



HAL
open science

Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité

Laurent Beudet

► **To cite this version:**

Laurent Beudet. Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2014. Français. NNT: . tel-01058929

HAL Id: tel-01058929

<https://theses.hal.science/tel-01058929>

Submitted on 28 Aug 2014

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

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



Université de Poitiers
*Ecole Doctorale Sciences et Ingénierie en Matériaux,
Mécanique, Energétique et Aéronautique
(SI-MMEA)*

Thèse

**Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS**
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Pôle Poitevin de Recherche pour l'Ingénieur en Mécanique, Matériaux et Energétique – PPRIME
Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité

Par Laurent BEAUDET

Sous la direction de MM. Serge HUBERSON et Christophe SICOT

Soutenue le 10 juillet 2014 devant la commission d'examen

Composition du jury :

Rapporteur	Michel COSTES – Directeur de Recherche à l'ONERA, Meudon
Rapporteur	Spyros VOUSTSINAS – Professeur à la NTUA, Athènes (Grèce)
Président du jury	Georges GEROLYMOS – Professeur à l'UPMC, Paris
Examinatrice	Sandrine AUBRUN – Maître de conférences à l'Université d'Orléans, Orléans
Examineur	Thierry MAITRE – Maître de Conférences à Grenoble INP, Grenoble
Examineur	Elie RIVOALEN – Professeur à l'INSA Rouen, Rouen
Directeur de thèse	Serge HUBERSON – Professeur à l'Université de Poitiers, Poitiers
Co-encadrant	Christophe SICOT – Maître de conférences à l'ENSMA, Poitiers

RESUME : L'éolienne Darrieus connaît un intérêt accru ces dernières années parce qu'elle représente une solution alternative potentielle de production d'électricité dans les milieux urbains. En particulier, une éolienne de forte solidité peut être choisie car certaines de ses propriétés peuvent être avantageuses pour son implantation proche de zones habitées. A l'inverse, certaines difficultés aérodynamiques émergent. Ce type d'éolienne fonctionne à de faibles vitesses réduites pour lesquelles le décrochage dynamique a un rôle très significatif. L'objectif de ce travail de thèse consiste à compléter la connaissance du phénomène de décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical afin d'améliorer les modèles numériques de prédiction existants. Cette étude s'appuie sur une analyse combinée de résultats numériques et expérimentaux. Les simulations numériques sont produites avec une méthode des panneaux bidimensionnelle instationnaire. Les effets de la viscosité sont introduits par des corrections utilisant notamment un modèle semi-empirique de décrochage dynamique. Le travail expérimental s'est concentré sur la dynamique tourbillonnaire à proximité immédiate du rotor résultante du décrochage dynamique. Le montage se compose d'une éolienne à pale droite placée dans une soufflerie. Des mesures instationnaires de la répartition de pression pariétale le long de la corde et des mesures de champ de vitesse par vélocimétrie par images de particules ont été accomplies. Les résultats révèlent la manière dont les caractéristiques du décrochage dynamique sont conditionnées par la vitesse réduite. Le retard au décrochage, l'intensité de l'effet du tourbillon de décrochage dynamique et sa convection ont été quantifiés. Enfin, un examen critique de l'applicabilité du modèle de Leishman-Beddoes pour simuler efficacement les effets du décrochage dynamique a été réalisé.

MOTS CLES : éolienne Darrieus ; décrochage dynamique ; simulation numérique ; méthode des panneaux ; mesure de pression ; PIV ; dynamique tourbillonnaire

TITLE: Experimental and numerical study of dynamic stall on a high solidity vertical axis wind turbine

ABSTRACT: The Darrieus wind turbine has entered a period of renewed interest in recent years because it may stand for an alternative solution to produce electricity in urban areas. In particular, high solidity wind turbine can be chosen for use near populated city areas to benefit from some of its key properties. Conversely, some aerodynamic problems arise. This type of wind turbine operates at low tip-speed ratio for which dynamic stall has a very significant role. The goal of this work is to provide valuable data to complement the knowledge of the dynamic stall phenomenon that occurs on a vertical axis wind turbine in order to improve existing numerical models. This study relies on a combined analysis of numerical and experimental results. The numerical simulations are based on a bidimensional unsteady vortex panel method. Effects of viscosity are introduced by adding corrections computed with a semi-empirical dynamic stall model. The experimental work focuses on the dynamics of the shed vortices existing in the vicinity of the rotor as a result of dynamic stall. The set-up consists of a straight-bladed wind turbine tested in a wind tunnel. Unsteady pressure distribution measurements along the chord and velocity fields measurements by particle image velocimetry are presented. Results indicate how the characteristics of dynamic stall are conditioned by the tip-speed ratio. Stall inception delay, the magnitude of the dynamic stall vortex effects and its convection velocity are evaluated. In addition, a critical review of the suitability of the Leishman-Beddoes model to effectively simulate the effects of dynamic stall is described.

KEYWORDS: Darrieus wind turbine; dynamic stall; numerical simulation; panel method; pressure measurement; PIV; vortex dynamics

A Maurice, mon grand-père.

REMERCIEMENTS

Je tenais à débiter cette thèse par une citation évoquant la conception que l'on peut se faire de la thèse en tant que jeune doctorant. Il est légitime de penser que la thèse a pour vocation de faire évoluer la science, de faire progresser la connaissance. La citation adéquate pour symboliser cet objectif ambitieux pourrait être, toute proportion gardée, la célèbre phrase de l'astronaute Neil Armstrong posant le pied sur la Lune :

« C'est un petit pas pour l'homme, mais un bond de géant pour l'humanité »

Cette évocation n'est pourtant pas celle qui me semble la plus représentative du travail de thèse. Je lui préfère la phrase d'un autre astronaute, déclarée elle aussi lorsqu'il a mis le pied sur la Lune. Il s'agit du propos de Charles Conrad Jr., troisième homme à avoir foulé le sol lunaire, lors de la mission Apollo 12. Il a suggéré :

« C'est un petit pas pour Neil, mais c'est un grand pas pour moi »

A l'image de Charles Conrad, on peut retenir que même si une avancée n'est pas une révolution planétaire, elle reste le signe d'une grande progression personnelle qu'il ne faut pas négliger. La thèse est une de ces avancées que l'on voudrait prodigieuse pour le monde scientifique, mais qui est avant tout une admirable aventure personnelle.

Cette aventure personnelle est en réalité le résultat de l'encouragement et de l'investissement de tout un ensemble de personnes que je tiens à remercier ici. C'est en faisant le bilan qu'on se rend compte que la thèse est aussi une aventure humaine. En premier lieu, il convient de remercier Maximilien Petitgenet et Abdennour Rahmani, co-fondateurs de Noveol, pour avoir initié ce projet et pour m'avoir fait confiance pour mener à bien cette étude. Je tiens à leur faire part de toute mon amitié ainsi que de mon immense reconnaissance pour leurs qualités humaines et managériales. Je souhaite à tout le monde d'avoir des supérieurs aussi motivants, sympathiques et créatifs que Maximilien et Abdennour. Je remercie au passage toutes les personnes que j'ai eu l'occasion de côtoyer à Noveol (dans le désordre : Julien, Zouhair, Jacques, Tim, Mathilde, Mathieu, Zhiling, Riad, Lucas, Clément, Lolo, Audrey, Enguerrand, etc.). Leur présence a rendu le travail toujours plus agréable et plaisant. Je regrette que les aléas économiques n'aient pas permis à cette équipe soudée, enthousiaste, motivée et compétente de faire perdurer ce beau projet d'éolienne à axe vertical.

Si Noveol fut un pilier de cette thèse, l'autre pilier fut l'Institut PPRIME à travers le département D2 (Fluide, Thermique, Combustion). Je tiens avant tout à leur exprimer toute ma profonde reconnaissance envers Serge Huberson, mon directeur de thèse, et Christophe Sicot, mon co-encadrant. Je remercie Serge d'avoir dirigé cette thèse avec justesse et d'avoir su me distiller des conseils avisés qui m'ont systématiquement permis d'avancer dans mes recherches. Je remercie Christophe pour sa disponibilité et pour ses qualités humaines et scientifiques qui m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. Il a toujours été à mon écoute et ses suggestions ont fortement contribué à la

réussite de ce travail. Il m'a également brillamment orienté parmi toutes les pistes de recherche qui se sont ouvertes à moi au cours de ces années de thèse. Plus généralement, je tiens à exprimer ma gratitude envers Laurent David et Sébastien Jarny qui m'ont accueilli au sein de l'équipe HyDEE (Hydrodynamique et Ecoulements Environnementaux). Je salue à travers eux toute l'équipe HyDEE. Merci aussi à l'équipe technique du laboratoire, en particulier Francis, Pierre-François, Christian, Romain ou Patrick, qui ont toujours su me consacrer le temps nécessaire et qui ont pu m'apporter des solutions à tous les pépins techniques que j'ai pu rencontrer en informatique ou lors de mes mesures expérimentales. Au passage, je félicite Christian pour ses goûts rugbystiques. Il ne faut pas non plus oublier Catherine et l'ensemble du personnel administratif pour tous les services qu'ils m'ont rendus. La collaboration de l'ENSMA a aussi été un des atouts de ce travail de thèse, puisque j'ai pu avoir à ma disposition des moyens et des outils techniques de qualité. J'adresse spécialement mes plus vifs remerciements à François et Jean-Marc pour leur implication dans ma campagne expérimentale. Je salue ainsi leurs nombreuses compétences techniques et leur savoir-faire. De même, je tiens à dire un grand merci à Janick du bâtiment B17 qui a activement participé pour que mes résultats expérimentaux soient assurément de qualité.

Je voudrais ensuite exprimer ma gratitude à tous les membres du jury (Michel Coste, Spyros Voutsinas, Georges Gerolymos, Sandrine Aubrun, Thierry Maître, Elie Rivoalen et mes encadrants), et en particulier Spyros Voutsinas et Michel Coste qui ont très gentiment accepté de rapporter cette thèse. La contribution de Spyros a même été au-delà du rôle de rapporteur puisqu'il a suivi et favorisé l'ensemble de mon travail numérique lors de ses visites à Poitiers. Son regard scientifique fut d'une exceptionnelle clairvoyance, et ses conseils limpides, justes et simples m'ont été d'une aide inestimable. Il est de même important de relever que la relecture de mon manuscrit par Michel fut d'une extrême qualité et d'une pertinence remarquable. Une pensée particulière va aussi à Sandrine, qui a encadré avec brio les sessions de conférence auxquelles j'ai pu participer.

Enfin, puisqu'un laboratoire n'est pas qu'un lieu de travail mais aussi un lieu de vie et d'échanges, je tenais à associer les doctorants et stagiaires (en vrac : Christophe, Hicham, J-C, Romain, Badri, Asmaa, Antoine, Guillaume, Sylvain, Rémi, Souria, Riadh, Adrien, Tom, Florence, Clément G., Faisal, Yu Jun, Diogo, Frédéric, Maxime, Gilles, Anne-Laure, Vanessa, Tassadit, Sean, Clément C., Yasser, Arthur, Emmanuel, Stanley, Martin et j'en oublie) dont l'enthousiasme et la bonne humeur ont garanti une ambiance joyeuse et amicale au sein du laboratoire, et dont les échanges culturels et scientifiques ont été aussi riches qu'instructifs (même si ce ne fut pas sur le forum créé par Riadh). Ils ont su créer l'atmosphère idéale pour passer des moments inoubliables au laboratoire et en dehors, notamment au tournoi inter-labo ou simplement aux déjeuners au RU ou à l'ESEN. J'appuierais également de sincères remerciements à mes amis du squash (en particulier Guillaume, Romain, Kévin, Laurent ou Johan) qui m'ont efficacement changé les idées lorsque cela était nécessaire. De même, Mailys a joué un rôle essentiel en tant que chef d'orchestre d'un certain nombre d'animations et de sorties pendant ces années de labeur, je ne la remercierai jamais assez. Par ailleurs, je ne peux pas omettre de mentionner chaleureusement mes amis les plus chers qui, comme Mailys, ont pris de leur temps pour venir assister à ma soutenance, en particulier Carole, Julien, Marie et Benjamin. Enfin, comment ne pas terminer sans avoir une pensée affective envers ma famille, dont le soutien et l'encouragement fut sans faille et que j'embrasse tendrement.

SOMMAIRE

SOMMAIRE	IX
NOMENCLATURE	XIII
I INTRODUCTION	1
I.1 Contexte de l'étude.....	1
I.2 Les différents types d'éoliennes.....	2
I.3 Des éoliennes urbaines à axe vertical plutôt qu'à axe horizontal ?.....	6
I.4 Les objectifs de l'étude.....	12
II L'EOLIENNE DARRIEUS	15
II.1 Fonctionnement d'une machine Darrieus	16
II.1.1 Paramètres caractéristiques et référentiels	16
II.1.2 Principe de fonctionnement	21
II.1.3 Les origines des lâchers tourbillonnaires	24
II.1.4 Influence des paramètres caractéristiques	28
II.2 Les phénomènes aérodynamiques caractéristiques d'une forte solidité.....	39
II.2.1 Effet de courbure	39
II.2.2 Décrochage dynamique et effets instationnaires	49
II.3 L'éolienne étudiée.....	72
II.3.1 Description de l'éolienne étudiée.....	72
II.3.2 Caractéristiques détaillées de la partie Darrieus	73
II.4 Etudes expérimentales du décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus	78
II.4.1 Etudes des efforts, des pressions et de la couche limite sur les pales	79
II.4.2 Etude du sillage lointain ou proche et du lâcher tourbillonnaire.....	82
II.5 Conclusion.....	89
III MODELISATION DE L'EOLIENNE DARRIEUS.....	93
III.1 Différents niveaux de modélisation.....	94
III.1.1 Modèles à tube de courant	94
III.1.2 Modèles tourbillonnaires	98
III.1.3 Méthodes dans des domaines maillés	100
III.1.4 Evolution du choix des modèles	101

III.2	Présentation du modèle utilisé.....	103
III.2.1	Description du modèle mathématique.....	103
III.2.2	Description du modèle numérique pour la résolution de l'écoulement.....	107
III.2.3	Ajout de parois parallèles (simulation des parois d'une veine d'essais).....	119
III.2.4	Corrections apportées au calcul des efforts sur la pale.....	125
III.3	Validation du code.....	131
III.3.1	Test d'un profil en tangage.....	131
III.3.2	Tests de machines Darrieus.....	137
III.4	Conclusion.....	144
IV	DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET OUTILS DE MESURE ET D'ANALYSE	147
IV.1	Présentation de l'expérience.....	148
IV.1.1	La soufflerie Béton de l'ENSMA.....	149
IV.1.2	La maquette.....	149
IV.1.3	Similitude avec l'éolienne à pleine échelle.....	153
IV.1.4	Les grandeurs mesurées.....	154
IV.2	Traitements et outils d'exploitation de la PIV.....	167
IV.2.1	Traitements de la PIV.....	167
IV.2.2	Outils d'exploitation de la PIV.....	169
IV.3	Estimation des incertitudes.....	177
IV.3.1	Erreurs géométriques.....	177
IV.3.2	Erreurs pour la mesure des paramètres fonctionnels.....	178
IV.3.3	Erreurs pour la mesure de la pression.....	179
IV.3.4	Erreurs pour la mesure du champ de vitesse.....	180
IV.4	Conclusion.....	180
V	ETUDE DU DECROCHAGE DYNAMIQUE SELON LES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT.....	181
V.1	Présentation.....	182
V.2	Influence de la vitesse réduite.....	182
V.2.1	Cas particulier de la vitesse réduite $\lambda \approx 1,0$	182
V.2.2	Evolution des caractéristiques pour les configurations de $\lambda \approx 1,0$ à $\lambda \approx 1,7$	192
V.2.3	La question du décrochage dynamique pour $\lambda \approx 1,9$	209
V.3	Influence du nombre de Reynolds.....	212
V.3.1	Effets du nombre de Reynolds sur la pression pariétale.....	213
V.3.2	Effets du nombre de Reynolds sur la dynamique tourbillonnaire.....	215
V.4	Conclusion.....	216
VI	MODELISATION DU DECROCHAGE DYNAMIQUE DANS UNE EOLIENNE DARRIEUS.....	217
VI.1	Présentation.....	218
VI.2	Vitesse de convection du tourbillon de bord d'attaque.....	218
VI.3	Condition d'apparition du tourbillon de bord d'attaque.....	222

VI.3.1	Les paramètres à régler.....	222
VI.3.2	L'influence du nombre de Reynolds instantané sur le paramètre C_{NI}	223
VI.3.3	Calage de T_b	225
VI.4	Modèle de l'effet du tourbillon.....	227
VI.4.1	Détermination expérimentale de l'influence isolée du tourbillon.....	227
VI.4.2	Effet du tourbillon sur les coefficients globaux.....	232
VI.4.3	Comparaison expérimental/numérique.....	234
VI.5	Conclusion.....	240
VII	CONCLUSION.....	241
VII.1	Bilan de l'étude.....	241
VII.1.1	Vers une meilleure compréhension du décrochage dynamique sur les éoliennes Darrieus à forte solidité.....	242
VII.1.2	Vérification de la modélisation de l'effet du tourbillon de bord d'attaque par le modèle de Leishman-Beddoes.....	243
VII.2	Recommandations.....	244
VII.3	Perspectives.....	244
ANNEXES	247
A.1	Modèle de décrochage dynamique de Leishman-Beddoes.....	247
A.1.1	Module d'écoulement attaché.....	248
A.1.2	Module d'écoulement décollé.....	251
A.1.3	Module d'effet du tourbillon de bord d'attaque.....	256
A.1.4	Valeurs des constantes utilisées dans la littérature.....	261
A.2	Méthodes d'interpolation de la pression pariétale pour le calcul des efforts.....	262
A.2.1	Technique d'interpolation à partir de prises de pression espacées.....	262
A.2.2	Guidage de l'interpolation pour le suivi du tourbillon.....	264
A.2.3	Calcul des efforts par intégration de la pression.....	270
A.3	Vitesses induites par des singularités élémentaires.....	273
A.4	Simulations de parois par la méthode des images.....	274
BIBLIOGRAPHIE	279

NOMENCLATURE

Alphabet latin

a	Vitesse du son	[m/s]
AR	Allongement d'une pale (aussi appelé rapport d'aspect)	
c	Corde du profil	[m]
C_D	Coefficient de traînée	
C_L	Coefficient de portance	
C_{L_α}	Pente du coefficient de portance en fonction de l'incidence en écoulement attaché	
$C_{M,c/4}$	Coefficient de moment au quart de corde	
C_N	Coefficient de force normale	
c_p	Coefficient de pression	
C_P	Coefficient de puissance	
C_Q	Coefficient de couple	
C_T	Coefficient de force tangentielle	
D	Force de traînée	[N]
\vec{e}	Vecteur directeur (orienté selon x, y, z , la direction radiale r ou la direction tangentielle ou azimutale θ , selon l'indice)	
f, f_N, f_T	Position adimensionnée du point de décollement selon la corde	
F_N	Force normale au profil	[N]
F_T	Force tangentielle au profil	[N]
h	Envergure de la pale, hauteur du rotor	[m]
k	Fréquence réduite	
L	Force de portance	[N]
M	Nombre de Mach	
$M_{c/4}$	Moment au quart de corde	[Nm]
M_O	Couple aérodynamique (orienté selon l'axe de rotation)	[Nm]
N	Nombre de pales	
N_p	Nombre de panneaux par pale	
p	Pression	[Pa]
P	Puissance générée par les efforts aérodynamiques	[W]
R	Rayon du rotor	[m]
Re	Nombre de Reynolds caractéristique basé sur la vitesse due à la rotation	

Re_{ins}	Nombre de Reynolds instantané basé sur la vitesse apparente (ou vitesse relative)	
s	Abscisse curviligne	[m]
s	Variable de temps adimensionnée (dans l'annexe)	
S	Surface balayée par le rotor	[m ²]
t	Temps	
U, V	Composantes de la vitesse selon les directions du repère	[m/s]
U_r	Vitesse apparente (i.e. vitesse de l'écoulement dans le repère lié au profil), parfois notée $U _p$	[m/s]
U_∞	Vitesse infini amont	[m/s]
U_v	Vitesse de convection du tourbillon au-dessus du profil	[m/s]
W	Vitesse en écriture complexe	[m/s]
x, y	Coordonnées dans le repère donné (qui peut être soit le repère lié au profil, soit le repère terrestre)	[m]
x_{att}	Distance du point d'attache de la pale au bord d'attaque	[m]
\vec{X}	Position d'un point dans le plan de rotation	
\vec{X}_{att}	Position du point d'attache de la pale dans le plan de rotation	
\vec{X}_O	Position du centre de rotation du rotor dans le plan de rotation	
Z	Coordonnées d'un point dans le repère complexe	

Alphabet grec

α	Angle d'attaque, incidence	[°]
γ_p	Intensité des panneaux de vorticité de la pale	[m.s ⁻¹]
γ_s	Intensité du panneau de vorticité du sillage proche	[m.s ⁻¹]
Γ	Circulation totale dans le domaine considéré	[m ² .s ⁻¹]
Γ_p	Circulation autour du profil	[m ² .s ⁻¹]
Γ_s	Circulation émise dans le sillage	[m ² .s ⁻¹]
Γ_2	Fonction scalaire utilisée pour la délimitation des limites d'une structure tourbillonnaire	
ε	Longueur de régularisation (rayon des particules tourbillonnaires)	
θ	Angle azimutal	[°]
θ_0	Position azimutale de référence (pour les mesures expérimentales)	[°]
λ	Vitesse réduite	
Λ	Angle d'inclinaison des pales	[°]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² .s ⁻¹]
ρ	Masse volumique de l'air	[kg.m ⁻³]
σ	Solidité du rotor	
σ_p	Débit d'un panneau de source d'une pale	[m.s ⁻¹]
σ_p	Solidité de pale	
Σ	Débit d'une source (dans l'annexe)	[m ² .s ⁻¹]

τ	Variable de temps adimensionné pour le suivi du tourbillon au-dessus du profil	
φ	Potentiel scalaire	
φ	Réponse indicielle (dans l'annexe)	
$\vec{\psi} = \psi \vec{e}_z$	Fonction de courant (portée par le vecteur directeur colinéaire à l'axe de rotation)	
ω	Vitesse angulaire du rotor (ou pulsation)	[rad.s ⁻¹]
Ω	Vorticité	[s ⁻¹]

Opérateurs et notations

$\vec{\nabla}$	Opérateur nabla
\times, \cdot	Opérateurs produit vectoriel et produit scalaire
δa	Incertitude associée à la variable a
Δa	Incrément de la variable a
\bar{a}	Moyenne temporelle de la variable a
$\langle a \rangle_\theta$	Moyenne de phase de la variable a (associée la phase θ)
\dot{a}, \ddot{a}	Dérivée première et seconde de la variable a par rapport au temps
$a _p$	Valeur de la variable a dans le repère lié à la pale
a^*	Adimensionnement particulier de la variable a par un terme invariable selon l'azimut (faisant généralement intervenir λU_∞ au lieu de U_r)

I.

INTRODUCTION

I.1 Contexte de l'étude

Ce travail de thèse s'inscrit dans un contexte français et mondial de transition écologique. Le concept de transition écologique appliqué à l'énergie implique une diversification et une pérennité des solutions production d'électricité. L'énergie éolienne fait partie de ces possibilités. Elle est au cœur d'un ensemble d'enjeux économiques, sociaux et environnementaux car elle répond concrètement à des besoins variés tels que l'emploi ou la préservation des ressources naturelles.

Parmi ces besoins, il y a aussi la demande d'énergie croissante ces dernières décennies. Au cours de la décennie 2000-2010, on peut remarquer d'après les données récoltées par la Banque Mondiale [7] que la population mondiale a augmenté de 13% quand la consommation d'électricité par habitant a cru de 25%. En cumulant ces facteurs, on constate une hausse de 40% de la consommation électrique mondiale et cette croissance semble s'inscrire sur la durée. Les prévisions montrent que, quels que soient les scénarios, la demande planétaire d'électricité va plus que doubler entre 2007 et 2050 (voir [251] pour plus de précision) et la production d'électricité va devoir suivre. Pour satisfaire ces besoins, les sources d'énergie vont devoir se développer et se diversifier, vraisemblablement en donnant un rôle important aux énergies renouvelables. La part des sources d'énergie renouvelables était d'environ 18% de l'énergie produite dans le monde en 2007 ([251]). La principale source d'énergie renouvelable est actuellement l'électricité hydroélectrique, suivie par l'électricité d'origine éolienne (2% de la production d'électricité mondiale en 2011 [251]). La décennie passée a montré que la production d'électricité éolienne a connu une hausse considérable : 114 GW de capacité de production éolienne installée entre 2000 et 2010, contre 9 GW dans la période 1990-2000 ([251]) avec en moyenne, une augmentation du total de capacité de production d'environ 25% chaque année, ce qui classe l'éolien parmi les sources d'énergie aux essors les plus grands.

Face à cette progression de la demande d'énergie, une piste de réflexion passe aussi par la recherche de nouveaux emplacements pour capter l'énergie. C'est ainsi que de nouveaux segments de marché ont émergé ces dernières années, parmi lesquels l'éolien offshore, en particulier l'éolien offshore flottant, et l'éolien domestique (autrement appelé éolien urbain ou petit éolien). Si l'éolien offshore propose de produire de l'électricité de manière massive et centralisée, l'idée du petit éolien est inverse, c'est-à-dire de produire localement en quantité raisonnable pour un usage local (ce qui est particulièrement intéressant pour les sites isolés). Le petit éolien est un segment qui doit plus être vu comme un moyen de fournir un complément d'énergie plutôt qu'une alternative visant à remplacer la production d'énergie centralisée.

Le marché du petit éolien est une branche à part entière de la filière éolienne, car les problématiques techniques et les contraintes économiques sont différentes du marché de

l'éolien classique. Sans qu'il y ait de définition claire, on peut retenir que les petites éoliennes ou petits aérogénérateurs sont les machines dont la puissance nominale est relativement faible, inférieure à 100 kW (selon la German Wind Energy Association (BWE) notamment) et dont la surface balayée est petite, généralement inférieure à 200 m² ([3]). Le développement des marchés nationaux est très variable selon le pays, mais globalement, le secteur n'est pas encore mature et a un potentiel de progression important. Les Etats-Unis d'Amérique restent les principaux producteurs de petites éoliennes, malgré une nette baisse de la capacité installée en 2011 (-26% d'après [84]). En Europe, le nombre de machines installées est globalement en croissance, surtout au Royaume-Uni, soutenu par des politiques dynamiques et des tarifs de rachat adaptés. A titre d'exemple, d'après Renewable-UK ([213]), la capacité déployée de machines de 0-100 kW a augmenté de 13% (+15,80 MW) en 2011 par rapport à 2010 et les projections futures sont prometteuses. Mais malgré ces chiffres mondiaux encourageants, le marché reste souvent un marché de niche qui répond surtout à quelques attentes spécifiques et les constructeurs ont des difficultés à s'inscrire dans la durée. Elles restent en particulier sensibles aux fluctuations des marchés nationaux et aux coûts engendrés par la découverte d'une défaillance technique. De nombreuses entreprises se créent, de nombreuses autres disparaissent, et même les leaders mondiaux ne sont pas épargnés. A titre d'exemple, la société écossaise *Proven Energy*, fort de son expérience dans le petit éolien depuis 1982 et de milliers de machines installées à travers le monde, n'a pas pu éviter la liquidation en 2011 suite à la découverte d'un défaut technique sur une éolienne de sa gamme (d'après [41]). De même, l'entreprise américaine *Southwest Wind Power*, reconnue comme un des leaders du marché du petit éolien dans le monde avec peut-être l'éolienne domestique la plus vendue dans le monde (Skystream) et plus de 170000 machines déjà installées dans 120 pays, a déposé le bilan en 2013 de manière assez inattendue (d'après [234]).

En France, le secteur du petit éolien reste marginal, notamment car le modèle de production d'électricité adopté il y a de nombreuses années est très centralisé, à l'image de la part importante de l'énergie nucléaire en France. L'association WINEUR (*Wind Energy Integration in the Urban Environment* [4]) a procédé à un état des lieux du petit éolien et de l'éolien urbain. Elle mentionne seulement une installation existant en France en février 2007 ([270]). Aucun recensement exhaustif n'existe en France, mais on estime à seulement 203 le nombre d'installations de moins de 36 kW raccordées au réseau fin 2009 (pour un total de 1,8 MW) et 242 fin 2010 (2,1 MW), soit une progression de 17% tout de même ([19]). Le marché a un fort potentiel, mais il reste à construire, avec son cadre juridique, en introduisant par exemple un tarif de rachat comme la préconise l'AFPPE (Association Française des Professionnels du petit Éolien [8]). En octobre 2012 s'est d'ailleurs créé le syndicat des entreprises du Petit Eolien (SYPEO), regroupant cinq fabricants de petites éoliennes (Eole System, Eolys, Nheolis, Noveol et OK wind) avec l'idée de structurer la filière du petit éolien. Malheureusement, à l'image des nombreuses faillites rencontrées à travers le monde, la France n'a pas été pas épargnée. La plupart des entreprises de SYPEO ont connu des difficultés financières et/ou techniques au courant de l'année 2013 qui a conduit à la fin de ce syndicat.

I.2 Les différents types d'éoliennes

On appelle éolienne tout appareil capable de capter l'énergie du vent. Si les éoliennes tri pales à axe horizontal sont les plus courantes à l'heure actuelle, il existe de nombreuses formes d'éoliennes différentes, tellement diverses que l'établissement d'un classement des technologies est complexe. Le tableau 1 présente une liste d'une sélection non-exhaustive des principales technologies élémentaires d'appareils qui captent l'énergie

éolienne pour la production d'électricité. Les technologies sont classées en catégories en se basant sur un classement Martin [165] qui trie les machines selon des critères techniques liés au principe de fonctionnement des machines (l'axe de rotation, la force aérodynamique qui crée la puissance mécanique, etc.). Le tableau 2 illustre ces catégories. On peut choisir de trier les machines différemment, en distinguant par exemple la manière dont l'énergie éolienne est collectée, concentrée ou générée. Un exemple singulier est la cheminée solaire qui consiste à réchauffer un volume d'air grâce à l'énergie solaire pour provoquer artificiellement un écoulement convectif d'air, utilisé ensuite pour générer de l'électricité via une machine axiale. La spécificité réside non pas dans le principe aérodynamique utilisé pour convertir l'énergie éolienne en énergie mécanique, mais dans la manière de générer l'énergie éolienne, donc ce type de machine n'a pas une catégorie à part entière dans le tableau récapitulatif présenté ici. Pour les mêmes raisons, on ignore toutes les méthodes pour accélérer, confiner ou guider l'écoulement d'air (avec un carénage, un convergent, un déflecteur, etc.).

Capteurs statiques	Par conversion électrostatique (utilisation des vents ioniques)			(1)	
Capteurs dynamiques	Par rotation axiale (axe horizontal)	Propulsée principalement par la portance	A pale ou à hélice	(2)	
			A cylindre(s) rotatif(s)	(3)	
		Propulsée en confinant l'écoulement			(4)
		Par rotation transversale (axe vertical)	Propulsée principalement par la traînée	A écran	
	A clapet battant			(6)	
	A orientation ou déformation cyclique des aubes			(7)	
	A traînée différentielle			(8)	
	Propulsée principalement par la portance		A pale ou à hélice	A pales fixes	(9)
				A orientation cyclique des aubes	(10)
			A cylindre(s) rotatif(s)		(11)
	Propulsée par le frottement pariétal			(12)	
	Par translation (vibration ou oscillation, contrôlées ou désordonnées)	Par translation transversale (type tapis roulants)			(13)
		Par oscillation transversale (type ailes oscillantes)			(14)
		Par vibrations ordonnées ou désordonnées			(15)
		Par oscillation circulaire			(16)

Tableau 1 – Classement des principales technologies de dispositifs capable de récupérer l'énergie à partir du vent selon des critères techniques.

La quasi-totalité des appareils utilisés pour produire de l'électricité se sert de l'énergie mécanique comme intermédiaire, via des capteurs dynamiques. En grande majorité, l'énergie mécanique est convertie en énergie électrique à l'aide d'une génératrice. Il est intéressant de noter une initiative originale qui consiste à convertir directement l'énergie éolienne en énergie électrique par ionisation de l'écoulement d'air (catégorie notée (1) dans le tableau 1). En pratique, cela consiste à charger des particules en suspension dans l'air (un "brouillard" de gouttelettes d'eau) et à récupérer les particules chargées afin de générer localement un champ électrique. Cette technologie peut être imaginée à grande échelle en offshore en pulvérisant l'eau de mer. Mais à l'heure actuelle, la faisabilité et le rendement d'un tel projet restent à démontrer. Pour les détails, se référer à Djairam [67].

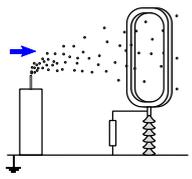
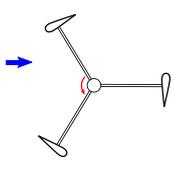
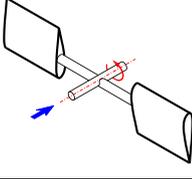
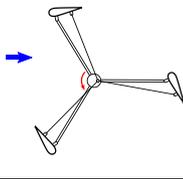
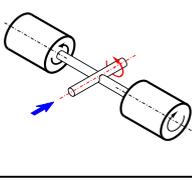
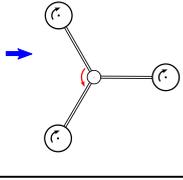
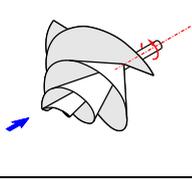
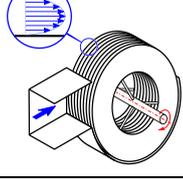
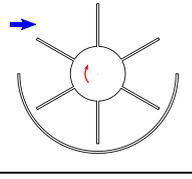
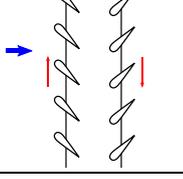
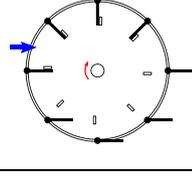
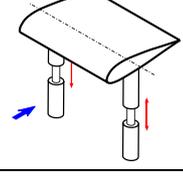
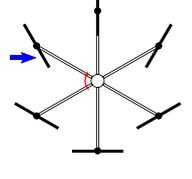
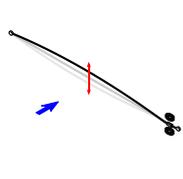
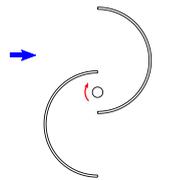
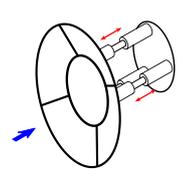
N°	Exemple de machine ou de brevet	Schéma de principe	N°	Exemple de machine ou de brevet	Schéma de principe
(1)	<i>EWICON (Electrostatic Wind Energy CONverter)</i> développé principalement par TU Delft (Pays-Bas) Brevet US 4206396 A		(9)	<i>QR5</i> développé et commercialisé par Quiet Revolution (Royaume-Uni) - Type éolienne Darrius -	
(2)	<i>V80</i> développé et commercialisé par Vestas Wind Systems (Danemark)		(10)	Brevet US 6320273 B1 déposé par Otilio Nemeć (Croatie) - Type cycloturbine -	
(3)	<i>Spiral Magnus Wind Turbine</i> développé et commercialisé par MECARO Co. (Japon)		(11)	N/A	
(4)	<i>LLAM</i> Développé et commercialisé par The Archimedes (Pays-Bas) ou <i>Nheowind 3D</i> développé et commercialisé par Nheolis (France) Brevet US 8109732 B2		(12)	<i>Fuller Wind Turbine</i> développé par Solar Aero (Etats-Unis)	
(5)	Moulin persan développé à partir plusieurs siècles av.J.-C. (Iran)		(13)	Brevet US 6081043 A déposé par Miguel Angel et Robles Akesolo (Espagne)	
(6)	Brevet WO 2003014565 A1 déposé par Vladimiro Manelidis (Grèce)		(14)	Profil hydraulique oscillant <i>Stingray</i> développé par Engineering Business (Royaume-Uni)	
(7)	<i>Totem éolien</i> développé et commercialisé par Windisplay (France)		(15)	<i>Windbelt</i> développé et commercialisé par Humdinger Wind Energy (Etats-Unis) Brevet WO 2009058759 A3 Ou <i>Piezo-Tree</i> Brevet US 2011/0291527 A1 déposé par Lipson et Li (Etats-Unis)	
(8)	<i>WS-0,30</i> développé et commercialisé par Oy Windside Production (Finlande) - Type éolienne Savonius -		(16)	<i>Saphonian</i> développé et commercialisé par Saphon Energy (Tunisie) Brevet US 20130181458 A1	

Tableau 2 – Schéma de principe des différents types de technologie classés dans le tableau 1. A chaque type de technologie est associé un exemple arbitraire de produit commercial (ancien ou actuel) ou de brevet déposé. Les illustrations ne correspondent pas systématiquement exactement à l'exemple mentionné.

Dans les autres types de machines, les capteurs dynamiques qui récupèrent l'énergie sous forme mécanique peuvent prendre des formes diverses selon la force aérodynamique qui est privilégiée. Si la force motrice est principalement la portance, les capteurs seront généralement des profils aérodynamiques. Ces profils peuvent être remplacés par des cylindres en rotation qui tireront profit de l'effet Magnus pour générer eux aussi de la portance, bien qu'en contrepartie plus de traînée soit aussi générée et cela nécessite un apport extérieur d'énergie pour mettre en rotation les cylindres. Si la traînée (ou la différence de traînée entre deux éléments) est utilisée, les capteurs peuvent avoir des formes plus diverses : des godets, des plaques planes, etc. Ces machines sont généralement moins efficaces pour produire de l'électricité que les autres car la traînée s'oppose au mouvement. Avec un modèle simpliste, on peut montrer ([112]) que le rendement aérodynamique d'une machine purement actionnée par la traînée n'excède pas $4/27 C_D$ où C_D est le coefficient de traînée de la partie mobile, soit un rendement maximum d'environ 20%. L'éolienne de type Savonius (dans la catégorie (8) du tableau 1, catégorie qui inclut aussi la turbine Banki-Mitchell ou les rotors de Bach ou de Benesh par exemple), que l'on peut décrire comme deux demi-cylindres désaxés, est une des machines les plus simples et efficaces parmi les éoliennes fonctionnant principalement avec la traînée.

On peut aussi distinguer les appareils selon le type de mouvement de leur partie mobile : rotation selon la direction du vent (rotation axiale, souvent horizontale puisque le vent est principalement horizontal), rotation selon un axe transverse au vent (par opposition, on assimile souvent cette rotation à un axe vertical, bien qu'elle puisse être également horizontale) ou des mouvements combinés de translation et de rotations (par battement, oscillation, tremblement, etc.). Les éoliennes à axe transverse présentent les plus grandes variétés, parmi lesquelles l'éolienne Darrieus (dans la catégorie (9) du tableau 1) est probablement la plus efficace en termes de rendement. Un type de machine insolite est l'éolienne dite à couche limite (notée (12) dans le tableau 1). Au lieu d'utiliser l'impact d'un écoulement sur une surface pour capter l'énergie, elle tire sa force motrice de la force de frottement dans la couche limite qui se forme entre des disques coaxiaux qui entraîne l'arbre moteur (comparable à un écoulement de Poiseuille). Si elle a le mérite d'exister, cette machine n'est pratiquement pas utilisée car son rendement est faible et sa fabrication nécessite beaucoup de pièces.

Une catégorie originale de machine regroupe plusieurs éoliennes peu conventionnelles, il s'agit des éoliennes sans rotor (notés (13) à (16) dans le tableau 1). On retrouve notamment dans cette catégorie les profils oscillants. Ces machines ont en général comme caractéristique commune de vouloir s'affranchir de l'utilisation d'une partie effective rotative en préférant un mouvement de translation périodique. Ce mouvement peut être régulier et contrôlé, ou irrégulier et erratique. Pour la transformation d'énergie mécanique en énergie électrique, certaines de ces machines remplacent la génératrice par des matériaux piézoélectriques. Un autre exemple de machine peu ordinaire qui récupère de l'énergie d'un mouvement d'oscillation est celui de la corde vibrante développée par l'entreprise Humdinger Wind Energy [1]. Cet appareil vibre sous l'action du vent par un mécanisme de flottement aéroélastique, et l'énergie est récupérée à l'aide de bobines électriques et d'un aimant. L'énergie récupérée par un seul module est infime (de l'ordre du milliwatt), mais on peut imaginer associer un grand nombre de ces modules dans des endroits peu communs où une éolienne classique n'aurait pas sa place (le long d'autoroutes, sur des balcons, etc.) dans le but de recharger des petits appareils peu consommateurs d'énergie. Parmi certaines interrogations qui restent à clarifier, on peut mentionner la fragilité de la corde (car le flottement aéroélastique est plutôt connu comme un phénomène destructif) ou le bruit que ces appareils génèrent (car il est vraisemblable qu'une corde oscillante puisse produire du bruit).

