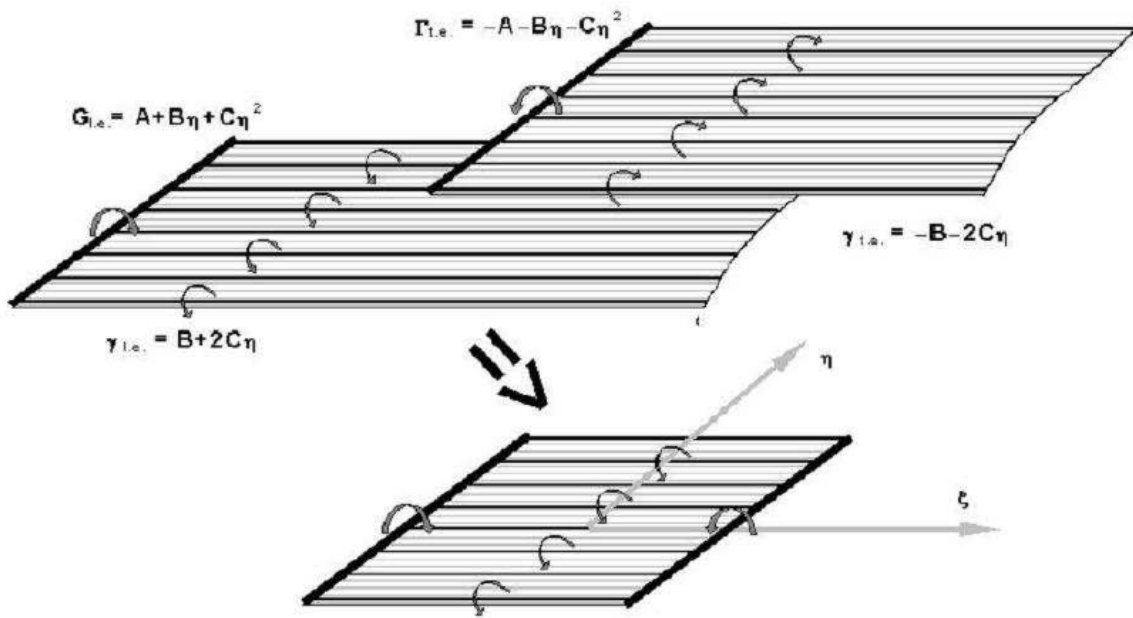


FIGURE 5.8: Construction des éléments de vorticité distribuée [18]

tourbillonnaire. Cependant, le coût de calcul est beaucoup plus élevé que celui des modèles de ligne tourbillonnaire.

En plus, le traitement particulier des singularités d'ordre plus faible sur le bord des panels reste requis dans la mise en oeuvre de cette méthode. Les erreurs associées à ce traitement sont, de loin, plus faibles que celles des modèles des points ou des segments tourbillonnaires utilisés pour la modélisation d'une nappe tourbillonnaire.

Certains travaux récents utilisant des panels quadrilatéraux construits à partir de nappes tourbillonnaires semi-infinies mais d'envergures finies avec une vorticité variant linéairement, montrés figure 5.8, ont été appliqués à l'aile fixe et au rotor pour simuler l'enroulement du sillage [18]. Bien qu'un traitement spécial reste encore requis pour traiter les singularités numériques d'ordre faible, cette méthode est beaucoup moins sensible au problème de singularité que le modèle des segments tourbillonnaires.

Mais les éléments quadrilatéraux simples ne représentent pas rigoureusement une surface enroulée comme le sillage du rotor. Ceci augmente la difficulté de la mise en oeuvre pratique de cette méthode car, en plus, les solutions analytiques exactes à forme fermée avec des distributions de vorticité non constantes sont inconnues. Des schémas efficaces d'intégration de quadrature hiérarchique de l'intégrale de Biot-Savart peuvent être une façon de traiter ce problème, où les vitesses induites pour les points proches de l'élément sont obtenues par l'intégration numérique sur la surface de l'élément avec une résolution de discrétisation fine et avec des modèles plus simples quand le point d'évaluation est lointain.

### 5.3.5 Discrétisation du sillage

La discrétisation spatiale et temporelle du sillage est importante. Les études menées sur les rotors pour la prédiction de la structure du tourbillon marginal ont montré que la discrétisation doit être de  $5^\circ$  au plus nominalement, avec des éléments tourbillonnaires droits [46]. D'autres méthodes basées sur l'interpolation ont été développées pour améliorer la vitesse de calcul pour la prédiction du sillage en haute résolution.

Pour les modèles de sillage, la discrétisation radiale peut avoir un effet important sur la solution [10]. Ceci est dû au fait que l'intensité du tourbillon marginal est directement liée à la circulation le long de la pale, donc de la discrétisation suivant l'envergure, sauf si un traitement spécial est utilisé pour définir son intensité. Ceci complique le processus de modélisation du tourbillon physique réel, qui consiste en l'entraînement de la vortacité du bout de pale vers le tourbillon réel.

Cet entraînement de vortacité, supposé comme étant égal à la vortacité émise à partir de la position du maximum de la circulation attachée jusqu'au bout de pale, n'est pas bien modélisé avec certaines méthodes de tressage. Les modèles d'enroulement qui forcent la coalescence des structures tourbillonnaires discrètes émises en un seul tourbillon marginal peuvent être employées pour traiter ce problème. Ces modèles réduisent le temps de calcul en réduisant le nombre d'éléments discrets dans le sillage. Cependant, tous les modèles souffrent de l'adéquation des règles utilisées pour les définir.

Certains travaux numériques sur les rotors ont été réalisés avec des modèles simples pour définir la fraction de la vortacité attachée qui s'enroule dans le tourbillon marginal [54]. La figure 5.9 montre la croissance prédite de la circulation du tourbillon marginal qui apparaît comme approchant seulement 80 % de la valeur maximale de la circulation attachée pour un rotor simple. Ces résultats sont corroborés avec des mesures expérimentales menées par Bhagwat en 2000 [15]. Cependant il n'est pas clair comment ces résultats particuliers peuvent être applicables aux rotors complexes.

### 5.3.6 Couplage aérodynamique

Les modèles de sillage qui découplent la discrétisation radiale du sillage de la discrétisation radiale du modèle de chargement aérodynamique et qui sont basés sur des méthodes potentielles comme la ligne portante de Prandtl ou la surface portante de Weissinger donnent les résultats les plus robustes et plus consistants. Ceci est lié au problème discuté dans la section précédente. Quand la discrétisation radiale du sillage tressé et du modèle aérodynamique est la même, alors la puissance du tourbillon marginal devient plus faible qu'en réalité sauf si un traitement spécial est utilisé.

La plupart des meilleurs analystes des sillages dissocient la discrétisation du sillage de la discrétisation aérodynamique. En fait, le transfert du gradient de la circulation attachée vers le sillage tressé est un processus de modélisation qui doit être traité avec soins. Comme noté auparavant, le coût de calcul par pas de temps des modèles basés sur les éléments tourbillonnaires est proportionnel au nombre d'éléments au carré ( $n^2$ ). Pour les applications courantes, ce coût peut rapidement devenir grand de manière inacceptable.

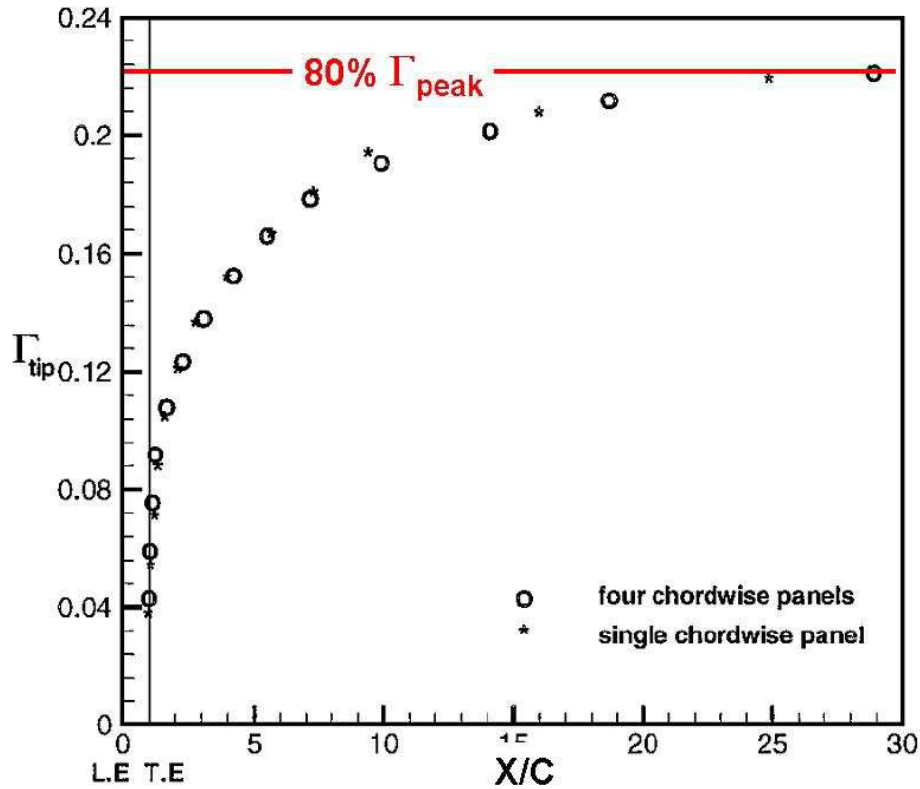


FIGURE 5.9: Prédiction de l'évolution de la circulation du tourbillon marginal d'un rotor d'hélicoptère en voltige [27]

Des méthodes pour réduire le temps de calcul peuvent être employées [10]. Puisque le calcul de l'influence de chaque élément est complètement indépendant des autres éléments, les méthodes de calcul parallèle peuvent être utilisées pour réduire de manière significative le temps de calcul.

Les schémas qui opèrent sur un sous-ensemble d'éléments et qui ensuite interpolent les résultats à d'autres éléments peuvent être employés. Ils peuvent utiliser des modèles plus simples pour les éléments lointains ou figer l'influence du sillage lointain pour réduire le coût de calcul. D'autres schémas comme les méthodes "multi-pôles" peuvent être utilisées pour réduire de manière significative le temps de calcul quand le nombre d'éléments est élevé [44, 45, 58]. Ces méthodes utilisent le concept du traitement d'un nombre élevé d'éléments éloignés du point d'intérêt comme une seule entité dont la puissance est basée sur la puissance combinée de l'ensemble des éléments. La démarche mathématique de ce processus est intéressante et rigoureuse. Il faut noter que le terme de premier ordre de l'approximation multi-pôle est en fait un point tourbillonnaire. Des schémas multi-pôles peuvent être employés pour réduire l'ordre de  $n^2$  carré à  $n^{1.5}$  ou mieux, alors que les approches plus sophistiquées et plus rigoureuses utilisant des méthodes hiérarchiques peuvent réduire l'ordre à  $n \log(n)$  tout en contrôlant la précision des approximations. Pour

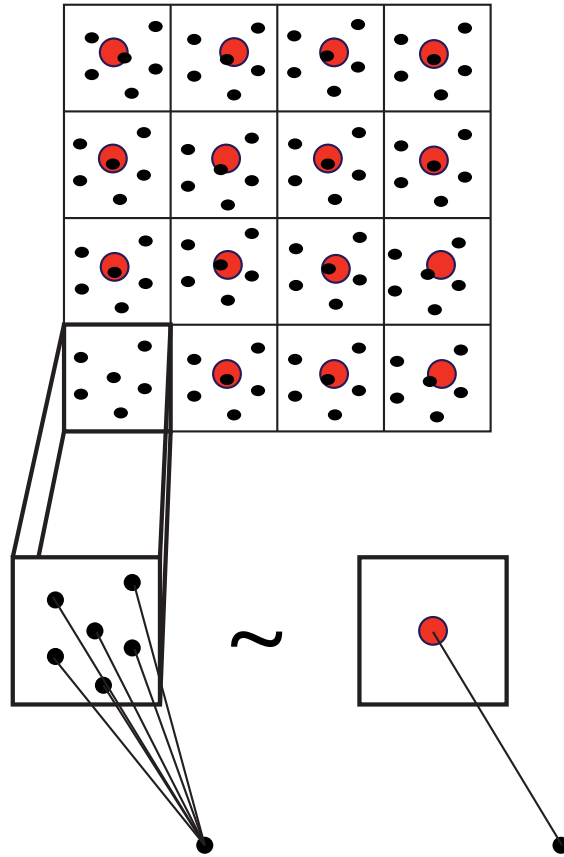


FIGURE 5.10: Concept multi-pôles

un large nombre d'éléments, cette réduction peut approcher plusieurs ordres de magnitude sur le calcul direct comme le montre la figure 5.10.

### 5.3.7 Traitement du sillage éjecté

Plusieurs modèles de sillage ignorent les éléments de sillage éjectés. Ces éléments sont reliés à la variation temporelle de la circulation attachée à la pale. Ces éléments sont souvent ignorés à cause de l'utilisation de modèles aérodynamiques instationnaires pour prendre en compte les effets du sillage proche éjecté dans les modèles aérodynamiques et que la puissance des éléments éjectés est généralement faible par comparaison aux éléments tractés. En plus, le coût en temps de calcul de ces éléments additionnels peut doubler pour la même discrétisation du tressage si ceci n'est pas réalisé de manière efficace.

