

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	I
ABSTRACT	III
AVANT PROPOS	V
TABLE DES MATIÈRES	VI
LISTE DES FIGURES	XII
LISTE DES TABLEAUX	XVIII
NOMENCLATURE	XIX
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 CONTEXTE DU PROJET	1
1.2 PARTICULARITÉS LIÉES À L'EXPLOITATION D'ÉOLIENNES EN MILIEU NORDIQUE	1
1.3 PROBLÉMATIQUE	5
1.4 OBJECTIFS	8
1.4.1 Objectifs généraux	8
1.4.2 Objectifs spécifiques	8
1.5 MÉTHODOLOGIE	10
1.6 REVUE DE LITTÉRATURE	11
1.6.1 Modèles numériques CFD (Computational Fluid Dynamics)	11
1.6.2 Méthode des panneaux	12
1.6.3 Calcul de la couche limite	12
1.6.4 Modèles numériques d'accrétion de glace.	14
1.6.5 Simulation d'écoulements en soufflerie	14
1.6.6 Simulation du givrage en soufflerie	16

CHAPITRE 2 MODÈLE NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT D'AIR AUTOUR D'UNE PALE

D'ÉOLIENNE	17
2.1 INTRODUCTION	17
2.1.1 Description générale du modèle numérique.....	17
2.1.2 Structure de la programmation.....	19
2.1.3 Intégration du modèle numérique au logiciel LIMAlcing2D	22
2.2 PASSAGE DE LA PALE 3D AU PROFIL AÉRODYNAMIQUE 2D	23
2.3 CALCUL DE L'ÉCOULEMENT POTENTIEL PAR LA MÉTHODE DES PANNEAUX DE HESS ET SMITH.....	25
2.3.1 Hypothèses de calcul.....	25
2.3.2 Fondements mathématiques	26
2.3.3 Discrétisation du profil.....	26
2.3.4 Superposition des écoulements potentiels.....	27
2.3.5 Calcul des vitesses induites.....	28
2.3.6 Calcul des intensités des sources et du tourbillon	30
2.3.7 Calcul des vitesses tangentielles	33
2.3.8 Calcul des coefficients de pression	34
2.3.9 Calcul des vitesses en tout point	34
2.3.10 Calcul des lignes de courant.....	35
2.3.11 Calcul des températures	36
2.4 CALCUL DE LA COUCHE LIMITE VISQUEUSE	39
2.4.1 Généralités.....	39
2.4.2 Paramètres caractéristiques de la couche limite	40
2.4.3 Équation de Von Karman.....	41
2.4.4 Couche limite laminaire	42
2.4.5 Couche limite turbulente	44
2.4.6 Point de transition Laminaire/Turbulent	46

2.4.7	Point de décollement (séparation).....	46
2.4.8	Frottements visqueux	47
2.4.9	Coefficients de transfert de chaleur.....	48
2.4.10	Remarques sur la programmation	50
2.5	CALCUL DES COEFFICIENTS DE PORTANCE ET DE TRAÎNÉE.....	52
2.6	COUPLAGE ÉCOULEMENT POTENTIEL / COUCHE LIMITE VISQUEUSE.....	55
2.6.1	Principe	55
2.6.2	Mise en place du couplage	56
2.6.3	Convergence et divergence des calculs.....	57
CHAPITRE 3 SIMULATION EN SOUFFLERIE DE L'ÉCOULEMENT D'AIR AUTOUR D'UN		
	PROFIL DE PALE D'ÉOLIENNE.....	59
3.1	INTRODUCTION	59
3.2	MESURE EN SOUFFLERIE DE COEFFICIENTS DE PORTANCE ET DE TRAÎNÉE	59
3.2.1	Matériel à disposition	60
3.2.2	Choix des paramètres d'expérimentation.....	62
3.2.3	Procédure expérimentale	63
3.2.4	Résultats	63
3.2.5	Analyse.....	65
3.2.6	Conclusions	67
3.3	MESURE EN SOUFFLERIE DES CHAMPS DE VITESSES ET DE LA HAUTEUR DE LA COUCHE LIMITE.	67
3.3.1	Matériel expérimental	67
3.3.2	Choix des paramètres d'expérimentation.....	68
3.3.3	Procédure expérimentale	69
3.3.4	Résultats	69
3.3.5	Analyse.....	71
3.3.6	Conclusions	77

CHAPITRE 4 PRÉSENTATION ANALYSE ET VALIDATION DES RÉSULTATS DU MODÈLE

NUMÉRIQUE	78
4.1 INTRODUCTION	78
4.2 CHOIX DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES	79
4.2.1 Choix des profils	79
4.2.2 Choix du nombre de panneaux.....	80
4.2.3 Choix des nombres de Reynolds	81
4.2.4 Choix des angles d'attaque.....	81
4.2.5 Synthèse	82
4.3 RÉSULTATS DU CALCUL DE L'ÉCOULEMENT POTENTIEL	83
4.3.1 Vitesses tangentielles	83
4.3.2 Champs de vitesses	91
4.3.3 Lignes de courant.....	102
4.4 RÉSULTATS DU CALCUL DE LA COUCHE LIMITE VISQUEUSE.....	107
4.4.1 Épaisseur de déplacement δ^*	107
4.4.2 Épaisseurs de couche limite δ	110
4.4.3 Coefficients de frottement.....	113
4.4.4 Coefficients de transfert de chaleur.....	115
4.5 RÉSULTATS DU CALCUL DES COEFFICIENTS DE FORCE	117
4.5.1 Résultats	117
4.5.2 Analyse et conclusions.....	117
4.6 CORRECTIONS VISQUEUSES.....	119
4.6.1 Résultats	119
4.6.2 Analyse.....	120
4.6.3 Conclusions	121
4.7 CONCLUSIONS SUR LA VALIDATION DU MODÈLE NUMÉRIQUE D'ÉCOULEMENT.....	122

CHAPITRE 5 SIMULATION EN SOUFFLERIE DU GIVRAGE D'UN PROFIL DE PALE

D'ÉOLIENNE	123
5.1 INTRODUCTION	123
5.2 CHOIX DES PARAMÈTRES DE SIMULATION.....	125
5.3 MATÉRIEL À DISPOSITION	126
5.4 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE	127
5.5 RÉSULTATS	127
5.5.1 Brouillard givrant 1	128
5.5.2 Brouillard givrant 2	133
5.6 ANALYSE	138
5.6.1 Reproductibilité des expériences.....	138
5.6.2 Masse de glace accumulée	138
5.6.3 Force centrifuge	139
5.6.4 Forces aérodynamiques.....	140
5.6.5 Couple et chargement en flexion.....	141
5.7 CONCLUSIONS.....	146
CHAPITRE 6 CONCLUSIONS.....	148
TRAVAUX FUTURS.....	151
REMERCIEMENTS.....	152
ANNEXE A THÉORIE DU DISQUE ACTUATEUR.....	153
ANNEXE B THÉORIE DU DISQUE ROTOR	155
ANNEXE C MISE EN SERVICE DE LA BALANCE AÉRODYNAMIQUE.....	159
C.1 INTRODUCTION.....	159
C.2 DESCRIPTION DE LA BALANCE.....	159

C.3	ÉTUDE MÉCANIQUE	162
C.3.1	Bras vertical.....	162
C.3.1.1	Remarques.....	162
C.3.1.2	Mise en équation	163
C.3.2	Bras vertical.....	163
C.3.2.1	Remarques.....	163
C.3.2.2	Mise en équation	164
C.3.3	Bilan	164
C.4	ÉTALONNAGE DES CELLULES DE FORCE	165
C.5	MESURE DE FORCES DE PORTANCE ET DE TRAÎNÉE SUR PROFIL NACA 0012	167
C.5.1	Résultats	168
C.5.2	Analyse.....	168
C.5.2.1	Mesures de portances :	168
C.5.2.2	Mesures de traînées :	169
C.5.2.3	Problèmes rencontrés	169
ANNEXE D	MODÉLISATION DU ROTOR DE L'ÉOLIENNE VESTAS V80 1.8MW	170
D.1	DONNÉES TECHNIQUES DISPONIBLES.....	170
D.2	MODÉLISATION DE LA GÉOMÉTRIE DE LA PALE	171
D.2.1	Profil.....	171
D.2.2	Corde	172
D.2.3	Angles et vitesses relatives.....	172
D.3	VALIDATION DU MODÈLE AVEC PROPID.....	175
D.3.1	Résultats	175
D.3.2	Détail du code Propid	176
	RÉFÉRENCES.....	179

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : Pale d'éolienne givrée sur son bord d'attaque.	2
Figure 1-2 : anémomètres givrés hors service.	3
Figure 1-3 : Procédure itérative de calcul de l'accrétion de glace sur un profil aérodynamique.....	7
Figure 2-1 : Structure du modèle numérique d'écoulement.....	21
Figure 2-2 : Interface d'utilisation du logiciel LIMA-Icing2D.....	23
Figure 2-3 : Choix des paramètres de simulations avec LIMA-Icing2D.....	23
Figure 2-4 : Angles d'attaque et vitesses relatives sur le profil.....	24
Figure 2-5 : Discrétisation du profil aérodynamique.....	26
Figure 2-6 : Système local de coordonnées lié au panneau j	28
Figure 2-7 : Représentation du point i , milieu du panneau j	31
Figure 2-8 : Décomposition d'une ligne de courant.....	35
Figure 2-9 : Représentation schématique de l'épaisseur de déplacement δ^*	40
Figure 2-10 : Facteur de forme H en régime laminaire.....	43
Figure 2-11 : Nouveau facteur de forme $H1$	45
Figure 2-12 : numérotation des nœuds du profil pour l'étude de la couche limite.....	50
Figure 2-13 : Calcul des dérivées sur les panneaux.....	51
Figure 2-14 : Définition des forces de portance et de traînée sur un profil aérodynamique.....	52
Figure 2-15 : Déplacement de l'écoulement potentiel du à la présence de la couche limite.....	55
Figure 2-16 : Schématique du couplage écoulement potentiel/couche limite visqueuse.....	56
Figure 2-17 : Lissage de la transition laminaire/turbulent.....	57
Figure 3-1 : Soufflerie réfrigérée du LIMA.....	61
Figure 3-2: Profil NACA 63-415.....	61
Figure 3-3: Photo de la balance aérodynamique.....	62
Figure 3-4 : Distribution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque.....	64

Figure 3-5 : Distribution du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'attaque.	64
Figure 3-6 : Reproductibilité des mesure des coefficients de force.	65
Figure 3-7 : Montage de positionnement de l'anémomètre à fil chaud.	68
Figure 3-8 : Champ de vitesses essai 1, données brutes, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=0^\circ$	70
Figure 3-9 : Champ de vitesses essai 2, données brutes, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=10^\circ$	71
Figure 3-10 : Champ de vitesses essai 3, données brutes, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=15^\circ$	71
Figure 3-11 : Maillage adapté à la forme du profil NACA 63415.	72
Figure 3-12 : Champ de vitesses interpolé, essai expérimental 1, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=0^\circ$	72
Figure 3-13 : Champ de vitesses interpolé, essai expérimental 2, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=10^\circ$	73
Figure 3-14 : Champ de vitesses interpolé, essai expérimental 1, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=0^\circ$	73
Figure 3-15 : Méthode de détermination de l'épaisseur de couche limite.	74
Figure 3-16 : Épaisseurs de couche limite δ pour l'extrados en fonction de la position sur la corde.	75
Figure 3-17 : Vitesses tangentielles U_e en fonction de la position sur la corde.	76
Figure 4-1 : Profil NACA 63145 givré lors de la simulation 2 + lissage.	80
Figure 4-2 : Profil NACA 63415 givré lors de la simulation 5 + lissage.	80
Figure 4-3 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0*10^6$, $\alpha=0^\circ$	84
Figure 4-4 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0*10^6$, $\alpha=10^\circ$	84
Figure 4-5 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0*10^6$, $\alpha=15^\circ$	84
Figure 4-6 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0*10^5$, $\alpha=0^\circ$	85
Figure 4-7 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0*10^5$, $\alpha=10^\circ$	86
Figure 4-8 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0*10^5$, $\alpha=15^\circ$	86
Figure 4-9 : Vitesses tangentielles $U_e(s)$, Profil givré n°2.	90
Figure 4-10 : Vitesses tangentielles $U_e(s)$, Profil givré n°5.	90
Figure 4-11 : Champ de vitesse autour d'un cylindre, Vitesse relative=30 m/s, LIMAlcing2D à gauche, théorique à droite.	92

Figure 4-12 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=0^\circ$, échelle 1.....	94
Figure 4-13 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=0^\circ$, échelle 2.....	94
Figure 4-14 : Champ de vitesses expérimental, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=0^\circ$, échelle 2.....	94
Figure 4-15 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=10^\circ$, échelle 1.....	96
Figure 4-16 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=10^\circ$, échelle 2.....	96
Figure 4-17 : Champ de vitesses expérimental, NACA 63-415, Vitesse relative =30 m/s, $\alpha=10^\circ$, échelle 2.....	96
Figure 4-18 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415, Vitesse :relative=30 m/s, $\alpha=15^\circ$, échelle 1.....	98
Figure 4-19 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415, Vitesse :relative=30 m/s, $\alpha=15^\circ$, échelle 2.....	98
Figure 4-20 : Champ de vitesses expérimental, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=15^\circ$, échelle 2.....	98
Figure 4-21 : Champ de vitesses, profil givré lors de la simulation 2.	100
Figure 4-22 : Champ de vitesses, profil givré lors de la simulation 5.	101
Figure 4-23 : Lignes de courant autour d'un cylindre, LIMAlcing2D à gauche, théorique à droite.	102
Figure 4-24 : Lignes de courant, NACA 63-415, $\alpha=0^\circ$	103
Figure 4-25 : Lignes de courant, NACA 63-415, $\alpha=10^\circ$	103
Figure 4-26 : Lignes de courant, NACA 63-415, $\alpha=15^\circ$	104
Figure 4-27 : Lignes de courant, Profil givré lors de la simulation 2.	105
Figure 4-28 : Lignes de courant, Profil givré lors de la simulation 5.	105

Figure 4-29 : Épaisseur de déplacement δ^* en fonction de l'abscisse curviligne s , NACA 63415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=0^\circ$	108
Figure 4-30 : Épaisseur de déplacement $\delta^*(s)$, NACA 63415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=10^\circ$	109
Figure 4-31 : Épaisseur de déplacement $\delta^*(s)$, NACA 63415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=15^\circ$	109
Figure 4-32 : Épaisseur de couche limite $\delta(s)$, NACA 63-415, Extrados, $R_e=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=0^\circ$	111
Figure 4-33 : Épaisseur de couche limite $\delta(s)$, NACA 63-415, Extrados, $R_e=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=10^\circ$	111
Figure 4-34 : Épaisseur de couche limite $\delta(s)$, NACA 63-415, Extrados, $R_e=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=15^\circ$	112
Figure 4-35 : Coefficient de frottement de surface $c_f(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=0^\circ$	114
Figure 4-36 : Coefficient de frottement de surface $c_f(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=10^\circ$	114
Figure 4-37 : Coefficient de frottement de surface $c_f(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=15^\circ$	115
Figure 4-38 : Coefficients de transfert de chaleur, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=0^\circ$	116
Figure 4-39 : Coefficients de transfert de chaleur, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=10^\circ$	116
Figure 4-40 : Coefficients de transfert de chaleur, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=15^\circ$	116
Figure 4-41 : Coefficients de portance $C_L(\alpha)$, NACA 63415, $R_e=4 \cdot 10^6$	118
Figure 4-42 : Coefficients de traînée $C_D(\alpha)$, NACA 63415, $R_e=4 \cdot 10^6$	119
Figure 4-43 : Coefficients de portance en fonction de l'angle d'attaque, NACA63-415, $R_e=1.6 \cdot 10^6$	120
Figure 5-1: Éolienne Vestas 1.8 MW installée à Murdochville.....	123
Figure 5-2 : Tour de mesure météorologique de Murdochville.	124
Figure 5-3 : Rampe de gicleurs.	126
Figure 5-4: Masses et formes des dépôts de glace mesurés pour l'évènement givrant 1.....	128
Figure 5-5: Profil givré, conditions de la simulation 1,vue de dessus.	129
Figure 5-6: Profil givré, conditions de la simulation 1, vue de dessous.	130
Figure 5-7: Profil givré, conditions de la simulation 2,vue de dessus.	130
Figure 5-8: Profil givré, conditions de la simulation 2,vue de dessous.	131
Figure 5-9: Profil givré, conditions de la simulation 3, vue de dessus.	131

Figure 5-10: Profil givré, conditions de la simulation 3, vue de dessous.	131
Figure 5-11 : Coefficients de portance et de traînée mesurés pour l'évènement givrant 1.	132
Figure 5-12: Masses et formes des dépôts de glace mesurés pour l'évènement givrant 2.....	133
Figure 5-13: Profil givré, conditions de la simulation 4, vue de dessus.	134
Figure 5-14: Profil givré, conditions de la simulation 4, vue de dessous.	135
Figure 5-15: Profil givré, conditions de la simulation 5, vue de côté et de dessus.	135
Figure 5-16: Profil givré, conditions de la simulation 5, vue de dessous.	136
Figure 5-17: Profil givré, conditions de la simulation 6, essai 1, vue de l'arrière et de dessus.....	136
Figure 5-18: Profil givré, conditions de la simulation 6, essai 2, vue de dessous.....	136
Figure 5-19 : Coefficients de portance et de traînée mesurés pour l'évènement givrant 2.	137
Figure 5-20 : Masse de glace réellement accumulée en fonction de la position radiale r	139
Figure 5-21 : Distribution de la force centrifuge due à l'accumulation de glace sur la pale.	139
Figure 5-22 : Augmentation de traînée et diminution de portance, évènement givrant 1 (régime humide) à gauche et évènement givrant 2 (régime sec) à droite.	140
Figure 5-23 : Décomposition des forces agissant sur un profil de pale.	141
Figure 5-24 : Distribution le long de la pale de la force par unité de longueur dF_z	144
Figure 5-25 : Distribution le long de la pale de la force par unité de longueur dF_θ	145
Figure 5-26 : Distribution le long de la pale du couple par unité de longueur $r \cdot dF_\theta$	145
Figure A-1 : Tube de courant et disque actuateur.	153
Figure A-2 : Répartition des vitesses dans le tube de courant.	153
Figure B-1 : Composantes de vitesses tangentielles de l'écoulement.	156
Figure C-1: Vue 3D de la structure de la balance aérodynamique.....	159
Figure C-2: Vue de profil de la balance et du châssis sur lequel elle est fixée.	160
Figure C-3: Vue de dessus de la balance et du châssis sur lequel elle est fixée.	160

Figure C-4: Plans détaillés du bras horizontal.	161
Figure C-5: Plans détaillés du bras vertical.	161
Figure C-6: Bilan des forces et moments extérieurs sur le bras vertical	162
Figure C-7: Bilan des forces et moments extérieurs sur le bras horizontal	163
Figure C-8 : Courbe d'étalonnage des cellules de mesure de la force de portance.....	166
Figure C-9 : Courbe d'étalonnage des cellules de mesure de la force de traînée.	167
Figure C-10 : Coefficients de portance sur profil NACA 0012 à différents nombres de Reynolds. .	168
Figure C-11 : Coefficients de traînée sur profil NACA 0012 à différents nombres de Reynolds.	168
Figure D-1: Vitesse de rotation en fonction de la vitesse du vent, Vestas V80.	170
Figure D-2: Angle de calage de la pale en fonction de la vitesse du vent, Vestas V80.	171
Figure D-3: Profil NACA 63-415.....	171
Figure D-4: Schéma de la pale V80.	172
Figure D-5 : Courbe de puissance.	176

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 : Estimation des pertes de productions moyennes annuelles dues au givre.....	3
Tableau 4-1 : Paramètres d'entrée des simulations numériques.	82
Tableau 5-1: Caractéristiques des brouillards givrants simulés en soufflerie.....	125
Tableau 5-2: Paramètres des simulations en soufflerie.....	126
Tableau 5-3 : Coefficients de portance et de traîné mesurés sur profils givrés pour l'évènement 1.	132
Tableau 5-4: Interpolation des coefficients de portance et de traînée de l'évènement givrant 1....	132
Tableau 5-5 : Coefficients de portance et de traîné mesurés sur profils givrés pour l'évènement 2.	137
Tableau 5-6: Interpolation des coefficients de portance et de traînée de l'évènement givrant 2....	137
Tableau 5-7 : Moyennes et écarts types pour les masses de glace mesurées.	138
Tableau 5-8 : Moyennes et écarts types pour les coefficients de portance.....	138
Tableau 5-9 : Moyennes et écarts types pour les coefficients de traînée.....	138
Tableau 5-10: Données utiles au calcul des forces par unité de longueur dF_θ et dF_z	143
Tableau D-1 : Données techniques de l'éolienne Vestas V80 1.8MW.	170
Tableau D-2 : Conditions de calcul des angles de vrillage.	173
Tableau D-3 : Calcul des angles de vrillage (sans α').....	174
Tableau D-4: Calcul des angles de vrillage (avec α').....	174
Tableau D-5 : Angles d'attaque et nombres de Reynolds caractéristiques, éolienne Vestas 1.8MW.	175

NOMENCLATURE

a	: Facteur d'induction axial	-
A	: Surface balayée par le rotor de l'éolienne	m ²
a'	: Facteur d'induction tangentiel	-
b	: Longueur d'extrusion du profil	m
c	: Corde du profil	m
C_D	: Coefficient de traînée	-
C_f	: Coefficient de frottement	-
c_f	: Coefficient de frottement de surface	-
C_L	: Coefficient de portance	-
C_M	: Coefficient de moment de tangage	-
C_{pair}	: Chaleur massique de l'air	J/kg/K
C_p	: Coefficient de pression	-
C_p	: Coefficient de puissance de l'éolienne	-
D	: Force de traînée	N
D_n	: Degré de nuisibilité	-
E	: Vitesse d'entraînement	m/s
F_z	: Force de flexion exercée sur la pale	N
F_θ	: Force de poussée exercée sur la pale	N
H	: Facteur de forme	-
H_I	: Nouveau facteur de forme de la méthode de Head	-
h_{cv}	: Coefficient de transfert de chaleur par convection	W/m ² /K
h_{diff}	: Coefficient de transfert de chaleur par diffusion	W/m ² /K
$\vec{i}$	: Vecteur unitaire parallèle à la corde du profil	-
$\vec{k}$	: Vecteur unitaire perpendiculaire à la corde du profil	-
L	: Force de portance	N
Le	: Nombre de Lewis	-
LWC	: Teneur en eau liquide	kg/m ³
M	: Nombre de Mach	-
MVD	: Diamètre volumétrique médian des gouttelettes d'eau	μm
M	: Moment de tangage	N.m
N	: Nombre de panneaux sur le profil	-

$\vec{n}$	: Vecteur unitaire perpendiculaire au panneau j	-
P	: Puissance fournie par l'éolienne	W
$p(i)$	: Pression de surface pour le panneau i	Pa
Pr	: Nombre de Prandtl	-
Pr_t	: Nombre de Prandtl turbulent	-
p_∞	: Pression dans l'écoulement à l'infini	Pa
r	: Position radiale sur la pale	m
R	: Rayon du rotor ou longueur de la pale	m
r_j	: Distance entre le nœud j et le point i	m
s	: Abscisse curviligne	m
S_l	: Nombre de Stanton	-
St_k	: Nombre de Stanton rugueux	-
t	: Durée de l'évènement de givrage	s
$\vec{t}$	: Vecteur unitaire tangent au panneau j	-
$T(i)$	: Température de l'écoulement à la surface du panneau i	K
T_∞	: Température de l'écoulement à l'infini	K
u	: Vitesse selon $\vec{t}$ dans le repère local lié au panneau j	m/s
u	: Vitesse tangentielle à l'intérieur de la couche limite	m/s
U	: Vitesse selon $\vec{t}$ dans le repère principal	m/s
$U_e(i)$	: Vitesse tangentielle pour le panneau i	m/s
V_{rel}	: Vitesse relative du vent devant le profil	m/s
V_∞	: Vitesse relative du vent devant le profil	m/s
V_{tang}	: Vitesse tangentielle due à la rotation de la pale	m/s
V_{vent}	: Vitesse du vent au niveau du plan rotor	m/s
$V_{vent \infty}$	: Vitesse du vent à l'infini	m/s
w	: Vitesse selon $\vec{n}$ dans le repère local lié au panneau j	m/s
W	: Vitesse selon $\vec{k}$ dans le repère principal	m/s
x	: Coordonnée selon $\vec{t}$ dans le repère local lié au panneau j	m
X	: Coordonnée selon $\vec{t}$ dans le repère principal	m
z	: Coordonnée selon $\vec{n}$ dans le repère local lié au panneau j	m
Z	: Coordonnée selon $\vec{n}$ dans le repère principal	m
α	: Angle d'attaque relatif	°

β_j	: Angle du panneau j	-
δ	: Épaisseur de couche limite	m
δ^*	: Épaisseur de déplacement	m
Δl	: Longueur du panneau	m
η_r	: Efficacité énergétique d'un élément de pale.	-
φ	: Angle de pas du profil	°
Φ	: Potentiel de l'écoulement	m ² /s
γ	: Intensité du potentiel de la distribution de tourbillons	m ² /s
λ	: Rapport des vitesses en bout de pale : $\lambda = \Omega R / V_\infty$	-
λ	: Gradient de pression adimensionnel dans la couche limite	-
μ	: Rapport des rayons : $\mu = r / R$	-
μ_{air}	: Viscosité dynamique de l'air	kg/m/s
ν_{air}	: Viscosité cinématique de l'air	m ² /s
σ	: Intensité du potentiel de la distribution de sources	m ² /s
Ω, ω	: Vitesse de rotation du rotor	rad/s
ρ_{air}	: Densité de l'air	kg/m ³
θ	: Épaisseur de quantité de mouvement	m
θ_i	: Angle formé entre le point i et le panneau j	°
θ_i	: Angle de positionnement du nœud i	°
τ	: Contrainte de cisaillement à la paroi	N/m ²
τ_{Ac}	: Taux d'accumulation de givre	s ⁻¹

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Contexte du projet

L'énergie éolienne est un secteur d'activité aujourd'hui en pleine croissance. Cette croissance économique, de 30% par an depuis 1995, peut s'expliquer par les progrès technologiques effectués dans le domaine éolien mais aussi par la prise de conscience des consommateurs et l'adaptation d'une réglementation gouvernementale encourageant ou obligeant à consommer des énergies « vertes », ceci afin de réduire l'émission des gaz à effet de serre. Pour ces raisons, les marchés locaux d'énergie éolienne comme celui du Québec sont aujourd'hui très favorables. La demande en énergie éolienne provient principalement d'Hydro Québec qui a publié 2 appels d'offre dont un premier de 1000 Mégawatts en 2000 à installer en Gaspésie et un second appel de 2000 MW en 2005 à installer partout dans la province. Le Québec, situé en milieu nordique, dispose d'un très bon potentiel éolien. La densité de l'air, plus élevée à basse température, augmente l'énergie cinétique du vent et donc la puissance récupérable par l'éolienne. Le potentiel éolien du Québec est meilleur que celui de certains pays d'excellence comme le Danemark ou l'Allemagne. Malheureusement les problèmes liés au givrage et aux très basses températures y sont très fréquents.

1.2 Particularités liées à l'exploitation d'éoliennes en milieu nordique

En milieu nordique, les basses températures augmentent la densité de l'air. Une densité d'air plus élevée augmente l'énergie cinétique du vent et par conséquent la puissance captée par l'éolienne. L'air est par exemple 26.7% plus dense à -30°C qu'à +35°C. La puissance fournie par une éolienne, qui est directement proportionnelle à la densité de l'air, sera donc 26.7% plus

importante à -30°C qu'à $+35^{\circ}$. Les milieux nordique disposent généralement de régions très bien exposées au vent et ces régions semblent idéales pour l'exploitation d'éoliennes. Malheureusement les problèmes liés au givre et aux très basses températures y sont très fréquents et ont de sérieuses conséquences sur la production des éoliennes, leur maintenance et leur durée de vie.

Lors de conditions de précipitations givrantes, un dépôt de glace se forme sur les pales (Figure 1-1), celles-ci perdent leurs caractéristiques aérodynamiques [1], le couple rotatif s'affaiblit et la puissance électrique fournie par l'éolienne diminue.

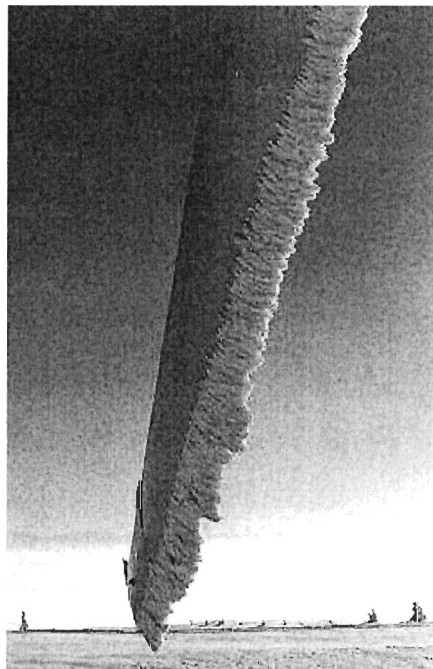


Figure 1-1 : Pale d'éolienne givrée sur son bord d'attaque.

Lorsque l'évènement givrant est très sévère [2], la production électrique est interrompue en raison d'un couple rotatif nul qui conduit à l'arrêt de l'éolienne. Le Tableau 1-1 présente un ordre de grandeur des valeurs moyennes annuelles des pertes de production dues au givre pour un parc éolien [3]. Les pertes de productions dépendent à la fois de l'intensité, de la longueur et de la fréquence des évènements de givre sur l'année.

Tableau 1-1 : Estimation des pertes de productions moyennes annuelles dues au givre.

Frequence des évènements givrants [jours/année]	Pertes d'énergie annuelles [%]
<1	Insignifiantes
1-10	Faibles
10-30	5-15%
30-60	15-25%
>60	>25%

Lors d'un évènement de givre assez conséquent, la masse de glace accumulée peut augmenter considérablement le chargement radial sur les pales du à la force centrifuge. Le système de fixation des pales au moyeu doit alors être spécialement dimensionné pour supporter le surplus de contraintes et éviter tout bris mécanique. Les éoliennes peuvent aussi être arrêtées en raison de vibrations trop importantes qui apparaissent lorsque le dépôt de glace n'est pas réparti uniformément [4]. Ces vibrations favorisent l'expulsion dangereuse de morceaux de glace [5]. Le givre altère également le fonctionnement des différents appareils de mesure de l'éolienne. Un anémomètre givré (Figure 1-2) [6] ou une girouette givrée ne sont pas en mesure de fournir des données cohérentes, le contrôle de l'éolienne devient alors difficile voire impossible.

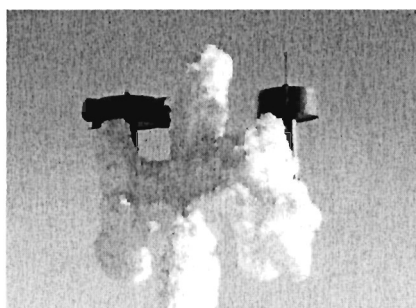


Figure 1-2 : anémomètres givrés hors service.

Sur certains sites éoliens à climat très froid (régions nordiques, sites montagneux), les températures peuvent descendre en dessous des seuils de fonctionnement de certaines composantes, notamment électronique, de l'éolienne. Pour éviter tout bris mécanique, l'huile des boîtes de vitesses est aussi chauffée régulièrement. Enfin, à très basse température et pour des

vitesses de vent favorable, une éolienne peut paradoxalement se retrouver en situation de surproduction à cause de la densité de l'air trop élevée. La génératrice doit alors être dimensionnée pour supporter ce surplus de puissance sans être endommagée [1].

Certaines adaptations sont obligatoires pour envisager d'exploiter des éoliennes en milieu nordique. Ces adaptations concernent à la fois la conception mécanique de l'éolienne (matériaux adaptés aux faibles températures, dimensionnement du moyeu adapté aux contraintes radiales supplémentaires dues à l'accumulation de glace sur les pales), le choix des équipements de l'éolienne (appareils de mesures météorologiques chauffés, boîtes électriques chauffées, mise en place de systèmes de dégivrage automatisés), et enfin l'entretien et la maintenance de l'éolienne (dégivrage manuel des pales, remplacement des pièces brisées ou usées par le froid et le givre, chauffage de l'huile des boîtes de vitesses). Parmi toutes ces adaptations de conception, de choix d'équipement et de maintenance, l'investissement le plus conséquent reste l'implantation d'un système de dégivrage sur les pales. De plus, pour un promoteur de parcs éoliens qui n'est pas en mesure de modifier les éoliennes, l'ajout d'un système de dégivrage sur les pales est plus accessible.

Les systèmes de dégivrage de pales d'éoliennes actuellement disponibles sont peu performants. Aucun système de dégivrage n'a encore été spécifiquement développé pour les éoliennes : tous les systèmes utilisés proviennent de l'aviation ou de l'automobile. Deux types de systèmes permettant de prévenir la formation de glace sur les pales d'éoliennes ou les ailes d'avion sont à distinguer : Les systèmes de déglacage à proprement parler (De-icing systems) et les systèmes qui empêchent la formation de glace (anti-icing systems) aussi appelés systèmes passifs. Pour l'éolien ces 2 concepts ont été testés en tant que prototypes et dans certains cas de petites productions en série ont été réalisées. Peindre les pales en noir pour récupérer la chaleur du soleil, chauffer en continu les bords d'attaque des pales à l'aide d'éléments résistifs ou injecter de l'air chaud à l'intérieur des pales pendant une période de givrage constituent 3 exemples de systèmes passifs de dégivrage. Ces systèmes ont plusieurs inconvénients : Ils n'apportent pas toujours

l'énergie suffisante pour empêcher la formation de glace. Chauffer les pales peut coûter cher en énergie. L'eau fondue par chauffage du bord d'attaque peut parfois geler plus loin sur la pale. Les systèmes les plus appropriés pour l'instant sont les systèmes actifs électromécaniques. Ils demandent peu de puissance car la glace est cassée « mécaniquement » mais ils doivent être déclenchés souvent pour que les morceaux de glace restent suffisamment petits et n'endommagent rien lors de leur expulsion. Comme ils sont peu utilisés, la meilleure solution reste encore d'arrêter les éoliennes pour ensuite les dégivrer.

Les systèmes de dégivrage ne peuvent pas agir efficacement sans moyen préalable de détection du givre. Détecter la présence du givre permet d'organiser de façon efficace les périodes de déclenchement des systèmes de dégivrage. Cela réduit l'énergie consommée et évite les problèmes liés à la formation de trop gros dépôts de glace : dégivrage non uniforme et extrêmement long, expulsion dangereuse de gros morceaux de glace. Pour détecter le givre, l'observation à l'œil nu des conditions climatiques donne, dans un premier temps, une bonne approximation. Les systèmes automatiques sont cependant bien plus intéressants. Différents capteurs existent : mesure de la vitesse du vent, de l'humidité relative de l'air, de la température. Ces capteurs ne mesurent pas directement le givre mais permettent d'estimer la teneur en eau liquide de la précipitation givrante, paramètre essentiel en plus de la taille des gouttelettes et de la température pour définir s'il y a risque de givrage. Le problème vient cependant des conditions climatiques trop difficiles : les appareils de mesure sont givrés et ne peuvent pas fournir de données significatives comme le montre la Figure 1-2 [6]. D'autres systèmes de mesure plus adaptés comme des détecteurs de givre peuvent être installés sur le site ou sur les éoliennes. Cependant, ils ne sont pas efficaces à 100 % et leur positionnement est difficile.

1.3 Problématique

Le Québec, situé en milieu nordique, dispose de régions à potentiel éolien élevé. Les problèmes dus au givre et aux basses températures sont malheureusement très fréquents : la présence de givre sur les pales diminue considérablement les performances du rotor et les très

basses températures provoquent des bris mécaniques et électriques. Ce travail de maîtrise s'intéresse au phénomène du givrage des pales d'éoliennes. Les études de givrage de pales d'éoliennes sont indispensables à la conception de systèmes de dégivrage adaptés aux formes et aux masses des dépôts de glace accumulés sur les pales mais permettent également d'évaluer les pertes de performances aérodynamiques des rotors givrés.

Il est très difficile de tirer des conclusions générales à partir de données de givrage résultant d'expérimentations et d'analyses sur des installations particulières. D'un lieu à l'autre, les conditions climatiques changent et les éoliennes sont différentes. Des études de givrage uniquement expérimentales sur des installations particulières ne suffisent pas. Une approche analytique par simulation numérique est indispensable. Les plus grandes avancées dans l'étude du givrage atmosphérique depuis les 20 dernières années sont d'ailleurs dues à la mise en place de modèles analytiques efficaces [8]. Combiner des mesures météorologiques nombreuses et précises à des modèles numériques performants est donc un travail essentiel pour évaluer précisément et à long terme l'impact du givrage sur le fonctionnement d'une éolienne ou d'un parc éolien.

Le projet utilise donc 2 approches : une approche analytique par simulations numériques et une approche expérimentale par simulations en soufflerie.

L'approche « analytique » du projet consiste à développer un modèle numérique de calcul de l'écoulement d'air autour d'une pale d'éolienne en rotation. Ce modèle numérique est spécialement conçu pour correspondre au premier module du logiciel de simulation d'accrétion de glace LIMA-Icing2D adapté aux pales d'éoliennes et en cours de développement au LIMA (Laboratoire International des Matériaux Antigivre). Le calcul de l'accrétion de glace est une procédure itérative de calcul qui comporte 4 modules distincts : écoulement autour du profil aérodynamique, trajectoires et points d'impact des gouttelettes d'eau, calcul thermodynamique, géométrie d'accrétion. Cette procédure est présentée Figure 1-3.

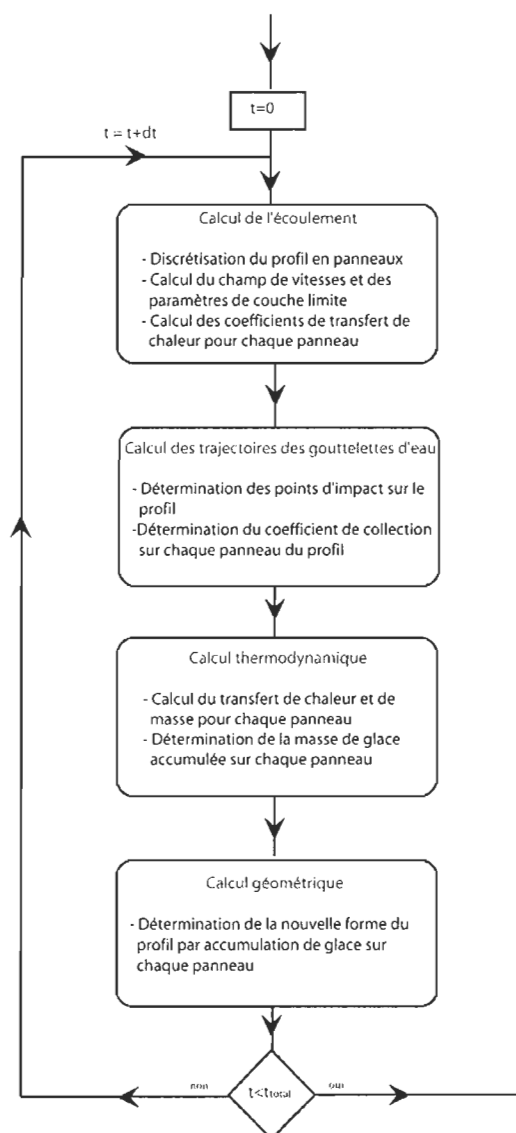


Figure 1-3 : Procédure itérative de calcul de l'accrétion de glace sur un profil aérodynamique.

L'approche « expérimentale » du projet contient 2 volets. Des simulations d'écoulements en soufflerie seront menées afin de valider le modèle numérique. Des simulations de givrage en soufflerie seront ensuite réalisées afin de mesurer des masses et des formes de dépôts de glace ainsi que des pertes de portances et des augmentations de traînée sur un profil aérodynamique typique de pale d'éolienne.

1.4 Objectifs

1.4.1 Objectifs généraux

Le projet comporte 2 objectifs distincts:

- Développer et valider expérimentalement un modèle numérique d'écoulement d'air autour de pales d'éoliennes destiné au développement d'un logiciel de simulation d'accrétion de glace.
- Simuler en soufflerie le givrage d'un profil de pale d'éolienne afin de caractériser les masses et les formes des dépôts de glace accumulés et leurs conséquences mécaniques et aérodynamiques sur le fonctionnement d'une éolienne.

1.4.2 Objectifs spécifiques

Le modèle numérique d'écoulement constitue le premier module du logiciel de simulation d'accrétion de glace sur profil aérodynamique adapté à l'éolien et en cours de développement au LIMA. Le modèle doit donc fournir les données d'écoulement nécessaires à l'exécution des 3 derniers modules. Il s'agit d'un modèle 2D⁺: la pale d'éolienne (3D) est divisée dans sa longueur en plusieurs sections faisant apparaître à chaque fois un profil 2D parallèle à la direction du vent relatif. Les 3 derniers modules (Calcul des trajectoires des gouttelettes d'eau, calcul thermodynamique et calcul géométrique) ont été réalisés par Guy Fortin, co-directeur du projet, à travers ses travaux de Doctorat [11]. Le modèle numérique d'écoulement doit répondre aux objectifs spécifiques suivants :

- Le modèle s'applique au cas général d'un profil de pale (givré ou non givré) d'éolienne en rotation autour d'un axe horizontal.
- Le modèle doit fournir les paramètres d'écoulements nécessaires à la détermination des trajectoires des gouttelettes d'eau venant frapper la pale à savoir : champ de vitesses et lignes de courant autour du profil.
- Le modèle doit fournir les paramètres de couche limite nécessaires à la détermination des coefficients de transfert de chaleur utilisés dans le calcul thermodynamique de l'accrétion de glace.

- Le modèle doit répondre aux caractéristiques de fonctionnement des éoliennes de petites et de grandes puissances.

Le modèle numérique d'écoulement est validé en partie par des essais en soufflerie. Ces simulations d'écoulements en soufflerie se font sur un profil non givré typique de pale d'éolienne : le NACA 63-415. Elles doivent répondre aux objectifs spécifiques suivants :

- Les simulations doivent fournir des mesures de coefficients de portance et de traînée pour différentes vitesses et angles d'attaque. Les mesures sont faites à l'aide d'une balance aérodynamique développée au LIMA.
- Les simulations doivent fournir des mesures de champs de vitesses et de hauteurs de couche limite pour différentes vitesses et angles d'attaques. Les mesures sont faites à l'aide d'anémomètres à fils chauds.

Les simulations de givrage en soufflerie reproduisent 2 conditions de précipitation givrantes mesurées à Murdochville durant la période de décembre 2004 à mai 2005 ([9] et [10]), sur un profil NACA 63-415 et selon les données techniques de l'éolienne Vestas V80 de 1.8 MW [50]. Ces simulations de givrage doivent répondre aux objectifs spécifiques suivants :

- Les simulations doivent permettre la caractérisation des masses et des formes des dépôts de glace accumulés le long d'une pale.
- Les simulations doivent fournir des mesures de forces de portance et de traînée sur profils givrés

Les résultats du modèle numérique et des essais en soufflerie permettront l'étude des performances de l'éolienne Vestas V80 sous conditions de précipitations givrantes. Les valeurs suivantes seront évaluées :

- Distribution du couple sur les pales avant et après givrage.
- Distribution de la force de flexion sur les pales avant et après givrage.

1.5 Méthodologie

1. La première étape de réalisation du projet est le développement d'un modèle numérique de calcul de l'écoulement d'air autour d'une pale d'éolienne. La théorie relative à ce modèle numérique est présentée au CHAPITRE 2. Toute la programmation est réalisée en Visual Basic.
2. La deuxième étape consiste à étudier expérimentalement l'écoulement d'air autour d'un profil (non givré) caractéristique de pale d'éolienne. Des mesures de coefficients de portance C_L , de coefficients de traînée C_D , de champs de vitesse et d'épaisseurs de couche limite sont réalisées pour être comparées ensuite aux résultats du modèle numérique. Le but est d'utiliser adéquatement la soufflerie du LIMA et d'y implanter des appareils de mesures fiables comme une balance aérodynamique ou un montage de positionnement d'anémomètres à fil chaud afin d'obtenir des résultats expérimentaux de référence. Ce travail est décrit au CHAPITRE 3.
3. La troisième étape du projet a pour but de présenter les résultats du modèle numérique puis de les confronter aux résultats de référence (expérimentation, logiciels commerciaux, littérature) afin de valider le modèle numérique. Ce travail de présentation, d'analyse et de validation des résultats du modèle numérique d'écoulement est présenté au CHAPITRE 4.
4. La dernière étape du projet, présentée au CHAPITRE 5, consiste à simuler en soufflerie 2 conditions de givrage mesurées à Murdochville durant la période de décembre 2004 à mai 2005 sur un profil NACA 63-415 et selon les données techniques de l'éolienne Vestas V80 de 1.8 MW afin de mesurer des masses et des formes de dépôts de glace ainsi que des pertes de portances et des augmentations de traînée sur des profils givrés. Ces résultats sont ensuite exploités afin de déduire les pertes de performances du rotor givré ainsi que l'augmentation des contraintes mécaniques sur les pales. Les formes de glace obtenues servent de géométrie de départ pour tester le modèle numérique sur des profils givrés.

1.6 Revue de littérature

1.6.1 Modèles numériques CFD (Computational Fluid Dynamics)

Les modèles numériques de dynamique des fluides sont aujourd'hui très performant. La vitesse élevée des processeurs permet de réduire les temps de calculs pour obtenir des solutions numériques complexes et précises. Les simulations numériques se comparent maintenant à de véritables essais expérimentaux virtuels. Les modèles physiques utilisés peuvent être 2D ou 3D et de complexités différentes. Les modèles 3D les plus avancés comme ceux utilisés dans Fluent [12] utilisent la théorie des éléments finis ou des volumes finis pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Le RISO National Laboratory a développé son propre modèle 2D : Ellypsis2D [13] basé sur la théorie des éléments et des volumes finis via les équations de Navier Stokes. D'autres modèles, comme le modèle 2D développé dans XFOIL ([14], [15] et [16]), moins longs à mettre en place, utilisent la méthode des singularités [17] qui consiste à distribuer des sources ou des tourbillons, appelés singularités, à la surface d'une aile, d'une pale ou d'un profil aérodynamique 2D afin d'en déduire le champ de vitesse total satisfaisant à des conditions limites prédéfinies. La méthode des singularités considère le fluide comme étant non visqueux. Elle est donc généralement suivie d'un calcul de couche limite : zone très mince localisée le long de la surface du corps où les effets de la viscosité sont importants.

Un logiciel de simulation d'accrétion de glace demande beaucoup de temps de calcul car chacun des 4 modules (voir Figure 1-3) est répété à plusieurs reprises au fur et à mesure de l'évolution de la forme de glace. Le modèle numérique d'écoulement (1^{er} module) se doit donc d'être rapide. Ces considérations de robustesse et de rapidité excluent l'utilisation d'un modèle numérique basé sur les équations de Navier Stokes qui demande beaucoup de temps de calcul. Les profils aérodynamiques ont une forme longiligne et se prêtent bien aux calculs de couches limite. Dans ce travail de maîtrise, l'écoulement est donc déterminé à l'aide d'une méthode des panneaux suivie d'un calcul de couche limite. Le modèle numérique est un modèle « 2D⁺ » : la pale d'éolienne (3D) est divisée dans sa longueur en plusieurs sections faisant apparaître à chaque fois

un profil 2D parallèle à la direction du vent relatif. Des considérations 3D [18] sont obligatoires pour déterminer les angles d'attaques et les vitesses relatives associées à chaque profil.

1.6.2 Méthode des panneaux

La méthode des panneaux consiste à diviser un profil aérodynamique 2D en un certain nombre de segments afin d'en approcher le mieux possible le contour. Des sources, des doublets ou des tourbillons, appelés singularités, sont ensuite distribués sur chaque segment pour modéliser l'écoulement. L'intensité de ces singularités est déterminée grâce à des conditions aux limites, des conditions de tangence par exemple. Une fois les singularités connues, le champ de vitesses et la distribution de pression autour du profil se calculent directement.

L'une des premières méthodes élaborées est celle de Hess et Smith [19] en 1966. Elle consiste à distribuer une série de sources et de tourbillons sur chaque panneau. Les intensités des sources sont différentes pour chaque panneau alors que l'intensité des tourbillons est constante.

D'autres méthodes ont suivi, la méthode des panneaux avec tourbillons par formulation de vitesse ([20] et [21]) par exemple, développée par Mavriplis et présentée en 1971. Dans cette méthode, la solution est déterminée en distribuant des tourbillons autour du profil divisée en panneaux et plongé dans un écoulement uniforme associé à un écoulement circulaire. La méthode retenue pour le modèle numérique est celle de Hess et Smith. Déjà beaucoup utilisée, les résultats obtenus seront faciles à valider. De plus cette méthode permet de calculer des écoulements pour des angles d'attaque assez élevés tout en donnant des résultats cohérents [22]. Les 2 ouvrages [17] et [23] ont servi de références principales pour mettre en place la méthode des panneaux de Hess et Smith dans le modèle numérique.

1.6.3 Calcul de la couche limite

Le concept de couche limite, zone très mince située autour du profil dans laquelle les effets de la viscosité ne sont pas négligeables, a été établi par Prandtl (1875-1953). Un modèle a ensuite été développé par Von Karman (1881-1963). Les équations de la couche limite proviennent des

équations de Navier Stokes dans lesquelles la viscosité est prise en compte et les termes d'ordre de grandeur négligeable, en raison de la fine épaisseur de la couche limite, sont négligés.

Le livre de H.Schlichting [26] a servi de référence principale pour établir les hypothèses de calcul aboutissant aux équations de la couche limite. Ces équations sont résolues par des méthodes exactes dans le cas de géométries très simples (plaque plane) et par des méthodes intégrales dans le cas de géométries plus complexes (profil aérodynamique). La méthode intégrale, développée par Von Karman, est basée sur une intégration de la couche limite permettant d'établir une relation entre des paramètres comme l'épaisseur de couche limite et la contrainte de cisaillement à la paroi. L'équation obtenue, appelée équation intégrale de Von Karman, caractérise de façon globale la couche limite et ne permet pas de déterminer la distribution de vitesses tangentielles autour du profil. Cependant, lorsque cette distribution de vitesses a préalablement été calculée par une méthode des panneaux, les paramètres de la couche limite peuvent se déduire de l'équation intégrale de Von Karman. Cette équation est solutionnée par la méthode de Thwaites en régime laminaire et par la méthode de Head en régime turbulent. Ces 2 méthodes intégrales s'appuient en partie sur des résultats empiriques. Elles sont décrites en détail dans les ouvrages [29] et [30]. Ces ouvrages ont l'avantage par rapport au livre de H.Schlichting [26] de se consacrer uniquement aux méthodes intégrales en décrivant en détail les méthodes de calcul numérique à utiliser.