Parmi la liste des types de machines cités précédemment, certaines n'ont jamais dépassé le stade de la planche à dessin ou du premier prototype. Les contraintes sont généralement liées au coût de l'énergie produite (selon le rendement et le coût de production de la machine, lié à la complexité mécanique du produit) ou à la fiabilité de la machine. Les catégories d'éoliennes les plus crédibles sur un plan industriel sont les éoliennes à axe horizontal mues par la portance, les éoliennes de type Darrieus et les éoliennes de type Savonius. Il est également possible d'imaginer une association de plusieurs types de machine sur un même arbre (co-rotatives ou contrarotatives) ou sur des arbres couplés, pour combiner les avantages de ces machines, en particulier celles qui sont mises en mouvement avec la traînée avec celles qui sont mises en mouvement avec la portance. Il existe par exemple des pales d'éolienne Darrieus creuses et ouvertes pour profiter au démarrage de la composante motrice de la traînée comme une machine Savonius (c'est le cas de la turbine Lenz). L'éolienne qui servira de référence dans ce document (voir paragraphe II.3) est la combinaison d'éolienne Darrieus et d'éolienne Savonius montés sur le même axe. Cette combinaison a un réel intérêt d'un point de vue aérodynamique, la partie Savonius permettant de produire le couple de démarrage nécessaire à la mise en route de l'éolienne Darrieus.

Pour des descriptions plus complètes des différents types d'éolienne présentés, se référer aux sites internet des entreprises et aux brevets mentionnés dans le tableau 2, ainsi qu'aux très bons travaux de classement et de référencement de South et al. [241], de Khammas [136] et de Ragheb [209].

I.3 Des éoliennes urbaines à axe vertical plutôt qu'à axe horizontal ?

Dans l'idée de décentraliser une partie de la production d'électricité, une piste consiste à utiliser directement l'énergie naturelle et renouvelable qui se trouve à proximité immédiate des lieux de consommation, c'est-à-dire les milieux urbains. L'énergie éolienne est une des sources qui peut être exploitée, mais les interrogations qui sont soulevées par cette option relèvent de plusieurs aspects : notamment où réunir suffisamment d'énergie et comment la collecter. Sans répondre clairement aux interrogations, les paragraphes qui suivent donnent des éléments de réflexion, plus précisément sur la préférence entre les éoliennes à axe vertical et horizontal. Rappelons que ce n'est pas le but de ce document de donner une réponse à ce débat perpétuel mais plutôt d'introduire certains critères qui justifient l'intérêt d'une étude sur les éoliennes à axe vertical.

D'un point de vue pratique, les petits aérogénérateurs apportent des solutions là où l'implantation d'éoliennes de plusieurs centaines de kilowatt ne serait pas envisageable, comme les milieux urbains. En particulier, l'intégration des éoliennes dans les milieux urbains peut tirer profit de la déviation des vents par les bâtiments pour concentrer ou guider l'écoulement de l'air vers les machines et potentiellement améliorer la production ([29]). Les éoliennes peuvent soit s'intégrer aux constructions existantes, soit s'insérer dans des nouveaux bâtiments qui sont conçus et imaginés avec des géométries spécifiques pour alimenter l'éolienne en vent et favoriser la production d'électricité. Un des avantages est de tirer profit de la hauteur des bâtiments pour pouvoir atteindre facilement des hauteurs plus importantes pour lesquels le potentiel éolien est accru, sans avoir des mâts déraisonnablement grands. Néanmoins, il faut prendre les précautions nécessaires car un des risques de l'implantation d'éoliennes à proximité d'obstacles est de bloquer l'écoulement et limiter la production si le placement et l'orientation sont mal choisis, ce qui peut être rédhibitoire. La qualité de l'écoulement d'air est aussi à prendre en compte, car la vitesse du

vent est généralement plus faible à cause de la plus grande couche limite atmosphérique et la turbulence plus importante dans les zones urbaines. Ensuite, il faut un réseau intelligent car une petite machine peut produire de manière très irrégulière par rapport aux besoins locaux. La question du stockage de l'énergie y est donc intimement liée.

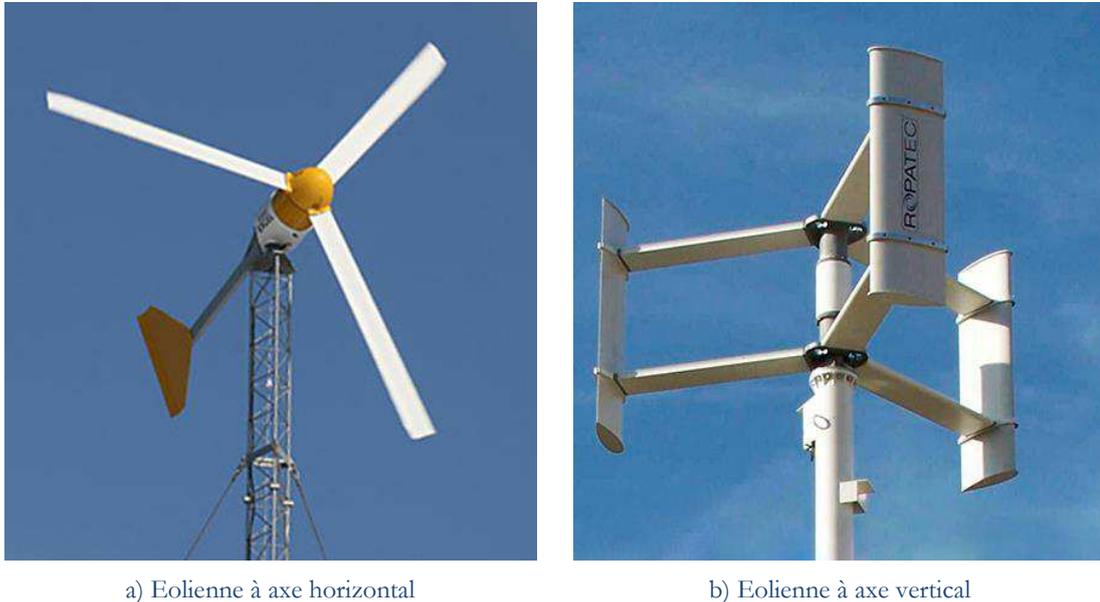


Figure 1 – Comparaison de deux exemples de petites éoliennes d'une puissance nominale de 6 kW.
a) Excel 6, développée par la société Bergey (photographie issue de <http://www.mckeeper.org/>).
b) Eolienne anciennement développée par la société Ropatec (photographie issue de <http://www.archiexpo.com/>).

L'autre aspect des éoliennes urbaines concerne le choix de la technologie pour capter l'énergie. Quel type de machine est préférable ? Si on tient compte des technologies qui sont considérées comme les plus efficaces d'après la littérature, le principal choix se fait entre une éolienne à axe horizontal classique (dans la catégorie (2) du tableau 1) et une éolienne Darrieus (dans la catégorie (9) du tableau 1). L'utilisation d'une éolienne à axe vertical plutôt qu'une éolienne à axe horizontal résulte d'un compromis entre les avantages et désavantages comparés des deux technologies, dont la classification du niveau d'importance est tout à fait subjective. L'analyse qui suit énumère une série de points de comparaisons techniques qui ne sont pas exhaustifs. Pour davantage d'information, se référer aux analyses comparatives de Kirke [137], Malcolm [163] et Jamieson [131]. Les points de comparaison présentés sont principalement aérodynamiques, structurels et liés à l'implantation et à la fiabilité des machines. Il est important de dire que les aspects de coût ne sont pas étudiés à leur juste mesure ici car les aspects techniques sont privilégiés. Ils représentent pourtant une question primordiale. De même, les aspects de contrôle, de régulation, de freinage ou de transmission de l'énergie sont ignorés.

Un des critères les plus importants pour la viabilité d'une implantation éolienne est le coût de son énergie, c'est-à-dire le coût cumulé que représente une machine et son entretien par rapport à la production d'électricité qu'elle va générer sur sa durée de vie. Ce paramètre peut être optimisé en réduisant les coûts liés à la machine ou en améliorant son rendement pour un coût fixe. En termes de rendement, la comparaison des études passées semble montrer que l'éolienne à axe horizontal classique a de meilleures performances qu'une éolienne Darrieus. Il est souvent annoncé que le rendement d'une éolienne classique se situe autour de 45% à 50%, alors que celui d'une éolienne Darrieus est plus proche de 35% à 40%,

au mieux ([163]). Cette tendance n'est qu'indicative, Maydew et Klimas [167] ont par exemple montré qu'une éolienne à axe vertical pouvait avoir un rendement légèrement meilleur qu'une éolienne à axe horizontal de taille comparable et produite à la même époque (dans les années 1980). Ces différences de rendement sont en fait dues à la maturité de la technologie et à la complexité aérodynamique. L'éolienne à axe horizontal est relativement simple d'un point de vue aérodynamique car son fonctionnement est indépendant de la position angulaire azimutale et il n'y a que très peu d'interaction entre les pales et leur sillage. Cette simplicité a favorisé son développement et la technologie est aujourd'hui relativement mature et bien optimisée avec un fort retour d'expérience qui s'est construit depuis plusieurs décennies. A l'opposé, l'éolienne Darrieus présente de nombreuses spécificités aérodynamiques : par le fait même de son fonctionnement, l'incidence et la vitesse relative de l'écoulement par rapport aux pales varient constamment en fonction de l'angle azimutal de manière peu conventionnelle par rapport à ce qui a pu être étudié par le passé en aéronautique. De plus, les pales peuvent être amenées à fonctionner avec une couche limite décollée et il existe de fortes interactions entre les pales et leur sillage. Ces complexités représentent un frein au développement commercial car il est indispensable d'avoir des modèles numériques robustes pour dimensionner et concevoir une éolienne et pour prévoir sa capacité à produire de l'électricité. La conséquence est que bien qu'elle soit étudiée depuis les années 1970, il n'existe pas à l'heure actuelle de géométrie optimale de l'éolienne Darrieus, que ce soit la géométrie du rotor ou le profil de pale. Donc on peut supposer que le rendement de ces machines peut potentiellement encore s'améliorer grâce à une meilleure compréhension scientifique des phénomènes aérodynamiques et grâce à une meilleure modélisation de son comportement. En théorie, la limite de rendement des éoliennes classiques est donnée par la limite de Betz (voir par exemple [112]), soit environ 59,3% de l'énergie cinétique du vent. On peut supposer que cette limite s'applique aussi aux éoliennes Darrieus, mais il existe également d'autres formules théoriques qui annoncent un rendement maximum de l'ordre de 61,7% ([159]) voire 64% ([192]) pour une éolienne Darrieus grâce au fait que ses pales croisent deux fois le flux d'air, une fois dans la phase amont de la rotation, une fois dans la phase aval.

En pratique, les éoliennes urbaines ne peuvent pas être optimisées avec le même niveau d'exigence que les éoliennes de plusieurs mégawatts. En général, les petites éoliennes à axe horizontal ne sont pas à calage variable et les formes des pales sont plus simples (voir figure 1.a), ce qui fait que les petites éoliennes à axe horizontal n'atteignent des rendements que de l'ordre de 25% à 40% au maximum ([94]). Pour une éolienne Darrieus, la géométrie est souvent plus simple (puisque des pales droites avec une section de pale constante sont préférables d'un point de vue aérodynamique, voir figure 1.b) et la mise à petite échelle est soumise à moins de compromis du point de vue aérodynamique. Ainsi, l'écart de rendement entre deux petites éoliennes à axe vertical et horizontal est en réalité moins important que pour les grandes éoliennes.

Les rendements généralement annoncés sont souvent ceux estimés ou mesurés dans des conditions de vent stationnaire et uniforme. Ils sont donnés pour des conditions nominales. Or le vent urbain peut être turbulent et de direction variable. Les changements de direction du vent, plus fréquents que pour les grandes éoliennes, peuvent amener l'écoulement incident à avoir un angle de lacet (fonctionnement en dérapage). Pour une éolienne à axe horizontal, pendant le temps que met l'axe de l'éolienne pour s'aligner avec le vent incident (ce temps dépend de l'inertie du système d'orientation), l'éolienne ne fonctionnera pas dans des conditions optimales. Cela engendre une baisse de production annuelle d'électricité ([157]) et une apparition de phénomènes instationnaires (tel que le décrochage dynamique par exemple). Le facteur de charge (qui indique le temps équivalent de fonctionnement dans les conditions nominales) est considérablement amoindri. Les éoliennes Darrieus n'ont pas ce problème de baisse de performance car leur fonctionnement

est omnidirectionnel. De même, si le vent incident a une composante verticale, donc un angle d'incidence non-nul par rapport au plan horizontal (ce qui peut arriver en haut d'un bâtiment par exemple), une éolienne à axe horizontal n'est pas capable de se réorienter dans cette direction. Certaines études indiquent au contraire que l'éolienne Darrieus produit davantage de puissance lorsque l'écoulement incident est oblique par rapport à l'axe de rotation ([79] et [180]), ce qui la rend plus propice à une installation dans un secteur urbain.

D'un point de vue structurel, il existe des différences importantes de sollicitation liées à l'orientation de l'axe de rotation. Lorsque l'axe de rotation est horizontal, les efforts provoqués par le vent sont axiaux, orientés perpendiculairement aux pales, et sont très peu dépendants de la position azimutale. Si la vitesse infini amont est uniforme, les efforts aérodynamiques induisent une flexion constante des pales. Les efforts d'inertie sont orientés dans l'axe des pales, sont relativement constants aussi, et agissent en traction. Les efforts dus à la gravité sont eux fortement cycliques selon la position azimutale des pales. A l'inverse, les éoliennes Darrieus ont des efforts aérodynamiques très variables et cycliques et des efforts d'inertie qui agissent en flexion. La gravité étant dans l'axe des pales, elle ne joue généralement pas un rôle prépondérant. L'orientation et l'ordre de grandeur de ces efforts donne lieu à des contraintes sur la géométrie des pales et des problématiques structurelles spécifiques. En particulier, on constate souvent des phénomènes de vibration sur les éoliennes Darrieus ([179]). Il existe aussi la question de la tenue en fatigue de ce genre d'éolienne ([24]). Les éoliennes à axe horizontal et vertical souffrent toutes les deux de fatigue, mais les sources de fatigue sont différentes et la bande passante des phénomènes oscillatoires est aussi différente ([163]). Il semble au final que le problème de fatigue soit plus critique pour les éoliennes à axe vertical que pour les éoliennes à axe horizontal étant donné la fluctuation incessante des efforts aérodynamiques sur les pales. En ce qui concerne les contraintes d'inertie, elles peuvent imposer des formes de pale particulières. C'est pour minimiser les déformations des pales dues à l'inertie que la plupart des constructeurs ont donné aux pales d'éolienne Darrieus une forme troposkine¹ par le passé ([35]), car les forces d'inertie étaient très importantes étant donnée la masse des pales dans les années 1980. Sur des pales modernes en matériau composite pour des éoliennes Darrieus de petite taille, ces contraintes ne guident plus de manière aussi critique la géométrie du rotor. Les efforts d'inertie encouragent par contre toujours à avoir des attaches des pales des machines Darrieus aux deux extrémités, causant potentiellement plus de traînée parasite, là où les pales d'éoliennes à axe horizontal ne sont attachées au moyeu qu'en une seule emplanture. Ceci est aussi guidé par le fait que les pales d'éoliennes Darrieus doivent être plus longues pour taille de rotor équivalente ([31]). La conséquence logique de ces longues pales attachées aux deux extrémités est que la structure sur laquelle les pales sont attachées doit elle aussi être longue, ce qui fait que le support est en porte-à-faux. En contrepartie, le mât peut se permettre d'être plus petit, mais s'il est plus petit, le rotor sera plus près du sol et le vent risque d'être moins énergétique à cause de la couche limite atmosphérique. Un mât court peut avoir une utilité pour des installations offshore flottantes car cela facilite la maintenance et permet de placer le centre de gravité plus bas (et assure ainsi une meilleure stabilité à la structure flottante). Pour une éolienne urbaine, l'intérêt n'est que très limité.

Les pales longues des éoliennes Darrieus, si elles nécessitent plus de matière première, peuvent néanmoins être plus simples dans leur forme et donc plus faciles à fabriquer. Pour maximiser la récupération d'énergie éolienne, une pale d'éolienne à axe horizontal se doit d'être vrillée, avec différents profils cambrés le long de la corde et une valeur de la corde qui diminue avec la position radiale. Elle est donc complexe à fabriquer. Pour fonctionner à un régime optimal, la pale d'éolienne Darrieus peut quant à elle être

¹ La forme troposkine est la forme que prend une corde fixée à ses deux extrémités lorsqu'elle tourne à vitesse angulaire constante.

droite, de corde constante et avec un profil symétrique identique tout au long de l'envergure. Techniquement, elle est donc plus simple, même si ensuite les raccords avec l'arbre de support peuvent amener quelques complications supplémentaires. Pour une pale droite, la production de couple moteur d'une éolienne Darrieus n'est pas tout à fait régulière au cours d'une rotation, car la production de couple d'une pale dépend de la position azimutale. De nombreux constructeurs ont donc choisi de donner une forme hélicoïdale à leur machine. Cela uniformise et régularise la production de puissance au cours d'une rotation et évite ainsi certains à-coups en faisant en sorte qu'il y ait toujours une partie de la pale qui assure une force motrice. En contrepartie, cela rend la pale plus complexe à fabriquer.

Une dernière série de critères importants permettant d'évaluer l'intérêt des éoliennes Darrieus par rapport aux éoliennes à axe horizontal classiques concerne tous les aspects liés à l'implantation des éoliennes, tant pour leur maintenance que pour leur interaction avec leur environnement. De par sa géométrie, l'éolienne Darrieus est en général plus modulable, car on peut par exemple empiler plusieurs éoliennes les unes sur les autres, sur un même axe, sans qu'elles ne se perturbent. La question de l'intégration aux bâtiments et aux projets architecturaux est aussi abordée différemment selon la forme de la machine. Ensuite, lorsqu'une éolienne est installée en milieu urbain, elle ne doit pas présenter une nuisance visuelle ou sonore vis-à-vis de la population alentour. La nuisance visuelle est liée à la machine en elle-même et à son ombre, mais pour une petite éolienne, l'ombre n'est pas un paramètre significatif. Pour les éoliennes urbaines, l'aspect visuel est primordial et fait partie des critères de sélection pour les acheteurs, mais sert aussi pour l'acceptation des personnes vivant aux alentours. Bien que ce soit purement basé sur des considérations subjectives, il est souvent rapporté que l'éolienne Darrieus est jugée plus esthétique que l'éolienne à axe horizontal classique par le public.

La nuisance sonore causée par une éolienne et la perception qu'en a le public est aussi un critère sensible ([203]). Pour comparer la nuisance sonore selon le type de machine, il faut d'abord identifier les origines du bruit. Le bruit est à la fois mécanique (lié aux frottements des parties mobiles) et aérodynamique (lié à la turbulence, aux décollements de l'écoulement autour des pales, etc.) ([258]). Entre une éolienne à axe horizontal et vertical de même taille, il n'y a pas de raison pour que le bruit mécanique soit différent car les composants sont sensiblement les mêmes. Quant au bruit aérodynamique, il n'existe pas à la connaissance de l'auteur d'étude comparative entre des éoliennes à axe horizontal et vertical, qu'elles soient de tailles équivalentes ou pas. Oerlemans et al. ([194]) ont montré que pour une grande éolienne à axe horizontal (d'un diamètre de 58 m) dont le rotor est face au vent, le bruit aérodynamique émis au sol est principalement produit par le bord de fuite de la pale descendante, dans la région proche du bout de la pale. Pour une petite éolienne, Vanhaeverbeke ([258]) indique que la turbulence du vent incident est aussi à l'origine d'une part importante du bruit de la machine. Une autre source de bruit peut être le passage de la pale à proximité du mât, source qui est encore plus importante quand le rotor est situé en aval du mât (éolienne dite "sous le vent"). Pour une éolienne Darrieus, aucune étude ne définit précisément les sources de bruit. Si l'on compare le fonctionnement d'une éolienne à axe vertical et horizontal, l'éolienne à axe vertical subit des fluctuations des efforts aérodynamiques, avec potentiellement plus de décollement de l'écoulement autour du profil, ce qui peut être une source de bruit à basse fréquence ([112]) que l'éolienne à axe horizontal n'a pas. Les interactions entre les pales et le sillage sont plus fréquentes sur une éolienne à axe vertical que sur une éolienne à axe horizontal, ce qui peut aussi être à l'origine d'un terme supplémentaire de bruit. Sur une éolienne Darrieus, les pales interagissent aussi avec l'axe de support situé au milieu du rotor, ainsi que son sillage, de la même manière que les pales d'une éolienne à axe horizontal interagissent avec le mât. En revanche, la distance entre cet axe et les pales est nettement plus grande, d'où une source de nuisance sonore plus faible pour

l'éolienne Darrieus ([187]). Mais un des critères les plus importants pour déterminer le niveau sonore d'une machine est sa vitesse de rotation pour une vitesse de vent donnée. Plus la vitesse de rotation est lente et moins l'émission sonore est élevée, or de manière générale, l'éolienne Darrieus fonctionne à une vitesse de rotation plus lente que l'éolienne à axe horizontal classique, et ceci rend vraisemblablement l'éolienne Darrieus très silencieuse d'après McLaren ([178]), et plus silencieuse qu'une éolienne à axe horizontal d'après Iida et Mizuno ([124]).

Un dernier point important est la sécurité et la fiabilité mécanique des éoliennes au cours du temps. Il faut s'assurer que les machines vont produire tout au long de leur durée de vie sans défaillance technique fatale. Les éoliennes à axe horizontal ont acquis une maturité et un retour d'expérience qui montrent qu'elles proposent en général une solution durable de production d'électricité. Sur ce point, pour les éoliennes Darrieus, on ne peut se baser que sur les seules machines pour lesquelles on a des données sur un nombre conséquent de machines sur une longue durée : il s'agit des éoliennes de Flowind Corporation installées en Californie ([95]). Il s'agissait de plus de 500 machines de première génération cumulant une puissance de 95 MW. Ce n'était pas des éoliennes urbaines, mais la question de la durée de vie se pose de la même façon. Ces machines installées en 1986 et ont produit jusqu'à 105000 MWh dans leur meilleure année (1987). Mais une série de défaillances au niveau des joints entre les éléments de pale en aluminium a submergé la société Flowind qui n'a pas pu faire face. La seconde génération de machine ([2]) n'a jamais été industrialisée et la société a fait faillite en 1997. Cette année-là, les 511 machines ne produisaient plus que 22% de l'énergie qu'elles ont produite en 1987. L'explication de la faillite de Flowind n'est pas uniquement due à la fiabilité de ces machines Darrieus au cours du temps, elle est aussi due au manque de compétitivité économique de ces machines par rapport aux autres machines de l'époque ([131]). Depuis cette époque, à la connaissance de l'auteur, aucune autre machine Darrieus commerciale n'a prouvé qu'elle pouvait continuer à produire de l'électricité sans défaillance technique sur une durée d'au moins une dizaine d'année. En ce qui concerne des petites éoliennes Darrieus urbaines, l'exemple commercial le plus significatif semble être l'éolienne QR5 de la société Quiet Revolution qui existe depuis le milieu des années 2000 et qui a fait partie des entreprises productrices d'éolienne à axe vertical les plus prospères. Il n'existe que peu d'informations publiques sur la fiabilité de la machine sur la durée et le retour d'expérience n'est pas suffisamment conséquent pour se forger une idée sur ce genre de machine. De plus, il apparaît que la société connaît depuis avril 2014 les signes précurseurs d'une faillite ([96]), à l'image de nombreuses autres sociétés conceptrices d'éoliennes à axe vertical comme par exemple CleanField Energy, Noveol, Windspire Energy (d'après [39]). Au final, aucun fabricant d'éolienne à axe vertical n'a jusqu'ici pu s'implanter véritablement dans la durée sur le marché et aucune machine commerciale n'a manifestement pu prouver sa viabilité technologique, ni sa viabilité économique (en terme de coût de l'énergie).

Pour résumer, l'éolienne à axe vertical n'est pas aussi optimisée que peut l'être l'éolienne à axe horizontal car la technologie n'est pas aussi mature du fait de sa complexité aérodynamique. Le fait qu'elle soit une technologie alternative crédible pour les milieux urbains s'explique par le fait qu'elle présente des caractéristiques très intéressantes à exploiter dans ces environnements, parmi lesquelles son omnidirectionnalité, ses bonnes capacités de production d'électricité malgré un vent oblique, la relative simplicité de la forme de ses pales (non-vrillées à section constante), voire même son esthétique. Ceci fait que la machine peut fonctionner plus souvent que d'autres types de machines dans des conditions optimales. Néanmoins, les besoins structurels d'une telle éolienne semblent plus contraignants que ceux d'une éolienne à axe horizontal classique. Ceci a été à l'origine de nombreuses défaillances techniques de machines commerciales et a limité le développement de cette technologie.

I.4 Les objectifs de l'étude

Le paragraphe précédent a rappelé que la complexité aérodynamique a limité le développement commercial des éoliennes Darrieus car le rendement des machines n'est pas encore suffisamment compétitif face aux éoliennes à axe horizontal classiques. Il y a des raisons de croire qu'une meilleure compréhension des phénomènes aérodynamiques liés au fonctionnement de ce type de machine peut donner accès à une amélioration des performances.

Cette thèse s'inscrit dans un cadre industriel, en collaboration avec la société Noveol SAS, qui concevait et commercialisait des éoliennes à axe vertical hybrides Darrieus-Savonius au moment où le projet de thèse a débuté. La société Noveol a subi une liquidation judiciaire avant la fin de ce travail de thèse. L'éolienne de cette entreprise a servi de modèle de référence pour la totalité de l'étude.

D'un point de vue industriel, les besoins en termes aérodynamiques sont principalement orientés vers un outil numérique capable de procéder à un dimensionnement des différents éléments du rotor, et un outil capable de prédire la production d'une machine en connaissant sa géométrie. Cette prédiction est indispensable pour pouvoir réaliser une conception adaptée, voire pour optimiser la géométrie et assurer une production maximale d'électricité. Pour être utilisable en pratique, cet outil numérique doit proposer un compromis acceptable entre la fiabilité des prédictions (c'est-à-dire être fidèle à la réalité du terrain) et la rapidité de calcul (car il doit pouvoir répondre à des délais de temps imposés). Dans le commerce, il n'y a quasiment pas d'outil de conception dédié aux éoliennes Darrieus ou Savonius qui satisfasse ces critères. Certains logiciels scientifiques ou académiques existent (QBlade, CARDAAV, etc.), mais ne sont pas complètement appropriés pour une utilisation industrielle et ils n'ont pas toujours la flexibilité suffisante pour s'adapter à l'éolienne étudiée ici.

La présente étude se limite à la partie Darrieus de l'éolienne hybride étudiée, laissant la partie Savonius et les parties de transition et de liaison à des études ultérieures. L'approche numérique retenue s'est basée sur une méthode des panneaux qui permet de simuler la complexité des aspects instationnaires en gardant un niveau de sophistication raisonnable. Le choix de ce modèle s'est aussi basé sur la perspective plus lointaine de pouvoir procéder à l'étude de l'éolienne dans les conditions de vent variable tel que cela peut se produire dans un milieu urbain, avec un éventuel couplage aéro-élastique. L'objectif du travail numérique réalisé ici est de développer ou d'améliorer un code de calcul adapté à la configuration spécifique de l'éolienne qui sert de référence.

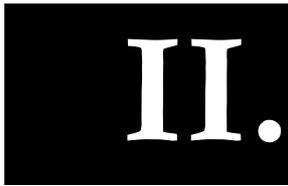
Au cours de ce travail de thèse, les objectifs industriels se sont confrontés à des barrières scientifiques. Certains phénomènes physiques ont nécessité une étude plus approfondie. C'est le cas du décrochage dynamique, qui est un phénomène aérodynamique complexe qui modifie profondément les efforts subis par les pales. Une meilleure compréhension de ce phénomène a été jugée cruciale pour l'adaptation du modèle numérique. D'après Carr [45], il a été montré qu'une erreur de 30% dans la prédiction des efforts aérodynamiques sur une éolienne Darrieus résulte en une réduction d'un facteur 70 de la durée de vie estimée de la machine. Etant donné que le décrochage dynamique peut provoquer des fluctuations de l'ordre de 100% des efforts aérodynamiques, l'amélioration des techniques de prédiction du décrochage dynamique apparaît indispensable.

Le décrochage dynamique spécifique d'une pale d'éolienne Darrieus a fait l'objet d'une étude expérimentale approfondie. L'expérience s'est composée d'une maquette

d'éolienne Darrieus, représentative de l'éolienne de référence, testée dans une soufflerie. La problématique scientifique s'est principalement axée sur la compréhension et la quantification des effets des lâchers tourbillonnaires inhérents au fonctionnement de cette machine. Il était notamment important de vérifier si ces effets sont globalement positifs ou négatifs pour la production d'électricité. L'analyse a également été guidée par l'idée de trouver un modèle numérique adapté pour reproduire les effets ainsi quantifiés.

Au final, ce travail de thèse contribue à la compréhension du phénomène de décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus. Cet apport a été rendu possible par l'utilisation de mesures instationnaires de pression à la surface des pales, ce qui est un outil de mesure riche en information mais très peu utilisé sur une éolienne en rotation du fait de l'encombrement et de la complexité du montage que cela nécessite. Les résultats obtenus garantissent aussi un enrichissement des bases de données disponibles pour une comparaison expérimental/numérique. La contribution de cette étude repose également sur le développement de méthodes et sur une analyse quantitative et qualitative des résultats numériques et expérimentaux. En particulier, les résultats numériques et expérimentaux sont traités simultanément, en les combinant, ce qui laisse beaucoup de possibilités d'angle d'études.

Cette thèse comporte six chapitres. Le premier chapitre est l'introduction du contexte de l'étude. Le second chapitre décrit le fonctionnement et les principes de base à savoir sur une éolienne Darrieus. Il explore et confronte aussi les informations issues de la littérature les unes avec les autres. Certains phénomènes aérodynamiques qui caractérisent l'éolienne de référence sont également présentés en se basant sur l'analyse des études passées. Le troisième chapitre expose le modèle numérique employé dans cette thèse en détaillant la construction et en montrant les limitations d'utilisation du modèle. Le quatrième chapitre décrit l'expérience réalisée ainsi que les outils de traitement mis en place. Le cinquième chapitre est conçu autour de l'analyse des résultats en fonction des différentes configurations testées. Cette analyse se concentre sur l'effet du décrochage dynamique. Enfin, le sixième et dernier chapitre s'intéresse plus particulièrement à la façon dont le décrochage dynamique peut être modélisé de manière semi-empirique. Il se base sur le calage et la modification d'un modèle existant.



L'ÉOLIENNE DARRIEUS

Résumé

Pour mettre en place une modélisation adaptée à la configuration d'éolienne qui nous intéresse, il convient de préciser préalablement les caractéristiques générales de l'éolienne Darrieus d'une part et les spécificités de l'éolienne que l'on souhaite étudier d'autre part. Dans ce chapitre, on s'attache d'abord à préciser le principe de fonctionnement de l'éolienne Darrieus et l'influence de plusieurs paramètres sur ses performances. A la lumière de cet inventaire, les liens de causalité entre les particularités géométriques de l'éolienne de référence et certains phénomènes aérodynamiques sont établis. Ces phénomènes sont détaillés individuellement et les connaissances actuelles de leurs effets sont exposées. Enfin, une revue des études expérimentales existantes sur ce type de machine est proposée. Elle se concentre sur deux types de mesure : les relevés d'effort et de pression instationnaires et les visualisations et les mesures de vélocimétrie dans le sillage proche d'un rotor Darrieus.

Sommaire

II.1	Fonctionnement d'une machine Darrieus	16
II.1.1	Paramètres caractéristiques et référentiels	16
II.1.1.1	Données géométriques	16
II.1.1.2	Données fonctionnelles	18
II.1.1.3	Référentiels, orientation et adimensionnement	19
II.1.2	Principe de fonctionnement	21
II.1.3	Les origines des lâchers tourbillonnaires	24
II.1.3.1	Emission de vortacité par variation de circulation	25
II.1.3.2	Les tourbillons marginaux	27
II.1.4	Influence des paramètres caractéristiques	28
II.1.4.1	Influence de la vitesse réduite	28
II.1.4.2	Influence de la vitesse (nombre de Reynolds et turbulence)	29
II.1.4.3	Influence du nombre de pales et de la solidité	32
II.1.4.4	Influence du caractère hélicoïdal	34
II.1.4.5	Le choix du profil de pale	35
II.1.4.6	Caractère instationnaire	36
II.2	Les phénomènes aérodynamiques caractéristiques d'une forte solidité	39
II.2.1	Effet de courbure	39
II.2.1.1	Effet de courbure pour une éolienne Darrieus	40
II.2.1.2	Choix du point de calcul de l'incidence	42
II.2.1.2.1	Mise en évidence de l'influence du point de calcul de l'incidence	42
II.2.1.2.2	Choix pertinent du point de calcul de l'incidence	43
II.2.1.3	Ajout d'un facteur correctif	46
II.2.1.4	Conclusion sur l'effet de courbure	48
II.2.2	Décrochage dynamique et effets instationnaires	49
II.2.2.1	Description du phénomène	50

II.2.2.2	Influence des principaux paramètres	53
II.2.2.2.1	Influence du type de mouvement.....	54
II.2.2.2.2	Influence de la loi de mouvement.....	55
II.2.2.2.3	Influence du nombre de Reynolds et de la turbulence	58
II.2.2.2.4	Influence de la forme du profil	60
II.2.2.2.5	Influence de l'angle de flèche.....	61
II.2.2.3	Décrochage dynamique pour une éolienne Darrieus	61
II.2.2.4	Modélisation du décrochage dynamique	64
II.2.2.4.1	Modèle de Gormont.....	65
II.2.2.4.2	Modèle de l'ONERA	66
II.2.2.4.3	Modèle de Leishman-Beddoes	67
II.2.2.4.4	Modélisation du décrochage dynamique par double émission de sillage .	71
II.2.2.4.5	Conclusion sur le décrochage dynamique	71
II.3	L'éolienne étudiée	72
II.3.1	Description de l'éolienne étudiée.....	72
II.3.2	Caractéristiques détaillées de la partie Darrieus.....	73
II.3.2.1	Solidité et allongement	74
II.3.2.2	Caractère hélicoïdal	75
II.3.2.3	Conditions de fonctionnement.....	76
II.3.2.4	Caractère instationnaire.....	77
II.3.2.5	Récapitulatif	78
II.4	Etudes expérimentales du décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus	78
II.4.1	Etudes des efforts, des pressions et de la couche limite sur les pales.....	79
II.4.2	Etude du sillage lointain ou proche et du lâcher tourbillonnaire	82
II.5	Conclusion	89

II.1 Fonctionnement d'une machine Darrieus

On rappelle tout d'abord le terme de machine Darrieus, évoqué dans le paragraphe I.2. Il peut représenter une éolienne (fonctionnant avec l'air) ou une hydrolienne (fonctionnant avec l'eau) dont l'axe de rotation est transversal à l'écoulement et qui fonctionne suivant le principe breveté par Darrieus en France en 1925 ([62]) et aux Etats-Unis en 1931 ([63]). Le fonctionnement, commun aux éoliennes et hydroliennes Darrieus, repose sur le principe qu'un profil en rotation dans un écoulement, tournant dans un plan transverse à l'axe de rotation (voir figure 2), va générer une force aérodynamique dont sa composante tangentielle au profil sera en majorité du temps motrice. On utilisera par la suite l'appellation éolienne Darrieus pour désigner de manière standard une machine Darrieus de quelque nature qu'elle soit. Nous commençons d'abord par expliquer les différentes notations et orientations qui seront utilisées dans ce document avant de présenter le principe de fonctionnement de la machine par une analyse bidimensionnelle.

II.1.1 Paramètres caractéristiques et référentiels

II.1.1.1 Données géométriques

On considère N pales profilées et identiques, de corde c et d'envergure h , placées à une distance R de l'axe de rotation. Le point d'attache d'une pale est défini comme le point où la ligne radiale partant de l'axe de rotation intercepte la corde de la pale perpendiculairement (voir figure 2), il est repéré par la distance x_{att} entre le bord d'attaque

et le point d'attache. Pour comparer les tailles des éoliennes, la notion de surface balayée, notée S , a été introduite. Il s'agit de la surface offerte au vent, projetée suivant la direction du vent. Pour une machine Darrieus à pale droite et à rayon constant, la surface balayée vaut $S = 2Rh$ où h est la hauteur du rotor (égal à l'envergure des pales).

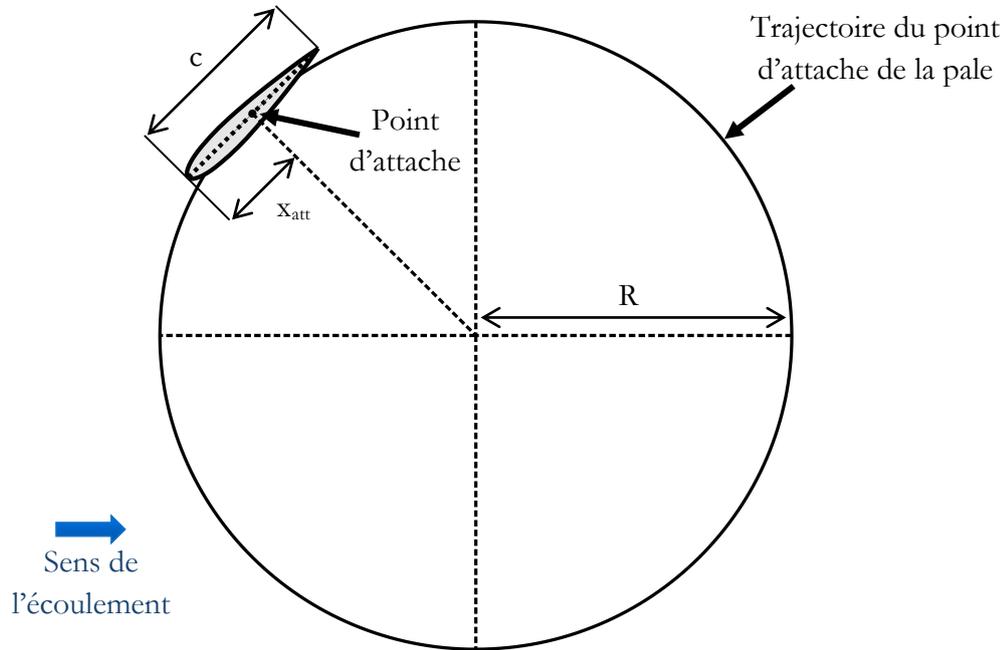


Figure 2 – Données géométriques d'une machine Darrieus dans une vue en coupe transversale.