Le temps de calcul était un problème significatif dans le passé mais n'est plus actuellement le principal goulot d'étranglement. La comparaison des solutions de calculs CFD basés sur la capture du sillage

complet et des méthodes de tressage qui ignorent le sillage éjecté montrent que la prise en compte du sillage éjecté est nécessaire pour les conditions de vitesse élevée, sinon les résultats peuvent ne pas être valides notamment dans les régions où la vorticité éjectée est forte. Cet effet n'est peut-être pas important pour beaucoup de problèmes ; cependant il ne doit pas être ignoré. Les problèmes qui se posent pour le traitement des coeurs tourbillonnaires pour le sillage éjecté sont les mêmes que pour le sillage tracté.

## 5.4 Méthodes hybrides

Comme noté en introduction, l'un des buts de cette partie est de discuter des aspects de la modélisation du sillage par rapport au modèle hybride CFD-méthode des éléments tourbillonnaires. Mais avant voici un aperçu de ces méthodes.

La méthode hybride CFD-méthode des éléments tourbillonnaires consiste à résoudre la solution visqueuse dans une grille qui encapsule les pales du rotor et à modéliser la structure du sillage à l'extérieur de cette grille par une méthode d'éléments tourbillonnaires.

Il faut noter que le concept de modèle hybride n'est pas nouveau. Des travaux précédents ont été menés sur les approches hybrides basées sur les méthodes potentielles [104, 37, 124, 20, 123, 36]. Le concept est montré figure 5.11. Les effets des autres pales et du sillage propre des pales sont simulés à travers l'influence du modèle du sillage par éléments tourbillonnaires sur la solution CFD par plusieurs man  res possibles :

1. En imposant un angle d'attaque partiel comme une condition aux limites à la surface de la pale
2. Comme une condition aux limites sur la surface externe de la grille CFD
3. Comme un champ de vitesse imposé à toutes les cellules à l'intérieur de la grille
4. Comme une combinaison des deux dernières méthodes

Cette dernière approche est peut-être préférable si nous voulons une meilleure capture de l'effet de la collision d'un fort élément tourbillonnaire avec la grille de la pale, comme dans le cas d'une éolienne située en aval dans un parc éolien. La première approche est la moins coûteuse en temps de calcul mais la moins précise et n'est pas recommandée. L'approche par conditions aux limites est la deuxième approche en termes d'efficacité en temps de calcul, mais la résolution de la grille peut affecter sa capacité à capturer de manière exacte l'effet de collision des tourbillons avec la grille CFD. L'approche du champ de vitesse est l'approche la plus rigoureuse dans le sens qu'elle préserve le mieux les effets des tourbillons marginaux forts, mais c'est la plus coûteuse en termes de temps de calcul à cause du nombre important d'opérations qu'elle requiert. Les méthodes de multi-pôles rendent cette méthode acceptable en termes de temps de calcul.

Avec les approches hybrides, nous supposons en général que les éléments tourbillonnaires incompressibles sont acceptables à cause de l'utilisation des modèles potentiels.

Une préoccupation possible est que la taille du domaine de calcul peut affecter la solution mais l'utilisation des conditions aux limites caractéristiques est supposée traiter adéquatement ce problème.

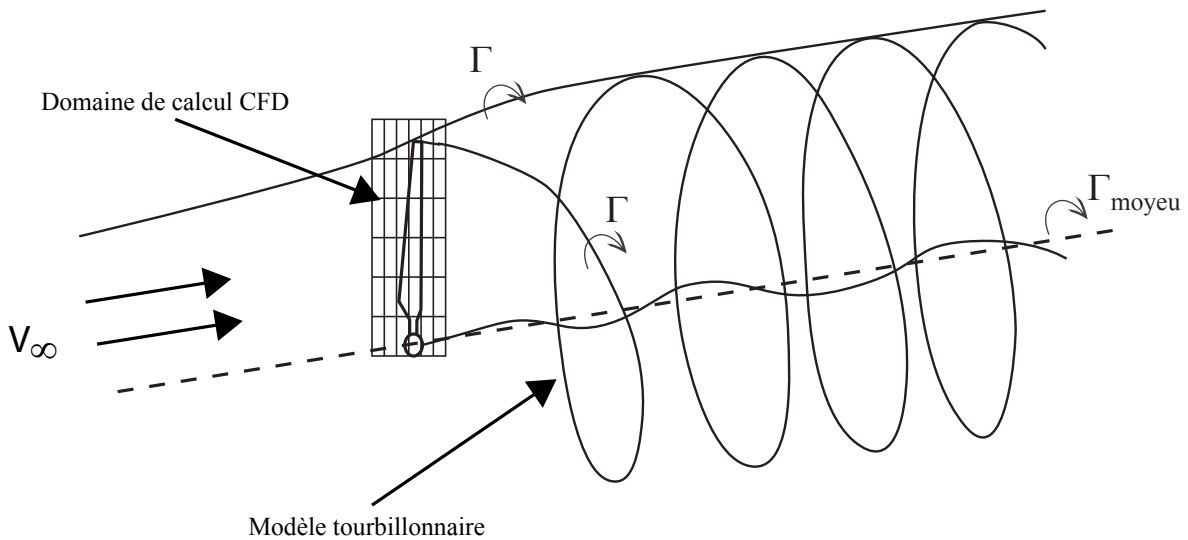


FIGURE 5.11: Modèle hybride CFD-méthode des éléments tourbillonnaires

Avec des méthodes hybrides, le défi technique est maintenant de savoir comment utiliser la solution CFD pour définir la circulation des éléments tourbillonnaires du modèle de sillage considéré. La plupart des problèmes relatifs à la modélisation du sillage discutés précédemment restent posés.

Aujourd'hui, la plupart des méthodes hybrides utilisent le gradient de la circulation attachée, basé sur la portance obtenue par intégration suivant la corde de la pression de surface, pour définir la circulation du sillage sur le tressage tourbillonnaire de la même manière que des modèles aérodynamiques plus simples [115, 101]. Dans cette approche standard, le problème de transfert du chargement aérodynamique à la circulation discuté auparavant doit être traité avec soins. Des travaux avec des solveurs Navier-Stokes/Full-Potential qui couplent la solution visqueuse interne avec la solution full-potential externe intègrent la solution visqueuse du champ-proche pour obtenir une circulation attachée effective, plutôt que de calculer la circulation attachée à partir de la distribution de pression comme noté précédemment [109]. Quelques différences ont été observées dans la solution aérodynamique résultante de la pale en comparaison avec l'approche standard pour les bouts de pale qui étaient en décrochage, mais elles étaient généralement faibles. Cependant, avec ces approches, la taille du centre tourbillonnaire et la puissance du tourbillon marginal restent encore modélisées.

Il existe une approche qui retire certains aspects de la modélisation du sillage, spécifiquement la puissance du tourbillon marginal, la taille du coeur tourbillonnaire et la puissance des éléments tourbillonnaires utilisés pour modéliser la nappe tourbillonnaire. Plutôt que d'utiliser directement la solution aérodynamique de la pale ou le champ proche de la distribution de vorticité de la pale, il est possible de définir un modèle



de sillage basé sur une distribution de vorticité existante dans la grille CFD. Si la résolution de la grille est adéquate, nous pouvons identifier les structures tourbillonnaires comme les tourbillons marginaux et les nappes tourbillonnaires.

En plus, la taille des coeurs des tourbillons marginaux peut être extraite du calcul CFD. Cette approche a été démontrée dans le cas d’un rotor d’hélicoptère, où l’approche du champ de vitesse a été utilisée pour prendre en compte l’influence du sillage [38].

Récemment, la technique d’extraction de la puissance des éléments tourbillonnaires a été appliquée dans une méthode hybride qui utilise des points tourbillonnaires pour modéliser le sillage. La puissance des points tourbillonnaires est déterminée par la distribution existante de la vorticité, mais la taille du coeur est normalement définie par la taille des cellules de la grille utilisée pour déterminer les points tourbillonnaires [102, 11, 95, 90, 122, 6, 7]. Cette méthode de transport de particules de vorticité ou P-VTM<sup>15</sup> inclus aussi le fusionnement des particules.

Des méthodes permettant de définir directement la taille du coeur tourbillonnaire à partir des points tourbillonnaires sont en cours d’investigation.

Un autre problème avec certaines méthodes hybrides utilisées aujourd’hui est que quand la distorsion du sillage est calculée, la portion du sillage tressé qui émane du bord de fuite de la pale n’est pas basée sur la position actuelle de la distribution de vorticité dans la grille CFD. Ceci induit une erreur faible que nous pouvons corriger en traitant la vorticité à l’intérieur du domaine CFD comme étant une partie du sillage tressé.

L’approche hybride ne résout pas tous les problèmes de modélisation du sillage. Tandis que la puissance et la taille du coeur tourbillonnaire des tourbillons marginaux initiaux peuvent être prédites par la solution visqueuse au voisinage de la pale comme expliqué auparavant, la croissance du coeur doit encore être modélisée avec des modèles basés sur le tressage. Et bien sûr les problèmes discutés précédemment concernant la modélisation des nappes tourbillonnaires doivent encore être traités correctement. Cette approche échoue si la résolution de la grille au niveau de la pale n’est pas adéquate pour résoudre correctement la taille du coeur du tourbillon marginal. Cependant, la vitesse de calcul des ordinateurs étant en constante augmentation, il devient acceptable de faire des simulations avec des réolutions élevées proche de la pale. Ceci devient même nécessaire pour des simulations CFD avec des méthodes de capture du sillage qui résolvent les tourbillons marginaux avec une fidélité élevée.

## 5.5 Conclusion

Ce chapitre présente les différentes méthodes utilisées pour la modélisation du sillage par éléments tourbillonnaires. Il met en exergue plusieurs problèmes de modélisation du sillage et suggère, directement ou indirectement, des pistes pour un travail futur sur cette problématique. Parmi ces pistes, il y a la modélisation des coeurs tourbillonnaires marginaux de bout et de pied de pale d’un rotor, un meilleur traitement

---

15. Particle-Vorticity Transport Method

des nappes tourbillonnaires avec les coeurs tourbillonnaires et bien sûr le besoin de données expérimentales supplémentaires pour obtenir des informations nécessaires pour l'investigation et l'amélioration des outils de modélisation et de simulation.

Ce chapitre présente aussi les méthodes de couplage hybrides CFD-méthode des éléments tourbillonnaires du sillage. Il montre les approches qui permettent de débarrasser les modélisations hybrides de certains problèmes fondamentaux comme la définition de l'intensité et de la taille des coeurs tourbillonnaires dans la modélisation du sillage du rotor.



## Chapitre 6

# Modèle couplé CFD - modèle tourbillonnaire

Les structures tourbillonnaires créées par les pales tournantes des éoliennes évoluent, en général, sur une trajectoire hélicoïdale. En effet, la géométrie spatiale et temporelle du sillage varie avec les conditions opératoires de l'éolienne mais reste proche de sa forme générale hélicoïdale. Il faut noter également que le sillage s'épand en aval de l'éolienne et présente une perte de symétrie en partie à cause de la couche limite atmosphérique et de la présence du mât.

Ces structures tourbillonnaires sont dominées par les tourbillons marginaux émanant des extrémités des pales. Le calcul de la vitesse induite par ces structures est considéré comme un facteur clé pour une meilleure compréhension de l'aérodynamique des éoliennes et de la génération de puissance.

Les méthodes tourbillonnaires représentent les structures tourbillonnaires du sillage comme des lignes tourbillonnaires qui évoluent dans un champ d'écoulement potentiel. Dans la théorie tourbillonnaire, la représentation mathématique du sillage peut être faite de plusieurs façons. A titre d'exemple, nous pouvons citer les segments de vortacité constante, les segments tourbillonnaires curvilignes ou encore les blobs tourbillonnaires. L'approximation par des segments droits est souvent utilisée car la contribution à la vitesse induite de chaque élément tourbillonnaire peut être évaluée de manière exacte en utilisant la loi de Biot-Savart, sans aucune approximation.

La méthode proposée consiste à coupler un simulateur capable de résoudre les équations de Navier-Stokes au voisinage des pales du rotor avec une méthode analytique modélisant le sillage prescrit par une approximation par segments et permettant de calculer le champ de vitesse aux conditions aux limites du domaine de calcul du simulateur, voir figure 6.1.