Les coefficients de transfert de chaleur se déduisent des paramètres de couche limite. C'est encore une fois le livre de H.Schlichting [26] qui a servi de référence pour les établir.

Les données de la couche limite permettent d'apporter les corrections visqueuses à l'écoulement potentiel. Le livre de J.Katz et A.Plotkin [24] et celui de I.Paraschivoiu et F.Saeed [31], décrivent comment mettre en place le couplage écoulement potentiel/couche limite visqueuse. Le premier a l'avantage de décrire ce couplage directement sous forme matricielle en injectant un terme de « vitesse de transpiration » dans le système d'équation provenant de l'écoulement

potentiel. L'autre, plus détaillé, a une formulation moins pratique mais permet de confirmer les affirmations du premier.

1.6.4 Modèles numériques d'accrétion de glace.

La simulation numérique de l'accrétion de glace n'est pas le but principal de ce projet de maîtrise. Cependant, le modèle numérique de calcul d'écoulement qui y est développé constitue le premier module du logiciel de simulation d'accrétion de glace Limalcing2D en cours de développement au LIMA (Figure 1-3). Voici donc quelques références concernant les modèles numériques de simulation d'accrétion de glace existants. Dans l'aviation, le phénomène d'accrétion de glace sur une aile bidimensionnelle est un phénomène connu. Plusieurs simulations numériques ont été développées par exemple le code de la NASA appelé LEWICE [32], développé il y a plus de 15 ans, utilisant le modèle d'accrétion de glace développé par Messinger [33], mais dont l'utilisation reste limitée aux chercheurs et compagnies américaines. L'ONERA en France a également créé son logiciel en 1990 (travail réalisé par Guffond), le Royaume Uni a développé le TRAJICE2 en 1992 (travail réalisé par Gent). Enfin le Canada a développé le CANICE en 1994 (travail réalisé par Paraschivoiu). Tous ces logiciels sont fonctionnels et la théorie relative aux phénomènes d'accrétion de glace est bien maîtrisée. La recherche au niveau de la simulation d'accrétion de glace sur pales d'éoliennes est cependant beaucoup moins avancée. Un seul code de simulation a été recensé pour l'instant [34].

1.6.5 Simulation d'écoulements en soufflerie

Plusieurs données de coefficients de portance et de traînée C_L et C_D et de distributions de pression pour des profils NACA 4 Digits classiques comme le NACA 0012, le NACA 0018 ou encore le NACA 4412 sont disponibles dans la littérature [35]. Les expérimentations présentées dans ce mémoire portent donc sur un profil moins connu mais typique d'une pale d'éolienne : le NACA 63-415.

Le RISO National Laboratory (Danemark) a réalisé sa propre expérimentation sur le NACA 63-415. Les résultats sont disponibles dans 2 articles [36] ,[37]. Des mesures de portance et de traînée y sont réalisées à l'aide d'une balance aérodynamique. Le profil est également instrumenté de l'intérieur pour déterminer la distribution de pression à sa surface. Les expériences sont réalisées avec un profil de 0.606 m de corde à une vitesse de 40 m/s soit un nombre de Reynolds de 1.6×10^6 . Dans ce travail de maîtrise, les mesures de force de portance et de traînée se font également à l'aide d'une balance aérodynamique mais les dimensions du profil et de la soufflerie du LIMA ne permettent pas d'obtenir un nombre de Reynolds supérieur à 0.8×10^6 . Des mises à l'échelle sont indispensables. Le NREL (National Renewable Energy Laboratory) a également publié plusieurs articles relatifs à l'expérimentation en soufflerie de profils de pales d'éoliennes notamment celui de Selig et McGranahan [38] qui décrit les résultats obtenus (C_L , C_D , C_M , distribution de pression) pour 6 profils aérodynamiques typiques de pale d'éolienne. Malheureusement le NACA 63415 n'en fait pas partie. Ils ont accordé une attention particulière aux corrections à apporter aux mesures expérimentales en fonction des dimensions du profil, de la zone d'essai de la soufflerie et de l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds.

Le profil utilisé, fabriqué par usinage, n'a pas pu être instrumenté. La distribution de vitesses tangentielles n'est donc pas déterminée à l'aide de prises de pressions à la surface du profil mais mesurée à l'aide d'anémomètres à fil chaud de taille très réduite. Ces anémomètres permettront aussi de déterminer le champ de vitesses autour du profil ainsi que l'épaisseur de couche limite lorsque la mesure est effectuée très proche de la surface du profil. Le rapport technique de la NASA [39] décrit en détail le fonctionnement et l'utilisation de ce type d'anémomètre de haute qualité mais extrêmement fragile.

D'autres techniques comme les mesures laser LDA (Laser Doppler Anemometry) ou PDA (Particle Dynamics Analysis) [40] auraient pu être utilisées. Les équipements requis pour le système PDA étaient disponibles à l'Université mais leur mise en place dans la soufflerie était

beaucoup trop compliquée : problèmes d'alimentation en courant, particules fluides électriques à se procurer etc...

1.6.6 Simulation du givrage en soufflerie

Simuler le givrage en soufflerie demande un équipement lourd et complexe capable de reproduire des pluies verglaçantes ou des brouillards givrants pour différentes vitesses de vent. Plusieurs simulations de givrage ont déjà été réalisées notamment dans les souffleries réfrigérées de la NASA [41] et du CIRA (Centro Italiano Ricerche Aerospaziali) [42]. Ces simulations ne concernent cependant que l'aviation. Peu de simulations de givrage ont été effectuées sur un profil de pale d'éolienne. Au lieu de simuler l'accrétion de glace en soufflerie, les formes des dépôts de glaces sont généralement relevées directement sur les pales ou calculées par un logiciel de simulation d'accrétion de glace. Un dépôt artificiel moulé est alors collé le long du profil afin de simuler l'écoulement 2D sur un profil givré. L'article de Seifert et Richert [43] présente des mesures expérimentales de portances et de traînées obtenues à partir d'un profil de pale sur lequel 3 formes artificielles de glace ont été ajoutées. Les formes de glace ont été relevées directement sur une petite éolienne à axe horizontal lors de différentes périodes de givrage. L'article de W.Jasinski [44] présente le même type de mesures mais pour lesquelles les formes de glace artificielle ajoutées ont été calculées à l'aide d'un logiciel de simulation d'accrétion de glace (NASA LEWICE). La particularité des expériences réalisées ici réside dans la façon d'obtenir les dépôts de glace sur le profil. Les équipements du LIMA permettent de simuler en soufflerie l'accrétion de glace sur un profil de pale d'éolienne. Les simulations réalisées comportent donc 2 phases : une phase d'accrétion de glace sur le profil et une phase d'évaluation des performances aérodynamiques du profil givré.

CHAPITRE 2

MODÈLE NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT D'AIR AUTOUR D'UNE PALE D'ÉOLIENNE

2.1 Introduction

Ce chapitre présente la structure et la théorie du modèle numérique d'écoulement. Les résultats, leurs analyses et leurs comparaisons aux données issues des simulations expérimentales, de la littérature et de logiciels commerciaux sont présentés au CHAPITRE 4.

2.1.1 Description générale du modèle numérique

Le modèle numérique d'écoulement constitue le premier module du logiciel de simulation d'accrétion de glace sur profil aérodynamique LIMA-Icing2D qui comporte 4 modules distincts: écoulement, trajectoire des gouttelettes d'eau en surfusion, calcul thermodynamique et géométrie d'accrétion (Figure 1-3). Le modèle d'écoulement doit donc fournir les données de champ de vitesses et de lignes de courant nécessaires à la détermination des trajectoires des gouttelettes d'eau venant frapper la pale, mais également les coefficients de transfert de chaleur à la surface du profil nécessaires au calcul thermodynamique d'accrétion de la glace.

L'analyse est faite sur un profil aérodynamique bidimensionnel représentant une section de la pale. Une interprétation 3D est cependant possible en appliquant le modèle à plusieurs positions radiales sur la pale.

Lors de l'exécution du logiciel de simulation d'accrétion de glace, les 4 modules sont exécutés plusieurs fois pour tenir compte de l'évolution progressive de la forme de glace. Le modèle numérique d'écoulement doit donc être applicable à la fois sur des profils givrés et non givrés. Les formes irrégulières et la rugosité complexe des profils givrés ne se prêtant pas au calcul d'écoulements par la méthode des panneaux, un lissage des panneaux du profil est alors appliqué.

Cela amène une incertitude mais celle-ci n'a qu'une influence négligeable sur le champ de vitesses, les lignes de courant et les paramètres de couche limite au niveau du bord d'attaque. L'accrétion de glace se faisant principalement sur le bord d'attaque des profils, les approximations dues au lissage sont acceptables. Le modèle n'a cependant pas la prétention de fournir des données d'écoulement précises sur l'ensemble d'un profil givré. Par exemple, ce modèle ne peut pas être utilisé pour évaluer les coefficients de portance et de traînée sur des profils givrés.

L'étude de l'écoulement sur le profil 2D de la pale d'éolienne se divise en deux parties distinctes : calcul de l'écoulement potentiel (non visqueux) grâce à une méthode des panneaux (voir section 2.3) et calcul de la couche limite visqueuse à partir des résultats de l'écoulement potentiel (voir section 2.4). Pour tenir compte des effets de la viscosité sur l'écoulement potentiel, il est possible de coupler ces 2 calculs (voir section 2.6). L'écoulement potentiel peut également être corrigé en cas de décollement de la couche limite (voir section 2.4.7). La méthode choisie pour calculer l'écoulement potentiel est la méthode des panneaux de Hess et Smith [19]. Cette méthode donne de bons résultats notamment en ce qui concerne la détermination du champ de vitesses et des lignes de courant proche du bord d'attaque. Dans le contexte de la simulation de l'accrétion de glace, ces données ont un rôle primordial pour évaluer les trajectoires et les points d'impact des gouttelettes d'eau en surfusion venant frapper la pale. Les méthodes choisies pour calculer les paramètres de couche limite sont des méthodes intégrales basées en partie sur des résultats empiriques [29]. La couche limite comporte une partie laminaire dont la solution est obtenue par la méthode de Thwaites [29] et une partie turbulente dont la solution est obtenue par la méthode de Head [29]. L'une des grosses difficultés est d'évaluer le point de transition laminaire/turbulent. Cette transition est calculée par le critère empirique de Michel [29] qui établit des corrélations entre la couche limite laminaire et les rugosités standard de profils aérodynamiques. Lorsque l'angle d'attaque est trop élevé, l'écoulement ne suit plus la forme du profil : il y a décrochage (ou séparation) de la couche limite. La position du point de séparation est déterminée à partir des paramètres de couche limite et notamment le facteur de forme. Derrière ce point, l'écoulement est

tourbillonnaire et instable, un modèle simple est mis en place (voir section 2.4.7) pour y calculer l'écoulement.

2.1.2 Structure de la programmation

Le modèle a été programmé en Visual Basic. La Figure 2-1 résume sous forme schématique la structure du modèle numérique d'écoulement. Toutes les variables physiques utilisées dans le modèle sont affichées dans des rectangles arrondis. Les variables d'entrée sont regroupées en haut de la figure dans un cadre approprié. Les étapes de calcul sont quand à elle affichées dans des rectangles non arrondis et présentées du haut vers le bas pour respecter leur ordre d'exécution. Les étapes principales de calcul, exécutées dans l'ordre de leur numérotation, sont situées au centre de la figure. Il y en a 6 :

1. Passage de la pale 3D au profil 2D.
2. Calcul de l'écoulement potentiel.
3. Calcul de la couche limite visqueuse.
4. Calcul du frottement visqueux.
5. Calcul des forces de portance et de traînée.
6. Calcul des coefficients de transfert de chaleur.

Les étapes de calcul situées sur la gauche de la figure (Couplage Écoulement potentiel / couche limite visqueuse, Calcul du décollement et Corrections post décollement) sont des étapes « annexes » destinées à améliorer ou corriger l'écoulement.

Les étapes de calcul situées sur la droite de la figure (Calcul du champs de vitesse et Calcul des lignes de courant) sont également des étapes « annexes ». Elles demandent beaucoup de temps de calcul et ne sont pas nécessaire à l'exécution de la suite du programme mais permettent l'affichage graphique du champ de vitesses et des lignes de courant.

Les étapes « annexes » doivent être activées pour pouvoir être exécutées. Cette activation se fait grâce aux variables d'activation, situées en haut à gauche de la figure. Lorsque le modèle fonctionne en mode *Aile* ou *Cylindre*, l'étape de calcul 1) *Passage de la pale 3D au profil 2D* n'est pas exécutée. Dans ce cas les variables *Angle d'attaque* et *Vitesse relative* sont des paramètres d'entrée.

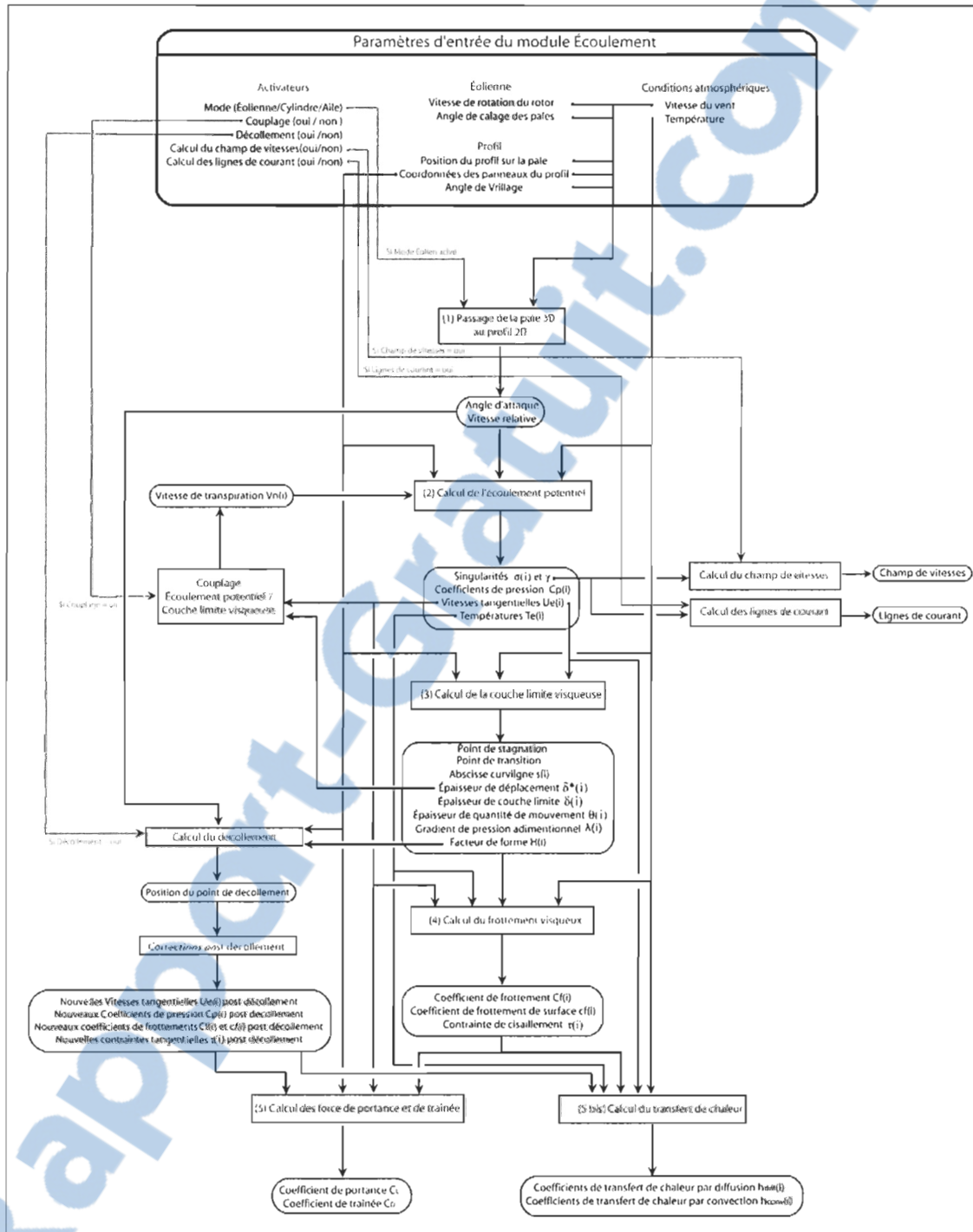


Figure 2-1 : Structure du modèle numérique d'écoulement.

2.1.3 Intégration du modèle numérique au logiciel LIMAlcing2D

2.1.3.1 Méthode de travail

4 personnes ont majoritairement participé au développement du logiciel de simulation d'accrétion de glace LIMAlcing2D. Mon travail a consisté à réaliser le module Écoulement. Guy Fortin, codirecteur du projet de maîtrise, a réalisé les 3 derniers modules : Trajectoire, Thermodynamique et Géométrie. Chacun des modules comporte des variables d'entrées et de sorties. Chacune de ces variables est enregistrée dans une classe « ClsObjData » commune à tous les modules. Les variables de sortie du module écoulement servent par exemple de variables d'entrée aux 3 autres modules. À l'intérieur d'un module, les variables d'entrées sont récupérées et enregistrées sous de nouveaux noms propres au module. La programmation est faite à partir de ces nouvelles variables. Les variables de sortie obtenues sont ensuite enregistrées dans la classe « ClsObjData ». Tout ceci permet une programmation et une exécution indépendante de chacun des modules.

2.1.3.2 Interface d'utilisation du logiciel

La Figure 2-2 présente la page principale du logiciel LIMAlcing2D. Cette page est obtenue en activant la fonction « RunModel ».

La Figure 2-3 présente la fenêtre de choix des paramètres de simulation en mode « Wind Turbine ». L'utilisateur peut choisir librement la vitesse du vent, le type de profil, sa corde, sa position radiale, l'angle de vrillage de la pale à cette position, le diamètre du rotor, sa vitesse de rotation et l'angle de calage de la pale. Le module écoulement (Flow) fournira alors en sortie l'angle d'attaque et la vitesse relative au niveau du profil ainsi que les résultats des calculs de l'écoulement potentiel et de la couche limite.

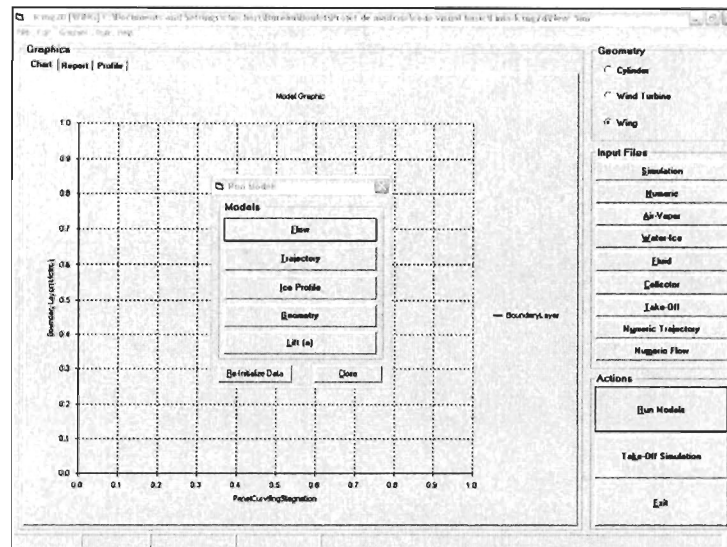


Figure 2-2 : Interface d'utilisation du logiciel LIMA-Icing2D.

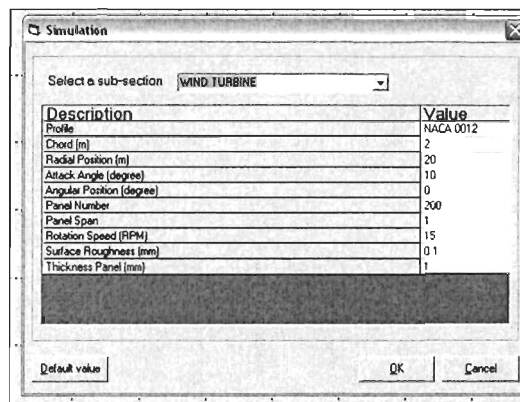


Figure 2-3 : Choix des paramètres de simulations avec LIMA-Icing2D.

2.2 Passage de la pale 3D au profil aérodynamique 2D

Le modèle retenu est « 2D⁺ » : la pale d'éolienne (3D) est divisée dans sa longueur en plusieurs sections faisant apparaître à chaque fois un profil 2D parallèle à la direction du vent relatif. Le passage du 3D au 2D se fait conformément aux théories présentées dans le *Wind Energy HandBook* [18]. La Figure 2-4 présente les différentes composantes de vitesses de vents

permettant de calculer via les équations (2-1) et (2-2) la vitesse relative V_{rel} et l'angle d'attaque relatif α du profil situé à la position radiale r :

$$V_{rel} = \sqrt{V_{vent}^2 + V_{tang}^2} \quad (2-1)$$

$$\alpha = \arctan\left(\frac{V_{vent}}{V_{tang}}\right) - \varphi \quad (2-2)$$

φ est l'angle de pas du profil. Il correspond à l'angle de calage de la pale au niveau du moyeu auquel on ajoute l'angle de vrillage à la position radiale choisie (voir ANNEXE D).

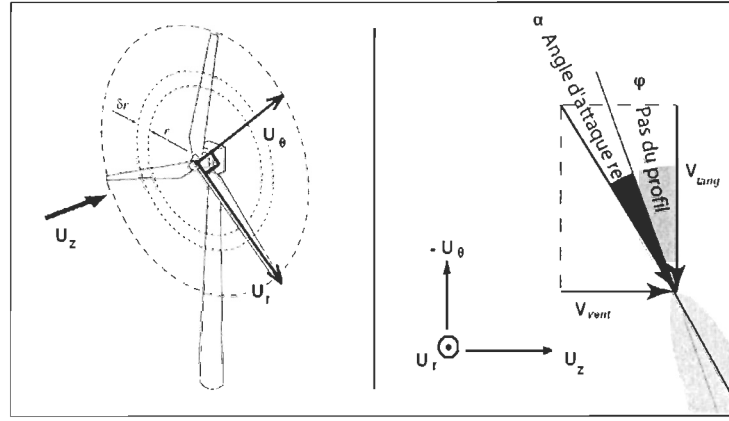


Figure 2-4 : Angles d'attaque et vitesses relatives sur le profil.

Pour chaque profil isolé à la position radiale r et perpendiculaire à la direction radiale U_r , l'écoulement se fait dans le plan (U_z, U_θ) ce qui justifie le modèle 2D.

La vitesse de vent V_{vent} vue par le rotor et la vitesse tangentielle V_{tang} due à la rotation de la pale valent respectivement :

$$V_{vent} = V_{vent\infty}(1 - a) \quad (2-3)$$

$$V_{tang} = \omega r(1 + a') \quad (2-4)$$

Les significations physiques du facteur d'induction axial a et du facteur d'induction tangentiel a' proviennent des théories du disque actuateur et du disque rotor présentées en Annexes A et B.

Dans le modèle numérique, ces facteurs d'induction sont choisis pour optimiser la puissance captée par l'éolienne. Ils valent respectivement :

$$a = \frac{1}{3} \text{ et } a' = \frac{a(1-a)}{\lambda^2 \mu^2} \quad (2-5)$$

où λ et μ sont respectivement le rapport des vitesses en bout de pale : $\lambda = \Omega R / V_\infty$ et le rapport des rayons : $\mu = r / R$.

2.3 Calcul de l'écoulement potentiel par la méthode des panneaux de Hess et Smith

2.3.1 Hypothèses de calcul

L'écoulement autour d'un profil de pale d'éolienne peut être approximé par l'écoulement irrotationnel d'un fluide non visqueux et incompressible. Cette approximation est suffisante pour déterminer les trajectoires des gouttelettes d'eau servant au calcul du givrage.

Dans ce cas, l'écoulement est dit « potentiel » : le champ de vitesses $\vec{v}$ de l'écoulement dérive d'un potentiel Φ :

$$\vec{v} = \overrightarrow{\text{grad}} \Phi \quad (2-6)$$

Le potentiel de vitesses satisfait alors à l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (2-7)$$

Le potentiel de vitesses de l'écoulement global peut alors s'écrire comme une superposition de fonctions harmoniques satisfaisant à l'équation 2-8.

2.3.2 Fondements mathématiques

La méthode élaborée par Hess et Smith consiste à diviser le profil en un certain nombre de panneaux afin d'en approcher le mieux possible le contour. Des sources et des tourbillons, appelées singularités, sont distribués sur chaque panneau pour modéliser l'écoulement. L'intensité des tourbillons est la même sur chaque panneau. L'intensité des sources est propre à chaque panneau. L'intensité de toutes les singularités est déterminée en imposant certaines conditions limites : l'écoulement doit être tangent à chaque panneau (conditions de tangence) et les vitesses tangentes aux 2 panneaux de bord de fuite doivent être égales (condition de Kutta). Le champ de vitesses, les coefficients de pression ainsi que les coefficients de portance et de traînée se déduisent des valeurs des singularités.

2.3.3 Discrétisation du profil

La discrétisation consiste à remplacer le profil par un polygone à N côtés. La surface du profil est donc divisée en N panneaux en commençant par le bord de fuite comme indiqué sur la Figure 2-5. Les nœuds sont numérotés de 0 à N et les panneaux de 1 à N . Le panneau numéroté i est formé des nœuds $i-1$ et i .

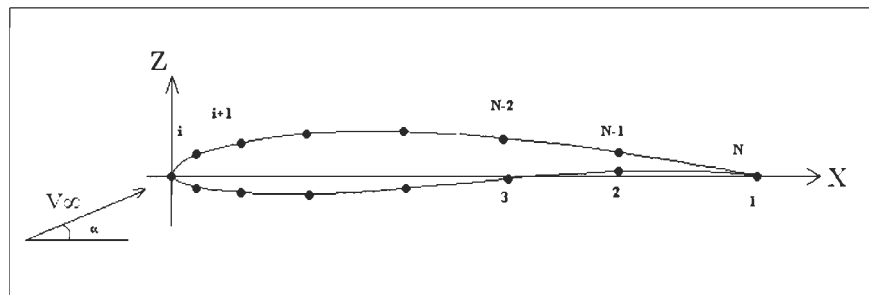


Figure 2-5 : Discrétisation du profil aérodynamique.

Pour représenter fidèlement le profil, un grand nombre de panneaux doit être placé au bord d'attaque et au bord de fuite, zones où les courbures sont très prononcées et où les variations de vitesse sont importantes. Une distribution cosinusoidale des panneaux est donc utilisée :

$$x_i = \frac{c}{2}(1 - \cos \theta_i) \quad (2-8)$$

$$\theta_i = i\Delta\theta \quad (2-9)$$

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{N} \quad (2-10)$$

Où x_i représente l'abscisse du nœud dans le repère principal (X, Z) lié à la corde du profil et défini sur la figure 5, θ_i l'angle formé entre le vecteur $\vec{Ox}$ et le vecteur $\vec{OM_i}$ (M_i étant le point représentant le nœud i), c la corde du profil, et N le nombre de panneaux du profil.

2.3.4 Superposition des écoulements potentiels

Le potentiel total de l'écoulement Φ au point de contrôle (x_i, z_i) correspond à la superposition des potentiels suivants :

$$\Phi(x_i, z_i) = \Phi_{\infty}(x_i, z_i) + \sum_{j=1}^N (\Phi_{\sigma_j}(x_i, z_i) + \Phi_{\gamma_j}(x_i, z_i)) \quad (2-11)$$

- $\Phi_{\infty}(x_i, z_i)$ est le potentiel au point (x_i, z_i) induit par l'écoulement uniforme
- $\Phi_{\sigma_j}(x_i, z_i)$ est le potentiel au point (x_i, z_i) induit par la distribution de sources sur le panneau j .
- $\Phi_{\gamma_j}(x_i, z_i)$ est le potentiel au point (x_i, z_i) induit par la distribution de tourbillon sur le panneau j .

Leurs expressions mathématiques sont les suivantes :

$$\Phi_{\infty}(x_i, z_i) = V_{\infty} (x_i \cos \alpha + z_i \sin \alpha) \quad (2-12)$$

$$\Phi_{\sigma_j}(x_i, z_i) = \int_{\text{panneau } j} \frac{\sigma_j(s)}{2\pi} \ln r_j ds \quad (2-13)$$

$$\Phi_{\gamma_j}(x_i, z_i) = - \int_{\text{panneau } j} \frac{\gamma_j(s)}{2\pi} \theta_j ds \quad (2-14)$$

Comme indiqué sur la Figure 2-6, r_j est la distance entre le nœud j et le point (x_i, z_i) et θ_j l'angle formé par la droite entre le panneau j et le point i .

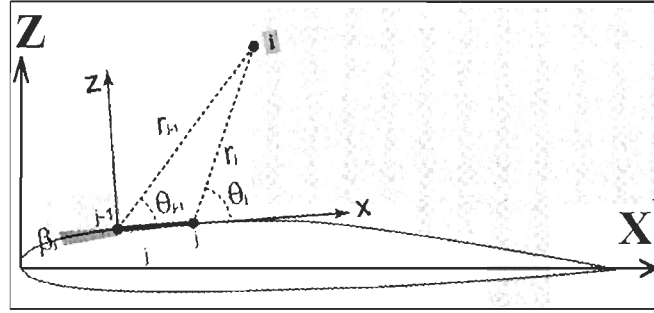


Figure 2-6 : Système local de coordonnées lié au panneau j.

Le potentiel total de l'écoulement Φ au point de contrôle (x_i, z_i) a donc l'expression suivante :

$$\Phi(x_i, z_i) = V_\infty (x \cos \alpha + z \sin \alpha) + \sum_{j=1}^N \int_{\text{panneau } j} \left[\frac{\sigma_j(s)}{2\pi} \ln r_j - \frac{\gamma_j(s)}{2\pi} \theta_j \right] ds \quad (2-15)$$

2.3.5 Calcul des vitesses induites

2.3.5.1 Vitesse induite par l'écoulement uniforme considéré seul

La vitesse $U_\infty(x_i, z_i)$ selon l'axe x au point de contrôle (x_i, z_i) induite par l'écoulement uniforme considéré seul est:

$$U_\infty(x_i, z_i) = \frac{\partial \Phi_\infty(x_i, z_i)}{\partial x} = V_\infty \times \cos(\alpha) \quad (2-16)$$

La vitesse $W_\infty(x_i, z_i)$ selon l'axe z au point de contrôle (x_i, z_i) induite par l'écoulement uniforme considéré seul est:

$$W_\infty(x_i, z_i) = \frac{\partial \Phi_\infty(x_i, z_i)}{\partial z} = V_\infty \times \sin(\alpha) \quad (2-17)$$

2.3.5.2 Vitesse induite par une source considérée seule dont l'intensité est répartie uniformément sur la longueur du panneau j

La vitesse est calculée selon un système de coordonnées locales lié au panneau j comme indiqué sur la Figure 2-6. Le passage du système global (X, Z) au système local (x, z) s'effectue avec la matrice de transformation suivante :

$$\begin{bmatrix} x \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta_j) & \sin(\beta_j) \\ -\sin(\beta_j) & \cos(\beta_j) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Z \end{bmatrix} \quad (2-18)$$

où
$$\cos(\beta_j) = \frac{X_j - X_{j-1}}{\sqrt{(X_j - X_{j-1})^2 + (Z_j - Z_{j-1})^2}} \quad (2-19)$$

et
$$\sin(\beta_j) = \frac{Z_j - Z_{j-1}}{\sqrt{(X_j - X_{j-1})^2 + (Z_j - Z_{j-1})^2}} \quad (2-20)$$

Dans le système de coordonnées locales lié au panneau j , la vitesse selon l'axe x induite par le panneau j au point de contrôle (x_i, z_i) est :

$$u_{\sigma_j}(x_i, z_i) = \frac{\partial \Phi_{\sigma_j}(x_i, z_i)}{\partial x} = \frac{\sigma_j}{2\pi} \ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \quad \text{où } r_j = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + z_i^2} \quad (2-21)$$

Dans le système de coordonnées locales lié au panneau j , la vitesse selon l'axe z induite par le panneau j au point de contrôle (x_i, z_i) est :

$$w_{\sigma_j}(x_i, z_i) = \frac{\partial \Phi_{\sigma_j}(x_i, z_i)}{\partial z} = \frac{\sigma_j}{2\pi} (\theta_j - \theta_{j-1}) \quad \text{où } \theta_j = \tan^{-1} \left(\frac{z_i}{x_i - x_j} \right) \quad (2-22)$$

2.3.5.3 Vitesse induite par un tourbillon, considéré seul, dont l'intensité est répartie uniformément sur le panneau j

Dans le système de coordonnées locales lié au panneau j , la vitesse selon l'axe x induite par le panneau j au point de contrôle (x_i, z_i) est :

$$u_{\gamma_j}(x_i, z_i) = \frac{\partial \Phi_{\gamma_j}(x_i, z_i)}{\partial x} = \frac{\gamma}{2\pi} (\theta_j - \theta_{j-1}) \quad (2-23)$$

La vitesse selon l'axe z induite par le panneau j au point de contrôle (x_i, z_i) est :

$$w_{\gamma_j}(x_i, z_i) = \frac{\partial \Phi_{\gamma_j}(x_i, z_i)}{\partial z} = -\frac{\gamma}{2\pi} \ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \quad (2-24)$$

2.3.6 Calcul des intensités des sources et du tourbillon

L'intensité des sources et des tourbillons se calcule à partir des conditions limites de tangence et de Kutta. Les N panneaux fournissent N équations de tangence, la condition de Kutta fournit 1 équation, ce qui donne $N+1$ équations en tout. Dans la méthode de Hess et Smith, l'intensité de la distribution de sources est constante sur un même panneau mais diffère d'un panneau à l'autre, par contre l'intensité de la distribution tourbillonnaire est constante sur toute la surface du profil (constante sur un même panneau et d'un panneau à l'autre).

Le problème comporte donc $N+1$ inconnues :

- σ_j : N valeurs distinctes correspondant à l'intensité de la distribution de sources constante pour un même panneau mais différente d'un panneau à l'autre.
- γ : une seule valeur correspondant à l'intensité de la distribution de tourbillons qui est constante sur toute la surface du profil.

Les points de contrôle choisis pour exprimer les conditions de tangence à chaque panneau et la condition de Kutta sont les milieux de chaque panneau j (voir Figure 2-7) dont les coordonnées (x_i, z_i) exprimées dans le repère local lié au panneau j sont :

$$x_i = \frac{x_j}{2} \text{ et } z_i = 0 \quad (2-25)$$

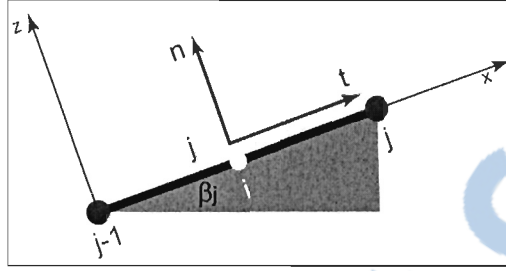


Figure 2-7 : Représentation du point i , milieu du panneau j .

2.3.6.1 Conditions de tangence

Les conditions de tangence se traduisent par des vitesses normales nulles à la surface des panneaux. Le vecteur normal $\vec{n}$ et le vecteur tangentiel $\vec{t}$ du panneau j sont obtenus avec le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \vec{n} \\ \vec{t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin(\beta_j) & \cos(\beta_j) \\ \cos(\beta_j) & \sin(\beta_j) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{i} \\ \vec{k} \end{bmatrix} \quad (2-26)$$

La composante normale de la vitesse au point de contrôle au milieu du panneau i due à la source du panneau j vaut : $A_{ij} * \sigma_j$

Où
$$A_{ij} = \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{r_j}{r_{j-1}}\right) \sin(\beta_i - \beta_j) + \frac{1}{2\pi} (\theta_j - \theta_{j-1}) \cos(\beta_i - \beta_j) \quad (2-27)$$

La composante normale de la vitesse au point de contrôle au milieu du panneau i due à toutes les sources distribuées sur le profil vaut donc : $\sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j$

La composante normale de la vitesse au point de contrôle au milieu du panneau i due au tourbillon du panneau j vaut : $B_{ij} * \gamma$

Où
$$B_{ij} = -\frac{1}{2\pi} (\theta_j - \theta_{j-1}) \sin(\beta_i - \beta_j) + \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{r_j}{r_{j-1}}\right) \cos(\beta_i - \beta_j) \quad (2-28)$$

La composante normale de la vitesse au point de contrôle au milieu du panneau i due à

tous les tourbillons distribués sur le profil vaut donc : $\gamma^* \sum_{j=1}^N B_{ij}$

La composante normale de la vitesse au point de contrôle au milieu du panneau i due à l'écoulement uniforme vaut :

$$C_\infty = V_\infty \sin(\alpha - \beta_i) \quad (2-29)$$

Les conditions de tangence imposent que les composantes normales des vitesses aux points de contrôle milieux des panneaux i soient nulles. Ceci équivaut à écrire N équations :

$$\forall i \in [1..N], \sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j + A_{iN+1} \gamma = RHS_i \quad (2-30)$$

Où
$$A_{ij} = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{r_j}{r_{j-1}} \right) \sin(\beta_i - \beta_j) + \frac{1}{2\pi} (\theta_j - \theta_{j-1}) \cos(\beta_i - \beta_j) \quad (2-31)$$

$$A_{iN+1} = \sum_{j=1}^N B_{ij} = \sum_{j=1}^N \left(-\frac{1}{2\pi} (\theta_j - \theta_{j-1}) \sin(\beta_i - \beta_j) + \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{r_i}{r_{j-1}} \right) \cos(\beta_i - \beta_j) \right) \quad (2-32)$$

$$RHS_i = -C_\infty = V_\infty \sin(\beta_i - \alpha) \quad (2-33)$$

2.3.6.2 Condition de Kutta

La condition de Kutta s'applique au bord de fuite et impose que la vitesse tangentielle du panneau 1 soit égale à celle du panneau N .

En suivant une démarche similaire à celle vue précédemment, l'équation suivante est obtenue :

$$\sum_{j=1}^N A_{N+1,j} \sigma_j + A_{N+1,N+1} \gamma = RHS_{N+1} \quad (2-34)$$

Où

$$A_{N+1,j} = \frac{1}{2\pi} \left[-\ln \left(\frac{r_j}{r_{j-1}} \right) \cos(\beta_1 - \beta_j) + (\theta_j - \theta_{j-1}) \sin(\beta_1 - \beta_j) \right] + \frac{1}{2\pi} \left[-\ln \left(\frac{r_j}{r_{j-1}} \right) \cos(\beta_N - \beta_j) + (\theta_j - \theta_{j-1}) \sin(\beta_N - \beta_j) \right] \quad (2-35)$$

$$A_{N+1,N+1} = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{j=1}^N (\theta_j - \theta_{j-1}) \cos(\beta_1 - \beta_j) + \sum_{j=1}^N \ln \left(\frac{r_j}{r_{j-1}} \right) \sin(\beta_1 - \beta_j) \right] + \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{j=1}^N (\theta_j - \theta_{j-1}) \cos(\beta_N - \beta_j) + \sum_{j=1}^N \ln \left(\frac{r_j}{r_{j-1}} \right) \sin(\beta_N - \beta_j) \right] \quad (2-36)$$

$$RHS_{N+1} = -[V_\infty \cos(\beta_1 - \alpha) + V_\infty \cos(\beta_N - \alpha)] \quad (2-37)$$

2.3.6.3 Solution matricielle

En mettant sous forme matricielle les résultats obtenus après analyse des conditions de tangence et de la condition de Kutta, un système $N+1$ par $N+1$ apparaît :

$$\begin{bmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & \cdots & A_{1,N} & A_{1,N+1} \\ A_{2,1} & A_{2,2} & \cdots & A_{2,N} & A_{2,N+1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ A_{N,1} & A_{N,2} & \cdots & A_{N,N} & A_{N,N+1} \\ A_{N+1,1} & A_{N+1,2} & \cdots & A_{N+1,N} & A_{N+1,N+1} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_N \\ \gamma_{N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} RHS_1 \\ RHS_2 \\ \vdots \\ RHS_N \\ RHS_{N+1} \end{bmatrix} \quad (2-38)$$

La résolution se fait par une méthode LU [45] et permet d'obtenir la valeur des sources et du tourbillon sur tous les panneaux.

2.3.7 Calcul des vitesses tangentielles

Lorsque les singularités sont connues, la vitesse tangentielle au point de contrôle (x_i, z_i) milieu de chaque panneau i est :

$$U_c(i) = \sum_{j=1}^N \begin{pmatrix} U_{\sigma_j}(x_i, z_i) + U_{\gamma_j}(x_i, z_i) + U_\infty(x_i, z_i) \\ W_{\sigma_j}(x_i, z_i) + W_{\gamma_j}(x_i, z_i) + W_\infty(x_i, z_i) \end{pmatrix} \cdot \vec{t} \quad (2-39)$$

$$\begin{aligned}
U_e(i) = & + \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \cos(\beta_i - \beta_j) + (\theta_j - \theta_{j-1}) \sin(\beta_i - \beta_j) \right) \\
& + \frac{\gamma}{2\pi} \sum_{j=1}^N \left((\theta_j - \theta_{j-1}) \cos(\beta_i - \beta_j) - \ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \sin(\beta_i - \beta_j) \right)
\end{aligned} \quad (2-40)$$

2.3.8 Calcul des coefficients de pression

La pression p associée au panneau i est obtenue à partir de l'équation de Bernoulli en supposant que la vitesse normale au panneau est nulle et que l'écoulement est incompressible.

$$p_\infty + \frac{1}{2} \rho_{air} V_\infty^2 = p(i) + \frac{1}{2} \rho_{air} U_e(i)^2 \quad (2-41)$$

Le coefficient de pression $C_p(i)$ associé à chaque panneau i s'exprime alors en fonction de la vitesse tangentielle $U_e(i)$ qui correspond à la vitesse à la frontière de la couche limite au niveau du panneau i :

$$C_p(i) = \frac{p(i) - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_{air} V_\infty^2} = 1 - \frac{U_e(i)^2}{V_\infty^2} \quad (2-42)$$

2.3.9 Calcul des vitesses en tout point

Lorsque les singularités sont connues, les composantes de vitesses en tout point sont dans le repère principal :

$$\begin{aligned}
U(x_i, z_i) = & + \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \cos \beta_j - (\theta_j - \theta_{j-1}) \sin \beta_j \right) \\
& + \frac{\gamma}{2\pi} \sum_{j=1}^N \left((\theta_j - \theta_{j-1}) \cos \beta_j + \ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \sin \beta_j \right)
\end{aligned} \quad (2-43)$$

et:

$$\begin{aligned}
W(x_i, z_i) = & + \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j}{2\pi} \left(-\ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \sin \beta_j + (\theta_j - \theta_{j-1}) \cos \beta_j \right) \\
& + \frac{\gamma}{2\pi} \sum_{j=1}^N \left((\theta_j - \theta_{j-1}) \sin \beta_j - \ln \left(\frac{r_{j-1}}{r_j} \right) \cos \beta_j \right)
\end{aligned} \quad (2-44)$$

2.3.10 Calcul des lignes de courant

Par définition, les lignes de courant sont parallèles aux vecteurs vitesses de l'écoulement.

Sur la Figure 2-8, le vecteur $\overline{M_0 M_1}$ de composantes dx et dz et le vecteur $\vec{V}$ de composantes u et w représentent respectivement le « segment » de la ligne de courant et le vecteur vitesse issu du point M_0 .

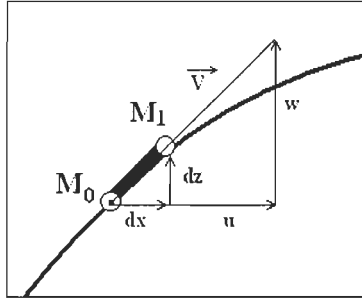


Figure 2-8 : Décomposition d'une ligne de courant.

Puisque $\overline{M_0 M_1}$ est parallèle à $\vec{V}$, le produit vectoriel $\overline{M_0 M_1} \times \vec{V}$ est nul. L'équation d'une ligne de courant est donc :

$$\frac{dx}{u(x, z)} = \frac{dz}{w(x, z)} \quad (2-45)$$

Il s'agit d'une équation différentielle du 1^{er} ordre :

$$\frac{dz}{dx} = f(x, z) = \frac{w(x, z)}{u(x, z)} \quad (2-46)$$

Cette équation est résolue par la méthode de Runge Kutta d'ordre 2 [45]. Un point de départ M_0 de coordonnées (x_0, z_0) est d'abord choisi ainsi qu'un incrément de calcul Δx . L'équation ci-dessous permet de déterminer z_{i+1} , c'est-à-dire $z(x_i + \Delta x)$ connaissant z_i c'est-à-dire $z(x_i)$:

$$z_{i+1} = z_i + \left(\frac{1}{2}k_1 + \frac{1}{2}k_2\right)\Delta x \quad (2-47)$$

avec :

$$k_1 = f(x_i, z_i) = \frac{w(x_i, z_i)}{u(x_i, z_i)} \quad (2-48)$$

et :

$$k_2 = f(x_i + \Delta x, z_i + k_1\Delta x) = \frac{w(x_i + \Delta x, z_i + k_1\Delta x)}{u(x_i + \Delta x, z_i + k_1\Delta x)} \quad (2-49)$$

L'ensemble de la ligne de courant issue du point M_0 est ainsi déterminée pas à pas en itérant le calcul. Pour gagner en précision, il est avantageux de prendre un incrément de calcul Δx suffisamment petit notamment proche de la surface du profil là où les changements de direction sont brutaux.

2.3.11 Calcul des températures

2.3.11.1 Loi isentropique

La température est calculée en respectant une loi isentropique :

$$h + \frac{1}{2} \times U^2 = h_\infty + \frac{1}{2} \times U_\infty^2 \quad (2-50)$$

où

$$h = c_{p-air} \times T \quad (2-51)$$

En exprimant l'enthalpie h en fonction de la température T dans l'équation (2-50) :

$$c_{p-air} \times T + \frac{1}{2} \times U^2 = c_{p-air} \times T_\infty + \frac{1}{2} \times U_\infty^2 \quad (2-52)$$

La température devient :

$$T = T_{\infty} + \frac{1}{2} \times \frac{U_{\infty}^2 - U^2}{c_{p-air}} \quad (2-53)$$

En considérant que l'air est un gaz parfait, la chaleur spécifique est :

$$c_{p-air} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \times R_{air} \quad (2-54)$$

Le ratio de compressibilité est :

$$\gamma = \frac{n+2}{n} \quad (2-55)$$

Pour un gaz diatomique comme l'air le nombre de degrés de liberté est de 5 et pour la vapeur d'eau il est de 6. La température devient alors :

$$T + \frac{\gamma-1}{2} \times \frac{U^2}{\gamma \cdot R_{air} \cdot T} \times T = T_{\infty} + \frac{\gamma-1}{2} \times \frac{U_{\infty}^2}{\gamma \cdot R_{air} \cdot T_{\infty}} \times T_{\infty} \quad (2-56)$$

Ou en terme de nombre de Mach M :

$$T = T_{\infty} \cdot \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} \times M_{\infty}^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \times M^2} \quad (2-57)$$

2.3.11.2 Température statique

Pour un écoulement subissant un refroidissement adiabatique, la température statique ou la température au point de stagnation ($U_e=0$) est :

$$T_{totale} = T_{static} + \frac{U_{static}^2}{2 \cdot c_{p-air}} = T_{\infty} + \frac{U_{\infty}^2}{2 \cdot c_{p-air}} \quad (2-58)$$

Pour une vitesse nulle au point de stagnation, la température totale T_{total} est égale à la température statique T_{static} .

2.3.11.3 Température à la frontière de la couche limite

La température à la frontière de la couche limite T_e est :

$$T_e = T_\infty + \frac{1}{2} \times \frac{U_\infty^2 - U_e^2}{c_{p-air}} \quad (2-59)$$

Lorsqu'elle est exprimée en terme de température statique :

$$T_e = T_{static} - \frac{U_e^2}{2 \cdot c_{p-air}} = T_{static} \times \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \times \frac{U_e^2}{\gamma \cdot R_{air} \cdot T_e} \right)^{-1} = T_{static} \times \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \times M_e^2 \right)^{-1} \quad (2-60)$$

2.3.11.4 Paramètres de l'écoulement directement liés à la température

La viscosité dynamique de l'air μ_{air} et la viscosité cinématique de l'air ν_{air} dépendent de la température. Leur calcul est préalable au calcul de la couche limite et des coefficients de transfert de chaleur.

Les viscosités dynamiques et cinématiques à la frontière de la couche limite s'écrivent en fonction des températures à la frontière de la couche limite :

$$\mu_{air}(i) = 0.14964 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_e(i)}{273.15} \right)^{3/2} \frac{393.15}{T_e(i) + 120} \quad (2-61)$$

$$\nu_{air}(i) = \frac{\mu_{air}(i)}{\rho_{air}} \quad (2-62)$$

L'écoulement est supposé incompressible, la pression ne dépend pas de la température dans l'écoulement ce qui facilite l'expression de la masse volumique :

$$\rho_{air} = \frac{P_{atm} M_{air}}{R T_e} \quad (2-63)$$

où P_{atm} est la pression atmosphérique en Pascal, T_e la température dans l'écoulement en K, M_{air} la masse molaire de l'air en kg/mol et R la constante des gaz parfaits :

$$M_{air} = 28.97 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol} \quad (2-64)$$

$$R = 8.314 \text{ J/mol/}^\circ\text{K} \quad (2-65)$$

2.4 Calcul de la couche limite visqueuse

2.4.1 Généralités

La couche limite est une zone géométrique très mince, localisée le long de la surface et dans le sillage du corps aérodynamique, où les effets de la viscosité se font sentir. Dans cette zone, la vitesse tangentielle de l'air par rapport à la paroi change très rapidement. Cette vitesse est nulle sur la paroi et approche une valeur U_e donnée par l'écoulement potentiel calculé à l'extérieur de la couche limite. Cette variation se produit sur une distance caractéristique δ appelée épaisseur de la couche limite.