A partir de ces données géométriques, on peut construire des nombres adimensionnels caractérisant la géométrie du rotor. Le niveau de blocage du vent par la seule présence de l'éolienne est symbolisé par la solidité. Il existe plusieurs définitions de la solidité. Nous la définirons comme le rapport entre la surface totale des pales et la surface balayée, qui pour une machine classique s'exprime par la relation (1). Une autre définition considère par exemple le rapport entre la longueur cumulée des cordes des pales et la périphérie du rotor. La différence entre l'une et l'autre des définitions revient à appliquer simplement un facteur de proportionnalité constant.

$$\sigma = \frac{Nch}{S} = \frac{Nc}{2R} \quad (1)$$

On peut aussi définir une solidité de pale σ_p , égale au rapport entre la corde de la pale et le rayon du rotor :

$$\sigma_p = \frac{c}{R} \quad (2)$$

Bien que le fonctionnement puisse être expliqué par une analyse bidimensionnelle (cf. II.1.2), le caractère tridimensionnel du rotor peut amener des modifications importantes du comportement. On définit ici un paramètre adimensionnel pour exprimer ce niveau de tridimensionnalité : l'allongement, noté AR (acronyme de l'expression anglaise *Aspect Ratio*). Il est défini comme le rapport entre le carré de l'envergure et la surface portante d'une pale,

qui est aussi égal au rapport entre l'envergure et la corde si la corde est constante sur la totalité de l'envergure :

$$AR = \frac{h^2}{ch} = \frac{h}{c} \quad (3)$$

Un aspect du caractère tridimensionnel peut aussi être spécifié par la nature hélicoïdale de l'éolienne. On introduit Λ l'angle d'inclinaison des pales, généralement constant, qui représente l'angle local formé entre l'axe de rotation et la ligne génératrice de la pale considérée comme une extrusion (voir figure 3). La ligne génératrice est la ligne que suit le point d'attache sur toute l'envergure de la pale. Pour une pale droite, l'angle d'inclinaison vaut zéro. L'appellation n'est pas une appellation standard, il n'en existe vraisemblablement pas pour les éoliennes Darrieus. On peut toutefois faire l'analogie avec l'angle de flèche pour les ailes ou les pales trapézoïdales. Amet [18] introduit plutôt l'angle de couverture circonférentielle, qui correspond à la variation d'angle azimutal entre les deux bouts de pale ($\Delta\theta$ dans la figure 3) et qui peut s'exprimer en fonction de Λ et AR . L'angle d'inclinaison peut être vu comme étant l'angle de la ligne génératrice si on déroule le cylindre sur laquelle elle se repose (voir figure 3). On l'exprime par la relation suivante :

$$\Lambda = \text{atan}\left(\frac{R\Delta\theta}{h}\right) \quad (4)$$

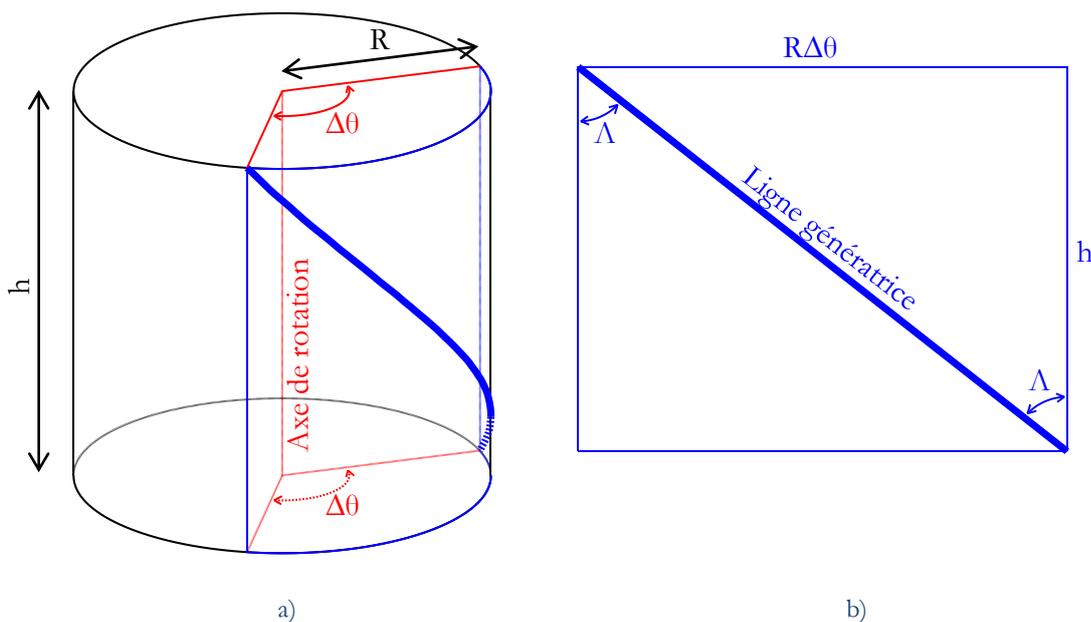


Figure 3 – Schéma de définition de l'angle d'inclinaison par développement de la ligne génératrice.

a) Vue simplifiée du rotor avec la ligne génératrice d'une pale en trait bleu épais.

b) Vue développée en déroulant le cylindre sur laquelle la ligne génératrice s'appuie (projection isométrique dans le plan vertical).

II.1.1.2 Données fonctionnelles

Les données fonctionnelles sont les paramètres liés aux conditions extérieures de fonctionnement de la machine. De manière générale, on peut considérer le vent incident au rotor comme uniforme et constant sur la durée de l'étude. On le nomme vent infini amont

et le note U_∞ . La vitesse angulaire de la machine est notée ω . La vitesse réduite de la machine, aussi appelée vitesse spécifique, paramètre de rapidité, rapport d'avance ou paramètre d'avancement, est le rapport entre la vitesse due à la rotation au point le plus éloigné de l'axe de rotation (c'est-à-dire le rayon maximal) et la vitesse infini amont. La vitesse réduite, notée λ , se déduit de la relation suivante :

$$\lambda = \frac{R\omega}{U_\infty} \quad (5)$$

Ce nombre adimensionnel conditionne fortement le type de fonctionnement et les phénomènes aérodynamiques que va rencontrer la machine.

Le nombre de Reynolds sert à caractériser le régime d'écoulement perçu par les pales. Il représente le rapport entre les forces inertielles et les forces visqueuses. Pour l'étude locale d'une pale de machine Darrieus, on choisit généralement de considérer un nombre de Reynolds caractéristique à partir de la vitesse de rotation pour qu'il n'y ait pas de dépendance à la position des pales. Son expression est la suivante :

$$Re = \frac{R\omega c}{\nu} = \frac{\lambda U_\infty c}{\nu} \quad (6)$$

Le nombre de Mach informe sur le caractère compressible ou non de l'écoulement. Comme pour le nombre de Reynolds, on utilise une valeur caractéristique de la vitesse pour avoir un paramètre adimensionnel unique pour une condition de fonctionnement, qu'on compare à la vitesse du son notée a . Son expression est donnée par l'équation (7). Sa valeur est généralement très faible dans le contexte des éoliennes de petite taille, de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} .

$$M = \frac{R\omega}{a} = \frac{\lambda U_\infty}{a} \quad (7)$$

II.1.1.3 Référentiels, orientation et adimensionnement

Puisque l'éolienne Darrieus a des pales en rotation autour d'un axe, le changement de repère est un outil facilement maniable pour étudier les différents aspects de la machine. La figure 4 répertorie tous les repères utilisés. Ils sont définis en trois dimensions, mais pour la plupart de l'étude, nous nous placerons dans un plan transversal.

Nous définissons d'abord un repère global $(O ; \vec{e}_x ; \vec{e}_y ; \vec{e}_z)$ pour définir les caractéristiques globales de la machine, ses performances ou son sillage. Il s'agit d'un repère fixe à coordonnées cartésiennes. Le point O est fixé au pied du rotor, sur l'axe de rotation, le vecteur directeur \vec{e}_x est orienté dans la direction de l'écoulement, \vec{e}_z est un vecteur aligné avec l'axe de rotation. Le vecteur \vec{e}_y pointe vers la position où la pale est placée lorsqu'elle est orientée face au vent infini amont.

Pour comprendre comment la force motrice est générée au niveau de la pale, nous définissons ensuite un repère tournant $(P_{att} ; \vec{e}_n ; \vec{e}_t ; \vec{e}_z)$ lié à une pale. Le point P_{att} est le point d'attache de la pale, \vec{e}_n est le vecteur directeur normal au profil, orienté vers l'extérieur du rotor, et \vec{e}_t est tangent au profil, orienté vers le bord d'attaque. Ainsi, une force sera motrice si sa composante selon \vec{e}_t est positive. De plus, on peut définir à l'aide de cette base une position azimutale des pales, notée θ , qui est l'angle formé entre les vecteurs \vec{e}_y et \vec{e}_n . Ce

choix permet de distinguer une phase amont de la rotation ($0^\circ \leq \theta < 180^\circ$) et une phase aval de la rotation ($180^\circ \leq \theta < 360^\circ$). On peut aussi distinguer deux zones remarquables que l'on mentionnera parfois : la zone de profil face au vent ($\theta \approx 0^\circ$) et dos au vent ($\theta \approx 180^\circ$). Par convention, en présence de plusieurs pales, la position azimutale du rotor se limite à la position azimutale d'une pale de référence située initialement face au vent.

Lorsqu'il faut définir des répartitions de pression ou des propriétés de la couche limite, il est parfois plus utile de définir une base $(\vec{e}_\tau ; \vec{e}_o ; \vec{e}_z)$ liée à la surface du profil. Le vecteur \vec{e}_τ est tangent à la surface du profil, \vec{e}_o est normal au profil orienté vers l'extérieur du profil. Cette base sert en particulier quand il est question de coordonnées curvilignes. Pour mesurer l'abscisse curviligne le long de la surface du profil, le choix est fait de tourner dans le sens horaire, de telle sorte qu'en partant du bord de fuite, la face intérieure du profil (face à l'axe de rotation) est traversée avant la face extérieure (voir figure 4).

En suivant la base du repère global, on peut préciser que le vecteur vorticité calculé dans le plan transversal sera aligné avec le vecteur \vec{e}_z . Ainsi, la vorticité sera positive si elle symbolise une rotation de l'écoulement dans le sens antihoraire (ou sens trigonométrique) et sera négative lorsqu'elle symbolise une rotation dans le sens horaire.

Si pour un profil en translation, les faces intrados et extrados sont bien définies : (l'intrados étant la face inférieure en surpression et l'extrados étant la face supérieure en dépression, donc dirigée du côté de la portance positive), pour un profil de pale d'une Darrieus, les faces sont alternativement en surpression et en dépression. On utilisera donc les termes de faces intérieure et extérieure, la face intérieure étant orientée vers l'axe de rotation. De la même manière, l'angle d'attaque est généralement supposé positif lorsque l'écoulement incident touche en premier la face inférieure (intrados). Pour garder une notation similaire lorsque la pale est dans sa position azimutale initiale ($\theta = 0^\circ$), nous définirons un angle d'attaque comme étant positif lorsqu'il impacte en premier la face intérieure. De manière générale, l'angle d'attaque est alors négatif sur la phase amont de la rotation puis positif dans la phase aval (voir paragraphe II.1.2). Lorsque des formules seront tirées de la littérature, elles seront corrigées pour respecter cette règle d'orientation et les règles précédentes concernant l'orientation des vecteurs directeurs.

Une dernière précision est à apporter sur l'adimensionnement des efforts aérodynamiques. De manière générale, une force F_{3D} est adimensionnée par le produit de la pression dynamique par la surface alaire de telle sorte qu'on peut définir un coefficient C_F de la force F_{3D} pour une pale rectangulaire par la formule :

$$C_F = \frac{F_{3D}}{\frac{1}{2} \rho c h U_r^2} \quad (8)$$

En pratique, la vitesse relative U_r est souvent inconnue (dans le cas de mesures expérimentales d'effort aérodynamique par exemple) et il n'est pas possible de procéder à cet adimensionnement. On proc dera aux adimensionnements en remplaçant U_r par λU_∞ (ou juste U_∞) qui est une valeur connue, dans ce cas, on accolera au coefficient un astérisque :

$$C_F^* = \frac{F_{3D}}{\frac{1}{2} \rho c h (\lambda U_\infty)^2} \quad (9)$$

Pour l'adimensionnement de la puissance générée par le rotor, ce n'est plus la vitesse relative au profil qui est significative pour le processus de transfert d'énergie, mais la vitesse infini amont U_∞ .

Néanmoins, puisque le fonctionnement de l'éolienne Darrieus est par nature bidimensionnel, l'unité d'envergure n'est pas nécessaire pour les calculs et les forces en jeu sont souvent données par unité d'envergure. Si F est l'élément de la force F_{3D} par unité d'envergure, les coefficients C_F et C_{F^*} sont donnés par la formule :

$$C_F = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho c U_r^2} \quad \text{et} \quad C_{F^*} = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho c (\lambda U_\infty)^2} \quad (10)$$

Sauf mention du cas contraire, l'ensemble des forces qui seront données par la suite seront des forces par unité d'envergure et les expressions (10) s'appliqueront pour l'adimensionnement de tout effort aérodynamique.

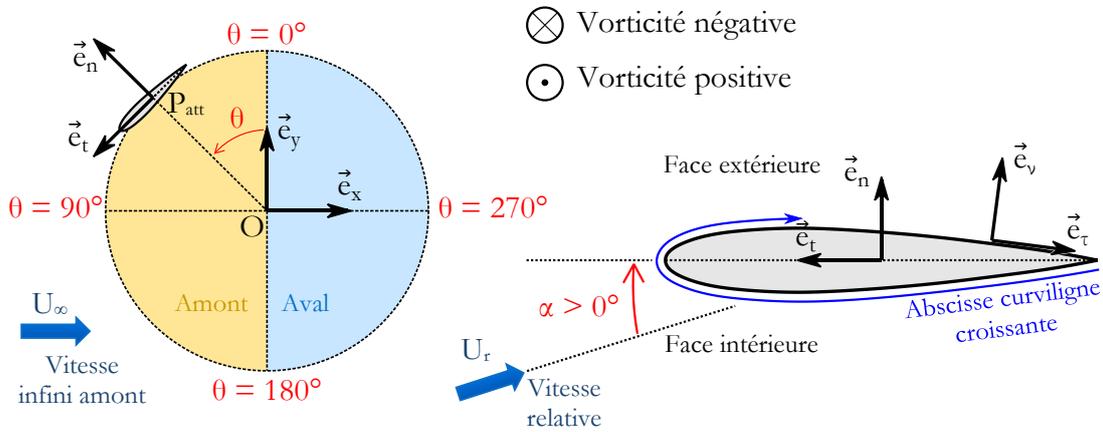


Figure 4 – Définition des référentiels et des bases associées dans une vue en coupe transversale et rappel des principales orientations (azimut, angle d'attaque, vorticité, abscisse curviligne).

II.1.2 Principe de fonctionnement

Pour faciliter la compréhension, nous décrivons ici un principe de fonctionnement simplifié où le moment aérodynamique est négligeable, c'est-à-dire que le point d'attache est le point où s'appliquent les efforts aérodynamiques. Le rayon de la machine est supposé constant et la vitesse de rotation ne varie pas. La pale tournant autour de l'axe de rotation est confrontée à une vitesse relative, ou vitesse apparente notée \vec{U}_r ou \vec{U}_p . Cette dernière notation fait remarquer qu'il s'agit de la vitesse dans le référentiel de la pale. Elle résulte du changement de référentiel qui s'exprime par la combinaison vectorielle de la vitesse infini amont et de la vitesse de rotation si l'on néglige les perturbations :

$$\vec{U}_r = \vec{U}_\infty - \vec{\omega} \times (\vec{X} - \vec{X}_O) = \vec{U}_\infty - \vec{U}_p \quad \text{où} \quad \vec{U}_p = \vec{\omega} \times (\vec{X} - \vec{X}_O) \quad (11)$$

\vec{U}_p est la vitesse induite par la seule rotation de la pale. Au point d'attache, pour $\vec{X} = \vec{X}_{att}$, on a $\vec{U}_p = R\omega \vec{e}_t$. L'angle d'attaque au point d'attache peut se déduire de la projection de la vitesse relative dans le repère bidimensionnel lié au profil $(\vec{e}_n; \vec{e}_t)$:

$$\alpha = \text{atan}\left(\frac{\vec{U}_r \cdot \vec{e}_n}{\vec{U}_r \cdot \vec{e}_t}\right) \quad (12)$$

En exprimant la vitesse relative en fonction des paramètres de fonctionnement adimensionnels, la relation s'exprime :

$$\alpha = -\text{atan}\left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda + \cos(\theta)}\right) \quad (13)$$

L'angle d'attaque alterne un signe négatif dans la phase amont et positif dans la phase aval. De la même manière la vitesse relative évolue avec l'angle azimutal en suivant la relation :

$$\|\vec{U}|_p\| = U_r = U_\infty \sqrt{1 + 2\lambda \cos(\theta) + \lambda^2} \quad (14)$$

La présence d'une incidence non-nulle sur le profil de la pale engendre la création d'une force F sur le profil (voir figure 5), que l'on peut décomposer en traînée D (composante dans la direction de la vitesse relative) et en portance L (composante perpendiculaire à la vitesse relative). Les forces de portance et de traînée sont reliées à leurs coefficients adimensionnels respectifs C_L et C_D par des relations du type de la formule (10), les coefficients pouvant eux-mêmes se déduire de l'incidence et de la vitesse relative. Si on projette la force F sur le repère lié au profil, on obtient la force tangentielle F_T et la force normale F_N . La force normale exprimée au point d'attache est systématiquement dans l'axe d'un rayon et ne contribue pas à la rotation de la pale. La force tangentielle représente la composante motrice (ou résistive) de la force aérodynamique. On peut écrire F_T et F_N en fonction de la portance et de la traînée par des relations géométriques faisant intervenir l'incidence.

Le couple instantané M_O que la force fournit au rotor s'exprime par le produit de la force tangentielle avec le rayon du rotor. On peut déduire le couple moyen \bar{M}_O en faisant la moyenne sur une rotation du couple instantané. Ensuite, son produit par la vitesse angulaire donne la puissance moyenne \bar{P} générée par les efforts aérodynamiques. Pour N pales, la puissance moyenne s'exprime par l'expression :

$$\bar{P} = \sum_{n=1}^N \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} M_O(\theta) d\theta = \frac{NhR\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_T(\theta) d\theta \quad (15)$$

On définit ensuite le coefficient de puissance aérodynamique (voir relation (16)) comme étant le rapport entre la puissance moyenne et la puissance cinétique du vent qui traverse la surface balayée par la machine. De même, on peut déterminer un coefficient de couple C_Q , version adimensionnelle du couple donnée par la relation (17) :

$$C_p = \frac{\bar{P}}{\frac{1}{2} \rho S U_\infty^3} \quad (16)$$

$$C_P = \frac{\sigma\lambda}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{U_r}{U_\infty}\right)^2 [C_L \sin(\alpha) - C_D \cos(\alpha)] d\theta \quad (19)$$

La formule (19) révèle que pour une géométrie de rotor donnée, le coefficient de puissance est principalement fonction de la vitesse réduite, de la vitesse relative et de l'incidence (les coefficients aérodynamiques étant fonction de ces deux dernières caractéristiques). Or la vitesse relative de l'écoulement et l'incidence sont elles-mêmes des attributs qui dépendent de la vitesse réduite à travers les formules (13) et (14), faisant de la vitesse réduite le paramètre fondamental qui module le rendement de la machine.

La figure 6 indique une évolution typique du coefficient de puissance en fonction de la vitesse réduite. On note qu'une trop faible vitesse réduite provoque des angles d'incidence de fortes amplitudes qui peuvent mener à de forts décollements de la couche limite, voire à du décrochage dynamique (voir paragraphe II.2.2), ce qui se traduit globalement par une perte de rendement. Une vitesse réduite trop importante induit des angles d'attaque trop faibles pour que le terme $C_L \sin(\alpha)$ ne prévale sur le terme $-C_D \cos(\alpha)$ dans la relation (18). Dans ces conditions, les effets secondaires parmi lesquels la viscosité, à travers la traînée de frottement notamment, jouent alors un rôle influent dans la réduction des performances. En résumé, la courbe de puissance en fonction de la vitesse réduite présente une forme de cloche, limitée d'un côté par le décrochage, de l'autre par la viscosité. Le rendement est optimal quand les effets s'équilibrent.

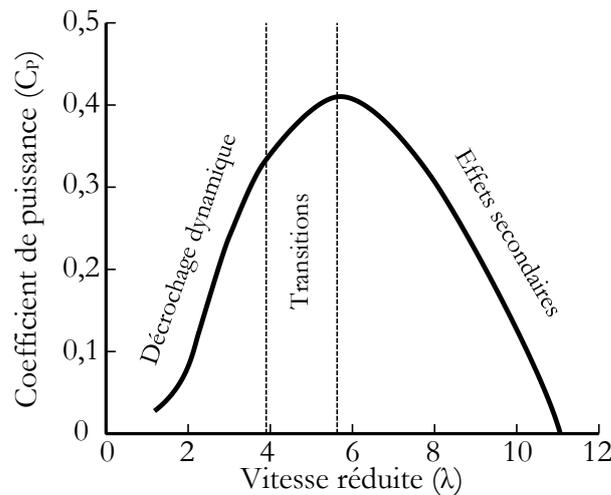


Figure 6 – Evolution typique d'une courbe de coefficient de puissance en fonction de la vitesse réduite (d'après [200]).

II.1.3 Les origines des lâchers tourbillonnaires

Le sillage des pales contient majoritairement de la vorticité que l'on qualifie d'émission tourbillonnaire car la nappe cisailée du sillage tend à former des tourbillons. La dynamique de ce lâcher tourbillonnaire joue un rôle primordial dans le fonctionnement d'une machine Darrieus. Il existe ici deux familles de tourbillons : les tourbillons émis parall llement à l'axe des pales, et les tourbillons émis aux bouts des pales, perpendiculairement aux pales et dans le sens de l'écoulement, communément appelés vortex marginaux. La première catégorie de vortex est liée à la variation de circulation. L'énergie extraite par le rotor étant

basée sur cette variation de circulation, ce type de vortex est une conséquence du processus d'échange d'énergie entre le fluide et la machine, comme le rappelle clairement Ferreira [78]. La seconde catégorie de tourbillon se manifeste à cause de la différence de pression entre les faces intérieure et extérieure des pales et illustre le niveau de circulation autour des pales donc donne une indication sur le niveau des efforts.

Nous présentons ici les spécificités des deux familles de tourbillons.

II.1.3.1 Emission de vorticité par variation de circulation

La vorticité émise suite à la variation de circulation revêt une importance particulière car elle est une manifestation du processus de récupération d'énergie par une machine Darrieus. On peut noter que de nombreuses études se concentrent quasi-exclusivement sur les lâchers tourbillonnaires ([78]) ou tentent de trouver des moyens efficaces de les contrôler. Certains cherchent à employer des profils avec un sillon pour "capturer" ces tourbillons ([274]) et retenir le décollement de la couche limite, quand certains autres cherchent plutôt à orienter les pales de manière à n'avoir aucun tourbillon ([259]). Les tourbillons qui se forment précocement, comme ceux liés au décollement de la couche limite, concentrent de l'énergie que ne récupèrent pas les pales et sont généralement considérés comme un signe qu'une partie de l'énergie éolienne n'a pas été récupérée par les pales.

L'origine de ces tourbillons peut être expliquée par l'analyse qualitative des couches limites. Pour une pale, comme pour tout corps dans un écoulement fluide, les effets de la viscosité se font ressentir à la proximité de la paroi, au sein de la couche limite. Dans cette région, le gradient normal de vitesse tangentielle au profil est important pour assurer la liaison entre la vitesse nulle à la paroi (condition d'adhérence) et le reste de l'écoulement. Ceci se traduit par deux couches de vorticité de signes opposés sur les deux faces du profil et qui s'annulent en grande partie au bord de fuite pour un profil dans un écoulement stationnaire. Pour une pale en mouvement, la variation de circulation autour du profil qui résulte du mouvement est à l'origine d'une dissymétrie dans les couches limites qui se manifeste par un cisaillement plus important au bord de fuite et par l'émission de vorticité dans le sillage de la pale. Le théorème de Kelvin-Helmholtz spécifie que dans l'environnement autour du profil, la variation nette de circulation doit être nulle, donc la quantité de vorticité relâchée à chaque instant dans le sillage compense la variation instantanée de circulation autour du profil. En notant Γ la circulation totale dans le milieu, Γ_p la circulation autour du profil et Γ_s la circulation dans le sillage, on associe l'émission instantanée de vorticité dans le sillage à la variation azimutale de circulation dans le sillage :

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \frac{D(\Gamma_p + \Gamma_s)}{Dt} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{D\Gamma_s}{Dt} = -\frac{D\Gamma_p}{Dt} \quad (20)$$

$$\Rightarrow \frac{D\Gamma_s}{D\theta} = -\frac{D\Gamma_p}{D\theta} \quad (21)$$

Pour mieux comprendre l'évolution de l'émission de vorticité, on peut chercher à caractériser l'émission dans le sillage dans un cas simplifié. On considère une pale mince et symétrique en écoulement potentiel (donc attaché au profil)   faible incidence. Dans ce cas, l'approximation de variation linéaire du coefficient de portance donne une bonne indication : $C_L \approx 2\pi\alpha$. Par la relation de Kutta-Joukowski, on peut également relier la circulation autour

du profil au coefficient de portance. La variation azimutale de circulation dans le sillage est la conséquence directe de la variation azimutale du vecteur vitesse, en particulier la variation conjointe de vitesse relative U_r et d'incidence α :

$$L = -\rho U_r \Gamma_p \quad \Rightarrow \quad \Gamma_p \approx -\pi c U_r \alpha \quad (22)$$

$$\Rightarrow \quad \frac{D\Gamma_s}{D\theta} \approx \pi c \frac{D(U_r \alpha)}{D\theta} \quad (23)$$

On suppose ensuite un fonctionnement à grande vitesse réduite ($\lambda \gg 1$) d'une pale mince et symétrique en écoulement potentiel. Dans ces conditions, l'angle d'attaque et la vitesse définie par les relations (13) et (14) peuvent être approximées (d'après [64]) :

$$\alpha \approx -\frac{\sin(\theta)}{\lambda} \quad \text{et} \quad U_r \approx \lambda U_\infty \quad (24)$$

Si on remplace dans les relations (22) et (23) la vitesse apparente et l'incidence par les formules (24), on obtient :

$$\Gamma_p \approx \pi c U_\infty \sin(\theta) \quad (25)$$

$$\frac{D\Gamma_s}{D\theta} \approx -\pi c U_\infty \cos(\theta) \quad (26)$$

Pour des vitesses réduites élevées, l'émission de circulation dans le sillage $\left(\frac{D\Gamma_s}{D\theta}\right)$ alterne donc les phases positives et négatives. Les zones où les valeurs absolues sont les plus élevées se situent vers des azimuts de 0° et 180° , dans les zones latérales face au vent et dos au vent, quand l'incidence change de signe et que la force motrice est au plus faible. Le sillage prend la forme d'une nappe tourbillonnaire fortement cisailée émise de manière continue depuis le bord de fuite du profil. A cause de leur instabilité naturelle, les nappes cisillées s'enroulent ensuite en tourbillons discernables du reste de l'écoulement. La formation de tourbillons peut être favorisée par des perturbations dans l'écoulement telles que le passage d'une pale dans le sillage. L'occurrence des instabilités est aussi dépendante du nombre de Reynolds car les instabilités sont sensibles au rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses. L'écoulement peut alors changer de topologie selon le nombre de Reynolds (tourbillons plus ou moins bien structurés, formés plus ou moins rapidement, etc.).

Lorsque la vitesse réduite est basse, les hypothèses qui amènent aux formules simplifiées (24) ne sont plus acceptables. Néanmoins, le lâcher tourbillonnaire reste alterné, avec des concentrations élevées de part et d'autre du rotor, vers $\theta \approx 0^\circ$ et $\theta \approx 180^\circ$. Dans l'absolu, les circulations positives et négatives se compensent toujours. La principale différence réside dans la vitesse relative de convection des nappes tourbillonnaires. A une position $\theta \approx 0^\circ$, la vitesse de convection du sillage par rapport à la pale est d'environ $(\lambda + 1)U_\infty$ (car la vitesse due à la rotation et la vitesse infini amont sont alignées et de même sens) donc la nappe tourbillonnaire est étirée, alors que pour $\theta \approx 180^\circ$, la vitesse relative est d'environ $(\lambda - 1)U_\infty$, (car les vitesses due à la rotation et infini amont sont de sens opposé) d'où une émission tourbillonnaire plus concentrée car le sillage est moins efficacement éloigné de la pale. Une vitesse réduite très faible amplifie les disparités de vitesse relative et

cela se manifeste par une dissymétrie plus importante entre les deux lâchers tourbillonnaires latéraux : la nappe émise à $\theta \approx 180^\circ$ formera plus rapidement des tourbillons mieux formés.

Un exemple de l'allure que peut prendre le sillage est présenté sur la figure 7. Il s'agit de l'allure simplifiée du sillage d'un rotor bipale de faible solidité à une vitesse réduite de 2 en considérant que la couche limite est continuellement attachée. On observe effectivement l'enroulement alterné des nappes cisillées de part et d'autre du rotor. Il arrive que l'enroulement des nappes forme plusieurs tourbillons qui vont ensuite se réunir en un seul tourbillon. On note aussi que l'apparition d'un vortex peut être initiée par le croisement de deux nappes tourbillonnaires, ce qui conditionne ainsi la position d'un tourbillon pour la suite de sa convection.

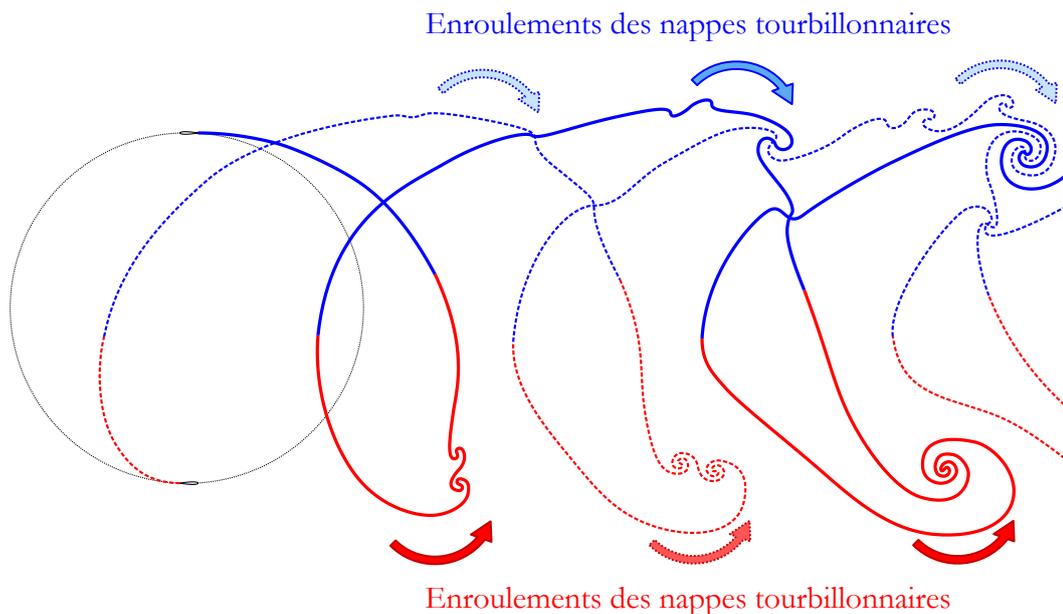


Figure 7 – Représentation schématique et simplifiée du sillage d'une éolienne Darrieus bipale de solidité 0,1 fonctionnant à une vitesse réduite de 2. Ce schéma a été construit à l'aide d'une simulation numérique bidimensionnelle utilisant le modèle numérique présenté dans III.2 qui ne modélise pas le décrochage dynamique. Les lignes rouges représentent les sillages de vorticité positive et les lignes bleues les sillages de vorticité négative. Les lignes sont discontinues ou en trait plein selon la pale qui les a émises. Les flèches indiquent les zones de formation des tourbillons.

Néanmoins, il faut garder à l'idée que le raisonnement précédent ne prend pas en compte un possible décollement de la couche limite, or pour les plus basses vitesses réduites, l'angle d'incidence maximal est augmenté et peut dépasser l'angle de décrochage statique en provoquant un phénomène de décrochage dynamique (voir paragraphe II.2.2). Une des conséquences est l'émission dans la phase amont de structures tourbillonnaires intenses de bord d'attaque. Cette contribution tourbillonnaire se substitue en partie au lâcher tourbillonnaire ordinaire lié à la variation d'incidence. L'émission de bord d'attaque peut donner naissance à d'autres tourbillons contrarotatifs au contact avec les pales. Cette dynamique des tourbillons est décrite plus en détail dans le paragraphe II.2.2.3.

II.1.3.2 Les tourbillons marginaux

Bien que le fonctionnement d'un rotor Darrieus puisse se comprendre par un raisonnement bidimensionnel, l'aspect fini des pales joue également un rôle. Sur une pale de longueur finie, la répartition de portance n'est pas uniforme et tend vers une valeur nulle aux bouts de pale. La circulation étant liée à la portance en écoulement attaché, il en résulte une

émission continue de vorticité le long de la pale dont l'intensité est proportionnelle au gradient de portance selon l'envergure de la pale. Contrairement à la vorticité émise par variation de circulation qui est parallèle à la pale, cette émission tourbillonnaire est dans la direction de l'écoulement, donc orthogonale à la pale. La plus forte intensité de cette émission se situe au bout de pale car le gradient de portance y est le plus fort et cela se manifeste par l'émission d'un tourbillon de bout de pale appelé tourbillon marginal. On peut généralement regrouper la vorticité émise le long de l'envergure en deux émissions uniques de tourbillons marginaux, une à chaque bout de pale, d'égale intensité mais de signe opposé.

Tandis que l'intensité instantanée de la nappe tourbillonnaire émise au bord de fuite est proportionnelle à la variation azimutale de la circulation Γ_p autour du profil (formule (21)), l'intensité du tourbillon marginal est quant à elle proportionnelle à Γ_p . Elle varie aussi avec la position azimutale puisque la circulation autour du profil dépend de l'azimut.

En reprenant les hypothèses qui mènent aux relations (24), on retrouve que l'émission de tourbillon marginal est donnée par la formule (25), c'est-à-dire que l'intensité de l'émission oscille entre des valeurs positives et négatives à la manière d'un sinus. L'émission de tourbillon marginal est donc en quadrature de phase par rapport à l'autre émission tourbillonnaire dans le sillage. En réalité, une déviation à cette règle est constatée dans la phase aval à cause du déficit de vitesse dans l'écoulement dans cette partie du rotor et elle est d'autant plus marquée que la vitesse réduite est élevée.

En dehors des hypothèses précédemment utilisées, c'est-à-dire pour des vitesses réduites faibles, l'évolution l'intensité du tourbillon marginal s'écarte un peu de la loi sinusoïdale dans la phase amont à la suite du phénomène de décrochage dynamique qui peut intervenir.

Dans le cadre de cette thèse, l'aspect tridimensionnel est laissé à un travail ultérieur et ne sera développé plus en détail. Pour plus d'information sur la dynamique des tourbillons marginaux et l'influence de l'aspect fini des pales, se référer au travail numérique de Dixon [66] et aux observations expérimentales de Ferreira [78] et Hofemann et al. ([119]).

II.1.4 Influence des paramètres caractéristiques

Nous avons vu que la performance d'une machine Darrieus est conditionnée par les propriétés aérodynamiques des profils de pale et que le fonctionnement est perturbé par une dynamique tourbillonnaire complexe qui dépend des paramètres fonctionnels et géométriques. La variation de ces paramètres peut améliorer différents aspects recherchés pour une machine Darrieus : le rendement, l'uniformité de la puissance produite sur une rotation, la résistance aux sollicitations de la structure, etc. Nous allons nous intéresser ici essentiellement à l'influence des principales données caractéristiques de la machine d'un point de vue aérodynamique.

II.1.4.1 Influence de la vitesse réduite

L'influence de la vitesse réduite a été en partie développée dans II.1.2 et II.1.3. Pour une géométrie donnée, c'est la vitesse réduite qui agit directement sur le rendement de la machine. Une vitesse réduite trop faible provoque une perte de rendement due au décrochage dynamique, alors qu'une vitesse réduite trop élevée résulte aussi en une perte de rendement à cause de la faible incidence et de l'influence de la force de traînée. Un bon équilibre des effets permet d'obtenir un point de fonctionnement optimal.

En influençant l'échange d'énergie et les émissions tourbillonnaires, la vitesse réduite modifie aussi certaines caractéristiques de répartition de la puissance dans un cycle. Les sillages sont les principaux contributeurs du déficit de vitesse dans la phase aval de la rotation, en induisant une vitesse qui s'oppose à la vitesse infini amont. De plus, la phase amont génère de la turbulence qui perturbe la phase aval de deux manières : à l'échelle du profil, elle provoque des fluctuations de vitesse incidente qui font varier les efforts sur les pales, et à l'échelle de la couche limite des pales, elle injecte de l'énergie qui stabilise la couche limite (d'après [200]). La conséquence de cette dernière remarque est qu'il est moins probable de trouver du décrochage dans la phase aval que dans la phase amont. De manière plus concrète, la figure 8 présente un exemple de répartition de la génération de puissance en l'absence de décrochage dynamique. On peut voir que pour les très faibles vitesses réduites, les contributions des phases amont et aval sont équivalentes car les lâchers tourbillonnaires sont vite éloignés du rotor et il y a peu de déficit de vitesse en aval. Au-delà d'une vitesse réduite de 3, la phase amont devient le principal fournisseur de la puissance car le déficit de vitesse devient plus marqué dans la phase aval. A partir d'une vitesse réduite d'un peu plus de 7, la phase aval ne produit même plus de puissance car le blocage de l'écoulement par le rotor est massif et il n'y a plus assez d'énergie dans l'écoulement que les pales pourraient récupérer.

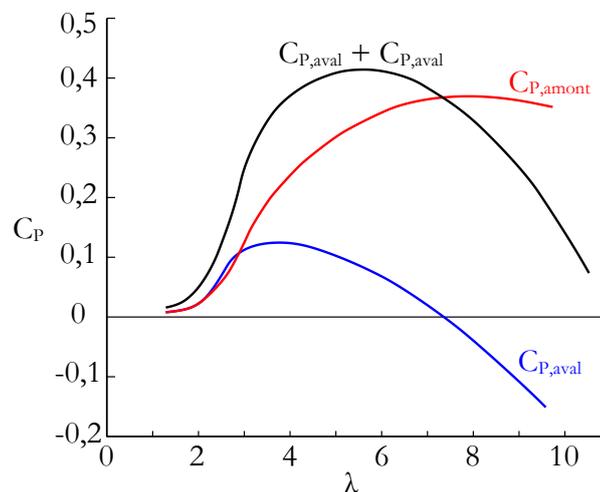


Figure 8 – Répartition entre l'amont et l'aval du coefficient de puissance en fonction de la vitesse réduite d'après la simulation numérique d'une éolienne des Laboratoires Nationaux américains Sandia d'après [200]. En rouge : coefficient de puissance généré dans la phase amont ; en bleu ; coefficient de puissance généré dans la phase aval ; en noir : total des contributions des phases amont et aval.

II.1.4.2 Influence de la vitesse (nombre de Reynolds et turbulence)

La taille caractéristique d'une machine Darrieus définit principalement la gamme de nombre de Reynolds dans laquelle elle va fonctionner, puisqu'il dépend directement de la corde pour une vitesse réduite donnée (voir formule (6)). En général, plus une éolienne sera grande et plus le nombre de Reynolds caractéristique de ses pales sera grand. Pour une petite éolienne, la corde des pales est de l'échelle du décimètre. Le nombre de Reynolds caractéristique se situe habituellement dans l'intervalle $[10^4, 10^6]$.

L'ordre de grandeur des valeurs rencontrées présente un caractère transitoire : le comportement du fluide n'est pas pleinement laminaire, mais n'est pas pleinement turbulent non plus, en particulier au niveau de la couche limite. Pour un nombre de Reynolds élevé, disons supérieur à 10^6 , l'écoulement autour des pales est typiquement turbulent, et le fluide

proche de la paroi est capable de capter de l'énergie par le mélange avec l'écoulement environnant, ce qui stabilise la couche limite qui ne décolle pas avant un angle d'attaque suffisamment élevé. Pour un nombre de Reynolds inférieur à 10^6 , l'écoulement est initialement laminaire et peut décoller facilement en présence d'un gradient de pression adverse. Ceci peut donner naissance à un bulbe de décollement laminaire² qui modifie la forme effective du profil et donc les efforts aérodynamiques. Le bulbe de décollement laminaire peut également éclater, menant à un décrochage précoce. En conséquence, le coefficient de portance accèdera à une valeur maximale plus basse et l'atteindra pour un angle d'attaque plus faible ([129]). Le coefficient de traînée est quant à lui augmenté par un faible nombre de Reynolds car la composante due au frottement est accrue par les effets visqueux.