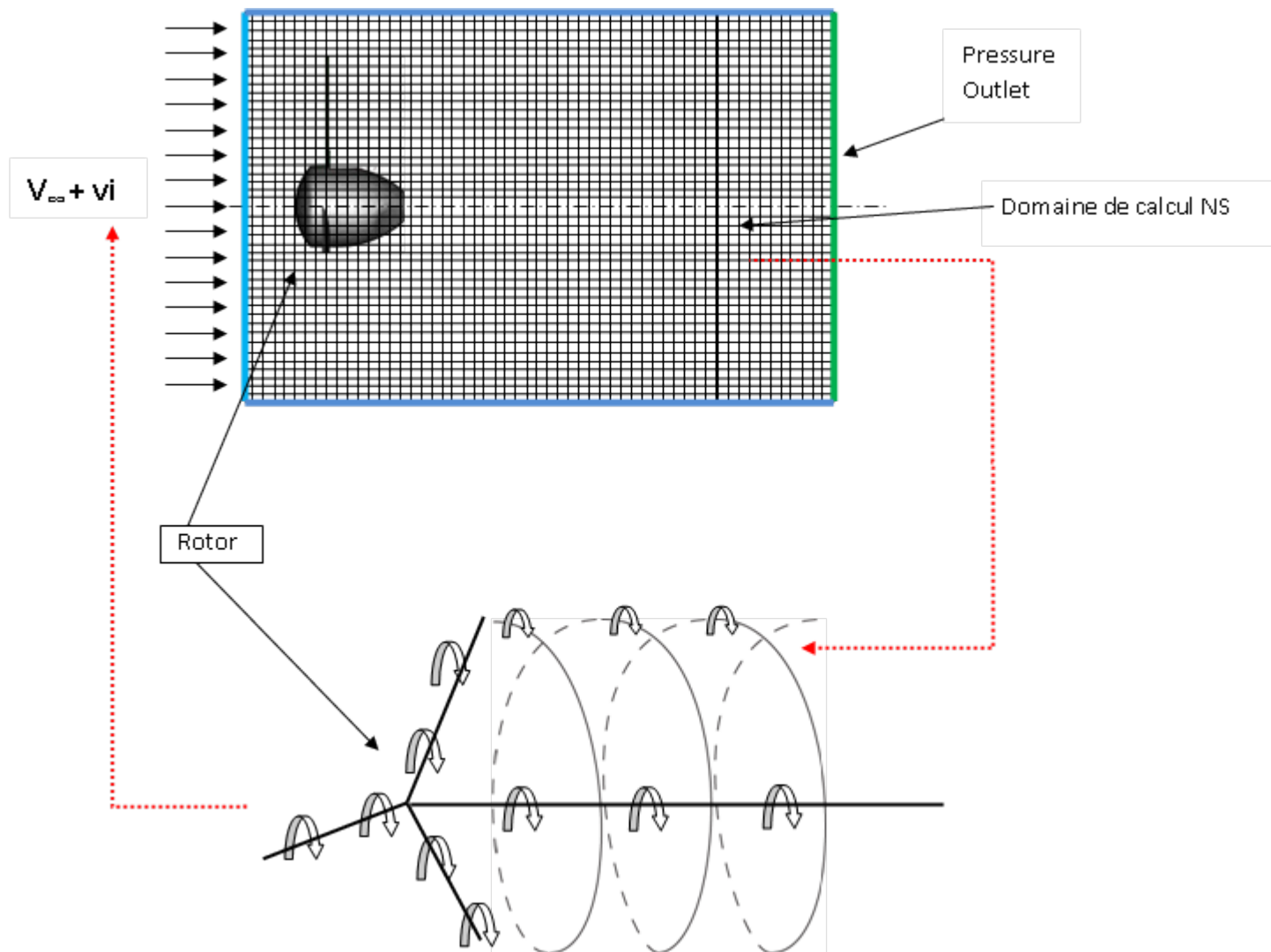


FIGURE 6.1: Schéma du couplage du calcul CFD avec un modèle tourbillonnaire

## 6.1 Construction d'un modèle hybride pour l'étude de la formation des tourbillons marginaux

Le modèle hybride proposé consiste à coupler un simulateur CFD permettant de calculer l'écoulement autour des pales avec un modèle de sillage tourbillonnaire, figure 6.1. Dans ce modèle couplé, à chaque pas de calcul, le modèle tourbillonnaire du sillage calcule la vitesse induite  $\vec{v}_i$  par intégration de la loi de Biot-Savart et permet ainsi d'imposer les conditions aux limites du domaine de calcul CFD.

Le modèle du sillage tourbillonnaire peut être libre ou prescrit. Les modèles de sillage libre calculent la forme réelle du sillage ainsi que son mouvement. Par contre, pour ceux du sillage prescrit, la forme du

sillage est supposée connue à priori et les différentes forces qui agissent sur le sillage ne sont pas prises en compte, en particulier l'effet du sillage sur lui même. Malgré cela, cette méthode permet d'obtenir des résultats fiables dans un grand nombre de cas et a l'avantage d'être relativement simple et ne requiert pas une grande puissance de calcul.

Pour cela, le sillage prescrit est choisi pour étudier la formation des tourbillons marginaux dans le cas du rotor éolien Rutland. Ainsi, le sillage est modélisé comme une ligne hélicoïdale parfaite qui représente le premier ordre des caractéristiques expérimentales du sillage. Le calcul de la vitesse induite est obtenu par application de la loi de Biot-Savart. L'évaluation de l'intégrale de Biot-Savart le long d'une ligne hélicoïdale n'étant pas possible à évaluer de manière analytique, la ligne hélicoïdale représentant le sillage est discrétisée par segments, voir figure 6.6, car la solution exacte de la contribution de chaque segment à la vitesse induite peut être obtenue par application de la loi de Biot-Savart.

En effet, si l'on considère un segment tourbillonnaire de longueur infinitésimale  $dl$  et un point P à une distance  $r$  de ce segment, alors, par application de la loi de Biot-Savart, la vitesse induite  $d\vec{v}_i$  au point P est donnée par :

$$d\vec{v}_i = \frac{\Gamma_t}{4\pi} \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad (6.1)$$

où  $\Gamma_t$  est l'intensité du segment tourbillonnaire.

Pour un segment fini AB, où  $r_1$  et  $r_2$  sont les distances des extrémités du segment AB au point P, la vitesse induite  $d\vec{v}_i$  s'exprime par la formule suivante :

$$d\vec{v}_i = \frac{\Gamma_t}{4\pi} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{\vec{r}_1 \wedge \vec{r}_2}{r_1 r_2 + \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2} \quad (6.2)$$

## 6.2 Précision de la méthode d'approximation par segments

Afin d'utiliser l'approximation par segments de l'intégrale de Biot-Savart, il est nécessaire d'évaluer la précision de cette méthode par rapport au résultat analytique exact afin d'établir des seuils de discrétisation permettant un bon compromis entre la précision et le temps de calcul.

### 6.2.1 Cas de l'anneau tourbillonnaire non visqueux

Pour estimer la précision, nous allons utiliser l'anneau tourbillonnaire non visqueux comme cas de référence car la solution analytique exacte de la vitesse induite par cet anneau est connue et qu'il représente un cas particulier d'un sillage hélicoïdal ayant un avancement nul.

La figure 6.2 montre la discrétisation par segments de l'anneau tourbillonnaire. La somme de la vitesse induite par chaque segment,  $\vec{v}_i$ , obtenue par intégration numérique de la loi de Biot-Savart, donne une

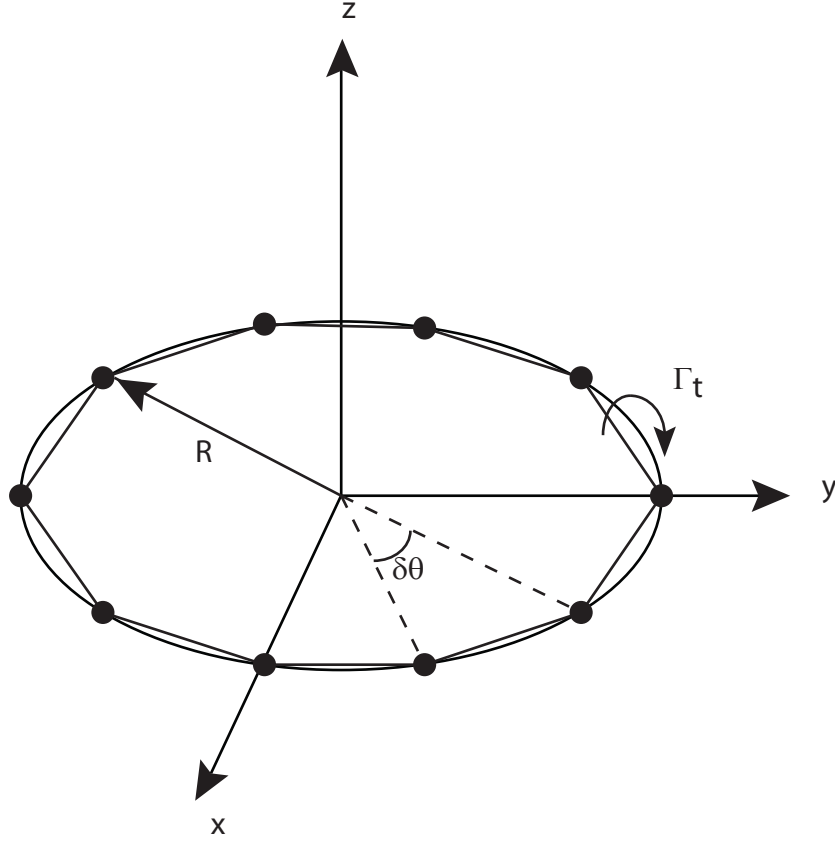


FIGURE 6.2: Discrétisation de l'anneau tourbillonnaire

approximation de la vitesse induite par un anneau tourbillonnaire à n'importe quel point du champ d'écoulement. Cette vitesse s'écrit :

$$\vec{v}_i = \sum_{i=1}^{N_s} d\vec{v}_i = \frac{\Gamma_t}{4\pi} \sum_{i=1}^{N_s} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{\vec{r}_1 \wedge \vec{r}_2}{r_1 r_2 + \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2} \quad (6.3)$$

avec

$N_s$ , nombre de segments.

La solution exacte de la vitesse induite par l'anneau tourbillonnaire est donnée par intégration de l'équation 6.2 sur le périmètre de l'anneau donné en coordonnées polaires  $r$  et  $z$  :

$$V_r(r, z) = -\frac{\Gamma_t}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R z \cos(\theta)}{(R^2 + r^2 - 2r R \cos(\theta) + z^2)^{3/2}} d\theta \quad (6.4)$$

et

$$V_z(r, z) = -\frac{\Gamma_t}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R(R - r \cos(\theta))}{(R^2 + r^2 - 2rR \cos(\theta) + z^2)^{3/2}} d\theta \quad (6.5)$$

Cette solution exacte s'exprime aussi par les intégrales elliptiques de premier et de second type à n'importe quel point du champ d'écoulement [46]. Ainsi, pour un anneau tourbillonnaire de rayon  $R$  et d'intensité  $\Gamma_t$ , les composantes axiale et radiale de la vitesse induite sont respectivement :

$$V_r(r, z) = -\frac{\Gamma_t z}{2\pi \sqrt{z^2 + (r+R)^2}} [\mathbf{K}(\mathbf{s}) - \frac{R^2 + r^2 + z^2}{z^2 + (R-r)^2} \mathbf{E}(\mathbf{s})] \quad (6.6)$$

et

$$V_z(r, z) = -\frac{\Gamma_t}{2\pi \sqrt{z^2 + (r+R)^2}} [\mathbf{K}(\mathbf{s}) + \frac{R^2 - r^2 - z^2}{z^2 + (R-r)^2} \mathbf{E}(\mathbf{s})] \quad (6.7)$$

où  $\mathbf{K}(\mathbf{s})$  et  $\mathbf{E}(\mathbf{s})$  sont les intégrales elliptiques de premier et de second type respectivement.

$s$  est une variable d'intégration. Elle est définie par la formule suivante :

$$s = \frac{4rR}{z^2 + (r+R)^2} \quad (6.8)$$

La vitesse induite par l'anneau tourbillonnaire discrétisé est calculée dans un plan perpendiculaire à l'anneau et passant par son centre. Dans ce plan, la composante radiale de la vitesse induite est nulle et seule la composante axiale existe. La discrétisation azimutale a été variée d'un niveau grossier tel que  $\delta\theta = 30^\circ$  jusqu'à une résolution fine tel que  $\delta\theta = 0.3^\circ$ . La figure 6.3 montre les résultats numériques pour la composante axiale de la vitesse induite,  $V_z$ , pour différents niveaux de discrétisation par comparaison à la solution analytique exacte donnée par l'intégration de la loi de Biot-Savart de l'équation 6.7.

Pour tous les points dans le plan de l'anneau, les résultats numériques montrent un bon accord avec la solution exacte, sauf pour  $r/R=1$  où la solution exacte n'est pas définie à cause de la singularité logarithmique. La figure 6.4 montre l'erreur relative en valeur absolue par rapport à la solution exacte. L'erreur relative est définie par la formule suivante :

$$\text{Erreur relative} = \frac{v_i \text{ discrétisée} - v_i \text{ exacte}}{v_i \text{ exacte}}$$

Cette erreur est maximale proche de la singularité à  $r/R=1$  et décroît en s'éloignant de cette singularité. Un niveau de discrétisation tel que  $\delta\theta = 1^\circ$  offre une solution avec une erreur du troisième ordre. Pour  $\delta\theta = 0.1^\circ$ , la solution numérique est en accord avec la solution analytique jusqu'à la quatrième décimale mais le temps de calcul devient important dans ce cas.