Pour que les approximations de couche limite restent valides, il faut :

$$\frac{\delta}{L} < 0.1 \quad (2-66)$$

δ représente l'épaisseur de la couche limite et L une distance caractéristique du corps aérodynamique (en général la corde du profil). Deux facteurs déterminent l'existence de la couche limite : le nombre de Reynolds et la géométrie du corps aérodynamique. Si le nombre de Reynolds est trop faible, la viscosité est trop importante pour modéliser ses effets uniquement dans une zone très mince autour du corps aérodynamique. Si la forme du corps aérodynamique n'est pas adaptée (forme anguleuse ou irrégulière), l'écoulement ne suit pas le contour du corps aérodynamique (il y a décrochage), et la modélisation des effets de la viscosité dans une couche limite n'a plus aucun sens physique.

L'ordre de grandeur des nombres de Reynolds et la géométrie des profils aérodynamiques d'ailes d'avion ou de pales d'éoliennes sont parfaitement adaptés à l'application de l'approximation de couche limite.

2.4.2 Paramètres caractéristiques de la couche limite

2.4.2.1 Épaisseur de la couche limite δ

La définition de l'épaisseur de couche limite δ est tirée de l'évolution asymptotique de la vitesse tangentielle u dans la couche limite vers la vitesse externe U_e provenant de l'étude de l'écoulement potentiel (non visqueux). L'épaisseur δ traduit la valeur de la hauteur pour laquelle $u = 0.99 U_e$.

2.4.2.2 Épaisseur de déplacement δ^*

La Figure 2-9 représente schématiquement l'épaisseur de déplacement δ^* . L'épaisseur de déplacement caractérise le « déplacement » de la paroi solide permettant de conserver le débit massique réel de l'écoulement mais avec une vitesse uniforme U_e dans la couche limite.

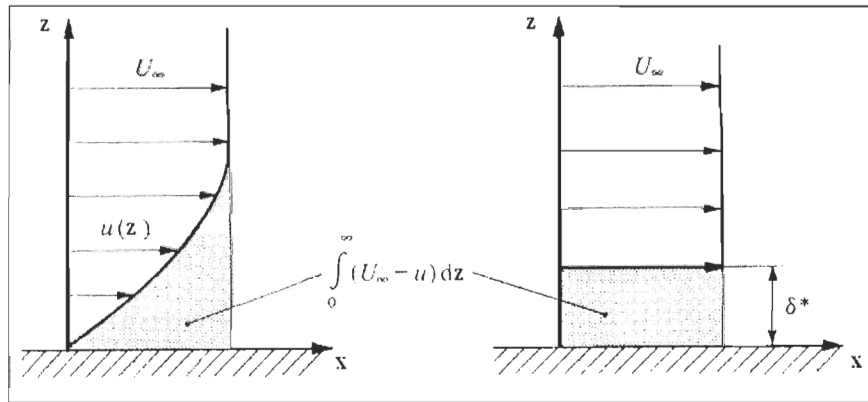


Figure 2-9 : Représentation schématique de l'épaisseur de déplacement δ^*

Le débit massique dévié, exprimé sous forme intégrale, vaut :

$$\dot{\Delta M}(x) = \int_0^{\infty} \rho_{air} (U_e(x) - u(x, z)) dz \quad (2-67)$$

Le débit massique dévié exprimé en fonction de l'épaisseur de déplacement est :

$$\dot{\Delta M}(x) = \rho_{air} U_e(x) \delta^*(x) \quad (2-68)$$

Ainsi, en combinant les 2 équations précédentes, l'épaisseur de déplacement exprimée sous forme intégrale, vaut :

$$\delta^*(x) = \int_0^{h \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{u(x,z)}{U_e(x)}\right) dz \quad (2-69)$$

2.4.2.3 Épaisseur de quantité de mouvement θ

L'épaisseur de quantité de mouvement θ représente la quantité de mouvement du débit massique dévié vers le haut du à la présence de la couche limite. Elle vaut :

$$\theta(x) = \int_0^{\infty} \frac{u(x,z)}{U_e(x)} \left(1 - \frac{u(x,z)}{U_e(x)}\right) dz \quad (2-70)$$

2.4.3 Équation de Von Karman

Les équations de la couche limite sont obtenues à partir des équations de Navier Stokes adaptées à la géométrie particulière de la couche limite ($\delta \ll L$) qui permet des approximations du 2^{ième} ordre. Ces équations sont ensuite intégrées sur l'épaisseur δ de la couche limite pour obtenir l'équation intégrale de Von Karman [29] dont l'expression est :

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{\tau_0}{\rho U_e^2} - \frac{1}{U_e} \frac{dU_e}{ds} (2\theta + \delta^*) \quad (2-71)$$

Ou encore

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{C_f}{2} - \frac{\theta}{U_e} (H + 2) \frac{dU_e}{ds} \quad (2-72)$$

Dans ces 2 équations, $H = \delta^*/\theta$ est le facteur de forme, τ_0 est la contrainte de cisaillement à la paroi, $C_f = \frac{2\tau_0}{\rho U_e}$ est le coefficient de frottement et s est l'abscisse curviligne.

L'abscisse curviligne représente la distance parcourue en suivant la surface du profil du point de stagnation au point étudié. Le point de stagnation, également appelé point d'arrêt est le point du profil pour lequel la vitesse tangentielle est nulle. Il est situé au niveau du bord d'attaque du profil.

L'équation intégrale de Von Karman exprime certaines propriétés des couches limites bidimensionnelles incompressibles. L'augmentation de l'épaisseur de quantité de mouvement θ résulte d'une part de la contrainte de cisaillement à la paroi et d'autre part de l'accélération de l'écoulement à la frontière de la couche limite. Si l'écoulement est accéléré, c'est-à-dire si $dU_e/ds > 0$, alors l'épaisseur de quantité de mouvement θ diminue; par contre, si l'écoulement est décéléré ($dU_e/ds < 0$) alors l'épaisseur de quantité de mouvement θ augmente.

Plusieurs méthodes existent pour solutionner l'équation intégrale de Von Karman. La méthode de Thwaites [29] est retenue pour le calcul de la couche limite laminaire et la méthode de Head [29] pour le calcul de la couche limite turbulente. Le point de transition laminaire/turbulent est déterminé en fonction du critère de Michel [27].

2.4.4 Couche limite laminaire

Le facteur de forme H de la couche limite qui se développe en régime laminaire sur un profil aérodynamique peut se calculer par la formule semi empirique de Cebeci et Bradshaw :

$$H(\lambda) = \begin{cases} 2.610 - 3.750\lambda + 5.240\lambda^2 & \text{si } 0 \leq \lambda \leq 0.25 \\ 2.088 + \frac{0.0731}{0.140 + \lambda} & \text{si } -0.1 \leq \lambda \leq 0 \end{cases} \quad (2-73)$$

où le gradient de pression adimensionnel λ défini par Thwaites est :

$$\lambda = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_e}{ds} \quad (2-74)$$

La Figure 2-10 présente graphiquement le facteur de forme H en fonction du gradient de pression adimensionnel :

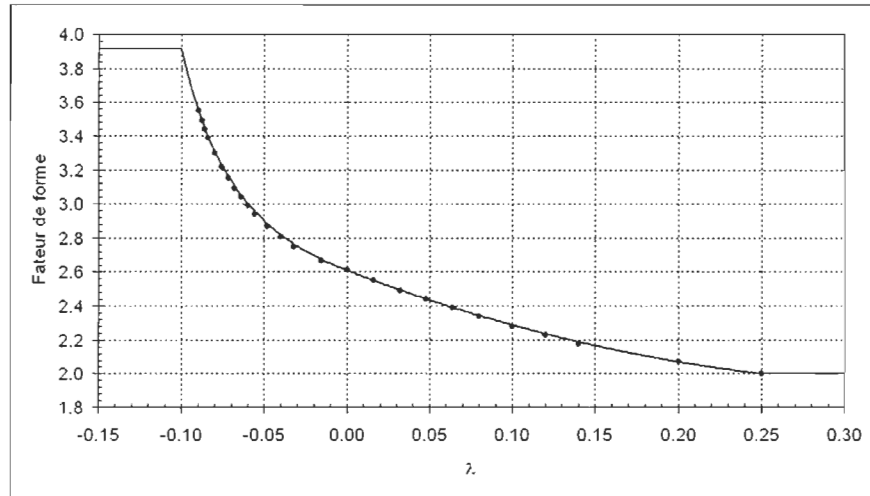


Figure 2-10 : Facteur de forme H en régime laminaire.

L'épaisseur de quantité de mouvement θ en régime laminaire est calculée en utilisant la formulation empirique de Thwaites adaptée aux profils aérodynamiques:

$$\frac{1}{\nu_{air}} \frac{\partial (U_e^b \times \theta_l^2)}{\partial s} = a U_e^{b-1} \quad (2-75)$$

Où $a=0.47$ et $b=6$

L'épaisseur de la quantité de mouvement dans la zone laminaire est obtenue en intégrant la vitesse à la frontière de la couche limite le long de l'abscisse curviligne en sachant que la quantité de mouvement est nulle lorsque l'abscisse curviligne $s = 0$ (au point d'arrêt) :

$$\theta \left(\frac{U_e \theta}{\nu_{air}} \right) = a \frac{1}{U_e^{b-1}} \int_0^s U_e^{b-1} ds \quad (2-76)$$

Finalement, l'épaisseur de quantité de mouvement est fonction de la vitesse à la frontière de la couche limite U_e , de la viscosité cinématique de l'air ν_{air} et de l'abscisse curviligne s .

$$\theta^2 = 0.47 \nu_{air} U_e^{-6} \cdot \int_0^s U_e^5 ds \quad (2-77)$$

Les autres paramètres de la couche limite, en particulier l'épaisseur de déplacement δ^* , se déduisent du gradient de pression adimensionnel λ puis du facteur de forme H .

2.4.5 Couche limite turbulente

Pour des nombres de Reynolds suffisamment grands, la couche limite ne reste pas laminaire tout le long du profil et devient nécessairement turbulente à partir d'un certain point appelé point de transition. Les petites perturbations que subit l'écoulement à cause d'irrégularités de la rugosité de surface du profil sont amplifiées. L'écoulement devient instable et aléatoire. Tous les calculs relatifs à la couche limite turbulente se font avec des valeurs moyennées dans le temps.

L'équation intégrale de Von Karman reste la même qu'en régime laminaire mais se résout par la méthode semi empirique de Head. Les quantités δ^* , θ , H et C_f correspondent désormais à des valeurs moyennes. Le coefficient de friction C_f en régime turbulent est donné par la loi empirique de Ludwig-Tillman :

$$C_f = 0.246(10^{-0.678H}) \text{Re}_\theta^{-0.268} \quad (2-78)$$

Où
$$\text{Re}_\theta = \frac{U_c \theta}{\nu_{air}} \quad (2-79)$$

Un terme de vitesse d'entraînement E doit être introduit :

$$E = \frac{dQ}{dx} = \frac{d}{dx}(U_c(\delta - \delta^*)) \quad (2-80)$$

En introduisant un nouveau paramètre de forme H_1 :

$$H_1 = \frac{(\delta - \delta^*)}{\theta} \quad (2-81)$$

La vitesse d'entraînement prend la forme :

$$E = \frac{d}{dx}(U_c \theta H_1) \quad (2-82)$$

Plusieurs résultats expérimentaux établis par Cebeci et Bradshaw ont permis d'obtenir les relations suivantes :

$$\frac{1}{U_e} \frac{d}{ds} (U_e \theta H_1) = 0.0306 (H_1 - 3)^{-0.6169} \quad (2-83)$$

Avec

$$\begin{aligned} H_1 = k(H) &= 3.3 + 0.8234(H - 1.1) - 1.287 \text{ si } H \leq 1.6 \\ &= 3.3 + 1.5501(H - 1.1) - 3.064 \text{ si } H \geq 1.6 \end{aligned} \quad (2-84)$$

La Figure 2-11 présente graphiquement les valeurs du nouveau facteur de forme H_1 en fonction de l'ancien facteur de forme H .

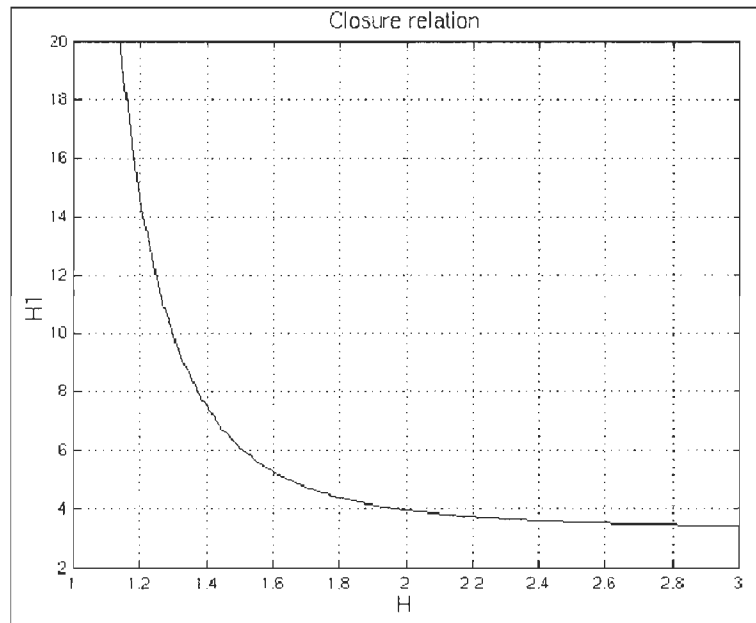


Figure 2-11 :Nouveau facteur de forme H_1 .

La méthode de Head mène finalement à un système composé de l'équation intégrale de Von Karman et de l'équation intégrale de la vitesse d'entraînement :

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{1}{2} C_f - \frac{\theta}{U_e} (2 + H) \frac{dU_e}{ds} \quad (2-85)$$

$$\frac{dH_1}{ds} = -H_1 \left(\frac{1}{U_e} \frac{dU_e}{ds} + \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{ds} \right) + \frac{0.0306}{\theta} (H_1 - 3)^{-0.6169} \quad (2-86)$$

Ce système d'équations s'écrit plus simplement sous la forme :

$$\frac{dY}{ds} = f(Y, s) \text{ avec } Y = \begin{pmatrix} \theta \\ H_1 \end{pmatrix} \quad (2-87)$$

La résolution se fait par la méthode de Runge Kutta d'ordre 2, la même que celle présentée à la section 2.3.10 pour le calcul des lignes de courant. L'incrément de calcul est $\Delta s = s_{i+1} - s_i$ où s_i représente l'abscisse curviligne du panneau i .

Les valeurs initiales de la couche limite turbulente correspondent aux valeurs obtenues à la fin de la couche limite laminaire.

2.4.6 Point de transition Laminaire/Turbulent

Le critère de Michel [27], basé sur des relations empiriques adaptées aux formes et aux rugosités standard de profils aérodynamiques classiques, est utilisé pour déterminer le point de transition laminaire/turbulent. Ce critère est uniquement valide pour des profils non givrés.

D'après ce critère, la transition a lieu quand :

$$Re_\theta \geq 1.174(Re_s^{0.46} + 22400 Re_s^{-0.54}) \quad (2-88)$$

Avec :

$$Re_s = \frac{U_e s}{\nu_{air}} \text{ et } Re_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu_{air}} \quad (2-89)$$

D'autres critères plus précis existent comme la méthode e⁹, développée dans XFOil et présenté dans [15], qui tient compte d'un facteur d'amplification n qui peut être changé selon le profil, la rugosité et le type d'écoulement étudié.

2.4.7 Point de décollement (séparation)

Le décollement a lieu quand le profil de vitesses dans la couche limite présente un point d'inflexion. La pression s'inverse et l'écoulement à la surface de la paroi est en sens contraire à l'écoulement à l'infini. Vu l'ordre de grandeur des angles d'attaque et des nombres de Reynolds utilisés dans le modèle, le décollement apparaît sur l'extrados en régime turbulent. Le point de décollement correspond alors au milieu du panneau le plus proche du bord d'attaque pour lequel le

facteur de forme H est plus grand que 2.4 [30]. Après le point de décollement, l'approximation de couche limite n'est plus valable et le modèle fait l'hypothèse que la pression reste constante sur le profil. Cette pression est supposée égale la pression à l'infini dans l'écoulement non perturbé.

2.4.8 Frottements visqueux

2.4.8.1 Contrainte de cisaillement

La contrainte de cisaillement à la paroi τ_0 [26] correspond au taux de cisaillement évalué à $y=0$.

$$\tau_0 = \mu_{air} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2-90)$$

La contrainte de cisaillement à la paroi peut être exprimée en fonction de la densité de l'air ρ_{air} , du coefficient de frottement C_f et de la vitesse de l'écoulement à la frontière de la couche limite U_e .

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \cdot \rho_{air} \cdot C_f \cdot U_e^2 \quad (2-91)$$

2.4.8.2 Coefficient de frottement

En régime laminaire, la méthode de Thwaites permet le calcul de l'épaisseur de quantité de mouvement θ et au facteur de forme H . Le coefficient de frottement C_f se déduit alors de l'équation de Von Karman :

$$\frac{1}{2} C_f = \frac{d\theta}{ds} + \frac{\theta}{U_e} (H + 2) \frac{dU_e}{ds} \quad (2-92)$$

En régime turbulent, la méthode de Head permet le calcul du coefficient de frottement par l'intermédiaire de la loi empirique de Ludwig-Tillman [29] :

$$C_f = 0.246 (10^{-0.678H}) \text{Re}_\theta^{-0.268} \quad (2-93)$$

Où
$$\text{Re}_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu_{air}} \quad (2-94)$$

2.4.8.3 Coefficient de frottement de surface

Le coefficient de frottement de surface c_f correspond au coefficient de frottement exprimé par rapport à la vitesse de l'écoulement non perturbé V_∞ . Il est exprimé en fonction de la contrainte de cisaillement à la paroi τ , de la densité de l'air ρ_{air} , et de la vitesse de l'écoulement non perturbé V_∞ :

$$c_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2} \cdot \rho_a \cdot V_\infty^2} = \frac{U_e^2}{V_\infty^2} \cdot C_f \quad (2-95)$$

2.4.9 Coefficients de transfert de chaleur

2.4.9.1 Coefficient de transfert de chaleur par convection

Le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection h_{cv} est basé sur le nombre de Nusselt modifié [28]. Ce dernier est exprimé en fonction du nombre de Stanton St [26], de la vitesse à la frontière de la couche limite U_e , de la densité de l'air ρ_{air} et de la chaleur spécifique $c_{p\ air}$:

$$h_{cv} = \rho_{air} c_{p\ air} U_e St \quad (2-96)$$

Le nombre de Stanton peut être défini par l'analogie de Chilton-Colburn en régime laminaire ou par l'analogie de Spalding en régime turbulent, qui prend en considération la rugosité de la surface. L'analogie de Chilton-Colburn définit le nombre de Stanton [26] St en régime laminaire comme une fonction du coefficient de frottement C_f et du nombre de Prandtl Pr .

$$St = \frac{1}{2} \cdot C_f \cdot Pr^{-2/3} \quad (2-97)$$

L'analogie modifiée de Dipprey, Sabersky, Owen et Thomson ([26] et [30]) définit le nombre de Stanton St en régime turbulent pour une plaque plane rugueuse en fonction du coefficient de frottement C_f , du nombre de Prandtl turbulent Pr_t et du nombre de Stanton rugueux St_k .

$$St = \frac{\frac{1}{2} \cdot C_f}{Pr_t + \sqrt{\frac{1}{2} \cdot C_f} \cdot St_k^{-1}} \quad (2-98)$$

Le nombre de Prandtl turbulent Pr_t utilisé est celui calculé par Cebeci et Smith [27]. Il a une valeur de 0.9. L'analogie de Spalding [30] définit le nombre de Stanton rugueux St_k comme une fonction du nombre de Prandtl Pr et du nombre de Reynolds $Re_{\tau-k}$

$$St_k = 1.92 \cdot Re_{\tau-k}^{-0.45} \cdot Pr^{-0.8} \quad (2-99)$$

Le nombre de Reynolds $Re_{\tau-k}$ est basé sur la hauteur de la rugosité κ_s , la vitesse de friction U_τ et la viscosité cinématique de l'air ν_{air} . La hauteur des rugosités est exprimée en valeur équivalente à celle d'un papier émeri, ce qui implique que les rugosités possèdent une distribution et une hauteur uniforme.

$$Re_{\tau-k} = \frac{U_\tau \kappa_s}{\nu_{air}} \quad (2-100)$$

La vitesse de friction [26] est proportionnelle à la vitesse à la frontière de la couche limite U_e et au coefficient de frottement C_f :

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_{air}}} = \sqrt{\frac{1}{2} C_f} * U_e \quad (2-101)$$

2.4.9.2 Coefficient de transfert de chaleur par diffusion

Le coefficient de transfert de chaleur par diffusion de la vapeur dans l'air h_{dif} est déterminé à partir de l'analogie de Chilton-Colburn [28]. Ce coefficient est exprimé en fonction du nombre de

Lewis Le , de la densité de l'air ρ_{air} et de la chaleur spécifique c_{p-air} . Les propriétés physiques et thermiques de l'air sont évaluées à la température à la frontière de la couche limite.

$$h_{dif} = \frac{h_{cv}}{\rho_{air} \cdot c_{p-air} \cdot Le^{2/3}} \quad (2-102)$$

Le nombre de Lewis Le , est défini comme le rapport du nombre de Schmidt Sc sur le nombre de Prandtl Pr . Il est exprimé en fonction du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air D_{va} , de la conductivité thermique de l'air k_{air} , de la densité de l'air ρ_{air} , et de la chaleur spécifique c_{p-air} .

$$Le = \frac{k_{air}}{\rho_{air} \cdot c_{p-air} \cdot D_{va}} \quad (2-103)$$

2.4.10 Remarques sur la programmation

2.4.10.1 Numérotation des noeuds

D'un point de vue pratique, les calculs de couche limite se font indépendamment pour l'intrados et pour l'extrados. Au lieu d'avoir la numérotation présentée Figure 2-5, les noeuds et les panneaux sont numérotés à partir du point de stagnation indépendamment pour l'intrados et pour l'extrados comme sur la Figure 2-12. Le point de stagnation est le noeud séparant les 2 panneaux pour lesquels il y a changement de signe de la vitesse tangentielle. Il est supposé correspondre au noeud du profil pour lequel la vitesse tangentielle est nulle et se situe proche du bord d'attaque.

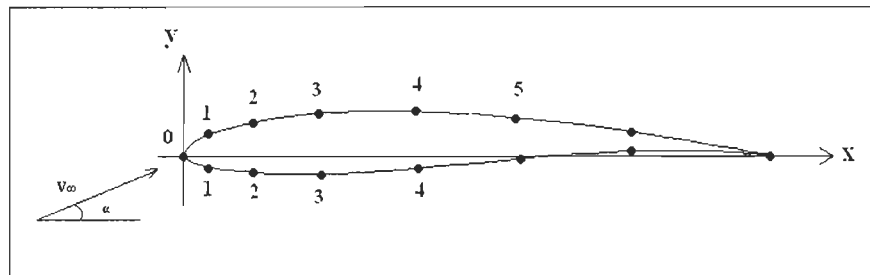


Figure 2-12 : numérotation des noeuds du profil pour l'étude de la couche limite.

2.4.10.2 Dérivées

Les vitesses, les hauteurs de déplacement δ^* et les hauteurs de quantité de mouvement θ sont calculées au centre des panneaux. Les dérivées correspondantes seront donc calculées aux nœuds.

La valeur de la dérivée de la fonction f au nœud i vaut :

$$\frac{\partial f}{\partial s} = \frac{f(s_i) - f(s_{i-1})}{s_i - s_{i-1}} \quad (2-104)$$

$f(s_i)$ et $f(s_{i-1})$ étant des valeurs calculées au milieu des panneaux i et $i-1$, la dérivée est calculée au nœud i qui relie les panneaux i et $i-1$ comme indiqué sur la Figure 2-13.

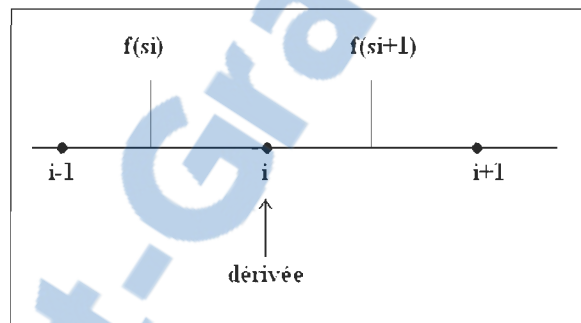


Figure 2-13 : Calcul des dérivées sur les panneaux.

La valeur de la dérivée au milieu du panneau i est égale à la moyenne des 2 dérivées calculées aux 2 nœuds $i-1$ et $i+1$ entourant le panneau i .

2.5 Calcul des coefficients de portance et de traînée.

L'étude de l'écoulement potentiel et de la couche limite donne accès à la distribution des pressions (contraintes normales) et à la distribution des contraintes de cisaillement (contraintes tangentielles) autour du profil. Ces distributions de contraintes permettent de calculer les forces et les moments résultants appliqués sur le profil.

La force normale à la surface du panneau de longueur Δl et de largeur b , induite par la pression p , est :

$$dF_n = p \times dA = p \times \Delta l \times b \quad (2-105)$$

Et la force tangente à la surface induite par la contrainte de cisaillement τ est :

$$dF_t = \tau \times dA = \tau \times \Delta l \times b \quad (2-106)$$

Ces forces peuvent être décomposées en force de portance L et de traînée D comme indiqué sur la figure 15. La force de portance est perpendiculaire à la direction du vent relatif. La force de traînée est parallèle à la direction du vent relatif.

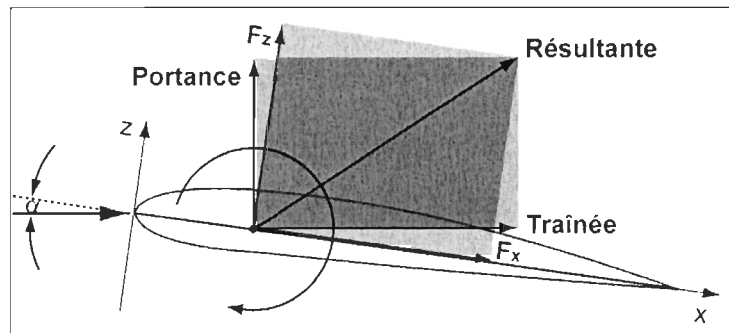


Figure 2-14 : Définition des forces de portance et de traînée sur un profil aérodynamique.

La force de portance est :

$$L = F_z \cos(\alpha) - F_x \sin(\alpha) \quad (2-107)$$

La force de traînée est :

$$D = F_x \sin(\alpha) + F_z \cos(\alpha) \quad (2-108)$$

En effectuant la sommation des forces par rapport au système de coordonnées $x-z$ lié au profil, la force selon l'axe x est :

$$F_x = \sum_{j=1}^N F_{n_j} \times \sin(\theta_j) + \sum_{j=1}^N F_{t_j} \times \cos(\theta_j) = b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta l_j \times \sin(\theta_j) + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta l_j \times \cos(\theta_j) \quad (2-109)$$

Avec
$$\cos(\theta_j) = \frac{\Delta x_j}{\Delta l_j} \text{ et } \sin(\theta_j) = \frac{\Delta y_j}{\Delta l_j} \quad (2-110)$$

Et la force selon l'axe z est :

$$F_z = \sum_{j=1}^N F_{n_j} \times \cos(\theta_j) + \sum_{j=1}^N F_{t_j} \times \sin(\theta_j) = b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta l_j \times \cos(\theta_j) + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta l_j \times \sin(\theta_j) \quad (2-111)$$

Le moment de tangage est:

$$M = F_z \times x + F_x \times z = \left[b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta l_j \times \cos(\theta_j) + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta l_j \times \sin(\theta_j) \right] \times \bar{x}_j + \left[b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta l_j \times \sin(\theta_j) + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta l_j \times \cos(\theta_j) \right] \times \bar{z}_j \quad (2-112)$$

Où x et z sont les coordonnées dans le système lié au profil du point où le moment de tangage est calculé.

Les forces par rapport au système de coordonnées $x-z$ sont :

$$F_x = b \sum_{j=1}^N -p_j \times \Delta y_j + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta x_j \quad (2-113)$$

et

$$F_z = b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta x_j + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta y_j \quad (2-114)$$

et le moment de tangage :

$$M = \left[b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta x_j + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta y_j \right] \times \bar{x}_j + \left[b \sum_{j=1}^N p_j \times \Delta y_j + b \sum_{j=1}^N \tau_j \times \Delta x_j \right] \times \bar{z}_j \quad (2-115)$$

Les forces de portance et de traînée exprimées en terme de coefficients adimensionnels sont alors :

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho_{air} U_{\infty}^2 (c \times b)} \quad (2-116)$$

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho_{air} U_{\infty}^2 (c \times b)} \quad (2-117)$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho_{air} U_{\infty}^2 (c \times b)} \quad (2-118)$$

2.6 Couplage écoulement potentiel / couche limite visqueuse

2.6.1 Principe

Le couplage écoulement potentiel / couche limite visqueuse modifie et corrige les résultats de l'écoulement potentiel en tenant compte des effets de la viscosité. La présence de la couche limite visqueuse autour du profil « déplace » l'écoulement vers l'extérieur d'une distance δ^* égale à l'épaisseur de déplacement (Figure 2-15).

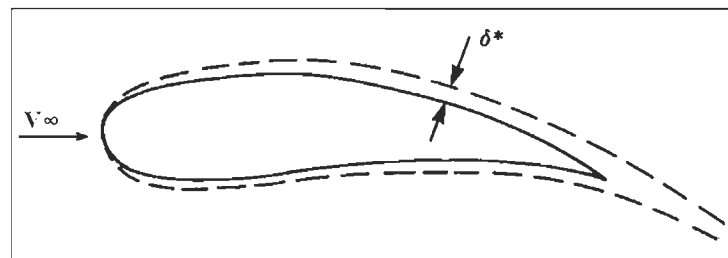


Figure 2-15 : Déplacement de l'écoulement potentiel dû à la présence de la couche limite.

Le couplage Écoulement potentiel / Couche limite visqueuse se fait en 3 étapes :

1. Résoudre le calcul de l'écoulement potentiel pour obtenir la distribution de pression ou le champ de vitesse à la surface du profil.
2. Solutionner les équations de la couche limite à partir du champ de vitesse ou de la distribution de pression pour obtenir les paramètres de couche limite en particulier δ^* .
3. Modifier la géométrie de surface du profil en fonction de l'épaisseur de déplacement δ^* pour calculer à nouveau l'écoulement potentiel corrigé.

La procédure est répétée plusieurs fois jusqu'à convergence des calculs. La Figure 2-16 schématise la procédure de couplage.

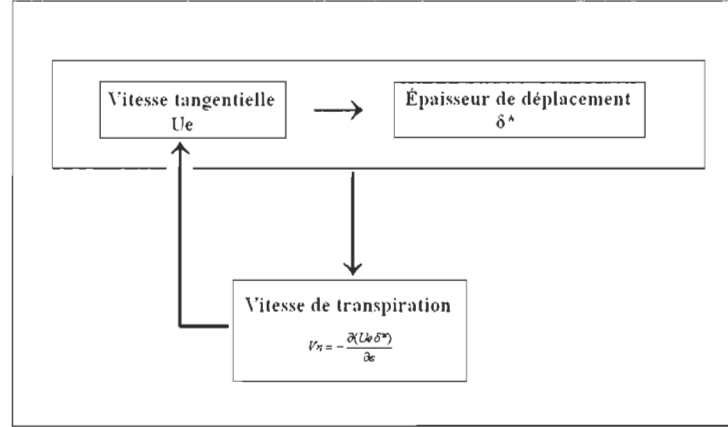


Figure 2-16 : Schématisation du couplage écoulement potentiel/couche limite visqueuse

2.6.2 Mise en place du couplage

En pratique, la modification de la géométrie de la surface du profil est simulée par un terme de vitesse perpendiculaire à la surface du profil appelé vitesse de transpiration et noté V_n . Cette vitesse de transpiration est ajoutée aux équations de l'écoulement potentiel.

La condition de tangence imposée à l'écoulement potentiel était : $\frac{\partial(\phi)}{\partial n} = 0$. Elle devient :

$$\frac{\partial(\phi)}{\partial n} = V_n \quad (2-119)$$

L'expression de la vitesse de transpiration dépend de la vitesse tangentielle U_e , de l'épaisseur de déplacement δ^* et de l'abscisse curviligne s :

$$V_n = -\frac{\partial(U_e \delta^*)}{\partial s} \quad (2-120)$$

Dans la méthode des panneaux de Hess et Smith, les équations de tangence relatives à chaque panneau i étaient :

$$\sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j + A_{iN+1} \gamma = RHS_i \quad (2-121)$$

En tenant compte de la vitesse de transpiration, ces équations de tangence deviennent :

$$\sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j + A_{i,N+1} \gamma = RHS_i + Vn_i \quad (2-122)$$

Ce qui donne sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & \cdots & A_{1,N} & A_{1,N+1} \\ A_{2,1} & A_{2,2} & \cdots & A_{2,N} & A_{2,N+1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ A_{N,1} & A_{N,2} & \cdots & A_{N,N} & A_{N,N+1} \\ A_{N+1,1} & A_{N+1,2} & \cdots & A_{N+1,N} & A_{N+1,N+1} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_N \\ \gamma_{N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} RHS_1 + Vn_1 \\ RHS_2 + Vn_2 \\ \vdots \\ RHS_N + Vn_N \\ RHS_{N+1} \end{bmatrix} \quad (2-123)$$

2.6.3 Convergence et divergence des calculs

Un lissage de la courbe de l'épaisseur de déplacement δ^* en fonction de l'abscisse curviligne s est nécessaire avant d'exprimer la vitesse de transpiration pour permettre la convergence des calculs de couplage. Le lissage se fait au niveau de la transition laminaire/turbulent et a pour but d'éliminer toute pente négative sur le graphique de l'épaisseur de déplacement en fonction de l'abscisse curviligne (Figure 2-17) : l'épaisseur de couche limite augmente graduellement en fonction de l'abscisse curviligne.

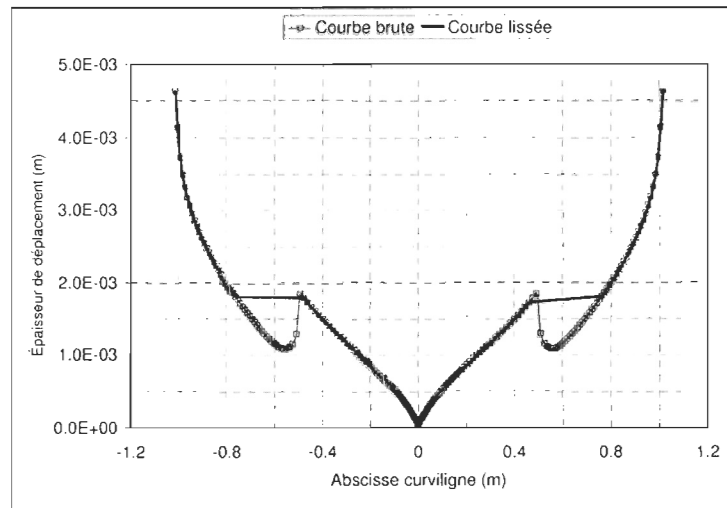


Figure 2-17 : Lissage de la transition laminaire/turbulent.

Dans le couplage, les vitesses tangentielles $U_e(i)$ provenant de l'écoulement potentiel sont modifiées par l'introduction de la vitesse de transpiration dans les conditions de tangence de la méthode des panneaux. Le critère de convergence du calcul itératif de couplage est donc basé sur les valeurs des vitesses tangentielles $U_e(i)$: si la moyenne de l'ensemble des vitesses tangentielles $U_e(i)_{i=1..N}$ sur le profil à l'itération $n+1$ diffère de moins de 1% de la moyenne de l'ensemble des vitesses tangentielles $U_e(i)_{i=1..N}$ à l'itération n alors le calcul converge.

Le calcul peut aussi diverger : l'écart obtenu entre les valeurs des vitesses tangentiels de 2 itérations successives ne cesse d'augmenter. Un critère de divergence est donc nécessaire en plus d'un critère de convergence pour stopper le calcul : si la moyenne de l'ensemble des vitesses tangentielles $U_e(i)_{i=1..N}$ sur le profil à l'itération $n+1$ diffère de plus de 20% de la moyenne de l'ensemble des vitesses tangentielles $U_e(i)_{i=1..N}$ à l'itération n alors le calcul diverge. Dans ce cas, l'utilisateur a le choix d'arrêter le couplage juste avant la divergence ou de ne pas l'effectuer du tout. Lorsqu'il y a décollement, le couplage n'est pas effectué puisque l'épaisseur de déplacement δ^* n'est plus définie précisément et que le calcul diverge automatiquement.

CHAPITRE 3

SIMULATION EN SOUFFLERIE DE L'ÉCOULEMENT D'AIR

AUTOUR D'UN PROFIL DE PALE D'ÉOLIENNE

3.1 Introduction

Ce chapitre présente les simulations expérimentales d'écoulements réalisées dans la soufflerie du LIMA autour d'un profil caractéristique de pale d'éolienne : le NACA 63415. Le but est d'utiliser adéquatement la soufflerie du LIMA et d'y implanter des appareils de mesure fiables afin d'obtenir des résultats expérimentaux de référence permettant de valider les résultats du modèle numérique. La première série d'expériences a permis d'obtenir, à l'aide d'une balance aérodynamique, des courbes de coefficients de portance et de traînée en fonction de l'angle d'attaque pour différents nombres de Reynolds. La deuxième série d'expériences a consisté à mesurer des champs de vitesses à différents angles d'attaque à l'aide d'anémomètres à fil chaud (Hot Wire Probe Anemometer) dont la taille réduite permet de mesurer des vitesses dans des zones précises comme la couche limite.

3.2 Mesure en soufflerie de coefficients de portance et de traînée

L'objectif de ces mesures expérimentales est de tracer les courbes des coefficients de portance et de traînée C_L et C_D en fonction de l'angle d'attaque α pour le profil NACA 63415 à différents nombres de Reynolds. Le RISO National Laboratory (Danemark) a déjà réalisé de telles mesures sur le NACA 63-415 ([36] et [37]). Les mesures du RISO sont cependant effectuées avec un nombre de Reynolds de $1.6 \cdot 10^6$, 2 fois supérieur au nombre de Reynolds maximal obtenu avec la soufflerie du LIMA. Les résultats du RISO et du LIMA ne sont donc pas directement comparables. Le nombre de Reynolds est le paramètre clé de mise à l'échelle dans l'étude des

écoulements fluides. Il illustre l'importance relative des forces de frottement et des forces d'inertie. Plus le nombre de Reynolds est petit, plus les effets de la viscosité sont importants. Cependant, la modification du nombre de Reynolds influence peu les valeurs des coefficients de portance et de traînée avant décrochage mais joue surtout sur l'angle limite de décrochage : plus le nombre de Reynolds est faible, plus le décrochage a lieu rapidement. Les courbes du RISO pourront donc être comparées aux résultats de portance et de traînée du LIMA avant décrochage.

Plusieurs données de coefficients de portance et de traînée pour des profils NACA à 4 chiffres comme le NACA 0012, le NACA 0018 ou encore le NACA 4412 sont disponibles dans la littérature [35]. Le fonctionnement des installations du LIMA (soufflerie, anémomètres et balance aérodynamique) a donc été préalablement testé sur l'un de ces profils de référence : le NACA 0012. Cette étude préliminaire, présentée en Annexe C, a eu un rôle non négligeable : la balance aérodynamique a été fabriquée récemment à l'UQAC (Novembre 2005) et plusieurs tests ont été nécessaires pour valider son fonctionnement dans la soufflerie du LIMA. Une fois mise en service, la balance aérodynamique a alors permis de mesurer des forces de portance et de traînée sur des profils peu connus comme le NACA 63415 mais aussi sur des profils givrés (voir CHAPITRE 5) pour lesquels aucune référence n'est disponible.

3.2.1 Matériel à disposition

Les simulations sont réalisées dans la soufflerie réfrigérée du LIMA (Figure 3-1). Elle fonctionne en boucle fermée. Sa section d'essai mesure 1.5 m de long, 0.5 m de large et 0.6 m de haut. Les vitesses de vent dans la section d'essai peuvent varier de 5 à 70 m/s.

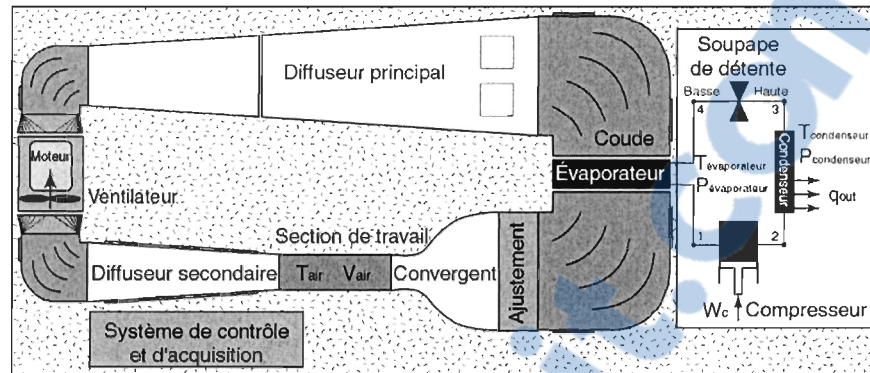


Figure 3-1 : Soufflerie réfrigérée du LIMA.

Le profil de pale qui a été choisi est un NACA 63-415 (Figure 3-2). Ce profil est souvent utilisé pour la confection des pales d'éoliennes. Ses caractéristiques sont une corde de 0.2 m, une largeur de 0.5 m, et une épaisseur de 30.10 mm. Il a été fabriqué à l'Université du Québec à Rimouski dans un bloc d'aluminium 6061-T6, le fini de surface est de 200 μm (8 millièmes de pouce).

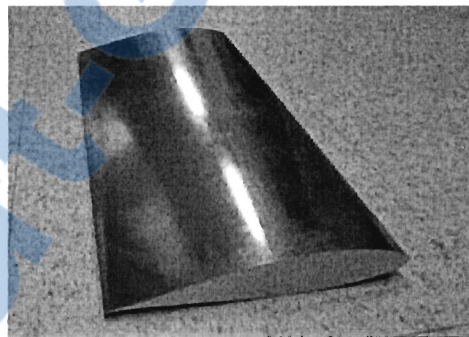


Figure 3-2: Profil NACA 63-415.

Les forces de portance et de traînée sont mesurées à l'aide d'une balance aérodynamique. Elle est constituée de 2 bras en aluminium reliés entre eux par des tiges rigides sur roulement à bille. Une cellule de force est positionnée à l'extrémité de chaque bras. Un torque-mètre est fixé sur l'axe du profil. Les cellules de force et le torque-mètre permettent l'enregistrement des forces de portance et de traînée créées par le profil aérodynamique placé dans la zone d'essai de la soufflerie. L'ANNEXE C présente en détail le fonctionnement de la balance.

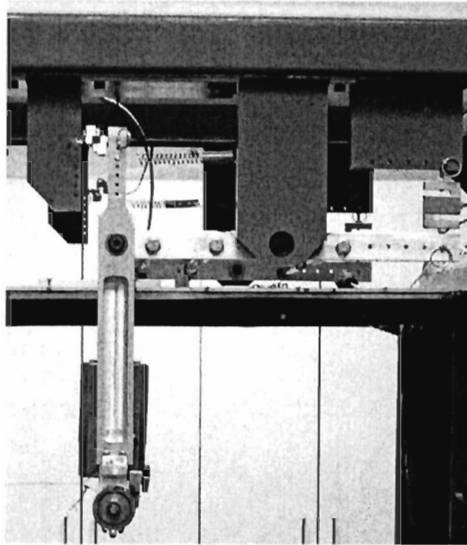


Figure 3-3: Photo de la balance aérodynamique.

3.2.2 Choix des paramètres d'expérimentation

Les paramètres d'expérimentation à fixer sont la vitesse de vent dans la soufflerie et l'angle d'attaque du profil. Pour rester dans la gamme de vitesses stables que la soufflerie peut fournir, les vitesses choisies varient uniformément de 15 à 37 m/s. Les nombres de Reynolds choisis varient donc uniformément de $2 \cdot 10^5$ à $5 \cdot 10^5$. L'idéal aurait été de choisir des nombres de Reynolds correspondant au cas réel d'une pale d'éolienne en rotation, mais la soufflerie ne permet pas de fournir des vitesses suffisamment grandes. Les nombres de Reynolds retenus pour les essais en soufflerie sont donc en moyenne 10 fois inférieurs aux nombres de Reynolds réels.

Rien ne limite le choix de l'angle d'attaque si ce n'est le nombre de données à traiter par la suite. Ils varient donc uniformément de -10° à $+30^\circ$ pour fournir un maximum de données avant et après décrochage.

Le calcul des paramètres R_e et α pour le cas réel de l'éolienne Vestas 1.8 MW a été réalisé à titre d'exemple en ANNEXE D. Les valeurs ont été calculées pour différentes vitesses de vents, angles de calage et vitesses de rotation correspondant à des modes de fonctionnement standard de l'éolienne.

3.2.3 Procédure expérimentale

Une valeur de vitesse est d'abord fixée dans la section d'essai de la soufflerie. Cela revient à fixer le nombre de Reynolds Re . L'angle d'attaque est ensuite augmenté graduellement et les forces de portance et de traînée correspondantes sont enregistrées.

Les essais expérimentaux sont réalisés pour 4 nombres de Reynolds différents, c'est-à-dire pour 4 vitesses de vent différentes. Les mesures sont doublées : une première série de mesure est effectuée pour chaque nombre de Reynolds. 4 courbes de coefficients de portance et 4 courbes de coefficients de traînée sont enregistrées. Une deuxième série de mesure identique à la première permet ensuite d'obtenir les 5 autres courbes de coefficients de portance et les 5 autres courbes de coefficients de traînée.

3.2.4 Résultats

La Figure 3-4 présente les courbes de coefficients de portance C_L en fonction de l'angle d'attaque α obtenues pour 4 nombres de Reynolds différents : $2.0 \cdot 10^5$, $3.0 \cdot 10^5$, $4.0 \cdot 10^5$ et $5.0 \cdot 10^5$. Ces courbes sont comparées aux données du RISO ([36] et [37]) provenant d'expériences réalisées avec un nombre de Reynolds de $1.6 \cdot 10^6$. Chaque courbe présente une première partie linéaire croissante (entre -10° et $+8^\circ$) de pente constante, une partie de stagnation entre $+8^\circ$ et $+15^\circ$ et enfin une partie décroissante au-delà de 15° . Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le coefficient de portance est élevé. Le coefficient de portance C_L maximal obtenu est $C_L=0.97$.

La Figure 3-5 présente les courbes de coefficients de traînée C_D en fonction de l'angle d'attaque α obtenues pour 4 nombres de Reynolds différents : $2.0 \cdot 10^5$, $3.0 \cdot 10^5$, $4.0 \cdot 10^5$ et $5.0 \cdot 10^5$. Ces courbes sont comparées aux données du RISO ([36] et [37]) provenant d'expériences réalisées avec un nombre de Reynolds de $1.6 \cdot 10^6$. Chaque courbe présente une première partie à peu près constante entre -10° et $+15^\circ$ (la pente est légèrement négative de -10° à 0° et légèrement

positive de 0° à $+15^\circ$) et une partie croissante de pente très élevée au-delà de 15° . Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le coefficient de traînée est faible.

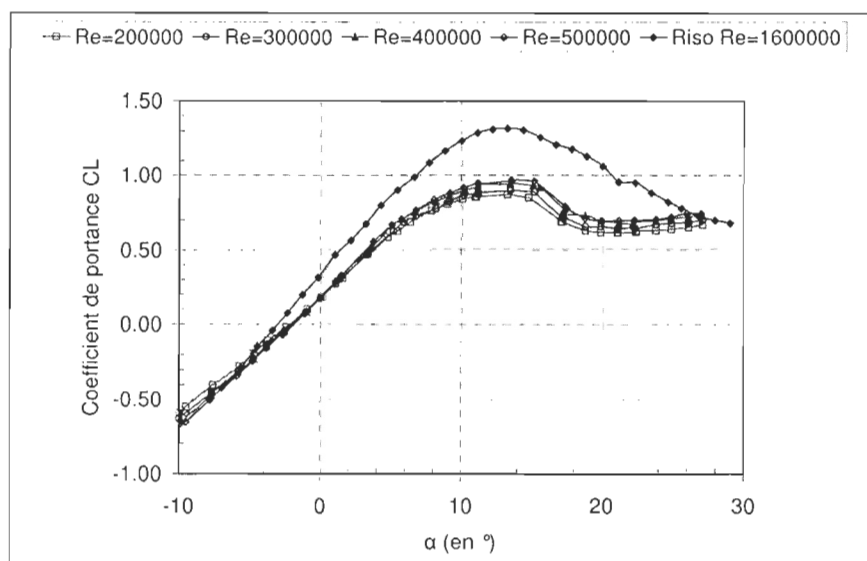


Figure 3-4 : Distribution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque

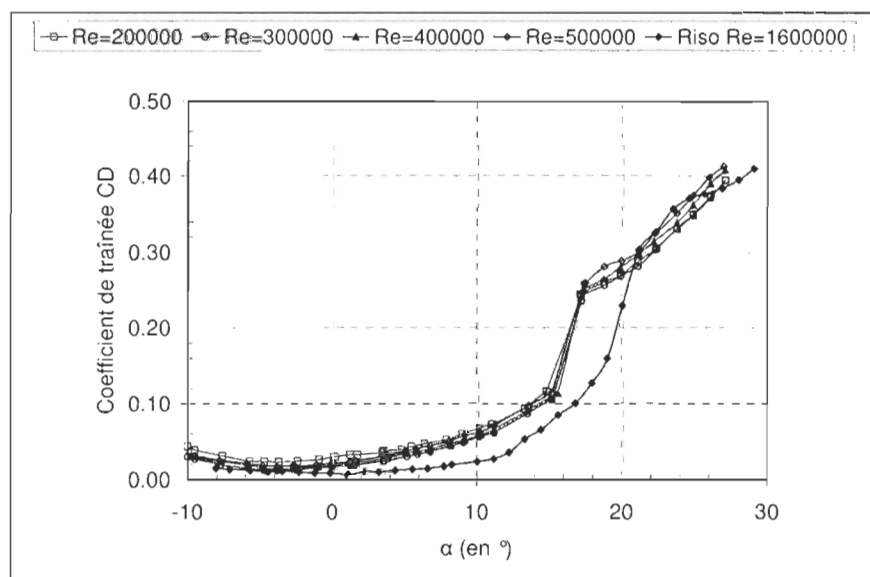


Figure 3-5 : Distribution du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'attaque.