Les coefficients aérodynamiques dégradés pour les faibles nombres de Reynolds provoquent des baisses de performance globale de la machine. Par exemple, Blackwell et al. [36] constatent expérimentalement qu'à même vitesse infini amont, l'augmentation par la vitesse de rotation du nombre de Reynolds caractéristique d'environ 1.10^5 à 3.10^5 améliore le rendement d'une éolienne Darrieus de près de 7 points (de 28% à 35%) pour une solidité $\sigma = 0,3$. Dans une autre expérience, Bravo et al. [40] observent quant à eux que la courbe de rendement n'est pratiquement pas modifiée à partir de nombres de Reynolds caractéristiques supérieurs à environ 4.10^5 . Cette tendance semble à peu près confirmée par Fielder et al. [83]. L'idée à retenir est que le nombre de Reynolds caractéristique ne modifie les performances d'une éolienne Darrieus que pour les très bas nombres de Reynolds, et généralement les dégrade quand il diminue.

Les performances sont également liées à la dynamique tourbillonnaire. Sur une petite plage de nombre de Reynolds (5.10^5 et 7.10^5), Ferreira et al. [81] n'ont pas remarqué de variation dans la circulation du lâcher tourbillonnaire d'une pale d'éolienne Darrieus en décrochage dynamique. Néanmoins, en comparant les résultats expérimentaux issus de la littérature avec des nombres de Reynolds plus variés et notamment plus faibles (voir paragraphe II.4.2), le nombre de Reynolds a visiblement tendance à modifier le nombre, la position et l'organisation générale des tourbillons liés au décrochage dynamique.

Nous avons défini un nombre de Reynolds caractéristique indépendant de la position des pales, mais on peut aussi définir un nombre de Reynolds instantané qui est proportionnel à la vitesse apparente pour une géométrie donnée :

$$\text{Re}_{\text{ins}} = \frac{U_r c}{\nu} = \frac{U_r}{\lambda U_\infty} \text{Re} \quad (27)$$

La variation idéale³ de ce paramètre est illustrée par la figure 9 qui donne l'évolution de la vitesse relative adimensionnée en fonction de la position azimutale en négligeant les perturbations induites par le sillage. On en conclut que pour une vitesse réduite donnée, le nombre de Reynolds instantané fluctue périodiquement d'une amplitude parfois importante. L'amplitude est même comparable à sa valeur moyenne pour des vitesses réduites inférieures à trois, ce qui dénote une instationnarité importante et une complexité accrue des phénomènes liés à la viscosité dans la couche limite des pales. On note également que pour une vitesse réduite égale à un, la vitesse est nulle pour $\theta = 180^\circ$, les pales peuvent donc rencontrer des cas particuliers où le nombre de Reynolds instantané est très faible, voire nul. Si on ajoute à cela le fait que la vitesse intervient au carré dans les calculs des efforts

² Pour certains profils et pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 à 10^6 , il arrive que vers le bord d'attaque, la couche limite laminaire décolle du profil avant de se transformer en couche limite turbulente puis de recoller au profil un peu plus loin en aval. Cette couche limite détachée délimite une région de fluide captif communément appelé bulbe de décollement laminaire.

³ Idéale dans le sens où les vitesses induites par les sillages ne sont pas prises en compte.

aérodynamiques, il est attendu que les fluctuations de vitesse aient un large impact dans la nature et le niveau des efforts sur les pales, et donc sur la performance de la machine.

Si le nombre de Reynolds donne une indication de la turbulence liée à la viscosité dans la couche limite, il faut également préciser que le niveau de turbulence dans l'écoulement en amont a aussi un effet sur les performances. On repère le niveau de turbulence d'un écoulement grâce à l'intensité turbulente définie comme le rapport entre les fluctuations de vitesse et la vitesse infini amont moyenne. Pour un profil en translation, la turbulence a des effets comparables au nombre de Reynolds car elle favorise la transition de la couche limite laminaire en couche limite turbulente. Une forte intensité turbulente engendre principalement un retard au décrochage et une différence dans la nature même du décrochage (voir par exemple [238]). Pour une éolienne Darrieus, en plus d'induire des efforts supplémentaires sur la structure qui vont occasionner de la fatigue, la turbulence modifie légèrement les performances. Homicz [123] a étudié numériquement les effets de la turbulence en modélisant l'écoulement comme la superposition d'un écoulement stationnaire uniforme et d'une turbulence homogène isotrope tridimensionnelle. La turbulence est supposée gaussienne, le modèle se basant sur la densité spectrale de puissance, et est transportée avec l'écoulement. Avec le modèle aérodynamique adopté, il estime que les performances issues de la moyenne stochastique sont différentes de celles calculées avec le vent moyen et que ces différences dépendent de la vitesse réduite : pour des vitesses réduites faibles, le rendement est diminué, et pour des vitesses réduites plus élevées, le rendement est augmenté. D'un point de vue expérimental, Sheldahl [229] a comparé les rendements d'une même machine dans une soufflerie et en plein air où la turbulence est plus importante. Il n'a été constaté qu'une faible différence entre les deux résultats, sauf pour des vitesses réduites supérieures à 5 pour lesquelles le rendement est supérieur pour l'expérience en plein air. Bachant [25] a quant à lui vérifié dans un canal hydraulique qu'une turbulence de grille (homogène isotrope) décalait le point de fonctionnement optimal vers une vitesse réduite plus faible, probablement due au retard au décrochage lié à la forte intensité turbulente, en ne diminuant que très légèrement le rendement. La littérature n'est donc pas unanime concernant l'influence de la turbulence sur les performances d'une machine Darrieus, mais globalement, l'effet de la turbulence est jugé faible comparé à d'autres paramètres.

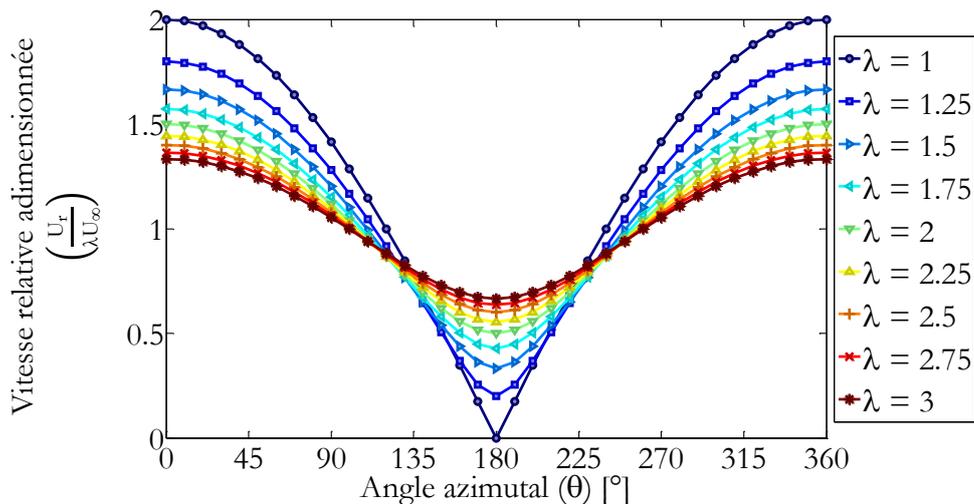


Figure 9 – Evolution simplifiée donnée par la formule (14) de la vitesse relative adimensionnée par λU_∞ en fonction de la position azimutale pour différentes vitesses réduites (les vitesses induites sont négligées).

II.1.4.3 Influence du nombre de pales et de la solidité

La variation de la solidité influe d'abord sur le blocage de l'écoulement, c'est-à-dire la propension du fluide à contourner le rotor. Le blocage de l'écoulement résulte à la fois du blocage solide des pales, mais aussi du blocage du sillage. C'est-à-dire que la présence même des pales dévie l'écoulement, mais en plus, le fonctionnement de la machine crée un déficit de vitesse en aval (car de l'énergie cinétique a été récupérée) qui contraint une partie du fluide à passer de part et d'autre du rotor pour qu'il y ait conservation du débit. Une solidité élevée se traduit par une expansion plus importante du tube de courant traversant le rotor et une vitesse en moyenne plus faible dans la zone du rotor et dans son sillage.

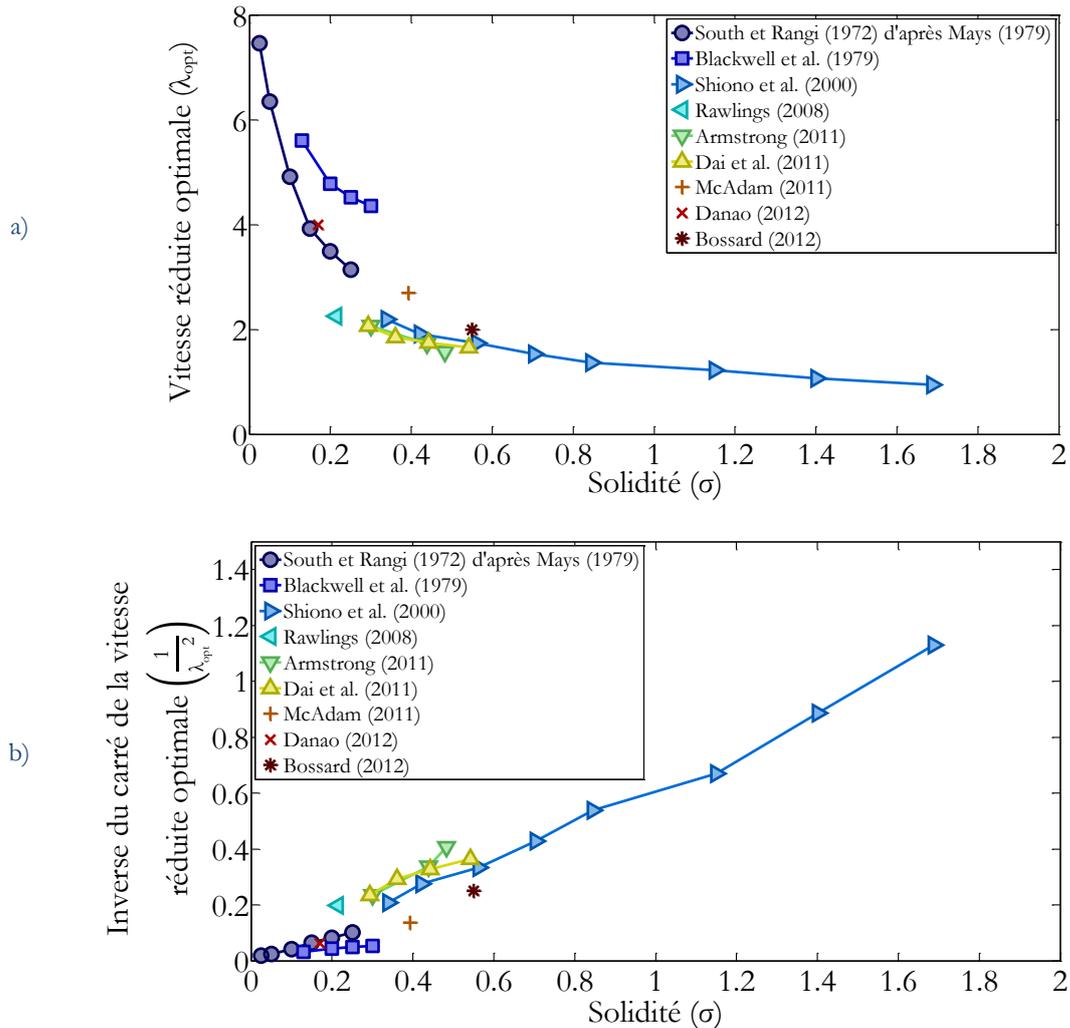


Figure 10 – Influence de la solidité (σ) sur la vitesse réduite optimale (λ_{opt}) d'une machine Darrieus, issue de la comparaison de plusieurs expériences en soufflerie, en canal hydraulique ou en tunnel hydrodynamique avec des rotors à pales droites ou courbées ([168], [36], [236], [211], [22], [58], [169], [61] et [38]).

Concrètement, le déficit de vitesse dans la zone du rotor amène les pales à fonctionner à des angles d'attaque plus faibles. A basse vitesse réduite, le facteur limitant est le décrochage. Une solidité plus élevée permet donc de prévenir le décrochage et d'améliorer la performance ([54]). Pour des vitesses réduites plus importantes, les faibles angles d'attaque sont la raison de la perte de rendement, une baisse supplémentaire de l'angle d'attaque à cause de la solidité ne résulte qu'en une baisse supplémentaire de la puissance. On peut percevoir l'effet du blocage de l'écoulement comme un décalage du fonctionnement idéal vers des

vitesse réduite inférieures, ceci dépendant de la solidité. La figure 10 regroupe les vitesses réduites optimales en fonction de la solidité ($\sigma = \frac{N_{ch}}{S}$) pour un ensemble d'expériences en soufflerie ou canal hydraulique avec des machines à pales droites ou courbées. La vitesse réduite pour laquelle le coefficient de puissance maximum est atteint diminue avec la solidité. Si on trace l'évolution de l'inverse du carré de la vitesse réduite optimale en fonction de la solidité, l'évolution semble linéaire, ce qui se rapproche de la théorie de Betz (avec les hypothèses de vitesse réduite élevée, d'absence de traînée, etc.) pour une éolienne à axe horizontal. Les différences de pente entre les différentes expériences s'expliquent par les disparités de géométries (pales droites ou courbées) et de profils de pale. Ceci n'est pas en accord avec le développement théorique de Loth et McCoy [159] qui estiment que le produit $\sigma\lambda_{opt}$ est censé être constant, égal à environ 0,827, mais les effets de décrochage ne sont pas inclus dans leur modèle.

L'effet de la solidité sur le rendement a été constaté en soufflerie et en canal hydraulique, par exemple par Blackwell et al. [36] ou Shiono [236] : il existe une solidité pour laquelle le rendement est le plus élevé (voir figure 11). Cette solidité optimale dépend de nombreux paramètres et il n'y a pas à l'heure actuelle de conclusion définitive quant au choix de la solidité idéale qui maximise le rendement. De plus, pour des solidités de 0,13 à 0,3 : le pic de rendement est généralement plus étroit si la solidité est plus grande ([36]), ce qui indique que la machine peut s'éloigner plus facilement de son rendement maximal si la vitesse fluctue.

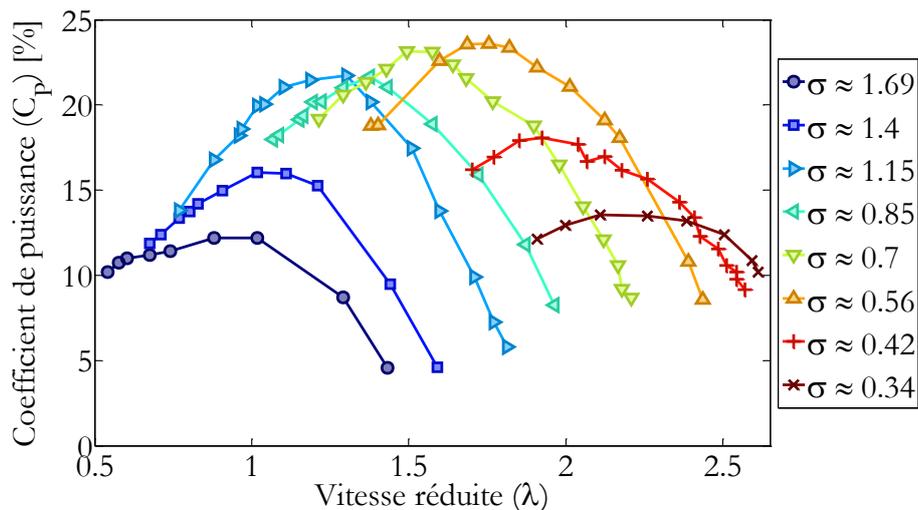


Figure 11 – Influence de la solidité (σ) sur la courbe de puissance pour des solidités d'environ 0,34 à 1,69 sur une hydrolienne Darrieus à pale droite (adapté de [236]).

Néanmoins, le nombre de pale a aussi une influence. La solidité est le demi-produit du nombre de pale par la solidité de pale. Pour une solidité constante, on peut noter que :

- Augmenter le nombre de pale revient à augmenter le nombre de sillages et accentue les interactions des pales avec les sillages. Néanmoins, cela a l'avantage de lisser le couple instantané produit par le rotor.
- Augmenter la solidité de pale augmente le nombre de Reynolds caractéristique (voir paragraphe II.1.4.1) et l'effet de courbure (voir paragraphe II.2.1). De plus, l'allongement des pales est réduit ce qui augmente les effets tridimensionnels induits par les tourbillons marginaux

en bout de pale (voir paragraphe II.1.3.2). Il faut donc noter que l'effet de la solidité est aussi lié à l'effet de l'allongement des pales.

II.1.4.4 Influence du caractère hélicoïdal

Nous avons indiqué qu'augmenter le nombre de pale avait pour effet de lisser le couple. Cependant, ajouter indéfiniment des pales n'est pas une méthode efficace pour réduire les fluctuations de couple. On peut alors imaginer couper une pale en deux et la décaler d'un angle égal à la moitié de l'angle entre deux pales. En coupant de nouveau et en décalant de manière itérative, on finit par atteindre asymptotiquement une pale hélicoïdale. L'idée d'utiliser des pales hélicoïdales est souvent attribuée à Gorlov [98] qui l'a brevetée en 1995. S'il est assurément celui qui a démocratisé l'idée de l'inclinaison des pales, en regardant de plus près, il existe d'autres brevets antérieurs ou concomitants qui préconisent l'utilisation de pales inclinées (par exemple Kelland [135] en 1984) ou hélicoïdales (par exemple Goldberg [97] en 1995).

La réduction de ces variations de couple ainsi obtenue permet de réduire les vibrations et le bruit, et d'augmenter la durée de vie de la machine. Les études expérimentales sur l'inclinaison des pales indiquent que la puissance peut être améliorée avec l'inclinaison des pales, mais qu'au-delà d'un certain angle, la puissance chute. Nishizawa et Ushiwama ([193]) ont réalisé des expériences en soufflerie sur des rotors de 2 à 4 pales avec des angles d'inclinaison de 0° , 10° , 20° et 30° . Ils observent que le rendement augmente avec l'angle d'inclinaison jusqu'à 20° qui représente un seuil maximum. Ils notent aussi que la vitesse réduite optimale ne varie pratiquement pas avec l'inclinaison. Pour une hydrolienne de très forte solidité ($\sigma \approx 1,26$) et des angles d'inclinaisons plus élevés, Shiono et al. [237] estiment que des inclinaisons de 30° à $46,3^\circ$ détériorent la performance significativement par rapport à une hydrolienne à pale droite en réduisant de manière visible la vitesse réduite optimale.

D'un point de vue numérique, les études confirment la tendance observée expérimentalement avec toutefois quelques contradictions entre certains travaux. McIntosh et al. [177] utilisent un modèle tourbillonnaire bidimensionnel auquel ils apportent une correction pour l'effet de l'inclinaison entre 0° et 50° . Ils estiment que l'inclinaison est clairement néfaste pour les performances à partir de 10° et que la vitesse réduite optimale est nettement rehaussée quand l'inclinaison augmente. Castelli et Benini [49] ont examiné les angles d'inclinaison 0° , $9,9^\circ$, $19,2^\circ$, $27,6^\circ$ et $34,9^\circ$ par une modélisation tridimensionnelle des équations de Navier-Stokes moyennée (RANS). Pour eux, le rendement diminue significativement pour une inclinaison de plus de $19,2^\circ$, et la vitesse réduite optimale augmente très légèrement. Pour Scheurich [222], la comparaison numérique d'une éolienne à pale droite et à pale très inclinée (environ $43,66^\circ$) à géométrie comparable donne un net avantage à l'éolienne hélicoïdale en ce qui concerne le maximum de rendement et même le maintien du rendement dans des vents instationnaires.

Au final, on peut dire que le caractère hélicoïdal des pales redistribue les efforts sur la hauteur des pales. La tendance semble indiquer qu'il y a une inclinaison optimale qui améliore le rendement. Mais il semblerait surtout que l'effet positif ou négatif sur les performances dépend de la géométrie de l'éolienne et de son fonctionnement (en particulier la solidité et la vitesse réduite).

Une autre divergence de comportement observé concerne les lignes de frottement sur les pales. Numériquement, Amet [18] évalue les lignes de frottement comme étant globalement horizontales en dehors des zones décollées, alors que pour Castelli et Benini [49], ces lignes suivent une trajectoire perpendiculaire au bord d'attaque.

Néanmoins, si on rapproche l'inclinaison d'une pale à la flèche d'une aile, il y a plusieurs remarques à souligner. Il a été montré que pour un objet en dérapage dans un écoulement laminaire incompressible, seule la composante de vitesse normale au bord d'attaque est effective. Cette théorie est nommée principe d'indépendance ([151]). En pratique, des expériences ont indiqué que ce principe reste valide en écoulement stationnaire pour des couches limites non-décollées pleinement turbulentes jusqu'à un angle d'inclinaison critique ([225]). Les conséquences sont que le coefficient de portance effectif est réduit d'un facteur $\cos^2(\Lambda)$, mais en contrepartie, l'angle de décrochage est retardé par les effets favorables du développement de la couche limite selon l'envergure ([151]).

En écoulement instationnaire en présence de décrochage dynamique, il est montré par St Hilaire et al. ([243]) que la flèche retarde le déclenchement du décrochage dynamique et réduit l'amplitude des variations instationnaires de portance, de traînée et de moment. Reporter ce résultat directement aux machines hélicoïdales est incertain car il résulte d'interactions entre les couches limites de différentes parties de la pale selon l'envergure qui sont différentes pour une pale hélicoïdale. Une pale hélicoïdale est à la fois en flèche, courbée et vrillée, ce qui fait que simultanément, certaines parties de la pale peuvent être décollées et d'autres non. Pourtant, le retard au décrochage dynamique semble accrédité par l'étude numérique des lâchers tourbillonnaires par Amet [18]. Il observe que le processus d'échappement tourbillonnaire est retardé d'un azimut de 30° pour une pale hélicoïdale par rapport à une pale droite.

On peut également citer les initiatives de McAdam [169] et Armstrong [22] qui utilisent des pales non-pas hélicoïdales, mais obliques pour avoir les avantages du lissage du couple en ayant une pale a priori plus facile et économique à fabriquer. Grâce à des visualisations par fil de laine, Armstrong note qu'il y a moins de décollement avec les pales obliques par rapport aux pales droites pour leur vitesse réduite optimale respective. Le changement de comportement tend à limiter le décrochage dynamique.

II.1.4.5 Le choix du profil de pale

Historiquement, les profils utilisés pour les éoliennes Darrieus ont souvent été les profils NACA car ils disposent d'une base de données importante et des caractéristiques acceptables. Puisque les faces intérieure et extérieure sont successivement en dépression puis en surpression, ce sont les profils symétriques qui ont été préférés. Mais les profils NACA ont été pensés pour leur application à l'aéronautique, or les conditions rencontrées par une éolienne à axe vertical sont bien différentes : le nombre de Reynolds est beaucoup plus faible, les angles d'attaque fluctuent rapidement à des amplitudes élevées, etc. Les caractéristiques recherchées sont donc de bonnes performances à des nombres de Reynolds généralement compris dans l'intervalle $[10^4, 10^6]$, un bon rapport entre la portance et la traînée maintenu sur une large gamme d'incidence et une bonne résistance au décrochage dynamique ([127]). Ces considérations ont mené les Laboratoires Nationaux Sandia à créer une nouvelle famille de profils adaptés aux conditions rencontrées par une éolienne Darrieus : la série de profils SNLA ([147]). Cette série se base sur des profils dits laminaires pour lesquels la couche limite laminaire s'étend plus loin sur la corde que d'autres profils et pour lesquels l'efficacité aérodynamique a été prouvée à bas nombre de Reynolds. En fonctionnement sur des maquettes ou des éoliennes commerciales, ces profils ont mené à des résultats contrastés ([200]).

On peut aussi imaginer ajouter de la cambrure. En effet, sur un profil en translation, la cambrure a pour effet principal de remonter la courbe de portance. L'addition de cambrure peut se justifier pour répartir différemment le couple selon la position azimutale ([78]) et

éventuellement réduire les oscillations de couple. En cambrant vers l'intérieur du rotor (dans notre repère, il s'agit d'une cambrure négative), on privilégie la phase amont de la rotation en agissant favorablement sur la portance tant que l'angle est négatif, alors que la portance est réduite en valeur absolue sur la phase aval. Ceci peut avoir un intérêt car la phase aval est significativement perturbée par le sillage émis à la phase amont. On peut reproduire un effet comparable à la cambrure en positionnant le point d'attache vers le bord d'attaque ou en ajoutant un angle de calage constant ([78]). La cambrure change aussi la courbure au niveau du bord d'attaque, qui joue un rôle dans le décollement et le rattachement de la couche limite en cas de décrochage dynamique ([173]).

De la même façon, l'épaisseur des profils est aussi impliquée dans le décollement de la couche limite à travers la courbure du profil que l'épaisseur engendre. Il est montré que jusqu'à une certaine limite, les profils épais résistent mieux au décrochage, mais qu'en contrepartie, la traînée est plus importante ([129]). Angell [20] montre expérimentalement que pour un profil en mouvement périodique de loi d'angle donnée par la formule (13), plus l'épaisseur relative est grande, moins le décrochage dynamique est brutal et moins les charges aérodynamiques sont élevées. L'effet de l'épaisseur maximale sur le rendement global d'une machine Darrieus est malgré tout encore soumis à débat étant donné les résultats contradictoires de certaines études numériques ([113] et [60] par exemple). Takamatsu et al. [249] montrent expérimentalement que les profils épais ont un fonctionnement optimal pour une vitesse réduite plus faible (de par leur meilleure résistance au décrochage), mais des rendements moins élevés. Mais il faut préciser une remarque importante : d'après Angell [20], l'épaisseur optimale du profil dépend aussi du nombre de Reynolds rencontré par la pale, donc de la taille et de la vitesse moyenne du vent sur un site. Et en pratique, le choix de l'épaisseur résulte également d'un compromis entre les performances aérodynamiques et la tenue structurelle des pales.

II.1.4.6 Caractère instationnaire

Nous avons vu que la vitesse et l'incidence instantanées perçues par les pales varient périodiquement. Cette nature instationnaire a des conséquences importantes sur la non-linéarité des caractéristiques aérodynamiques. Pour définir le caractère instationnaire d'un écoulement relatif à un profil, le paramètre de fréquence réduite, noté k , a été introduit puis largement utilisé dans le domaine de l'aérodynamique des pales d'hélicoptère. Il reflète uniquement l'aspect instationnaire de l'incidence. Pour un profil en tangage sinusoïdal de type $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(\omega t)$ avec α l'incidence, ω la pulsation, t le temps et α_0 et α_1 des constantes, dans un écoulement de vitesse de référence U_{ref} , k est défini comme étant le rapport entre l'échelle de temps du mouvement du fluide sur une pale $\frac{c}{2U_{ref}}$ et l'échelle de temps de la variation relative de l'incidence $\frac{1}{2\pi f} = \frac{1}{\omega}$, de la manière suivante :

$$k = \frac{\omega c}{2U_{ref}} \quad (28)$$

Cette expression permet d'exprimer un niveau approximatif et représentatif de l'instationnarité générale de l'écoulement relatif à la pale. Il est couramment admis qu'il faut des valeurs supérieures à environ 0,05 pour percevoir les premiers effets de l'instationnarité (dépendance des coefficients aérodynamiques non-plus seulement à l'incidence mais aussi à sa variation, d'où une boucle d'hystérésis dans le cas d'un mouvement périodique).

On peut noter que pour une oscillation sinusoïdale d'incidence moyenne α_0 et d'amplitude α_1 , l'échelle de temps pour la fluctuation d'incidence $\left(\frac{1}{2\pi f} = \frac{1}{\omega}\right)$ peut être

identifiée comme étant le rapport entre l'amplitude d'incidence maximum α_1 et la variation temporelle maximum d'incidence $\omega\alpha_1$, soit $\frac{1}{\omega}$. En faisant ce constat, Laneville et Vittecoq [143] ont proposé une formulation de la fréquence réduite adaptée pour le type de variation d'angle d'incidence des éoliennes Darrieus. En considérant une échelle de temps de convection du fluide de l'ordre de $\frac{c}{2U_{ref}} = \frac{c}{2R\omega}$ et une échelle de temps de variation de l'incidence de $\frac{1}{\omega} = \frac{\Delta\alpha_{max}}{\dot{\alpha}_{max}}$, on peut remplacer l'expression (28) par :

$$k = \frac{c\dot{\alpha}_{max}}{2R\omega\Delta\alpha_{max}} \quad (29)$$

Cette formulation se veut plus représentative de la nature instationnaire que les expressions qui remplacent simplement dans l'expression (28) U_{ref} par U_∞ (comme [66]) ou par $R\omega$ (comme [178]) et qui peuvent mener à des analyses ou à des hypothèses erronées. Worasinchai [271] remplace quant à lui la vitesse de référence U_{ref} par la vitesse relative U_r dans l'expression (28). Cette formulation donne une définition qui dépend de l'azimut, or ce n'est pas exactement ce que l'on attend du terme de fréquence réduite, car on souhaite savoir à travers un terme global si à un moment dans le fonctionnement il y a un risque de non-linéarité. Comme le précise Leishman [151], pour des configurations en régime transitoire ou irrégulier, le concept d'une fréquence réduite unique pour quantifier le degré d'instationnarité du problème peut perdre son sens et n'a plus nécessairement la signification qu'on voudrait lui attribuer. La définition de Laneville et Vittecoq semble toutefois donner une information pertinente et caractériser une limite haute du niveau d'instationnarité qui risque d'être rencontré. Elle sera donc adoptée par la suite.

Si on suppose qu'il n'y a pas de perturbation induite par le sillage (vitesse induite) et que la vitesse absolue que rencontre le profil est donc bien U_∞ , on peut déduire à partir de la formule (13) les expressions analytiques de l'incidence maximale du profil et de la variation maximale d'incidence :

$$\Delta\alpha_{max} = \text{atan}\left(\frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - 1}}\right) \quad (30)$$

$$\dot{\alpha}_{max} = \frac{\omega}{\lambda - 1} \quad (31)$$

En combinant les équations (30) et (31), on exprime la fréquence réduite par la relation :

$$k = \frac{\sigma_p}{2} \frac{1}{(\lambda - 1) \text{atan}\left(\frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - 1}}\right)} \quad (32)$$

On comprend alors que les paramètres qui ont une influence sur le caractère instationnaire de l'écoulement perçu par la pale sont la solidité de pale et la vitesse réduite. Si on calcule les valeurs de fréquence réduite pour différentes valeurs de σ_p et de λ (voir

tableau 3), on constate que les fréquences réduites sont systématiquement supérieures à 0,05 pour une solidité de pale supérieure à 0,1. De manière générale, on peut donc conclure que l'écoulement autour des pales d'une machine Darrieus a un fort caractère instationnaire. Il est d'autant plus grand que la solidité de pale est grande ou que la vitesse réduite est petite.

Fréquence réduite		Solidité de pale					
		0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Vitesse réduite	1	$\rightarrow \infty$					
	1,5	0,07	0,14	0,27	0,41	0,55	0,69
	2	0,05	0,10	0,19	0,29	0,38	0,48
	2,5	0,04	0,08	0,16	0,24	0,32	0,41
	3	0,04	0,07	0,15	0,22	0,29	0,37
	3,5	0,03	0,07	0,14	0,21	0,28	0,35
	4	0,03	0,07	0,13	0,20	0,26	0,33
	4,5	0,03	0,06	0,13	0,19	0,25	0,32
5	0,03	0,06	0,12	0,19	0,25	0,31	

Tableau 3 – Evolution de la fréquence réduite en fonction de la vitesse réduite et de la solidité de pale, d'après la définition de Laneville et Vittecoq ([143])

La conséquence de cette instationnarité est une forte non-linéarité des coefficients aérodynamiques car cela induit un comportement retardé de la couche limite et des émissions tourbillonnaires différentes. Les courbes de portance, de traînée et de moment forment alors des boucles d'hystérésis. Par analogie avec un profil en tangage sinusoïdal aux alentours de l'angle de décrochage statique, l'augmentation de la fréquence réduite peut rétrécir ou élargir très significativement les cycles d'hystérésis du coefficient de portance selon les profils (voir [173] et paragraphe II.2.2.2.2). Il faut cependant rappeler que ce critère de fréquence réduite est idéalisé dans le sens où l'angle d'incidence ne dépend pas de la solidité parce que les vitesses induites par les sillages ne sont pas prises en compte. En réalité, une solidité de pale plus importante mène à un ralentissement de l'écoulement dans la zone du rotor qui diminue les incidences perçues par les pales et donc les fluctuations d'incidence.

En plus de cette instationnarité naturelle, il se peut que l'écoulement amont soit lui-même instationnaire. Le comportement instationnaire peut être perçu par les pales comme de la turbulence si les fluctuations de vitesse ont des échelles plus petites que la corde du profil (voir paragraphe II.1.4.2). Dans les autres cas, les fluctuations de vitesse vont provoquer des oscillations de puissance produite. La plupart des études sur l'effet des variations de vitesse du vent se place dans le cadre de variations sinusoïdales du vent à une vitesse de rotation constante du rotor, donc une vitesse réduite qui oscille autour de son point de fonctionnement optimal. Numériquement, McIntosh et al. ([175] et [176]) indiquent globalement une baisse de rendement, mais précisent que la performance moyenne peut être améliorée en faisant fonctionner l'éolienne à une vitesse de rotation légèrement supérieure à sa vitesse de référence. Les baisses de rendement sont confirmées numériquement et expérimentalement par Danao [59], dans une certaine mesure par Scheurich et Brown [223] pour qui la réduction de rendement est significative seulement pour des amplitudes de variation importantes. La diminution du rendement est même considérée comme minime par Kooiman [140] qui a placé une éolienne dans un véritable environnement urbain sur le toit d'un bâtiment.

II.2 Les phénomènes aérodynamiques caractéristiques d'une forte solidité

Dans ces paragraphes qui suivent, une description de deux phénomènes aérodynamiques particuliers est présentée. Il s'agit de l'effet de courbure et du décrochage dynamique. L'effet de courbure est toujours présent sur les machines Darrieus, mais l'ampleur de son effet dépend de la géométrie de la machine. La présence du décrochage dynamique dans le fonctionnement d'une machine Darrieus est conditionnée par la vitesse réduite, qui est elle aussi dépendante de la géométrie de la machine. La lumière est mise sur ces phénomènes car la géométrie qui sera principalement étudiée ici présente une forte solidité qui est une condition favorisant l'apparition de ces phénomènes.

II.2.1 Effet de courbure

L'effet de courbure est une des conséquences d'une solidité de pale importante. On appelle effet de courbure l'ensemble des conséquences du phénomène de lignes de courant incurvées perçues par un objet généralement dû à son propre mouvement.

Le principe d'une éolienne Darrieus repose sur la rotation de ses pales autour d'un axe. La trajectoire circulaire des pales crée une dissymétrie de l'écoulement entre les faces intérieure et extérieure, mais également entre l'avant et l'arrière du profil. L'écoulement résultant de la combinaison de la rotation et du vent amont est courbé relativement au profil car la composante de vitesse issue de la rotation du profil est différente en chaque point du domaine. Cet écoulement non-uniforme présente certaines spécificités.

En particulier, l'angle d'incidence local que forme la vitesse apparente avec la corde varie en fonction de la position sur le profil (voir figure 12). La notion même d'angle d'attaque global en devient compliquée. De la même manière, la norme de la vitesse apparente dépend du point considéré.

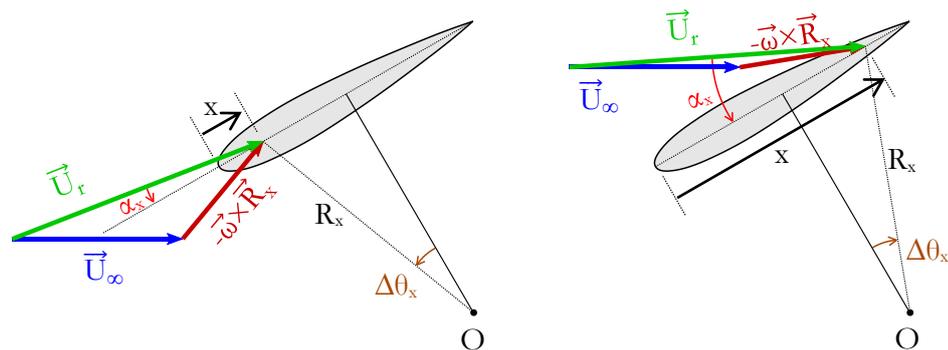


Figure 12 – Illustration d'un des signes de l'effet de courbure pour un profil tournant autour d'un axe dans un champ de vitesse U_∞ : schéma de principe du calcul d'angle d'attaque local α_x en fonction de la position x sur la corde. Les proportions sont exagérées.

Puisque l'incidence et la vitesse sont perturbées par l'effet de courbure, les efforts aérodynamiques le sont aussi. Migliore et Wolfe [182] l'ont mis en évidence en 1979 pour une éolienne Darrieus. Ils ont fait tourner un profil symétrique autour d'un axe transverse avec différents angles de calage et ont estimé le coefficient de traînée. Ils ont constaté que

l'angle pour lequel le coefficient de traînée est minimum était négatif, alors que pour le profil en translation, le comportement du coefficient de traînée est symétrique pour des angles d'attaque positifs et négatifs. Ils ont aussi remarqué que ce phénomène était amplifié pour une solidité de pale plus importante. Cette étude a dévoilé l'importance de considérer les modifications de comportement aérodynamiques liées à l'effet de courbure.

La courbure de l'écoulement est en fait le produit de tout mouvement de tangage et se retrouve dans différentes applications où un objet profilé est en mouvement d'amplitude importante par rapport à sa taille caractéristique, c'est-à-dire en aéronautique au sens large (avions, missiles, etc.), en étude maritime (navires, sous-marins, etc.) et pour les turbomachines. Historiquement, des premières réflexions autour de cet effet ont été menées pour l'analyse de la stabilité dynamique de dirigeables dans les années 1930. On retrouve par exemple une inspection des effets de la courbure pour des navires en manœuvre de virage par Gregory et al. [106] qui utilise un développement analytique pour construire son modèle. Plus récemment, quelques études de micro-drones en vol battu ou de type cyclocoptères⁴ (*cyclogyro* en anglais) se sont intéressés à cet effet de courbure ([30] et [273]).

II.2.1.1 Effet de courbure pour une éolienne Darrieus

Il semble que la première mention des effets du phénomène de courbure des lignes de courant dans le contexte de la modélisation d'une éolienne à axe vertical est celle de Muraca et al. [191] en 1975. Sans appui expérimental, Muraca et al. sont partis de la constatation que l'écoulement est courbé pour développer une méthode de correction de la portance basée uniquement sur l'effet de l'angle d'attaque. Ils ont estimé que pour les géométries usuelles, l'effet de courbure peut être négligé. Par la suite, Migliore et al. (notamment [182] et [183]) précisent l'influence du phénomène et arguent, contrairement à Muraca et al., que négliger le phénomène mène à des simulations incorrectes. Ils apportent une preuve expérimentale des différences de comportement aérodynamique d'un profil dans un écoulement rectiligne et dans un écoulement curviligne. Ils jugent que la rotation de la pale a aussi un effet sur la couche limite et développent les équations de la couche limite soumise à l'effet de courbure. Enfin, en s'appuyant sur une technique de transformation conforme, ils proposent une méthode d'évaluation des effets de courbure.

Cette connaissance du phénomène peut être mise à profit pour adapter les profils utilisés dans la conception d'éolienne. Par exemple, Klimas [138] précise que les Laboratoires Nationaux Sandia ont testés des profils NACA1515 cambrés vers l'extérieur du rotor (dont la ligne de cambrure correspond à un arc du cercle formé par le rotor) pour éliminer l'effet moyen de la courbure de l'écoulement. Il dénote ainsi une hausse du rendement, qu'il attribue à la traînée plus faible du profil qui suit la courbure de l'écoulement. Il a aussi remarqué une hausse de la vitesse réduite optimale qu'il attribue au changement d'angle pour lequel le rapport $\frac{C_l}{C_d}$ est maximal. Cette stratégie de profil cambré selon la courbure moyenne de l'écoulement a aussi été adoptée par [18] et [38] qui utilisent un profil NACA0018 projeté sur la trajectoire circulaire.