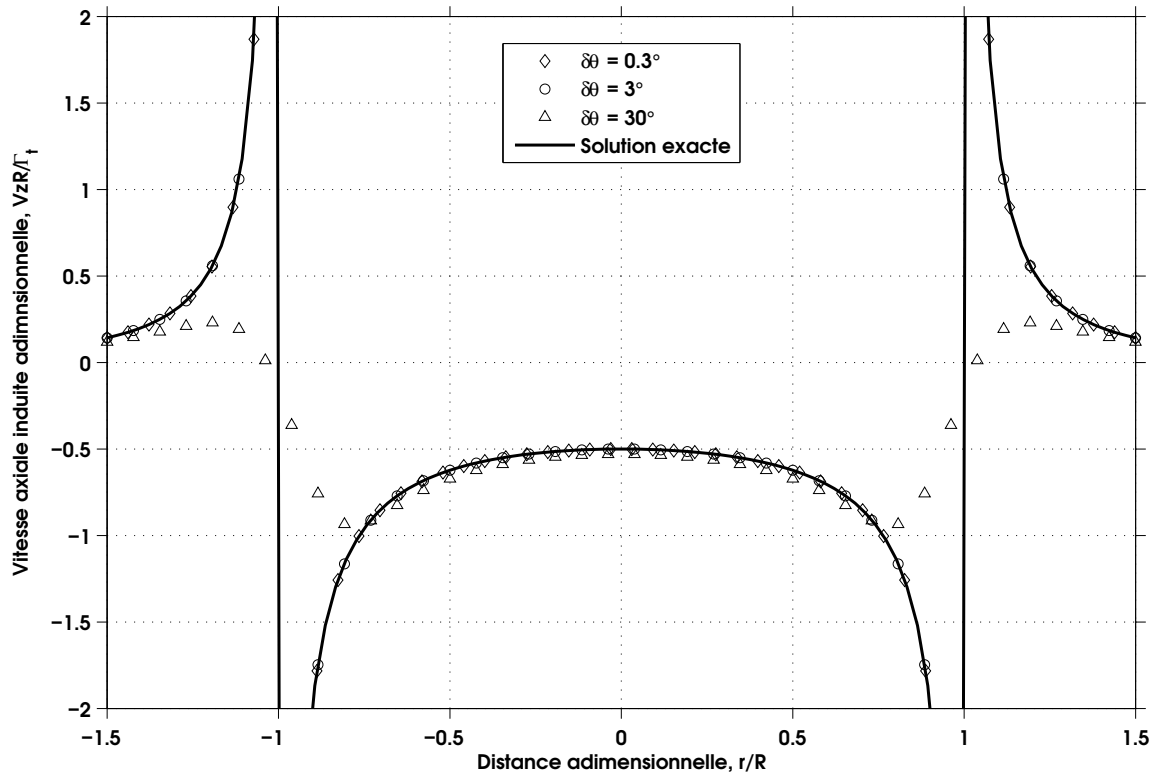


FIGURE 6.3: Vitesse axiale induite dans le plan de l’anneau tourbillonnaire pour différents niveaux de segmentation avec des segments droits

Le niveau de discrétisation tel que  $\delta\theta = 1^\circ$  a donc été retenu pour la suite car il offre un bon compromis entre la précision et le temps de calcul.

Pour estimer la précision globale du calcul de la vitesse induite par discrétisation par segments, la norme L2 de l’erreur relative de la solution numérique par rapport à la solution exacte est évaluée en fonction du niveau de discrétisation, figure 6.5. Cette courbe montre que pour  $\delta\theta > 8^\circ$ , l’erreur globale est supérieure à 10% et pour  $\delta\theta \leq 1^\circ$ , l’erreur globale est du troisième ordre. Les résultats obtenus sont comparables à ceux obtenus par Gupta et al. [46].

## 6.2.2 Cas du sillage hélicoïdal

### 6.2.2.1 Calcul de la vitesse induite par discrétisation du sillage par segments

La figure 6.6 montre le schéma de discrétisation du sillage prescrit par segments.

Les variables suivantes sont définies telles que :

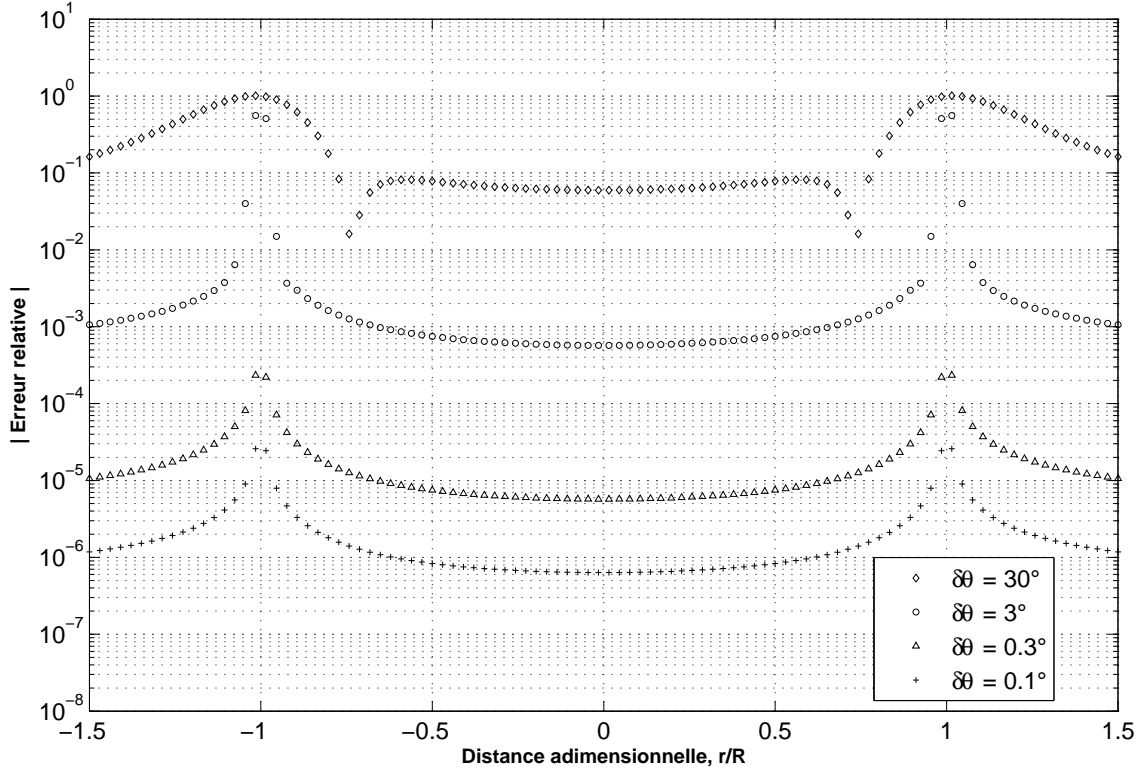


FIGURE 6.4: Erreur relative en valeur absolue de la solution discrétisée par rapport à la solution analytique exacte d'un anneau tourbillonnaire

- $U = V_\infty + u$ , vitesse axiale au niveau du rotor
- $x = \bar{x}R$
- $y = \bar{y}R$
- $z = \bar{z}R$
- $adv_{i,j} = \frac{U_{i,j}}{\Omega R}$ , taux d'avancement au point  $(x_{i,j}, y_{i,j}, z_{i,j})$
- $\theta_i = (i-1)\frac{2\pi}{N_s}$ , position azimutale du point  $(x_{i,j}, y_{i,j}, z_{i,j})$  dans le plan XY du rotor
- $\varphi_j = j\frac{2\pi}{N_p}$ , position azimutale de la pale d'indice  $j$
- $\Theta_{i,j} = \theta_i + \varphi_j$ , position azimutale du point  $(x_{i,j}, y_{i,j}, z_{i,j})$
- $\bar{x}_{i,j} = \cos(\Theta_{i,j}) = \cos(\theta_i + \varphi_j)$
- $\bar{y}_{i,j} = \sin(\Theta_{i,j}) = \sin(\theta_i + \varphi_j)$
- $\bar{z}_{i,j} = adv_{i,j}(\Theta_{i,j} - \varphi_j) = adv_{i,j}\theta_i$

Considérons un segment tourbillonnaire  $\vec{s}_{i,j}$  d'intensité  $\Gamma_{i,j}$  et un point P de coordonnées (a,b,c) à une distance  $\vec{d}_{i,j}$  de ce segment. D'après la loi de Biot-Savart, la vitesse induite  $d\vec{v}_{i,j}$  par l'élément tourbillonnaire au point P est égale à :

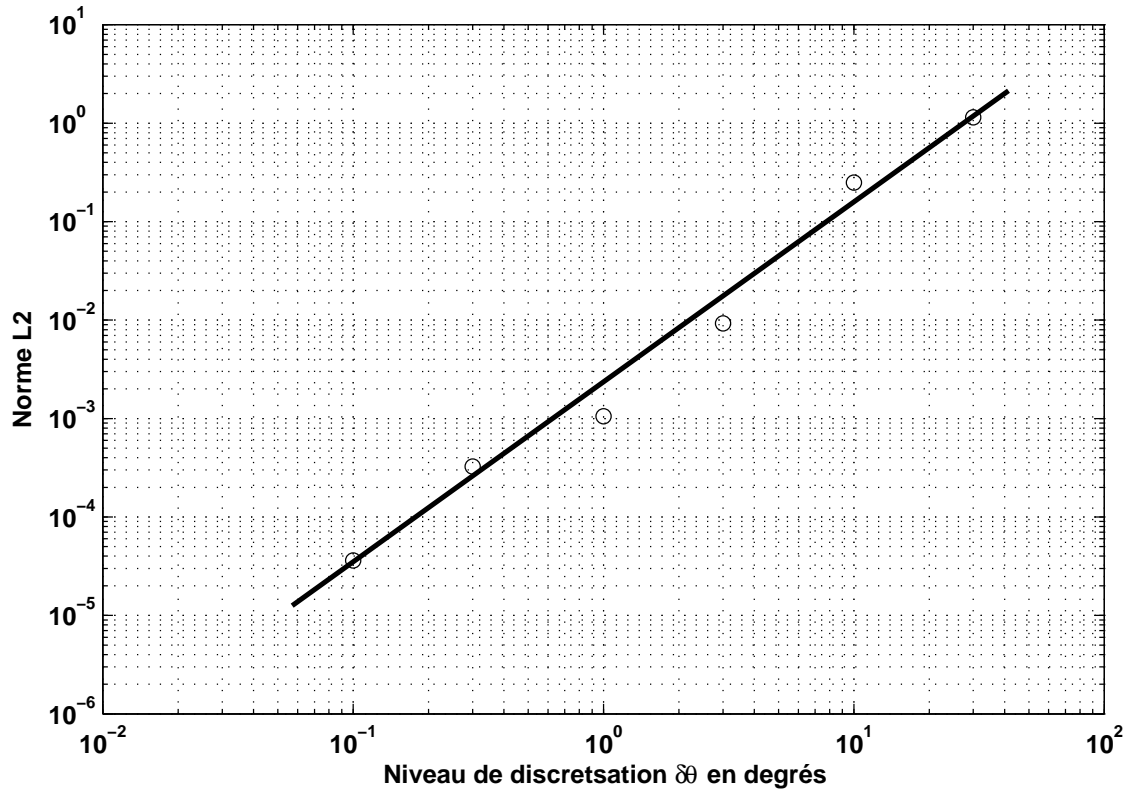


FIGURE 6.5: Norme L2 de l'erreur vs. niveau de discrétisation

$$d\vec{v}_{i,j} = \frac{\Gamma_{i,j}}{4\pi R} \frac{\vec{s}_{i,j} \wedge \vec{d}_{i,j}}{d_{i,j}^3}$$

avec

$$\vec{s}_{i,j} = \begin{pmatrix} \bar{x}_{i+1,j} - \bar{x}_{i,j} \\ \bar{y}_{i+1,j} - \bar{y}_{i,j} \\ \bar{z}_{i+1,j} - \bar{z}_{i,j} \end{pmatrix}$$

et

$$\vec{d}_{i,j} = \begin{pmatrix} \frac{\bar{x}_{i+1,j} + \bar{x}_{i,j}}{2} - \frac{a}{R} \\ \frac{\bar{y}_{i+1,j} + \bar{y}_{i,j}}{2} - \frac{b}{R} \\ \frac{\bar{z}_{i+1,j} + \bar{z}_{i,j}}{2} - \frac{c}{R} \end{pmatrix}$$

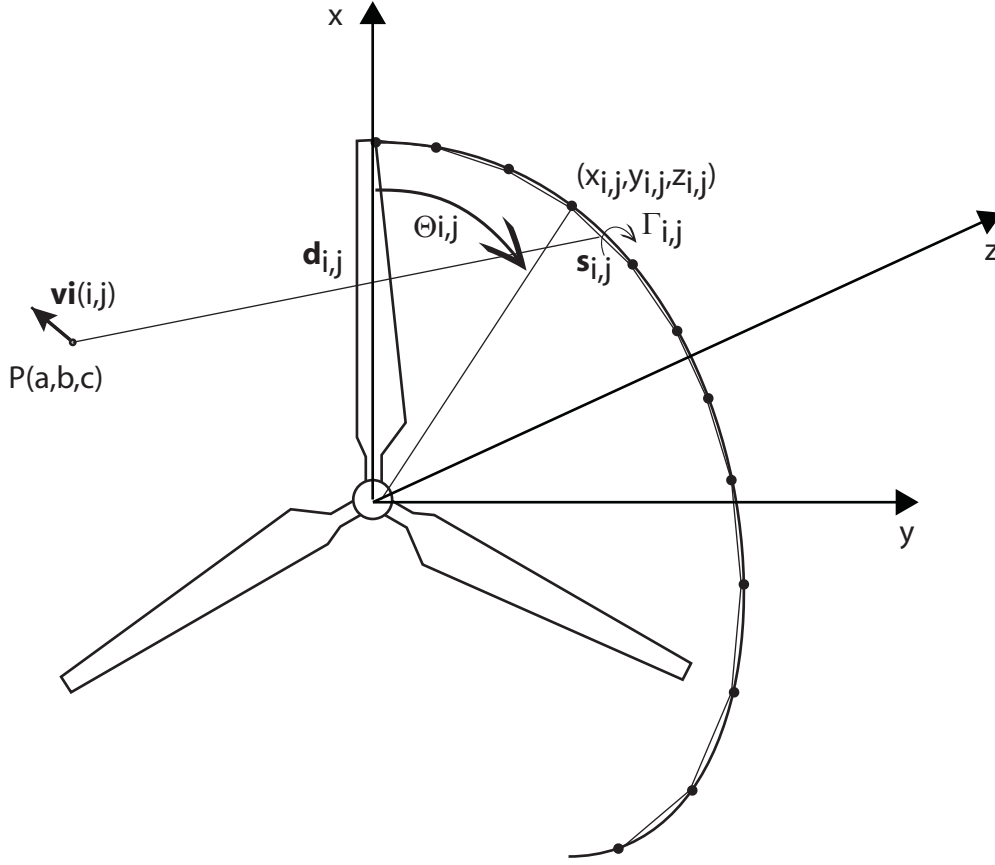


FIGURE 6.6: Discrétisation du sillage hélicoïdal

Ainsi, la vitesse induite totale est égale à la somme des vitesses induites par les segments tourbillonnaires :

$$\vec{v}_i = \sum_{j=1}^{N_p} \sum_{i=1}^{N_s N_t} d\vec{v}_{i,j} = \frac{1}{4\pi R} \sum_{j=1}^{N_p} \sum_{i=1}^{N_s N_t} \Gamma_{i,j} \frac{\vec{s}_{i,j} \wedge \vec{d}_{i,j}}{d_{i,j}^3}$$