3.2.5 Analyse

3.2.5.1 Reproductibilité des expériences

Toutes les mesures de portance et de traînée ont été réalisées 2 fois. La Figure 3-6 présente 2 séries de mesures de coefficients de portance et de traînée réalisées pour un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^5$. La balance et le profil d'aile ont été démontés puis remontés entre les 2 séries de mesure. L'écart moyen entre 2 séries de mesures est inférieur à 1% ce qui confirme la reproductibilité des expériences.

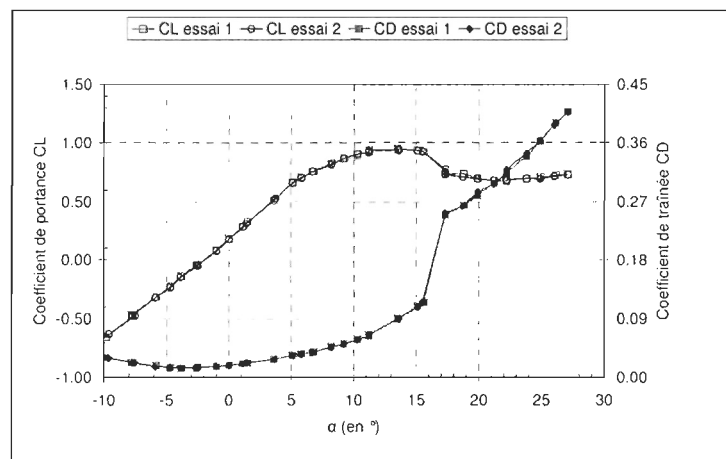


Figure 3-6 : Reproductibilité des mesure des coefficients de force.

3.2.5.2 Comparaisons aux résultats du RISO

Les données du RISO servent de référence pour comparer et valider les mesures expérimentales.

3.2.5.2.1 Mesures de portance

Les courbes des coefficients de portance en fonction de l'angle d'attaque sont semblables aux variations à la courbe de référence du RISO. Ces variations (décrites dans la section Résultats 3.2.4) sont caractéristiques des profils aérodynamiques. Le décrochage a lieu au milieu de la partie

de « stagnation » c'est-à-dire à 13° . Le $C_{L\ max}$ obtenu, qui vaut en moyenne 0.9, est cependant bien inférieur au $C_{L\ max}$ de référence qui vaut 1.3. L'erreur relative est de 30.8%.

Pour des angles d'attaque positifs (ce qui nous intéresse), la pente mesurée avant décrochage est en moyenne 20% plus faible que la pente donnée par la courbe du RISO. Ainsi, plus l'angle d'attaque augmente, plus l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs de référence du RISO augmente. Néanmoins, plus le nombre de Reynolds augmente, plus les résultats s'approchent de la référence ce qui permet de conclure que la différence dans le nombre de Reynolds justifie la différence dans les résultats.

En plus d'une erreur de pente avant décrochage, un décalage négatif constant (Offset) apparaît : le coefficient de portance mesuré est globalement plus faible que le coefficient de portance de référence. Le décalage calculé à 0° vaut 0.15 en moyenne pour les 4 mesures. L'une des explications possibles à ce problème de décalage serait le phénomène de compression des lignes de courant. La section d'essai de la soufflerie (0.5m x 0.6m) n'est pas suffisamment grande par rapport aux dimensions du profil (corde de 0.2m et épaisseur de 0.04 m). Il faudrait idéalement une zone d'essai dont la dimension en hauteur est 20 fois supérieure à l'épaisseur du profil.

3.2.5.2.2 Mesures de traînée

Les courbes des coefficients de traînée en fonction de l'angle d'attaque sont semblables à la courbe de référence du RISO. Ces variations (décrites dans la section Résultats 3.2.4) sont caractéristiques des profils aérodynamiques.

Pour des angles d'attaque positifs, la pente mesurée avant décrochage est en moyenne 2 fois plus importante que la pente donnée par la courbe du RISO. Ainsi, plus l'angle d'attaque augmente, plus l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs de référence du RISO augmente. Néanmoins, plus le nombre de Reynolds augmente, plus la pente mesurée diminue ce qui permet de conclure que la différence dans le nombre de Reynolds justifie l'écart entre les mesures et la référence.

En plus d'une erreur de pente avant décrochage, un décalage positif constant apparaît : le coefficient de traînée mesuré est globalement plus élevé que le coefficient de traînée de référence. Le décalage calculé à 0° vaut 0.01 en moyenne pour les 4 mesures.

3.2.6 Conclusions

Les courbes de coefficients de portance et de traînée obtenues expérimentalement sur le profil NACA 63415 sont dans l'ensemble comparables aux courbes fournies par le RISO. Les différences obtenues s'expliquent d'une part par des nombres de Reynolds différents, qui changent les pentes des courbes de portances et de traînée avant décrochage, et d'autre part par le phénomène de contraction des lignes de courant dans la zone d'essai de la soufflerie qui crée un décalage constant dans les mesures.

3.3 Mesure en soufflerie des champs de vitesses et de la hauteur de la couche limite.

Les mesures sont réalisées à l'aide d'anémomètres à fil chaud (voir section 3.3.1) dans la soufflerie du LIMA avec le même profil NACA 63415 que celui utilisé dans les expériences précédentes (voir section 3.2). Les mesures donnent dans un premier temps accès au champ des vitesses autour du profil. Lorsque l'anémomètre à fil chaud est placé suffisamment proche de la surface du profil, les mesures permettent également, après analyse, d'obtenir des valeurs de vitesses tangentielles et d'épaisseurs de couche limite. Aucune référence de champs de vitesses ou de hauteurs de couche limite n'a été trouvée dans la littérature pour le profil NACA 63415, ces résultats expérimentaux servent donc de première référence pour la validation du modèle numérique (CHAPITRE 4).

3.3.1 Matériel expérimental

Un montage spécial a été réalisé afin de positionner un anémomètre à fil chaud (Probe) selon une position verticale dont la précision est de 1/10 de mm. Le montage, l'anémomètre, le profil sont présentés dans la zone d'essai de la soufflerie sur la Figure 3-7.

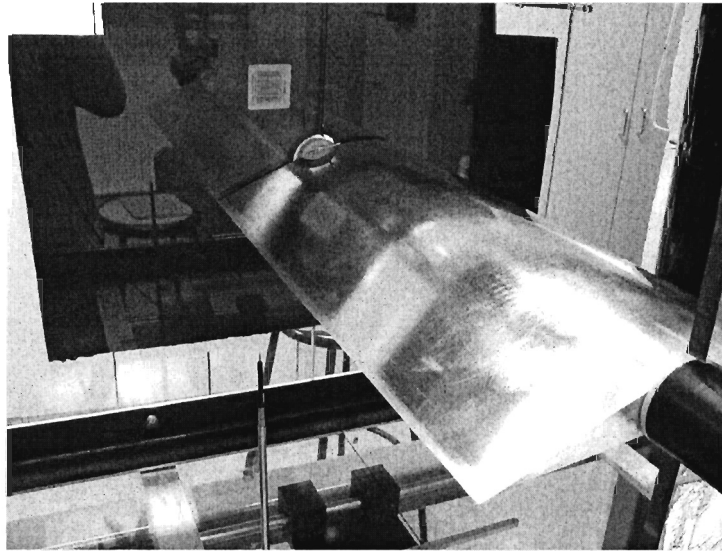


Figure 3-7 : Montage de positionnement de l'anémomètre à fil chaud.

La vitesse initiale de l'écoulement dans la zone d'essai de la soufflerie est mesurée à l'aide d'un deuxième anémomètre à fil chaud de dimensions plus importantes que celui utilisé pour les mesures de champs de vitesses. Cet anémomètre n'est pas situé à l'entrée de la zone d'essai de la soufflerie mais est positionné à 200 mm au dessus du profil dans le plan vertical perpendiculaire à la direction de la corde afin de tenir compte de l'augmentation de la vitesse du vent due à la présence du profil qui réduit la section d'essai.

3.3.2 Choix des paramètres d'expérimentation

Les paramètres d'expérimentation à fixer sont la vitesse de vent dans la soufflerie, l'angle d'attaque du profil, les positions et le nombre de points de mesure autour du profil. Pour obtenir un champ de vitesses précis et en déduire des valeurs de vitesses tangentielles et d'épaisseurs de couche limite, le nombre de points de mesure doit être suffisamment élevé notamment proche de la surface du profil mais aussi proche du bord d'attaque là où les changements de vitesses sont brutaux. Le profil est situé dans un plan (X,Y) , X étant l'axe horizontal et Y l'axe vertical. Les mesures selon l'axe vertical Y sont prises par pas de 1 mm proche du profil puis par pas de 5 mm.

Les positions selon l'axe horizontale X varient par incrément de 5 mm (proche du bord d'attaque), de 10 mm ou 20 mm.

Ce type d'expérience est extrêmement long à réaliser vu le grand nombre de points de mesure retenus. Seuls 3 simulations sont donc effectuées. La vitesse dans la section d'essai de la soufflerie est fixée à 29.5 m/s (+/- 0.5 m/s) pour tous les essais. 3 angles d'attaques sont choisis : 0°, 10° et 15°. La vitesse de 29.5 m/s a été choisie arbitrairement puisqu'il est impossible de reproduire en soufflerie les vitesses correspondant à des nombres de Reynolds réels. Il s'agit simplement du milieu de la gamme de vitesses que la soufflerie peut fournir. Les 3 angles d'attaque choisis permettent d'observer l'écoulement autour du profil avant et après décrochage.

3.3.3 Procédure expérimentale

L'anémomètre à fil chaud est asservi en position verticale (Y). La précision est de 1/10 mm. Les positions en X sont balayées à la main (précision de 0.5 mm). Pour une position X donnée, l'anémomètre est accoté à 1 mm de la surface du profil. La vitesse du vent est fixée à 29.5m/s, un programme démarre : l'anémomètre s'éloigne du profil par pas de 1, 2 ,3 ou 5 mm toutes les 20 secondes. L'acquisition se fait sur les 5 dernières secondes des 20 secondes de stabilisation. Ceci est répété pour toutes les positions X en dessous et au dessus du profil et pour les 3 angles d'attaque 0°, 10° et 15°.

3.3.4 Résultats

Un programme Visual Basic a été réalisé pour afficher les champs de vitesses mesurés. Il permet dans un premier temps d'afficher point par point, grâce à une échelle de couleurs, les résultats « bruts » des mesures.

La Figure 3-8 présente les données brutes de vitesses obtenues pour chaque point de mesure de l'essai expérimental 1 réalisé à une vitesse de 29.5 m/s et un angle d'attaque de 0°. La

plus grande vitesse obtenue, mesurée sur l'extrados à 1/3 de la corde, est 35.8 m/s. La plus petite vitesse obtenue, mesurée juste devant le bord d'attaque, est 17.0 m/s.

La Figure 3-9 présente les données brutes de vitesses obtenues pour chaque point de mesure de l'essai expérimental 2 réalisé à une vitesse de 29.5 m/s et un angle d'attaque de 10°. La plus grande vitesse obtenue, mesurée sur l'extrados à 1/8 de la corde, est 43.5 m/s. La plus petite vitesse obtenue, mesurée juste en dessous du bord d'attaque, est 9.5 m/s.

La Figure 3-10 présente les données brutes de vitesses obtenues pour chaque point de mesure de l'essai expérimental 3 réalisé à une vitesse de 29.5 m/s et un angle d'attaque de 15°. La plus grande vitesse obtenue, mesurée juste au dessus du bord d'attaque, est 46.5 m/s. La plus petite vitesse obtenue, mesurée juste en dessous du bord d'attaque, est 3.8 m/s. La séparation de la couche limite apparaît sur la 2^{ème} moitié de l'extrados.

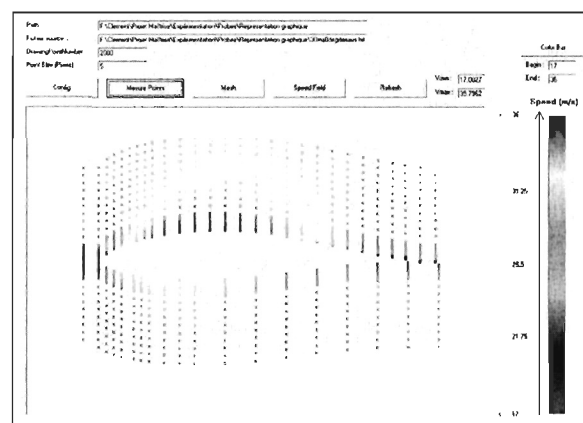


Figure 3-8 : Champ de vitesses essai 1, données brutes, $V_{\infty}=29.5$ m/s, $\alpha=0^\circ$.

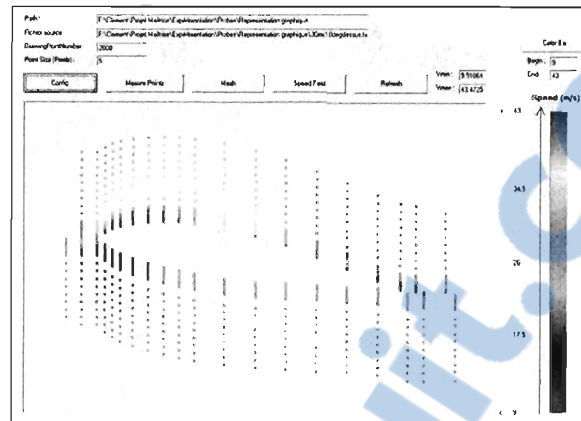


Figure 3-9 : Champ de vitesses essai 2, données brutes, $V_{\infty}=29.5$ m/s, $\alpha=10^\circ$.

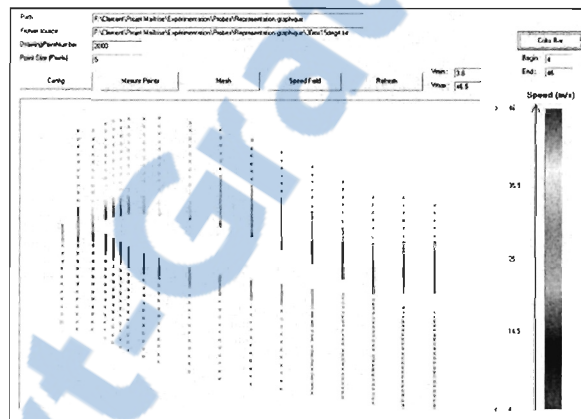


Figure 3-10 : Champ de vitesses essai 3, données brutes, $V_{\infty}=29.5$ m/s, $\alpha=15^\circ$.

3.3.5 Analyse

3.3.5.1 Champ de vitesses

Un maillage triangulaire adapté à la géométrie du profil (Figure 3-11) est créé afin de visualiser des champs de vitesses uniformes. Les fonctions d'interpolation classiques des éléments triangulaires [55] sont utilisées pour calculer les vitesses à l'intérieur de chaque élément. La difficulté réside dans la création du maillage. Celui-ci doit nécessairement suivre la surface du profil. L'utilisation des logiciels commerciaux comme DPlot ou Matlab n'a pas été un succès. La répartition non uniforme des points de mesure les empêche de générer un maillage fiable : les éléments ne

suivent pas la direction de la surface du profil mais plutôt des directions horizontales et verticales. Ces maillages créent des irrégularités en forme « d'escalier » à la surface du profil. Un programme a donc été créé en Visual Basic pour générer un maillage parfaitement adapté. Ce programme « maison » a en plus l'avantage d'utiliser la même échelle de couleurs que celle du programme Visual Basic d'affichage des champs de vitesses du modèle numérique. La comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats du modèle est alors facilitée.

Les Figures 3-12, 3-13 et 3-14 présentent les champs de vitesse interpolés des essais expérimentaux 1, 2 et 3 réalisés à une vitesse de 29.5 m/s pour des angles d'attaque de 0° , 10° et 15° respectivement.

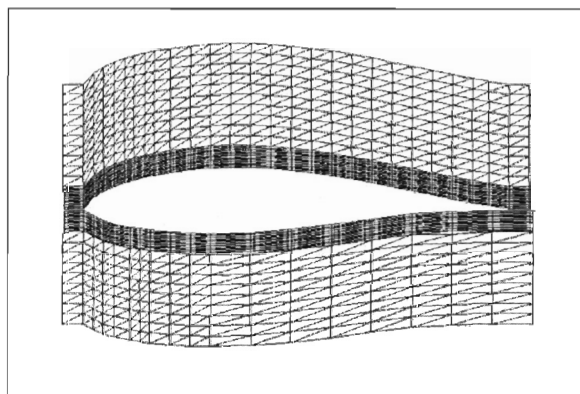


Figure 3-11 : Maillage adapté à la forme du profil NACA 63415.

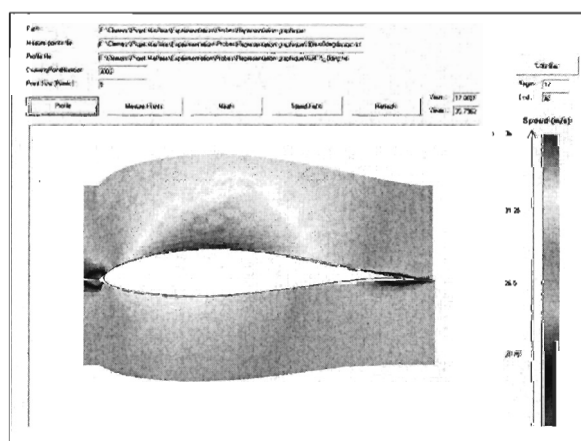


Figure 3-12 : Champ de vitesses interpolé, essai expérimental 1, $V_\infty=29.5$ m/s, $\alpha=0^\circ$.

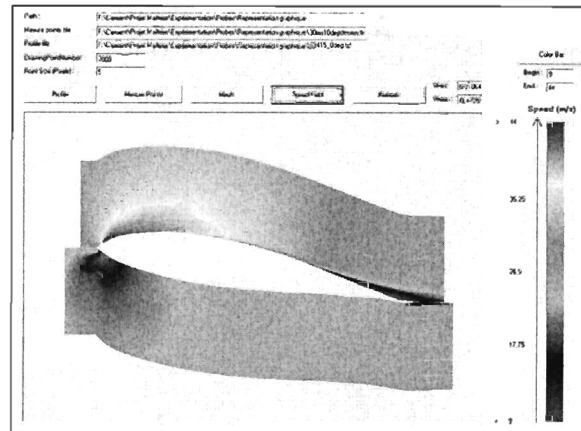


Figure 3-13 : Champ de vitesses interpolé, essai expérimental 2, $V_{\infty}=29.5$ m/s, $\alpha=10^{\circ}$.

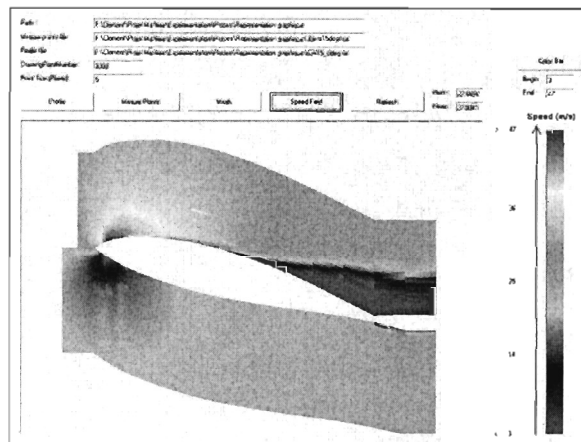


Figure 3-14 : Champ de vitesses interpolé, essai expérimental 1, $V_{\infty}=29.5$ m/s, $\alpha=0^{\circ}$.

Pour les 3 angles d'attaque, les vitesses sur l'extrados sont plus élevées que les vitesses sur l'intrados. Cette différence de vitesses crée la différence de pression verticale responsable de la force de portance. Plus l'angle d'attaque est élevé, plus l'écart de vitesses entre intrados et extrados est important et plus les zones de vitesses extrêmes sont localisées proche du bord d'attaque. Pour des angles de 10° et 15° apparaissent des zones de décrochage : l'écoulement ne suit plus la forme du profil. Ces zones sont localisées sur l'extrados sur le dernier quart arrière du profil pour l'angle d'attaque de 10° et sur l'extrados sur la moitié arrière du profil pour l'angle d'attaque de 15° .



3.3.5.2 Épaisseurs de couche limite

Dans la couche limite, la vitesse tangentielle u évolue asymptotiquement vers une vitesse externe U_e . L'épaisseur δ traduit la valeur de la hauteur pour laquelle $u \rightarrow U_e$ avec une précision de 99%. Dans les essais expérimentaux, la vitesse U_e est malheureusement inconnue : l'épaisseur δ ne peut donc pas se calculer directement. Cependant, sur le dessus du profil (extrados), la vitesse est maximale à la frontière de la couche limite puis diminue progressivement en s'éloignant du profil. Pour une position x donnée, l'épaisseur de couche limite δ et la vitesse tangentielle U_e frontière de la couche limite peuvent alors se déduire de l'analyse des variations de la courbe de la vitesse en fonction de la position verticale. Moyennant certaines corrections, l'épaisseur de couche limite δ correspond à la position verticale $Z_{V_{max}}$ pour laquelle la vitesse est maximale. La Figure 3-15 présente comment déterminer l'épaisseur de couche limite δ à une position x donnée à partir de l'évolution de la courbe de la vitesse en fonction de la position verticale.

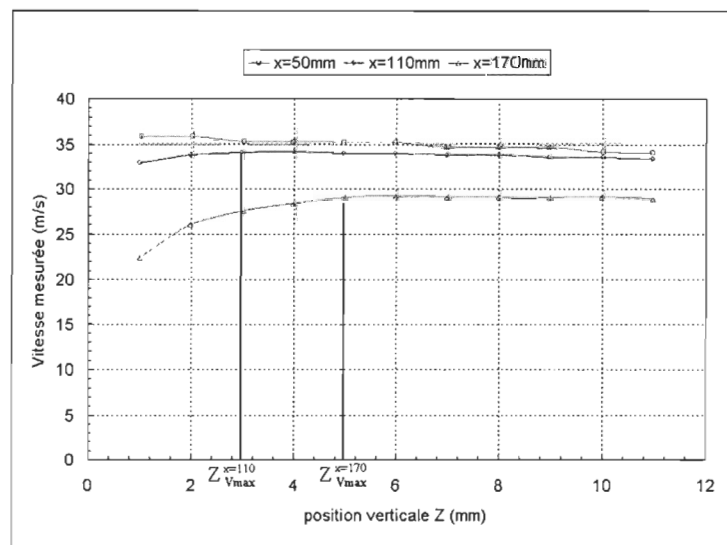


Figure 3-15 : Méthode de détermination de l'épaisseur de couche limite.

Pour chaque série de mesures, l'anémomètre à fil chaud est approché « à l'œil » à environ 1 mm du profil. La première position verticale enregistrée est donc de 1 mm avec une précision

estimée à ± 0.5 mm. Les points de mesure sont espacés verticalement de 1 mm, le véritable maximum de vitesse est donc situé à ± 1 mm du maximum mesuré. L'épaisseur de couche limite se mesure dans la direction normale au profil et non uniquement dans la direction vertical Z. La véritable valeur mesurée n'est donc pas δ mais $\delta \cdot \cos \beta$, où β représente l'angle formé entre la verticale et la direction normale au profil

En conclusion, l'épaisseur de couche limite δ vaut :

$$\delta = \frac{Z_{V_{max}} \pm 1.5 \text{ mm}}{\cos \beta} \quad (3-1)$$

La Figure 3-16 présente la distribution de l'épaisseur de couche limite δ sur le dessus du profil pour les 3 essais expérimentaux.

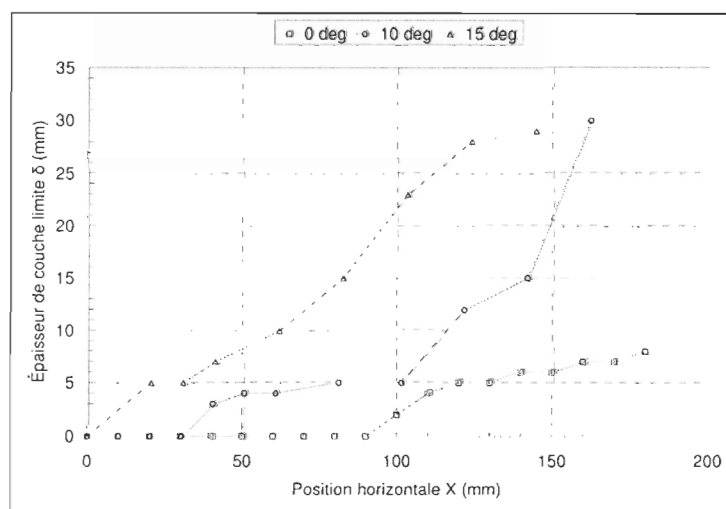


Figure 3-16 : Épaisseurs de couche limite δ pour l'extrados en fonction de la position sur la corde.

Pour les 3 angles d'attaque, l'épaisseur de couche limite δ augmente avec la position sur la corde. Plus l'angle d'attaque est élevé, plus l'épaisseur de couche limite est importante. Pour l'angle d'attaque de 0° , l'épaisseur de couche limite est quasiment nulle dans la zone $0 \text{ mm} < x < 90 \text{ mm}$ puis augmente à peu près linéairement jusqu'à 8 mm pour $90 \text{ mm} < x < 180 \text{ mm}$. Pour l'angle d'attaque de 10° , l'épaisseur de couche limite est quasiment nulle pour

$0\text{ mm} < x < 30\text{ mm}$, augmente faiblement jusqu'à 5 mm pour $30\text{ mm} < x < 100\text{ mm}$ et enfin augmente de façon plus importante et presque linéairement pour $100\text{ mm} < x < 160\text{ mm}$. Pour l'angle d'attaque de 15° , l'épaisseur de couche limite augmente presque linéairement de 0 mm à 29 mm pour $0\text{ mm} < x < 140\text{ mm}$. La précision de mesure est de $\pm 1.5\text{ mm}$ en hauteur, ainsi les épaisseurs de couche limite mesurées à 0° et 10° dont les valeurs sont nulles correspondent en réalité à des épaisseurs de couche limite non nulles mais uniquement inférieures à 1.5 mm . Il a été impossible d'obtenir des valeurs d'épaisseurs de couche limite après décrochage, ainsi aucune valeur n'a été obtenue pour $x > 160\text{ mm}$ pour l'angle d'attaque de 10° et aucune valeur n'a été obtenue pour $x > 140\text{ mm}$ pour l'angle d'attaque de 15° .

3.3.5.3 Vitesses tangentielles

Les vitesses tangentielles sont les vitesses mesurées à la frontière de la couche limite c'est-à-dire aux hauteurs $Z_{V_{max}}$ citées précédemment

La Figure 3-17 présente les vitesses tangentielles pour l'extrados et l'intrados mesurées lors des 3 essais expérimentaux réalisés à 29.5 m/s pour les 3 angles d'attaque 0° , 10° et 15° . Les positions négatives correspondent à l'intrados et les positions positives à l'extrados.

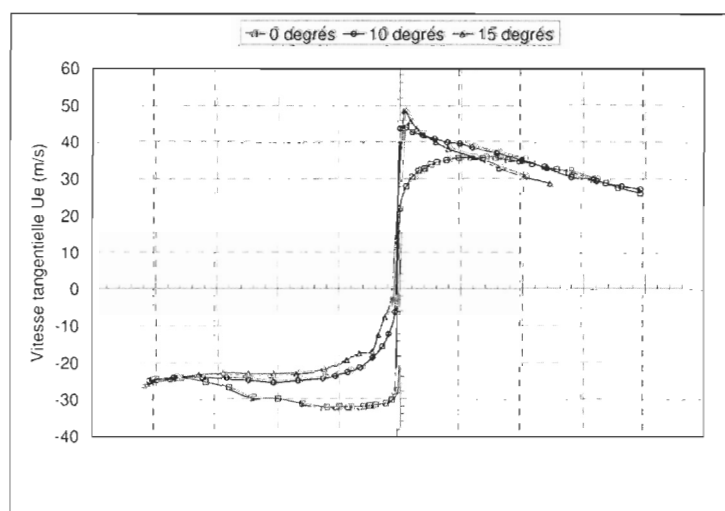


Figure 3-17 : Vitesses tangentielles U_t en fonction de la position sur la corde.

Pour les 3 angles d'attaque, les vitesses sont plus élevées sur l'extrados que sur l'intrados. Plus l'angle d'attaque augmente, plus l'écart de vitesse entre intrados et extrados est important. La portance qui en résulte est donc plus élevée. Les mesures de vitesses tangentielles n'ont pas pu être réalisées après décrochage. Pour les angles d'attaque de 10° et 15° , des pics de vitesses apparaissent au niveau du bord d'attaque côté extrados. Ces pics semblent néanmoins très peu élevés comparés à ce que prévoit la littérature [35]. Cette différence peut s'expliquer d'abord par la faible valeur du nombre de Reynolds (la viscosité élevée empêche la formation du pic de vitesse) mais aussi par la zone très restreinte dans laquelle se trouve le pic de vitesse (le pic de vitesse se situe entre 2 points de mesure et n'a pas été enregistré).

3.3.6 Conclusions

Il est très difficile de trouver des résultats de champs de vitesses et d'épaisseurs de couche limite dans la littérature. Les résultats expérimentaux obtenus ici n'ont donc pas pu être comparés à d'autres résultats de référence. Cependant, les résultats de champs de vitesses et d'épaisseurs de couche limite obtenus semblent tout à fait cohérents. Ils servent alors de 1^{ère} référence pour valider les résultats du modèle numérique. Ces essais expérimentaux étant réalisés pour un faible nombre de Reynolds ($Re=4.0 \cdot 10^5$), la viscosité modifie beaucoup l'écoulement. Ainsi, des zones de décrochage très nettes apparaissent pour les angles d'attaque de 10° et 15° et les pics de vitesses sur le bord d'attaque côté extrados sont atténués. Il sera très intéressant de comparer ces résultats à ceux du modèle numérique pour voir l'influence de la viscosité sur l'écoulement. Cette comparaison sera facilitée par l'utilisation de la même interface graphique VB pour afficher à la fois les résultats du modèle numérique et les résultats expérimentaux de champs de vitesses.

CHAPITRE 4

PRÉSENTATION ANALYSE ET VALIDATION DES RÉSULTATS DU MODÈLE NUMÉRIQUE

4.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de valider les résultats du modèle numérique d'écoulement. Ceux-ci sont présentés, analysés et comparés aux résultats de la littérature, de logiciels commerciaux et des essais expérimentaux du CHAPITRE 3. Seuls des résultats 2D concernant des profils de pale sont présentés. Les résultats concernant la pale d'éolienne dans son ensemble, à savoir la répartition des angles d'attaque et des vitesses relatives le long de la pale, sont présentés en ANNEXE D intitulée « Modélisation du rotor de l'éolienne Vestas V80 1.8MW ».

La validation se fait à 2 niveaux :

- Évaluer la précision du modèle pour chaque type de résultat de sortie (vitesses tangentielles, paramètres de couche limite, coefficients de transfert de chaleur, champs de vitesses, lignes de courant, coefficients de force).
- Évaluer l'influence des différents paramètres d'entrée (nombre de Reynolds, angle d'attaque, type de profil) sur la corrélation entre les résultats du modèle numérique d'écoulement et les résultats de références (résultats expérimentaux, logiciels commerciaux, littérature).

Les résultats de la méthode des panneaux sont présentés sans corrections visqueuses (sans couplage écoulement potentiel/ couche limite visqueuse ni prise en compte du phénomène de décrochage). Ce type de méthode est néanmoins utilisé depuis de nombreuses années dans l'aviation pour le calcul de l'accrétion de glace sur profil aérodynamique. Dans le cas de l'éolien les nombres de Reynolds mis en jeu sont plus faibles et les angles d'attaque plus élevés que dans le cas de l'aviation. Les effets visqueux ont alors plus d'influence dans l'écoulement. L'un des buts du

chapitre est donc d'identifier jusqu'à quel niveau de viscosité, c'est-à-dire pour quel nombre de Reynolds minimal et pour quel angle d'attaque maximal, les résultats du modèle numérique d'écoulement et les résultats « visqueux » de référence coïncident.

4.2 Choix des simulations numériques

4.2.1 Choix des profils

Les simulations numériques sont réalisées sur le profil NACA 63415, profil également utilisé dans les simulations expérimentales du CHAPITRE 3. Le profil NACA 63415 est un profil caractéristique des éoliennes de grande puissance (Puissance > 1 MW). Le RISO National Laboratory (Danemark) fournit plusieurs données à son sujet dans 2 articles [36] et [37].

Pour une validation complète du modèle, 2 simulations numériques sont aussi réalisées sur les 2 profils NACA 63415 givrés lors des simulations de givrage n°2 et n°5 du CHAPITRE 5 (Chapitre suivant). Ces simulations sont caractéristiques de l'accrétion de glace en milieu de pale en régime humide et en régime sec. La vitesse relative est de 38 m/s et l'angle d'attaque de 13° pour la simulation de givrage n°2. La vitesse relative est de 36.7 m/s et l'angle d'attaque de 7° pour la simulation de givrage n°5. Les simulations numériques ne peuvent pas être exécutées directement sur les profils givrés. Un lissage des panneaux est nécessaire. Il est basé sur une interpolation polynomiale de degré 6 et impose également un angle maximale de 20° entre 2 panneaux consécutifs. 140 panneaux ont été définis pour chacun des 2 profils givrés. Ces 2 profils et leurs lissages sont représentés sur la Figure 4-1 et la Figure 4-2.

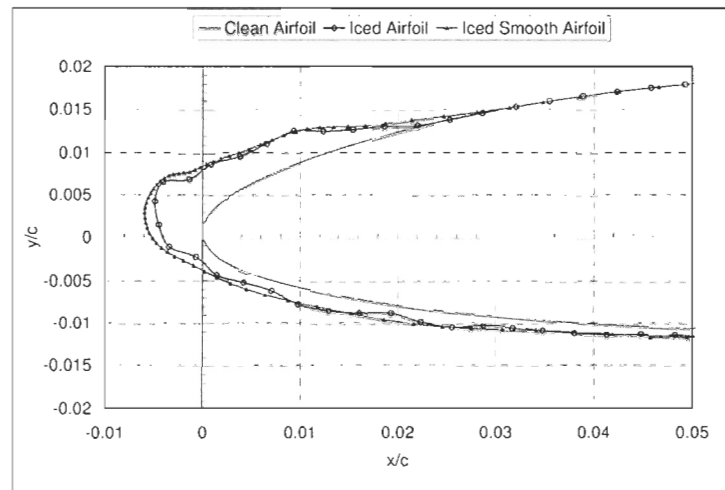


Figure 4-1 : Profil NACA 63145 givré lors de la simulation 2 + lissage.

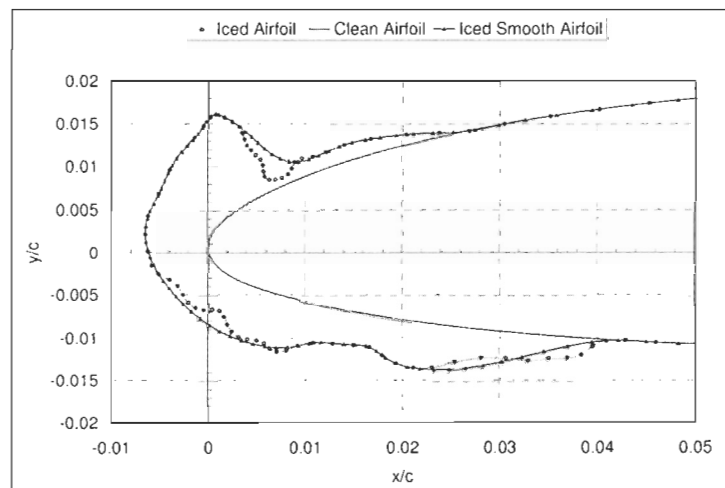


Figure 4-2 : Profil NACA 63415 givré lors de la simulation 5 + lissage.

4.2.2 Choix du nombre de panneaux

Les calculs ne convergent pas si le nombre de panneaux définissant le profil est inférieur à 50. Le modèle numérique appliqué sur un profil NACA 63-415 non givré défini par 60, 100 ou 200 panneaux donne des résultats similaires. Un profil givré a une géométrie complexe et nécessite un nombre de panneaux suffisamment élevé pour que son contour soit décrit correctement. Un nombre de panneaux trop faible (inférieur à 100) ne retranscrit pas assez précisément la géométrie

du profil givré. Le nombre de panneaux est donc fixé à 140 pour toutes les simulations. XFoil fonctionne par défaut avec 140 panneaux, la comparaison et la validation des résultats du modèle est alors facilitée.

4.2.3 Choix des nombres de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le paramètre clé de mise à l'échelle dans l'étude d'écoulements visqueux sur corps aérodynamiques. Les résultats d'écoulements sont supposés être les mêmes pour un nombre de Reynolds constant. C'est un nombre adimensionnel qui compare directement les effets de l'écoulement potentiel aux effets visqueux. Ainsi, les simulations numériques sur profil NACA 63415 sont réalisées avec 2 nombres de Reynolds différents afin d'évaluer l'effet de la viscosité sur les résultats du modèle. Le premier nombre de Reynolds choisi est $Re_1 = 4.0 \cdot 10^6$ (profil de 2 m de corde et vitesse relative de 30 m/s). Il est du même ordre de grandeur que le nombre de Reynolds correspondant à l'écoulement d'air autour d'un profil situé au milieu de la pale d'une éolienne de grande puissance en fonctionnement. Le deuxième nombre de Reynolds choisi est $Re_2 = 4.0 \cdot 10^5$ (Profil de 0.2 m de corde et vitesse relative de 30 m/s). Ce nombre de Reynolds, qui correspond aux conditions des simulations en soufflerie du CHAPITRE 3, est 10 fois plus petit que le 1^{er} nombre de Reynolds choisi. Les effets de la viscosité sont alors beaucoup plus importants.

4.2.4 Choix des angles d'attaque

Les angles d'attaque peuvent varier de 0° à 45° le long d'une pale d'éolienne de grande puissance (voir ANNEXE D). Cependant, pour des vitesses de vent classiques (inférieures à 20 m/s) et pour des profils suffisamment éloignés du moyeu, les angles d'attaque sont généralement compris entre 0° et 20° (Voir ANNEXE D). Les simulations numériques sont donc réalisées pour les 3 angles d'attaque 0°, 10° et 15° afin d'obtenir des résultats pour un angle d'attaque nul, un angle d'attaque juste avant décrochage et un angle d'attaque après décrochage.

4.2.5 Synthèse

Les 9 simulations suivantes sont retenues pour présenter et valider les résultats du modèle numérique :

- 6 simulations (2 nombres de Reynolds * 3 angles d'attaque) sont effectuées sur le profil NACA 63415 non givré.
- 2 simulations correspondant aux 2 simulations expérimentales de givrage n°2 et n°5 du CHAPITRE 5 sont aussi réalisées sur les 2 profils NACA 63415 givrés n°2 et n°5
- une dernière simulation est réalisée sur un cylindre pour lequel des équations mathématiques simples permettent de valider en mode non visqueux les résultats de champs de vitesses et de lignes de courant du modèle numérique.

Les paramètres d'entrée de ces 9 simulations sont présentés Tableau 4-1.

Tableau 4-1 : Paramètres d'entrée des simulations numériques.

Simulation	Profil	Nombre de Reynolds	Vitesse relative (m/s)	Corde (m)	Angle d'attaque (°)
1	NACA 63415	$4.0 \cdot 10^6$	30	2	0
2	NACA 63415	$4.0 \cdot 10^6$	30	2	10
3	NACA 63415	$4.0 \cdot 10^6$	30	2	15
4	NACA 63415	$4.0 \cdot 10^6$	30	0.2	0
5	NACA 63415	$4.0 \cdot 10^6$	30	0.2	10
6	NACA 63415	$4.0 \cdot 10^6$	30	0.2	15
7	NACA 63415 givré 2	$5.1 \cdot 10^5$	38	0.2	13
8	NACA 63415 givré 5	$4.9 \cdot 10^5$	36.7	0.2	7
9	Cylindre	-	30	-	-

Les résultats du modèle ne sont pas présentés dans l'ordre des simulations mais dans l'ordre logique d'exécution du calcul du modèle numérique. Ainsi, les résultats de l'écoulement potentiel sont présentés en premier suivis des résultats des paramètres de couche limite, des coefficients de force et enfin des résultats des corrections visqueuses.

4.3 Résultats du calcul de l'écoulement potentiel

Dans cette section, les résultats du calcul potentiel sont comparés aux résultats expérimentaux et à ceux du logiciel XFoil. Les éléments analysés sont la distribution de vitesses tangentielles sur le profil, le champ de vitesses et les lignes de courant.

4.3.1 Vitesses tangentielles

4.3.1.1 Profil NACA 63415

4.3.1.1.1 Résultats

4.3.1.1.1.1 Nombre de Reynolds « réel » : $Re=4.0 \cdot 10^6$

Les 3 Figures 4-3, 4-4 et 4-5 présentent respectivement les distributions des vitesses tangentielles autour d'un profil NACA 63415 pour les 3 angles d'attaque 0° , 10° et 15° , la vitesse relative est de 30 m/s et la corde du profil de 2 m, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^6$. Les résultats présentés sur ces figures sont issus du modèle numérique et de XFoil. Dans tous les cas, les vitesses sur l'extrados sont plus élevées que les vitesses sur l'intrados. À 0° , la vitesse maximale sur l'extrados située à environ 1/3 de la corde vaut 40 m/s pour le modèle comme pour XFoil. À 10° et 15° , des pics de vitesses apparaissent sur le bord d'attaque de l'extrados. À 10° , la vitesse maximale vaut 80 m/s pour le modèle et 74 m/s pour XFoil. À 15° , la vitesse vaut 115 m/s pour le modèle et 93 m/s pour XFoil.

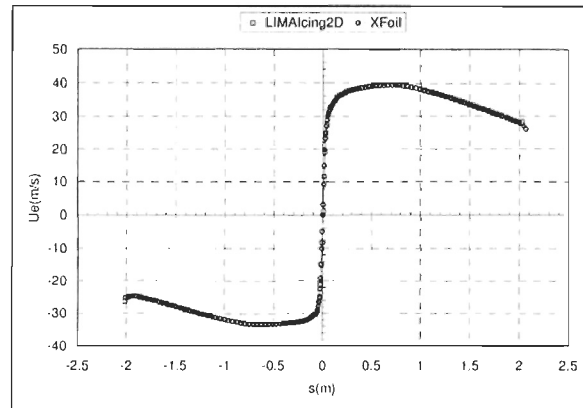


Figure 4-3 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=0^\circ$

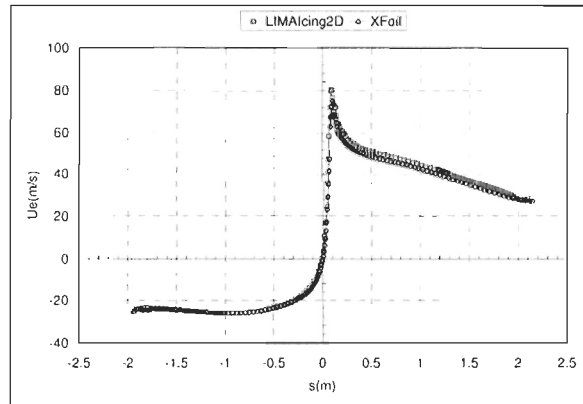


Figure 4-4 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=10^\circ$.

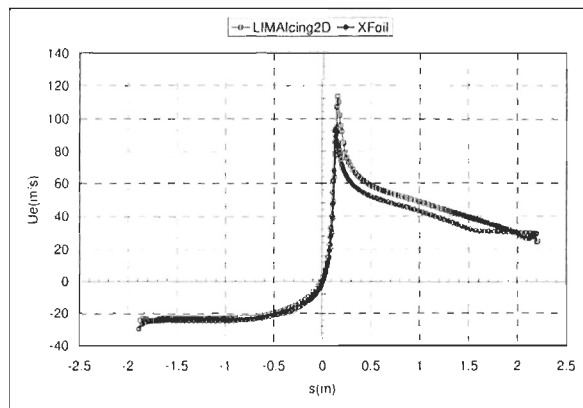


Figure 4-5 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=15^\circ$.

4.3.1.1.1.2 Nombre de Reynolds « expérimental » : $R_e=4.0*10^5$

Les 3 Figures 4-6, 4-7 et 4-8 présentent respectivement les distributions des vitesses tangentielles autour d'un profil NACA 63415 pour les 3 angles d'attaque 0° , 10° et 15° , la vitesse relative est de 30 m/s et la corde du profil de 0.2 m, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $4.0*10^5$. Les résultats présentés sur ces figures sont issus du modèle numérique, de XFOIL et des essais expérimentaux du CHAPITRE 3. Par défaut, les courbes intitulées « XFOil » représentent, et ceci est valable pour toute la suite du mémoire, les résultats du logiciel XFOil en mode visqueux. Les courbes intitulées « XFOil Potentiel » représentent quand à elles les résultats du logiciel XFOil en mode non visqueux. À 0° , la vitesse maximale sur l'extrados, située à environ 1/3 de la corde, vaut 40 m/s pour le modèle, 34 m/s pour XFOil et 35 m/s pour les expérimentations. À 10° et 15° , des pics de vitesses apparaissent sur le bord d'attaque de l'extrados. À 10° , la vitesse maximale vaut 80 m/s pour le modèle, 62 m/s pour XFOil et 43 m/s pour les expérimentations. À 15° , la vitesse maximale vaut 115 m/s pour le modèle, 58 m/s pour XFOil et 46 m/s pour les expérimentations.

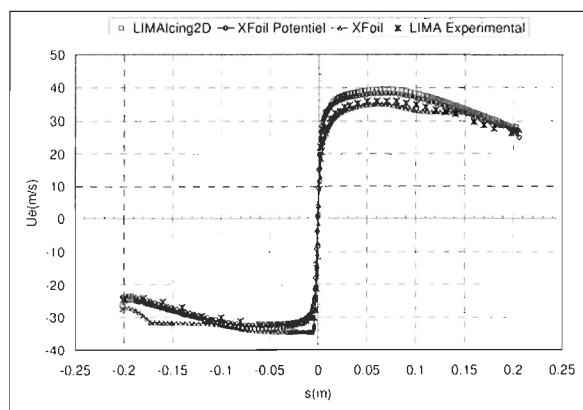


Figure 4-6 : Vitesse tangentielle $U_t(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0*10^5$, $\alpha=0^\circ$.

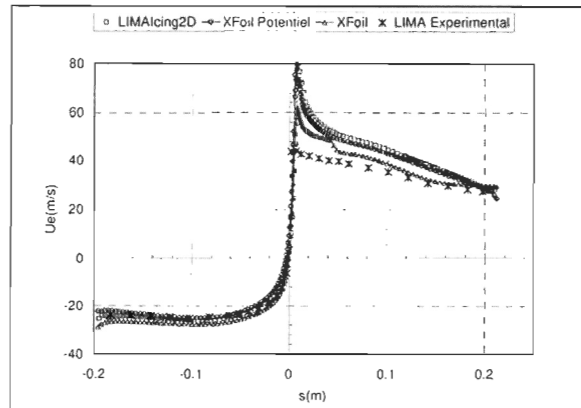


Figure 4-7 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=10^\circ$.

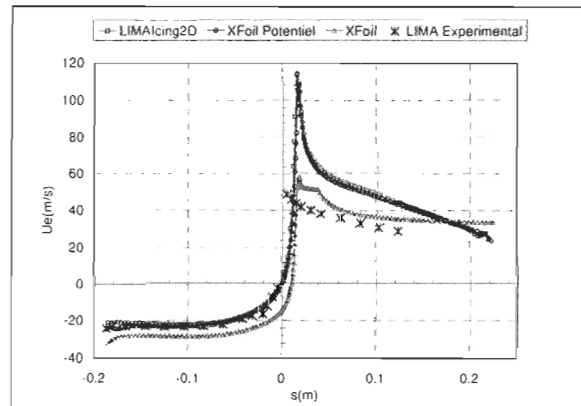


Figure 4-8 : Vitesse tangentielle $U_e(s)$, NACA 63-415, $Re=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=15^\circ$.

4.3.1.1.2 Analyse

D'une façon générale, plus l'angle d'attaque est élevé, plus les vitesses sur l'extrados sont élevées et plus les vitesses sur l'intrados sont basses. La différence de pression augmente alors et génère une portance plus élevée. Tout ceci est parfaitement conforme aux attentes théoriques et prouve dans un premier temps la cohérence des résultats du modèle numérique.

Pour le nombre de Reynolds « réel » $Re_I=4.0 \cdot 10^6$, nombre de Reynolds assez élevé, les effets visqueux sont peu importants dans l'écoulement et les résultats issus du modèle numérique et de XFoil sont semblables. À 0° , les 2 courbes des vitesses tangentielles en fonction de l'abscisse curviligne issues du modèle numérique et de XFoil se superposent. L'écart relatif moyen est

inférieur à 1%. À 10°, des différences apparaissent sur l'extrados : les vitesses tangentielles du modèle sont plus élevées que les vitesses tangentielles de XFoil. L'écart relatif moyen est de 8%. La vitesse maximale (pic) vaut 80 m/s pour le modèle et 75 m/s pour XFoil soit un écart relatif de 6.3%. Les vitesses sur l'intrados sont semblables (écart relatif inférieur à 1%). À 15°, les observations sont les mêmes qu'à 10° mais les écarts relatifs sont plus importants : l'écart relatif moyen pour l'extrados est de 16%, la vitesse maximale (pic) vaut 115 m/s pour le modèle et 95 m/s pour XFoil soit un écart relatif de 20 % environ. Les vitesses sur l'intrados calculées par XFoil sont légèrement plus faibles que dans le modèle (écart relatif de 8%).