D'autres groupes de recherche sont arrivés à une conclusion inverse sur l'effet de courbure, comme Takamatsu et al. [249] qui ont étudié une hydrolienne dans un tunnel hydrodynamique. Ils estiment que l'on peut obtenir des performances supérieures avec une pale droite et à une vitesse réduite optimale plus faible. Néanmoins, ils sont parvenus à cette

⁴ Il s'agit d'une traduction littérale de l'autre formulation anglaise du *cyclogyro* : *cyclocopter*. Il n'y a pas d'appellation officielle de ce genre de machine dans la langue française à la connaissance de l'auteur. Il s'agit en fait d'un aérodyne à voilure tournante parallèle à son axe de rotation et qui utilise un calage variable des pales pour orienter la poussée, selon le fonctionnement inverse de celui d'une éolienne à axe transverse (i.e. à axe vertical) avec un calage contrôlé des pales.

conclusion en faisant varier simultanément l'angle de calage des pales, d'un ordre de grandeur comparable aux modifications induites par l'effet de courbure. On ne peut donc pas dissocier l'effet de courbure de l'effet du calage sur les résultats présentés dans cet article.

Un autre problème est qu'il est également difficile de dissocier l'effet de courbure des effets instationnaires induits par le sillage et du décrochage dynamique (voir paragraphe II.2.2). Pour un profil en rotation constante autour d'un axe parallèle à l'axe du profil, seul l'effet de courbure s'ajoute aux efforts aérodynamiques habituellement rencontrés par un profil en translation. Cet effet prend une valeur constante quelle que soit la position angulaire et peut être mesuré expérimentalement ([182]). Si l'on ajoute un écoulement amont, l'incidence et la vitesse relative vont fluctuer, l'effet de courbure va alors devenir instationnaire et se mêler aux effets induits par le sillage qui va être généré (éventuellement dû au décrochage dynamique). Il devient alors difficile de distinguer la contribution de chaque effet. Des études (par exemple [44], [164] et [250]) ont essayé de mettre en place des modèles numériques en focalisant leur attention conjointement sur les effets de courbure et de décrochage dynamique, mais les résultats sont soit dépendants de nombreux paramètres empiriques, soit peu fidèles aux résultats expérimentaux et il est compliqué d'attribuer les torts à l'un ou l'autre des phénomènes (soit de courbure de l'écoulement soit de décrochage dynamique).

Une autre illustration de l'influence mutuelle de l'effet de courbure et du décrochage dynamique peut être remarquée dans le travail de Bianchini et al. [34]. Ils ont effectué des mesures de puissance en soufflerie qu'ils ont comparées aux résultats d'un modèle numérique avec et sans correction de l'effet de courbure. Ils jugent que pour les plus faibles vitesses réduites, ajouter l'influence de l'effet de courbure devient défavorable à la précision du calcul. Compte tenu du rôle prépondérant du décrochage dynamique pour ces vitesses réduites ($\lambda < 1,5$), ceci mène à penser que le décrochage dynamique pourrait estomper l'effet de courbure. Néanmoins, ce résultat est à prendre avec précaution compte tenu de la simplicité du modèle numérique (modèle à double-multiple tubes de courant, voir paragraphe III.1.1, avec le décrochage dynamique modélisé par le modèle de Gormont, voir paragraphe II.2.2.4.1) et des possibles incertitudes expérimentales.

En 1988, Zervos et Roucoux [277] présentent leur analyse de l'effet de courbure. N'ayant visiblement pas connaissance des travaux antérieurs, ils élaborent une étude de l'influence de la rotation d'une pale sur ses caractéristiques aérodynamiques à l'aide de la théorie de Couchet. Il s'agit d'une formulation analytique du champ de vitesse bidimensionnel dans l'hypothèse d'un fluide parfait incompressible en l'absence de lâchers tourbillonnaires. Pour satisfaire cette dernière condition, Zervos et Roucoux se placent dans le cadre d'une rotation uniforme d'une pale autour d'un axe de rotation. Cette méthode d'analyse permet d'obtenir les forces normales et tangentielles dans un écoulement courbé, mais également la répartition des pressions sur la pale qui sont assez différentes des distributions de pression d'une pale en translation. On remarque qu'à une incidence nulle, la distribution de pression d'un profil symétrique n'est pas identique sur les deux faces. La courbure de l'écoulement créerait une surpression supplémentaire vers le bord d'attaque de l'extrados et une dépression vers le bord d'attaque de l'intrados.

Au final, pour la modélisation numérique des effets de la courbure de l'écoulement pour une éolienne Darrieus, on peut dire qu'il existe globalement deux types de méthodes qui peuvent être mises en pratique facilement :

- Soit l'angle d'attaque est déterminé à une position pertinente qui permet de simuler le comportement aérodynamique de manière la plus représentative de l'ensemble du profil

- Soit des termes correctifs sont appliqués aux efforts aérodynamiques du profil en écoulement rectiligne pour simuler les conséquences de la courbure de l'écoulement

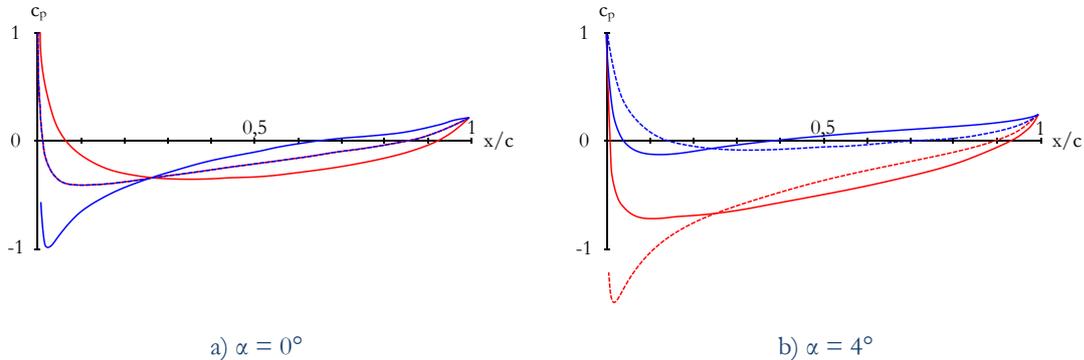


Figure 13 – Aperçu des distributions des coefficients de pression issus de l'étude analytique de [277] pour un profil NACA0012 en mouvement de translation et en mouvement de rotation à 0° d'incidence (à gauche) et à 4° d'incidence (à droite). En traits discontinus rouge et bleu (ils sont superposés pour la figure a) : distributions des coefficients de pression sur l'extrados et l'intrados d'un profil en translation. En traits continus rouges : distribution des coefficients de pression sur l'extrados d'un profil en rotation. En traits continus bleus : distribution des coefficients de pression sur l'intrados d'un profil en rotation.

II.2.1.2 Choix du point de calcul de l'incidence

Puisqu'une des méthodes de correction préconise de déterminer l'incidence à une position particulière, il est pertinent de s'intéresser d'abord à l'influence du choix du point de calcul de l'incidence.

II.2.1.2.1 Mise en évidence de l'influence du point de calcul de l'incidence

Prenons en considération un rotor de rayon R avec une pale de corde c et de point d'attache x_{att} positionnée à un angle azimutal θ . En un point sur la corde à une distance x du bord d'attaque, la position azimutale locale est décalée d'un angle $\Delta\theta_x$ qui s'ajoute à θ (voir figure 12). On trouve la valeur de $\Delta\theta_x$ par la relation :

$$\Delta\theta_x = \text{atan}\left(\frac{x_{att} - x}{R}\right) \quad (33)$$

La distance entre le point considéré et l'axe de rotation est également plus grande que le rayon. On note R_x cette distance. Elle vaut :

$$R_x = \frac{R}{\cos(\Delta\theta_x)} \quad (34)$$

Dès lors, en suivant le raisonnement du paragraphe II.1.2, l'angle d'attaque local α_x au point x sur la corde se détermine avec la formule suivante :

$$\alpha_x = \Delta\theta_x - \operatorname{atan}\left(\frac{\sin(\theta + \Delta\theta_x)}{\frac{R_x\omega}{U_\infty} + \cos(\theta + \Delta\theta_x)}\right) \quad (35)$$

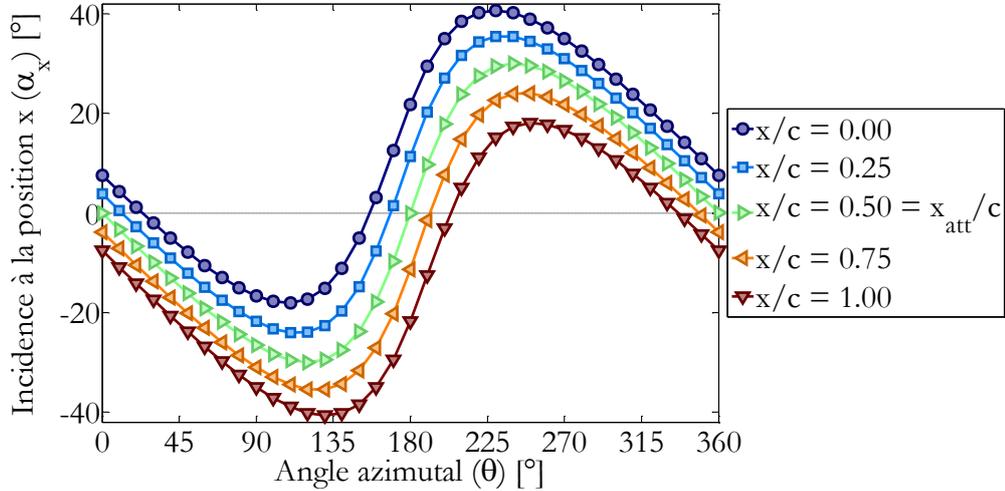


Figure 14 – Influence du point de calcul de l'angle d'attaque sur l'évolution de l'incidence locale α_x (calculée au point x) d'après la formule (35), sur un rotor test de solidité de pale $\sigma_p = 0,4$ et de point d'attache à mi-corde, pour une vitesse réduite $\lambda = 2$.

On constate que le choix de la position du point de calcul de l'angle d'attaque provoque un déphasage et un décalage de l'incidence, comme le montre la figure 14 sur un rotor test. On remarque une dissymétrie entre la phase amont et la phase aval de la rotation pour des points différents du point d'attache. Le cumul des effets peut mener à une variation de l'angle d'incidence de l'ordre de 40° entre le bord d'attaque et le bord de fuite à $\theta = 180^\circ$ pour $\sigma_p = 0,4$ à $\lambda = 2$.

De même, on montre que la vitesse relative locale $U_{r,x}$ subit le même type de modification :

$$U_{r,x} = U_\infty \sqrt{1 + 2 \frac{R_x\omega}{U_\infty} \cos(\theta + \Delta\theta_x) + \left(\frac{R_x\omega}{U_\infty}\right)^2} \quad (36)$$

II.2.1.2.2 Choix pertinent du point de calcul de l'incidence

Pour un profil placé dans une soufflerie, la définition de l'angle d'attaque est simple, il s'agit de l'angle formé entre la corde et le vecteur vitesse amont, qui est aligné avec les parois de la soufflerie. Pour un profil en mouvement, la notion même de vecteur vitesse amont au profil est beaucoup plus floue, car l'écoulement amont n'est pas rectiligne et la vitesse relative dépend du point de calcul et de l'instant. Du choix de l'incidence peut dépendre la valeur des efforts aérodynamiques, le choix est fait dans certains modèles numériques d'un point de calcul spécifique de l'incidence qui permet de prendre en compte les effets de courbure de l'écoulement.

De nombreuses études utilisent l'angle formé entre la corde et l'écoulement incident aux trois-quarts de corde. Ce choix résulte d'une étude analytique : si on considère un

écoulement uniforme et quasi-stationnaire, on peut démontrer que la portance est liée à l'angle d'attaque calculé au point situé aux trois-quarts de corde. Prenons un profil en mouvement combiné de pilonnement (aussi appelé pompage, c'est-à-dire une translation verticale) à la vitesse \dot{h} constante et de tangage à une vitesse angulaire $\dot{\alpha}$ constante autour d'un point de la corde situé à une distance x_0 du bord d'attaque dans un écoulement uniforme de vitesse U_∞ (voir figure 15). Les mouvements sont de petites amplitudes. La vitesse tangentielle engendrée par le mouvement en un point situé sur la corde à une distance x du bord d'attaque est :

$$V(x) = -\dot{h} + \dot{\alpha}(x - x_0) \quad (37)$$

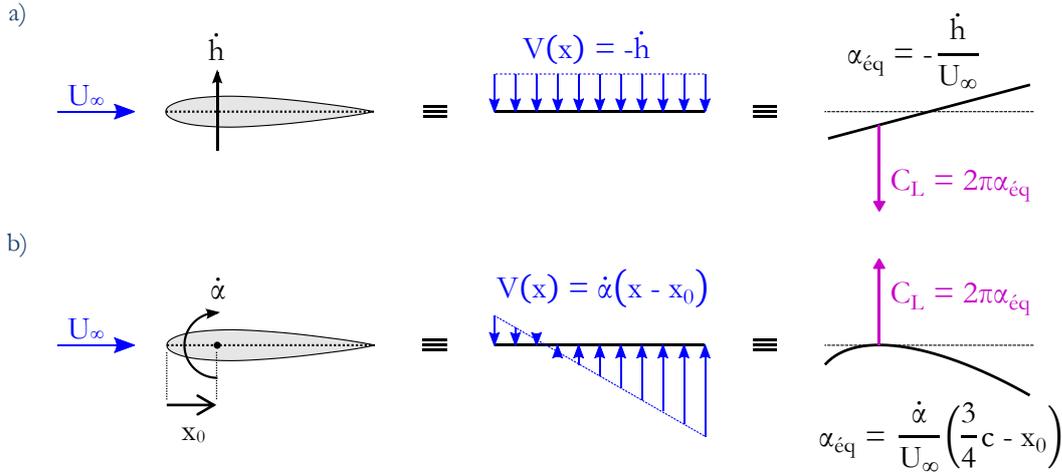


Figure 15 – Perturbation de vitesse normale au profil et cambrure effective pour un profil d'incidence nulle en mouvement de pompage (a) et en mouvement de tangage autour d'un axe placé à une distance x_0 du bord d'attaque (b) (adapté de [151]).

L'angle d'attaque local α_x perçu par le profil, défini comme l'angle formé entre la corde du profil et la vitesse relative locale au point x , est ainsi :

$$\alpha_x = \text{atan} \left(\frac{V(x)}{U_\infty} \right) = \text{atan} \left(-\frac{\dot{h}}{U_\infty} + \frac{\dot{\alpha}}{U_\infty} (x - x_0) \right) \quad (38)$$

Pour des petits angles d'attaque, on peut faire l'approximation :

$$\alpha_x = -\frac{\dot{h}}{U_\infty} + \frac{\dot{\alpha}}{U_\infty} (x - x_0) \quad (39)$$

Par l'application de la théorie des profils minces, on peut montrer (voir [91]) que la contribution quasi-statique du mouvement sur le coefficient de portance est équivalente à l'usage d'un terme d'incidence $\alpha_{\acute{e}q}$:

$$C_L = 2\pi\alpha_{\acute{e}q} \quad (40)$$

Où $\alpha_{\text{éq}} = -\frac{\dot{h}}{U_\infty} + \frac{\dot{\alpha}}{U_\infty} \left(\frac{3}{4}c - x_0 \right)$. On peut noter que l'angle d'attaque équivalent est égal à l'angle d'incidence local calculé au point situé aux trois-quarts de corde :

$$\alpha_{\text{éq}} = \alpha_x = \frac{3}{4}c \quad (41)$$

Fung [91] montre que cette conclusion reste valable même quand l'hypothèse quasi-statique est enlevée et qu'une analyse similaire peut être menée sur le calcul du coefficient de moment au quart de corde.

L'éolienne Darrieus a un mouvement complexe que l'on peut voir globalement comme une combinaison de mouvements de grandes amplitudes. En toute logique, on peut décomposer le mouvement d'une éolienne Darrieus comme une translation circulaire ajoutée à un tangage à variation constante d'incidence (voir figure 16). Les principales différences avec le raisonnement précédent sont les amplitudes importantes des mouvements (qui peuvent également mener à du décollement), la variation de vitesse dans l'axe du profil (variation horizontale de vitesse dans la figure 15) et la non-uniformité de l'écoulement. Malgré cela, l'angle d'incidence aux trois-quarts de corde a souvent été employé comme approximation, ceci afin de prendre en considération l'effet de courbure.

Par exemple, De Vries [64] émet l'hypothèse que pour une éolienne Darrieus à vitesse réduite élevée, l'angle d'incidence résulte de la superposition de l'angle d'attaque calculé au point d'attache (angle instationnaire qui varie durant la rotation) et l'angle d'attaque aux trois-quarts de corde qui résulte uniquement de la rotation du profil autour de l'axe (angle constant sur toute la rotation). Ce raisonnement revient à choisir approximativement l'angle d'attaque instationnaire aux trois-quarts de corde mais en décorrélant l'effet de courbure de l'effet de variation d'incidence dû au fonctionnement habituel.

Strickland [246] s'est aussi basé sur une étude analytique basée sur un cylindre pour établir un autre modèle. Il estime qu'il faut utiliser deux angles d'attaques différents pour calculer les efforts sur une pale : l'effort tangentiel est déterminé à partir de l'angle à mi-corde et l'effort normal à partir de l'angle aux trois-quarts de corde. Le type d'analyse qui est développée pour arriver à ce type de résultat peut être trouvé dans [269] et [13].

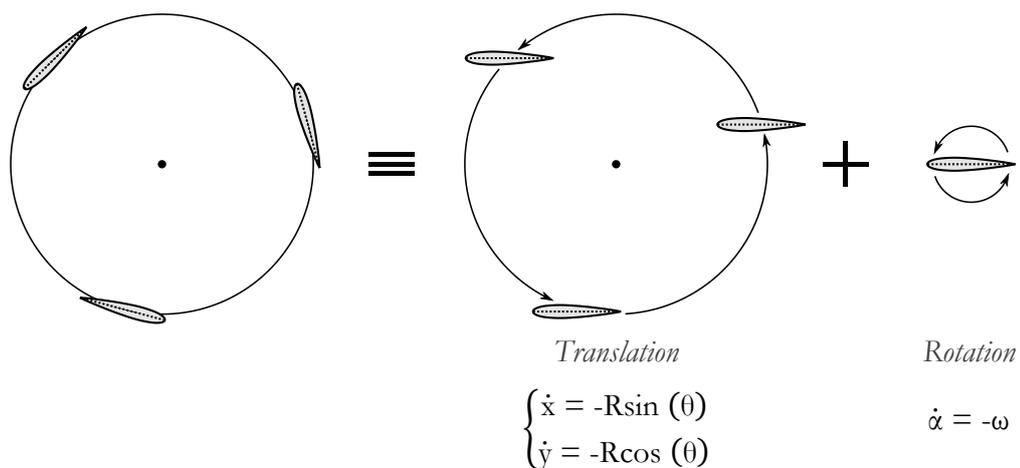


Figure 16 – Décomposition du mouvement d'une pale d'éolienne Darrieus en un mouvement de translation circulaire et de tangage à variation constante d'incidence.

II.2.1.3 Ajout d'un facteur correctif

Outre le choix du point de calcul de l'incidence, une manière alternative de traiter l'effet de la courbure de l'écoulement fait appel à la notion de "profil virtuel". L'idée est née du travail de Migliore et Wolfe [182] en 1979. Ils sont partis du constat qu'un profil symétrique dans un écoulement courbé avait un coefficient de traînée minimum pour un angle d'attaque négatif, ce qui correspond au comportement habituel d'un profil cambré dans un écoulement rectiligne. A partir de cette analyse, il est possible de trouver un profil équivalent, ou "virtuel", ayant les mêmes propriétés aérodynamiques dans un écoulement rectiligne que le profil d'étude dans l'écoulement courbé. Le profil "virtuel" se déduit d'une transformation conforme qui permet de déformer le profil initial et son environnement (voir figure 17) en supposant que le profil entier perçoit la même vitesse incidente : la vitesse au point d'attache.

L'appellation virtuelle qualifie également les caractères qui ne sont pas réellement présents dont les effets sont équivalents, comme la cambrure par exemple.

Dans un écoulement rectiligne uniforme, on se retrouve dans une configuration plus habituelle pour laquelle il est plus simple de déterminer des efforts aérodynamiques. Dans la pratique, on peut distinguer généralement 4 impacts principaux de l'effet de courbure ([126]) :

- **La cambrure virtuelle (voir figure 18) :** La transformation altère la cambrure du profil. Si on considère un profil initialement symétrique, il deviendra cambré (de cambrure ξ_{virt} négative si on considère le cas de la figure 18.b). Dès lors, sa portance verra sa valeur translatée (décalage négatif) et l'angle de portance nulle sera différent de zéro (l'angle sera positif dans notre cas). L'écart de portance dépend principalement de la solidité de pale. La cambrure modifie normalement aussi les caractéristiques du décrochage.
- **L'incidence virtuelle (voir figure 18) :** Selon la position du point d'attache, la transformation peut induire une incidence supplémentaire α_{virt} . La variation d'incidence a pour effet de faire percevoir au profil une valeur de portance différente.
- **Le coefficient de traînée à portance nulle :** La cambrure du profil virtuel induit aussi un comportement différent de la traînée. La principale caractéristique est le coefficient de traînée pour lequel la portance est nulle. Sa valeur est augmentée par l'ajout de cambrure. Hirsch et Mandal [117] introduisent une méthode empirique d'estimation de cette correction du coefficient de traînée à portance nulle. Ils supposent que ce paramètre dépend principalement de la solidité de pale et du nombre de Reynolds.
- **La dissymétrie des efforts :** Les propriétés aérodynamiques modifiées du profil virtuel induisent une répartition différente des efforts au cours d'une rotation. L'effort normal supplémentaire qui s'applique sur la pale est toujours orienté vers l'intérieur du rotor (car la cambrure virtuelle est orientée vers l'intérieur). Ainsi, la phase amont produit des efforts plus importants (portance plus grande en valeur absolue) et la phase aval des efforts moins importants, ce qui amplifie l'hétérogénéité de la répartition des efforts dans un cycle.

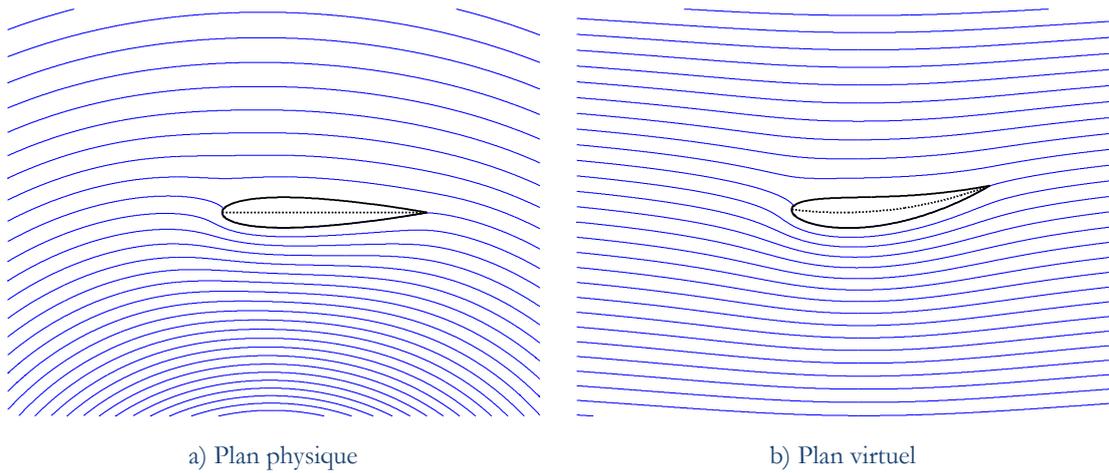


Figure 17 – Exemple de transformation conforme d’un profil symétrique dans un écoulement curviligne en profil virtuellement cambré dans un écoulement rectiligne uniforme. La solidité de pale est $\sigma_p = 0,5$, le point d’attache est au quart de corde et la vitesse réduite est supposée infiniment grande.

- a) Lignes de courant (traits bleus) autour du profil (trait noir) dans le plan réel.
- b) Lignes de courant (traits bleus) autour du profil (trait noir) dans le plan virtuel.

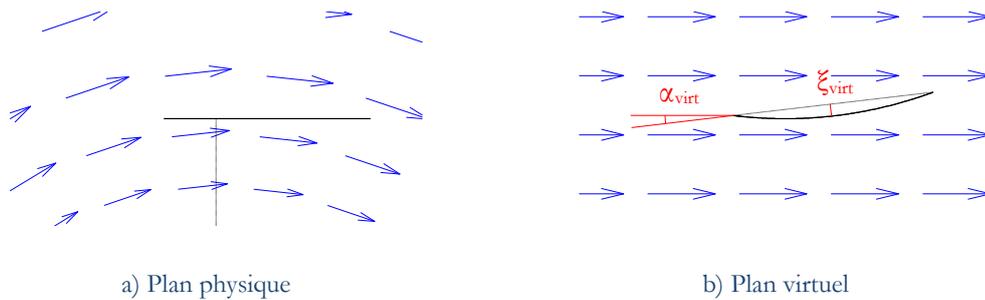


Figure 18 – Estimation de l’angle d’attaque virtuel et de la cambrure virtuel pour une pale dans l’hypothèse d’un profil mince attaché au quart de corde pour une solidité de pale $\sigma_p = 0,5$ et une vitesse réduite infinie.

- a) Profil réel (trait noir) dans un champ de vitesse curviligne (flèches bleues).
- b) Profil virtuel (trait noir) dans un champ de vitesse rectiligne équivalent (flèches bleues). Le profil forme un angle virtuel α_{virt} avec l’écoulement infini amont (traits rouges) et présente une cambrure virtuelle maximum ξ_{virt} (trait rouge).

Les deux premiers impacts sont des effets directs qui ont des répercussions marquées sur les efforts, les deux suivants sont des effets indirects qui sont la conséquence des deux premiers. Le dernier effet ne nécessite pas de correction. Ce sont les deux premiers effets qui ont donné lieu aux principales corrections que l’on peut trouver dans la littérature.

Une méthode de correction a par exemple été suggérée par Sharpe [228] en 1984. En prenant pour hypothèse de départ un point d’attache à mi-corde et en se basant sur la théorie de Theodorsen, il propose de modéliser l’effet de cambrure virtuelle et d’incidence virtuelle par l’ajout d’une contribution quasi-statique supplémentaire sur le coefficient de force normale :

$$C_N = C_{N,0} + \Delta C_N \quad \text{où} \quad \Delta C_N \approx - \left(\frac{dC_L}{d\alpha} \right) \left(\frac{3}{4} c_{-x_{att}} \right) \frac{\omega}{U_r} \approx - \frac{\pi \sigma_p \lambda U_\infty}{2 U_r} \quad (42)$$

Avec $C_{N,0}$ le coefficient de force normale calculé par la méthode habituelle et qui agit au quart de corde. Il faut donc noter que l'effort normal supplémentaire ΔC_N dû à l'effet de courbure agit également sur le moment au quart de corde.

Hirsch et Mandal [117] et Mandal et Burton [164] proposent eux d'estimer une correction à partir d'une théorie des profils minces. Plutôt que d'ajouter directement une contribution sur un coefficient aérodynamique comme Sharpe [228], ils préfèrent introduire un correctif d'angle $\Delta\alpha_c$ à partir duquel les coefficients aérodynamiques peuvent être corrigés, en particulier :

$$\begin{cases} C_L = f(\alpha + \Delta\alpha_c, Re) \\ C_D = g(\alpha + \Delta\alpha_c, Re) \end{cases} \quad (43)$$

Où f et g sont les fonctions qui marquent la dépendance des coefficients de portance et de traînée à l'incidence et au nombre de Reynolds. Ce peut être les polaires statiques expérimentales ([117]) ou les coefficients aérodynamiques corrigés pour prendre en compte le décrochage dynamique ([164]). L'angle correctif est estimé à partir du paramètre β qui est la différence d'angle d'incidence entre le bord d'attaque et le bord de fuite :

$$\Delta\alpha_c = \text{atan}\left(\frac{1 - \cos\left(\frac{\beta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\beta}{2}\right)}\right) \quad \text{où} \quad \beta = \alpha(0) - \alpha(c) \quad (44)$$

II.2.1.4 Conclusion sur l'effet de courbure

Les études passées ont mis en lumière l'importance de l'effet de courbure sur les éoliennes Darrieus. L'effet est d'autant plus marqué que la solidité de pale est élevée. Il semble donc nécessaire de considérer cet aspect pour l'éolienne de solidité élevée qui fait l'objet de la présente étude.

Les conséquences sont de plusieurs types. D'un point de vue pratique, il est difficile de définir un angle d'incidence car il dépend de l'emplacement où il est évalué. D'autre part, l'effet de courbure provoque une répartition de pression différente par rapport au cas d'un écoulement rectiligne. Cette distribution modifie les caractéristiques des efforts aérodynamiques en provoquant en particulier un décalage de la portance et une augmentation de la traînée. Ces effets peuvent être compris comme le résultat d'une cambrure et d'une incidence virtuelles qui sont ajoutées au profil. L'effet conjoint de ces changements de propriété peut amener à des corrections du même ordre de grandeur que les coefficients aérodynamiques statiques eux-mêmes.

Il existe globalement deux types de méthodes de correction pour inclure l'effet de courbure dans des modèles numériques. Une possibilité est de choisir l'angle d'attaque comme étant celui que perçoit la pale aux trois-quarts de corde. Une autre possibilité est de conserver la notion d'angle d'incidence comme celle qui est habituellement choisie, mais de procéder à des rectifications sur les coefficients aérodynamiques.

Le résultat de ces modifications d'effort est une répartition différente de la génération du couple dans un tour, car la portance est plus favorable dans la phase amont et plus défavorable dans la phase aval. De plus, l'effet de courbure peut modifier les propriétés de décollement la couche limite à travers l'incidence virtuelle qui augmente le risque de décrochage dans la phase amont et la cambrure virtuelle qui modifie la courbure effective du

profil. Le paragraphe suivant développe justement les caractéristiques des effets instationnaires et du décollement de la couche limite qui peut donner naissance au décrochage dynamique.

II.2.2 Décrochage dynamique et effets instationnaires

Nous avons noté que le fonctionnement de l'éolienne Darrieus est en rapport direct avec la variation cyclique d'incidence que perçoit la pale. Un aspect majeur de cette variation d'incidence est la fluctuation de l'intensité du sillage. La conséquence est une évolution non-linéaire des efforts sur la pale induite par l'effet du sillage lorsque la fréquence réduite est trop élevée (voir paragraphe II.1.4.6).

Pour les cas classiques de profil étudié en soufflerie, le sillage est transporté à la vitesse de l'écoulement soit de manière constante et rectiligne, et pour une variation sinusoïdale de l'incidence, l'évolution de portance en fonction de l'incidence, au lieu d'être linéaire, forme une boucle. Pour une éolienne Darrieus, le mouvement du sillage par rapport à l'écoulement est beaucoup plus complexe. Pour se rapporter à des notions connues, Ashley ([23]) considère toutefois un éloignement linéaire du sillage par rapport au profil comme une approche simplifiée suffisante pour analyser les effets instationnaires d'une éolienne Darrieus de faible solidité. Il rapproche le problème de celui d'une pale dans une rafale de vent sinusoïdale pour mettre en lumière les caractéristiques essentielles de l'instationnarité sans procéder à des simulations numériques lourdes et coûteuses et en s'abstenant d'utiliser les corrections empiriques généralement employées à l'époque. Il juge que l'effet d'instationnarité induit par le sillage par rapport à un cas quasi-statique est très influent sur le coefficient de puissance. Par rapport au modèle quasi-stationnaire, le coefficient de puissance est inférieur de l'ordre de 15% pour une solidité de pale de 0,08, et la différence s'accroît quand la solidité de pale augmente. Cette tendance est en accord avec d'autres études basées sur des méthodes analytiques ([130] et [69]) et souligne l'importance des effets instationnaires pour une éolienne de solidité élevée malgré l'aspect élémentaire du modèle.

Une autre difficulté émerge pour un fonctionnement à faible vitesse réduite. Avec un raisonnement géométrique, on montre grâce à la formule (30) que plus la vitesse réduite est basse, et plus l'incidence maximale atteinte est élevée. Or en général, les profils décrochent à partir de 10° à 20° d'incidence, il y a donc un risque qu'un phénomène de décrochage apparaisse sur une éolienne Darrieus en dessous d'un certain seuil de vitesse réduite. Les effets non-linéaires liés au décrochage se conjuguent aux effets instationnaires. Pour une éolienne Darrieus, il n'est pas évident de mettre en place un banc d'essai et dès le début de l'étude du phénomène, l'analogie a été faite avec des configurations aux conditions expérimentales plus simples, comme un profil oscillant. Ces configurations ont en général été développées pour le domaine aéronautique, en particulier pour les hélicoptères, pour lequel l'approximation d'un tangage sinusoïdal de grande amplitude, d'incidence moyenne élevée et de faible fréquence est justifiée. Depuis, d'autres domaines d'application sont apparus en plus des hélicoptères et des éoliennes Darrieus, comme les avions en manœuvres rapides, les micro-drones ou les éoliennes à axe horizontal avec un angle de lacet non-nul.

Dans les paragraphes qui suivent, les principales étapes du processus de décrochage dynamique vont être décrites pour les configurations habituelles de tangage, puis la spécificité du phénomène dans une éolienne Darrieus va être précisée. Enfin, les principales méthodes de modélisation du décrochage dynamique vont être développées.

II.2.2.1 Description du phénomène

Avant d'analyser le décrochage dynamique, il est intéressant de rappeler les caractéristiques physiques qui mènent au décrochage dans un cas statique, bien qu'il en existe de plusieurs types ([92]). Le décrochage résulte du décollement de la couche limite sur l'extrados. Plus l'angle d'attaque est important, et plus l'écoulement s'accélère sur l'extrados. La vitesse élevée de l'écoulement est liée à une dépression importante qui gagne en amplitude et s'approche du bord d'attaque au fur et à mesure que l'incidence augmente. Il existe alors un fort gradient de pression adverse en aval du pic de dépression qui engendre un décollement de la couche limite ([151]). Au-delà d'un angle critique (l'angle de décrochage statique) le décollement de la couche limite est si massif qu'il y a une chute de la portance et du moment au quart de corde ainsi qu'une augmentation rapide de la traînée.

Lorsque le profil dépasse rapidement l'angle de décrochage statique, il arrive généralement que le décrochage soit retardé jusqu'à des incidences significativement plus importantes ([173]). On passe alors dans un régime de décrochage dynamique. Comme le précise Carr [45], le décrochage dynamique est le terme utilisé pour décrire la série complexe d'événements qui résultent en un retard du décrochage suite à un mouvement instationnaire. Bien que le profil décroche plus tardivement, une fois qu'il décroche effectivement, les conséquences sont habituellement plus sévères, c'est-à-dire que la chute de portance et l'augmentation de traînée sont plus brutales et de plus grandes amplitudes. Le comportement des efforts aérodynamiques est donc fortement non-linéaire, et se caractérise par une boucle d'hystérésis (voir figure 19).

Pour un profil oscillant, on peut distinguer plusieurs étapes caractéristiques du décrochage dynamique. Bien que tout ne soit pas encore compris avec exactitude, la phénoménologie la plus acceptée est celle présentée par exemple par McCroskey et son équipe [173] qui ont effectué de nombreux travaux expérimentaux avec différents profils dans diverses conditions. Le cas présenté dans la figure 19 est assez représentatif du point de vue de la succession des événements physiques constitutifs du phénomène. La description qui suit et qui correspond à cette figure commence par l'état du profil en mouvement ascendant en deçà de l'angle de décrochage :

- ① Avant que l'angle de décrochage statique ne soit atteint, le comportement des efforts aérodynamiques est comparable à celui du cas statique. En particulier, la couche limite est attachée au profil et le coefficient de portance évolue quasi linéairement.
- ② C'est seulement au-delà de l'angle de décrochage statique qu'une vitesse de retour (vitesse adverse) commence à apparaître dans la couche limite. A partir du bord de fuite, un revirement de vitesse émerge sur l'extrados et avance vers le bord d'attaque, mais il y a peu d'effet sur les efforts aérodynamiques qui continuent d'évoluer presque linéairement. Cette absence de modification du comportement aérodynamique malgré le revirement de vitesse s'explique par la dissociation entre le point de décollement et le point de revirement de la vitesse dans la couche limite, c'est-à-dire le premier point le long du profil pour lequel il existe une vitesse de retour ([46], voir figure 20). Ceci se démarque du décrochage statique où les deux points sont confondus. Malgré la vitesse de retour, l'écoulement autour du profil n'est que peu dévié, il n'est vraiment perturbé que plus en aval sur le profil.
- ③ Pour des incidences bien supérieures à l'angle de décrochage statique (pour l'exemple considéré ici, à une incidence d'environ 20° alors que le décrochage statique est aux alentours de 11°), un tourbillon de bord d'attaque se forme sur l'extrados à environ 20%-25% de la corde ([170]). Sa naissance est associée au

décollement de la couche limite qui s'enroule et qui est constamment alimentée, mais les causes de sa naissance sont encore incertaines. La génération continue de vorticité dans la couche limite cisailée fait grossir le tourbillon qui reste à proximité de la surface du profil. D'après McAlister et al. ([171]), l'intensité du tourbillon semble être reliée à la circulation autour du profil au moment où le vortex est formé. Au centre du tourbillon règne une forte dépression qui crée un effet de succion perceptible sur la surface du profil par un pic de dépression localisé. En grossissant, le pic de dépression se déplace vers l'aval du profil à une vitesse de l'ordre de 25%   45% de la vitesse de l'écoulement amont (différentes valeurs selon les études). La modification de la répartition de pression provoquée par le tourbillon génère un léger regain de portance par rapport à son comportement linéaire précédent, alors qu'il y a une chute brutale du coefficient de moment et une hausse considérable de la traînée.

④ Lorsque le cœur du tourbillon parvient approximativement à la moitié de la corde (d'après [174]), le coefficient de portance atteint sa valeur maximale, bien supérieure à la valeur du cas statique. La portance chute ensuite rapidement, tandis que les coefficients de moment et de traînée continuent leurs évolutions. Ce n'est que pour des angles encore supérieurs que les coefficients de moment et de traînée connaissent leurs valeurs extrêmes (minimum pour C_M et maximum pour C_D), quand le tourbillon passe au-dessus du bord de fuite, suite à quoi ils retrouvent des amplitudes plus faibles quand le tourbillon est lâché dans le sillage.

⑤ Si l'incidence continue d'augmenter après ce lâcher tourbillonnaire, il peut y avoir l'émission de structures tourbillonnaires supplémentaires. Tout d'abord, il y a un tourbillon contrarotatif au bord de fuite en réaction au vortex qui vient d'être lâché, et qui peut être plus ou moins bien distingué dans le sillage. Puis éventuellement un ou plusieurs autres tourbillons de bord d'attaque se manifestent, entraînant de nouveau des hausses de portance et de traînée associées à une chute de moment au quart de corde. Une fois l'angle d'incidence maximal atteint, le développement des tourbillons cesse, les tourbillons antérieurement en train de se former sont lâchés.

⑥ La couche limite est alors complètement décollée. Elle se recolle progressivement du bord d'attaque au bord de fuite à un rythme plus lent et de manière retardée par rapport au cas statique. Il faut généralement attendre que les tourbillons soient transportés au-delà de plusieurs cordes en aval avant que les coefficients aérodynamiques retrouvent des valeurs comparables au cas statique. Pour l'exemple de la figure 19, il faut attendre le début du cycle suivant (phase de nouveau ascendante).