### 6.2.2.2 Précision du calcul

Comme discuté précédemment, l'anneau tourbillonnaire est un cas particulier du sillage hélicoïdal. Pour cela, il est important également d'évaluer la précision de la méthode de calcul par segmentation pour le sillage hélicoïdal. La solution analytique exacte de la vitesse induite par un sillage hélicoïdal n'étant pas connue, nous allons utiliser une solution approchée obtenue en utilisant une segmentation très fine tel que  $\delta\theta = 0.1^\circ$ . En effet, nous avons montré précédemment que pour une telle discrétisation, la solution était

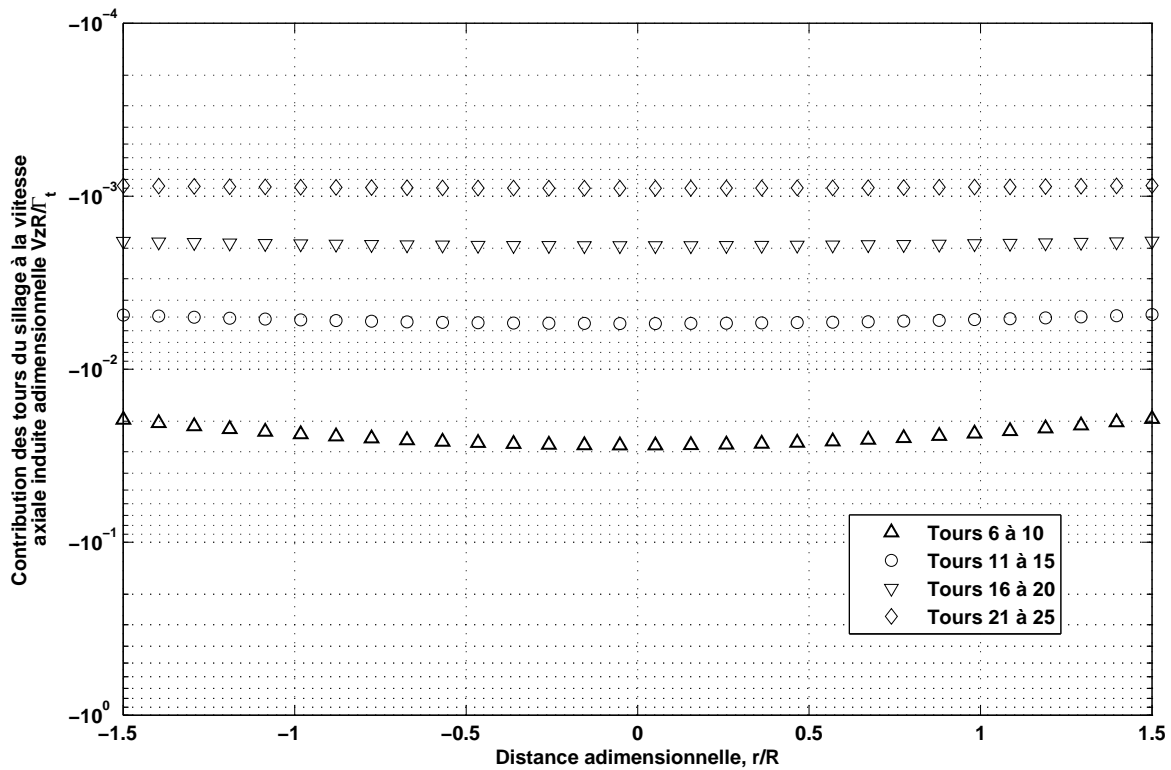


FIGURE 6.7: Influence du nombre de tours dans le sillage sur la précision du calcul de la vitesse induite

donnée avec une précision du quatrième ordre. La solution obtenue avec  $\delta\theta = 0.1^\circ$  sera donc considérée comme solution de référence pour le cas du sillage hélicoïdal.

Des sensibilités sur le nombre de tours dans le sillage sont effectuées afin d'établir les conditions d'utilisation de la méthode de calcul de la vitesse induite par segmentation par rapport aux conditions de fonctionnement des éoliennes. L'avancement considéré est de 0.1. Il correspond à l'ordre de grandeur de l'avancement du rotor éolien Rutland.

Le nombre de tours a été varié de 3 à 25 tours. Nous observons que la contribution à la vitesse induite à partir du 20ème tour est du quatrième ordre, comme le montre la figure 6.7. La solution de référence sera donc choisie tel que  $Nt = 20$  et  $\delta\theta = 0.1^\circ$  pour un avancement égal à 0.1.

La figure 6.8 montre les profils de la vitesse axiale adimensionnelle induite dans le plan du rotor. Ces profils sont obtenus en variant le nombre de tours dans le sillage et sont comparés avec la solution de référence.

Des sensibilités sur le niveau de segmentation ont été réalisées afin de trouver un optimum entre la précision et le temps de calcul. La figure 6.9 montre le profil de la vitesse axiale induite dans le plan xy

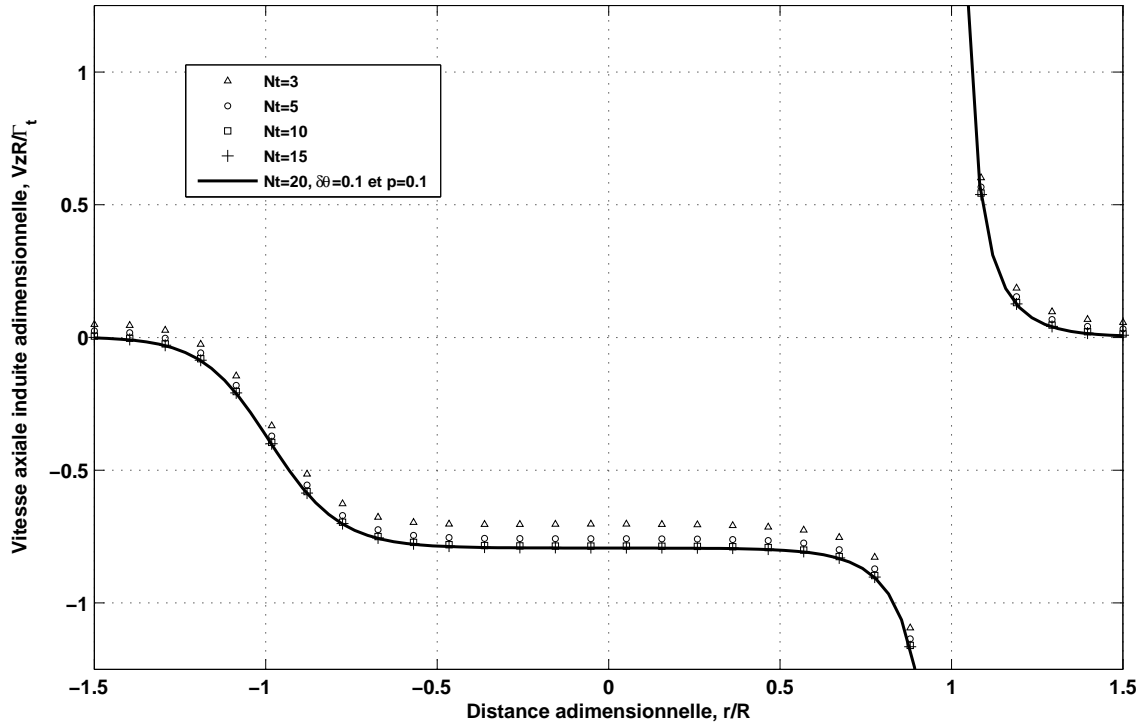


FIGURE 6.8: Profil de la vitesse axiale induite adimensionnelle par un sillage hélicoïdal en fonction du nombre de tours considérés

en fonction des différents niveaux de discrétisation. La figure 6.10 montre l'erreur relative par rapport à la solution de référence définie précédemment.

En conclusion, pour le rotor éolien Rutland, nous retiendrons un nombre de tours tel que  $Nt = 20$  et une discrétisation par segments tel que  $\delta\theta = 1^\circ$  assurant ainsi une précision du second ordre tout en minimisant le temps de calcul.

### 6.3 Modélisation dans Gambit/Fluent

La figure 6.11 montre le maillage très fin au voisinage de la pale. Les conditions aux limites du domaine de calcul sont définies par le biais de fonctions utilisateur ou UDFs<sup>1</sup> qui calculent les vitesses induites par le modèle tourbillonnaire.

Le maillage fin permet d'obtenir avec exactitude le champ d'écoulement au voisinage des pales et d'observer la genèse des tourbillons marginaux et du sillage proche.

1. User Defined Functions

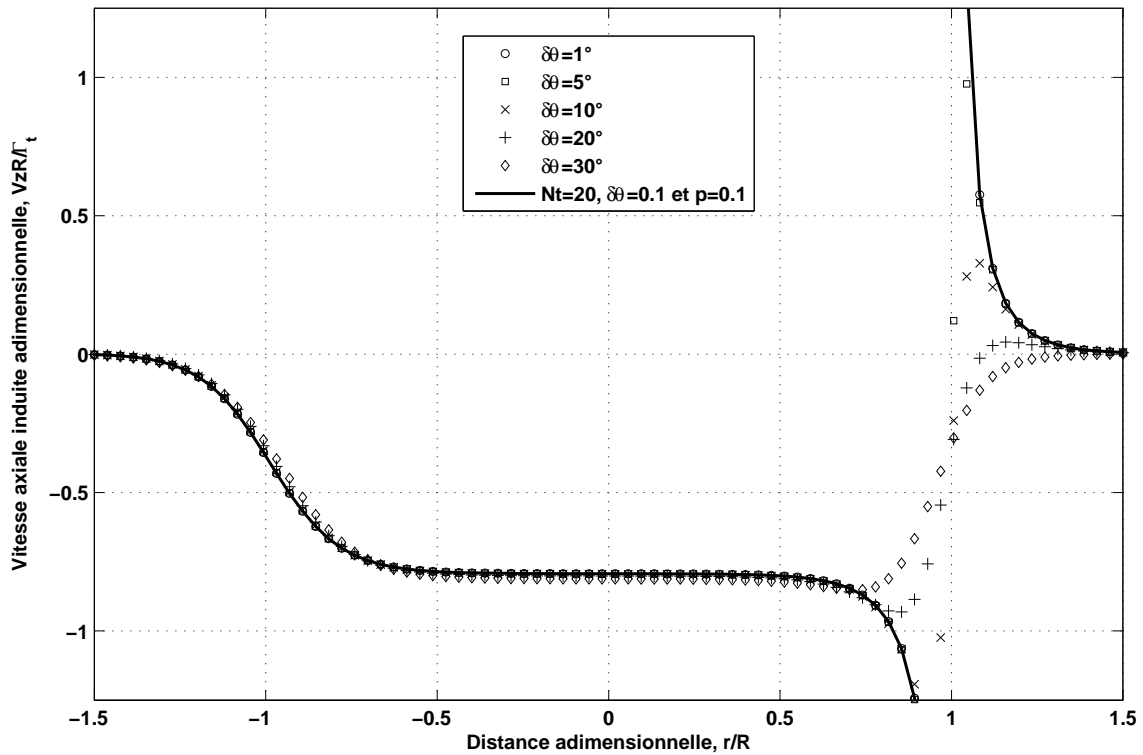


FIGURE 6.9: Vitesse axiale induite en fonction du niveau de discrétisation

La convergence du calcul Fluent est atteinte lorsque la puissance générée par le rotor ne varie plus.

La figure 6.12 montre le schéma de calcul du modèle couplé.

## 6.4 Conclusion

Les vitesses induites par le sillage jouent un rôle important dans le calcul du chargement des pales et de la puissance générée par le rotor. Dans ce chapitre, nous proposons un modèle de simulation couplé capable de prendre en compte l'effet du sillage sur l'écoulement au niveau du rotor.

Le modèle proposé couple le simulateur commercial Fluent avec un modèle tourbillonnaire du sillage par le biais de fonctions utilisateur. Ainsi, il offre une solution pratique pour l'étude du sillage proche.

Par exemple, dans le but de minimiser le bruit aérodynamique des éoliennes, le modèle proposé peut être utilisé pour évaluer l'impact de la géométrie du bout de pale sur l'intensité du sillage.