Pour le nombre de Reynolds « expérimental » $Re_2=4.0 \cdot 10^5$, nombre de Reynolds assez faible, les effets visqueux sont très importants dans l'écoulement et les résultats issus du modèle numérique, de XFoil et des expériences du CHAPITRE 3 diffèrent. Les résultats issus de « XFoil Potentiel » (mode non visqueux) sont identiques aux résultats de « LIMAlcing2D » ce qui valide, sur profils non givrés, les résultats de vitesses tangentielles du modèle numérique d'écoulement potentiel. À 0°, les vitesses tangentielles sur l'extrados issues de XFoil et des expérimentations sont à peu près semblables (écart relatif moyen de 5.5%) mais sont plus faibles que celles issues du modèle numérique (écart relatif moyen de 14%). Les vitesses issues de XFoil sur l'intrados sont légèrement plus faibles (écart relatif moyen de 10%) que celles issues du modèle numérique et des essais expérimentaux qui sont à peu près semblables (écart relatif de 2%). À 10°, des différences majeures apparaissent sur l'extrados : les vitesses tangentielles issues du modèle numériques sont plus élevées que les vitesses tangentielles de XFoil (écart relatif moyen de 20 %). L'écart s'accroît encore entre les vitesses issues du modèle numérique et celles issues des expérimentations surtout pour les mesures proche du bord d'attaque (écart relatif moyen de 35%). La vitesse maximale (pic) vaut 80 m/s pour le modèle, 61 m/s pour XFoil et 43 m/s pour l'expérimentation soient des écarts relatifs respectifs de 25% et 50%. La viscosité a pour effet d'effacer en partie le pic de vitesse au dessus du bord d'attaque. Les vitesses issues de XFoil sur l'intrados sont légèrement plus faibles (écart relatif moyen de 9%) que celles issues du modèle

numérique et des essais expérimentaux qui sont à peu près semblables (écart relatif de 2%). À 15°, des différences encore plus importantes apparaissent sur l'extrados : les vitesses tangentielles issues du modèle numériques sont plus élevées que les vitesses tangentielles de XFOil (écart relatif moyen de 40 %). L'écart s'accroît encore entre les vitesses issues du modèle numérique et celles issues des expérimentations surtout pour les mesures proches du bord d'attaque (écart relatif moyen de 48%). La vitesse maximale (pic) vaut 115 m/s pour le modèle, 58 m/s pour XFOil et 46 m/s pour l'expérimentation, soient des écarts relatifs respectifs de 50% et 60%. Le pic est littéralement effacé dans les essais expérimentaux. Les vitesses issues de XFOil sur l'intrados sont plus faibles d'environ 8 m/s (écart relatif moyen de 35 %) que celles issues du modèle numérique et des essais expérimentaux qui sont à peu près semblables (écart relatif de 2%).

4.3.1.1.3 Conclusions

L'analyse a montré que pour un nombre de Reynolds de l'ordre de $4.0 \cdot 10^6$, les résultats de vitesses tangentielles issus du modèle numérique correspondent aux mesures expérimentales (écart relatif maximal de 10% à 15%). Les résultats de vitesses tangentielles sur profil aérodynamique non givré issus du modèle numérique d'écoulement sont donc validés pour des nombres de Reynolds supérieurs à $4.0 \cdot 10^6$ et pour des angles d'attaque allant de 0° à 15°.

Les cas étudiés avec des nombre de Reynolds inférieurs à 10^6 ont montré les limites du modèle lorsque la viscosité est trop importante : pour un nombre de Reynolds de l'ordre de $4.0 \cdot 10^5$, les résultats de vitesses tangentielles sur profil non givré issus du modèle numérique sont validés uniquement pour un angle d'attaque de 0° mais diffèrent considérablement des résultats de référence pour des angles d'attaques supérieurs à 10°.

4.3.1.2 Profils NACA 63415 givrés

4.3.1.2.1 Résultats et analyse

La Figure 4-9 et la Figure 4-10 présentent respectivement la distribution de vitesses tangentielles autour des profils NACA 63415 givrés lors des simulations expérimentales de givrage

n°2 et n°5 (voir CHAPITRE 5). La vitesse relative est de 38 m/s et l'angle d'attaque de 13° pour la simulation de givrage n°2. La vitesse relative est de 36.7 m/s et l'angle d'attaque de 7° pour la simulation de givrage n°5. Les vitesses tangentielles sur profils givrés présentées dans ces 2 figures sont issues des résultats du modèle numérique et de XFoil. La distribution de vitesses tangentielles calculée par le modèle numérique dans les mêmes conditions mais sur le profil non givré est également présentée pour faciliter les comparaisons et l'analyse. Pour le profil givré n°5, XFoil ne converge pas en mode visqueux. Les résultats de XFoil sont donc présentés en mode potentiel (non visqueux).

Pour le profil givré n°2 (Figure 4-9) et pour les vitesses tangentielles issues du modèle numérique, des oscillations apparaissent sur le bord d'attaque côté extrados. Ces oscillations sont centrées sur la courbe des vitesses tangentielles du profil non givré. XFoil ne présente pas ces oscillations et les vitesses tangentielles obtenues sur les 2 premiers tiers de l'extrados et sur l'intrados sont plus faibles de 10 m/s en moyenne que celles obtenues par le modèle numérique. XFoil efface également le pic de vitesse sur le bord d'attaque côté extrados.

Pour le profil givré n°5 (Figure 4-10), les vitesses tangentielles issues du modèle numérique et de « XFoil potentiel » sont identiques. Un pic de vitesse à 200 m/s apparaît au niveau du haut de la corne formée par le givre sur le profil. Des oscillations, centrées sur la courbe des vitesses tangentielles du profil non givré, apparaissent en plus du pic de vitesse. Comme mentionné, le calcul visqueux avec XFoil n'a pas convergé.

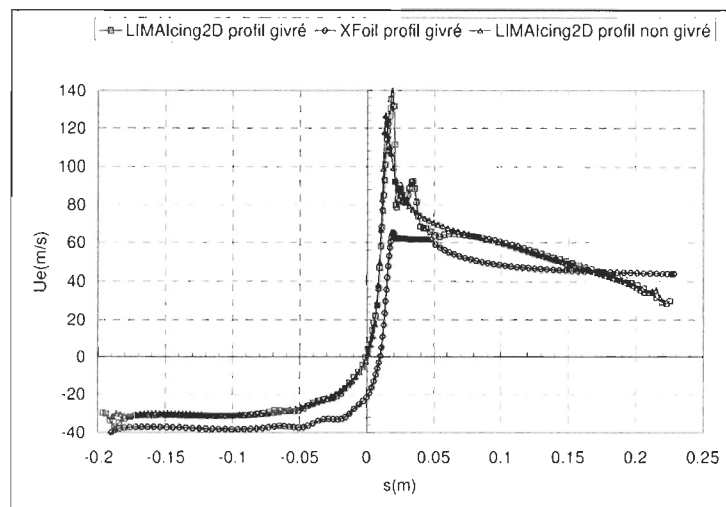


Figure 4-9 : Vitesses tangentielles $U_e(s)$, Profil givré n°2.

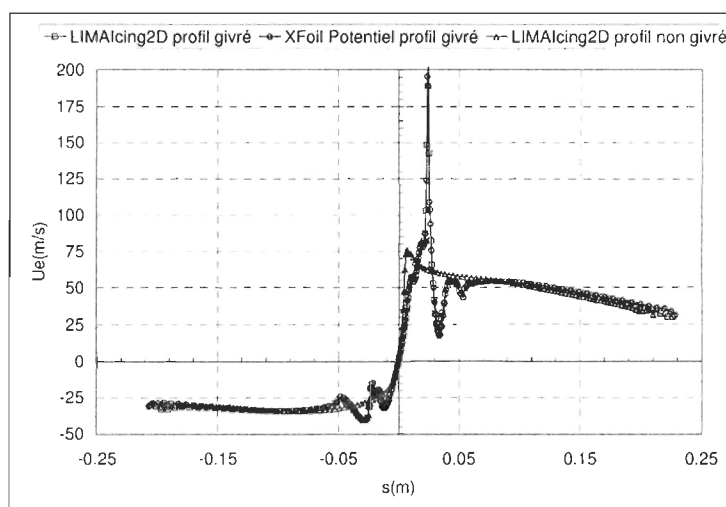


Figure 4-10 : Vitesses tangentielles $U_e(s)$, Profil givré n°5.

4.3.1.2.2 Conclusions

Le calcul de la distribution des vitesses tangentielles ne fonctionne pas pour les profils givrés. La méthode de panneaux a l'avantage d'être rapide mais doit être ici absolument améliorée au niveau du lissage des panneaux pour déterminer avec précision les paramètres de surface (comme les vitesses tangentielles ou les paramètres de couche limite) sur profils givrés. Le profil

non givré, sert donc pour l'instant de référence pour calculer, sur profil givré, les paramètres de surface.

4.3.2 Champs de vitesses

4.3.2.1 Cylindre

4.3.2.1.1 Théorie

Le champ de vitesses « potentiel » autour d'un cylindre est parfaitement connu [56] et s'exprime à l'aide d'expressions mathématiques simples. Le champ de vitesses théorique (u , v) (vitesse horizontale, vitesse verticale) de l'écoulement irrotationnel et non visqueux autour d'un cylindre de rayon R placé dans un écoulement rectiligne uniforme de vitesse U est dans le système de coordonnées polaires (r, θ) liée au centre du cylindre :

$$\begin{aligned} u(r, \theta) &= U \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) \cos \theta \\ v(r, \theta) &= -U \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right) \sin \theta \end{aligned} \quad (4-1)$$

Ce champ de vitesses théorique peut facilement être comparé au champ de vitesses issu du modèle numérique.

4.3.2.1.2 Résultats

Les champs de vitesses présentés dans cette section sont des résultats du calcul de l'écoulement potentiel dans lequel la viscosité n'intervient pas et le nombre de Reynolds n'a pas d'influence. Le seul paramètre fixé est donc la vitesse relative (vitesse initiale de l'écoulement). Elle vaut 30 m/s. La Figure 4-11 présente les champs de vitesses sur cylindre issus du modèle numérique et des équations théoriques de référence (4-1) citées ci-dessus. Les 2 champs de vitesses obtenus sont identiques en tout point. Ils sont symétriques par rapport aux 2 axes (diamètre vertical et diamètre horizontal du cylindre) avec une zone de faibles vitesses (< 15 m/s) en avant et en arrière du cylindre et une zone de hautes vitesses (> 45 m/s) au dessus et en dessous du cylindre. La vitesse tend à revenir à sa valeur initiale de 30 m/s lorsque la position considérée est suffisamment éloignée du cylindre.

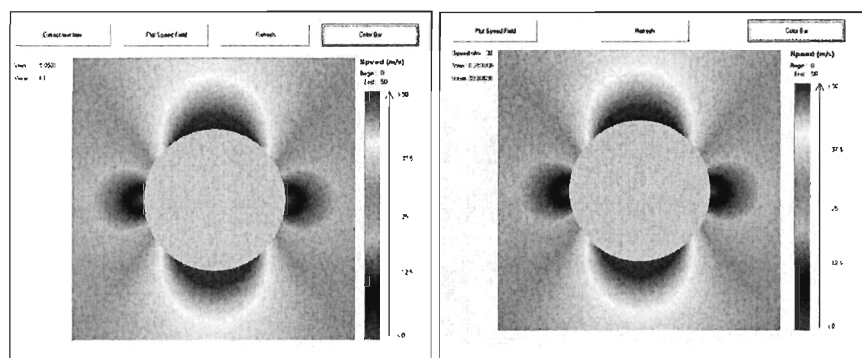


Figure 4-11 : Champ de vitesse autour d'un cylindre, Vitesse relative=30 m/s, LIMAlcing2D à gauche, théorique à droite.

4.3.2.1.3 Analyse et conclusions

Les résultats obtenus avec le modèle numérique et les équations théoriques sont identiques. Puisque la viscosité n'est pas prise en compte, aucun décrochage n'apparaît et l'écoulement est symétrique par rapport à l'axe vertical du cylindre. Tout ceci valide les résultats de champs de vitesses du modèle numérique dans le cas non visqueux et pour les profils symétriques.

4.3.2.2 Profil NACA 63415

4.3.2.2.1 Résultats

Les champs de vitesses calculés et mesurés en soufflerie avec un anémomètre à fil chaud sont présentés ici sur le profil NACA 63415 pour les 3 angles d'attaque 0° , 10° et 15° .

4.3.2.2.1.1 Angle d'attaque= 0°

Les Figures 4-12, 4-13 et 4-14 présentent à l'aide d'une échelle de couleurs le champ de vitesses autour d'un profil NACA 63415 placé dans un écoulement de vitesse initiale 30 m/s avec un angle d'attaque de 0° . Les 2 premières figures correspondent aux résultats du modèle numérique présentés pour 2 échelles de couleurs différentes. La 3^{ème} figure correspond aux résultats expérimentaux du CHAPITRE 3 présentés avec la même échelle de couleurs que la Figure 4-13 afin de faciliter les comparaisons entre les résultats du modèle numérique et les résultats expérimentaux. Les simulations expérimentales ont été réalisées à 30 m/s avec une corde de 0.2 m soit un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^5$. Dans les 2 cas, une zone de hautes vitesses (> 33 m/s) apparaît sur presque tout le dessus du profil sauf pour le bord de fuite, une zone de faibles vitesses (< 26 m/s) apparaît devant le profil et les vitesses sous le profil sont supérieures à la vitesse initiale de 30 m/s mais restent inférieures aux vitesses du dessus du profil. La vitesse maximale calculée par le modèle numérique vaut 40 m/s et correspond à la vitesse tangentielle maximale déjà observée lors de la présentation des résultats de vitesses tangentielles section 4.3.1.1.1.2. La vitesse maximale mesurée lors de l'expérimentation en soufflerie vaut 36 m/s et correspond également à la vitesse tangentielle maximale mesurée en soufflerie. La vitesse minimale calculée par le modèle numérique vaut 0 m/s et correspond au point de stagnation déjà observé lors de la présentation des résultats de vitesses tangentielles. La vitesse minimale mesurée lors de l'expérimentation en soufflerie vaut 17 m/s et se situe près du point de stagnation devant le profil.

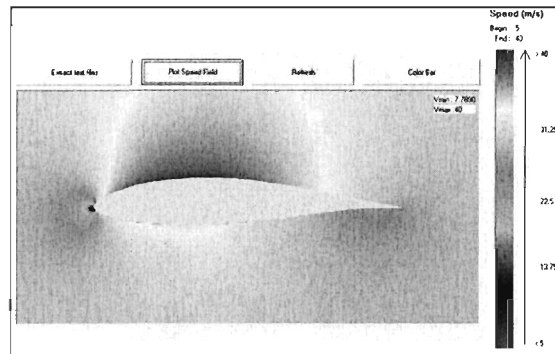


Figure 4-12 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415,
Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=0^\circ$, échelle 1.

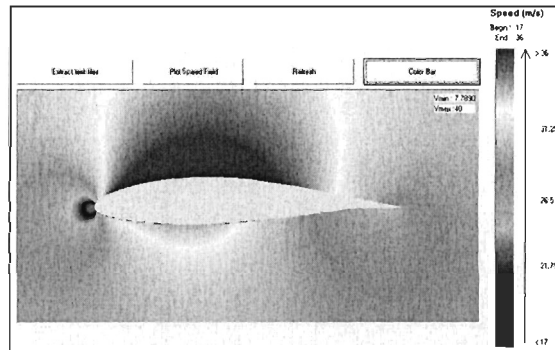


Figure 4-13 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415,
Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=0^\circ$, échelle 2.

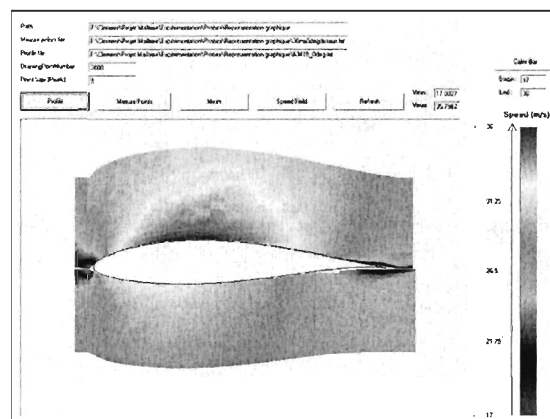


Figure 4-14 : Champ de vitesses expérimental, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=0^\circ$,
échelle 2.

4.3.2.2.1.2 *Angle d'attaque=10°*

Les Figures 4-15, 4-16 et 4-17 présentent à l'aide d'une échelle de couleurs le champ de vitesses autour d'un profil NACA 63415 placé dans un écoulement de vitesse initiale 30 m/s avec un angle d'attaque de 10°. Les 2 premières figures correspondent aux résultats du modèle numérique présentés pour 2 échelles de couleurs différentes. La 3^{ième} figure correspond aux résultats expérimentaux du CHAPITRE 3 présentés avec la même échelle de couleurs que la Figure 4-16 afin de faciliter les comparaisons entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux. Les simulations expérimentales ont été réalisées à 30 m/s avec une corde de 0.2 m soit un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^5$. Dans les 2 cas, une zone de hautes vitesses (> 36 m/s) apparaît sur le dessus du profil. Cette zone de hautes vitesses est un peu plus large pour le modèle que pour les essais expérimentaux. Dans les 2 cas encore, une zone de faibles vitesses (< 24 m/s) apparaît sur tout le dessous du profil avec notamment des vitesses beaucoup plus faibles (< 15 m/s) dans la zone située juste au dessous du bord d'attaque du profil (zone du point de stagnation). Pour les résultats expérimentaux uniquement, une zone de très faibles vitesses (< 10 m/s) apparaît juste au dessus de l'extrados sur le dernier tiers de la corde. Cette zone représente le décrochage de la couche limite. La physique même du modèle numérique potentiel ne permet pas de tenir compte de ce phénomène. La vitesse maximale calculée par le modèle numérique vaut 80 m/s et correspond à la vitesse tangentielle maximale déjà observée lors de la présentation des résultats de vitesses tangentielles section 4.3.1.1.2. La vitesse maximale mesurée lors de l'expérimentation en soufflerie vaut 43 m/s et correspond également à la vitesse tangentielle maximale mesurée en soufflerie. La vitesse minimale calculée par le modèle numérique vaut 0 m/s et correspond au point de stagnation déjà observé lors de la présentation des résultats de vitesses tangentielles. La vitesse minimale mesurée lors de l'expérimentation en soufflerie vaut 9.5 m/s et se situe près du point de stagnation devant le profil.

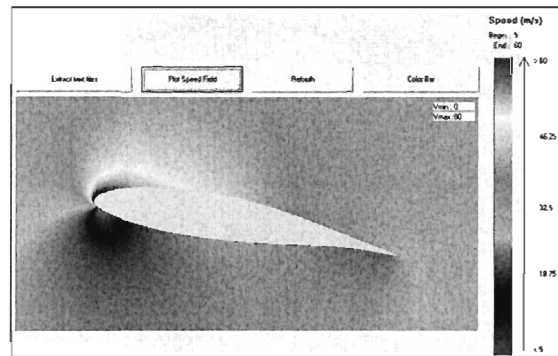


Figure 4-15 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415,

Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=10^\circ$, échelle 1.

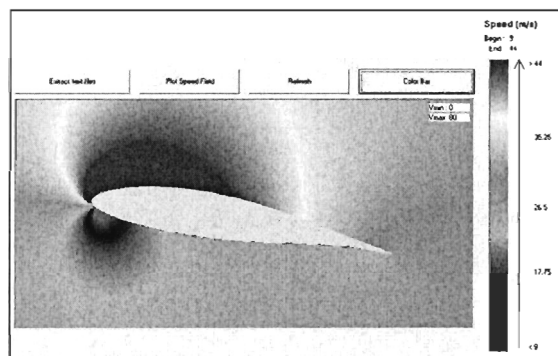


Figure 4-16 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415,

Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=10^\circ$, échelle 2.

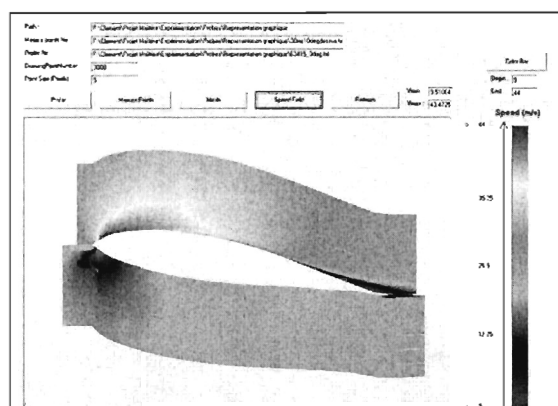


Figure 4-17 : Champ de vitesses expérimental, NACA 63-415, Vitesse relative =30 m/s, $\alpha=10^\circ$,

échelle 2.

4.3.2.2.1.3 Angle d'attaque=15°

Les Figures 4-18, 4-19 et 4-20 présentent à l'aide d'une échelle de couleurs le champ de vitesses autour d'un profil NACA 63415 placé dans un écoulement de vitesse initiale 30 m/s avec un angle d'attaque de 15°. Les 2 premières figures correspondent aux résultats du modèle numérique présentés pour 2 échelles de couleurs différentes. La 3^{ème} figure correspond aux résultats expérimentaux du CHAPITRE 3 présentés avec la même échelle de couleurs que la Figure 4-19 afin de faciliter les comparaisons entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux. Les simulations expérimentales ont été réalisées à 30 m/s avec une corde de 0.2 m soit un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^5$. Pour le modèle numérique, une zone de hautes vitesses (> 39 m/s) apparaît sur presque tout le dessus du profil sauf pour le bord de fuite. Cette zone de hautes vitesses n'est présente que sur la première moitié du profil (du bord de fuite au milieu de la corde) dans le cas expérimental. Dans les 2 cas, une zone de faibles vitesses (< 20 m/s) apparaît sur tout le dessous du profil avec notamment des vitesses beaucoup plus faibles (< 15 m/s) dans la zone située juste au dessous du bord d'attaque du profil (Zone du point de stagnation). Pour les résultats expérimentaux uniquement, une zone de très faibles vitesses (< 10 m/s) apparaît juste au dessus de l'extrados sur la deuxième moitié de la corde. Cette zone représente le décrochage et la couche limite. La vitesse maximale calculée par le modèle numérique vaut 115 m/s et correspond à la vitesse tangentielle maximale déjà observée lors de la présentation des résultats de vitesses tangentielles section 4.3.1.1.1.2. La vitesse maximale mesurée lors de l'expérimentation en soufflerie vaut 46 m/s et correspond également à la vitesse tangentielle maximale mesurée en soufflerie. La vitesse minimale calculée par le modèle numérique vaut 0 m/s et correspond au point de stagnation déjà observé lors de la présentation des résultats de vitesses tangentielles section 4.3.1.1.1.2. La vitesse minimale mesurée lors de l'expérimentation en soufflerie vaut 3 m/s et se situe près du point de stagnation devant le profil.

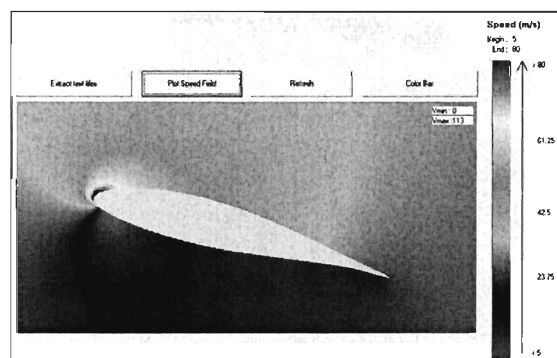


Figure 4-18 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415,

Vitesse :relative=30 m/s, $\alpha=15^\circ$, échelle 1.

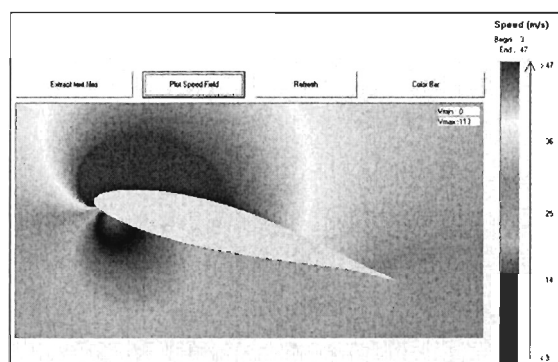


Figure 4-19 : Champ de vitesses issu du modèle numérique, NACA 63-415,

Vitesse :relative=30 m/s, $\alpha=15^\circ$, échelle 2.

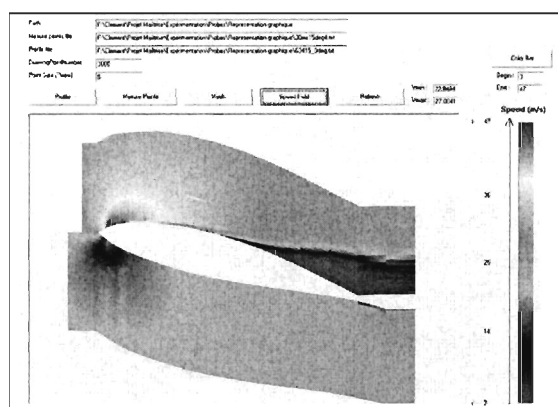


Figure 4-20 : Champ de vitesses expérimental, NACA 63-415, Vitesse relative=30 m/s, $\alpha=15^\circ$,

échelle 2.

4.3.2.2.2 Analyse

D'une façon générale, la répartition des vitesses autour du profil correspond aux attentes théoriques. Plus l'angle d'attaque est élevé, plus la différence de vitesses entre l'extrados et l'intrados s'accroît. Plus l'angle d'attaque est élevé plus la viscosité joue un rôle important dans l'écoulement et plus les différences entre résultats issus du modèle numérique et résultats expérimentaux sont importantes. Dans les essais expérimentaux, contrairement au modèle potentiel d'écoulement, la viscosité atténue les pics de vitesses juste au dessus du bord d'attaque. L'erreur relative au niveau de ces pics de vitesses entre les résultats du modèle et ceux des expérimentations est de 50% à 10° et de 60 % à 15°. Les zones de faibles vitesses situées juste au dessus de l'extrados pour les angles d'attaque de 10° et 15° sont des zones où l'écoulement a décroché. Bien que le point de décrochage sur l'extrados soit déterminé par le modèle (voir section 2.4.7) les corrections sur le champ de vitesses ne sont pas effectuées. Les simulations expérimentales sont réalisées avec un nombre de Reynolds assez faible et la viscosité joue un rôle important dans l'écoulement. S'il avait été possible de réaliser des mesures expérimentales avec un nombre de Reynolds plus grand, correspondant au cas réel d'un profil de pale d'éolienne en fonctionnement (par exemple $Re=4.0 \cdot 10^6$), la viscosité aurait joué un moins grand rôle dans l'écoulement et les différences entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux auraient été moins importantes.

4.3.2.2.3 Conclusions

Lorsque les effets visqueux sont importants dans l'écoulement (nombre de Reynolds de l'ordre de $4.0 \cdot 10^5$) et pour des angles d'attaque élevés (10° et 15°), les résultats expérimentaux ont montré que, contrairement aux résultats du modèle numérique, la viscosité atténue les pics de vitesse sur l'extrados et crée une zone de décrochage sur la 2^{ème} moitié du profil côté extrados. Les faibles valeurs mesurées pour les angles d'attaque élevés sont dues en partie à la grosseur importante du profil comparativement à la hauteur de la zone d'essai de la soufflerie. Ceci a pour effet de comprimer les lignes de courant et donc de réduire les vitesses maximales. Dans ces

conditions, le modèle numérique d'écoulement potentiel manque de précision. En considérant des effets visqueux moins importants (nombre de Reynolds de l'ordre de $4.0 \cdot 10^6$), les champs de vitesses sur profil non givré calculés par le modèle numérique d'écoulement devraient être validés pour des positions proches du bord d'attaque, situées avant la zone de décrochage, c'est-à-dire dans la zone la plus intéressante pour déterminer les trajectoires des gouttelettes d'eau venant frapper la pale. Il faudrait cependant trouver une référence de comparaison pour confirmer cette hypothèse.

4.3.2.3 Profils NACA 63415 givrés

4.3.2.3.1 Résultats

La Figure 4-21 et la Figure 4-22 présentent les champs de vitesses autour des profils NACA 63415 givrés lors des simulations expérimentales de givrage n°2 et n°5. La vitesse relative est de 38 m/s et l'angle d'attaque de 13° pour la simulation de givrage n°2. La vitesse relative est de 36.7 m/s et l'angle d'attaque de 7° pour la simulation de givrage n°5. Ces figures sont divisées en 2. Le profil givré est présenté à gauche. Le profil non givré est présenté à droite dans les mêmes conditions d'écoulement afin de faciliter les comparaisons et l'analyse.

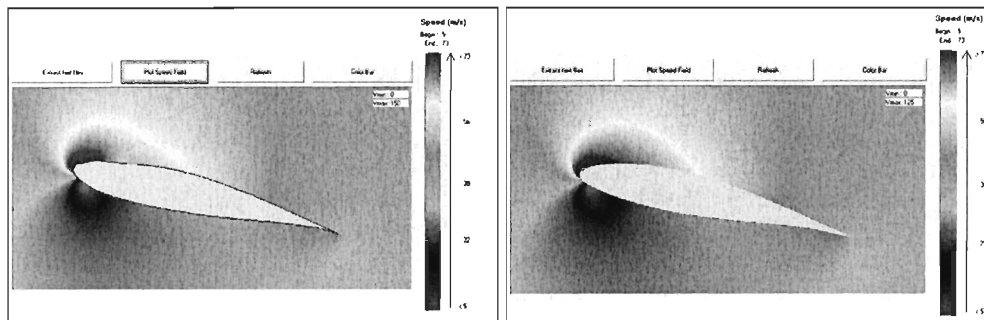


Figure 4-21 : Champ de vitesses, profil givré lors de la simulation 2.

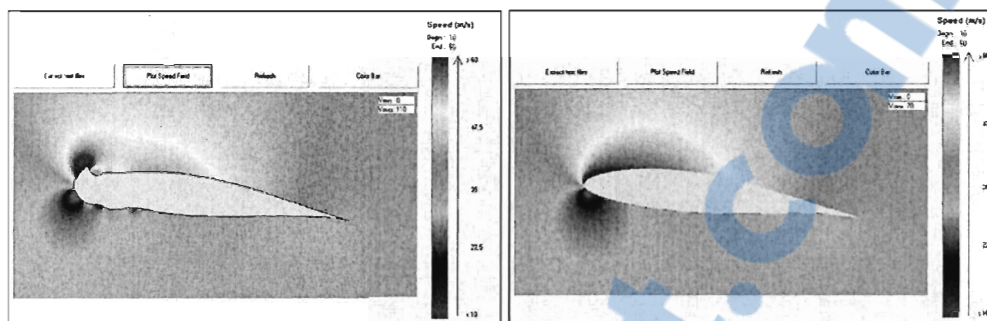


Figure 4-22 : Champ de vitesses, profil givré lors de la simulation 5.

4.3.2.3.2 Analyse

Dans les 2 cas, les champs de vitesses sur profils givrés et non givrés sont semblables. L'écart moyen sur l'ensemble des vitesses affichées sur les figures entre les profils givrés et non givrés est inférieur à 1%. Des différences apparaissent uniquement très proche de la surface du profil là où le dépôt de glace est présent. Pour le profil givré n°5, une zone de faibles vitesses (40 m/s au lieu de 55 m/s) apparaît juste derrière la corne de glace située sur le bord d'attaque côté extrados. C'est la plus grande différence observée.

4.3.2.3.3 Conclusions

Les résultats ne sont pas comparés à une référence précise mais semblent néanmoins cohérents dans le cas non visqueux : champs de vitesses affectés localement proche de la surface du profil et derrière les formes de glace imposantes. Dans le cas visqueux, l'irrégularité de la surface du profil devrait faire décrocher l'écoulement très proche du bord d'attaque même pour un nombre de Reynolds élevé. Les champs de vitesses calculés par le modèle numérique seraient alors valides juste en amont du bord d'attaque. Cela reste néanmoins suffisant pour évaluer les trajectoires et les points d'impact des gouttelettes d'eau venant frapper le profil. Les champs de vitesses sont également valides lorsque l'on s'éloigne du profil car l'erreur induite par la forme de glace s'amoindrit.

4.3.3 Lignes de courant

4.3.3.1 Cylindre

4.3.3.1.1 Théorie

Les lignes de courant issues de l'écoulement potentiel autour d'un cylindre peuvent s'exprimer à l'aide d'expressions mathématiques simples. La fonction de courant associée à l'écoulement irrotationnel et non visqueux autour d'un cylindre de rayon R placé dans un écoulement rectiligne uniforme de vitesse U , est dans le système de coordonnées polaires (r, θ) liée au centre du cylindre [57] :

$$\Psi = U \left(r - \frac{R^2}{r} \right) \sin \theta \quad (4-2)$$

Les équations des lignes de courant se déduisent de la fonction de courant en fixant une valeur à Ψ et en exprimant r en fonction de θ . Il y a autant de lignes de courant générées que de valeurs différentes de Ψ fixées.

4.3.3.1.2 Résultats

La Figure 4-23 compare ces lignes de courant théoriques aux lignes de courant issues du modèle numérique.

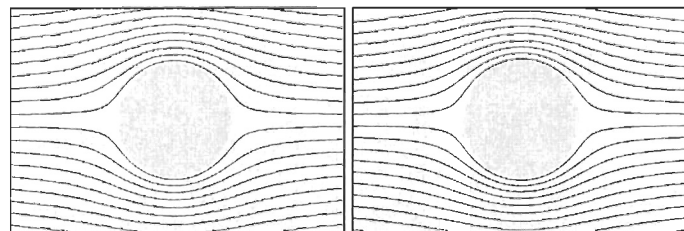


Figure 4-23 : Lignes de courant autour d'un cylindre, LIMAlcing2D à gauche, théorique à droite.

4.3.3.1.3 Analyse et conclusions

Dans les 2 cas, les lignes contournent parfaitement le cylindre, les zones de compression des lignes (au dessus et en dessous du cylindre) et les zones de changements brusques de direction (en avant et en arrière du cylindre) sont identiques. Puisque la viscosité n'est pas prise en compte, aucun décrochage n'apparaît et l'écoulement est symétrique par rapport à l'axe vertical du cylindre. Tout ceci valide les résultats de lignes de courant du modèle numérique dans le cas non visqueux et pour les profils symétriques.

4.3.3.2 Profil NACA 63415

4.3.3.2.1 Résultats

Les figures 4-24, 4-25 et 4-26 présentent les lignes de courant autour d'un profil NACA 63415 pour les 3 angles d'attaque 0° , 10° et 15° . Ces lignes de courant sont issues du modèle numérique d'écoulement potentiel.

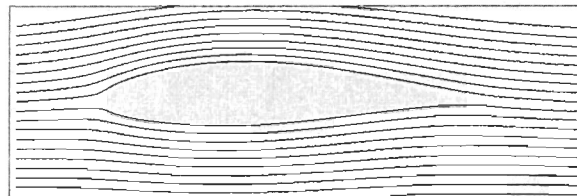


Figure 4-24 : Lignes de courant, NACA 63-415, $\alpha=0^\circ$.

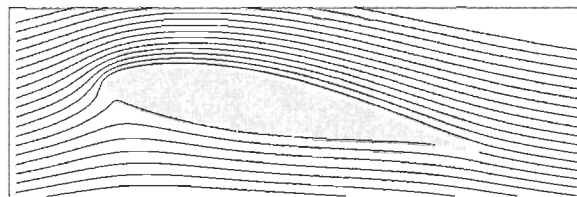


Figure 4-25 : Lignes de courant, NACA 63-415, $\alpha=10^\circ$.

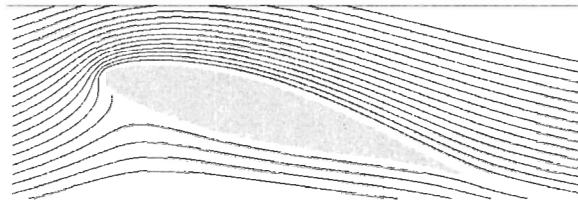


Figure 4-26 : Lignes de courant, NACA 63-415, $\alpha=15^\circ$.

4.3.3.2.2 Analyse

Dans les 3 cas, les lignes contournent parfaitement le profil. Des zones de compression (au dessus et en dessous du cylindre) et des zones de changements brutaux de direction (en avant du profil) apparaissent nettement. Pour l'angle de 15° , le changement de direction est trop important juste devant le bord d'attaque (la ligne de courant repart vers l'arrière) et le calcul s'arrête puisque le modèle ne tient compte que d'un incrément de calcul Δx positif (vers l'avant). Puisque l'écoulement est non visqueux, aucun décrochage n'apparaît et les lignes de courant suivent parfaitement le contour du profil même au niveau du bord de fuite.

4.3.3.2.3 Conclusions

Les observations de l'analyse sont cohérentes et valident les résultats de lignes de courant issus du modèle numérique dans le cas non visqueux. Il faudrait cependant trouver une référence de comparaison pour confirmer cette hypothèse dans le cas visqueux.

4.3.3.3 Profils NACA 63415 givrés

4.3.3.3.1 Résultats

Les Figures 4-27 et 4-28 présentent les lignes de courant autour des profils NACA 63415 givrés lors des simulations expérimentales de givrage n°2 et n°5. Ces lignes de courant sont issues du modèle numérique d'écoulement potentiel. La vitesse relative est de 38 m/s et l'angle d'attaque de 13° pour la simulation de givrage n°2. La vitesse relative est de 36.7 m/s et l'angle d'attaque de 7° pour la simulation de givrage n°5. Ces figures sont divisées en 2. Le profil givré est présenté en

haut. Le profil non givré est présenté en bas dans les mêmes conditions d'écoulement afin de faciliter les comparaisons et l'analyse.

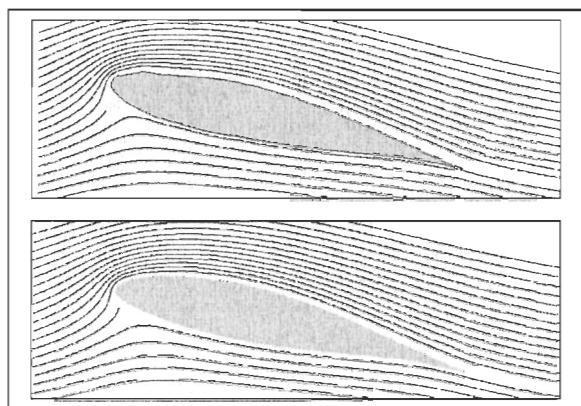


Figure 4-27 : Lignes de courant, Profil givré lors de la simulation 2.

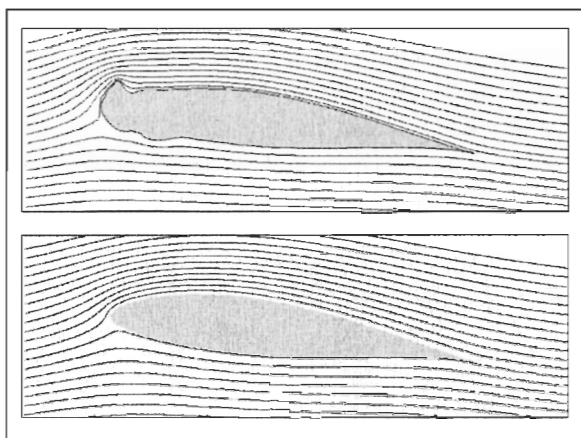


Figure 4-28 : Lignes de courant, Profil givré lors de la simulation 5.

4.3.3.3.2 Analyse et conclusions

Dans tous les cas, les lignes de courant suivent parfaitement le contour du profil même lorsque celui-ci est très irrégulier comme dans le cas du profil givré n°5. Tout ceci est parfaitement cohérent dans le cas d'un écoulement non visqueux. Dans le cas visqueux, l'irrégularité de la surface du profil devrait faire décrocher l'écoulement très proche du bord d'attaque même pour une viscosité faible. Les lignes de courant calculées par le modèle numérique seraient alors uniquement validées pour des positions très proches du bord d'attaque, en avant du décrochage, là où la

majorité des gouttelettes d'eau viennent frapper le profil. Il faudrait cependant trouver une référence de comparaison pour confirmer cette hypothèse. Les lignes de courant sont également valides lorsque l'on s'éloigne du profil car l'erreur induite par la forme de glace s'amointrit.

4.4 Résultats du calcul de la couche limite visqueuse

Les paramètres de couche limite sont des paramètres locaux directement liés à l'état de surface du profil. Ils se calculent à partir des vitesses tangentielles issues de l'écoulement potentiel. Si une erreur apparaît dans les résultats de vitesses tangentielles, celle-ci se répercute irrémédiablement sur les paramètres de couche limite. De plus, les paramètres de la couche limite laminaire étant issus d'un calcul intégral le long de la surface du profil, l'erreur s'amplifie en fonction de l'abscisse curviligne. Les résultats de vitesses tangentielles étant uniquement validés pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé (supérieur à $4.0 \cdot 10^6$) et pour des profils non givrés, les résultats de paramètres de couche limite sont, sauf exception, uniquement présentés pour le plus grand nombre de Reynolds $Re_l = 4.0 \cdot 10^6$ et pour le profil NACA 63415 non givré. Les résultats présentés sont issus du modèle numérique et de XFOIL.

Pour faciliter la comparaison des résultats, les points de transition couche limite laminaire / couche limite turbulente calculés sur l'extrados et l'intrados par le modèle numérique sont imposés comme paramètres d'entrée dans XFOIL. Les positions de ces points de transition sont en général assez aléatoires puisqu'elles dépendent principalement de la viscosité et de l'état de surface du profil. Contrairement au modèle numérique, XFOIL a l'avantage de pouvoir imposer la position de ces points de transition.

4.4.1 Épaisseur de déplacement δ^*

4.4.1.1 Résultats

Les figures 4-29, 4-30 et 4-31 présentent les variations de l'épaisseur de déplacement en fonction de l'abscisse curviligne pour un profil NACA 63415 et pour les 3 angles d'attaques 0° , 10° et 15° . La vitesse relative est de 30 m/s et la corde du profil de 2 m, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^6$. Les résultats sont issus de XFOIL et du modèle numérique.

Dans tous les cas, plus l'abscisse curviligne augmente, plus l'épaisseur de déplacement calculée augmente. L'épaisseur de déplacement est nulle au point de stagnation et des discontinuités (chutes des valeurs d'épaisseurs de déplacement) apparaissent au niveau des transitions. À 0° , les transitions sur l'extrados et l'intrados se font à 45% de la longueur de la corde. L'épaisseur de déplacement maximale pour l'extrados, située au bord de fuite, est de 8 mm pour le modèle numérique et de 7 mm pour XFoil. L'épaisseur de déplacement maximale pour l'intrados, située à 95 % de la longueur de la corde, est de 5.7 mm pour le modèle numérique et de 4.8 mm pour XFoil. À 10° , la transition sur l'extrados se fait à 6% de la longueur de la corde et la transition sur l'intrados à 92% de la longueur de la corde. L'épaisseur de déplacement maximale pour l'extrados, située au bord de fuite, est de 27 mm pour le modèle numérique et de 50 mm pour XFoil. L'épaisseur de déplacement maximale pour l'intrados, située juste au point de transition, est de 2.2 mm pour le modèle numérique et de 1.7 mm pour XFoil. À 15° , la transition sur l'extrados se fait à 3% de la longueur de la corde et la transition sur l'intrados à 95% de la longueur de la corde. L'épaisseur de déplacement maximale pour l'extrados, située au bord de fuite, est de 40 mm pour le modèle numérique et supérieure à 100 mm pour XFoil. L'épaisseur de déplacement maximale pour l'intrados, située juste au point de transition, est de 1.5 mm pour le modèle numérique et de 1.0 mm pour XFoil.

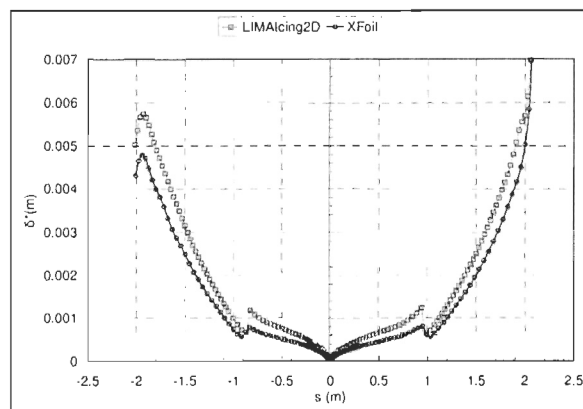


Figure 4-29 : Épaisseur de déplacement δ^* en fonction de l'abscisse curviligne s , NACA 63415,

$$R_e = 4.0 \cdot 10^6, \alpha = 0^\circ.$$

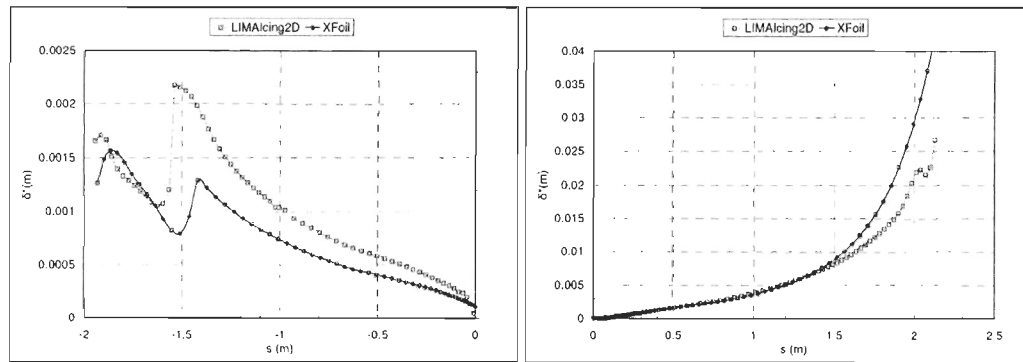


Figure 4-30 : Épaisseur de déplacement $\delta^*(s)$, NACA 63415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=10^\circ$.

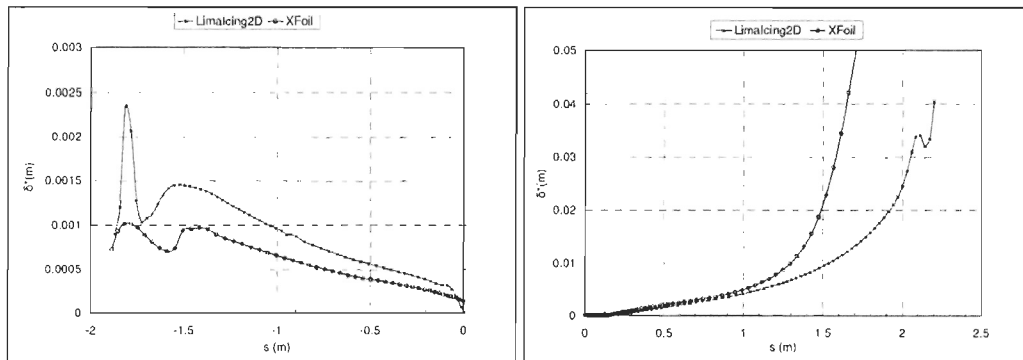


Figure 4-31 : Épaisseur de déplacement $\delta^*(s)$, NACA 63415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=15^\circ$.

4.4.1.2 Analyse

Plus l'angle d'attaque est élevé, plus les différences observées entre les résultats du modèle numérique et ceux de XFOIL sont importantes. Pour l'intrados, l'écart entre les épaisseurs de déplacement issues du modèle et les épaisseurs de déplacement issues de XFOIL est nul au point de stagnation puis augmente très légèrement en fonction de l'abscisse curviligne. L'écart relatif moyen est toujours positif (modèle > XFOIL). Il est de 13% à 0° , 20% à 10° et 40% à 15° . Pour l'extrados, l'écart entre les épaisseurs de déplacement issues du modèle numérique et les épaisseurs de déplacement issues de XFOIL est toujours négatif (Modèle < XFOIL). Il est nul au point de stagnation et reste très faible, surtout pour les angles d'attaques de 10° et 15° , jusqu'à la moitié de la corde (l'écart est inférieur à 13% à 0° et à inférieur à 3% à 10° et 15°). Sur la deuxième moitié

de la corde, l'écart reste constant à 0° mais augmente selon une loi de puissance pour atteindre plus de 100% au bord de fuite pour les angles d'attaque de 10° et 15° . Le phénomène de décrochage n'a pas été pris en compte ici, c'est pourquoi de telles différences apparaissent du côté extrados vers le bord de fuite.

4.4.1.3 Conclusions

En considérant une faible influence des effets visqueux, c'est à dire des nombres de Reynolds supérieurs à $4.0 \cdot 10^6$, les valeurs de l'épaisseur de déplacement sont valides pour tous les angles d'attaque côté intrados. Les valeurs de l'épaisseur de déplacement sont également valides sur tout l'extrados à 0° et sur la première moitié de l'extrados, zone située en dehors de la zone de décrochage et proche du bord d'attaque là où le givrage a lieu, à 10° et 15° .

4.4.2 Épaisseurs de couche limite δ

Dans le modèle numérique, les épaisseurs de couche limite se déduisent directement des épaisseurs de déplacement grâce à 2 coefficients de proportionnalité, l'un pour le régime laminaire et l'autre pour le régime turbulent. L'épaisseur de déplacement est un paramètre de couche limite qui intervient dans les calculs thermodynamiques de couche limite et dans les outils de corrections visqueuses et est donc en général un paramètre plus intéressant que l'épaisseur de couche limite. Cependant, seules des épaisseurs de couche limite ont pu techniquement être mesurées dans les essais expérimentaux du CHAPITRE 3. Ces résultats sont donc présentés et comparés à ceux du modèle numérique d'écoulement même si l'influence des effets visqueux est trop élevée ($R_e = 4.0 \cdot 10^5$) et que les résultats préliminaires de vitesses tangentielles ne sont pas totalement validés pour un tel nombre de Reynolds.

4.4.2.1 Résultats

Les figures 4-32, 4-33 et 4-34 présentent les résultats d'épaisseurs de couche limite issus du modèle numérique et des essais expérimentaux pour les 3 angles d'attaque 0° , 10° et 15° . Ces

résultats sont présentés pour l'extrados d'un profil NACA 63415. La vitesse relative est de 30 m/s et la corde du profil de 0.2 m, ce qui correspond au nombre de Reynolds expérimental de $4.0 \cdot 10^5$. Les épaisseurs de couche limite mesurées expérimentalement ont une précision de ± 1.5 mm, une surface de 3 mm de haut est donc affichée en plus de la ligne de points de mesure.