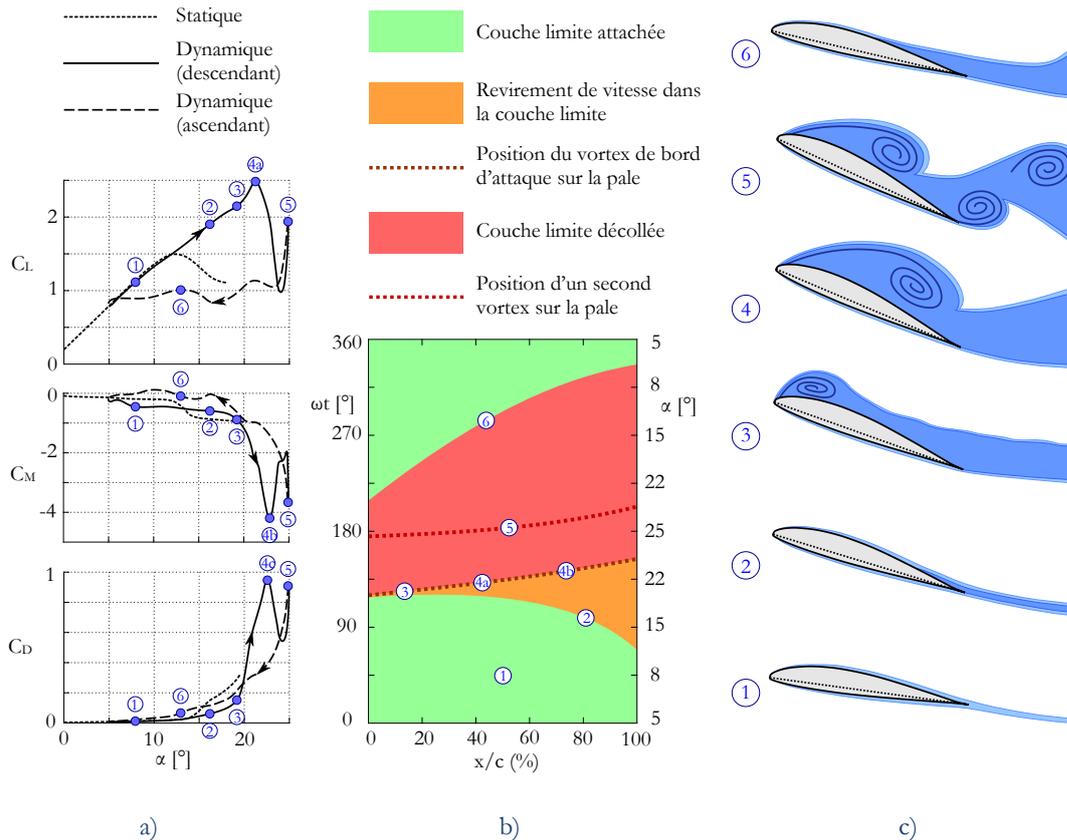


Figure 19 – Caractéristiques du décrochage dynamique sur un profil Vertol VR-7 en oscillation de tangage de loi d'angle $\alpha = 15^\circ + 10^\circ \cos(\omega t)$ pour un nombre de Mach de 0,25 et une fréquence réduite de 0,10 (adapté de [173]).

- a) Evolution des coefficients de portance (C_L), de moment (C_M) et de traînée (C_D) en fonction de l'angle d'incidence géométrique. En trait pointillé : courbe statique ; en trait plein : courbe dynamique en phase ascendante d'incidence ; en trait discontinu : courbe dynamique en phase descendante d'incidence.
- b) Chronologie simplifiée de l'état de la couche limite de l'extrados en fonction de la position sur le profil (0% étant le bord d'attaque et 100% le bord de fuite) et de la phase ωt . En vert, la couche limite est attachée, en orange, il y a un revirement de vitesse, en rouge, la couche limite est décollée. Les traits pointillés rouges indiquent le passage des tourbillons de bord d'attaque au-dessus de la pale.
- c) Représentation schématique de la couche limite et du sillage (en bleu) pour les différentes étapes du décrochage dynamiques numérotées de ① à ⑥. Les lignes épaisses bleues en spirale représentent les principales structures tourbillonnaires.

Si on résume l'effet sur la portance, le décrochage dynamique mène à l'alternance d'effets bénéfiques (gain de portance par rapport au cas statique) et d'effets néfastes (chute rapide de portance et valeurs inférieures au cas statique). Dans la plupart des domaines (principalement aéronautique), la balance des effets positifs et négatifs est généralement considérée comme défavorable, en particulier en ce qui concerne le fort moment piqueur consécutif au lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque. A l'inverse, selon Rival [215], le nombre de Reynolds est tellement bas pour les insectes et certains micro-drones en vol battu que les performances des profils d'aile en régime stationnaire sont dégradées par le bulbe de décollement laminaire et le décrochage précoce. La portance doit alors être générée par les mécanismes aérodynamiques instationnaires associés au décrochage dynamique, comme l'effet de succion du tourbillon de bord d'attaque. C'est donc le tourbillon de bord d'attaque dû au décrochage dynamique qui permet aux insectes de voler à bas nombre de Reynolds. Au final, l'interaction pale-tourbillon peut selon les cas fournir ou prendre de l'énergie à la structure qui peut en tirer un avantage ou en subir les effets.

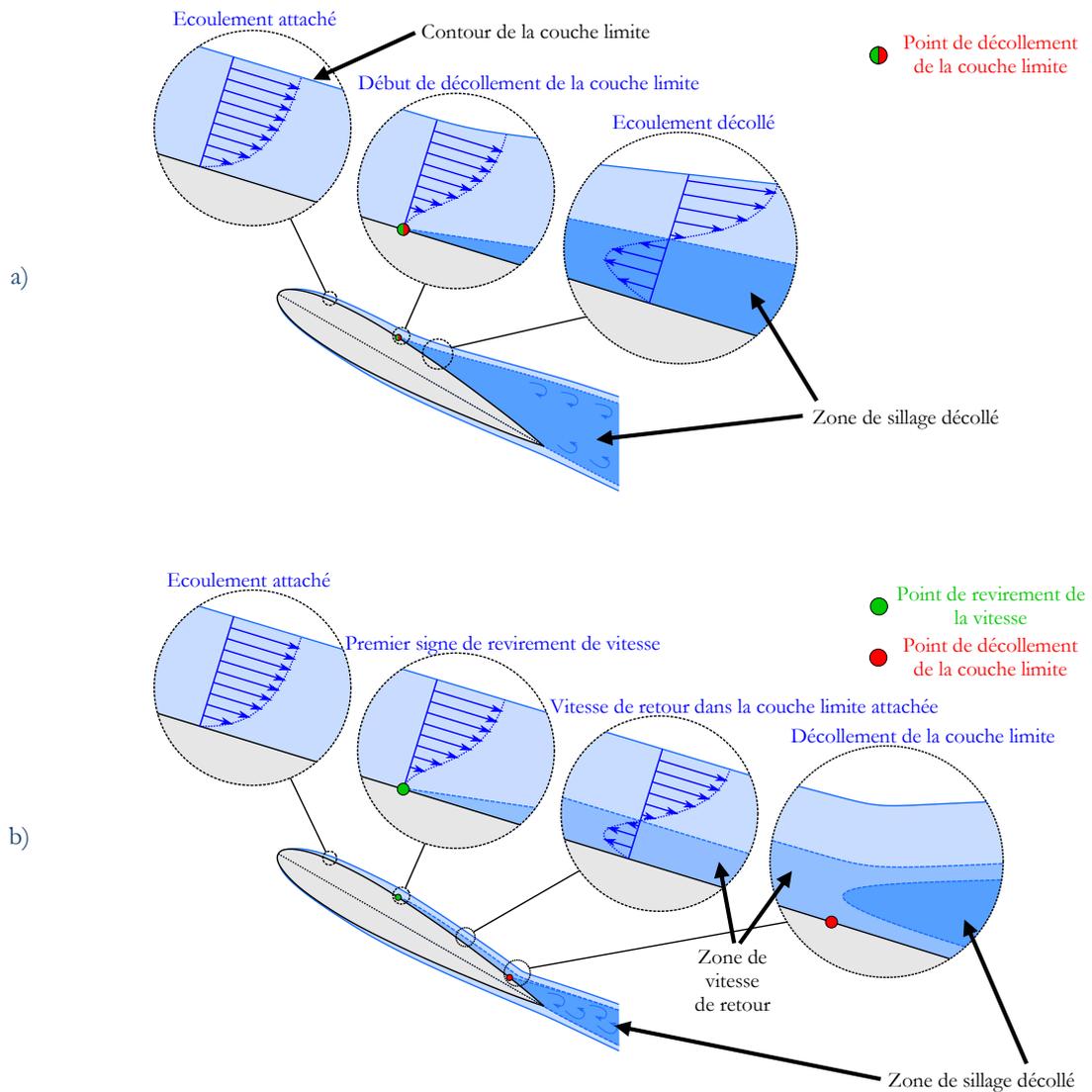


Figure 20 – Allure schématique de l'écoulement autour d'un profil lors d'un décollement stationnaire et instationnaire de la couche limite (adapté de [46] et de [224]) et représentation de certains profils de vitesse moyenne dans la couche limite.

- a) Décollement de la couche limite dans un cas stationnaire.
- b) Décollement de la couche limite dans un cas instationnaire (tangage à incidence croissante).

II.2.2.2 Influence des principaux paramètres

L'enchaînement des événements décrit précédemment est une succession typique, mais le poids voire la présence de certaines étapes peut varier selon les conditions expérimentales. Puisque le phénomène résulte de la combinaison de l'instationnarité du mouvement et du décollement de la couche limite, le décrochage dynamique est affecté par des paramètres liés à la fois au mouvement du profil (type de mouvement, fréquence réduite, incidence maximale, etc.) et à la séparation de la couche limite (forme du profil, nombre de Reynolds, effets tridimensionnels, etc.).

La plupart des études sur le décrochage dynamique concernent des mouvements de tangage sinusoïdal, à des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^6 , avec des profils utilisés dans le domaine des hélicoptères, parfois avec un écoulement à nombre de Mach élevé. Pour une éolienne Darrieus, la loi de mouvement est éloignée d'une loi sinusoïdale, le nombre de

Reynolds est plus faible (de l'ordre de 10^5) et le nombre de Mach est très faible. De plus, pour une éolienne hélicoïdale, l'angle d'inclinaison de la pale peut jouer un rôle très particulier, que l'on peut éventuellement rapprocher d'un profil oscillant en flèche. Nous nous intéresserons donc à l'influence d'une sélection de paramètres géométriques ou physiques qui marquent la différence entre la configuration classique présentée au paragraphe précédent et les conditions rencontrées par l'éolienne Darrieus de référence (voir paragraphe II.3).

L'étude de l'effet d'un paramètre est en général réalisée en faisant varier ledit paramètre en gardant les autres constants. Néanmoins, les influences des paramètres sont parfois combinées et il est complexe d'en tirer une conclusion définitive, d'autant plus que les variations de conditions expérimentales d'une étude à l'autre ne sont pas négligeables. Les analyses présentées par la suite ne sont que des tendances généralement observées. Il faut garder à l'idée que la compréhension du phénomène n'est encore aujourd'hui que partielle.

II.2.2.2.1 Influence du type de mouvement

Une incidence variable peut être le résultat de divers types de mouvements du profil ou de changements dans les caractéristiques de l'écoulement. Dans la littérature, les principales études ont concerné les mouvements de tangage, de pilonnement (aussi appelé pompage, c'est-à-dire de translation transversale à l'écoulement amont), et les combinaisons de certains de ces mouvements. On peut également trouver certaines études sur mouvements de tamis (c'est-à-dire de translation longitudinale par rapport à l'écoulement amont).

Dans l'exemple de référence présenté dans le paragraphe II.2.2.1, il s'agit d'un mouvement de tangage. Si l'on procède à un mouvement de pilonnement dont l'incidence équivalente suit la même loi sinusoïdale, Fukushima et Dadone [90] ont montré que dans le cadre de leur étude, il n'y a pas de différence significative dans le mécanisme de décrochage dynamique et que les influences de plusieurs paramètres du mouvement (fréquence réduite, incidence moyenne, etc.) restent globalement les mêmes. Néanmoins, l'évolution des efforts reste dépendante du type de mouvement car l'enchaînement des phases du processus arrive à des instants différents et certaines propriétés sont différentes. Par exemple, la progression du décollement est plus rapide pour une translation verticale, ce qui modifie la distribution de pression et les efforts aérodynamiques. Carta [48] effectue une comparaison du même type et complète l'analyse en montrant que les pentes des coefficients de force normale sont généralement plus grandes dans les phases attachées pour un pilonnement et que les boucles d'hystérésis sont notablement dissemblables, dans leurs formes et dans leurs amplitudes. Ceci peut être en partie expliqué par la modification de la distribution de pression qui résulte du type de mouvement et à la cambrure virtuelle ([254], la figure 15 donne aussi quelques outils de compréhension) et par la différence de positionnement des tourbillons relativement aux pales ([215] et [196]).

Le mouvement d'une pale d'éolienne Darrieus est plus complexe. Il peut être compris comme un mouvement combiné de pilonnement, de tamis et de tangage (voir figure 16). Worasinchai [271] fait d'ailleurs l'analogie avec le vol battu et propose une autre décomposition de l'écoulement relatif d'une pale d'éolienne Darrieus en écoulement induit par une translation et un tangage. Mais à ce jour, il y a un manque de résultats publiés qui reproduisent expérimentalement le mouvement synchronisé de pilonnement, de tamis et/ou de tangage d'une pale d'éolienne Darrieus⁵, à l'image de l'expérience de Laneville et al. [144].

⁵ Autrement qu'en testant une pale en rotation. Ce type d'étude diffère d'une pale en rotation dans le sens où le transport du sillage et l'interaction pale/tourbillon n'est pas identique et la courbure de l'écoulement est différente. Ceci permet de décomposer l'influence des phénomènes élémentaires et de faciliter la métrologie.

Il existe cependant quelques études de mouvement combiné de pilonnement et de tangage, comme celle de Rival [215], ou de mouvement combiné de tamis et de tangage, comme celle de Pascazio et al. [202]. Cette dernière configuration met en évidence le rôle de l'instationnarité de la vitesse relative et des effets du sillage transporté à une vitesse variable dans le repère du profil. Favier et al. [75] ont mis en évidence le rôle de la phase entre les deux mouvements : lorsque les mouvements sont en phase, l'effet de la fluctuation de vitesse prédomine, et en opposition de phase, l'effet de la fluctuation d'incidence prédomine, d'où des déclenchements différents des étapes du processus de décrochage dynamique et une dynamique tourbillonnaire distincte. Pour une éolienne Darrieus, la combinaison des mouvements se rapproche plus d'un système en quadrature de phase.

II.2.2.2 Influence de la loi de mouvement

Si l'on ne s'intéresse qu'au mouvement de tangage, qui est le plus développé dans la littérature, la loi de variation d'incidence la plus courante est la loi sinusoïdale définie par la relation (45) qui introduit trois paramètres : l'incidence moyenne α_0 , l'amplitude α_1 et la fréquence réduite k définie par la relation (28) :

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \sin\left(\frac{2kU_\infty}{c}t\right) \quad (45)$$

D'après McCroskey [173], plus que la moyenne et l'amplitude de l'incidence, c'est l'angle maximal atteint qui est le paramètre le plus influent, car il détermine le degré de décollement de la couche limite. Comme le rapporte McCroskey avec un profil NACA0012, si l'angle d'incidence maximal est égal à l'angle de décrochage statique, il n'y a que peu de décollement de la couche limite et pratiquement seul l'effet instationnaire induit par le sillage se fait ressentir sur les courbes d'efforts aérodynamiques à travers un léger retard par rapport aux courbes statiques (voir figure 21.a). Si l'angle d'incidence maximal est supérieur à l'angle de décrochage statique, le décollement de la couche limite intervient partiellement sur la pale et déforme les courbes de puissance (voir figure 21.b) en provoquant un retard au décrochage suivi d'une perte de portance et d'un recollement tardif de la couche limite. Si l'angle d'incidence maximal augmente encore, le vortex de bord d'attaque a davantage de temps pour grossir et son effet est amplifié, ce qui se manifeste principalement par un décrochage de la portance plus brutal accompagné d'une amplitude plus importante des déviations de moment et de traînée, et d'un retard plus marqué du recollement de la couche limite, ce qui indique une échelle de temps plus longue avant que l'écoulement se réorganise. La boucle d'hystérésis est ainsi plus ample quand l'incidence maximale est plus élevée (voir figure 21.c).

Si on se réfère au fonctionnement d'une éolienne Darrieus, on peut noter que les angles d'attaque que les pales peuvent rencontrer sont centrés autour de zéro et ont des amplitudes généralement très élevées qui dépassent l'angle de décrochage statique. Un exemple de tangage sinusoïdal autour de zéro degré d'incidence est donné par Gerontakos [93] avec une oscillation d'un profil NACA 0012 de 15° d'amplitude et une fréquence réduite de 0,05. Malgré un profil symétrique et un mouvement d'incidence identique au-dessus et en-dessous de 0°, on peut constater une dissymétrie des efforts entre les angles positifs et négatifs. Bien que ce ne soit pas relevé ni analysé par l'auteur, et si cela ne correspond pas à une imperfection de l'expérience, on peut estimer que ce résultat renforce l'idée qu'en plus de l'incidence, la condition initiale et l'historique de l'écoulement (état de la couche limite, positionnement des structures tourbillonnaires, etc.) jouent un rôle primordial dans l'établissement de l'écoulement instationnaire autour d'un profil.

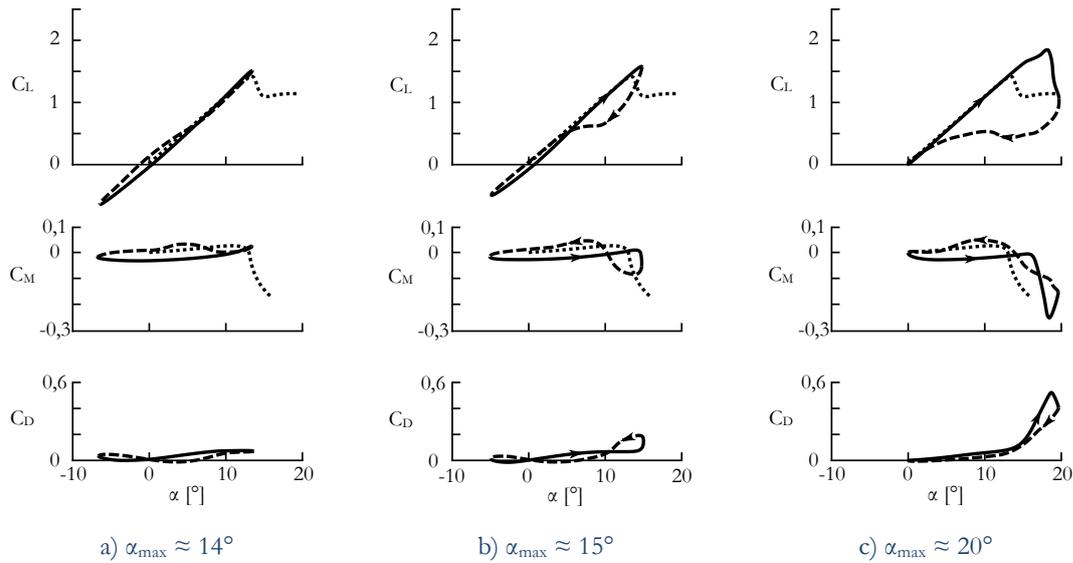


Figure 21 – Effet de l’angle d’incidence maximal sur le décrochage dynamique pour un profil NACA0012 en oscillation sinusoïdale d’amplitude 10° avec une fréquence réduite de 0,1 et un nombre de Mach de 0,3. Evolutions des coefficients de portance (C_L), de moment (C_M) et de traînée (C_D) en fonction de l’angle d’incidence géométrique. En trait pointillé : courbe statique ; en trait plein : courbe dynamique en phase ascendante d’incidence ; en trait discontinu : courbe dynamique en phase descendante d’incidence.

En ce qui concerne la fréquence réduite, elle n’a pas un effet unique car son influence dépend d’autres paramètres. McCroskey [173] met en évidence le fait que selon le régime de décrochage et les caractéristiques du décollement de la couche limite (par le bord d’attaque ou par le bord de fuite), les conclusions peuvent être opposées. Par exemple, pour un profil NACA0012 oscillant avec une même loi d’incidence de moyenne 10° et de maximum 15° , l’augmentation de la fréquence réduite élargit les boucles d’hystérésis, alors que pour un profil Vertol VR-7, l’augmentation de la fréquence réduite rétrécit les boucles d’hystérésis. Egalement avec un profil NACA 0012, mais avec une amplitude d’angle d’attaque de $\pm 15^\circ$ et un nombre de Reynolds plus faible, Gerontakos [93] indique un resserrement des boucles d’hystérésis. L’effet de la vitesse réduite est donc modulé par la combinaison d’autres paramètres.

Gerontakos note également que pour des fréquences réduites entre 0,025 et 0,2, les vitesses de déplacement des vortex de bord d’attaque ne varient pas significativement (ceci est en partie vérifié par [77] par exemple). Les différences sur l’évolution des coefficients aérodynamiques résultent principalement d’un retard dans l’apparition des événements et d’un gain en intensité du tourbillon d’autant plus importants que la fréquence réduite est élevée.

Dans tous les cas en revanche, une fréquence réduite très faible génère un comportement semblable au cas statique, et une fréquence réduite élevée accentue le retard au décrochage (qui se produit à des angles d’incidence plus élevés) et génère des valeurs maximales des coefficients aérodynamiques plus importantes. Il est souvent estimé que le retard de l’angle de décrochage dynamique par rapport à l’angle d’attaque statique est proportionnel à la racine carrée de la fréquence réduite ([99]). Dans certains cas, le décollement par le bord de fuite peut même être supprimé ([148]). Si la vitesse réduite est suffisamment élevée, il arrive que le vortex de bord d’attaque ne soit détaché que lorsque l’angle d’incidence maximal est atteint. Si elle retarde le décollement de la couche limite, l’augmentation de la fréquence réduite ralentit et retarde aussi le recollement de la couche

limite dans la phase d'incidence descendante. Une des raisons de ces retards à forte fréquence réduite est liée au comportement différent de la couche limite à cause de l'effet de courbure de l'écoulement (voir figure 15).

Une description plus complète des effets les plus notables de fréquences réduites comprises entre 0,01 à 0,4 sur la distribution de pression et sur les efforts aérodynamique peut être retrouvée par exemple dans [227].

Une autre loi de mouvement a également souvent été expérimentée, il s'agit d'une loi en rampe qui trouve son intérêt par exemple dans l'aviation militaire lors de manœuvres rapides. Cette loi est aussi intéressante d'un point de vue phénoménologique car elle permet :

- De commencer d'un état initial stationnaire
- D'isoler la phase ascendante (en ôtant l'influence de l'incidence descendante sur le vortex de bord d'attaque)
- D'éliminer les effets de l'accélération angulaire.

Les paramètres qui modulent le phénomène de décrochage dynamique pour un profil oscillant, c'est-à-dire la fréquence réduite k , l'incidence moyenne α_0 et l'amplitude α_1 sont remplacés respectivement par le taux de tangage⁶, l'angle de départ et l'angle d'arrivée. Il a été montré que l'on retrouve les mêmes étapes du processus de décrochage dynamique avec un mouvement en rampe qu'avec un mouvement sinusoïdal et que le taux de tangage joue le même rôle que la fréquence réduite, c'est-à-dire que son augmentation retarde le lâcher du tourbillon de bord d'attaque, augmente la force du tourbillon et permet d'atteindre des coefficients de portance plus élevés ([85] et [160]). Les principales différences par rapport à une oscillation sinusoïdale se font ressentir dans l'intensité du tourbillon de bord d'attaque et dans sa vitesse de convection (puisqu'il n'est pas perturbé par la phase descendante d'incidence) ([9]).

Le mouvement relatif d'incidence rencontré par une pale d'éolienne Darrieus n'est ni une oscillation sinusoïdale, ni une rampe, mais un mouvement intermédiaire pour lequel les phases ascendante et descendante d'incidence sont dissymétriques. Pour une vitesse réduite élevée, la formule (13) d'incidence géométrique se rapproche asymptotiquement d'une sinusoïde de faible amplitude, tandis que plus la vitesse réduite se rapproche de un, plus l'incidence géométrique coïncide avec une rampe descendante de forte incidence maximale, avec une dissymétrie entre les phases ascendante et descendante et dans le cas critique d'une vitesse réduite de un, la phase de remontée de l'incidence est instantanée (voir figure 22). Dans quelques études, les montages expérimentaux ont permis d'avoir une loi de mouvement dissymétrique proche de celle d'une éolienne Darrieus, à partir d'une translation circulaire d'un profil comme celle de Laneville et al. [144], ou à partir d'un tangage contrôlé comme celles des références [20], [155] et [266].

⁶ Le taux de tangage représente de manière adimensionnée la vitesse de variation d'angle d'attaque. Il est défini par le rapport entre l'échelle de temps de convection du fluide et l'échelle de temps de variation d'incidence. Il donné par la relation $\frac{\dot{\alpha}c}{2U_\infty}$.

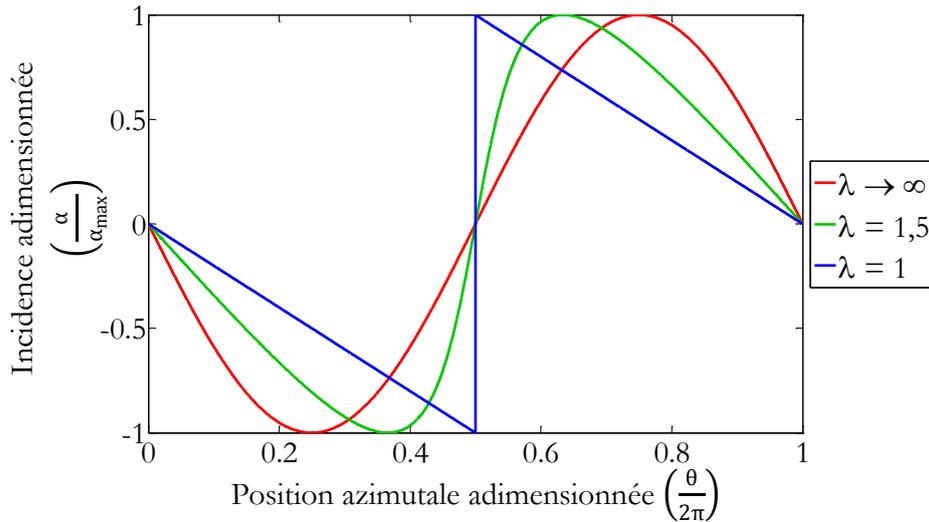


Figure 22 – Exemples d'évolutions adimensionnées des angles d'incidence perçus par les pales d'éoliennes Darrieus pour des fréquences réduites de 1 (en bleu), 1,5 (en vert) et d'une valeur infinie (rouge). Les angles sont adimensionnés par leur valeur maximale respective.

Une analyse intéressante d'une loi de mouvement dissymétrique est celle de Rival [215] qui conjugue tangage et pilonnement. Il n'essaye pas de reproduire la loi d'incidence d'une éolienne Darrieus, mais cherche à contrôler le lâcher tourbillonnaire en adaptant la loi de mouvement, à l'image d'un insecte. Il montre l'influence de la loi de mouvement, en particulier le rôle du taux de variation d'incidence, dans le processus de création du vortex de bord d'attaque. Il suggère ainsi qu'en ajustant avec précaution la cinématique du profil, on peut contrôler certains aspects du décrochage dynamique. Par exemple, en réalisant un tangage périodique avec une baisse rapide et précoce de l'incidence, Rival arrive à éliminer le vortex contrarotatif de bord de fuite et faciliter le recollement de la couche limite après décrochage de manière à réduire les aspects négatifs associés avec le processus de décrochage dynamique sans altérer les aspects positifs liés au tourbillon de bord d'attaque.

Au final, si on cherche à comparer un profil en tangage ou en rampe à une pale d'éolienne Darrieus, on peut s'attendre à ce que le processus de décrochage dynamique passe par les mêmes étapes, mais que la variation de la loi de mouvement modifie profondément la cadence et les effets des phénomènes aérodynamiques élémentaires qui constituent le décrochage dynamique. De plus, l'historique de la variation d'incidence va jouer un rôle majeur.

II.2.2.2.3 Influence du nombre de Reynolds et de la turbulence

Pour la plupart des études sur le décrochage dynamique des pales d'hélicoptères, le nombre de Reynolds est supérieur à 10^6 , alors que pour le type d'éolienne que l'on étudie, il peut fluctuer à des valeurs significativement plus faibles. L'influence de ce paramètre sur le processus de décrochage dynamique n'est pas clairement établie. Cela est lié en particulier au manque de connaissance des causes précises de la naissance du tourbillon de bord d'attaque.

Il a été un temps imaginé que le mécanisme de décrochage dynamique était causé principalement par l'éclatement du bulbe de décollement laminaire au bord d'attaque ([132]). Cette thèse ne correspond pas aux analyses faites un peu plus tard, par exemple par McCroskey et al. [174] ou Leishman [148] par exemple. Ce dernier a par exemple conduit des essais de décrochage dynamique à des nombres de Reynolds de 10^6 et $1,5 \cdot 10^6$ pour lesquels malgré des signes indiquant la présence d'un bulbe de décollement laminaire, il n'y a

pas eu d'éclatement mais seulement une remontée rapide du point de revirement le long du profil. Avec un nombre de Reynolds plus faible, de l'ordre de $1,35 \cdot 10^5$, Gerontakos [93] remarque également que le bulbe de décollement laminaire ne joue pas de rôle direct dans le processus de décrochage.

A des nombres de Reynolds encore inférieurs, de l'ordre de 10^3 ou 10^4 ([160], [170], [195], [198], etc.), la couche limite reste laminaire sur la totalité du profil jusqu'au décrochage et il n'y a pas d'indication d'un bulbe de décollement laminaire. A un nombre de Reynolds de $2,1 \cdot 10^4$, McAlister [170] propose une description du processus d'initiation du vortex de bord d'attaque : passé l'angle de décrochage statique, un revirement de vitesse commence à apparaître dans la couche limite proche du bord de fuite. Des instabilités s'amorcent dans la couche limite vers le bord d'attaque et laissent émerger des tourbillons mineurs au-dessus de la surface du profil (comparables à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz). De cette instabilité d'onde naît d'abord à 25% de la corde un premier vortex significatif qui devient reconnaissable à mi-corde. Puis un second vortex plus conséquent se manifeste proche du bord d'attaque et devient perceptible vers 25% de corde. Il semble découler de l'unification des nombreux mouvements tourbillonnaires se développant vers le bord d'attaque. Lourenco [160] décrit cette production de vorticités qu'il dit renforcée par le gradient de pression favorable. La vorticités s'accumule à cause du ralentissement de l'écoulement dû au revirement local de vitesse, jusqu'au moment où cela provoque le décollement au bord d'attaque. Dans le document [195], on remarque nettement que les vortex issus des instabilités sont plus nombreux et plus cohérents pour $Re = 2,1 \cdot 10^4$ que pour $6,1 \cdot 10^4$, et la séparation est plus large pour le bas nombre de Reynolds, mais il n'y a au final pas de différence fondamentale entre la formation ou la convection du tourbillon de bord d'attaque des deux nombres de Reynolds.

C'est uniquement le second vortex décrit précédemment par McAlister qui est en général observé à des nombres de Reynolds plus importants, car la turbulence rend les vortex dus aux instabilités moins cohérents, organisés et repérables dans le désordre ambiant de l'écoulement. Mulleners et Raffel [190] ont néanmoins également observé un vortex préliminaire à un nombre de Reynolds de $9,2 \cdot 10^5$. Selon cette étude, c'est également le vortex primaire qui repousse les structures tourbillonnaires contrarotatives vers le bord d'attaque et qui induit le décollement de la couche limite à l'origine du tourbillon de décrochage dynamique. D'autres études confirment le rôle de l'instabilité de la couche limite dans le déclenchement du tourbillon de bord d'attaque (par exemple [77] et [198]).

Le nombre de Reynolds joue un rôle dans l'instabilité de la couche limite, mais il ne semble donc pas modifier le mécanisme de décrochage dynamique et les raisons de la formation du tourbillon de bord d'attaque. D'après [195], le profil reste sensible à la transition laminaire-turbulent de la couche limite en-deçà du décrochage statique, puis au-delà, les effets de transition sont secondaires en ce qui concerne la portance. D'autre part, il faut aussi modérer l'analyse de l'influence supposée faible du bulbe de décollement laminaire par les difficultés intrinsèques que représente l'observation ou la mesure du bulbe, compte tenu de sa largeur et de son épaisseur faibles par rapport à la corde des profils et de sa proximité avec la paroi qui est souvent sujette à des réflexions de lumière lors de mesures optiques.

En revanche, si le nombre de Reynolds ne modifie pas significativement les étapes du décrochage dynamique, il change le rythme des étapes. Un nombre de Reynolds élevé a tendance à favoriser la transition de la couche limite vers un écoulement turbulent qui se décolle plus difficilement du profil, comme ce qui est constaté en régime stationnaire. Le changement de nature de la couche limite (laminaire en turbulent) a donc pour effet de retarder le revirement de vitesse, changer la vitesse de remontée du point de revirement et

par conséquent, retarder aussi la formation du tourbillon de bord d'attaque et toutes les étapes suivantes ([148] et [17]). Ce délai permet d'atteindre des amplitudes légèrement supérieures des coefficients aérodynamiques. Le tourbillon de bord d'attaque étant formé à des incidences plus élevées, il est parfois plus compact provoquant des variations de portance ou de moment plus abruptes.

Dans certains cas, le retard induit par un nombre de Reynolds important peut engendrer l'absence du tourbillon de bord d'attaque si l'incidence recommence à diminuer suffisamment tôt.

L'ajout de turbulence dans l'écoulement amont a le même effet que l'augmentation du nombre de Reynolds, comme le suppose [198] et comme le vérifient expérimentalement [144] et [155], certainement en injectant de l'énergie dans la couche limite comme on peut le constater en régime statique.

Au final, l'augmentation du nombre de Reynolds et de l'intensité turbulente ont pour principal effet de retarder les étapes du décrochage dynamique. Malgré cela, leur impact est quand même d'une importance secondaire par rapport à la fréquence réduite (ou le taux de tangage) et à l'incidence maximum qui changent plus profondément le processus du décrochage dynamique.

II.2.2.2.4 Influence de la forme du profil

Il est connu que la géométrie des profils d'aile engendre différents comportements vis-à-vis du décrochage statique. On distingue plusieurs types de décrochage statique selon le type de profil et les conditions d'écoulement. Pour un écoulement incompressible, les trois grandes familles généralement distinguées sont : le décrochage par bord de fuite⁷, le décrochage par bord d'attaque⁸ et le décrochage des profils minces⁹. Le type de décrochage dépend en général de l'épaisseur du profil. Certaines études ont identifié plus précisément le rayon du bord d'attaque (ou plus généralement la courbure et la géométrie du bord d'attaque) comme étant le critère déterminant pour le type de décrochage ([92]). Pour le décrochage dynamique, on peut s'attendre au même type d'influences. Carr et al. [46] montrent par exemple qu'en ajoutant une extension pointue à un profil NACA 0012, le processus de décrochage dynamique change de nature, car le décrochage résulte alors dans ce cas précis de l'éclatement du bulbe de décollement laminaire et non plus de l'influence de la remontée du point de revirement de vitesse dans la couche limite par le bord de fuite comme dans tous les autres cas. Ceci met en lumière l'influence du rayon de bord d'attaque sur la nature même du décrochage dynamique, car la géométrie du bord d'attaque modifie la distribution de pression vers le pic de de succion qui induit le gradient de pression adverse responsable du décollement de la couche limite. L'initiation du vortex de bord d'attaque peut éventuellement être retardée par une épaisseur relative importante, comme le montre Angell [20] dans ses expériences de décrochage dynamique pour des profils NACA symétriques de différentes épaisseurs.

Mis à part le cas d'un rayon de bord d'attaque très petit ou d'une géométrie très inhabituelle, l'influence de la géométrie du profil n'est généralement pas aussi critique. En comparant divers cas de décrochage dynamique sur plusieurs profils, Leishman [148] estime que la géométrie du profil modifie surtout les cas où l'angle de décrochage statique est dépassé d'une faible amplitude. Si pour certains profils, le dépassement de l'angle de

⁷ Caractérisé par une remontée relativement graduelle du point de séparation de la couche limite du bord de fuite au bord d'attaque quand l'incidence augmente.

⁸ Caractérisé par un décollement soudain de l'écoulement près du bord d'attaque au-delà d'un angle critique.

⁹ Caractérisé par une séparation au bord d'attaque suivi d'un recollement de plus en plus en arrière du profil quand l'incidence augmente.

décrochage statique suffit pour décoller massivement la couche limite, pour d'autres profils en revanche, leur forme leur permet de mieux résister au décrochage, et l'effet sur les courbes d'efforts aérodynamiques est notable. Pour des configurations de grand dépassement de l'angle de décrochage statique, les différences s'estompent. Le processus de décrochage dynamique s'uniformise avec la présence systématique d'un tourbillon de bord d'attaque. Certaines caractéristiques du décrochage statique dépendant du profil peuvent se retrouver dans le décrochage dynamique. Par exemple, les profils qui présentent des caractéristiques de décrochage statiques tardives ont également tendance à présenter des caractéristiques de décrochage dynamiques tardives. Mais cette tendance n'est pas systématique ([151]).

Cependant, comme pour le nombre de Reynolds, l'influence du profil (pour des géométries conventionnelles) sur le processus de décrochage dynamique est d'un ordre inférieur à celui de la loi de mouvement. Bien que les paramètres de l'écoulement aient un rôle dominant sur le comportement par rapport à la géométrie du profil, le niveau des coefficients aérodynamiques en instationnaire reste légèrement dépendant du profil, mais moins qu'en stationnaire.

II.2.2.2.5 Influence de l'angle de flèche

Dans le paragraphe II.1.4.4, il est mentionné que l'on peut rapprocher la pale hélicoïdale d'une éolienne Darrieus à une aile en flèche. L'influence de la flèche sur le décrochage dynamique a été étudiée expérimentalement notamment par St Hilaire et al. [243]. Avec un profil NACA 0012 en tangage sinusoïdal pour des nombres de Mach de l'ordre de 0,3 à 0,4, il est déduit que la flèche retarde le déclenchement du décrochage dynamique et réduit la vitesse de variation des coefficients de portance, de traînée et de moment. Etant donné l'influence du nombre de Mach (qui n'est pas présenté ici) et de la forme du profil sur les boucles d'hystérésis (voir paragraphe II.2.2.2.4), il n'est pas certain que cet effet soit forcément généralisable quel que soit le profil et les conditions expérimentales. De plus, le décrochage dynamique a de nombreuses caractéristiques tridimensionnelles car le tourbillon de bord d'attaque peut se déstabiliser et former des motifs particuliers (en fer à cheval, etc.), en particulier lorsqu'il interfère avec le tourbillon marginal. La flèche modifie probablement le développement du tourbillon et l'interaction avec les bouts de pale, changeant peut-être certaines caractéristiques du phénomène.

II.2.2.3 Décrochage dynamique pour une éolienne Darrieus

Lors du fonctionnement d'une éolienne Darrieus, les pales s'exposent à une variation d'incidence. Pour des vitesses réduites suffisamment faibles, l'incidence peut dépasser l'angle de décrochage statique sur certaines portions de leur trajectoire circulaire. De plus, le taux de variation de l'incidence est généralement élevé, ce qui réunit les conditions nécessaires à l'apparition du décrochage dynamique. Takamatsu et al. [250] montrent qu'en fonction de la fréquence réduite et de l'angle de calage des pales, il peut y avoir différentes configurations : soit aucun signe de décrochage dynamique, soit du décrochage dynamique dans la phase amont, soit dans la phase aval, soit dans les deux phases de la rotation.

Parmi les premiers à faire mention du phénomène dans le cadre d'une éolienne Darrieus, on peut citer Blackwell et al. [37] qui en 1977 dressent une liste de questions en suspens parmi lesquelles ils s'interrogent sur l'influence du décrochage dynamique. D'après Klimas [139], le décrochage dynamique semble résulter en une augmentation de la puissance générée par le rotor et du pic de couple aérodynamique pour une vitesse de vent donnée. Pour Takamatsu et al. [249] à l'inverse, les conditions optimales d'opération sont celles où il

n'y a pas de décrochage et où la boucle d'hystérésis des efforts est réduite. L'effet positif ou négatif n'est en réalité pas clairement établi, et le choix a été fait par beaucoup d'entreprises et de laboratoires dans les années 1980-1990 de concevoir des éoliennes avec un point de fonctionnement optimal à des vitesses réduites suffisamment élevées pour que le décrochage dynamique ne s'y produise pas. En revanche, l'effet dommageable pour la structure fait l'unanimité et a guidé plusieurs designs de rotor. Le problème est la tenue en fatigue, comme pour les hélicoptères, compte tenu des sollicitations mécaniques des pales qui sont amplifiées et des effets qui en découlent sur les roulements. La comparaison avec les hélicoptères a toutefois ses limites, car l'éolienne Darrieus a des spécificités qui modifient le processus de décrochage dynamique.