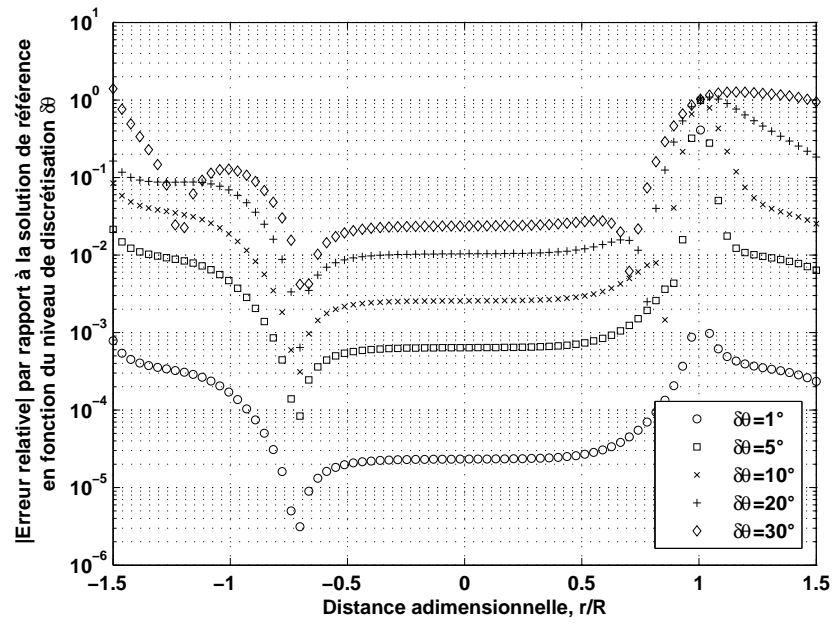


FIGURE 6.10: Erreur relative en valeur absolue par rapport à la solution de référence en fonction du niveau de discrétisation



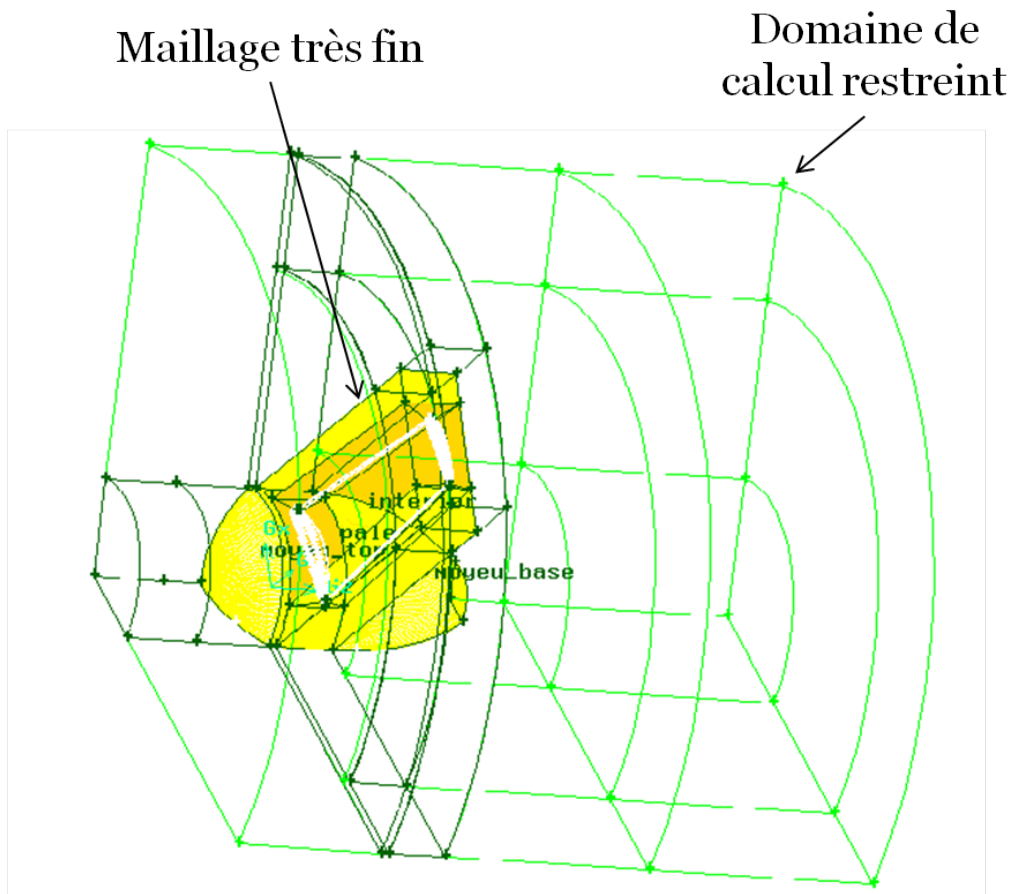


FIGURE 6.11: Maillage fin autour de la pale du rotor Rutland

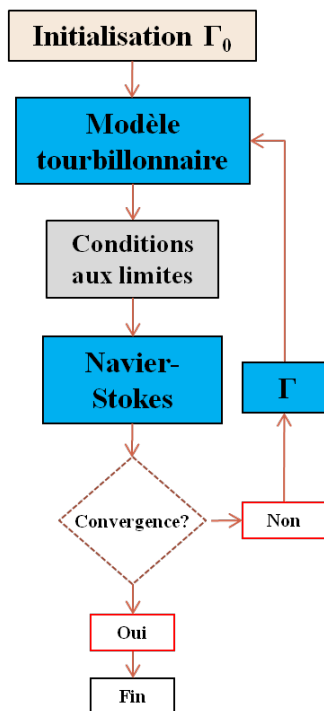


FIGURE 6.12: Schéma de calcul du modèle couplé

## Chapitre 7

# Conclusion générale

Depuis une dizaine d'années, l'intérêt pour l'énergie éolienne ne cesse d'augmenter. En effet, face au changement climatique et au caractère non renouvelable des énergies fossiles, les pays industrialisés tentent d'augmenter progressivement la part des énergies renouvelables, comme l'énergie éolienne, dans leur production énergétique.

L'expérience menée par le NREL en 2000 a montré que les méthodes de simulation n'arrivent pas à prédire correctement la performance et le chargement aérodynamique des rotors éoliens. Actuellement, nous sommes encore dans cette situation. En plus, cette expérience a mis en évidence la nécessité d'acquérir des mesures expérimentales de bonne qualité afin de pouvoir s'en servir comme données de référence pour la comparaison avec les modèles numériques.

Pour cela, il est important d'avancer l'état des connaissances dans ce domaine. Cette thèse contribue à répondre aux défis posés aussi bien sur le plan expérimental que numérique.

Ainsi, la première partie de la thèse a consisté à étudier et à analyser les structures tourbillonnaires du sillage éolien en aval d'un rotor éolien modifié de type Rutland à l'aide de mesures PIV acquises dans la soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides d'Arts et Métiers ParisTech. Cette étude expérimentale a permis de révéler le développement du sillage en aval du rotor et de caractériser les structures tourbillonnaires présentes dans le sillage. Ainsi, après avoir localisé les centres des coeurs tourbillonnaires, nous avons observé que la position de ces centres n'était pas stable, i.e. que les coeurs tourbillonnaires ne restent pas constamment sur une trajectoire hélicoïdale. Ce phénomène augmente en fonction de l'âge du tourbillon marginal, i.e. de sa position axiale en aval du rotor. A cause de l'instabilité de la position des coeurs tourbillonnaires, l'intensité de ces derniers ne diminue pas aussi rapidement que le champ de vitesse moyenne le prédit. A partir du modèle de Vatistas proposé en 2006 pour les tourbillons turbulents, nous avons établi que  $\alpha$  varie peu en fonction de l'âge des tourbillons et reste autour de 0.65. Ensuite, le sillage a été reconstruit en 3-D en assemblant les différentes mesures acquises dans les plans azimutaux. Les résultats expérimentaux sont d'excellente qualité car elles ont de bonnes

résolutions spatiale et temporelle. Il faut noter que les mesures réalisées n'auraient pas pu être acquises par les techniques de mesures ponctuelles, comme par exemple l'anémomètre à fil chaud.

Dans la deuxième partie, un modèle couplé est proposé. Ce modèle permet de coupler un code de calcul de type Navier-Stokes avec un modèle tourbillonnaire. Le code Navier-Stokes permet de résoudre les équations de l'écoulement au voisinage des pales et le modèle tourbillonnaire permet de calculer les vitesses induites par le sillage et de définir ainsi les conditions aux limites du domaine de calcul CFD restreint autour du rotor. Ce modèle couplé offre une méthode pratique permettant de prendre en compte l'effet du sillage dans l'évaluation des chargements aérodynamiques sur les pales du rotor et d'étudier la formation et l'évolution du sillage proche. Il peut aussi être utilisé pour optimiser la conception des pales ou encore pour étudier l'effet de la géométrie du bout de pale sur le développement du sillage proche.

Pour aller plus loin dans l'étude et la compréhension des phénomènes tourbillonnaires dans le sillage éolien, il faudra explorer le sillage d'un rotor monopale avec un moyeu de faible diamètre afin d'éliminer les structures tourbillonnaires émises par le moyeu et les interactions entre les tubes tourbillonnaires. Il faudra aussi caractériser le sillage du rotor pour des conditions de fonctionnement variées et notamment en dérapage. En ce qui concerne les modèles de couplage, il serait intéressant de coupler les codes aéroélastiques avec des modèles tourbillonnaires afin de prendre en compte tous les phénomènes physiques jouant un rôle important dans la dynamique du sillage.

D'après l'état actuel des connaissances dans ce domaine, nous pouvons dire que sur le court terme, les codes de simulation du sillage resteront basés sur les méthodes couplées. Afin d'avoir des modèles fiables, il est nécessaire d'acquérir davantage de données expérimentales de qualité, pour des rotors différents et pour des conditions d'utilisation variées, afin de valider les codes de calcul actuels et futurs. Cependant, il faudra trouver un nouveau paradigme sur le long terme en développant des algorithmes et des solutions alternatives et innovantes. Pour cela, les chercheurs doivent sortir de leur zone de confort et aller chercher l'expertise dans des applications non propres à l'aéronautique.



# Bibliographie

- [1] T. ACKERMANN : *Wind power in power systems*. John Wiley and Sons, 2005.
- [2] R.J. ADRIAN : Image shifting technique to resolve directional ambiguity in double-pulsed velocimetry. *Applied Optics*, 25(21):3855–3858, 1986.
- [3] R.J. ADRIAN : Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1):261–304, 1991.
- [4] K. AKIKAZU, Y. KATSUHITO, I. YOSHIO, K. AKIRA, K. SINICHI et Y. TARO : PIV system for airflow measurement using smoke particles. *In Proceedings of 5th International Conference on Air Distribution in Rooms, ROOMVENT 96*, pages 421–426, 1996.
- [5] PH ALFREDSSON et JÅ DAHLBERG : A preliminary wind tunnel study of windmill wake dispersion in various flow conditions. *Technical Note AU-1499*, 1979.
- [6] P. ANUSONTI-INTHRA : Development of Rotorcraft Wake Capturing Methodology Using Fully Coupled CFD and Particle Vortex Transport Method. *In Proceedings of the 62nd AHS Annual Forum, Phoenix, AZ*, 2006.
- [7] P. ANUSONTI-INTHRA et M. FLOROS : Coupled CFD and Particle Vortex Transport Method : Wing Performance and Wake Validations. *In 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Seattle, AIAA paper 2008-4177*, June 2008.
- [8] A. BAGAI et J. G. LEISHMAN : Rotor Free-Wake Modeling using a Relaxation Technical Including Comparisons with Experimental Data. *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 40, No. 3:pp. 29–41, July 1995.
- [9] A. BAGAI et J.G. LEISHMAN : Flow visualization of compressible vortex structures using density gradient techniques. *Experiments in Fluids*, 15(6):431–442, 1993.
- [10] A. BAGAI et J.G. LEISHMAN : Adaptive Grid Sequencing and Interpolation Schemes for Helicopter Rotor Wake Analyses. *AIAA Journal*, 0001-1452 vol. 36, no. 9:pp. 1593–1602, 1998.
- [11] M. BHAGWAT, M. MOULTON et F. CARADONNA : Recent Advances in the Embedded-Wake Approach to Hover Performance Prediction. *In Proceedings of the American Helicopter Society 4th Decennial Specialists'Conference on Aeromechanics, San Francisco, California*, January 21-23, 2004.