Dans tous les cas, l'épaisseur de couche limite est nulle au point de stagnation et, plus l'abscisse curviligne augmente, plus l'épaisseur de couche limite augmente. Les épaisseurs de couche limite n'ont pas pu être mesurées dans les zones de décrochage. Aucune valeur expérimentale n'est donc disponible au-delà d'une position $x=160$ mm sur la corde à 10° et au-delà de $x=140$ mm à 15° .

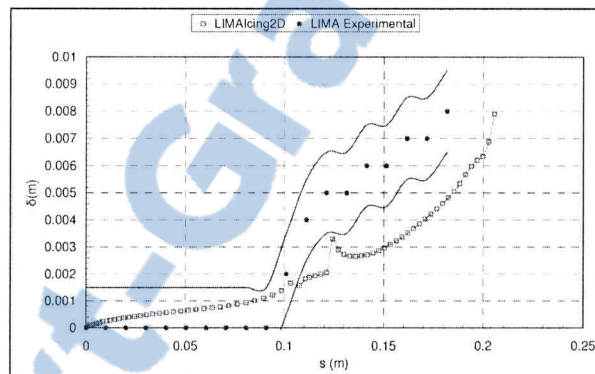


Figure 4-32 : Épaisseur de couche limite $\delta(s)$, NACA 63-415, Extrados, $R_e=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=0^\circ$.

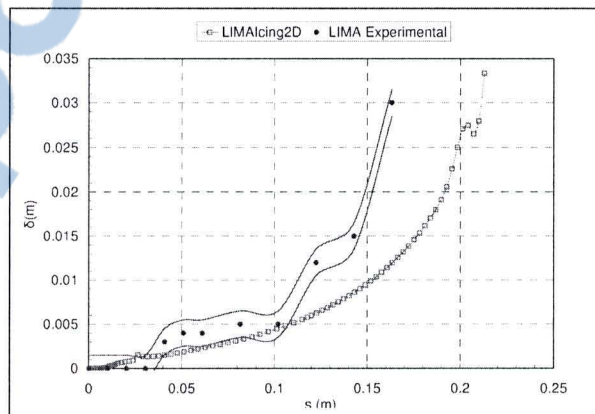


Figure 4-33 : Épaisseur de couche limite $\delta(s)$, NACA 63-415, Extrados, $R_e=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=10^\circ$.

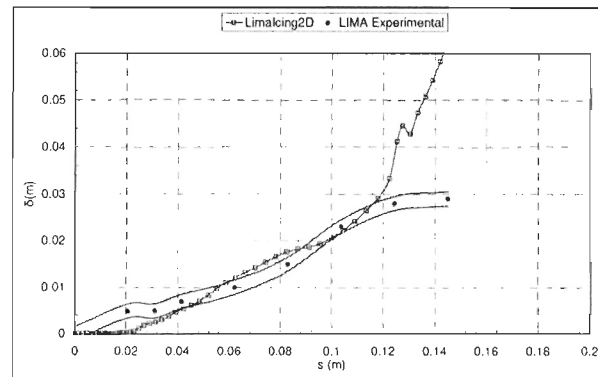


Figure 4-34 : Épaisseur de couche limite $\delta(s)$, NACA 63-415, Extrados, $R_e=4.0 \cdot 10^5$, $\alpha=15^\circ$.

4.4.2.2 Analyse

Dans tous les cas, les résultats d'épaisseurs de couche limite numériques et expérimentaux coïncident sur toute la première moitié de la corde, c'est à dire proche du bord d'attaque là où le givrage a lieu. Au-delà de cette position, l'écart entre les épaisseurs de couche limite mesurées expérimentalement et calculées par le modèle augmente en fonction de l'abscisse curviligne. À 0° , les écarts sont assez faibles, de l'ordre de 2 mm soit 30%. À 10° , l'écart relatif est supérieur à 100% pour la position sur la corde $x=160$ mm. À 15° , l'écart maximal calculé est de 97% à la position $x=140$ mm. Si des mesures avaient pu être effectuées au-delà de cette position l'écart relatif aurait encore augmenté. Ainsi, plus l'angle d'attaque augmente, plus l'écart relatif entre les épaisseurs de couche limite mesurées expérimentalement et calculées par le modèle augmente. Cependant, ces différences plus significatives sont attribuables au décrochage de la couche limite. La physique même à la base du modèle numérique ne représente pas correctement cette zone de l'écoulement.

4.4.2.3 Conclusions

Les variations de l'épaisseur de couche limite sont valides sur la première moitié de l'extrados, zone située en dehors de la zone de décrochage et proche du bord d'attaque là où le givrage a lieu, pour tous les angles d'attaque. Le nombre de Reynolds expérimental, $R_e=4.0 \cdot 10^5$,

peu élevé, est caractérisé par une forte influence des effets visqueux. Les résultats de couche limite sur l'extrados peuvent donc être considérés comme valides pour ce nombre de Reynolds mais également pour des nombres de Reynolds supérieurs pour lesquels les effets visqueux jouent un rôle moins important.

4.4.3 Coefficients de frottement

4.4.3.1 Résultats

Les figures 4-35, 4-36 et 4-37 présentent les variations du coefficient de frottement de surface en fonction de l'abscisse curviligne pour un profil NACA 63415 et pour les 3 angles d'attaques 0° , 10° et 15° . La vitesse relative est de 30 m/s et la corde du profil de 2 m, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^6$. Les résultats sont issus d'XFoil et du modèle numérique. Dans tous les cas, des « pics » apparaissent sur le bord d'attaque côté extrados là où se situe également le pic de vitesse tangentielle (voir section 4.3.1.1.1). Le coefficient de frottement de surface augmente également là où ont lieu les transitions laminaire/turbulent.

4.4.3.2 Analyse

Plus l'angle d'attaque augmente, plus les écarts relatifs entre les résultats de coefficients de frottements de surface calculés par XFoil et calculés par le modèle sont importants et notamment du côté extrados. L'écart relatif moyen sur l'extrados est de l'ordre de 5% à 0° , de 10% à 10° et de 25% à 15° . Pour les angles d'attaque de 10° et 15° , le modèle rencontre des problèmes pour calculer le coefficient de frottement de surface au niveau de la transition laminaire / turbulent. Le calcul fait intervenir la dérivée par rapport à l'abscisse curviligne de l'épaisseur de quantité de mouvement dont les variations sont brutales au niveau de la transition. Des valeurs « infinies » et des valeurs « négatives » apparaissent alors sur les figures 4-36 et 4-37 juste autour de la transition.

4.4.3.3 Conclusions

Moyennant une erreur relative de l'ordre de 25%, l'analyse montre que les résultats de coefficients de frottement de surface sont validés pour des nombres de Reynolds supérieurs à $4.0 \cdot 10^6$ pour tous les angles d'attaque. Des problèmes de valeurs « infinies » subsistent au niveau de la transition laminaire/turbulent sur l'extrados. Un lissage supplémentaire devra être effectué pour y remédier. Les résultats de coefficients de frottement de surface sont indispensables pour déterminer par la suite les coefficients de transfert de chaleur qui eux sont primordiaux dans l'étude thermodynamique de l'accrétion de glace.

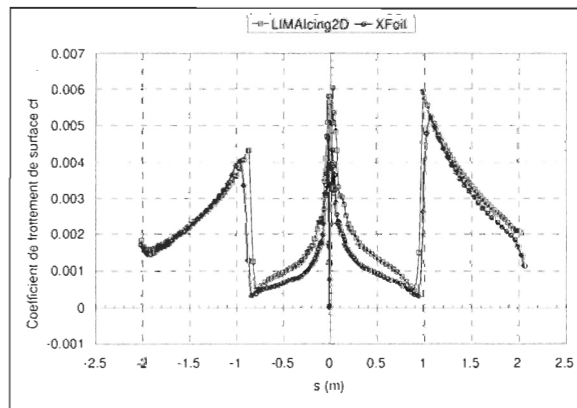


Figure 4-35 : Coefficient de frottement de surface $c_f(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=0^\circ$.

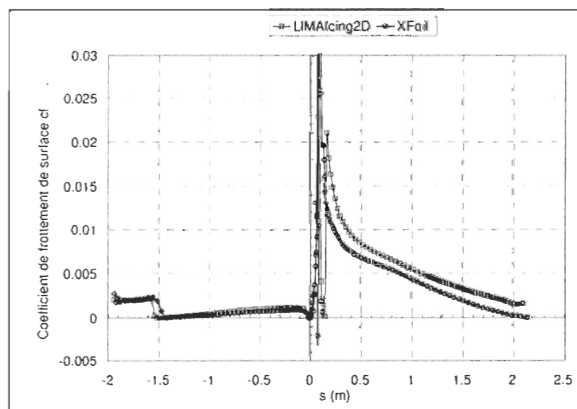


Figure 4-36 : Coefficient de frottement de surface $c_f(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=10^\circ$.

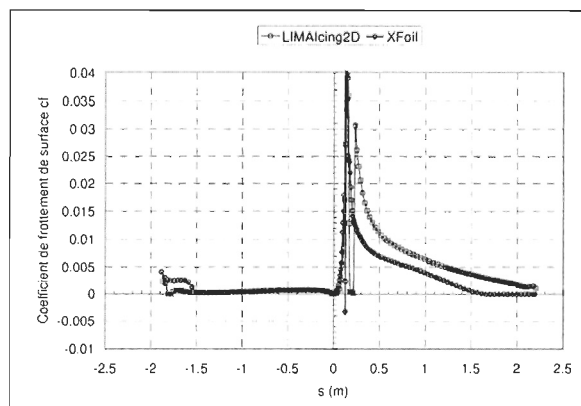


Figure 4-37 : Coefficient de frottement de surface $c_f(s)$, NACA 63-415, $R_e=4.0 \cdot 10^6$, $\alpha=15^\circ$.

4.4.4 Coefficients de transfert de chaleur

4.4.4.1 Résultats et analyse

Les figures 4-38, 4-39 et 4-40 présentent les résultats de coefficients de transfert de chaleur convectifs et diffusifs en fonction de l'abscisse curviligne pour le profil NACA 63415 et pour les 3 angles d'attaques 0° , 10° et 15° . La vitesse relative est de 30 m/s et la corde du profil de 2 m, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^6$. Les résultats sont issus du modèle numérique uniquement. Aucune référence n'est présentée pour comparaison mais les variations générales de ces coefficients en fonction de l'angle d'attaque ou de l'abscisse curviligne sont semblables aux variations des coefficients de frottement de surface déjà présentés, comparés aux résultats de XFOIL et analysés au paragraphe précédent. Les coefficients de transfert de chaleur diffusifs sont en moyenne 1000 fois inférieurs aux coefficients de transfert de chaleur convectifs, ce qui correspond à la théorie.

4.4.4.2 Conclusions

Les conclusions concernant les coefficients de transfert de chaleur sont identiques à celles qui concernent les coefficients de frottement de surface. Les coefficients de transfert de chaleur

sont primordiaux dans l'étude thermodynamique de l'accrétion de glace, il était donc important de les présenter même si aucune référence n'a été trouvée pour comparaison.

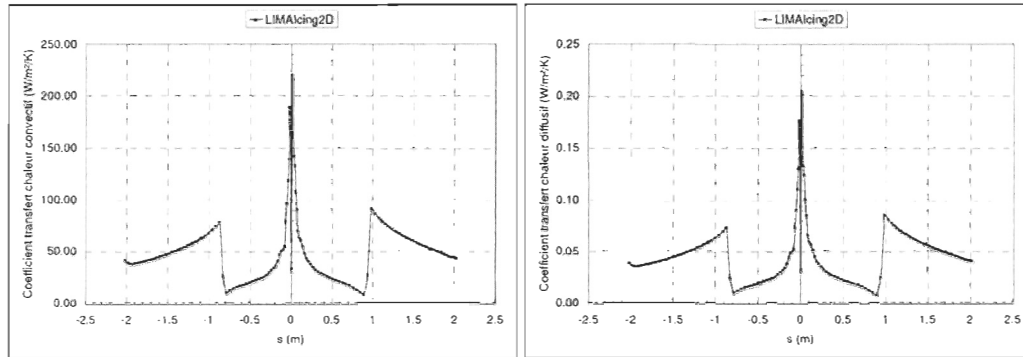


Figure 4-38 : Coefficients de transfert de chaleur, NACA 63-415, $R_e = 4.0 \times 10^6$, $\alpha = 0^\circ$.

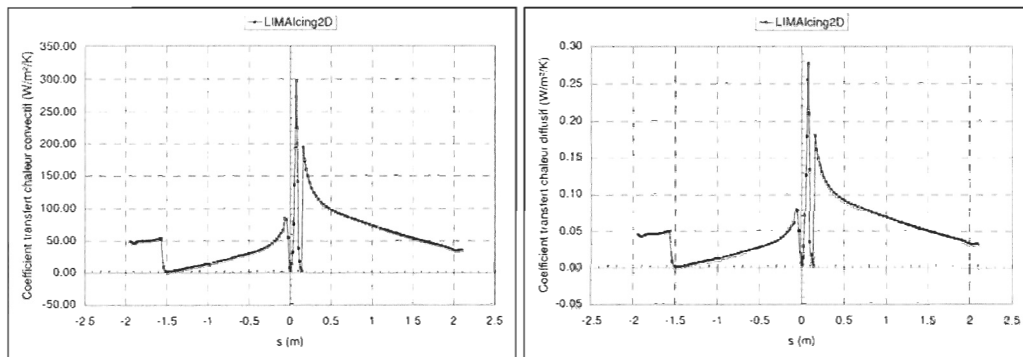


Figure 4-39 : Coefficients de transfert de chaleur, NACA 63-415, $R_e = 4.0 \times 10^6$, $\alpha = 10^\circ$.

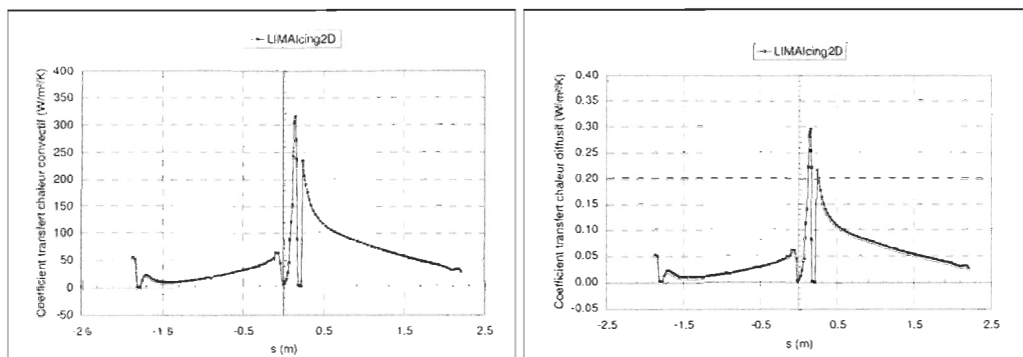


Figure 4-40 : Coefficients de transfert de chaleur, NACA 63-415, $R_e = 4.0 \times 10^6$, $\alpha = 15^\circ$.

4.5 Résultats du calcul des coefficients de force

4.5.1 Résultats

La Figure 4-41 et la Figure 4-42 présentent respectivement les courbes de coefficients de portance et les courbes de coefficients de traînée tracées en fonction de l'angle d'attaque α pour le profil NACA 63415. Les résultats présentés sont issus du modèle numérique, des essais en soufflerie du CHAPITRE 3, de Xfoil et des essais expérimentaux du RISO [36], [37]. Le nombre de Reynolds est fixé à $4.0 \cdot 10^5$ dans le modèle numérique, Xfoil et dans l'essai expérimental. Pour faciliter le travail d'analyse, une simulation supplémentaire est réalisée sur Xfoil avec un nombre de Reynolds de $4.0 \cdot 10^6$. Le nombre de Reynolds du Riso vaut $1.6 \cdot 10^6$. Le modèle peut déterminer pour quel angle d'attaque il y a décrochage. Au-delà de cet angle les coefficients de portance et de traînée ne sont pas calculés. L'angle de décrochage calculé par le modèle est 13° . Les coefficients de portance calculés par le modèle croient linéairement de -0.01 à +1.9 jusqu'au décrochage. Les coefficients de traînée calculés par le modèle croient de façon quadratique de 0.008 à 0.15 jusqu'au décrochage.

4.5.2 Analyse et conclusions

Les coefficients de portance calculés par le modèle numérique sont plus élevés que les coefficients de référence issus de Xfoil et du Riso. Pour des angles d'attaque inférieurs à 5° , cette différence est inférieure à 10%. Au-delà de 5° , plus l'angle d'attaque augmente, plus les différences sont importantes. L'écart relatif est de 34% à 13° (angle de décrochage) entre le coefficient de portance du modèle numérique et la moyenne des coefficients de portance du Riso et de Xfoil. Cependant, plus le nombre de Reynolds est élevé, moins les effets visqueux ont d'importance et plus les coefficients de portance obtenus se rapprochent des coefficients du modèle potentiel calculés sans corrections visqueuses. C'est ce que montre l'évolution des courbes Xfoil $R_e=400000$, Riso $R_e=1600000$ et Xfoil $R_e=4000000$. Des remarques du même type mais en sens

inverse s'appliquent pour les coefficients de traînée. Les coefficients de traînée issus du modèle sont plus bas que les coefficients de traînée de référence. Les écarts relatifs sont du même ordre que pour les coefficients de portance. Pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé comme celui utilisé dans le modèle qui en l'occurrence correspondant au cas réel d'une éolienne en fonctionnement ($R_e=4.0 \cdot 10^6$), les valeurs de coefficients de portance et de traînée peuvent être validés jusqu'à l'angle d'attaque de décrochage, l'écart relatif est alors de l'ordre de 15% pour le coefficient de portance et de 20% pour le coefficient de traînée.

Les résultats du modèle numérique diffèrent beaucoup des résultats expérimentaux du Lima. Avant décrochage, les valeurs des coefficients de portance du modèle numérique sont en moyenne 1.5 fois plus élevées que ceux des essais expérimentaux. Les coefficients de traînée sont quant à eux 3 fois plus faibles en moyenne. Plus l'angle d'attaque augmente, plus les effets visqueux ont d'influence et plus les différences s'accroissent. Les essais expérimentaux ont été réalisés avec un faible nombre de Reynolds ($R_e=4.0 \cdot 10^5$) ce qui accentue les effets de la viscosité. Par ailleurs, un phénomène de compression des lignes de courant apparaît dans les simulations (voir CHAPITRE 3). Tout ceci explique les différences obtenues avec le modèle numérique potentiel qui lui ne tient compte d'aucune correction visqueuse.

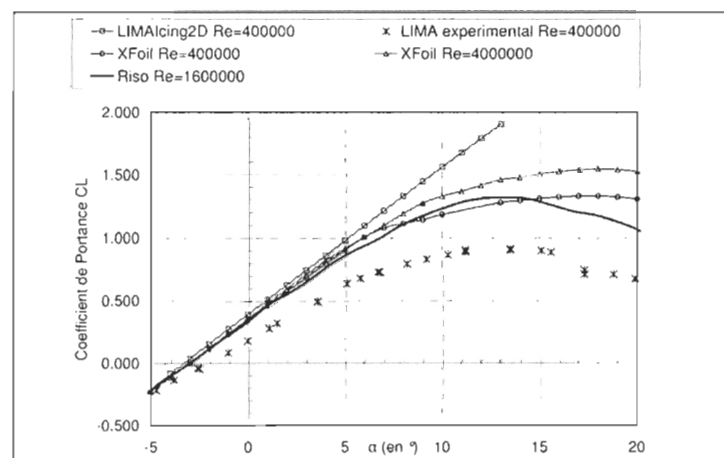


Figure 4-41 : Coefficients de portance $C_L(\alpha)$, NACA 63415, $R_e=4 \cdot 10^6$.

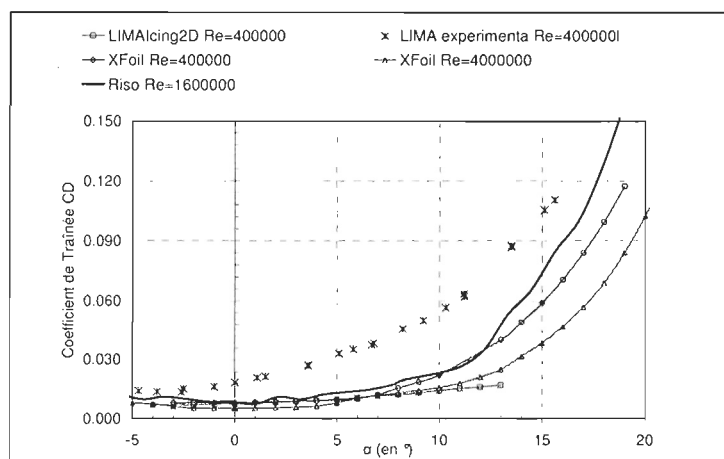


Figure 4-42 : Coefficients de traînée $C_D(\alpha)$, NACA 63415, $R_e=4 \cdot 10^6$.

4.6 Corrections visqueuses

Les corrections visqueuses apportées au modèle numérique sont de 2 types : décrochage aérodynamique et couplage écoulement potentiel / couche limite visqueuse. La théorie relative à ces corrections visqueuses est expliquée au CHAPITRE 2.

La méthode de couplage écoulement potentiel/ couche limite visqueuse est ici testée sur le profil NACA 63415. Des calculs de coefficients de portance en fonction de l'angle d'attaque sont réalisés. Le nombre de Reynolds choisi est $R_e=4.0 \cdot 10^6$. Des corrections dues au phénomène de décrochage sont aussi ajoutées : le modèle fait l'hypothèse que la pression reste constante sur le profil, cette pression est supposée égale la pression à l'infini dans l'écoulement non perturbé (voir CHAPITRE 2).

4.6.1 Résultats

Le Figure 4-43 présente les coefficients de portance obtenus à partir du modèle numérique avec et sans couplage comparés aux résultats expérimentaux du Riso et du logiciel XFOIL.

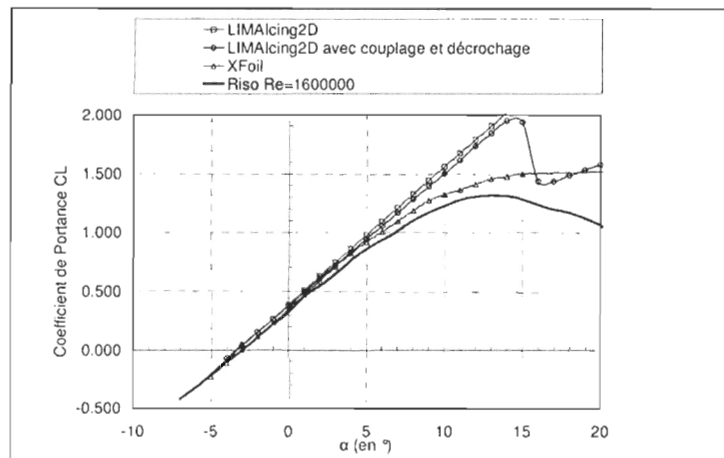


Figure 4-43 : Coefficients de portance en fonction de l'angle d'attaque, NACA63-415, $R_e=1.6.10^6$.

Pour des angles d'attaque faible, inférieurs à 4° , les résultats du modèle numérique, du Riso et de XFOil sont très proches: l'écart entre les coefficients de portance du modèle et les coefficients de portance de référence est inférieur à 10 %. Pour des angles d'attaques plus élevés, de 5° à 12° , cet écart augmente linéairement avec l'angle d'attaque. Pour un angle d'attaque de 5° et que le calcul soit couplé ou non, l'écart est de +0.1 soit +15% de la valeur du coefficient de portance de référence (moyenne des coefficients de portance du Riso et de XFOil). Pour un angle d'attaque de 12° , l'écart est de +0.45 (+33%) sans couplage et de +0.36 (+26%) avec couplage.

Les corrections dues au décrochage (au-delà de 13°) font chuter les coefficients de portance de 0.5.

4.6.2 Analyse

La correction visqueuse apportée par le couplage est insuffisante pour faire coïncider la solution du modèle aux résultats de référence. Par exemple, pour un angle d'attaque de 12° , juste avant le décrochage là où l'écart entre le modèle numérique et les résultats de référence est le plus grand, la correction apportée par le couplage n'est que de 6% alors qu'elle devrait au moins être de 30%. La correction apportée par la prise en compte du phénomène de décrochage rapproche

également solution du modèle des résultats de référence. L'ordre de grandeur de la diminution de portance est très bon.

4.6.3 Conclusions

La méthode de couplage écoulement potentiel / couche limite visqueuse est à améliorer. Elle ne semble pas fonctionner, un problème subsiste. Cette méthode n'est donc pas utilisée dans le fonctionnement par défaut du logiciel d'autant plus qu'elle demande un très grand temps de calcul. Les corrections dues au phénomène de décrochage sont quant à elles plus intéressantes même si elles ne concernent que les coefficients de force pour l'instant et qu'aucun paramètre local de l'écoulement n'est calculé après le point séparation.

4.7 Conclusions sur la validation du modèle numérique d'écoulement

Le modèle numérique d'écoulement par méthode des panneaux présenté dans ce mémoire ne tient donc pas compte de la viscosité dans ses calculs. La majorité des différences observées avec les résultats de référence sont donc dus à la viscosité. Néanmoins, plusieurs points de ressemblance et comportements similaires ont pu être observés.

Dans le cas de profils non givrés et pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés, au-delà desquels l'influence de la viscosité sur l'écoulement potentiel est négligée ($Re \geq 4.0 \cdot 10^6$: cas concret d'une pale d'éolienne de grande puissance en rotation), le modèle numérique d'écoulement est validé pour des positions situées avant la zone de décrochage et pour des angles d'attaque allant de 0° à 15° . Dans le cas des profils givrés, les résultats de vitesses tangentielles et de paramètres de couche limite sont beaucoup moins précis. Cependant, les résultats de champs de vitesses et de lignes de courant, qui ne sont pas des paramètres de surface, restent cohérents pour des positions très proches du bord d'attaque en avant de la corne formée par le dépôt de givre et pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés ($Re \geq 4.0 \cdot 10^6$) ce qui devrait être suffisant pour déterminer les trajectoires et les points d'impacts des gouttelettes d'eau en surfusion venant frapper le profil. Le profil non givré sert pour l'instant de référence pour calculer, sur profil givré, les coefficients de transfert de chaleur (paramètres de surface) nécessaires au calcul thermodynamique de l'accrétion de glace. Le calcul de couplage écoulement potentiel / couche limite visqueuse est encore à améliorer. Il n'est pas utilisé pour l'instant dans le fonctionnement par défaut du logiciel LIMAlcing2D.

CHAPITRE 5

SIMULATION EN SOUFFLERIE DU GIVRAGE D'UN PROFIL DE PALE D'ÉOLIENNE

5.1 Introduction

Ce chapitre décrit les simulations de givrage réalisées sur un profil aérodynamique NACA 63-415 dans la soufflerie réfrigérée du LIMA. Le rapport expérimental [49] décrit en détail toutes les procédures suivies pour réaliser ces simulations.

Le parc éolien opéré par la compagnie 3Ci près de la ville de Murdochville au Québec est un exemple représentatif de la sévérité du climat nordique sur les éoliennes. Ce parc, composé de 60 éoliennes Vestas V80 de 1.8 MW [50] (Figure 5-1) est situé à une altitude variant entre 850 et 950 m.

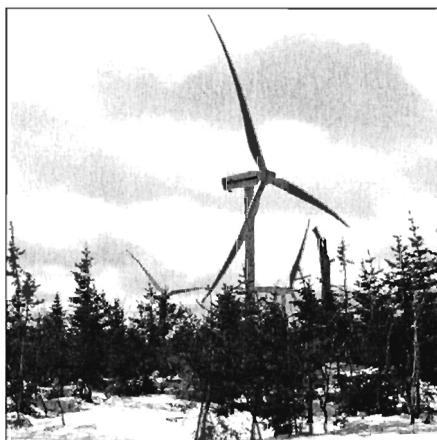


Figure 5-1: Éolienne Vestas 1.8 MW installée à Murdochville.

Durant l'hiver et le printemps 2004-2005, une station météorologique (Figure 5-2) opérée par le TechnoCentre éolien Gaspésie les-Îles qui est située près du parc éolien mais à une altitude de 610 m a enregistré treize événements givrants [9], [10]. De ces treize événements, cinq étaient



sévères et pouvaient s'avérer nuisibles pour le parc éolien. Deux évènements représentatifs de ces cinq évènements ont été sélectionnés afin d'être simulés en soufflerie. Le but de la simulation est d'étudier leurs effets sur les éoliennes Vestas V80 en quantifiant la forme du dépôt de glace se formant sur la pale ainsi que la perte de portance et l'augmentation de traînée. Ces résultats ont ensuite été entrés dans un modèle du rotor idéalisé afin d'estimer les effets du givre sur les forces de poussée et de flexion, ainsi que sur le couple.



Figure 5-2 : Tour de mesure météorologique de Murdochville.

Généralement, les formes des dépôts de glaces utilisés dans les simulations en soufflerie sont relevées directement sur les pales lors d'évènements givrants ou calculées par un logiciel de simulation d'accrétion de glace. Un dépôt artificiel moulé est alors fabriqué et collé le long du profil afin de simuler l'écoulement 2D sur un profil givré. L'article de H.Seifert et F.Richert [43] présente des mesures expérimentales de portances et de traînées obtenues à partir d'un profil sur lequel des formes artificielles de glace, confectionnées à partir de formes relevées directement sur une petite éolienne à axe horizontal lors de différentes périodes de givrage, ont été apposées sur le bord d'attaque. L'article de W.Jasinski [44] présente le même type de mesures mais pour lesquelles les formes de glace artificielle apposées sur le bord d'attaque ont été obtenues à l'aide du logiciel de simulation d'accrétion de glace LEWICE de la NASA. La particularité des expériences réalisées ici

réside dans la façon d'obtenir les dépôts de glace sur le profil. Ceux-ci sont obtenus par simulation en soufflerie selon les conditions météorologiques et d'opération de l'éolienne ayant cours durant le brouillard givrant. Les simulations réalisées comportent donc 2 phases : une phase d'accrétion de glace sur le profil et une phase d'évaluation des performances aérodynamiques du profil givré.

Les 2 évènements givrants choisis pour réaliser les simulations sont des brouillards givrants présentés au Tableau 5-1. Ils sont caractérisés par la teneur en eau liquide LWC , le diamètre volumétrique médian des gouttelettes d'eau en surfusion MVD , la vitesse du vent V_∞ , la température de l'air T_∞ , ainsi que par la durée t de l'évènement.

Tableau 5-1: Caractéristiques des brouillards givrants simulés en soufflerie.

Brouillard	LWC g/m ³	MVD μm	V_∞ m/s	T_∞ °C	t hr
1	0.218	38.3	8.8	-1.4	6.0
2	0.242	40.5	4.2	-5.7	4.4

5.2 Choix des paramètres de simulation

Les simulations sont réalisées à trois positions radiales distinctes sur la pale, soit : 12 m, 23.5 m et 35 m. Chacune des simulations est caractérisée par deux paramètres importants qui sont la vitesse et l'angle d'attaque relatif. Pour calculer ces paramètres, la géométrie du rotor de l'éolienne Vestas V80 1.8MW a été modélisée, moyennant certaines approximations, à partir de données techniques disponibles [50]. Cette modélisation est présentée en Annexe D.

Les conditions météorologiques caractérisant les 2 brouillards givrants retenus ont été mises à l'échelle pour permettre leur simulation dans la soufflerie. La méthode utilisée est celle présentée par Anderson [51]. Les variables fixes de la mise à l'échelle sont la corde du modèle qui est de 0.2 m et le diamètre volumétrique médian des gouttelettes d'eau de la soufflerie qui est de 27.6 μm. La variable imposée est la vitesse de l'air dans la soufflerie qui correspond à la vitesse relative de l'air à la position radiale considérée et les variables libres sont la teneur en eau liquide, la température de l'air et la durée de l'évènement. Les conditions de simulation pour les 6 essais

sont présentées au Tableau 5-2. Elles sont caractérisées par la position radiale r , l'angle d'attaque relatif α , la teneur en eau liquide LWC , le diamètre volumétrique médian des gouttelettes d'eau en surfusion MVD , la vitesse relative V_{rel} , la température de la soufflerie T_{∞} et par la durée t de l'évènement.

Tableau 5-2: Paramètres des simulations en soufflerie.

Essai	Brouillard	r m	α °	LWC g/m ³	MVD μm	V_{rel} m/s	T_{∞} °C	t min
1	1	11.9	13	0.37	27.6	19.9	-1.4	14.8
2	1	23.4	13	0.48	27.6	38.0	-1.4	15.1
3	1	34.8	13	0.48	27.6	56.0	-1.4	24.8
4	2	11.8	3	0.37	27.6	18.7	-5.7	10.6
5	2	23.3	7	0.48	27.6	36.7	-5.7	11.8
6	2	35.0	9	0.48	27.6	55.0	-5.7	19.6

5.3 Matériel à disposition

Les simulations ont été réalisées dans la soufflerie réfrigérée du LIMA (Figure 3-1). Les forces de portance et de traînée sont mesurées à l'aide de la balance aérodynamique (Figure 3-3). Les brouillards givrants sont reproduits à l'aide d'une rampe de gicleurs (Figure 5-3) oscillante située en amont du convergent. Le diamètre des têtes de gicleurs est pré-réglé pour obtenir des gouttelettes de 27.6 μm de diamètre.

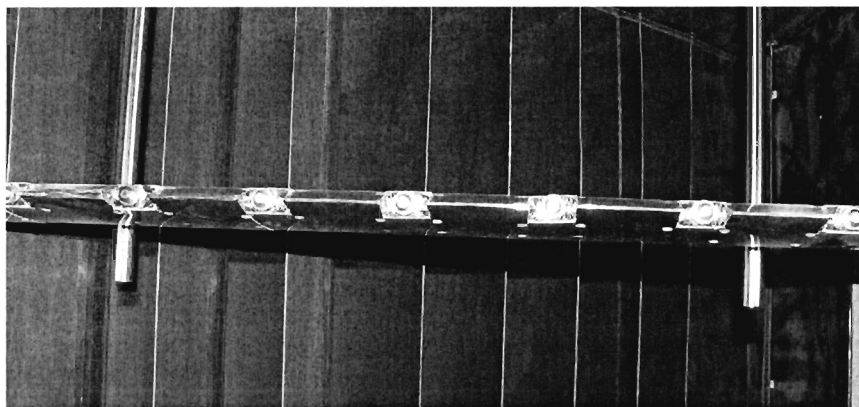


Figure 5-3 : Rampe de gicleurs.

La pale de l'éolienne Vestas V80 se compose d'un profil aérodynamique NACA 63 XXX entre le bout de la pale et le centre de la pale et d'un profil aérodynamique FFA W3 XXX entre le centre de la pale et le moyeu. Le profil exact composant la pale étant inconnu, un profil aérodynamique NACA 63 415 (Figure 3-2) est choisi arbitrairement. Il s'agit du même profil que celui utilisé dans les simulations d'écoulements en soufflerie. Ses caractéristiques sont donc une corde de 0.2 m et une largeur de 0.5 m. Il a été fabriqué dans un bloc d'aluminium 6061-T6 et le fini de surface est de 200 μm (8 millièmes de pouce).

5.4 Procédure expérimentale

Avant de commencer les simulations de givrage un étalonnage des teneurs en eau liquide est nécessaire. Cet étalonnage est présenté en détail dans [49]. Les teneurs en eau liquide sont étalonnées selon la méthode du cylindre tournant [52] qui consiste à faire l'accrétion du givre sur un cylindre tournant de 5 cm de diamètre durant un temps spécifié. Les débits d'eau des gicleurs de la rampe sont ajustés pour obtenir, à une vitesse donnée, la teneur en eau désirée.

La procédure expérimentale suivie lors des simulations, consiste à positionner le profil selon l'angle d'attaque désiré, à fixer la vitesse, la température et la teneur en eau liquide dans la section d'essai, à accumuler le givre sur le profil pendant la période de temps spécifié, à mesurer les coefficients de portance et de traînée, à peser le profil pour déterminer la masse de glace accumulée et à relever la forme du dépôt de glace au centre du profil. Chacune des simulations a été réalisées deux fois pour assurer la conformité des résultats.

5.5 Résultats

Les résultats obtenus pour les masses de glaces, les formes du dépôt de glace, les pertes de portance et les augmentations de traînée sont présentés dans cette section pour les six simulations.

5.5.1 Brouillard givrant 1

Les essais 1, 2 et 3 simulent à trois positions de la pale d'une éolienne Vestas de 1.8 MW les effets du brouillard givrant 1 présenté au Tableau 5-1. Les caractéristiques de l'évènement sont une teneur en eau de 0.218 g/m^3 , une température de -1.4°C , une vitesse de vent de 8.8 m/s et une durée de 6 heures. Pour cette vitesse de vent, l'angle d'attaque est de 13° pour les trois simulations et la simulation 1 est à 11.9 mètres du moyeu, la simulation 2, à 23.4 mètres et la simulation 3, à 34.8 mètres. La Figure 5-4 présente les masses et les formes des dépôts de glace obtenus pour l'évènement givrant 1 lors des simulations 1, 2 et 3.

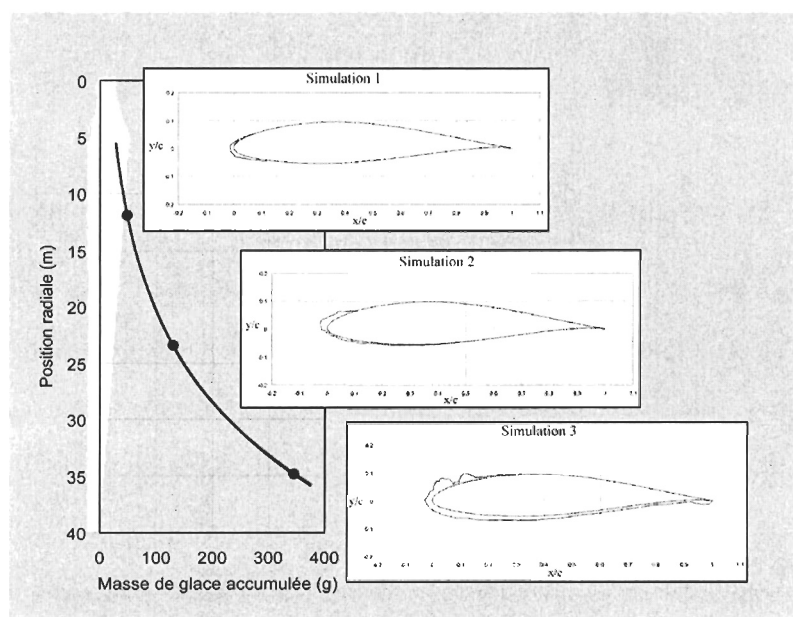


Figure 5-4: Masses et formes des dépôts de glace mesurés pour l'évènement givrant 1.

Pour les trois simulations, les dépôts de glace observés sur le profil sont formés de verglas, une glace translucide de densité élevée de 917 kg/m^3 caractéristique des accumulations en régime humide. Une fraction de la quantité d'eau qui frappe le bord d'attaque du profil, gèle à l'impact, l'autre fraction, ruisselle sur l'intrados et si la vitesse est très importante, elle peut ruisseler sur l'extrados. L'eau qui ruisselle peut geler en totalité ou en partie sur l'intrados et l'extrados. L'eau qui ne gèle pas, s'écoule jusqu'au bord de fuite, une fraction gèle sur le bord de fuite et l'autre fraction

retourne dans l'air. De plus, en raison d'un angle d'attaque élevé, des gouttelettes d'eau frappent en partie l'intrados, augmentant l'eau de ruissellement

Près du moyeu (Figure 5-5 et Figure 5-6), le verglas qui se forme sur le bord d'attaque épouse la forme du profil, pour la position intermédiaire (Figure 5-7 et Figure 5-8), le verglas qui se forme sur le bord d'attaque et sur l'intrados épouse la forme du profil et pour la position près du bout de pale (Figure 5-9 et Figure 5-10), le verglas qui s'accumule sur le bord d'attaque forme une corne et celui qui s'accumule sur l'intrados épouse la forme du profil, tandis que celui présent sur l'extrados forme des ruisselets. Le verglas observé sur l'intrados et l'extrados du profil provient de l'eau de ruissellement qui gèle presque totalement pour la position près du moyeu et partiellement pour les positions intermédiaire et en bout de pale. Pour les positions intermédiaires et en bout de pale, une fraction de l'eau de ruissellement gèle sur le bord fuite. Les quantités d'eau capturée et de verglas accumulée s'accroissent avec l'augmentation de la vitesse angulaire de la pale. La masse de glace est de 48 gr à 11.9 m, de 130 gr à 23.4 m et de 354 gr à 34.8 m. En supposant des conditions similaires d'accrétion, elle est estimée à 540 gr en bout pale (40 m).

Les 6 figures suivantes présentent les photos des profils givrés lors des 3 premières simulations (brouillard givrant 1).



Figure 5-5: Profil givré, conditions de la simulation 1, vue de dessus.

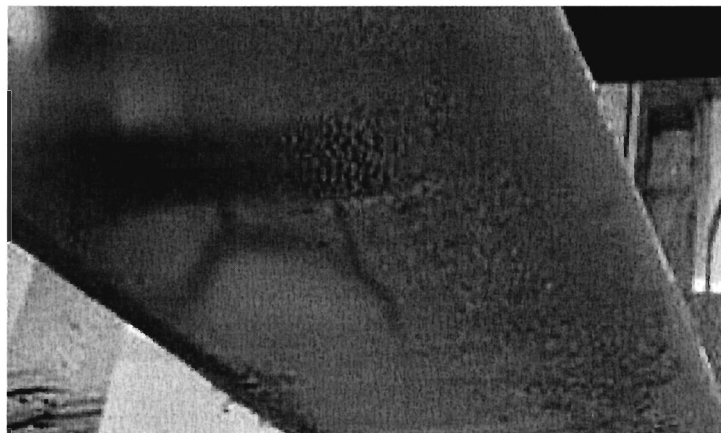


Figure 5-6: Profil givré, conditions de la simulation 1, vue de dessous.

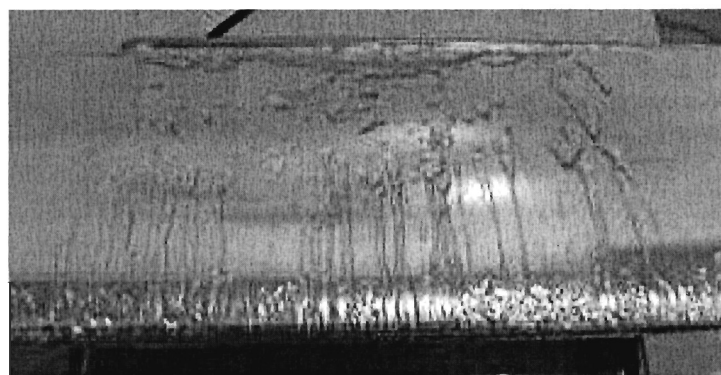


Figure 5-7: Profil givré, conditions de la simulation 2, vue de dessus.

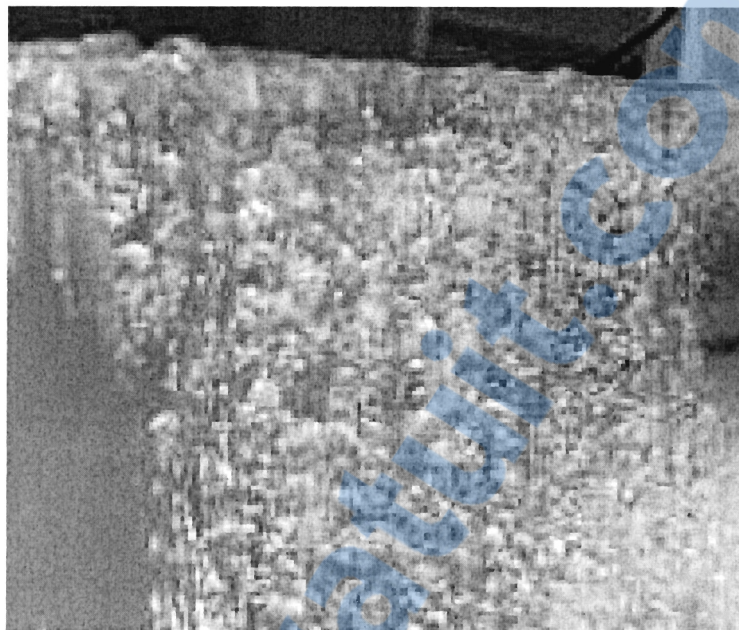


Figure 5-8: Profil givré, conditions de la simulation 2, vue de dessous.



Figure 5-9: Profil givré, conditions de la simulation 3, vue de dessus.



Figure 5-10: Profil givré, conditions de la simulation 3, vue de dessous.

La Figure 5-11 présente la perte de portance et l'augmentation de traînée obtenue en régime humide lors des simulations 1, 2 et 3. Les coefficients de portance et de traînée mesurés aux différentes positions radiales sont présentés dans le Tableau 5-3.

Tableau 5-3 : Coefficients de portance et de traînée mesurés sur profils givrés pour l'évènement 1.

Position radiale (m)	C_L	C_D
11.9	0.697	0.068
23.4	0.685	0.090
34.8	0.553	0.195

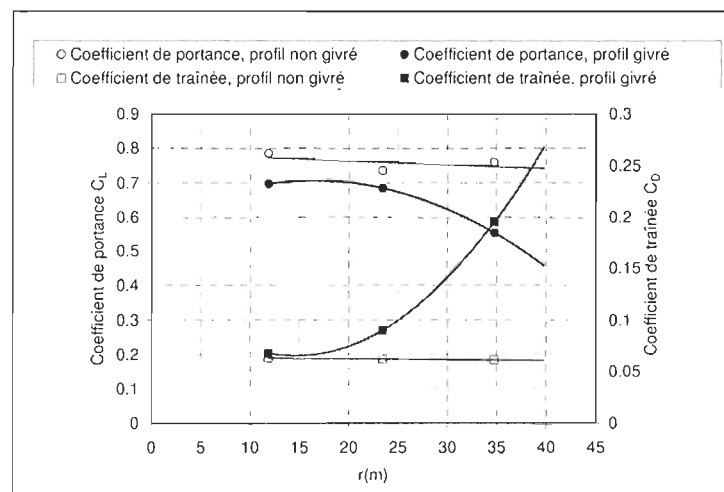


Figure 5-11 : Coefficients de portance et de traînée mesurés pour l'évènement givrant 1.

Le Tableau 5-4 présente les fonctions d'interpolation utilisées pour calculer les coefficients de portance et de traînée sur toute la longueur de la pale.

Tableau 5-4: Interpolation des coefficients de portance et de traînée de l'évènement givrant 1.

Courbe	Interpolation
Coefficient de portance, profil non givré	$C_L(r) = -0.001103 r + 0.785769$
Coefficient de portance, profil givré	$C_L(r) = 0.000013 r^3 - 0.000612 r^2 + 0.010660 r + 0.005329$
Coefficient de traînée, profil non givré	$C_D(r) = -0.000087 r + 0.064040$
Coefficient de traînée, profil givré	$C_D(r) = -0.000464 r^2 - 0.015334 r + 0.580333$

5.5.2 Brouillard givrant 2

Les essais 4, 5 et 6 simulent à trois positions de la pale d'une éolienne Vestas de 1.8 MW les effets du brouillard givrant 2 présenté au Tableau 5-1. Les caractéristiques de l'évènement sont une teneur en eau de 0.242 g/m^3 , une température de -5.7°C , une vitesse de vent de 4.2 m/s et une durée de 4 heures 24 minutes. Pour cette vitesse de vent, la simulation 4 est à 11.8 mètres du moyeu avec un angle d'attaque de 3° , la simulation 5, à 23.3 mètres avec un angle d'attaque de 7° et la simulation 6, à 35 mètres avec un angle d'attaque de 9° .

La Figure 5-12 présente les masses et les formes des dépôts de glace obtenus pour l'évènement givrant 2 lors des simulations 4, 5 et 6. Pour les trois simulations, les dépôts de glace observés sur le profil sont du givre, une glace opaque de plus faible densité que le verglas en raison des bulles d'air qui restent emprisonnées dans la glace, caractéristiques des accumulations en régime sec. La densité est estimée entre 850 et 900 kg/m^3 . Toute la quantité d'eau qui frappe le bord d'attaque et le profil, gèle à l'impact.

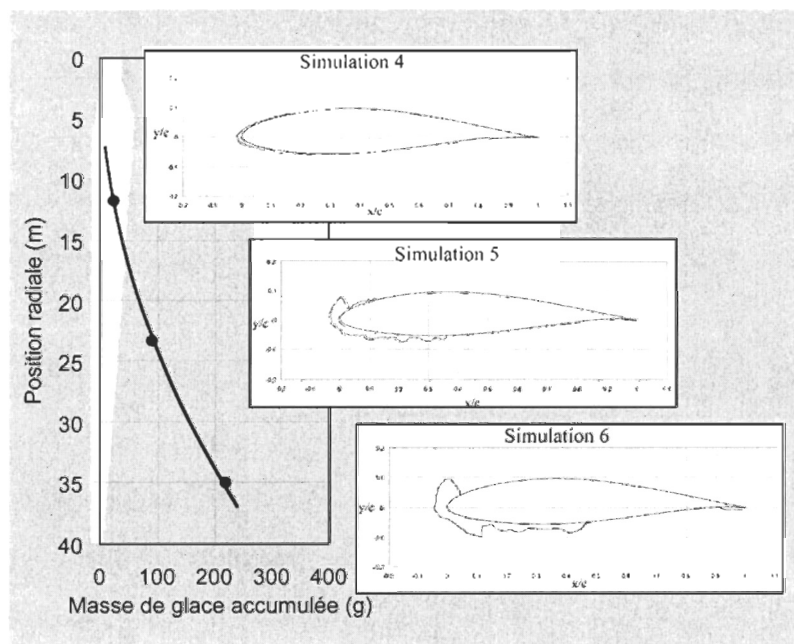


Figure 5-12: Masses et formes des dépôts de glace mesurés pour l'évènement givrant 2.