Tout d'abord, il faut se rappeler que le décrochage dynamique se conjugue aux effets instationnaires. Ces effets sont associés à la vorticité dans le sillage due à la variation de circulation autour du profil. Dans le cas d'un profil en tangage oscillant comme cela est souvent étudié en soufflerie, le sillage s'éloigne globalement linéairement, dans la direction de l'écoulement infini amont. Dans le cas d'une éolienne Darrieus en se plaçant dans le repère relatif à la pale, le champ de vitesse alentour est difficile à appréhender. D'une part, il est complexe de définir un " coulement infini amont" car l'écoulement présente globalement une courbure. D'autre part, un sillage s'éloigne de chaque pale en suivant globalement une branche de trochoïde¹⁰. La particularité de cette trajectoire est que le sillage reste plus proche de la pale que dans le cas d'un éloignement rectiligne, et ceci rend l'influence du sillage sur la pale plus prononcée. Les modèles analytiques ou empiriques qui permettent de simuler les effets instationnaires dans le cas d'un tangage en écoulement uniforme sont donc a priori inadaptés si on s'en tient aux hypothèses de base. De plus, les pales peuvent être amenées à croiser leur propre sillage, en particulier le sillage de la phase amont qui a été transporté vers la phase aval.

Ensuite, un autre effet qui se conjugue au décrochage dynamique est celui de l'effet de courbure de l'écoulement (voir paragraphe II.2.1). S'il était fixe, on pourrait envisager de considérer un profil cambré équivalent de même cambrure virtuelle et analyser le comportement du décrochage dynamique de ce profil. Or la courbure de l'écoulement varie selon la position azimutale. On est donc confronté à un profil dont la géométrie varie pendant le décrochage dynamique. Les conséquences d'un tel fait sont complètement inconnues. Au mieux, certaines études considèrent un volet mobile au bord de fuite mais jamais une modification complète de la cambrure pendant le mouvement.

L'approximation d'oscillation sinusoidale de l'incidence, si elle est justifiée pour une pale d'hélicoptère, est relativement inappropriée pour une éolienne Darrieus de faible vitesse réduite. L'incidence que perçoit une pale fluctue globalement autour de zéro degré avec une loi dissymétrique, c'est-à-dire que le taux de tangage est diff rent dans la phase d'incidence ascendante par rapport à la phase descendante (voir figure 22). Pour de faibles vitesses réduites, la phase de montée de l'incidence s'effectue dans un laps de temps plus court que la phase de descente de l'incidence, donc en particulier, une fois que le profil a décroché, son incidence va vite changer de signe. Pour le cas d'une vitesse réduite de un, l'incidence géométrique peut passer instantanément d'une incidence de -90° à $+90^\circ$. Ceci doit certainement avoir des conséquences sur le processus de recollement de la couche limite. Il faut aussi noter les très fortes variations et amplitudes d'incidence que les pales peuvent rencontrer, qui sont théoriquement de -30° à $+30^\circ$ pour une vitesse réduite de 2 et de plus en plus importantes au fur et à mesure de la vitesse réduite diminue.

¹⁰ Une trochoïde est une courbe obtenue en traçant le mouvement décrit par un point d'un cercle roulant sur une droite. La cycloïde est une trochoïde particulière.

Une autre caractéristique à prendre en compte est la forte fluctuation des vitesses au cours d'un cycle (voir figure 9). C'est un aspect qui est aussi présent pour les rotors d'hélicoptère, mais qui reste difficile à reproduire expérimentalement dans une soufflerie. Peut-être les deux principales conséquences sont la fluctuation du nombre de Reynolds, qui peut perturber le déroulement du processus de décrochage dynamique, et le transport des tourbillons détachés du profil qui n'est pas régulier. Le cas d'une vitesse réduite égale à 1 est un cas critique puisque si on se fie au comportement simplifié décrit par la formule (14), il existe un instant où la vitesse relative est nulle.

Une des principales manifestations du décrochage dynamique est le lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque. Le processus dépend de la vitesse réduite et il n'existe pas de description générique du phénomène, mais on peut globalement résumer l'enchaînement des événements qui suivent la création du lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque de la manière suivante (voir paragraphe II.4.2) :

- ① Dans la plupart des études qui se sont intéressées aux lâchers tourbillonnaires d'une éolienne Darrieus, l'apparition des premiers signes de vortex de bord d'attaque se manifeste à une position azimutale inférieure à 90° . L'instant où le tourbillon apparaît dépend des conditions (nombre de Reynolds, vitesse réduite, solidité, etc.).
- ② Etant données les très fortes incidences que peuvent rencontrer les pales à des vitesses réduites basses, le vortex de bord d'attaque s'accompagne généralement rapidement d'un vortex de bord de fuite qui naît peut-être en réaction vortex de bord d'attaque. Peu de temps après l'apparition du premier tourbillon, c'est donc souvent un doublet de tourbillons contrarotatifs qui est perceptible (par exemple [42] ou [88]).
- ③ Comme dans le cas d'un décrochage dynamique classique, les tourbillons sont alimentés et grossissent tant qu'ils sont en contact direct avec le profil. D'après Ferreira [81], même une fois que le tourbillon de bord d'attaque est séparé du profil, il continue à être alimenté, mais son intensité augmente avec un rythme moins soutenu (voir figure 30.b). Une explication réside dans le fait que la vitesse réduite étant faible, la vitesse de l'écoulement n'est pas suffisante pour détacher et évacuer efficacement les structures tourbillonnaires créées.
- ④ Les tourbillons sont ensuite éjectés dans l'écoulement, à l'intérieur du rotor. Ils sont transportés à la vitesse locale de l'écoulement et se diffusent (voir figure 30.a).
- ⑤ Si les conditions sont réunies (principalement pour un nombre de Reynolds, une vitesse réduite et une solidité adaptés), les tourbillons peuvent entrer en contact avec la propre pale qui les a générés, et éventuellement engendrer un nouveau système de tourbillons. Sur les visualisations de Bossard [38], on peut remarquer que pour une vitesse réduite unitaire, le tourbillon de bord d'attaque interagit avec l'avant du profil et est à l'origine du lâcher d'un tourbillon contrarotatif supplémentaire. Dans le cas d'une vitesse réduite de 1,5, le tourbillon de bord d'attaque semble perdre une grande partie de son intensité suite au choc avec la pale (voir figure 31).
- ⑥ Toutes les structures tourbillonnaires sont ensuite convectées par l'écoulement et s'éloignent du rotor.

Si la vitesse réduite est suffisamment élevée, il se peut qu'il n'y ait pas de tourbillon de bord d'attaque, mais simplement un décollement partiel de la couche limite par le bord de fuite. La vorticité contenue dans cette couche limite est lâchée dans le sillage et forme en général un tourbillon qui se confond avec le tourbillon de bord de fuite issu de la variation de circulation autour du profil (voir paragraphe II.1.3.1 pour rappel, et la figure 31 pour une visualisation de cet effet). Puisque la vitesse réduite est assez élevée, les tourbillons ne sont pas évacués rapidement loin du rotor et les pales suivantes peuvent passer à proximité ([38]).

Cette mécanique du décrochage dynamique peut toutefois prendre des formes assez variées selon les études et les conditions expérimentales. On peut s'en convaincre en comparant la figure 29 ([87]) à la figure 31 ([38]). Il arrive que dans certaines conditions (nombre de Reynolds faible et vitesse réduite faible), plusieurs doublets soient lâchés au cours d'une même rotation.

La conséquence de cette dynamique tourbillonnaire complexe sur les efforts est difficile à mesurer, d'autant plus que très peu d'expériences réalisent des mesures couplées d'effort et de vitesse. Globalement, la conséquence sur les efforts est du même type que pour les cas classiques de décrochage dynamique, c'est-à-dire un pic de succion qui provoque un sursaut de portance et de traînée, et des larges boucles d'hystérésis.

La modélisation numérique de ce décrochage dynamique particulier aux éoliennes Darrieus s'est souvent limitée à l'utilisation de modèles empiriques ou semi-empiriques existants pour les hélicoptères, incluant quelques adaptations spécifiques. On peut citer également Takamatsu et al. [250] qui prolongent les efforts entrepris au Japon d'une modélisation spéciale pour les éoliennes Darrieus, basée en grande partie sur des données empiriques, qui inclue les effets instationnaires et les effets de courbure de l'écoulement.

Dans le paragraphe suivant, nous nous intéresserons à la modélisation numérique du décrochage dynamique en général, en précisant certaines adaptations propres aux éoliennes, voire aux éoliennes Darrieus.

II.2.2.4 Modélisation du décrochage dynamique

La simulation des effets du décrochage dynamique sur un profil d'aile est une tâche particulièrement difficile. Les méthodes de calcul par résolution numérique d'une version des équations de Navier-Stokes dans un domaine maillé¹¹ donnent encore à l'heure actuelle des résultats trop incertains. Si les étapes constitutives du décrochage dynamique sont en général bien présentes et si la topologie de l'écoulement est parfois comparable aux résultats expérimentaux, les cycles d'hystérésis sont en revanche incorrectement prédits dans la plupart des configurations. Les difficultés de ces méthodes numériques sont à la fois d'ordre physique (modélisation de la transition laminaire-turbulent, de la turbulence, etc.) et d'ordre numérique (influence du maillage, etc.). De plus, ces méthodes requièrent des moyens informatiques conséquents qui les rendent inadaptées à une mise en pratique systématique. Ainsi, les premières approches numériques se sont plutôt basées sur les propriétés du décrochage dynamique observées expérimentalement (dont une partie est rappelée dans les paragraphes précédents). Sous conditions d'hypothèses restrictives, des modèles bidimensionnels empiriques ou semi-empiriques ont été développés pour reproduire l'évolution non-linéaire des coefficients de portance, de traînée et de moment du point de vue temporel à partir des polaires statiques bidimensionnelles. Ils ont l'inconvénient de ne fonctionner que pour les conditions pour lesquels ils ont été paramétrés, mais en pratique, plusieurs d'entre eux s'avèrent efficaces aussi en dehors de leurs limites théoriques.

Des listes de méthodes semi-empiriques peuvent être trouvées par exemple dans [151], [173] et [146]. Les méthodes se distinguent dans leur approche du problème, dans le degré d'approximation et de modélisation des phénomènes élémentaires et par conséquent, dans le niveau de complexité du modèle. La classification des modèles n'est pas figée, mais on peut néanmoins distinguer trois catégories principales de modèles (voir [146]) :

¹¹ Par résolution directe des équations tels que les approches par DNS (*Direct Numerical Simulation*), ou par modélisation de certains aspects ou certaines échelles de turbulence comme les modèles RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*) ou LES (*Large Eddy Simulation*) par exemple.

- Modèles à angles d'attaques corrigés ou à retards (tels que les modèles de Gormont, de Gangwani, etc.)
- Modèles qui font abstraction des mécanismes physiques (c'est-à-dire qui évaluent les coefficients aérodynamiques comme des réponses d'un système non-linéaire à l'évolution de l'incidence, tels que les modèles de l'ONERA, de Mahajan, de Snel, etc.)
- Modèles qui décomposent le décrochage dynamique en événements élémentaires (c'est-à-dire qui modélisent les effets du décrochage dynamique comme la succession d'effets de mécanismes élémentaires, tels que les modèles de Leishman-Beddoes, de RISØ, de Larsen-Nielsen-Krenk, etc.)

Dans le cadre de cette étude, un exemple de chacune des trois familles de modèle sera présenté : le modèle de Gormont (autrement appelé modèle de Boeing-Vertol), le modèle de l'ONERA et le modèle de Leishman-Beddoes. Ces modèles de décrochage dynamique créés pour le secteur aéronautique ont été très souvent employés pour l'étude des éoliennes Darrieus en y incorporant quelques modifications, certaines seront présentées ici.

II.2.2.4.1 Modèle de Gormont

Le modèle de Gormont [99] est le fruit du travail réalisé à Boeing-Vertol Company pour les rotors d'hélicoptère et dont Gormont est l'ultime contributeur. Il s'agit du modèle le plus ancien et le plus souvent utilisé pour les éoliennes Darrieus. De nombreuses hypothèses propres à l'éolienne Darrieus ont permis de l'adapter et le simplifier par rapport au modèle initial.

Le point de départ est la constatation que l'angle de décrochage dynamique (qui correspond à l'angle où la couche limite décolle massivement) atteint pour différentes configurations est proportionnel à un paramètre adimensionnel fonction notamment de la racine carrée du taux de tangage. En estimant expérimentalement le taux de proportionnalité pour différents profils, il est proposé de définir un angle d'incidence de référence pour lequel les polaires statiques peuvent être utilisées avec un facteur d'échelle.

Le modèle de Gormont a été développé pour des conditions rencontrées par les rotors d'hélicoptères. Il a été adapté par Strickland [247] pour son usage spécifique aux éoliennes Darrieus. Les simplifications adoptées par Strickland sont basées sur les hypothèses suivantes : les profils sont généralement épais et l'écoulement est incompressible, il n'y a donc pas de dépendance au nombre de Mach.

La formule de l'angle d'attaque modifié (ou angle de référence) noté α_{ref} est :

$$\alpha_{ref} = \alpha - \gamma K_1 S_{\dot{\alpha}} \sqrt{\left| \frac{c\dot{\alpha}}{2U_r} \right|} \quad (46)$$

Où

- α_{ref} est l'angle d'attaque utilisé pour le calcul du coefficient aérodynamique, il prend une valeur différente selon si l'on calcule le coefficient de portance, de traînée ou de moment (on notera $\alpha_{ref,l}$ et $\alpha_{ref,d}$ et $\alpha_{ref,m}$)
- $\dot{\alpha}$ est la variation temporelle d'angle d'attaque
- $S_{\dot{\alpha}}$ est le signe de $\dot{\alpha}$

- K_1 est un paramètre tel que $K_1 = 0,75 + 0,25 S_{\alpha}$, donc égal à 0,5 ou 1 selon la variation d'angle d'attaque, pour donner une amplitude plus importante à la phase ascendante d'incidence
- γ est un coefficient qui dépend linéairement de l'épaisseur relative du profil et qui prend une valeur différente selon si l'on calcule le coefficient de portance, de traînée ou de moment

Les valeurs finales des coefficients aérodynamiques sont données par les relations :

$$C_{L,dyn} = \frac{\alpha}{\alpha_{ref,L} - \alpha_{L=0}} C_L(\alpha_{ref,L}) \quad (47)$$

$$C_{D,dyn} = C_D(\alpha_{ref,D}) \quad (48)$$

$$C_{M,dyn} = C_M(\alpha_{ref,M}) \quad (49)$$

Ce modèle a ensuite subi plusieurs autres adaptations. Paraschivoiu [200] estime que puisque la turbulence stabilise la couche limite, il ne faut pas utiliser le modèle de décrochage dynamique dans certaines plages d'angle azimutal pour lesquelles l'interaction des pales avec la turbulence de grande échelle qu'elles génèrent sont à même de modifier le phénomène d'hystérésis. La modification peut aller jusqu'à l'élimination du lâcher tourbillonnaire. Il préconise donc de n'utiliser le modèle que pour des angles azimutaux compris entre 105° et 225° , et de négliger les effets instationnaires en dehors car l'ajout d'un modèle de décrochage dynamique pourrait détériorer les résultats. Cette correction ne semble cependant pas être fondée sur des critères très objectifs et incontestables et ne considère pas que les azimuts de la zone d'influence du décrochage dynamique puissent dépendre de la géométrie du rotor.

Une autre modification a été proposée par Massé puis Berg (d'après [200]). Le modèle de Gormont a initialement été fabriqué pour les hélicoptères, or les incidences sont bien moindres que celles d'éoliennes Darrieus, notamment à faible vitesse réduite. Massé a fait la supposition que le modèle de Gormont surestime la portance générée aux forts angles d'attaque. Il a donc suggéré d'utiliser une interpolation linéaire entre les coefficients dynamiques issus du modèle de Gormont et les coefficients statiques en deçà d'une certaine incidence. Empiriquement, Massé a estimé que l'interpolation doit s'effectuer jusqu'à une incidence 1,8 fois plus grande que l'angle de décrochage statique. Berg a quant à lui proposé une interpolation jusqu'à 6 fois l'angle de décrochage statique, ce dernier étant défini comme l'angle à partir duquel la portance n'évolue plus linéairement en fonction de l'incidence.

Ces corrections semblent améliorer légèrement la précision dans quelques configurations, mais apparaissent malgré tout comme des réparations rudimentaires pour essayer de pallier les limitations d'un modèle numérique somme toute assez simpliste. Cependant, sa simplicité reste son principal atout, et le modèle de Gormont produit une amélioration des modèles numériques par rapport au cas quasi-stationnaire.

II.2.2.4.2 Modèle de l'ONERA

Le modèle de l'ONERA a été développé par le laboratoire du même nom à partir des années 1980. Une description complète de son fonctionnement peut être trouvée dans [205] et [43]. Comme le modèle de Gormont, il a été conçu pour les hélicoptères, mais il a été introduit avec succès dans d'autres domaines sans modifications très conséquentes

comme pour les éoliennes à axe horizontal pour des calculs d'aéroélasticité principalement ([262] par exemple).

Le modèle repose sur l'idée que les coefficients aérodynamiques se comportent comme les réponses à un système non-linéaire par rapport à l'incidence. Comme le précise Petot [205], « le principe de la modélisation consiste à chercher une équation différentielle reliant [les coefficients à l'incidence] telle qu'elle traduise bien la fonction de transfert ». Il est montré qu'un système du second ordre est nécessaire et suffisant. Pour concilier le comportement linéaire avec le comportement non-linéaire, le choix a été fait de décomposer les coefficients aérodynamiques en deux contributions, l'une qui représente l'effort en l'absence de décrochage, l'autre en présence de décrochage.

En notant C_q les coefficients aérodynamiques (qui peuvent être les coefficients de portance, de traînée ou de moment), un même type de système d'équations permet de simuler tous les types de réponses aux oscillations d'incidence :

$$C_q = C_{q1} + C_{q2}$$

$$\text{Où } \begin{cases} a_1 C_{q1} + b_1 \dot{C}_{q1} & = f_1(\alpha, \dot{\alpha}) \\ a_2 C_{q2} + b_2 \dot{C}_{q2} + c_2 \ddot{C}_{q2} & = f_2(\alpha, \dot{\alpha}) \end{cases} \quad (50)$$

Avec a_i, b_i, c_i des paramètres qui dépendent de l'incidence et f_i des fonctions de l'incidence et de la variation d'incidence. C_{q1} est la contribution instationnaire du sillage en écoulement attaché et C_{q2} la contribution liée au décollement de la couche limite et aux effets visqueux. Une comparaison à des données expérimentales a permis de déterminer les dépendances des paramètres dans les équations (50), qui sont différentes selon le type de coefficient aérodynamique considéré (portance, traînée ou moment). Il en résulte, d'après [151], l'utilisation de 22 coefficients empiriques pour chaque profil et nombre de Mach.

Il y a eu deux versions, l'une classique notée EDLIN (pour Equations Différentielles LINéaires), l'autre BH (pour Bifurcation de Hopf) qui se veut être une évolution de la version précédente ([43]). La méthode EDLIN a également connu une version "étendue" ([205]) qui a permis de corriger certains défauts du modèle initial : l'introduction d'un retard au décrochage pour les fortes incidences et la réécriture des équations en termes de circulation au lieu de la portance pour gérer, en plus du tangage, les mouvements de pompage et les variations de vitesse de vent.

Petot [205] nuance toutefois l'applicabilité du modèle en rappelant que le modèle repose sur une hypothèse de faible variation des fonctions de transfert et possède en théorie une limitation en variation d'incidence ($\dot{\alpha}$) sans que celle-ci ne soit clairement définie en valeur numérique. De plus, le calage des très nombreux paramètres nécessite une base de données expérimentale importante, et parfois difficile à obtenir. Un des avantages de ce type de modèle est surtout l'expression sous forme d'équations différentielles du système qui est bien adaptée à une étude aéroélastique ([151]).

II.2.2.4.3 Modèle de Leishman-Beddoes

Le modèle de Leishman-Beddoes résulte du travail individuel et conjoint de Beddoes et Leishman au cours des années 1970 à 1990 sur l'aspect instationnaire et sur le décrochage dynamique des pales de rotor d'hélicoptères. Les principales formulations du modèle sont énoncées dans [152] et [153]. Il est à l'heure actuelle un des modèles les plus

utilisés dans la littérature aéronautique et a connu de nombreuses adaptations et a donné naissance à de nombreux modèles dérivés.

Le but de ce modèle est d'avoir une représentation plus complète de la physique des mécanismes qui constituent le décrochage dynamique, tout en maintenant une complexité minimale. Comme pour le modèle de l'ONERA et d'autres modèles encore, le fondement du modèle repose sur une distinction des écoulements attachés et décollés qui sont modélisés par deux systèmes distincts, auxquels s'ajoute un troisième module pour les efforts induits par le tourbillon de bord d'attaque. A la différence du modèle de décrochage de l'ONERA qui traite en parallèle les contributions des écoulements attachés et décollés, la fonction de transfert du module d'écoulement décollé s'applique à la sortie du module d'écoulement attaché. Une autre caractéristique importante par rapport aux autres modèles est la modélisation systématique des effets de compressibilité.

La mise en place du modèle original peut être retrouvée dans diverses références ([152] et [153]). Dans ce paragraphe, seules les idées clés sur la formulation du coefficient de force normale sont rappelées pour montrer ensuite pourquoi certaines hypothèses ne sont pas adaptées aux éoliennes et pour présenter les évolutions qui ont été initiées.

Le problème de l'écoulement attaché est traité par l'utilisation d'un écoulement potentiel instationnaire et en appliquant le principe de superposition de différentes réponses indicielles, l'une circuloire notée C_N^C , l'autre impulsive notée C_N^I , dont les formulations sont principalement issues d'analyses théoriques. La partie circuloire C_N^C est liée au changement d'incidence qui produit une variation de la circulation et est modélisée en utilisant une réponse indicelle qui fait intervenir quatre coefficients basés sur la théorie de Theodorsen. Il s'agit de l'effet de la vitesse induite par le sillage. La partie impulsive C_N^I prend en considération les forces de pression qui sont liées à l'accélération de l'écoulement au voisinage du profil. Cette composante est modélisée via une réponse impulsionnelle qui inclut l'effet de la compressibilité et nécessite une constante de temps T_α qui règle la vitesse de propagation des perturbations de pression. A l'issue de cette phase, on a le coefficient de force normale en écoulement instationnaire attaché que l'on notera $C_N^P = C_N^I + C_N^C$.

La séparation de l'écoulement par le bord de fuite est traitée complètement différemment de la partie attachée et se base davantage sur des observations empiriques. Dans la modélisation choisie, il n'y a pas la distinction entre écoulement de retour et décollement comme cela a pu être fait dans le paragraphe II.2.2.1. La réponse en écoulement décollé est calculée en modifiant la réponse circuloire en écoulement attaché C_N^C à l'aide d'une position effective du point de décollement sur l'extrados notée f . La théorie de Kirchhoff permet de relier le coefficient de force normale au point de décollement. L'évolution de f en fonction de l'incidence est déterminée à l'aide d'une approximation issue des polaires statiques et de correction pour la compressibilité.

La connaissance de f permet de reconstruire approximativement les polaires statiques. En conditions instationnaires, la réponse en pression au bord d'attaque s'établit avec un retard modélisé par une réponse du premier ordre sur le coefficient de force normale, réglée par une constante de temps T_p globalement dépendante du nombre de Mach. On obtient donc un coefficient de force normale retardé noté C_N' à partir duquel il est possible d'estimer un point de décollement équivalent noté f' . Il est estimé que les conditions instationnaires imposent également un délai supplémentaire à cause de la réponse instationnaire de la couche limite. Une réponse du premier ordre (de constante de temps T_f elle aussi dépendante du nombre de Mach) par rapport à f' permet de prendre en

considération cet effet, on note alors f'' le point de décollement instationnaire. Finalement, le coefficient de force normale en écoulement instationnaire séparé est recalculé par la loi de Kirchhoff à partir du point de séparation f'' , on le note C_N^S .

Pour finir de modéliser le décrochage dynamique, une dernière composante est ajoutée pour modéliser l'effet de succion du tourbillon de bord d'attaque. L'aspect délicat est de savoir à quel moment l'effet doit se déclencher. A partir de résultats expérimentaux, il a été estimé qu'il est possible de définir l'instant où le décollement au bord d'attaque intervient par un critère de pression critique au bord d'attaque car on peut y associer un gradient de pression critique. Le coefficient de force normale étant lié à la pression, en pratique, le déclenchement du lâcher tourbillonnaire s'effectue lorsque le coefficient de force normale C_N^I (qui inclut le retard de la réponse en pression) dépasse un coefficient critique C_{N1} . Le gain de force normale, noté C_N^V , causé par l'effet de succion du tourbillon est modélisé comme un excès de circulation à proximité du profil. Il est donc calculé à partir de la différence entre les coefficients C_N^C et C_N^S . Le déplacement du tourbillon est suivi par une variable de temps adimensionnée et le gain de force normale est supposé décroître exponentiellement avec ce temps, introduisant ainsi deux dernières constantes de temps T_v pour la décroissance de l'effet du tourbillon et T_{VL} pour le temps de convection du tourbillon au-dessus du profil.

Le coefficient de force normale final est donné par la somme $C_N = C_N^I + C_N^S + C_N^V$. Pour le coefficient de force normale, il faut donc ajouter à la connaissance des polaires statiques 4 constantes de temps (T_p , T_f , T_v et T_{VL}) et un coefficient de force critique (C_{N1}) à régler en fonction du nombre de Mach et parfois en fonction du profil. En pratique, le coefficient C_{N1} est souvent choisi comme étant le coefficient de force normale statique au moment où il y a le décrochage du coefficient de moment. Il faut également ajouter au compte des paramètres ceux supplémentaires nécessaires pour les autres coefficients aérodynamiques (de force tangentielle et de moment).

Ce modèle a donné naissance à plusieurs variantes et adaptations ([55], [111] et [233] par exemple). Une des caractéristiques de ce modèle est l'introduction de l'effet de la compressibilité de l'écoulement à travers le nombre de Mach, or dans le cadre d'une éolienne, ces dépendances sont inutiles. Une des conséquences est que les perturbations de pression peuvent être considérées comme se propageant à une vitesse infinie. Dans [111] qui cherche à définir un modèle de décrochage dynamique pour les éoliennes à axe horizontal, l'effet de la partie impulsio-nnelle de l'effort n'est plus traité par une réponse impulsio-nnelle, mais juste par l'effet d'une masse apparente.

Le problème avec la partie circulatoire est que dans la théorie de Theodorsen, le sillage est supposé être plan et se propager linéairement. Dans une éolienne Darrieus, cette approximation est uniquement acceptable pour des fréquences réduites élevées et de faibles solidités. En réalité, le sillage est une branche de trochoïde et peut interagir avec la pale. Coton et al. [55] proposent de modifier en conséquence le paramétrage des effets circulatoires. Dans [76] et [222] qui utilisent le modèle de Leishman-Beddoes pour une éolienne Darrieus, l'effet de la partie circulatoire est calculé par un autre moyen : il est issu du résultat d'un modèle numérique tourbillonnaire pour estimer un angle équivalent.

Pour la position du point effectif de décollement, la théorie de Kirchhoff suppose une évolution linéaire du coefficient de force normale en écoulement attaché en fonction de l'incidence. Cette approximation est justifiée pour les incidences rencontrées par les pales d'hélicoptères (-10° à 30°), or pour une éolienne, les incidences maximales peuvent être bien plus élevées. Pierce [206] propose d'utiliser plutôt une combinaison d'évolutions linéaires décroissante entre -180° et 90° , croissante entre -90° et 90° et décroissante entre 90° et 180° .

Gupta et Leishman [109] proposent simplement de remplacer l'incidence par le sinus de l'incidence, en d'autres termes, l'hypothèse de faible incidence utilisée dans le modèle est ici transgressée dans cette équation pour adapter artificiellement le modèle aux fortes incidences. De manière générale, Pierce [206] utilise plusieurs corrections au modèle original pour l'adapter aux fortes incidences, mais en l'absence de données de comparaison, on ne connaît pas la validité de ce modèle modifié.

Ensuite, l'évolution de f dans le modèle original est approximée à partir d'un modèle constitué de deux fonctions exponentielles ajustées aux polaires expérimentales. Pierce [206] constate que cette formule approximative ne convient pas pour le profil qu'il étudie et préfère plutôt inverser la relation donnée par la théorie de Kirchhoff. Il inverse également la formule utilisée pour le coefficient de force tangentiel pour avoir un paramètre f différent selon le type de force calculée et pouvoir reconstruire à l'identique les courbes des coefficients aérodynamiques statiques (voir figure 47 et l'explication qui y est associée, au paragraphe III.2.4.1).

Plusieurs variantes existent quant au choix du coefficient critique C_{N1} . Si en pratique, c'est souvent soit une valeur fixe, soit la valeur du coefficient de force normale au décrochage statique qui est choisie, il existe plusieurs critères (par exemple dans [206]). Cette problématique de déclenchement du tourbillon de bord d'attaque n'est d'ailleurs pas réservée au modèle de Leishman-Beddoes ([77]).

Une série importante de modifications a également été apportée pour ajuster la modélisation à des faibles nombres de Mach. Sheng et al. [233] ont proposé en 2008 à l'issue d'un travail débuté dans les années 1990 un réarrangement complet du modèle de Leishman-Beddoes en essayant de garder la même philosophie. Ils ont jugé que le modèle initial avait notamment deux défauts principaux pour les bas nombres de Mach : le déclenchement du lâcher de bord d'attaque s'effectue trop tôt et la façon dont le recollement de la couche limite est accompli n'inclut pas le processus de convection de la zone décollée. Parmi les corrections ajoutées, on peut noter que le lâcher du tourbillon de bord d'attaque est ainsi exécuté en supposant des relations linéaires entre l'angle de déclenchement du décrochage dynamique et le taux de tangage, l'effet du tourbillon de bord d'attaque est également changé et le recollement de la couche limite dans la phase descendante est profondément transformé. Ce modèle nécessite toutefois des paramètres supplémentaires à caler et les données qui ont servi de base pour les corrections sont assez restreintes (les taux de tangage présentés sont généralement inférieurs à 0,05, alors que le taux de tangage instantané d'une éolienne à axe vertical peut être plusieurs ordres de grandeur au-delà). D'ailleurs, les hypothèses de base des corrections sont parfois remises en cause par d'autres études ([190]). Il est probable qu'au final, pour des lois de mouvements pour lequel le modèle de Leishman-Beddoes n'a pas été défini telles que celles d'une pale d'éolienne Darrieus, une partie des corrections empiriques proposées ne fonctionnent pas correctement.

De plus, pour prendre en compte certains effets tridimensionnels, il est intéressant de préciser que Leishman [149] introduit également une modification du modèle de Leishman-Beddoes pour prendre en compte l'inclinaison de l'écoulement incident par rapport à une pale (type angle de flèche). Bien que cela n'ait pas été appliqué auparavant aux éoliennes Darrieus, on peut imaginer appliquer ce type de correction pour modéliser l'effet du caractère hélicoïdal d'une telle éolienne.

Enfin, une dernière remarque est à apporter en ce qui concerne le niveau de précision du modèle de Leishman-Beddoes par rapport au modèle de l'ONERA. Plusieurs études ont mis en place une modélisation du décrochage dynamique par l'une et/ou l'autre méthode, et il n'en ressort finalement pas de modèle inconditionnellement meilleur que

l'autre. A titre d'exemple, la conclusion du travail de Holierhoek et al. [121] est que la précision de tous les modèles est limitée, en particulier en régime post-décrochage, et que selon les cas, l'un ou l'autre peut présenter une erreur plus faible.

II.2.2.4.4 Modélisation du décrochage dynamique par double émission de sillage

Outre les méthodes semi-empiriques ou empiriques qui corrigent les efforts globaux sur les pales, il existe d'autres solutions envisageables pour intégrer directement le décrochage dynamique dans des modèles numériques tels que les surfaces portantes (voir paragraphe III.1.2). L'étude de Strickland et al. [245] en 1981 et d'Oler et al. [197] en 1983 attire notre attention compte tenu du niveau de modélisation comparable à celui de la présente étude (voir paragraphe III.2 pour une description plus complète de ce genre de modélisation). Le modèle présenté est bidimensionnel et a pour objectif de simuler directement le décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus par un lâcher de particules tourbillonnaires. La modélisation aérodynamique des pales est basée sur une méthode des panneaux, c'est-à-dire que les pales sont représentées par des segments porteurs de singularités (en l'occurrence, des distributions de doublets). Les propriétés de la couche limite cisailée attachée au profil sont déduites de modèles de couche limite. Dans les méthodes de panneaux habituelles, le sillage se réduit à une émission de vorticités à partir du bord de fuite à l'aide de particules porteuses de vorticités, or le décrochage dynamique étant caractérisé par une importante génération de vorticités dans la couche limite et des structures tourbillonnaires nettes, l'ajout supplémentaire de particules pour représenter le phénomène semble une extension naturelle. Oler et al. [197] proposent d'intégrer deux sillages : un au bord de fuite comme cela se fait habituellement, et un à un point de séparation de la couche limite.

L'utilisation d'une méthode des panneaux avec deux points d'émission du sillage avait été utilisée auparavant pour des profils statiques, mais son évolution pour un écoulement instationnaire pose des difficultés. Cela nécessite d'intégrer les termes instationnaires aux modèles utilisés pour représenter les pales, les sillages et la couche limite et de déterminer le point de séparation instationnaire de la couche limite. C'est le couplage du modèle de couche limite avec l'écoulement potentiel qui présente le principal obstacle. A l'état d'avancement du travail présenté par Oler et al. [197] en 1983, le modèle fonctionnait pour des écoulements attachés instationnaires et pour des écoulements décollés quasi-stationnaires, mais n'avait pas encore pu être étendu aux cas d'écoulements décollés instationnaires qui restait un « objectif à long terme ». Plus récemment Zanon et al. [275] ont réussi à appliquer pour une éolienne Darrieus ce type de modèle à double sillage grâce à un couplage fort entre la partie visqueuse et non-visqueuse de l'écoulement. Les simulations sont très encourageantes et laissent entrevoir la possibilité d'avoir une modélisation adaptée de l'effet du décrochage dynamique non-pas seulement sur les efforts globaux, mais également sur la distribution de pression sur les pales.

II.2.2.4.5 Conclusion sur le décrochage dynamique

Le décrochage dynamique est un phénomène complexe qui focalise de nombreux phénomènes de la dynamique des fluides qui sont chacun des thèmes de recherche à part entière, comme la transition laminaire-turbulent de la couche limite, le décollement et recollement instationnaire de la couche limite, la modélisation de la turbulence, etc. D'ailleurs, la sensibilité du décrochage dynamique aux conditions initiales et à une multiplicité de paramètres physiques, de même que la nature instable et chaotique du phénomène ont été mises en évidence expérimentalement et soulignent l'absence intrinsèque de reproductibilité stricte d'une expérience à l'autre et même d'un cycle à l'autre ([265]). Ceci fait de ce problème

un sujet de nombreuses recherches expérimentales et numériques encore aujourd'hui et il est généralement admis qu'il n'existe pour l'instant aucun modèle universel de décrochage dynamique. Cette complexité rend même le phénomène difficilement accessible aux simulations numériques avec les moyens les plus avancés en matière de mécanique des fluides numériques. Les outils les plus pratiques restent des modèles empiriques et semi-empiriques développés initialement pour des conditions rencontrées dans le milieu aéronautique.

Le décrochage dynamique qui intervient dans une éolienne Darrieus ajoute de la complexité là où il y en avait déjà, car par rapport à la configuration de tangage sinusoïdale généralement prise pour référence, il existe des problématiques supplémentaires spécifiques aux éoliennes Darrieus : courbure prononcée de l'écoulement, fortes fluctuations de vitesses (et de nombre de Reynolds) qui peuvent atteindre des valeurs très faibles, fortes variations et fortes amplitudes d'incidences, lois de mouvement dissymétriques, interactions et collisions entre les lâchers tourbillonnaires et la pale, etc. Les modèles empiriques ou semi-empiriques existant ont parfois été implémentés en considérant certaines adaptations pour les conditions rencontrées dans l'éolien. Mais la difficulté que représente la mesure de données expérimentales fiables sur une éolienne Darrieus rend la calibration des modèles ardue et incertaine. Or la caractérisation précise des étapes du décrochage dynamique est fortement souhaitable pour l'amélioration des modèles semi-empiriques qui approximent chaque aspect d'une manière représentative de la physique comme le modèle de Leishman-Beddoes.

Avant de s'attacher à passer en revue les expériences qui pourraient aider à mieux comprendre le décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus, il convient de préciser les spécificités de l'éolienne étudiée pour comprendre les raisons pour lesquelles le décrochage dynamique est si important.

II.3 L'éolienne étudiée

II.3.1 Description de l'éolienne étudiée

L'éolienne qui fait l'objet de la présente étude est une éolienne commerciale nommée *Nov'éolienne Family* développée par Noveol SAS et brevetée en 2010 ([204]).

Il s'agit d'une éolienne tripale à axe vertical dont le rotor combine deux technologies : Darrieus et Savonius (voir figure 23). La partie Darrieus représente la plus grande portion du rotor. Ses pales sont hélicoïdales. Chaque bout de pale se termine par une courbure, un coude, qui permet de relier la pale à un des godets des parties Savonius. Dans cette zone de transition, la section du profil évolue progressivement pour assurer une jonction continue avec les parties Savonius. Les godets des parties Savonius ont une forme complexe, globalement triangulaire avec un sommet dans le prolongement du coude. Il y a donc deux parties Savonius distinctes en haut et en bas du rotor. L'arrangement des différentes portions implique qu'un fragment du rotor Savonius est à l'intérieur du rotor Darrieus, même si la majorité des parties Savonius sont de part et d'autre du rotor Darrieus.

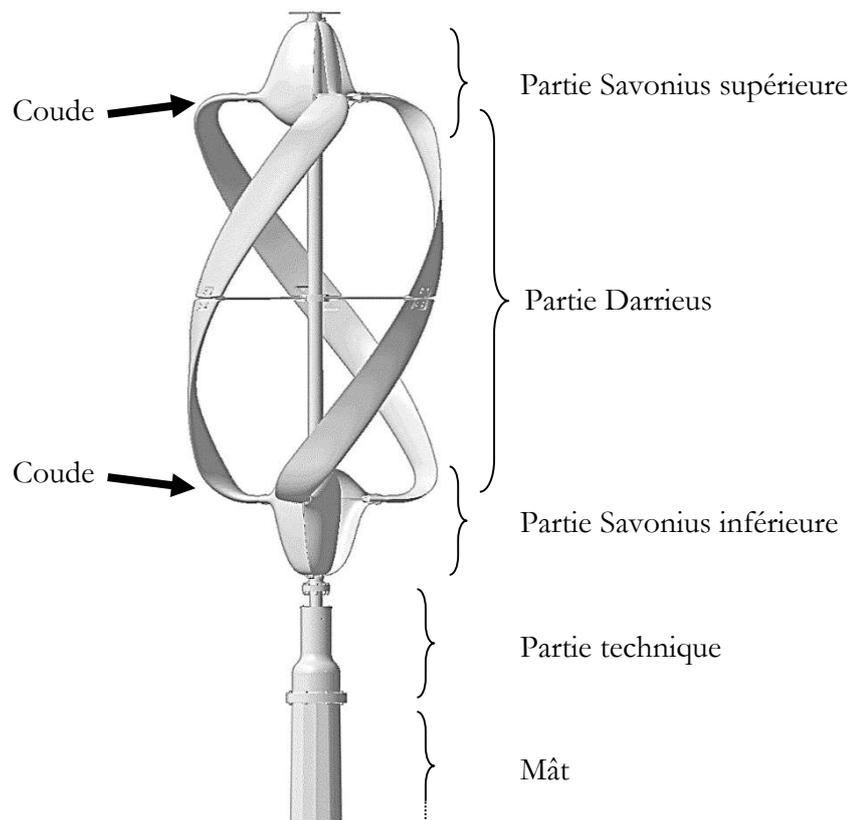


Figure 23 – Aperçu du rotor de la *Nov'éolienne Family* qui sert de modèle de référence pour l'étude.