- [12] M.J. BHAGWAT : Investigation into the rollup and diffusion of rotor tip vortices using laser Doppler velocimetry. pages 735–754, 1997.
- [13] M.J. BHAGWAT et J. G. LEISHMAN : Generalized Viscous Vortex Model for Application to Free-Vortex Wake And Aeroacoustic Calculations. *In Annual Forum Proceedings, American Helicopter Society, VOL 58, PART 2, pages 2042-2057*, 2002.
- [14] M.J. BHAGWAT et J.G. LEISHMAN : Correlation of helicopter rotor tip vortex measurements. *AIAA journal*, 38(2):301–308, 2000.
- [15] M.J. BHAGWAT et J.G. LEISHMAN : Measurements of Bound and Wake Circulation on a Helicopter Rotor. *Journal of Aircraft*, 0021-8669, vol.37 no.2:pp. 227–234, 2000.
- [16] Moulton M. BHAGWAT, M. et F. CARADONNA : Recent Advances in the Embedded-Wake Approach to Hover Performance Prediction. *In Proceedings of the American Helicopter Society 4th Decennial Specialists' Conference on Aeromechanics, San Francisco, California, January 21-23, 2004*.
- [17] D.B. BLISS, M.E. TESKE et T.R. QUACKENBUSH : A New Methodology for Free Wake Analysis Using Curved Vortex Elements. Rapport technique, NASA CR 3958, December 1987.
- [18] G. BRAMESFELD et M. MAUGHMER : Relaxed-Wake Vortex-Lattice Method Using Vorticity Elements. *Journal of Aircraft*, 0021-8669 vol.45 no.2:pp. 560–568, 2008.
- [19] G. BRAMESFELD et M.D. MAUGHMER : Relaxed-Wake Vortex-Lattice Method Using Distributed Vorticity Elements. *Journal of Aircraft*, 45(2):560, 2008.
- [20] Strawn-R. C. BRIDGEMAN, J. O. et F. X. CARADONNA : An Entropy and Viscosity Corrected Potential Method for Rotor Performance prediction. *In 44th Annual AHS Forum*, June 1988.
- [21] R. E. BROWN : Rotor Wake Modeling for Flight Dynamic Simulation of Helicopters. *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 1, 2000.
- [22] JM BURCH et JMJ TOKARSKI : Production of multiple beam fringes from photographic scatterers. *Journal of Modern Optics*, 15(2):101–111, 1968.
- [23] J. M. BURGERS : A mathematical model illustrating the theory of turbulence. *Advances in Applied Mechanics*, 1:171–199, 1948.
- [24] W. R. CASTLES et J. H. DE LEEUW : The Normal Component of the Induced Velocity in the Vicinity of a Lifting Rotor and Some Examples of its Application. Rapport technique, NACA Report 1184, 1954.
- [25] Jean-Jacques CHATTOT : Effects of blade tip modifications on wind turbine performance using vortex model. *COMPUTERS & FLUIDS*, 38(7):1405–1410, AUG 2009.
- [26] P. K. CHAVIAROPOULOS et M. O. L. HANSEN : Investigating three-dimensional and rotational effects on wind turbine blades by means of a quasi-3D Navier-Stokes solver. *Journal of Fluids Engineering*, 122:330–336, 2000.

- [27] A. T. CONLISK : A Long-Time Study of the Structure of the Rotor Wake. *In ARO Rotorcraft Wake Prediction Basic Research Workshop*, page 17, 2009.
- [28] A.T. CONLISK : Modern helicopter rotor aerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, Volume 37, Number 5:pp. 419–476(58), July 2001.
- [29] P. CRIMI : Theoretical Prediction of the Flow in the Wake of a Helicopter Rotor. Part I. Development of Theory and Results of Computations. Rapport technique, Cornell Aeronautical Lab, Final Rept., pt. 1, Sep 64-Sep 65.
- [30] H. DAUGHADAY et R. A PIZIALI : An Improved Computational Model for Predicting the Unsteady Aerodynamic Loads of Rotor Blades. *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 11, No. 4:pp. 3–10, Oct. 1966.
- [31] M. DIETZ, M. KESSLER, E. KRÄMER et S. WAGNER : Tip Vortex Conservation on a Helicopter Main Rotor Using Vortex-Adapted Chimera Grids. *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 8, 2007.
- [32] DS DOSANJH, EP GASPAREK et S. ESKINAZI : Decay of a viscous trailing vortex. *The Aeronautical Quarterly*, 3(3):167–188, 1962.
- [33] H. DUMITRESCU et V. CARDOS : Rotational effects on the boundary-layer flow in wind turbines. *AIAA journal*, 42(2):408–411, 2004.
- [34] PR EBERT et DH WOOD : The near wake of a model horizontal-axis wind turbine-I. Experimental arrangements and initial results. *Renewable energy*, 12(3):225–243, 1997.
- [35] PR EBERT et DH WOOD : The near wake of a model horizontal-axis wind turbine Part 3 : properties of the tip and hub vortices. *Renewable Energy*, 22(4):461–472, 2001.
- [36] T. A. EGOLF et S. P. SPARKS : Hovering Rotor Airload Prediction Using a Full Potential Flow Analysis with Realistic Wake Geometry. *In American Helicopter Society, Annual Forum, 41st, Proceedings*, p. 515-530, May 15-17, 1985.
- [37] T. A. EGOLF et S.P. SPARKS : A Full Potential Rotor Analysis with Wake Influence using an Inner-Outer Domain Technique. *In 42nd Annual AHS Forum*, June 1986.
- [38] T.A. EGOLF : Improved Aerodynamic Methodology for Hover and Forward Flight Aeromechanics/Dynamic System Modeling & Analysis Methodology. Rapport technique, Final Report, NASA Cooperative Agreement Number NCC2-9019 Entitled Advanced Rotorcraft Technology, WBS 05-B-01-02.1, Feb. 16, 2006.
- [39] A. FAGE et HCH TOWNEND : An examination of turbulent flow with an ultramicroscope. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, pages 656–677, 1932.
- [40] I. GRANT, M. MO, X. PAN, P. PARKIN, J. POWELL, H. REINECKE, K. SHUANG, F. COTON et D. LEE : An experimental and numerical study of the vortex filaments in the wake of an operational,



- horizontal-axis, wind turbine. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 85(2):177–189, 2000.
- [41] I. GRANT et P. PARKIN : A DPIV study of the trailing vortex elements from the blades of a horizontal axis wind turbine in yaw. *Experiments in Fluids*, 28(4):368–376, 2000.
- [42] I. GRANT, P. PARKIN et X. WANG : Optical vortex tracking studies of a horizontal axis wind turbine in yaw using laser-sheet, flow visualisation. *Experiments in Fluids*, 23(6):513–519, 1997.
- [43] D.L. GREENE, J.L. HOPSON et J. LI : Have we run out of oil yet ? Oil peaking analysis from an optimist’s perspective. *Energy Policy*, 34(5):515–531, 2006.
- [44] L. GREENGAARD et V. ROHLIN : A Fast Algorithm for Particle Simulations. *Journal Of Computational Physics*, 73:315–348, 1987.
- [45] L. GREENGAARD et V. ROHLIN : A fast algorithm for vortex methods. In *A Collection of Papers, 1st National Fluid Dynamics Congress, 88-3574-CP, Cincinnati, Ohio, July 25-28, 1988*.
- [46] S. GUPTA et J.G. LEISHMAN : Accuracy of the Induced Velocity from Helicoidal Vortices Using Straight-Line Segmentation. *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 1, January 2005.
- [47] R. GURKA, A. LIBERZON, D. HEFETZ, D. RUBINSTEIN et U. SHAVIT : Computation of Pressure Distribution Using PIV Velocity Data. In *Proc. of the 3rd International Workshop on Particle Image Velocimetry*, Santa Barbara, CA, Sep 1999.
- [48] M. O. L. HANSEN : *Aerodynamics of wind turbines*. Earthscan, 2nd édition, 2008.
- [49] M. O. L. HANSEN, J. N. SORENSEN, J. A. MICHELSEN et N. N. SORENSEN : A global Navier-Stokes rotor prediction model. In *AIAA, Paper No. 97-0970, 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibition, Reno, Nevada*, 1997.
- [50] N. HARIHARAN et L. SANKAR : High-Order Essentially Nonoscillatory Schemes for Rotary-Wing Wake Computations. *Journal of Aircraft*, Vol. 41, No. 2, 2004.
- [51] DP HART : PIV error correction. *Experiments in Fluids*, 29(1):13–22, 2000.
- [52] H.H. HEYSON et S. KATZOFF : Induced Velocities Near a Lifting Rotor with Nonuniform Disk Loading. Rapport technique, NACA TR 1319, 1957.
- [53] H.T. HUANG, H.E. FIEDLER et J.J. WANG : Limitation and improvement of PIV. *Experiments in Fluids*, 15(4):263–273, 1993.
- [54] Li. HUI, O.R. BURGGRAF et A.T. CONLISK : Formation of a Rotor Tip Vortex. *Journal of Aircraft*, Vol. 39, No. 5, 2002.
- [55] F. HUSSAIN et J. JEONG : On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285:69–94, 1995.
- [56] W. JOHNSON : A General Free Wake Geometry Calculation for Wings and Rotors. In *American Helicopter Society 51 st. Annual Forum, Fort Worth, TX, May 1995*.

- [57] W. JOHNSON : A General Free Wake Geometry Calculation For Wings and Rotors. *In American Helicopter Society 51st Annual Forum, Fort Worth, Texas., May 9-11, 1995.*
- [58] Chua K. et T. R. QUACKENBUSH : A fast vortex method for the simulation of threedimensional flows on parallel computers. *In Proceedings of the conference on Parallel computational fluid dynamics, (1992) 87 - 98, 1993.*
- [59] L.H. KANTHA : Empirical model of transport and decay of aircraft wake vortices. *Journal of Aircraft, 35(4):649–652, 1998.*
- [60] J. KATZ et A. PLOTKIN : *Low-Speed Aerodynamics.* Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- [61] W. KAUFMANN : Uber die Ausbreitung kreiszlindrischer Wirbel in zahren Flussigkeiten. *Ing. Arch, 31(1):1, 1962.*
- [62] R.D. KEANE et R.J. ADRIAN : Optimization of particle image velocimeters. 1404:139, 1990.
- [63] R.D. KEANE et R.J. ADRIAN : Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Flow, Turbulence and Combustion, 49(3):191–215, 1992.*
- [64] L. V. KING : On the Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid : Determination of the Convection Constants of Small Platinum Wires with Applications to Hot-Wire Anemometry. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character:214 :373–432, 1914.*
- [65] J. D. KOCUREK et J. L. TANGLER : A Prescribed Wake Lifting Surface Hover Performance Analysis. *Journal of the American Helicopter Society, Vol. 22, No. 1:pp. 24–35, 1977.*
- [66] A. J. LANDGREBE : An Analytical Method for Predicting Rotor Wake Geometry. *In AIAA, Paper No. 69-196, Feb. 1969.*
- [67] A. J. LANDGREBE : The Wake geometry of a Hovering Helicopter Rotor and its influence on Rotor Performance. *Journal of the American Helicopter Society, Vol. 17, No. 4:pp. 3–15, October 1972.*
- [68] J.G. LEISHMAN, M.J. BHAGWAT et A. BAGAI : Free-vortex filament methods for the analysis of helicopter rotor wakes. *Journal of Aircraft, 39(5):759–775, 2002.*
- [69] J. G. LEISHMANN : *Principles of Helicopter Aerodynamics.* Cambridge University Press, Cambridge, 2006.
- [70] A.J. LINE et Brown R.E. : Efficient High-Resolution Wake Modelling Using the Vorticity Transport Equation. *In 60th Annual Forum of the American Helicopter Society, Baltimore, MD, 2004.*
- [71] L. LOURENCO et A. KROTHAPALLI : On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV. *Experiments in Fluids, 18(6):421–428, 1995.*
- [72] T. MAEDA, Y. KINPARA et T. KAKINAGA : Wind Tunnel and Field Experiments on Wake Behind Horizontal Axial Wind Turbine. *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu B Hen(Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Part B)(Japan), 17(1):162–170, 2005.*

- [73] F. MASSOUH et I. DOBREV : Exploration of the vortex wake behind of wind turbine rotor. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 75, page 012036. Institute of Physics Publishing, 2007.
- [74] F. MASSOUH, I. DOBREV et M. RAPIN : Numerical Simulation of Wind Turbine Performance Using a Hybrid Model. *In 44-th AIAA Aero, Sci. Meet. and Exh, Reno, NV*, 2006.
- [75] EHM MAST, LJ VERMEER et GJW van BUSSEL : Estimation of the circulation distribution on a rotor blade from detailed near wake velocities. *Wind Energy*, 7(3):189–209, 2004.
- [76] WJ MCCROSKEY : Wake Vortex System of Helicopters. *Aerospace Sciences and Meeting and Exhibit, Reno, NV.*, AIAA Paper 95-0530, Jan. 9-12, 1995.
- [77] D. MEDICI et P.H. ALFREDSSON : Measurements on a wind turbine wake : 3D effects and bluff body vortex shedding. *Wind Energy*, 9(3):219–236, 2006.
- [78] C.D. MEINHART, S.T. WERELEY et J.G. SANTIAGO : A PIV algorithm for estimating time-averaged velocity fields. *Journal of Fluids Engineering*, 122(2):285–289, 2000.
- [79] A. MELLING : Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8:1406, 1997.
- [80] L. M. MILNE-THOMSON : *Theoretical Aerodynamics*. Macmillan, London, 1952.
- [81] D. MULLER et U. RENZ : Determination of all airflow velocity components by a particle image velocimetry system (PIV). *In Proc. 5 th International Conference on Air Distribution in Rooms, ROOMVENT 96*, pages 413–419, 1996.
- [82] S. U. NA et D.J. LEE : Numerical Simulations of Wake Structure Generated by Rotating Blades Using a Time Marching Free Vortex Blob Method. *European Journal of Mechanics-Fluids Series*, Vol. 18, No. 1, 1998.
- [83] BG NEWMAN : Flow in a viscous trailing vortex. *Aeronautical Quarterly*, 10:149–162, 1959.
- [84] OBSERV'ER : Worldwide electricity production from renewable energy sources - Stats and figures series. Tenth Inventory, 2008.
- [85] A. OGAWA : Vortex Flow, CRC Series on Fine Particle Science and Technology. 1993.
- [86] Y. OKU, K. KUMP, E.N. BRUCE, N.S. CHERNIACK, M.D. ALTOSE, J. WHALE, K.H. PAPADOPOULOS, C.G. ANDERSON, C.G. HELMIS et D.J. SKYNER : A study of the near wake structure of a wind turbine comparing measurements from laboratory and full-scale experiments. *Solar Energy*, 56(6):621–633, 1996.
- [87] VL OKULOV et JN SØRENSEN : Stability of helical tip vortices in a rotor far wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 576:1–25, 2007.
- [88] VL OKULOV et JN SØRENSEN : Stability of helical tip vortices in a rotor far wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 576:1–25, 2007.