Près du moyeu (Figure 5-13 et Figure 5-14), le givre qui s'accumule sur le bord d'attaque, l'intrados et l'extrados épouse partiellement la forme du profil et forme de légères protubérances. Pour la position intermédiaire (Figure 5-15 et Figure 5-16) et près du bout de la pale (Figure 5-17 et Figure 5-18) le givre qui s'accumule sur le bord d'attaque forme une double corne, le givre qui s'accumule sur l'extrados et l'intrados épouse partiellement la forme du profil et est formé de protubérances. Le givre observé sur le profil est orienté selon l'angle d'impact des gouttelettes d'eau, créant des zones d'ombre de faible collection favorisant la formation de protubérances. La quantité de givre accumulé s'accroît avec l'augmentation de la vitesse angulaire de la pale en raison de la quantité d'eau capturée qui s'accroît au même rythme, elle est de 24 gr à 11.8 m, de 91 gr à 23.3 m et de 220 gr à 35 m. En supposant des conditions similaires d'accrétion, elle est estimée à 300 gr en bout pale (40 m).

Les 6 figures suivantes présentent les photos des profils givrés lors des 3 dernières simulations (brouillard givrant 2).

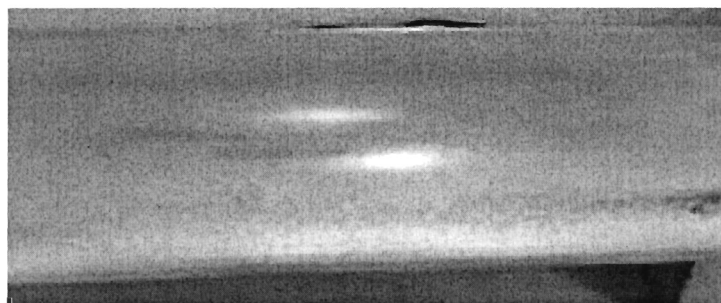


Figure 5-13: Profil givré, conditions de la simulation 4, vue de dessus.

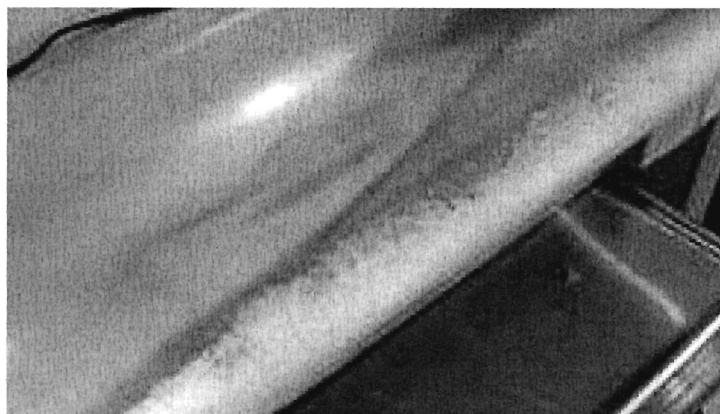


Figure 5-14: Profil givré, conditions de la simulation 4, vue de dessous.

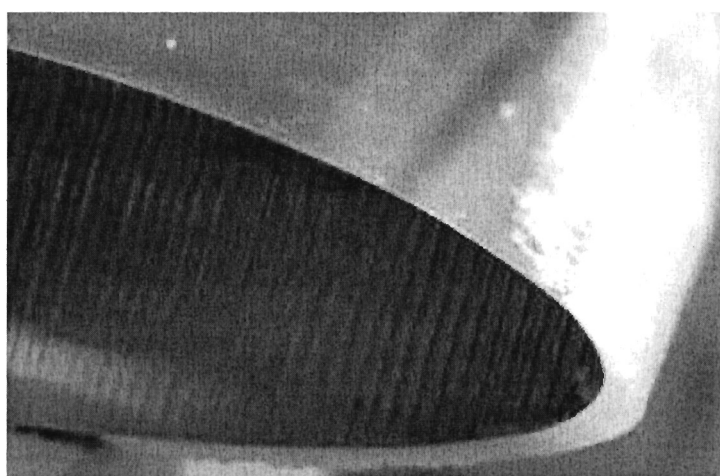


Figure 5-15: Profil givré, conditions de la simulation 5, vue de côté et de dessus.



Figure 5-16: Profil givré, conditions de la simulation 5, vue de dessous.

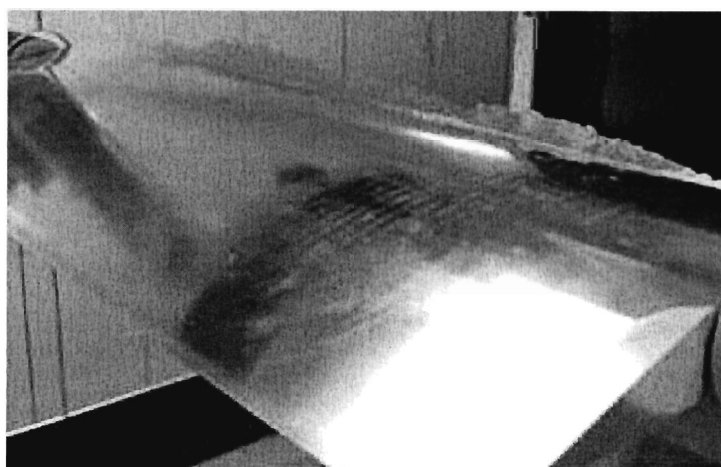


Figure 5-17: Profil givré, conditions de la simulation 6, essai1, vue de l'arrière et de dessus.

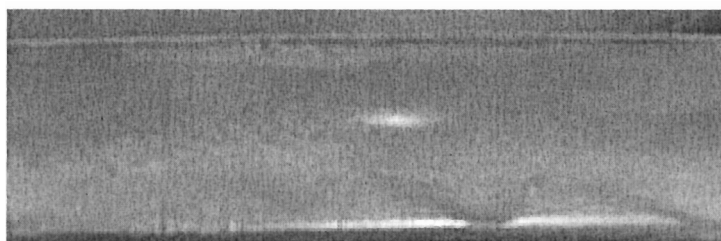


Figure 5-18: Profil givré, conditions de la simulation 6, essai 2, vue de dessous.

La Figure 5-19 présente la perte de portance et l'augmentation de traînée obtenue lors des simulations 4, 5 et 6. Les coefficients de portance et de traînée mesurés aux différentes positions radiales sont présentés dans le Tableau 5-5.

Tableau 5-5 : Coefficients de portance et de traînée mesurés sur profils givrés pour l'évènement 2.

Position radiale (m)	Angle d'attaque (°)	C_L	C_D
11.8	3	0.227	0.033
23.3	7	0.491	0.063
35.0	9	0.506	0.130

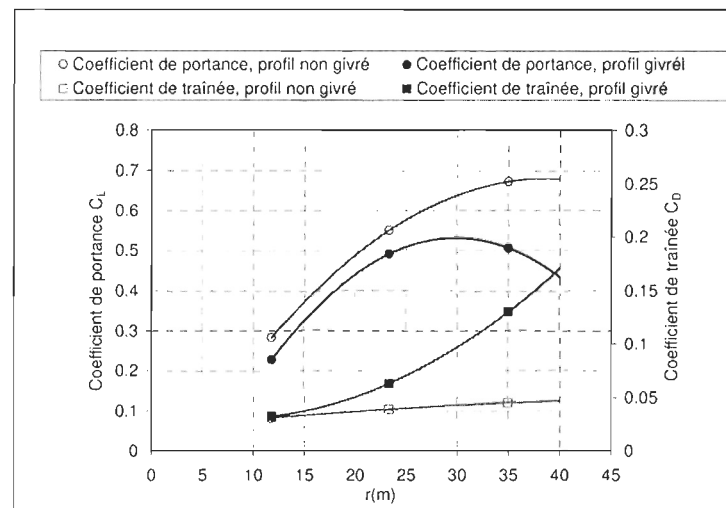


Figure 5-19 : Coefficients de portance et de traînée mesurés pour l'évènement givrant 2.

Le Tableau 5-6 présente les fonctions d'interpolation utilisées pour calculer les coefficients de portance et de traînée sur toute la longueur de la pale.

Tableau 5-6: Interpolation des coefficients de portance et de traînée de l'évènement givrant 2.

Courbe	Interpolation
Coefficient de portance, profil non givré	$C_L(r) = -0.000544 r^2 + 0.042257 r - 0.138963$
Coefficient de portance, profil givré	$C_L(r) = 0.000932 r^2 + 0.055589 r - 0.298185$
Coefficient de traînée, profil non givré	$C_D(r) = 0.000136 r^2 - 0.002160 r + 0.039236$
Coefficient de traînée, profil givré	$C_D(r) = -0.000008 r^2 + 0.000966 r + 0.020701$

5.6 Analyse

5.6.1 Reproductibilité des expériences

Chaque simulation a été réalisée 2 fois. Les valeurs moyennes et les écarts types (en valeur absolue et en pourcentage) sont présentées dans les tableaux 5-7, 5-8 et 5-9. Ces tableaux permettent de confirmer que les mesures de portance et de traînée en régime sec sont plus faciles à réaliser que les mesures en régime humide en raison d'une meilleure reproductibilité.

Tableau 5-7 : Moyennes et écarts types pour les masses de glace mesurées.

Brouillard givrant	Régime humide (Évènement 1)			Régime sec (Évènement 2)		
Position radiale (m)	11.9	23.4	34.8	11.8	23.3	35.0
Masse de glace moyenne (g)	48	130	354	24	91	220
Écart type absolu (g)	0.25	9.25	4.5	1.75	0.25	5.5
Écart type en %	0.52	7.07	1.27	7.36	0.28	2.5

Tableau 5-8 : Moyennes et écarts types pour les coefficients de portance.

Brouillard givrant	Régime humide (Évènement 1)			Régime sec (Évènement 2)		
Position radiale (m)	11.9	23.4	34.8	11.8	23.3	35.0
Coefficient de portance moyen	0.697	0.685	0.553	0.227	0.491	0.226
Écart type absolu	0.021	0.011	0.088	0.004	0.012	0.016
Écart type en %	3.04	1.54	15.9	1.87	2.39	3.2

Tableau 5-9 : Moyennes et écarts types pour les coefficients de traînée.

Brouillard givrant	Régime humide (Évènement 1)			Régime sec (Évènement 2)		
Position radiale (m)	11.9	23.4	34.8	11.8	23.3	35.0
Coefficient de traînée moyen	0.068	0.09	0.195	0.033	0.063	0.13
Écart type absolu	0.01	0.017	0	0.0026	0.0017	0.009
Écart type en %	14.7	18.4	0	7.9	2.8	6.9

5.6.2 Masse de glace accumulée

La Figure 5-20 présente la distribution le long de la pale de la masse de glace accumulée sur la pale de taille réelle. Ces masses de glace ont été calculées en mettant à l'échelle les masses de glace obtenues dans les simulations, c'est-à-dire en les multipliant par le rapport de corde au carré. Plus la position radiale est élevée plus la glace a tendance à s'accumuler facilement sur le profil de pale mais plus la taille du profil diminue. Ainsi, pour les 2 évènements, c'est au milieu de la

pale que la glace s'accumule majoritairement. La masse de glace totale accumulée est de 709 kg soit 11% de la masse initiale de la pale (6500 kg) pour l'évènement 1 et de 434 kg soit 6.7% de la masse initiale de la pale pour l'évènement 2.

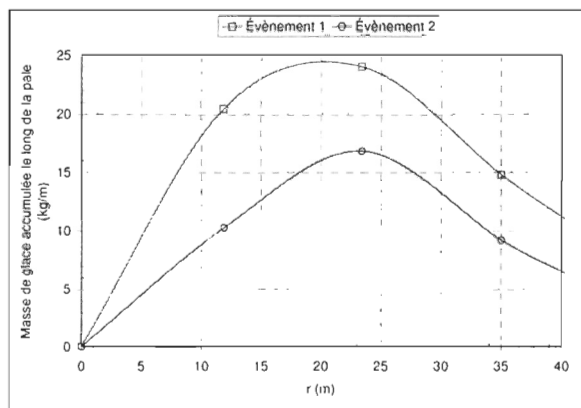


Figure 5-20 : Masse de glace réellement accumulée en fonction de la position radiale r .

5.6.3 Force centrifuge

La Figure 5-21 présente la distribution le long de la pale de la force centrifuge induite par l'accumulation de glace sur la pale de taille réelle. Pour les 2 évènements, cette force supplémentaire augmente linéairement jusqu'à la moitié de la pale pour atteindre une valeur palier de 1400 N/m pour l'évènement 1 et 900 N/m pour l'évènement 2. La force centrifuge supplémentaire totale est de 39500 N pour l'évènement 1 et de 25000 N pour l'évènement 2.

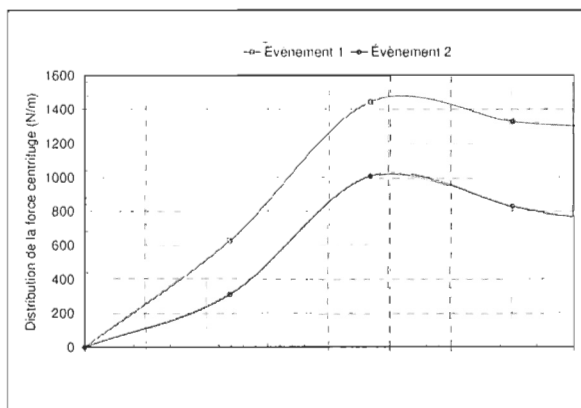


Figure 5-21 : Distribution de la force centrifuge due à l'accumulation de glace sur la pale.

5.6.4 Forces aérodynamiques

L'analyse des courbes de coefficients de portance et de traînée en fonction de la position radiale sur la pale (Figure 5-11 et Figure 5-19) montre que pour les 2 évènements givrants, le coefficient de portance mesuré sur le profil décroît avec l'augmentation de la position radiale tandis que le coefficient de traînée augmente selon une loi de puissance.

Comme le montre la Figure 5-22, la traînée augmente considérablement comparativement à la portance entre le centre de la pale et le bout de la pale ce qui diminue le rapport entre les coefficients de portance et de traînée. La perte de portance due à l'accumulation de verglas (évènement givrant 1) est de 11.2% à 11.9 m, de 6.80% à 23.4 m et de 27.2% à 34.8 m. La traînée augmente de 7.7% à 11.9 m, de 45.7% à 23.4 m et de 220% à 34.8 m. La perte de portance en bout pale (40 mètres) est estimée à 50% et l'accroissement de la traînée à 365%. La perte de portance due à l'accumulation de givre (évènement givrant 2) est de 19.8 % à 11.8 m, de 10.7% à 23.3 m et de 24.8 % à 34.8 m. La traînée augmente de 5.5% à 11.8 m, de 61.3% à 23.3 m et de 190% à 35.0 m. La perte de portance en bout pale (40 mètres) est estimée à 50% et l'accroissement de la traînée à 290%.

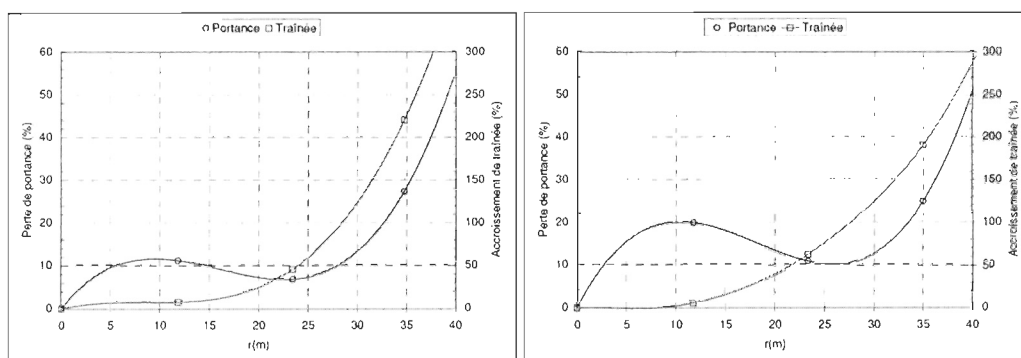


Figure 5-22 : Augmentation de traînée et diminution de portance, évènement givrant 1 (régime humide) à gauche et évènement givrant 2 (régime sec) à droite.

Le nombre de Reynolds des essais expérimentaux est plus faible que celui du modèle de taille réel. Les effets visqueux ont alors plus d'impact dans l'écoulement expérimental que dans

l'écoulement autour de la pale de taille réelle. Les mesures de portances sont alors sous-évaluées et les mesures de traînées surévaluées.

5.6.5 Couple et chargement en flexion

Les coefficients de portance et de traînée mesurés sont utilisés comme entrées dans le modèle du rotor idéalisé afin d'évaluer, pour l'éolienne de taille réelle, l'effet de la glace sur les forces de poussée et de flexion ainsi que sur le couple. La Figure 5-23 présente la décomposition de l'ensemble des efforts aérodynamiques agissant sur un profil de pale quelconque. La force de poussée, notée F_θ , résulte de la combinaison de la force de traînée parallèle à la direction du vent relatif et de la force de portance perpendiculaire à la direction du vent. La force orientée dans la direction de l'axe du rotor, notée F_z et perpendiculaire à F_θ , permet d'estimer la force de flexion à laquelle la pale est soumise.

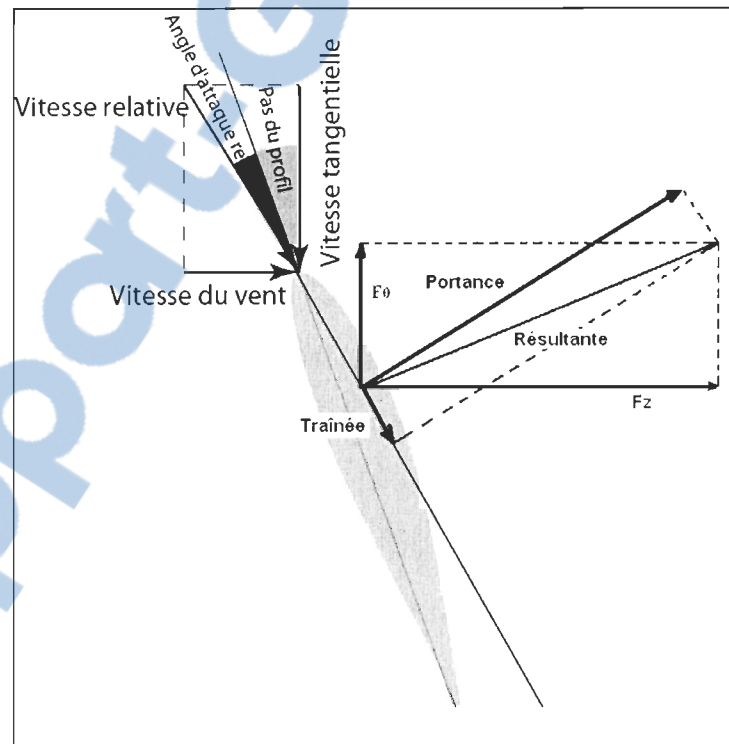


Figure 5-23 : Décomposition des forces agissant sur un profil de pale.

La relation géométrique qui permet d'exprimer F_θ en fonction de la force de portance L , de la force de traînée D , de l'angle d'attaque relatif α et de l'angle de pas du profil φ est :

$$F_\theta = L \sin(\Phi) - D \cos(\Phi) \quad (5-1)$$

Avec : $\Phi = \alpha + \varphi \quad (5-2)$

La relation géométrique qui permet d'exprimer F_z est :

$$F_z = L \cos(\Phi) + D \sin(\Phi) \quad (5-3)$$

Où $\sin(\Phi) = \frac{\text{Vitesse du vent}}{\text{Vitesse relative}} \quad (5-4)$

$$\cos(\Phi) = \frac{\text{Vitesse tangentielle}}{\text{Vitesse relative}} \quad (5-5)$$

$$\text{Vitesse tangentielle} = \omega r(1 + a') \quad (5-6)$$

Où ω est la vitesse de rotation de la pale d'éolienne en rad/s, r la position radiale sur la pale et a' le coefficient d'induction tangentiel supposé très faible ($a' \ll 1$).

$$\text{Vitesse relative} = \sqrt{V_{vent}^2 + r^2 \omega^2} \quad (5-7)$$

La vitesse du vent au niveau du rotor de l'éolienne utilisée dans tous les calculs est de 2/3 de celle à l'infini en supposant un facteur d'induction axial optimal des sections a de 1/3.

$$V_{vent} = (1 - a) \cdot V_{vent \infty} \quad (5-8)$$

Équation de la force de portance :

$$L = \frac{1}{2} \rho C_L (V_{vent}^2 + r^2 \omega^2) (\text{Corde} * b) \quad (5-9)$$

Équation de la force de traînée :

$$D = \frac{1}{2} \rho C_D (V_{vent}^2 + r^2 \omega^2) (\text{Corde} * b) \quad (5-10)$$

Où ρ est la densité de l'air en kg/m³, b la longueur de l'élément de pale, C_L le coefficient de portance et C_D le coefficient de traînée.

En intégrant les équations 4, 5, 6, 7, 9 et 10 à l'équation 1, F_θ peut s'écrire en fonction du coefficient de portance C_L , du coefficient de traînée C_D , de la vitesse tangentielle ωr , de la vitesse du vent corrigée V_{vent} , de la densité de l'air ρ et de la corde du profil :

$$F_\theta = \left(\frac{1}{2} \rho \text{ Corde} \sqrt{V_{vent}^2 + r^2 \omega^2} \right) (C_L V_{vent} - C_D \omega r) b \quad (5-11)$$

Les coefficients de portance $C_L(r)$ et de traînée $C_D(r)$ ont été calculés par interpolation sur toute la longueur de la pale. Ces interpolations sont incluses dans l'équation 10 et permettent de calculer la composante de force dF_θ exercée par l'élément de pale de longueur dr situé à la position radiale r :

$$dF_\theta(r) = \left(\frac{1}{2} \rho \text{ Corde}(r) \sqrt{V_{vent}^2 + r^2 \omega^2} \right) (C_L(r) V_{vent} - C_D(r) \omega r) dr \quad (5-12)$$

De la même façon, la composante de force dF_z exercée par l'élément de pale de longueur dr situé à la position radiale r est :

$$dF_z(r) = \left(\frac{1}{2} \rho \text{ Corde}(r) \sqrt{V_{vent}^2 + r^2 \omega^2} \right) (C_L(r) \omega r + C_D(r) V_{vent}) dr \quad (5-13)$$

Le Tableau 5-10 présente les données utiles au calcul des composantes élémentaires de force dF_θ et dF_z :

Tableau 5-10: Données utiles au calcul des forces par unité de longueur dF_θ et dF_z .

Essai	Position radiale (m)	Vitesse de rotation (rpm)	Vitesse du vent (m/s)	Corde (m)	Température (°C)	Densité air (kg/m³)
1	11.9	15.3	5.87	2.92	-1.4	1.30
2	23.4	15.3	5.87	1.92	-1.4	1.30
3	34.8	15.3	5.87	0.935	-1.4	1.30
4	11.8	15.0	2.80	2.93	-5.7	1.32
5	23.3	15.0	2.80	1.93	-5.7	1.32
6	35.0	15.0	2.80	0.916	-5.7	1.32

La Figure 5-24 présente la distribution le long de la pale de la force par unité de longueur dF_z orientée selon l'axe du rotor et calculée pour les paramètres de l'éolienne Vestas 1.8 MW à partir des coefficients de portance C_L et de traînée C_D interpolés. Cette distribution représente le chargement en flexion sur la pale.

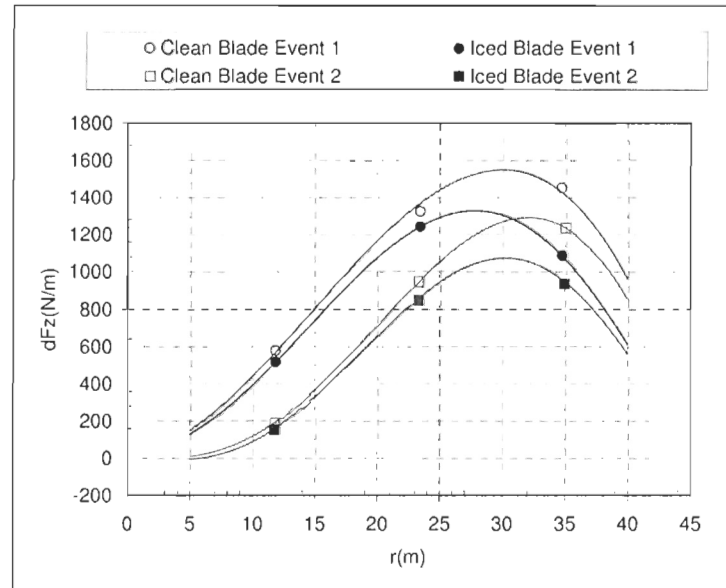


Figure 5-24 : Distribution le long de la pale de la force par unité de longueur dF_z .

La Figure 5-25 présente la distribution le long de la pale de la force par unité de longueur dF_θ calculée selon les paramètres de l'éolienne Vestas 1.8 MW à partir des coefficients de portance C_L et de traînée C_D interpolés.

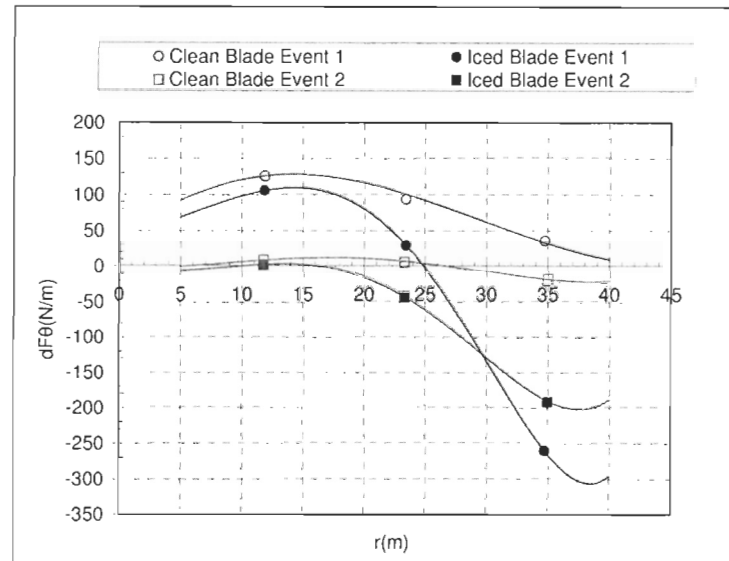


Figure 5-25 : Distribution le long de la pale de la force par unité de longueur dF_{θ} .

La Figure 5-26 présente la distribution le long de la pale du couple par unité de longueur $r*dF_{\theta}$ calculé selon les paramètres de l'éolienne Vestas 1.8 MW à partir des coefficients de portance C_L et de traînée C_D interpolés.

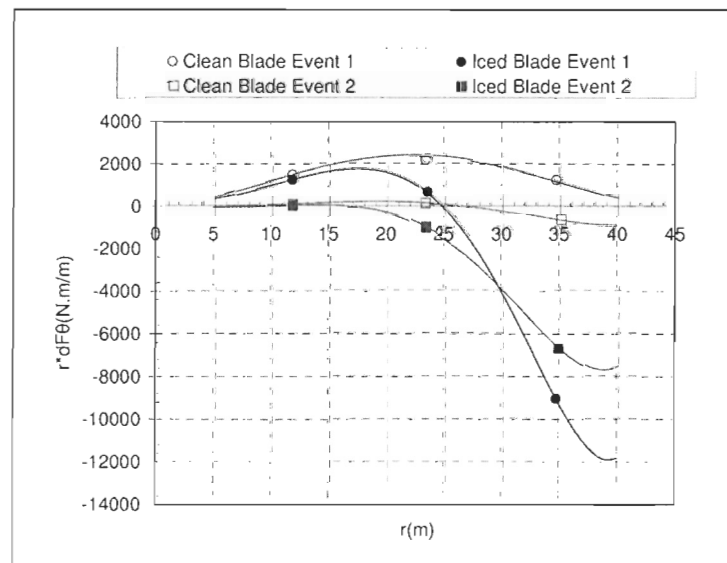


Figure 5-26 : Distribution le long de la pale du couple par unité de longueur $r*dF_{\theta}$.

Lorsque du givre ou du verglas se forme sur la pale, les forces de flexion et de poussée agissant sur la pale diminuent, entraînant une diminution du couple comparativement au cas sans givre. La vitesse de vent de l'évènement de givre n°2 est très proche de la vitesse de démarrage de l'éolienne, c'est pourquoi le couple engendré est si faible même dans le cas sans givre. Pour les 2 conditions de brouillard givrant étudiées, la force de traînée due au givre est trop importante comparativement à la force de portance, le couple engendré $r \cdot dF_\theta$ devient négatif, entraînant l'arrêt de l'éolienne. La diminution du couple se fait surtout ressentir sur la moitié extérieure de la pale. Mettre en place un système de dégivrage uniquement sur la moitié extérieure de la pale permettrait alors à l'éolienne de fonctionner correctement tout en réduisant le coût du dégivrage en équipement et en quantité d'énergie de chauffage.

5.7 Conclusions

Les simulations ont permis d'évaluer expérimentalement l'impact du verglas (évènement givrant 1) et du givre (évènement givrant 2) sur la pale d'une éolienne. Le verglas est obtenu avec une teneur en eau liquide de 0.218 kg/m^3 , une température de -1.4°C et une vitesse de vent de 8.8 m/s . Le givre est obtenu avec une teneur en eau liquide de 0.242 kg/m^3 , une température de -5.7°C et une vitesse de vent de 4.2 m/s . En régime humide (Évènement givrant 1), les angles d'attaque calculés sont de 13° tout le long de la pale. Le verglas se dépose sur le bord d'attaque et sur l'intrados et va s'accumuler par ruissellement sur le bord de fuite pour les positions radiales situées au-delà du milieu de la pale. En régime sec (évènement givrant 2), les angles d'attaques calculés varient de 3° près du moyeu à 9° proche du bout de la pale. Le givre se dépose surtout sur et près du bord d'attaque et aussi sur l'intrados lorsque l'angle d'attaque est supérieur à 7° . Plus la position radiale est élevée plus la glace a tendance à s'accumuler facilement sur le profil de pale mais plus la taille du profil diminue. Ainsi, pour les 2 évènements, c'est au milieu de la pale qu'il y a le plus d'accumulation de glace. Pour les 2 évènements, lorsque du verglas ou du givre se forme sur le profil définissant la pale de l'éolienne, le coefficient de portance diminue et le coefficient de

traînée augmente. La perte de portance est faible sur la première moitié de la pale (de l'ordre de 10%), augmente ensuite (de l'ordre de 25% aux 4/5 de la pale) et est estimée à 50% en bout de pale. Pour les 2 évènements, l'augmentation de traînée, plus importante que la diminution de portance, varie selon une loi de puissance en s'éloignant du moyeu. L'augmentation en bout de pale est de l'ordre de 365% sous conditions verglaçantes (évènement givrant 1) et de 290% sous conditions givrantes (évènement givrant 2). La diminution ou l'augmentation dépendent de la quantité, de la forme et de l'endroit où se dépose la glace. Finalement, le modèle du rotor idéalisé a montré que pour les deux conditions, la diminution de la portance et l'augmentation de la traînée entraînent une diminution des forces de flexion et de poussée résultant en une diminution du couple. La force de traînée due au givre est trop importante comparativement à la force de portance, le couple devient négatif, entraînant l'arrêt de l'éolienne. La diminution du couple se fait surtout ressentir sur la moitié extérieure de la pale. Dégivrer uniquement la moitié extérieure de la pale peut s'avérer un moyen efficace de contrer les effets de l'accumulation de glace sur les pales.

CHAPITRE 6

CONCLUSIONS

Pour cerner totalement le problème du givrage des pales d'éoliennes, de simples mesures expérimentales sur des sites éoliens particuliers ne suffisent pas : d'un lieu à l'autre les conditions météorologiques changent et les éoliennes sont différentes. Une approche analytique par simulations numériques associée à des mesures météorologiques (vitesses de vent, températures, teneurs en eau liquide) sur site est donc indispensable pour évaluer à long terme l'impact du givrage sur le fonctionnement d'une éolienne ou d'un parc éolien.

Un modèle numérique de calcul de l'écoulement d'air autour d'une pale d'éolienne en rotation a été développé. Ce modèle, programmé en Visual Basic, constitue le premier des 4 modules (Écoulement, Trajectoire, Calcul thermodynamique et Géométrie d'accrétion) du logiciel de simulation d'accrétion de glace sur profil aérodynamique adapté à l'éolien en cours de développement au LIMA (Laboratoire International des Matériaux Antigivre) à l'Université du Québec à Chicoutimi. Le modèle numérique d'écoulement s'exécute sur un profil de pale 2D givré ou non givré. L'étude de l'écoulement se divise en deux parties distinctes : calcul de l'écoulement potentiel grâce à la méthode des panneaux de Hess et Smith et calcul de la couche limite visqueuse grâce aux méthodes intégrales de Thwaites et de Head. Pour tenir compte des effets de la viscosité sur l'écoulement potentiel et le corriger, il est possible de coupler ces deux calculs.

Des mesures expérimentales ont ensuite été réalisées dans la soufflerie du LIMA. Des coefficients de portance et de traînée ont été mesurés sur un profil NACA 63415 en aluminium usiné à l'Université du Québec à Rimouski, à l'aide d'une balance aérodynamique conçue et fabriquée au LIMA. Des champs de vitesses ont aussi été mesurés sur ce profil à l'aide d'anémomètres à fil chaud. Des résultats de vitesses tangentielles et d'épaisseurs de couche limite ont été obtenus après analyse des résultats du champs de vitesses à la surface du profil.

Les résultats du modèle numérique, les résultats expérimentaux et les données de la littérature (mesures expérimentales du RISO et simulations numériques sur XFOIL) ont été confrontés pour valider le modèle numérique d'écoulement. Dans le cas de profils non givrés et pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés, au-delà desquels l'influence de la viscosité sur l'écoulement potentiel est négligée ($Re \geq 4.0 \cdot 10^6$: cas concret d'une pale d'éolienne de grande puissance en rotation), le modèle numérique d'écoulement est validé pour des positions situées avant la zone de décrochage et pour des angles d'attaque allant de 0° à 15° . Dans le cas des profils givrés, les résultats de vitesses tangentielles et de paramètres de couche limite sont beaucoup moins précis. Cependant, les résultats de champs de vitesses et de lignes de courant, qui ne sont pas des paramètres de surface, restent cohérents pour des positions très proches du bord d'attaque en avant de la corne formée par le dépôt de givre et pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés ($Re \geq 4.0 \cdot 10^6$) ce qui devrait être suffisant pour déterminer les trajectoires et les points d'impacts des gouttelettes d'eau en surfusion venant frapper le profil. Le profil non givré sert pour l'instant de référence pour calculer, sur profil givré, les coefficients de transfert de chaleur (paramètres de surface) nécessaires au calcul thermodynamique de l'accrétion de glace. Le calcul de couplage écoulement potentiel / couche limite visqueuse est encore à améliorer. Il n'est pas utilisé pour l'instant dans le fonctionnement par défaut du logiciel LIMAlcing2D.

Des simulations de givrage en soufflerie ont été réalisées sur le profil NACA 63415. Les conditions de simulation utilisées proviennent des données météorologiques relevées dans le parc éolien de Murdochville en Gaspésie lors de 2 événements givrants. Les formes et les masses des dépôts de glace accumulés sur le profil ainsi que les pertes de performances aérodynamiques des profils givrés (diminution de la portance et augmentation de la traînée) ont été mesurées. Le givre se dépose principalement sur le bord d'attaque et sur l'intrados du profil. Les formes de glace caractéristiques obtenues ont servi à valider le modèle numérique d'écoulement sur profils givrés. Les pertes de portance et les augmentations de traînée mesurées ont été entrées dans un modèle de rotor idéalisé. Ce modèle fait ressortir que, pour les 2 événements givrants considérés, la force

de traînée induite par le givre est trop importante comparativement à la force de portance, le couple du rotor devient négatif et l'éolienne s'arrête. La diminution du couple se fait surtout ressentir sur la moitié extérieure de la pale. Dégivrer uniquement la moitié extérieure de la pale permet donc à l'éolienne de fonctionner dans de bonnes conditions tout en réduisant les coûts en énergie de dégivrage.

TRAVAUX FUTURS

Le modèle numérique d'écoulement développé dans ce travail de maîtrise constitue le premier module du logiciel de simulation d'accrétion de glace LIMAlcing2D adapté à l'éolien et en cours de développement au LIMA. Les 3 derniers modules ont été réalisés par Guy Fortin, co-directeur du projet. Il reste à améliorer ce module écoulement puis à assembler et synchroniser tous les modules et enfin à valider les résultats du logiciel « complet » de simulation d'accrétion de glace. Les résultats des simulations de givrage en soufflerie sur les profils de pale pourront servir de référence pour la validation du logiciel. Ces mêmes résultats de givrage en soufflerie servent présentement de données de base à un projet de conception d'un système optimisé de dégivrage par éléments chauffant. Le but est de maximiser le rapport des coefficients de portance et de traînée sur la longueur de la pale tout en minimisant la puissance délivrée au système dégivrage.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été supporté financièrement par le Laboratoire International des Matériaux Antigivre de l'Université du Québec à Chicoutimi et par le Groupe éolien de l'université du Québec à Rimouski via une subvention du Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies. Je voudrais remercier, en plus de mes directeurs, monsieur Yasar Kocaefe d'avoir accepté le rôle de correcteur externe de ce mémoire. Je tiens également à remercier Charles Alexandre Drapeau, technicien à l'Université du Québec à Rimouski et spécialiste en usinage numérique, pour la précision et la qualité de fabrication du profil en aluminium. Je salue aussi les 3 techniciens du Laboratoire International des Matériaux Antigivre : monsieur Carol Mercier, monsieur Daniel Mercier et monsieur Martin Truchon pour leur aide dans la conception, la fabrication et la mise en service de tous les appareils de mesures et outils nécessaires à la réalisation des essais en soufflerie. Je termine en remerciant Madame Chantal Pic pour son aide apportée avec le logiciel VU dans la représentation graphique des champs de vitesses mesurés avec les fils chauds.

ANNEXE A

THÉORIE DU DISQUE ACTUEUR

Le rotor de l'éolienne est modélisé par un disque appelé disque actuateur. Il s'agit d'un simple disque qui capte l'énergie cinétique du vent mais qui ne tient pas compte du design particulier de la turbine éolienne. Pour capter de l'énergie, la vitesse du vent v_3 (voir Figure A-1) en aval du disque est nécessairement inférieure à la vitesse v_1 en amont du disque. Il en résulte une perte de quantité de mouvement axiale dans le sillage (en aval du disque). Le débit d'air doit cependant rester constant, le tube de courant doit donc s'élargir après le passage du disque comme le montre la Figure A-1.

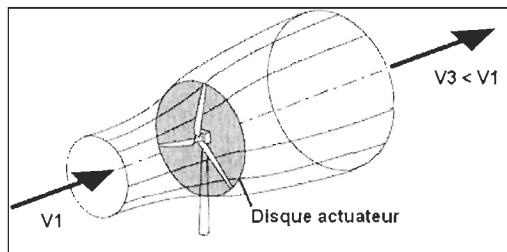


Figure A-1 : Tube de courant et disque actuateur.

La Figure A-2 présente la répartition des vitesses dans le tube de courant. v_1 est la vitesse en amont du disque, v_2 la vitesse au niveau du disque et v_3 la vitesse en aval du disque.

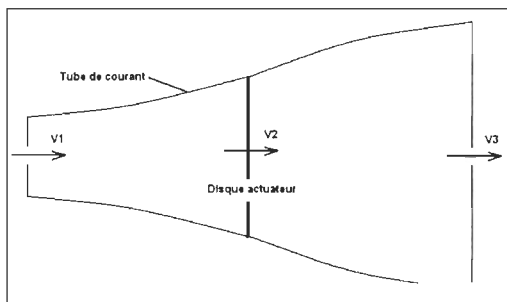


Figure A-2 : Répartition des vitesses dans le tube de courant.



Les vitesses v_1 , v_2 et v_3 s'expriment de la façon suivante :

$$v_1 = V_{\infty} \quad (\text{A-1})$$

$$v_2 = v_1(1 - a) \quad (\text{A-2})$$

$$v_3 = v_1(1 - 2a) \quad (\text{A-3})$$

Où a est le facteur d'induction axiale.

La puissance de vent extraite par le disque actuateur se calcule en considérant la différence d'énergie cinétique en amont et en aval du disque :

$$P = \frac{1}{2} \rho (v_1^2 - v_3^2) A v_2 \quad (\text{A-4})$$

Où A est la surface balayée par le rotor, et ρ la masse volumique de l'air.

Le coefficient de puissance de l'éolienne C_p vaut alors :

$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho v_1^3 A} = \frac{\frac{1}{2} \rho (v_1^2 - v_3^2) A v_2}{\frac{1}{2} \rho v_1^3 A} = 4a(1 - a)^2 \quad (\text{A-5})$$

C_p est maximum pour $a = 1/3$:

$$C_{p \max} = \frac{16}{27} = 0.593 \quad (\text{A-6})$$

$C_{p \max}$ correspond à la limite de Betz et représente la part maximale d'énergie cinétique du vent que l'éolienne peut capter.

ANNEXE B

THÉORIE DU DISQUE ROTOR

Dans cette théorie, la part d'énergie du vent captée dépend également du design particulier de la turbine éolienne. Il s'agit généralement d'un rotor comportant un certain nombre de pales tournant à une vitesse angulaire Ω et dont l'axe de rotation perpendiculaire au plan rotor est horizontal et dans la direction du vent. En tournant, les pales balayent un disque rotor de même géométrie que le disque actuateur vu précédemment et créent une différence de pression en amont et en aval du disque responsable de la perte de quantité de mouvement axiale dans le sillage. D'après le théorème du moment cinétique appliqué sur le rotor, si les pales tournent à vitesse constante, le couple fourni par l'écoulement au rotor est égal en norme mais opposé en sens au couple exercé par le rotor du à la génératrice qui produit de l'énergie électrique. Pour fournir un couple au rotor, l'écoulement est nécessairement dévié dans la direction tangentielle. La variation du moment cinétique de l'écoulement par rapport à l'axe rotor est égale au couple résistant du rotor. L'écoulement, uniquement axial en amont du disque rotor acquiert donc des composantes de vitesses tangentielles au niveau du disque et dans le sillage. Ces composantes tangentielles sont opposées au sens de rotation du rotor. Ainsi, immédiatement en aval du disque rotor, cette composante tangentielle vaut $2\Omega r a'$. Elle vaut $\Omega r a'$ au niveau du disque. a' est le facteur d'induction tangentielle de l'écoulement. Ces composantes de vitesses sont représentées Figure B-1

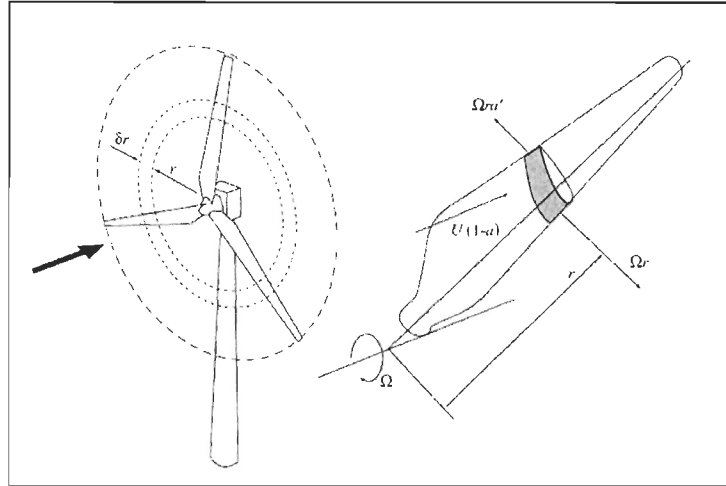


Figure B-1 : Composantes de vitesses tangentielles de l'écoulement.

En considérant un élément du disque rotor représenté par l'anneau de rayon r et d'épaisseur δr , le couple δQ exercé par l'écoulement sur cet anneau est égale à la variation du moment cinétique par rapport à l'axe rotor de l'air passant à travers l'anneau :

Couple = Taux de Variation du Moment Cinétique
 = Débit de l'air à travers l'anneau * Variation de vitesse tangentielle * rayon

$$\delta Q = \rho \delta A_d V_\infty (1-a) 2\Omega a' r^2 \quad (\text{B-1})$$

Où δA_d représente l'air de l'anneau.

Le couple fourni à l'arbre du rotor vaut également δQ . La puissance δP récupérée sur l'arbre vaut alors :

$$\delta P = \delta Q \Omega \quad (\text{B-2})$$

Or, d'après la théorie du disque actuateur, la puissance récupérée à travers l'anneau vaut :

$$\delta P = 2\rho \delta A_d V_\infty^3 a(1-a)^2 \quad (\text{B-3})$$

$$\text{Ainsi} \quad 2\rho \delta A_d V_\infty^3 a(1-a)^2 = \rho \delta A_d V_\infty (1-a) 2\Omega^2 a' r^2 \quad (\text{B-4})$$

$$\text{Et} \quad V_\infty^2 a(1-a) = \Omega^2 a' r^2 \quad (\text{B-5})$$

Le rapport des vitesses locales $\lambda_r = \Omega r / V_\infty$ et le rapport des vitesses en bout de pale $\lambda = \Omega R / V_\infty$ permettent de relier les valeurs de a et a' :

$$a(1-a) = \lambda_r^2 a' \quad (\text{B-6})$$

L'aire de l'anneau vaut : $\delta A_d = 2\pi r \delta r$, la fraction de puissance fournie à l'arbre rotor peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\delta P = \left(\frac{1}{2} \rho V_\infty^3 2\pi r \delta r \right) 4a'(1-a)\lambda_r^2 \quad (\text{B-7})$$

Le facteur entre parenthèses représente l'énergie disponible dans l'air qui traverse la section de l'anneau. Le facteur de droite représente quant à lui l'efficacité avec laquelle l'élément de pale capture de l'énergie :

$$\eta_r = 4a'(1-a)\lambda_r^2 \quad (\text{B-8})$$

Le coefficient de puissance C_p s'écrit :

$$\frac{d}{dr} C_p = \frac{4\pi\rho V_\infty^3 (1-a)a'\lambda_r^2 r}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^3 \pi R^2} = \frac{8(1-a)a'\lambda_r^2 r}{R^2} \quad (\text{B-9})$$

Le rapport de rayons $\mu = r / R$ permet d'écrire :

$$\frac{d}{d\mu} C_p = 8(1-a)a'\lambda^2 \mu^3 \quad (\text{B-10})$$

Connaissant les valeurs de a et a' en fonction de la position radiale r , La puissance totale fournie par le rotor P et le coefficient de puissance global C_p peuvent être calculés en intégrant les équations B-7 et B-9 sur l'ensemble des positions radiales.

Les valeurs de a et a' théoriques qui optimisent la puissance captée par le rotor sont déterminées en maximisant l'expression $\eta_r = 4a'(1-a)\lambda_r^2$.

Les valeurs de a et a' sont liées : $a(1-a) = \lambda_r^2 a'$. Ceci permet d'écrire :

$$\frac{d\mu_r}{da} = \frac{d}{da} (4a(1-a)^2) = 12a^2 - 16a + 4 = 0 \quad (\text{B-11})$$

Les valeurs de a et a' qui optimisent le coefficient de puissance C_p sont donc :

$$a = \frac{1}{3} \text{ ct } a' = \frac{a(1-a)}{\lambda^2 \mu^2} \quad (\text{B-12})$$

Le coefficient d'induction axial optimal est le même que celui obtenu par la théorie du disque actuateur où les déviations tangentielles de l'écoulement ne sont pas prises en considération. Il est constant sur tout le disque. Le coefficient d'induction tangentiel optimal varie par contre selon la position radiale.

À partir de ces valeurs de a et a' optimisés, le coefficient de puissance maximal issu de la théorie du disque rotor se calcule de la façon suivante :

$$C_{p_{\max}} = \int_0^1 8(1-a) \left(\frac{a(1-a)}{\lambda^2 \mu^2} \right) \lambda^2 \mu^3 d\mu = 4a(1-a)^2 = \frac{16}{27} \quad (\text{B-13})$$

La valeur est la même que dans la théorie du disque actuateur dans laquelle les composantes de vitesses tangentielles n'avaient pas été prises en considération.

ANNEXE C

MISE EN SERVICE DE LA BALANCE AÉRODYNAMIQUE

C.1 Introduction

La balance aérodynamique permet la mesure de 3 efforts distincts : la force de portance, la force de traînée et le moment de tangage. Avant d'utiliser cette balance sur le profil NACA63415, un étalonnage est nécessaire. Une étude mécanique fera le lien entre les différentes valeurs mesurées par les cellules de force et leur signification réelle. Ensuite différents tests seront réalisés pour valider le fonctionnement de la balance.

C.2 Description de la balance

La balance est constituée de 2 fois 2 bras en aluminium reliés par un roulement. Une cellule de force est positionnée à l'extrémité de chaque bras. Le bras horizontal est relié au châssis par un autre roulement.

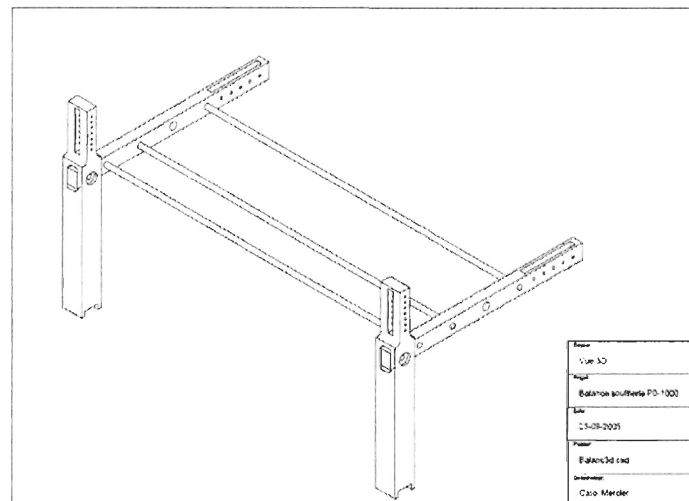


Figure C-1: Vue 3D de la structure de la balance aérodynamique.