- [89] D.G OPOKU et F. NITZSCHE : Acoustic Validation of a New Code Using Particle Wake Aerodynamics And Geometrically-Exact Beam structural dynamics. *In 29th European Rotorcraft Forum*, 2003.
- [90] D.G. OPOKU et F. NITZSCHE : Acoustic validation of a new code using particle wake aerodynamics and geometrically-exact beam structural dynamics. *In 29 th European Rotorcraft Forum ; Friedrichshafen ; Germany*. National Aerospace Laboratory NLR, P. O. Box 90502, 1006 BM, Amsterdam, Netherlands, 2003.
- [91] PR OWEN : The decay of a turbulent trailing vortex, *Aeronaut. The Aeronautical Quarterly*, 10:69–78, 1969.
- [92] CJD PICKERING et NA HALLIWELL : Speckle laser in fluid flows : signal recovery with two-step processing. *Appl. Opt*, 23(1):1128–1129, 1984.
- [93] L. PRANDTL, OG TIETJENS et L. ROSENHEAD : *Fundamentals of Hydro-and Aeromechanics : Based on Lectures of L. Prandtl*. Dover publications, 1957.
- [94] L. PRANDTL, O.G. TIETJENS, TIETJENS et THOMSON : *Applied hydro-and aeromechanics*. Dover publications New York, 1957.
- [95] Lam C-M.G. Wachspress D.A. QUACKENBUSH, T.R. : Computational Analysis of High Resolution Unsteady Airloads for Rotor Aeroacoustics. Rapport technique, NASA CR 194894, May 1994.
- [96] T.R. QUACKENBUSH, D.B. BLISS, D.A. WACHSPRESS, A.H. BOSCHITSCH et Chua K.C. : Computation of Rotor Aerodynamic Loading in Forward Flight using a Full-Span Free Wake Analysis. Rapport technique, NASA CR 177611, October 1990.
- [97] TR QUACKENBUSH, CMG LAM, DA WACHPRESS et DB BLISS : Analysis of High Resolution Unsteady Airloads for Helicopter Rotor Blades. *In ANNUAL FORUM PROCEEDINGS-AMERICAN HELICOPTER SOCIETY*, volume 50, pages 1233–1248. AMERICAN HELICOPTER SOCIETY, 1994.
- [98] Wachspress D.A.-Boschitsch A.H. QUACKENBUSH, T.R. et T.R. CURBISHLEY : A Comprehensive Hierarchical Aeromechanics Rotorcraft Model (CHARM) for General Rotor/Surface Interaction. Rapport technique, CDI Report 99-03, Final Report for NASA/Ames contract NAS2-14342, January 1999.
- [99] M. RAFFEL et F. KOST : Investigation of aerodynamic effects of coolant ejection at the trailing edge of a turbine blade model by PIV and pressure measurements. *Experiments in Fluids*, 24(5):447–461, 1998.
- [100] M. RAFFEL, C. WILLERT et S. WERELEY : *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer Verlag, 2007.
- [101] N. RAJMOHAN, L. SANKAR, B. CHARLES, S. M. MAKINEN et T. A. EGOLF : Application of hybrid methodology to rotors in steady and maneuvering flight. *In Proceedings of the American Helicopter Society 64th Annual Forum*, 2008.

- [102] K. RAMACHANDRAN, C. TUNG et FX CARADONNA : Rotor hover performance prediction using a free-wake, computational fluid dynamics method. *Journal of Aircraft*, 26:1105–1110, 1989.
- [103] H. RICHARD, J. BOSBACH, A. HENNING, M. RAFFEL, C. WILLERT et B.G. van der WALL : 2C and 3C PIV measurements on a rotor in hover condition. 2006.
- [104] L. N. SANKAR et D. PRICHARD : Solution of Transonic Flow past rotor blades using the Conservative Full Potential Equation. *AIAA Paper 85-5012*, October 1985.
- [105] O. SAUNIER, C. BENOIT, G. JEANFAIVRE et A. LERAT : Third-order Cartesian overset mesh adaptation method for solving steady compressible flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 57(7):811–838, 2008.
- [106] A. M. SAVILL : Fundamentals of Hot Wire Anemometry. *Journal of Fluid Mechanics*, Digital Archive:237 :692–693, 2006.
- [107] F. SCARANO et M.L. RIETHMULLER : Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids*, 26(6):513–523, 1999.
- [108] H. SCHLICHTING et E. TRUCKENBRODT : *Aerodynamik des Flugzeuges*. Springer-Verlag, Berlin, 1959.
- [109] M. Bhagwat M. Moulton F. Caradonna SCHMITZ S., J. J. Chattot : The Prediction and Validation of Hover Performance and Detailed Blade Loads. In *AHS Aeromechanics Specialist's Conference, San Francisco, CA*, Jan. 2008.
- [110] F. SCHOLZEN et A. MOSER : Three-dimensional particle streak velocimetry for room airflows with automatic stereo-photogrammetric image processing. In *Proceedings of 5 th International Conference on Air Distribution in Rooms, ROOMVENT 96*, volume 96, pages 555–562, 1996.
- [111] MP SCULLY et JP SULLIVAN : Helicopter rotor wake geometry and airloads and development of laser Doppler velocimeter for use in helicopter rotor wakes. . Rapport technique, Massachusetts Institute of Technology Aerophysics Laboratory. Technical Report 183, MIT DSR, 1972.
- [112] J.A. SETHIAN : A Brief Overview of Vortex Methods. In *Vortex Methods and Vortex Motion, Society for Industrial and Applied Mathematics*, pages 1–32, 1991.
- [113] A.B. SHELTON : *A Multi-Resolution Discontinuous Galerkin method for unsteady compressible flows*. Thèse de doctorat, Georgia Institute of Technology, 2008.
- [114] D. SIMMS, S. SCHRECK, M. HAND et L.J. FINGERSH : NREL Unsteady Aerodynamics Experiment in the NASA-Ames Wind Tunnel : A Comparison of Predictions to Measurements. Rapport technique, National Renewable Energy Laboratory, June 2001.
- [115] Baeder J. D. SITARAMAN, J. et I. CHOPRA : Validation of UH-60 Rotor Blade Aerodynamic Characteristics using CFD. In *59th Annual Forum of the American Helicopter Society*, May 6-8, 2003.

- [116] GH SMITH, I. GRANT, A. LIU, D. INFELD et T. EICH : The wind tunnel application of particle image velocimetry to the measurement of flow over a wind turbine. *SPIE MILESTONE SERIES MS*, 99:557–557, 1994.
- [117] H. SNEL, B. HOUWINK, J. BOSSCHERS, W. J. PIERS, G. J. W. van BUSSEL et A. BRUINING : Sectional prediction of 3-D effects for stalled flow on rotating blades and comparison with measurements. *In Proceedings of European Community Wind Energy Conference 1993, H. S. Stephens & Associates, Travemunde, pp 395–399*, 1993.
- [118] H. SNEL, JG SCHEPERS et B. MONTGOMERIC : The mexico project (model experiments in controlled conditions) : The database and first results of data processing and interpretation. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 75, pages 1–11. Institute of Physics Publishing, 2007.
- [119] P.R. SPALART : Airplane trailing vortices. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30(1):107–138, 1998.
- [120] HB SQUIRE : The growth of a vortex in turbulent flow (Vortex growth in turbulent incompressible flow). *Aeronautical Quarterly*, 16:302–306, 1965.
- [121] K.A. STETSON : A review of speckle photography and interferometry. *Optical Engineering*, 14:482–489, 1975.
- [122] C.P. STONE, E.P.N. DUQUE et A. GHARAKHANI : Towards a Coupled Eulerian/Lagrangian Simulation Method for Rotorcraft Wake Modeling. *In AIAA 2008-659, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 7 - 10 January 2008*.
- [123] R. C. STRAWN et F. X. CARADONNA : Conservative Full Potential Model for Unsteady Transonic Rotor Flows. *AIAA Journal*, Vol. 25:pp. 193–198, February 1987.
- [124] R.C. STRAWN : Numerical Modeling of Rotor Flows with a Conservative Form of the Full Potential Equation. *AIAA Paper 86-0079*, July 1986.
- [125] J. K. SVEEN : An introduction to MatPIV v.1.6.1. Eprint no. 2, ISSN 0809-4403, Dept. of Mathematics, University of Oslo, 2004. <http://www.math.uio.no/~jks/matpiv>.
- [126] JK SVEEN : An introduction to MatPIV v. 1.6. 1. eprint series. *Dept of Math Univ of Oslo " Mech and App Math"(2) ISSN*, pages 0809–4403, 2004.
- [127] B.G. van der WALL et H. RICHARD : Analysis methodology for 3C-PIV data of rotary wing vortices. *Experiments in Fluids*, 40(5):798–812, 2006.
- [128] G.H. VATISTAS : Simple model for turbulent tip vortices. *Journal of Aircraft*, 43(5):1577, 2006.
- [129] G.H. VATISTAS, V. KOZEL et W.C. MIH : A simpler model for concentrated vortices. *Experiments in Fluids*, 11(1):73–76, 1991.
- [130] LJ VERMEER : A review of wind turbine wake research at TU Delft. *In A Collection of the 2001 ASME Wind Energy Symposium Technical Papers. New York : ASME*, pages 103–13, 2001.

- [131] L.J. VERMEER, J.N. SØRENSEN et A. CRESPO : Wind turbine wake aerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 39(6-7):467–510, 2003.
- [132] J. WESTERWEEL : Theoretical analysis of the measurement precision and reliability in PIV. *In International Workshop on PIV'99- Santa Barbara, 3 rd, Santa Barbara, CA*, pages 9–14, 1999.
- [133] J. WESTERWEEL, D. DABIRI et M. GHARIB : The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings. *Experiments in Fluids*, 23(1):20–28, 1997.
- [134] J. WHALE, C.G. ANDERSON, R. BAREISS et S. WAGNER : An experimental and numerical study of the vortex structure in the wake of a wind turbine. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 84(1):1–21, 2000.
- [135] F.M. WHITE : *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill New York, 1991.
- [136] SE WIDNALL : The structure and dynamics of vortex filaments. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 7(1):141–165, 1975.
- [137] R.E. WILSON et P.B.S. LISSAMAN : Applied Aerodynamics of Wind Power Machines, Technical Report NSF-RA-N-74-113. Rapport technique, Oregon State University, 1974.
- [138] S.S. YOON et S.D. HEISTER : Analytical formulas for the velocity field induced by an infinitely thin vortex ring. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 44(6):665–672, 2004.





## ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES TOURBILLONNAIRES DANS LE SILLAGE ÉOLIEN

**RESUME :** Lors du fonctionnement d'un rotor éolien, chaque pale émet une nappe tourbillonnaire à partir du bord de fuite suivant son envergure et un tourbillon marginal d'extrémité de pale. Ainsi, ces structures tourbillonnaires se développent en aval du rotor et peuvent impacter les éoliennes voisines. Cette thèse présente deux approches expérimentale et numérique pour l'étude de ces structures. L'approche expérimentale a consisté à explorer le sillage d'un rotor tripale dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech à l'aide de la technique PIV. Ces explorations ont permis d'obtenir le champ de vitesse dans plusieurs plans azimutaux. Une nouvelle méthode basée sur le calcul de la circulation a été proposée afin de localiser les centres tourbillonnaires dans les plans explorés et de calculer leur intensité. Dans l'approche numérique, une méthode de couplage entre la simulation numérique Navier-Stokes et un modèle tourbillonnaire du sillage est proposée. Elle permet de restreindre le domaine de calcul au voisinage du rotor grâce à la possibilité de définir les conditions aux limites par le modèle tourbillonnaire. Une étude de sensibilité a permis de déterminer le nombre de pas nécessaire dans le modèle tourbillonnaire pour atteindre la précision souhaitée. Ainsi, la possibilité offerte par cette méthode de restreindre le domaine de calcul permet de construire un maillage plus fin autour des profils et de consacrer toute la capacité de calcul disponible pour révéler la genèse du sillage avec une haute résolution. Ce modèle couplé permet aussi d'étudier l'impact des caractéristiques de pale sur la formation du sillage et d'améliorer la conception et l'optimisation des rotors éoliens.

**Mots clés :** sillage éolien, tourbillon marginal, PIV, modèle tourbillonnaire, modèle couplé.

## STUDY OF VORTEX STRUCTURES IN WIND TURBINE WAKE

**ABSTRACT :** During operation, each blade of a wind turbine emits a vortex sheet from the trailing edge along its span and a tip vortex from its extremity. Thus, these vortex structures evolve behind the rotor and can impact wind turbines located downstream. This thesis presents an experimental and a numerical approach to study these structures. In the experimental approach, the wake of a three-bladed rotor is explored in the wind tunnel of Arts et Métiers ParisTech using PIV technique. These explorations have yielded the velocity field in several planes of azimuth. A new method based on the calculation of circulation has been proposed to locate vortex centers in the explored plans and to calculate their intensity. In the numerical approach, a method for coupling Navier-Stokes simulation with a vortex wake model is proposed. The coupled model allows restricting the computational domain in the vicinity of the rotor with the possibility of defining the boundary conditions by the vortex model. A sensitivity analysis was performed in order to determine the number of steps required in the vortex model to achieve the desired accuracy. Thus, the possibility of restricting the computational domain offered by this method allows to build a finer mesh around the profiles and to put all the available computing capacity to reveal the genesis of the wake at high resolution. This coupled model also allows to study the effect of blade characteristics on the formation of the wake and to improve the design and optimization of wind rotors.

**Keywords :** wind turbine wake, tip vortex, PIV, vortex model, coupled model.