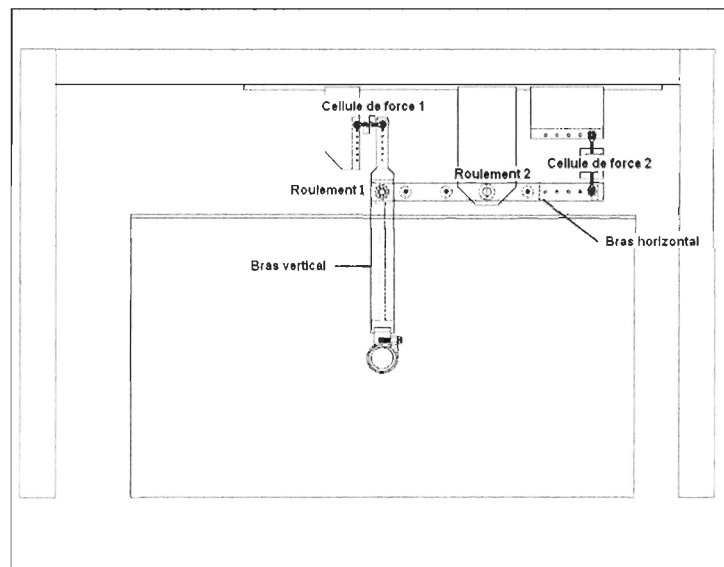


Figure C-2: Vue de profil de la balance et du châssis sur lequel elle est fixée.

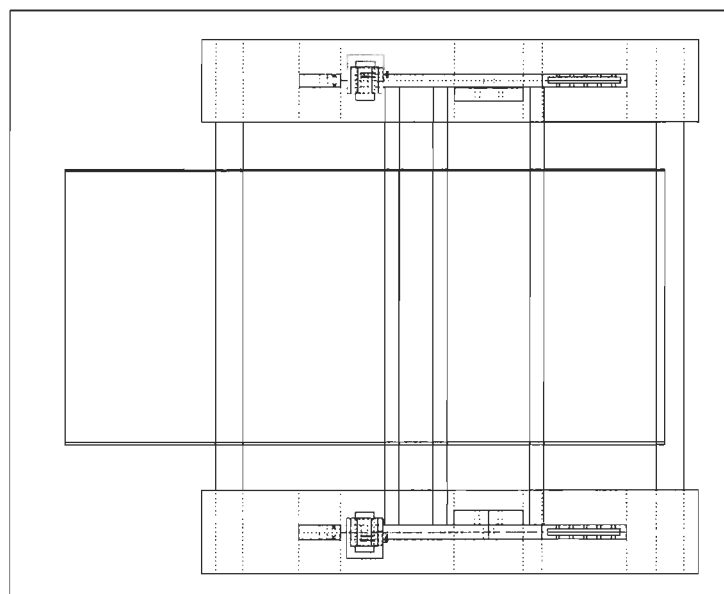


Figure C-3: Vue de dessus de la balance et du châssis sur lequel elle est fixée.

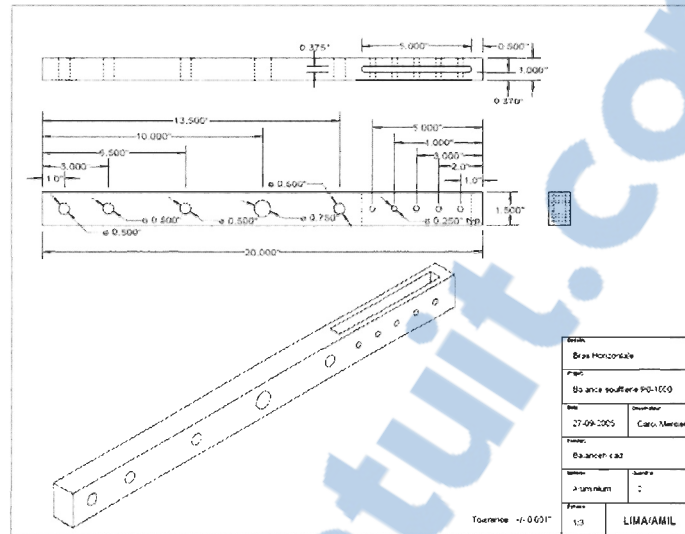


Figure C-4: Plans détaillés du bras horizontal.

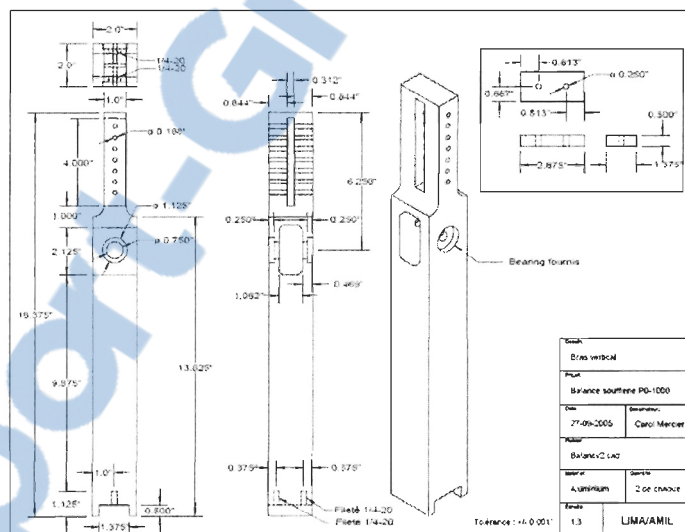


Figure C-5: Plans détaillés du bras vertical.

C.3 Étude mécanique

C.3.1 Bras vertical

Pour tenir compte des symétries de la balance, seule une « demi balance » est considérée. Dans un premier temps, le système mécanique étudié est uniquement composé du bras vertical. La Figure C-6 présente l'ensemble des efforts extérieurs appliqués sur le bras vertical.

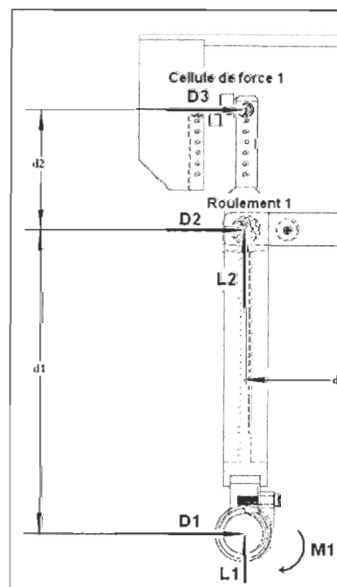


Figure C-6: Bilan des forces et moments extérieurs sur le bras vertical

C.3.1.1 Remarques

- Le bras vertical est lié au profil par une liaison encastrement. Le profil exerce donc une force horizontale, une force verticale et un moment de tangage sur le système.
- Le bras vertical est lié au bras horizontal par un roulement (roulement 1), le bras horizontal n'exerce donc aucun moment sur le système mais uniquement une force horizontale et une force verticale.
- Le bras vertical est lié à la cellule de force 1 par une liaison rotule. La cellule de force 1 exerce donc une force uniquement horizontale sur le système.

C.3.1.2 Mise en équation

- $D1$, $L1$ et $M1$ sont respectivement la force de traînée, la force de portance et le moment de tangage exercés par le profil maintenu dans les mains de la balance sur le système.
- $D3$ est la force horizontale exercée par la cellule de force 1 sur le système.
- $D2$ et $L2$ sont respectivement la force horizontale et la force verticale exercées par le bras horizontal sur le système.

Le système est en équilibre :

Horizontalement :

$$D1 + D2 + D3 = 0 \quad (C-1)$$

Verticalement :

$$L1 + L2 = 0 \quad (C-2)$$

Bilan des moments au point 1 (main de la balance) :

$$M1 + d1 * D2 + (d1 + d2) * D3 = 0 \quad (C-3)$$

C.3.2 Bras vertical

Le système mécanique étudié est maintenant uniquement composé du bras horizontal. La Figure C-7 présente l'ensemble des efforts extérieurs appliqués sur le bras horizontal.

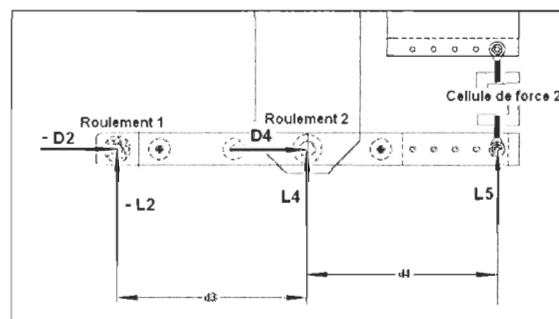


Figure C-7: Bilan des forces et moments extérieurs sur le bras horizontal

C.3.2.1 Remarques



- Le bras horizontal est lié au bras vertical par un roulement (roulement 1), le bras vertical n'exerce donc aucun moment sur le système mais uniquement une force horizontale et une force verticale.
- Le bras horizontal est lié au châssis par un roulement (roulement 2), le châssis exerce donc uniquement une force horizontale et une force verticale sur le système.
- Le bras horizontal est lié à la cellule de force 2 par une liaison rotule. La cellule de force 2 exerce donc une force uniquement verticale sur le système.

C.3.2.2 Mise en équation

- $D4$ et $L4$ sont respectivement la force horizontale et la force verticale exercées par l'extérieur (châssis) sur le système.
- $L5$ est la force verticale exercée par la cellule de force sur le système.
- $-D2$ et $-L2$ sont respectivement la force horizontale et la force verticale exercées par le bras vertical sur le système.

Le système est en équilibre :

Horizontalement :

$$-D2 + D4 = 0 \quad (C-4)$$

Verticalement :

$$-L2 + L4 + L5 = 0 \quad (C-5)$$

Bilan des moments au point 2 (roulement 1):

$$-L4 * d3 - L5 * (d3 + d4) = 0 \quad (C-6)$$

C.3.3 Bilan

Les valeurs à déterminer sont $D1$ et $L1$. Les valeurs connues (mesurées) sont $D3$, $L3$, $D5$, $L5$ et $M1$. Il faut donc éliminer $D2$, $L2$, $D4$ et $L4$ de toutes les équations précédentes :

La combinaison de (C-1) et (C-3) donne :

$$D1 = \frac{d2 * D3}{d1} + \frac{M1}{d1} \quad (C-7)$$

La combinaison de (C-2) et (C-5) donne :

$$L1 + L4 + L5 = 0 \quad (C-8)$$

La combinaison de (C-6) et (C-8) donne :

$$L1 = \frac{d4}{d3} L5 \quad (C-9)$$

$L5$ est la force verticale enregistrée par la cellule de portance (Cellule 2). $D3$ est la force horizontale enregistrée par la cellule de traînée (Cellule 1). $M1$ est le moment de tangage exercé par l'objet maintenu dans les mains de la balance mesuré directement par un couple mètre.

La force de portance $L1$ n'a pas d'influence sur la force $D3$ enregistrée par la cellule de traînée (Cellule1). La force de traînée $D1$ n'a pas d'influence sur la force $L5$ enregistrée par la cellule de portance (Cellule 2). Les valeurs des forces de portances et de traînée $L1$ et $D1$ peuvent donc être obtenues indépendamment l'une de l'autre.

La force de portance $L1$ est directement proportionnelle à la force $L5$ enregistrée par la cellule de portance (Cellule 2). Le moment de tangage n'a aucune influence sur la mesure de portance.

La force de traînée $D1$ dépend de la force $D3$ enregistrée par la cellule de traînée (cellule 2) mais également du moment de tangage $M1$ mesuré par le couple mètre.

C.4 Étalonnage des cellules de force

Lors des tests de mesure de portance ou de traînée, la balance aérodynamique n'est pas la seule à fonctionner. Un anémomètre à fil chaud et un tube de Pitot permettent de contrôler la vitesse de soufflerie à l'entrée de la zone d'essai et au dessus du profil (ou cylindre) maintenu dans la balance. Un actuateur et un potentiomètre permettent de régler la position de l'angle d'attaque

des profils. Tous ces matériels doivent être testés en même temps pour valider le fonctionnement de la balance aérodynamique. L'étalonnage des cellules de force de la balance est la première étape à réaliser. D'autres tests de mesure de portance et de traînée suivent pour valider définitivement le fonctionnement de la balance. L'étude mécanique précédente montre que les mesures des forces de portance et de traînée peuvent être obtenues indépendamment l'une de l'autre. Augmenter la force de traînée n'influence pas la mesure de la force de portance et réciproquement. Le premier étalonnage est donc réalisé en appliquant différentes charges connues sur la balance dans une seule direction (verticale ou horizontale). Le rapport linéaire qui existe entre ces charges et les valeurs de charges indiquées par la cellule de force est alors obtenue ainsi que la mise à zéro. L'étalonnage vertical de la cellule 2 (cellule de portance) est réalisé directement avec des masses connues. Pour l'étalonnage horizontal de la cellule 1 (cellule de traînée), une poulie est utilisée pour transformer la force verticale des masses en une force horizontale.

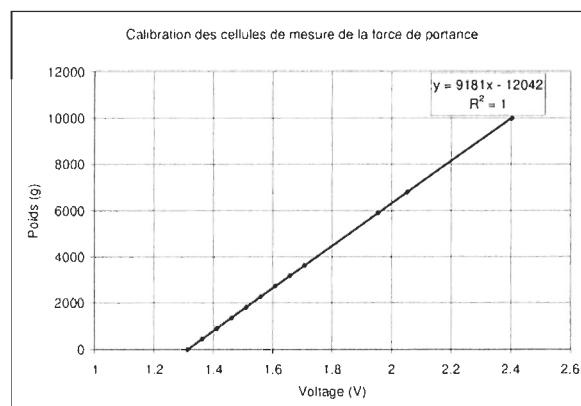


Figure C-8 : Courbe d'étalonnage des cellules de mesure de la force de portance.

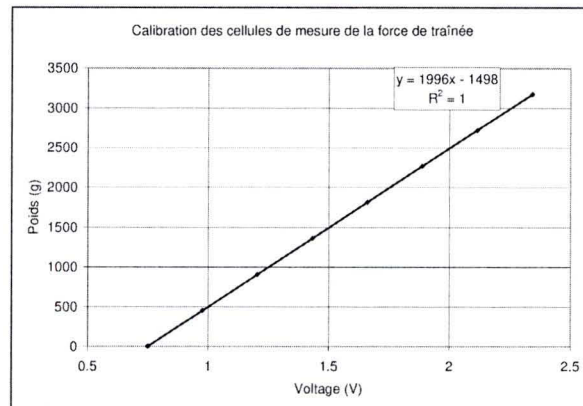


Figure C-9 : Courbe d'étalonnage des cellules de mesure de la force de traînée.

C.5 Mesure de forces de portance et de traînée sur profil NACA 0012

Des mesures sur profils aérodynamiques de référence sont nécessaires pour valider définitivement le fonctionnement de la balance et permettre ensuite des mesures de portances et de traînées sur des profils inconnus ou des profils givrés. Le profil utilisé est un NACA 0012. C'est un profil symétrique de référence. Beaucoup de données sont disponibles dans la littérature ([24] et [36]). Il a été fabriqué en aluminium extrudé, a une corde de 69.7 mm et une longueur de 460 mm. Plusieurs essais ont été effectués. Ils sont comparés aux données théoriques fournies par I.Paraschivoiu [24].

C.5.1 Résultats

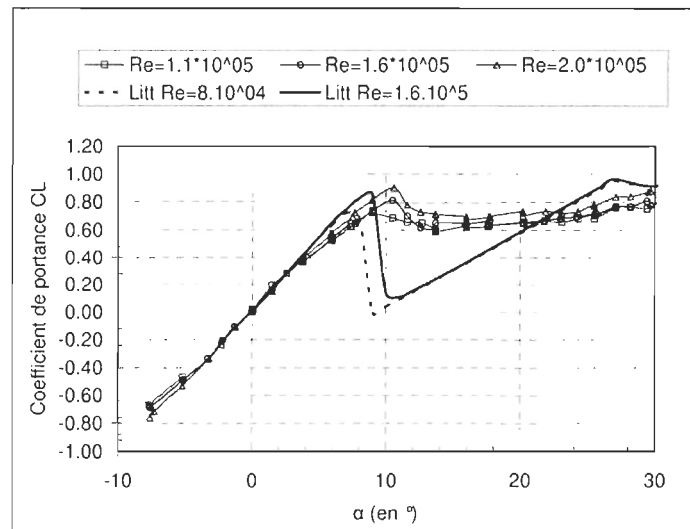


Figure C-10 : Coefficients de portance sur profil NACA 0012 à différents nombres de Reynolds.

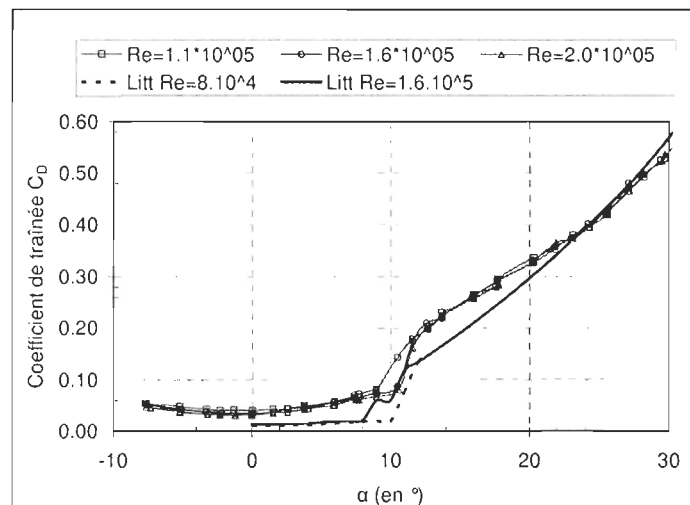


Figure C-11 : Coefficients de traînée sur profil NACA 0012 à différents nombres de Reynolds.

C.5.2 Analyse

C.5.2.1 Mesures de portances :

Les pentes des courbes expérimentales avant décrochage sont identiques et correspondent bien aux pentes théoriques

Augmenter le nombre de Reynolds augmente un peu la pente de la courbe et la limite de décrochage. Ceci confirme ce que dit la théorie.

Les mesures après décrochage sont faussées car la section d'essai, trop petite perturbe l'écoulement turbulent du sillage.

C.5.2.2 Mesures de traînées :

Les coupures au décrochage sont semblables pour les courbes mesurées et théoriques.

Les courbes expérimentales sont décalées vers le haut (Offset positif).

Les pentes des courbes avant décrochage sont un peu trop élevées.

C.5.2.3 Problèmes rencontrés

Pour tous les essais, la vitesse a du être mesurée au dessus du profil avec l'anémomètre à fil chaud (au niveau de l'axe d'attache et à 10 cm en dessous du haut de la zone d'essai). Cette vitesse est contrôlée en jouant sur la fréquence du moteur de soufflerie pour être maintenue constante tout au long de l'expérience. Sans ce contrôle de vitesse, il était impossible de maintenir un nombre de Reynolds constant au fur et à mesure de l'augmentation de l'angle d'attaque.

Un potentiomètre a du être ajouté à l'actuateur pour lire la valeur réelle de l'angle d'attaque. L'actuateur seul est précis à $\pm 2^\circ$. L'angle réel reste par exemple 2° lorsque l'actuateur passe de 2° à 3° . Ceci faisait apparaître des paliers sur les courbes enregistrées.

ANNEXE D

MODÉLISATION DU ROTOR DE L'ÉOLIENNE VESTAS V80 1.8MW

Cette annexe présente un modèle idéalisé du rotor de l'éolienne Vestas V80 1.8MW. Certaines caractéristiques de l'éolienne n'étant pas disponibles, certaines approximations, concernant notamment la géométrie du rotor, ont été effectuées.

D.1 Données techniques disponibles

Le Tableau D-1 présente les données techniques de l'éolienne Vestas V80 [51] utilisées pour modéliser le rotor. Ces données sont indispensables au calcul des angles d'attaques et vitesses relatives au niveau des profils de pale.

Tableau D-1 : Données techniques de l'éolienne Vestas V80 1.8MW.

Vitesse de rotation en fonctionnement nominal :	16 tours/min
Diamètre du rotor :	80 m
Corde de la pale :	Varie de 3.52m (moyeu) à 0.48m (Bout de pale)
Vrillage de la pale :	Varie de 13° (moyeu) à 0° (bout de pale)
Angle de calage :	Ajustable de +10° à +20°
Vitesse de vent minimale pour démarrage :	4 m/s
Vitesse du vent en fonctionnement nominal	16 m/s
Vitesse de coupure (arrêt de l'éolienne) :	25 m/s

La vitesse de rotation de l'éolienne varie en fonction de la vitesse du vent (Figure D-1)

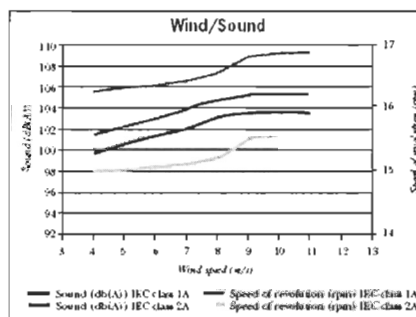


Figure D-1: Vitesse de rotation en fonction de la vitesse du vent, Vestas V80.

L'angle de calage initial de la pale est de 10° et, lorsque le vent atteint une vitesse nominale, l'angle augmente avec la vitesse du vent (Figure D-2).

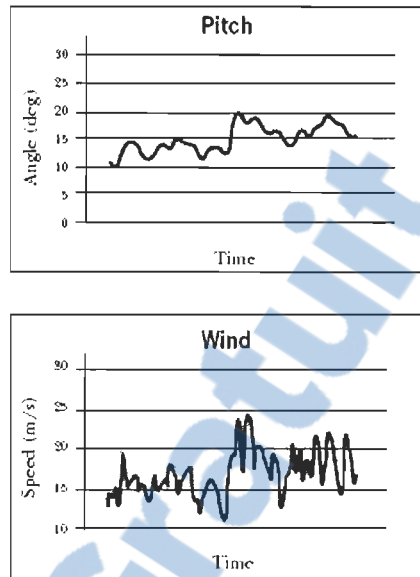


Figure D-2: Angle de calage de la pale en fonction de la vitesse du vent, Vestas V80.

D.2 Modélisation de la géométrie de la pale

D.2.1 Profil

La pale de l'éolienne Vestas V80 se compose d'un profil aérodynamique NACA 63 XXX entre le bout de la pale et le centre de la pale et d'un profil aérodynamique FFA W3 XXX entre le centre de la pale et le moyeu. Le profil exact composant la pale étant inconnu, un profil aérodynamique NACA 63 415 est choisi. Ce profil est souvent utilisé pour la fabrication de pales d'éoliennes et plusieurs données sont disponibles dans la littérature ([36], [37] et [38]).

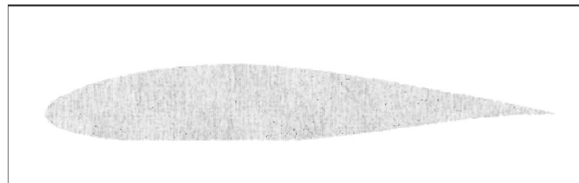


Figure D-3: Profil NACA 63-415.

D.2.2 Corde

La corde des profils le long de la pale varie entre 0.48 m (bout de la pale) et 3.52 m (base de la pale) sur une longueur approximative de 35 mètres (Figure D-4). Cette variation est supposée linéaire.

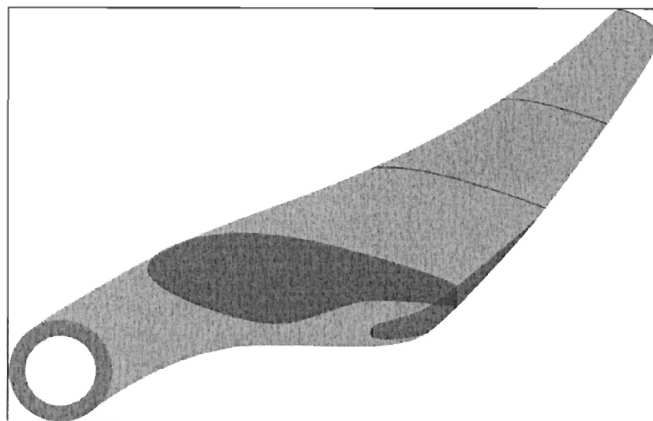


Figure D-4: Schéma de la pale V80.

D.2.3 Angles et vitesses relatives

Le calcul des angles de vrillage, des angles d'attaque et des vitesses relatives se fait de la même façon qu'au CHAPITRE 2 section 2.2. Les angles d'attaque et les vitesses relatives sont donc calculés à partir de la vitesse du vent et de la vitesse tangentielle de la pale.

La vitesse de vent relatif V_{rel} est :

$$V_{rel} = \sqrt{V_{vent}^2 + V_{tang}^2} \quad (D-1)$$

et l'angle d'attaque relatif α est :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{V_{vent}}{V_{tang}}\right) - \varphi \quad (D-2)$$

φ est l'angle de pas du profil, il correspond à l'angle de calage de la pale au niveau du moyeu auquel on ajoute l'angle de vrillage à la position radiale choisie.

La vitesse de vent V_{vent} au niveau de l'éolienne est obtenue à partir de la théorie du disque actuateur (voir Annexe A) :

$$V_{vent} = V_{\infty}(1 - a) \quad (D-3)$$

et la vitesse tangentielle V_{tang} de la pale est obtenue à partir de la théorie disque rotor (voir Annexe B).

$$V_{tang} = \omega r(1 + a') \quad (D-4)$$

Le facteur d'induction axial a est supposé égal à $1/3$. Cette valeur optimise le coefficient de puissance C_p de l'éolienne d'après la théorie du disque actuateur. Contrairement au modèle numérique, le facteur d'induction tangentiel a' est défini plus simplement pour les simulations en soufflerie : il est supposé très faible ($a' \ll 1$). Cette approximation est justifiée pour les profils situés à une position radiale $\frac{r}{R}$ supérieure à $\frac{1}{3}$ comme le montre la comparaison des tableaux 9 et 10.

Les valeurs précises du vrillage de la pale V80 ne sont pas disponibles dans la documentation Vestas. Les angles de vrillage ont donc été calculés pour qu'en fonctionnement nominal, l'angle d'attaque relatif soit de 12° (angle idéal) sur toute la longueur de la pale. Les valeurs des angles de vrillage sont répertoriées Tableau D-3.

Tableau D-2 : Conditions de calcul des angles de vrillage.

Vitesse du vent à l'infini (m/s)	8
Vitesse du vent (m/s)	5.33
Vitesse de rotation (rad/s)	1.60
Angle de calage (degrés)	10

Tableau D-3 : Calcul des angles de vrillage (sans a').

Position radiale (m)	Vitesse tangentielle (m/s)	Vitesse relative (m/s)	Angle d'attaque relatif (degré)	Angle de vrillage (degré)
5	8.01	9.62	12	11.7
10	16.0	16.9	12	-3.59
15	24.0	24.6	12	-9.49
20	32.0	32.5	12	-12.6
25	40.1	40.4	12	-14.4
30	48.1	48.4	12	-15.7
35	56.1	56.3	12	-16.6
40	64.1	64.3	12	-17.3

Tableau D-4: Calcul des angles de vrillage (avec a').

Position radiale (m)	a'	Vitesse tangentiel le (m/s)	Vitesse relative (m/s)	Angle d'attaque relatif (degré)	Angle de vrillage (degré)
5	0.098	8.80	10.3	12	9.22
10	0.025	16.4	17.3	12	-4.00
15	0.011	24.3	24.9	12	-9.62
20	0.006	32.2	32.7	12	-12.6
25	0.004	40.2	40.6	12	-14.4
30	0.003	48.2	48.5	12	-15.7
35	0.002	56.2	56.4	12	-16.6
40	0.002	64.2	64.4	12	-17.3

Les angles de vrillage calculés varient de 3 à 17° au lieu de 0 à 13° comme indiqué dans les données techniques du Tableau D-1. L'ordre de grandeur est conservé ce qui justifie la cohérence du modèle.

Pour choisir les paramètres d'expérimentation ou les paramètres d'entrée du modèle numérique, il est intéressant d'évaluer les vitesses relatives et les angles d'attaque sur toute la longueur de la pale. Ces résultats sont répertoriés dans le Tableau D-5 ci-dessous. Dans ce tableau, les angles de calage, qui dépendent de la stratégie de contrôle utilisée, ont été obtenus à partir de la Figure D-2 qui donne un relevé temporel réel de la valeur de l'angle de calage en fonction de la vitesse du vent.

Tableau D-5 : Angles d'attaque et nombres de Reynolds caractéristiques, éolienne Vestas 1.8MW.

Entrées					Valeurs calculées						
Vitesse du vent à l'infini (m/s)	Position du profil : Rayon (m)	Vitesse de rotation (tr/min)	Angle de calage (degrés)	Angle de vrillage (degré)	Vitesse du vent (m/s)	Vitesse de rotation (rad/s)	Vitesse tangentielle (m/s)	corde (m)	Vitesse relative (m/s)	Angle d'attaque relatif (degré)	Nombre de Reynolds
5	5	15	10	0	3.333	1.570796327	7.9	3.52	8.5	12.99	2.31E+06
5	10	15	10	-3.59	3.333	1.570796327	15.7	3.08571429	16.1	5.57	3.81E+06
5	15	15	10	-9.49	3.333	1.570796327	23.6	2.65142857	23.8	7.54	4.85E+06
5	20	15	10	-12.55	3.333	1.570796327	31.4	2.21714286	31.6	8.61	5.39E+06
5	25	15	10	-14.42	3.333	1.570796327	39.3	1.78285714	39.4	9.27	5.40E+06
5	30	15	10	-15.67	3.333	1.570796327	47.1	1.34857143	47.2	9.71	4.90E+06
5	35	15	10	-16.57	3.333	1.570796327	55.0	0.91428571	55.1	10.04	3.87E+06
5	40	15	10	-17.24	3.333	1.570796327	62.8	0.48	62.9	10.28	2.22E+06
10	5	15.3	12	0	6.666	1.602212253	8.0	3.52	10.4	27.76	2.62E+06
10	10	15.3	12	-3.59	6.666	1.602212253	16.0	3.08571429	17.4	14.18	4.12E+06
10	15	15.3	12	-9.49	6.666	1.602212253	24.0	2.65142857	24.9	12.99	5.09E+06
10	20	15.3	12	-12.55	6.666	1.602212253	32.0	2.21714286	32.7	12.30	5.58E+06
10	25	15.3	12	-14.42	6.666	1.602212253	40.1	1.78285714	40.6	11.86	5.57E+06
10	30	15.3	12	-15.67	6.666	1.602212253	48.1	1.34857143	48.5	11.56	5.03E+06
10	35	15.3	12	-16.57	6.666	1.602212253	56.1	0.91428571	56.5	11.35	3.97E+06
10	40	15.3	12	-17.24	6.666	1.602212253	64.1	0.48	64.4	11.18	2.38E+06
15	5	15.6	15	0	9.999	1.63362818	8.2	3.52	12.9	35.75	3.50E+06
15	10	15.6	15	-3.59	9.999	1.63362818	16.3	3.08571429	19.2	20.06	4.55E+06
15	15	15.6	15	-9.49	9.999	1.63362818	24.5	2.65142857	26.5	16.69	5.40E+06
15	20	15.6	15	-12.55	9.999	1.63362818	32.7	2.21714286	34.2	14.57	5.83E+06
15	25	15.6	15	-14.42	9.999	1.63362818	40.8	1.78285714	42.0	13.17	5.77E+06
15	30	15.6	15	-15.67	9.999	1.63362818	49.0	1.34857143	50.0	12.20	5.19E+06
15	35	15.6	15	-16.57	9.999	1.63362818	57.2	0.91428571	58.0	11.49	4.08E+06
15	40	15.6	15	-17.24	9.999	1.63362818	65.3	0.48	66.1	10.94	2.44E+06
20	5	15.7	17	0	13.332	1.644100155	8.2	3.52	15.7	41.34	4.24E+06
20	10	15.7	17	-3.59	13.332	1.644100155	16.4	3.08571429	21.2	25.63	5.02E+06
20	15	15.7	17	-9.49	13.332	1.644100155	24.7	2.65142857	28.0	20.86	5.72E+06
20	20	15.7	17	-12.55	13.332	1.644100155	32.9	2.21714286	35.5	17.62	6.05E+06
20	25	15.7	17	-14.42	13.332	1.644100155	41.1	1.78285714	43.2	15.39	5.63E+06
20	30	15.7	17	-15.67	13.332	1.644100155	49.3	1.34857143	51.1	13.79	5.30E+06
20	35	15.7	17	-16.57	13.332	1.644100155	57.5	0.91428571	59.1	12.61	4.15E+06
20	40	15.7	17	-17.24	13.332	1.644100155	65.8	0.48	67.1	11.70	2.48E+06
25	5	15.7	20	0	16.665	1.644100155	8.2	3.52	18.6	43.74	5.03E+06
25	10	15.7	20	-3.59	16.665	1.644100155	16.4	3.08571429	23.4	28.98	5.56E+06
25	15	15.7	20	-9.49	16.665	1.644100155	24.7	2.65142857	29.8	23.54	6.07E+06
25	20	15.7	20	-12.55	16.665	1.644100155	32.9	2.21714286	36.9	19.43	6.29E+06
25	25	15.7	20	-14.42	16.665	1.644100155	41.1	1.78285714	44.4	16.49	6.08E+06
25	30	15.7	20	-15.67	16.665	1.644100155	49.3	1.34857143	52.1	14.34	5.40E+06
25	35	15.7	20	-16.57	16.665	1.644100155	57.5	0.91428571	59.9	12.72	4.21E+06
25	40	15.7	20	-17.24	16.665	1.644100155	65.8	0.48	67.8	11.46	2.50E+06

Les angles d'attaque varient de 5 à 43 degrés. Les nombres de Reynolds varient de $2.3 \cdot 10^6$ à $6.3 \cdot 10^6$. Cependant, en excluant les valeurs obtenues à la base de l'éolienne (rayon inférieur à 10m) peu significatives et en se limitant à des vitesses de vent raisonnables (inférieures à 20 m/s), les angles d'attaques relatifs varient de 0 à 15 degrés. Dans ces mêmes conditions, les nombres de Reynolds varient de $2.3 \cdot 10^6$ à $5.8 \cdot 10^6$.

D.3 Validation du modèle avec PROPID

D.3.1 Résultats

PROPID [59] est un logiciel de design de rotors d'éoliennes à axe horizontal. En mode analyse, c'est-à-dire en utilisant la vitesse du vent, la vitesse de rotation du rotor et les caractéristiques géométriques des pales (angle de calage de la pale et distribution des angles de vrillage sur la pale) comme paramètres d'entrée, PROPID peut fournir la courbe de puissance de l'éolienne de l'éolienne en fonction de l'angle de calage des pales (Figure D-8). Les courbes de

puissance de PROPID et du modèle coïncident parfaitement ce qui montre que le modèle crée est cohérent.

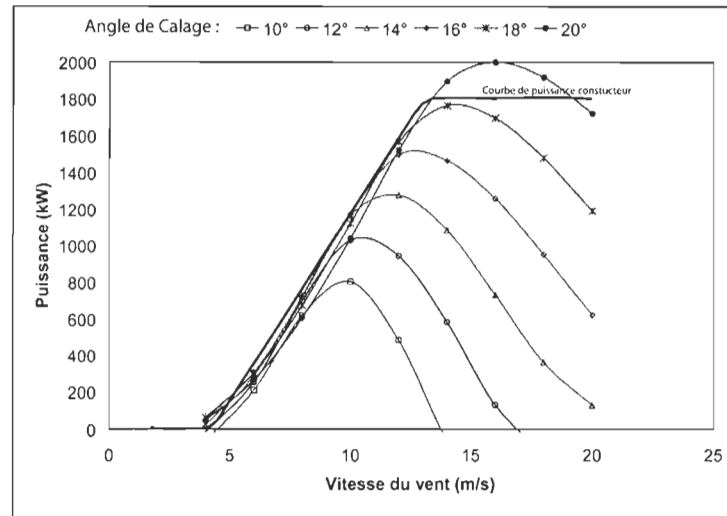


Figure D-5 : Courbe de puissance.

D.3.2 Détail du code Propid

Model Vestas V80

PitchRegulated Turbine

Basic input

```

MODE 1.0      # wind turbine
INCV 0.0      # wind turbine mode (use TSR in analysis)
LTIP 0        # use tip loss model
LHUB 0        # use hub loss model
IBR 1.0       # use brake state model
ISTL 1.0      # use viterna stall model
USEAP 0       # use swirl suppression
WEXP 0.0000    # boundary layer wind exponent
NS_NSEC 9.0 1.0 # number of blade elements/number of sectors
IS1 1.0       # first segment used in analysis
IS2 9.0       # last segment used in analysis
BE_DATA 1     # printout blade element data
SH 0.0        # no shaft tilt effects on crossflow
RHO 0.0023769 # air density (slugs/ft^3)

```

Geometry

```

HUB 0.04      # normalized hub cutout
HH 2          # normalized hub height
BN 3          # blade number
CONE 6.0      # cone angle of rotor (deg)
RD 131.2      # radius (ft)

```

CH_TW # Normalized chord and twist distribution

```

0.0888 0
0.0888 0
0.07714286 -4.002
0.066285714 -9.619
0.055428571 -12.607
0.044571429 -14.445
0.033714286 -15.686
0.022857143 -16.578
0.012 -17.250

```

```

AIRFOIL_MODE 1      # Airfoil data for each blade section
                  ...#data is the same for the 9 blade sections

```

```

1 30 30
-6.982  -0.420
-5.621  -0.286
-4.438  -0.145
-3.373  -0.040
-2.308   0.076
-1.243   0.199
-0.118   0.315
 1.065   0.468
 2.189   0.566
 3.254   0.676
 4.320   0.799
 5.503   0.903
 6.686   0.989
 7.751   1.087
 8.876   1.167
10.059   1.234
11.183   1.289
12.249   1.314
13.314   1.320
14.438   1.308
15.621   1.259
16.746   1.210
17.870   1.179
18.935   1.130
20.059   1.063
21.183   0.958
22.367   0.952
23.491   0.885
24.675   0.824
25.621   0.781
-8.042   0.015
-7.092   0.014
-5.668   0.012
-4.481   0.010
-3.472   0.011
-2.285   0.010
-1.217   0.009
-0.148   0.009
 0.979   0.007
 2.166   0.011
 3.234   0.010
 4.362   0.012
 5.549   0.014
 6.617   0.015
 7.745   0.017
 8.279   0.020
10.059   0.023
11.187   0.027
12.255   0.036
13.323   0.053
14.451   0.065

```

```

15.638 0.085
16.825 0.101
17.953 0.128
19.021 0.160
20.030 0.229
21.217 0.304
22.344 0.328
23.531 0.357
24.659 0.371
2 30 30
-6.982 -0.420
...
...
24.659 0.371
3 30 30
...
...
9 30 30

```

```

# Design point: 15.3 rpm, 10 deg pitch, 8 mps
DP 1 15.3 10 8 1

```

```

# Initiate design (does some preliminary work before analysis)
IDES

```

```

# Determine the rotor power, cp, and thrust curves (2D_SWEEP)
# use pitch sweep
PITCH_SWEEP 10 20 2
# use rpm from design point (DP) 1
RPM_DP 1
WIND_SWEEP 4 20 2 1
# perform the sweep
2D_SWEEP
# write out
# 40 - power curve (kW) vs wind speed
# 45 - cp vs TSR
# 50 - cp vs wind speed
# 51 - rotor thrust curve
WRITE_FILES 40 45 50 51

```

```

# Obtain aero distributions along the blade (1D_SWEEP)
#
PITCH_DP 1
RPM_DP 1
WIND_SWEEP 5 20 2 1
1D_SWEEP
# write out
# 75 - blade l/d dist
# 76 - blade Re dist
# 80 - blade alfa dist
# 85 - blade cl dist
# 90 - blade a dist
WRITE_FILES 75 76 80 85 90

```

```

# Write out
# 95 - chord dist (ft-ft)
# 99 - alfa dist (ft-deg)
WRITE_FILES 95 99

```

```

# Write out the rotor design parameters to file ftn021.dat
DUMP_PROPID

```

RÉFÉRENCES

- [1] T. Laakso, H. Holttinen, G. Ronsten, L.Tallhaug, R. Horbaty, I. Baring-Gould, A. Lacroix, E. Peltola, B. Tammelin, *State-of-the-art of wind energy in cold climates*, IEA R&D Wind, Wind Energy in cold climates, April, 2003, p 33.
- [2] T.Laakso, L.Talhaug, K.Vindteknik, G.Ronsten, R.Horbaty, I.Baring-Gould, A.Lacroix, E Peltola, Wind energy projects in cold climates, Technical Research Centre of Finland, Biologinkuja, Edition 2005, Finland
- [3] T.Laakso, E.Peltola, *Review on blade heating technology and future prospects*, BOREAS VII Conference, 7-8th March 2005, Saarislkä, Finland.
- [4] H.Seifert, *Technical requirements for rotor blades operating in cold climate*, DEWI Magazin Nr 24, February 2004.
- [5] H.Seifert, A.Westerhellweg, J.Kröning, *Risk analysis of ice thrown from wind turbines*, BOREAS VI conference, April 2003, Pyhä, Finland.
- [6] T. Laakso, H. Holttinen, G. Ronsten, L.Tallhaug, R. Horbaty, I. Baring-Gould, A. Lacroix, E. Peltola, B. Tammelin, *State-of-the-art of wind energy in cold climates*, Annex XIX Wind Energy in Cold Climate, April, 2003
- [7] Anonymous, *Ice detection Apparatus*, Laboratoire International des Matériaux Antigivres, <http://www.ugac.quebec.ca/amil/amil/amil.htm?URL=amil/equipment/detection/index.htm>
- [8] M.Ross, *Predicting Losses due to Icing of Wind Turbines: Weakness in Current Approaches*, GPCo Inc, Varennes, Quebec, Canada
- [9] G.Fortin, J.Perron, A. Ilinca, *A Study of Icing Events at Murdochville: Conclusions for the Wind Power Industry*, Colloque international «énergie éolienne et sites éloignés», Îles de la Madeleine, 19-21 October 2005.

- [10] G.Fortin, C.Hochart, *Caractérisation des conditions météorologiques et du givre sur le site de l'ancienne mine de Noranda à Murdochville durant la campagne de mesure 2004 2005*, Rapport technique, TechnoCentre éolien Gaspésie-les îles, Août 2005
- [11] G.Fortin, *Simulation de l'accrétion de glace sur un obstacle bidimensionnel par la méthode des bissectrices et par la modélisation des ruisselets et des gouttes de surface*, Thèse de doctorat, Département des Sciences Appliquées, Université du Québec à Chicoutimi, 2004
- [12] Anonymous, *Fluent 6.1 User's Guide*, http://lis.dvo.ru/fluent/ug/main_pre.htm
- [13] F.Bertagnolio, N.Sorensen, J.Johansen, *Status for the Two-Dimensional Navier-Stokes Solver EllipSys2D*, Internal Report, RISO National Laboratory, Roskilde, Denmark, August 2001
- [14] M.Drela, H.Youngren, *XFOIL 6.94 User Guide*
- [15] M.Drela, M.B. Giles, *Viscous-inviscid Analysis of Transonic and low Reynolds Number Airfoils*, AIAA JOURNAL, vol 25 n°10, 1987
- [16] M.Drela, M.B. Giles, *Two-Dimensional Transonic Aerodynamic Design Method*, AIAA JOURNAL, vol 25 n°9, 1987
- [17] J.Bousquet, *Méthode des singularités*, Cepadues-Editions, 1990
- [18] Burton T., Sharpe D., Jenkins N. and Bossanyi E., *Wind Energy Handbook*, John Wiley & Sons, LTD, 2001.
- [19] J.L.Hess, A.M.O.Smith, *Calculation of Potentiel Flow About Arbitrary Bodies*, Progress in Aeronautics Sciences, Vol. 8, 1966, p1-138
- [20] F.Mavriplis, *Aerodynamic Research on High Lift System*, Canadian Aeronautics and Space Journal, mai 1971, p. 175-183
- [21] E.Martensen, *Die Berechnung der Druckverteilung an dicken Gitterprofilen mit Hilfe von Fredholmschen Integralgleichungen zweiter Art*, Mitteilungen Ans Der Max-Planck-Institut Für Strömungsforsch, 1959

- [22] C.Masson, I.Paraschivoiu, *Description et comparaison de 5 méthodes des panneaux en deux dimensions*, Rapport interne, Département de génie mécanique de l' École Polytechnique de Montreal, Canada, Novembre 1990
- [23] I Paraschivoiu, *Aérodynamique subsonique* , Éditions de l'École Polytechnique de Montréal, p 140 à 228
- [24] J.Katz, A Plotkin, *LOW SPEED AERODYNAMICS From Wing Theory to Panel Methods*, Series in aeronautical and aerospace engineering – McGraw-Hill, p 237-378,p 323-324 p 360-361, p 517-524
- [25] C.Wauquiez, *Shape optimisation of low speed airfoils using Matlab and automatic Differentiation*, Licentiate's Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm 2000, p 18 -19
- [26] H Schlichting, *Boundary layer theory*, Mc Graw-Hill,p 28, 118, 141, 208-209, 213-215, 268-270, 306, 492, 537, 638 et 707-714, 1979.
- [27] T.Cebeci, A.M.O.Smith, *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Academic Press Inc, 1974
- [28] F.Kreith, W.Z.Black, *Basic Heat Transfer*, Harper & Row, Publishers, Inc. New York, pp. 218-219 and pp. 486-489, 1980.
- [29] I.L. Ryhming, *Dynamique des fluides*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, chaps 6 et 7
- [30] F M. White, *Fluid Mechanics*, Mc Graw-Hill, chapitres 3, 4, 7 et 8
- [31] I Paraschivoiu, F Saeed, *Aircraft Icing book*, John Willey & Sons inc, chapitre5 p 77-86
- [32] G.Ruff, *Users Manual for the NASA Lewis Ice Accretion Prediction Code (LEWIS)*, NASA CR-185129, May 1990
- [33] B.L.Messinger, *Equilibrium Temperature of an Unheated Icing Surface as a Function of Airspeed*, J.of the Aeronautical Sciences, Jan 1953, p 24-42
- [34] L.Makkonen, T.Laakso, M.Marjaniemi, K.J.Finstad, *Modelling and prevention of ice accretion on wind turbines*, Wind Engineering, Volume 25, N°1, 2001

- [35] I.H.Abbott, A.E.Von Doenhof, *Theory of Wing Sections*, Dover Publications, Inc., New York, 1959.
- [36] C.Bak, P.Fuglsang, J.Johansen, I.Antoniou, *Wind Tunnel Tests of the NACA 63-415 and a modified NACA 63-415 Airfoil*, RISO National Laboratory, Denmark, 2000
- [37] F Bertagnolio, N Sorensen, J Johansen, P Fuglsang, *Wind Turbine Airfoil Catalogue*, RISO National Laboratory, Denmark, 2001.
- [38] M.S.Selig, B.D.McGranahan, *Wind Tunnel Aerodynamic Tests of Six Airfoils for Use on Small Wind Turbines*, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, 2003
- [39] K.T.Tedjojuwono, G.C. Herring, *Nanoscale Hot-Wire Probes for Boundary-Layer Flows*, NASA Tech Briefs, TSP LAR16223 jan 2003
- [40] Anonymous, *Laser Doppler Anemometry (LDA) and Particle Dynamics Analysis (PDA)*, Dantec Dynamics
[http://www.dantecdynamics.com/Literature/Index.html#Particle%20Dynamics%20Analysis%20\(PDA\)](http://www.dantecdynamics.com/Literature/Index.html#Particle%20Dynamics%20Analysis%20(PDA))
- [41] Anonymous, *Icing Research Facilities*, NASA
<http://icebox.grc.nasa.gov/ext/facilities/facilities.html>
- [42] Anonymous, *Icing Wind Tunnel*, Centro Italiano Ricerche Aerospaziali (CIRA)
http://www.cira.it/html/inglese/laboratori/Ite_scheda.asp?titolo=IWT.
- [43] H.Seifert; F.Richert, *Aerodynamics of iced airfoils and their influence on loads and power production*, Germany, 1997.
- [44] W.Jasinski, S.C.Noel, M.Selig, M.Bragg, *Wind turbine performance under icing conditions*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 35th, Reno, NV, Jan. 6-9, 1997.
- [45] Richard L.Burden, J.Douglas Faires, *Numerical Analysis*, BROOKS/COLE, pages 272-288
- [46] Munson B, Young D, Okiishi T, *Fundamentals of fluid Mechanics*, Department Of Mechanical Engineering, Iowa State University, Wiley 3rd Edition, USA, 1998, p 600 a 610
- [47] Goldstein S, *Modern Developments in Fluid Dynamics*, Dover Publications, New York, 1965, tome 2, p 401 à 440

- [48] D L. Ashby, *Potential Flow Theory and Operation Guide for the Panel Code PMARC_14*, NASA/TM-1999-209582
- [49] C.Hochart, G.Fortin, *Simulation en soufflerie sur un profil NACA 63-415 des conditions de givrage relevées à Murdochville durant la campagne de mesure 2004-2005 selon une éolienne Vestas V80 de 1.8MW*, Rapport d'expérimentation, TechnoCentre éolien Gaspésie-les îles, Décembre 2005.
- [50] Anonymous, *V80-1.8MW Pitch regulated wind turbine with OptiSlip and OptiTip*, General Specification, Technical document, Vestas, February 2004.
- [51] D.N.Anderson, *Manual of Scaling Methods*, NASA/CR-2004-212875, Ohio Aerospace Institute, Brook Park, Ohio, March 2004.
- [52] G.Fortin , *Méthodes de calcul de la teneur en eau liquide*, Laboratoire International des Matériaux Antigivre, Rapport interne, Université du Québec à Chicoutimi, 2003.
- [53] Jones K.F., *The Density of Natural Ice Accretions*, Fourth International Conference on Atmospheric Icing of Structure, E. D. F., volume 77, #1, pp. 114-118, Paris, September 1988
- [54] Langmuir I. and Blodgett K.B, *A Mathematical Investigation of Water Droplet Trajectories*, Vol. 10, Program Press 196, Report No. RL-224, pp. 348-355, December 1944-July 1945
- [55] R.W.Lewis, P.Nithiarasu, K.N.Seetharamu, *Fundamentals of the Finite Element Method for Heat and Fluid Flow*, Wiley Edition, 2004
- [56] R.L.Street, G.Z.Watters, J.K.Vennard, *Elementary Fluid Mechanics*, Wiley 2nd Edition, chap 5.8 p157
- [57] P.M.Gerhart, R.J.Gross, J.I.Hochstein, *Fundamentals of Fluid Mechanics*, Addison Wesley, 2nd Edition, p669
- [58] M.S.Selig, N.Raj, P.Giguere, Z.Du, *PROPID User Manual (Beta Version 3.0)*, *Aerodynamic Design Software for Horizontal Axis Wind Turbines*, UIUC Applied Aerodynamics Group, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, USA.