La tenue des pales est confortée par des renforts profilés, qui lient le milieu des pales à un axe central. Le rotor dans sa totalité mesure environ 3,3 m de hauteur pour un diamètre de 1,7 m ([6]).

La tranche de rotor Darrieus est la partie effective du rotor, c'est elle qui fournit la majorité de la puissance captée par l'éolienne. Le rôle des parties Savonius est de permettre le démarrage de la machine en perturbant le moins possible la partie effective du rotor ([128]). Le dimensionnement de l'éolienne a été établi pour récupérer une puissance nominale de 2 kW à une vitesse de 15 m/s ([6]).

De manière générale, le rotor se place au sommet d'un mât d'environ 12 m de hauteur. La partie technique, qui comprend les roulements ainsi que l'alternateur (autrement nommée génératrice), est située sous le rotor et assure la correspondance avec le mât.

II.3.2 Caractéristiques détaillées de la partie Darrieus

La complexité de la forme du rotor rend son étude aérodynamique globale particulièrement difficile. Puisque la partie la plus significative du rotor est la partie Darrieus, l'étude va se concentrer sur cet élément. La partie Savonius et les interactions entre les parties sont laissées à une étude ultérieure.

La partie Darrieus se compose de trois pales hélicoïdales à un rayon constant $R = 0,85$ m. La partie Darrieus seule (en excluant les coudes) mesure 2,60 m de hauteur soit approximativement trois rayons. La surface balayée par la partie Darrieus est d'environ

4,4 m². Les pales sont de section constante sur toute l'envergure, de corde $c = 0,36$ m et le profil est un profil symétrique NACA0015.

Dans la suite, nous détaillons quelques spécificités liées aux données géométriques et fonctionnelles de la machine.

II.3.2.1 Solidité et allongement

Initialement, au début du travail de thèse, le rapport entre la corde et le rayon ainsi que la solidité avaient des valeurs relativement faibles :

$$\sigma_p \approx 0,14 \quad \text{et} \quad \sigma \approx 0,21 \quad (51)$$

Suite à une évolution du produit indépendante du travail de thèse, ce rapport a été augmenté d'un facteur 3 un an après le début de l'étude pour amener les paramètres géométriques adimensionnels à des valeurs élevées :

$$\sigma_p \approx 0,42 \quad \text{et} \quad \sigma \approx 0,64 \quad (52)$$

L'aperçu de la modification de géométrie est visible sur la figure 24. Les changements sont significatifs, y compris sur les parties Savonius qui ne seront pas détaillées ici.

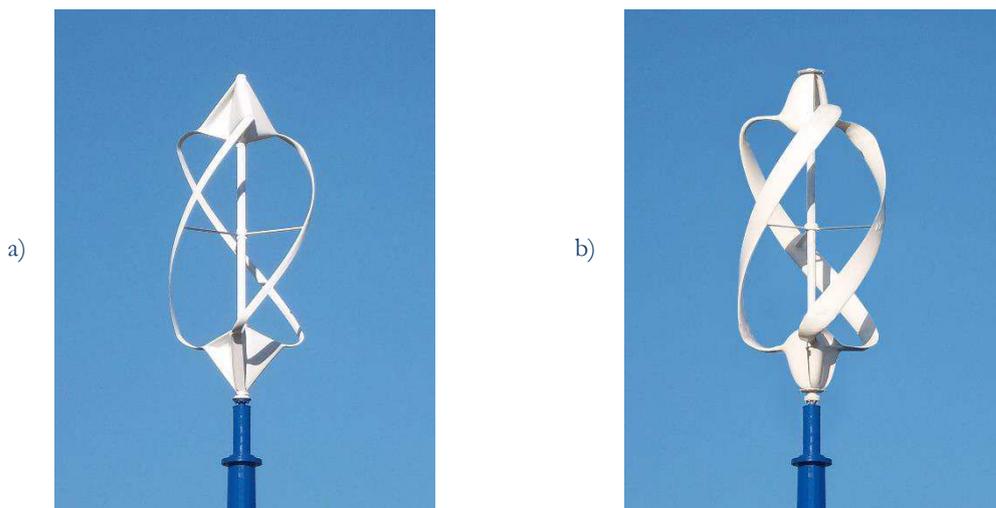


Figure 24 – Evolution de la géométrie de la *Nov'éolienne Family* entre le début et la fin de l'étude.
a) Géométrie initiale – b) Géométrie un an après le début de l'étude.

Les éoliennes du commerce n'indiquent en général pas la valeur de la corde des pales, mais une simple comparaison visuelle permet de situer la nouvelle géométrie de l'éolienne dans la moyenne haute des éoliennes Darrieus commercialisées en termes de solidité et même de solidité de pale. A titre de comparaison chiffrée, on peut citer des éoliennes étudiées expérimentalement et numériquement par les laboratoires de recherche. Une sélection d'expériences est par exemple présentée au tableau 10 ou au tableau 11. De manière générale, les éoliennes Darrieus sont dans une gamme de solidité assez largement comprises dans des valeurs : $0,05 \leq \sigma \leq 0,5$. L'éolienne considérée à l'origine avait une valeur médiane de solidité comparée aux solidités généralement utilisées par les laboratoires de recherche, mais l'évolution de produit l'a menée à une valeur plus importante que dans la majorité des investigations scientifiques.

Une des premières conséquences attendues d'un tel choix est que le fonctionnement de la machine va provoquer un blocage globalement important de l'écoulement qui va déplacer le point de fonctionnement optimal vers des vitesses réduites faibles (voir paragraphe II.1.4.3). Une solidité aussi élevée est plus souvent employée pour les hydroliennes car le fonctionnement optimal à de faibles vitesses réduites est nécessaire pour la compatibilité avec la faune marine ou fluviale. Du fait des faibles vitesses réduites, les angles d'attaque et les variations d'angle d'attaque seront plus importants, menant à une dynamique instationnaire et tourbillonnaire plus compliquées. De plus, le phénomène de courbure de l'écoulement sera plus marqué (voir paragraphe II.2.1.1).

Une autre répercussion de l'évolution de produit est le fait que l'allongement des pales est devenu moins élevé, passant d'une valeur de 21,7 à 7,2. Les modélisations qui supposent un grand allongement des pales, qui pouvaient être justifiées pour la première géométrie ne le sont plus avec la nouvelle (modèles à tube de courant, lignes portantes, etc.). De plus, on peut supposer que les effets de bout de pale, bien que complexes avec la présence des coudes, ont un effet plus prononcé.

Enfin, une dernière remarque sur la corde élevée est le nombre de Reynolds caractéristique basé sur la pale. Il est proportionnel à la corde, mais aussi proportionnel à la vitesse réduite (voir définition (6)). A même vitesse réduite, la corde augmente le nombre de Reynolds, mais généralement, les éoliennes à solidité plus élevée fonctionnent à des vitesses réduites plus faibles. Le changement du nombre de Reynolds caractéristique résulte donc d'un arrangement complexe, mais globalement, la modification l'a fait augmenter.

II.3.2.2 Caractère hélicoïdal

Chaque pale de l'éolienne couvre un angle de 120° entre ses deux extrémités. L'angle d'inclinaison des pales vaut $\Lambda \approx 34,4^\circ$, qui est une valeur relativement importante. Les autres éoliennes du commerce ont des angles d'inclinaison du même ordre de grandeur. Prenons à titre de comparaison quatre exemples de petites éoliennes hélicoïdales (puissances inférieures à 6 kW) qui ont déjà été proposées à la vente par des entreprises commerciales : la CVT V50 développée par CleanVerTec, la Turby développée par l'entreprise du même nom, la QR5 de Quiet Revolution et la EddyGT d'Urban Green Energy (UGE). Les données récupérées dans le tableau 4 sont issues des caractéristiques techniques disponibles sur internet et des schémas techniques mis à disposition du public. On remarque que l'éolienne étudiée se place dans la moyenne haute des inclinaisons.

Nom	Puissance nominale [kW]	Hauteur du rotor (i.e. l'envergure des pales) [m]	Rayon maximal du rotor [m]	Angle de couverture circconférentielle d'une pale [°]	Angle d'inclinaison [°]
CVT V50	5 kW à 11,5 m/s	4	2,263	36°	19,6
Turby	2.5 kW à 14 m/s	2,65	1	60°	21,6
QR5	6 kW à 15,5 m/s	5,1	1,565 m	120°	32,7
EddyGT	1 kW à 12 m/s	2,7	0,9	120°	34,9

Tableau 4 – Comparaison des propriétés d'une sélection de quatre éoliennes hélicoïdales du commerce (basée sur les informations des sites internet des constructeurs ou des revendeurs et d'images disponibles pour le grand public).

L'angle considéré est aussi dans la limite haute des angles généralement pris en compte dans les études sur l'influence de l'angle d'inclinaison ([193], [177] et [49] par exemple). On peut s'attendre à ce que les effets tridimensionnels soient très prononcés, avec notamment une déviation de l'écoulement et une répartition non-uniforme des efforts selon l'envergure des pales. L'inclinaison doit aussi agir sur la couche limite, en particulier lorsque

les couches limites attachées et décollées coexistent et interagissent sur une même pale. Le phénomène très spécifique est encore mal connu et peu étudié dans la littérature. Des recherches existent pour des décollements sur des pales droites d'éoliennes à axe horizontal, mais les effets mesurés sont propres aux machines à axe horizontal (introduit par le gradient radial de pression par exemple).

II.3.2.3 Conditions de fonctionnement

Comme cela l'a été précisé précédemment, la solidité élevée de la partie Darrieus de l'éolienne l'amène à fonctionner dans des gammes de vitesse réduite faible. Il a été estimé par des simulations numériques et par des essais en soufflerie que la vitesse réduite optimale est aux alentours de 1,9 pour cette éolienne. Dans cette partie, on s'intéressera donc aux fonctionnements à des vitesses réduites allant de 1,0 à 2,5.

Le nombre de Mach varie au cours de la rotation car la vitesse relative perçue par le profil varie. Si on se base sur la vitesse moyenne ressentie par la pale, qui se résume à la vitesse due à la rotation, les nombres de Mach estimés dans des conditions de fonctionnement normales sont systématiquement inférieurs à 0,15. Ils sont répertoriés dans le tableau ci-dessous :

Nombre de Mach		Vitesse du vent [m/s]			
		5	10	15	20
Vitesse réduite	1	$1,45 \cdot 10^{-2}$	$2,91 \cdot 10^{-2}$	$4,36 \cdot 10^{-2}$	$5,82 \cdot 10^{-2}$
	1,5	$2,18 \cdot 10^{-2}$	$4,36 \cdot 10^{-2}$	$6,54 \cdot 10^{-2}$	$8,72 \cdot 10^{-2}$
	2	$2,91 \cdot 10^{-2}$	$5,82 \cdot 10^{-2}$	$8,72 \cdot 10^{-2}$	$1,16 \cdot 10^{-1}$
	2,5	$3,64 \cdot 10^{-2}$	$7,27 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-1}$	$1,45 \cdot 10^{-1}$

Tableau 5 – Gamme des nombres de Mach rencontrés par l'éolienne étudiée en fonction des conditions de fonctionnement de vitesse infini amont et de vitesse réduite.

L'hypothèse d'écoulement incompressible est donc justifiée puisqu'il est généralement admis que les premiers effets de la compressibilité d'un fluide apparaissent aux alentours d'un nombre de Mach de 0,3. Leishman [151] précise aussi que l'hypothèse d'incompressibilité nécessite également que la fréquence de la source des effets instationnaires doit être faible par rapport à la vitesse du son, on peut montrer que cette condition est vérifiée.

Les nombres de Reynolds caractéristiques $Re = \frac{R\omega c}{\nu}$ basés sur la vitesse de rotation peuvent être résumés par le tableau ci-dessous :

Nombre de Reynolds caractéristique		Vitesse du vent [m/s]			
		5	10	15	20
Vitesse réduite	1	$1,15 \cdot 10^5$	$2,31 \cdot 10^5$	$3,46 \cdot 10^5$	$4,62 \cdot 10^5$
	1,5	$1,73 \cdot 10^5$	$3,46 \cdot 10^5$	$5,19 \cdot 10^5$	$6,92 \cdot 10^5$
	2	$2,31 \cdot 10^5$	$4,62 \cdot 10^5$	$6,92 \cdot 10^5$	$9,23 \cdot 10^5$
	2,5	$2,88 \cdot 10^5$	$5,77 \cdot 10^5$	$8,65 \cdot 10^5$	$1,15 \cdot 10^6$

Tableau 6 – Gamme des nombres de Reynolds rencontrés par l'éolienne étudiée en fonction des conditions de fonctionnement de vitesse infini amont et de vitesse réduite.

Les nombres de Reynolds caractéristiques s'étendent globalement de 10^5 à 10^6 . Comme précisé dans le paragraphe II.1.4.2, on peut s'attendre à ce que selon les configurations, le nombre de Reynolds affectera les caractéristiques du décrochage des pales, y compris le décrochage dynamique.

II.3.2.4 Caractère instationnaire

Le caractère instationnaire moyen lors du fonctionnement d'une éolienne Darrieus a été précisé dans le paragraphe II.1.4.5. Le caractère instationnaire est complexe à définir, et une pale à différentes positions azimutales n'a pas nécessairement le même caractère instationnaire. On choisit toutefois de repérer le caractère instationnaire par un seul paramètre invariant à vitesse de rotation et à vitesse infini amont constantes : la fréquence réduite comme l'ont déterminé Laneville et Vittecoq [143] pour une machine Darrieus. Le tableau ci-dessous récapitule les quelques ordres de grandeur des fréquences réduites rencontrées par l'éolienne :

Fréquence réduite		Vitesse du vent [m/s]			
		5	10	15	20
Vitesse réduite	1	$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$
	1,5	$5,80.10^{-1}$	$5,80.10^{-1}$	$5,80.10^{-1}$	$5,80.10^{-1}$
	2	$4,04.10^{-1}$	$4,04.10^{-1}$	$4,04.10^{-1}$	$4,04.10^{-1}$
	2,5	$3,43.10^{-1}$	$3,43.10^{-1}$	$3,43.10^{-1}$	$3,43.10^{-1}$

Tableau 7 – Gamme des fréquences réduites rencontrées par l'éolienne étudiée en fonction des conditions de fonctionnement de vitesse infini amont et de vitesse réduite, d'après la définition de Laneville et Vittecoq [143].

La fréquence réduite ainsi définie (voir formule (32)) ne dépend que de la vitesse réduite pour une géométrie donnée. On voit que pour des vitesses réduites habituelles, la fréquence réduite caractéristique est de l'ordre de 0,5. Pour des profils en tangage, il est généralement admis que l'écoulement peut être considéré comme instationnaire si $k \geq 0,05$. Leishman [151] précise même que pour $k \geq 0,2$, l'écoulement est fortement instationnaire, les termes instationnaires tels que les effets d'accélération deviennent les principaux termes qui conditionnent le comportement des efforts aérodynamiques. On peut arriver à la même conclusion avec l'éolienne à axe vertical étudiée.

Il faut aussi rappeler qu'en plus d'une instationnarité héritée de la variation de l'angle d'incidence, il y a aussi une variation de la vitesse apparente, liée aussi à la vitesse réduite.

Ensuite, en plus d'être variable, l'angle d'attaque peut aussi dépasser l'angle d'attaque statique. Si on procède à un modèle simple en négligeant les vitesses induites par le sillage, on obtient une estimation de l'angle d'attaque maximum par la formule (30). Pour les vitesses réduites considérées ici, les angles maximum atteints sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

Angle d'attaque maximum [°]		Vitesse du vent [m/s]			
		5	10	15	20
Vitesse réduite	1	90	90	90	90
	1,5	41,81	41,81	41,81	41,81
	2	30,00	30,00	30,00	30,00
	2,5	23,58	23,58	23,58	23,58

Tableau 8 – Gamme des angles d'attaque maximum pour l'éolienne étudiée en fonction des conditions de fonctionnement de vitesse infini amont et de vitesse réduite.

Dans ces conditions, l'angle d'attaque maximal que peut rencontrer l'éolienne dépasse considérablement l'angle d'attaque statique qui se situe généralement entre 10° et 17° selon le nombre de Reynolds pour ce profil. En introduisant les vitesses induites par le sillage, il est attendu que les angles d'attaque rencontrés soient plus faibles, mais il est indéniable que pour des vitesses réduites inférieures à 2, la combinaison de l'instationnarité et du dépassement de l'angle d'attaque statique mène au décrochage dynamique.

II.3.2.5 Récapitulatif

Voici le tableau récapitulatif des principales caractéristiques aérodynamiques de l'éolienne de référence :

Profil	NACA0015
Solidité de pale	0,42
Nombre de pales	3
Solidité du rotor	0,64
Allongement des pales	7,2
Position du point d'attache (en % de corde)	50%
Angle d'inclinaison des pales	34,4°

Tableau 9 – Tableau récapitulatif des principales caractéristiques adimensionnelles de l'éolienne de référence de Noveol.

II.4 Etudes expérimentales du décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus

Bien que brevetée dans les années 1930, les études expérimentales de l'éolienne Darrieus n'ont commencé que lorsque les laboratoires nord-américains ont redécouvert l'éolien à axe vertical dans les années 1970. Les essais ont eu deux intérêts principaux : l'estimation réelle des performances des machines et la création de bases de données pour des comparaisons avec des simulations numériques.

Les prototypes expérimentaux ont pris plusieurs formes. Dans un premier temps, de nombreuses études se sont portées sur les éoliennes à pale courbées. La courbure de ces pales a pris des formes de troposkine, c'est-à-dire la forme que prend un fil attaché à ses extrémités et qui tourne autour d'un axe qui passe par ces extrémités, ou d'autres formes qui s'en rapprochaient (paraboliques, etc.) comme par exemple [36] ou [191]. Ces types de géométries, que l'on notera rotors Φ , conduisent à une minimisation des efforts de cisaillement induits par la force centrifuge, et paraissaient indispensables pour résister à la rupture des pales étant donnés les matériaux utilisés à l'époque (souvent l'aluminium). Mais d'un point de vue du comportement aérodynamique, les pales droites sont plus efficaces et plus "académiques" pour la compréhension des phénomènes, en limitant notamment les effets tridimensionnels, facilitant ainsi les comparaisons avec des simulations numériques. Plusieurs études qui s'attachaient à mieux comprendre le comportement aérodynamique ont alors utilisé des pales droites (parfois notés rotors H) (par exemple [42] ou [143]). La présente revue des études existantes mélange les études d'éoliennes et d'hydroliennes à axe vertical, parce que l'idée est d'analyser des phénomènes plus que des types de machine ou que l'influence du type de fluide. Pour certaines études ([248] par exemple), l'utilisation d'une hydrolienne s'est imposée pour des raisons de faisabilité, et la transposition du fonctionnement dans l'eau à celui dans l'air peut s'effectuer par similitude sur le nombre de Reynolds.

II.4.1 Etudes des efforts, des pressions et de la couche limite sur les pales

Les premiers types de mesures faites sur les éoliennes étaient initialement très pragmatiques du point de vue de l'utilité finale de la machine. Au début des années 1970, les principaux relevés étaient ceux de la puissance et du couple générés par la machine pour différentes géométries et paramètres opérationnels. Grâce à des essais en soufflerie, Blackwell [36] a notamment rapporté l'effet bénéfique de l'augmentation du nombre de Reynolds ou de la variation de certains paramètres géométriques sur les résultats de performance moyenne d'un rotor Φ . Les modèles numériques disponibles à cette époque ne donnaient justement accès qu'à une estimation du couple ou de la puissance moyenne au cours d'une rotation, ces études expérimentales convenaient donc précisément à ce type de comparaison. [230] et [272] ont ensuite réalisé des mesures de puissance en plein air, ont constaté les mêmes tendances qu'en soufflerie et ont pu déduire que, malgré des baisses de rendement significatives attribuées en partie à la géométrie des pales et aux conditions expérimentales, le concept d'éolienne Darrieus fonctionnait sur le terrain. Depuis d'innombrables études d'éoliennes et d'hydroliennes ont complété l'examen de la performance de ces types de machine et ne sont pas mentionnées dans le présent recensement.

L'étape suivante a consisté à étudier non-plus le couple moyen, mais le couple instantané pour comprendre comment se répartit la production d'effort moteur au cours d'un cycle. Assez rapidement, dès 1978, Webster [264] a réalisé des mesures dans un canal hydraulique des efforts normaux et tangentiels qui s'appliquent sur des pales droites en fonction du temps et de la position des pales. Les essais couvrent des vitesses réduites de 2,5, 5 et 7,5 et différentes solidités en utilisant une ou plusieurs pales. Ces mesures ont fait ressortir la dissymétrie importante des efforts dans la phase amont de la rotation rapport à la phase aval. Mais surtout, l'utilisation d'un modèle numérique incluant le décrochage statique montre que l'effet du décrochage statique seul est insuffisant pour reproduire les résultats de l'expérience. Ceci s'explique par le retard au décrochage introduit par le phénomène de décrochage dynamique, et cette expérience est une des premières à mettre en évidence expérimentalement ce retard au décrochage présent sur une machine Darrieus à faible vitesse réduite ($\lambda \approx 2,5$).

D'autres mesures des efforts sur une machine Darrieus ont été réalisées par Laneville et Vittecoq entre 1981 et 1986 (nous ne citerons que [260] et [143]), cette fois dans une soufflerie, mais toujours sur un rotor à pales droites. Ce qu'ont permis de voir ces mesures ([260]), c'est en particulier le changement rapide et ample des coefficients de forces normale et tangentielle qui apparaît pour un certain azimut (hausse rapide puis baisse de l'effort tangential suivie d'une hausse de l'effort normal), suggérant un phénomène de décrochage dynamique qui est d'autant plus précoce et intense que la vitesse réduite est faible. Les signes persistent même jusqu'à une vitesse réduite de 4. Les mesures de portance et de traînée en fonction de l'angle d'incidence ([143], voir figure 25.b) soulignent aussi la forte non-linéarité des efforts, avec des boucles d'hystérésis plus grosses quand la vitesse réduite diminue, avec des boucles a priori plus larges que celles généralement rencontrées dans des cas de tangage classique¹².

¹² La comparaison n'est pas évidente car Laneville et Vittecoq présentent des évolutions en considérant l'angle d'attaque géométrique, et en calculant les coefficients de portance et de traînée avec cet angle qui peut avoir des caractéristiques différentes de l'angle d'attaque effectif. De plus, il n'est pas précisé par quelle vitesse sont adimensionnés les coefficients aérodynamiques, mais ce ne doit pas être la vitesse réellement perçue par les pales car elle n'a pas été mesurée, donc les coefficients aérodynamiques n'ont pas un adimensionnement habituel.

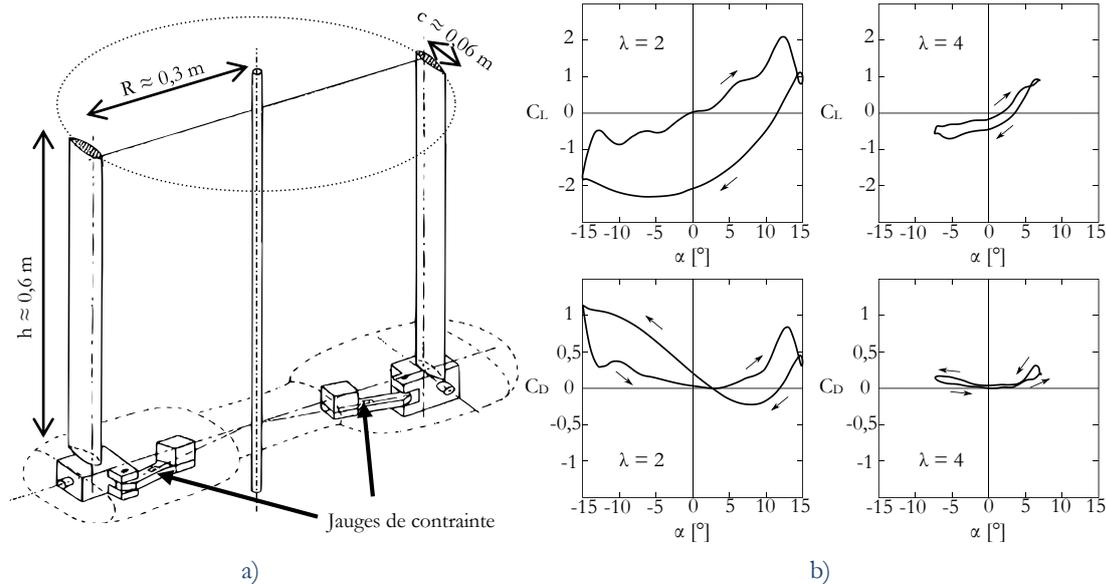


Figure 25 – Aperçu du montage et d'un résultat typique de Laneville et Vittecoq (adapté de [143]).

a) Schéma du rotor.

b) Exemples d'évolution des coefficients de portance et de traînée (adimensionnés par $\frac{1}{2}\rho hcU_{\text{geom}}^2$ où U_{geom} est la vitesse géométrique issue de la formule (14)) pour une éolienne à 2 pales NACA0018 de solidité de pale $\sigma_p \approx 0,133$ à des vitesses réduites $\lambda = 2$ et 4.

Pour augmenter encore davantage le niveau de détail des mesures et comprendre comment se répartissent les efforts le long de la corde, des mesures de pression pariétales ont été accomplies par différents laboratoires ([11], [103] et [276] notamment). Graham [103] en 1982 réalise ce type de mesures en plus de mesures d'effort par jauge de contrainte. Il a adapté le montage de Webster [264] en changeant les pales par une nouvelle pale équipée de 5 prises de pression, positionnées alternativement en deux expériences distinctes sur la face intérieure et extérieure. La répartition des coefficients de pression pour une vitesse réduite de 2,5 montre qu'un pic de succion semble se déplacer du bord d'attaque au bord de fuite de la face intérieure entre les azimuts 110° et 153° alors que le reste de la face intérieure paraît décollée (voir figure 26). Ce même phénomène apparaît aussi dans la phase aval de la rotation, entre les azimuts 265° et 307° et est attribué au passage d'un vortex de bord d'attaque en proximité immédiate de la pale lorsqu'il y a du décrochage dynamique. La vitesse de déplacement du tourbillon est évaluée à environ la moitié de la vitesse locale tangentielle, ce qui est en adéquation avec la littérature sur le décrochage pour un profil en tangage. Graham propose aussi dans son étude d'estimer les coefficients de force tangentielle en intégrant la pression mesurée, mais vu le faible nombre de prises de pression, cette détermination est erronée et d'ailleurs très différente des mesures directes d'effort.

Il existe également un autre type de mesure plus difficile à classer au milieu des autres études. Fiedler [82] en 2009 puis Armstrong [22] en 2012 se sont attachés à analyser de manière qualitative le comportement de la couche limite d'une éolienne Darrieus de solidité élevée à pleine échelle fonctionnant en décrochage dynamique. Le procédé pour repérer l'état de la couche limite a consisté en une visualisation de brins de laines bicolores installés sur la face intérieure d'une pale (voir figure 27.a) à l'aide d'une caméra embarquée. La sévérité du décrochage dynamique est estimée grâce à une étude statistique du nombre de brins de laine qui oscillent, indiquant un décollement de la couche limite. On peut observer (voir figure 27.b) que pour une vitesse réduite de 1,1, les premiers signes de revirement de vitesse arrivent tôt, vers un azimut $\theta \approx 55^\circ$, puis le décollement grandit et il y a un

décollement massif sur tout le profil vers $\theta \approx 100^\circ$. Les signes de revirement de vitesse persistent jusqu'à $\theta \approx 235^\circ$. Pour une vitesse réduite de 1,6, qui se trouve être le point de fonctionnement optimal, le revirement apparaît à $\theta \approx 85^\circ$, le décollement massif vers $\theta \approx 150^\circ$ et le revirement se maintient jusqu'à environ $\theta \approx 255^\circ$. Cela signifie plusieurs choses : même à son point de fonctionnement optimal, une éolienne de solidité élevée peut être totalement décollée sur sa face intérieure sur certaines portions du cycle de rotation. Ensuite, quand la vitesse réduite diminue, le décollement et le recollement de la couche limite arrivent plus tôt et se propagent plus rapidement. Enfin, des vitesses adverses persistent jusqu'à des positions azimutales très lointaines, même bien après que l'incidence ait théoriquement changé de signe ($\theta > 180^\circ$).

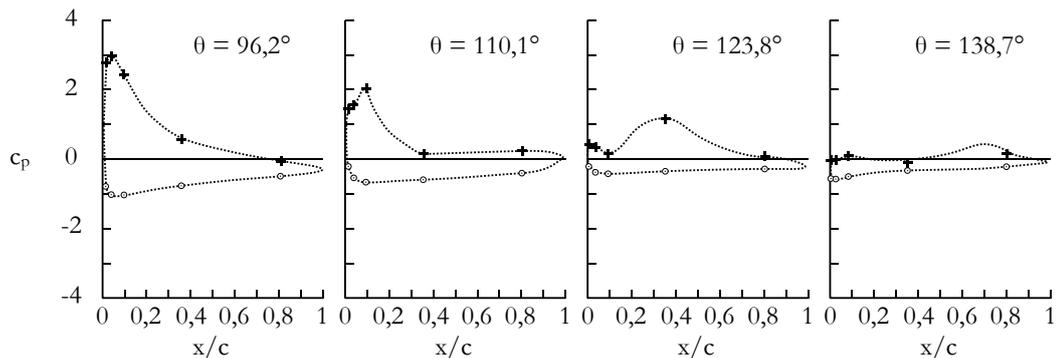


Figure 26 – Exemples de relevés de coefficients de pression instantanés (a priori adimensionnés par $\frac{1}{2}\rho U_{\text{geom}}^2$ où U_{geom} est la vitesse géométrique issue de la formule (14)) pour différentes positions azimutales (d'après [103]) pour une hydrolienne à une pale NACA0015 de solidité de pale $\sigma_p \approx 0,246$ à une vitesse réduite $\lambda = 2,5$. Les croix sont les mesures de pression sur la face intérieure et les cercles sont les relevés sur la face extérieure. Graham n'explique pas comment il déduit les distributions de pression sur la pale entière (traits pointillés) à partir de ses 5 mesures de pression par face.

En résumé, on peut constater qu'il existe déjà divers travaux scientifiques qui ont entrepris les mesures de la répartition des efforts sur un cycle de rotation d'éoliennes Darrieus, de la distribution des pressions suivant la corde des pales et de l'état de la couche limite sur des éoliennes en décrochage dynamique. Malgré les spécificités présentées dans le paragraphe II.2.2.3, les études existantes montrent que le décrochage dynamique présente de nombreuses similitudes avec le cas classique de tangage sinusoïdal : notamment le retard au décrochage et le pic de succion sur la face en dépression attribué à la présence d'un tourbillon de bord d'attaque. L'effet de la vitesse réduite est confirmé : si elle diminue, elle favorise l'apparition et la sévérité du décrochage dynamique. Les études présentées permettent également d'identifier à quel moment dans le cycle le décrochage dynamique apparaît et jusqu'à quand il reste influent.

Si l'on a appris à mieux comprendre certaines propriétés du décrochage dynamique, de nombreuses caractéristiques restent malgré tout à expliquer. Chaque étude a sa géométrie et ses conditions de fonctionnement qui lui sont propres, et les conclusions d'une étude ne sont pas nécessairement transposables à d'autres conditions expérimentales. On notera par exemple que les nombres de Reynolds sont parfois de l'ordre de 10^4 , là où l'éolienne de référence pour la présente étude est de l'ordre de 10^5 . De plus les solidités sont souvent beaucoup plus basses que l'éolienne qui nous intéresse, et pour de telles solidités, le décrochage dynamique n'a pas nécessairement une contribution majeure dans la charge aérodynamique dans son régime de fonctionnement optimal.

De plus, les premières études historiques sont potentiellement sources d'incertitudes liées au matériel, au protocole expérimental ou au traitement des résultats. En

particulier, la force tangentielle, qui représente la force motrice, est d'un ordre de grandeur inférieur à la force normale et est par conséquent plus sensible aux erreurs de mesure.

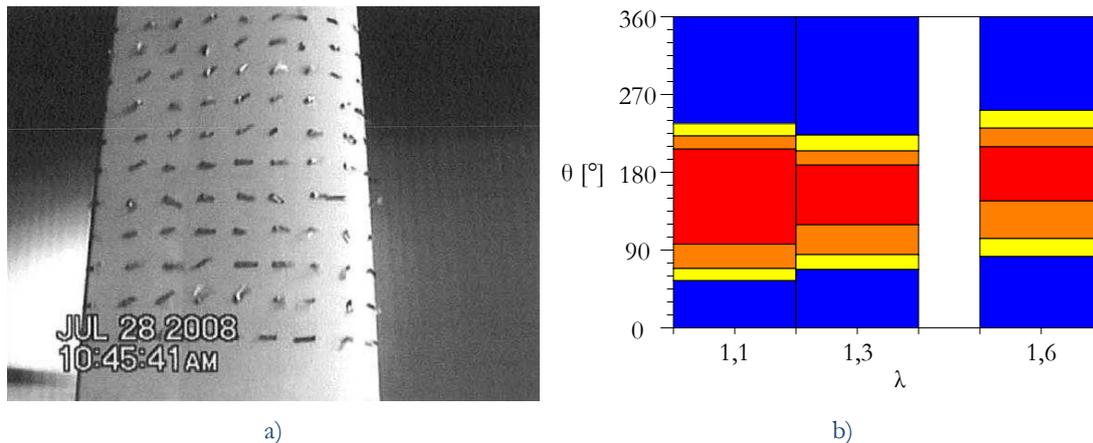


Figure 27 – Aperçu d'une image brute et d'un résultat typique de Fiedler (d'après [82]).

- a) Exemple d'image acquise pendant la rotation des pales. Sur l'image présentée, l'écoulement à la surface de la pale est totalement décollé comme l'attestent les fils de laine.
- b) Evolution du comportement de la couche limite en fonction de l'azimut et de la vitesse réduite, pour une éolienne à 3 pales NACA0021 de solidité de pale $\sigma_p \approx 0,27$. En bleu : écoulement attaché ; en jaune : présence de vitesse de retour au bord d'attaque ou au bord de fuite ; en orange ; revirement de vitesse sur la moitié de la face intérieure ; en rouge : écoulement totalement décollé.

II.4.2 Etude du sillage lointain ou proche et du lâcher tourbillonnaire

La mesure de la vitesse dans le sillage est un autre outil important, à la fois pour la compréhension du décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus (car le lâcher tourbillonnaire est la principale manifestation du décrochage dynamique dans l'écoulement) et parce que cela donne une indication sur la performance de la machine. En effet, la variation de quantité de mouvement moyenne est en rapport avec la quantité d'énergie moyenne récupérée par la machine. C'est sur ce postulat que se sont basés les premiers modèles aérodynamiques (voir paragraphe III.1.1), et il a fallu dès le début des mesures de vitesses adaptées pour vérifier les hypothèses et le domaine de validité de ces modèles.

Dans les premières études (parmi lesquelles [248], [26], [10] ou [32]), la majorité des informations récupérées ont consisté en des relevés des profils de vitesse longitudinale moyenne pour différentes distances en aval du rotor et les niveaux de turbulence à l'aide de fils chauds ou de films chauds. Toutes les études ont été menées dans des souffleries ou des canaux hydrauliques à quelques exceptions près, comme Akins [10] qui a relevé les vitesses moyennes pour le prototype de Darrieus de 17 m de diamètre des Laboratoires Nationaux Sandia installé sur un terrain d'essai à l'air libre. Ces différents essais ont permis de constater la dissymétrie latérale du sillage ainsi que l'expansion et le niveau de déficit de vitesse en aval d'une éolienne. Webster [264] a étendu la possibilité de comparaison expérimentale/numérique en proposant des visualisations des sillages individuels des pales dans un canal hydraulique en émettant du colorant depuis le bord de fuite des profils. Depuis, les études du sillage des éoliennes Darrieus ont continué avec d'autres objectifs, comme Ferreira et al. [80] qui ont procédé à des visualisations par émission de fumée et des mesures

instantanées de vitesse à l'aide d'un fil chaud synchronisées avec la position des pales pour étudier l'effet de l'angle d'inclinaison de l'écoulement sur le développement du sillage, notamment en bout de pale.

Le problème des mesures à fil ou film chaud, c'est l'impossibilité d'effectuer des relevés de vitesse à l'intérieur du rotor. D'un point de vue qualitatif, on peut noter l'expérience de Comolet [53] qui a visualisé les lignes de courant moyennes dans un rotor en soufflerie à l'aide de bulles de savon gonflées à l'hélium. L'objectif de son étude était l'estimation de l'épanouissement ou l'évasement des lignes de courant dans le rotor. Il a pu confirmer que plus l'énergie récupérée est importante, plus les lignes de courant s'éloignent de part et d'autre de l'axe de l'écoulement amont.

D'un point de vue plus quantitatif, Brochier et al. [42] ont procédé à des relevés de vitesse par vélocimétrie par laser Doppler (LDV) dans une veine hydraulique verticale avec un rotor constitué de deux pales droites. Ils ont ainsi pu récupérer des informations à l'intérieur du rotor et noter la présence de tourbillons dus au phénomène de décrochage dynamique. A une vitesse réduite de 3,85, les fluctuations de vitesse les plus importantes dans le rotor se situent de part et d'autre du rotor, à des positions latérales de l'ordre d'un rayon par rapport à l'axe de rotation, car les lâchers tourbillonnaires s'effectuent principalement dans ces zones où l'angle d'attaque change de signe vers $\theta \approx 0^\circ$ et $\theta \approx 180^\circ$ (voir paragraphe II.1.3.1). A $\lambda = 2,14$, la fluctuation de vitesse la plus importante apparaît au milieu du rotor, indiquant du décrochage dynamique. Le phénomène donne naissance à deux tourbillons contrarotatifs, l'un issu du bord d'attaque, l'autre du bord de fuite, et dont la présence a été vérifiée par visualisation de l'écoulement. Une analyse de la trajectoire des vortex a été proposée (voir figure 28). Les deux tourbillons se déplacent ensemble et interagissent avec la pale, donnant naissance à plusieurs autres vortex de plus faible intensité.

Bien que très informatif pour la compréhension du phénomène, les conditions de l'expérience sont toutefois très différentes de celles potentiellement rencontrées par une éolienne à l'air libre. D'une part, la maquette est extrêmement petite : la corde fait 2 cm et le diamètre du rotor est de 12 cm. Avec ces dimensions, les possibles défauts de fabrication et la rugosité ont des conséquences importantes, et le nombre de Reynolds de la machine est relativement faible, de l'ordre de 10^4 contre 10^5 à 10^6 pour l'éolienne qui nous intéresse ici. D'autre part, l'hydrolienne est placée dans un canal très étroit qui confine l'écoulement autour du rotor. La dimension du canal est de 20 cm \times 20 cm, alors que le rotor mesure 12 cm de diamètre pour 20 cm d'envergure. Les effets de blocage et les effets de bord sont probablement très influents, on peut s'attendre en particulier à ce que les tourbillons soient contraints à se déplacer dans la direction de l'écoulement au lieu de s'écarter.

Dans le prolongement des travaux de Brochier et al. [42], Fujisawa et al. [86], [87], [88] et [89] et Shibuya et al. [235] ont produit plusieurs études entre 1995 et 2001 incluant des visualisations de l'écoulement proche pale et des tentatives de quantification de propriétés de l'écoulement tels que la vorticité. Au fur et à mesure de leurs publications, les procédés et les résolutions spatiales se sont améliorés. Le montage consiste à placer dans une veine hydraulique un rotor constitué d'une pale droite entraînée par un moteur. Les vitesses réduites sont 1, 2 et 3 et le décrochage dynamique est constaté pour chacune des vitesses réduites. Des techniques de visualisations se basant sur des émissions de colorant ont d'abord été utilisées pour mettre en évidence les tourbillons (voir figure 29). Une évaluation de la trajectoire des vortex dans ces conditions expérimentales a également été proposée. Elle montre la présence de plusieurs couples de tourbillons contrarotatifs successifs générés suite au décollement instationnaire de la couche limite sur la face intérieure de la pale et émanant du bord d'attaque et du bord de fuite. Contrairement à l'étude antérieure [87], les résultats de

[88] résume la dynamique tourbillonnaire à seulement deux paires de vortex. La première est rapidement transférée dans le sillage alors que la seconde se développe plus au contact du profil. Il est montré que la vitesse réduite influence le développement des tourbillons.

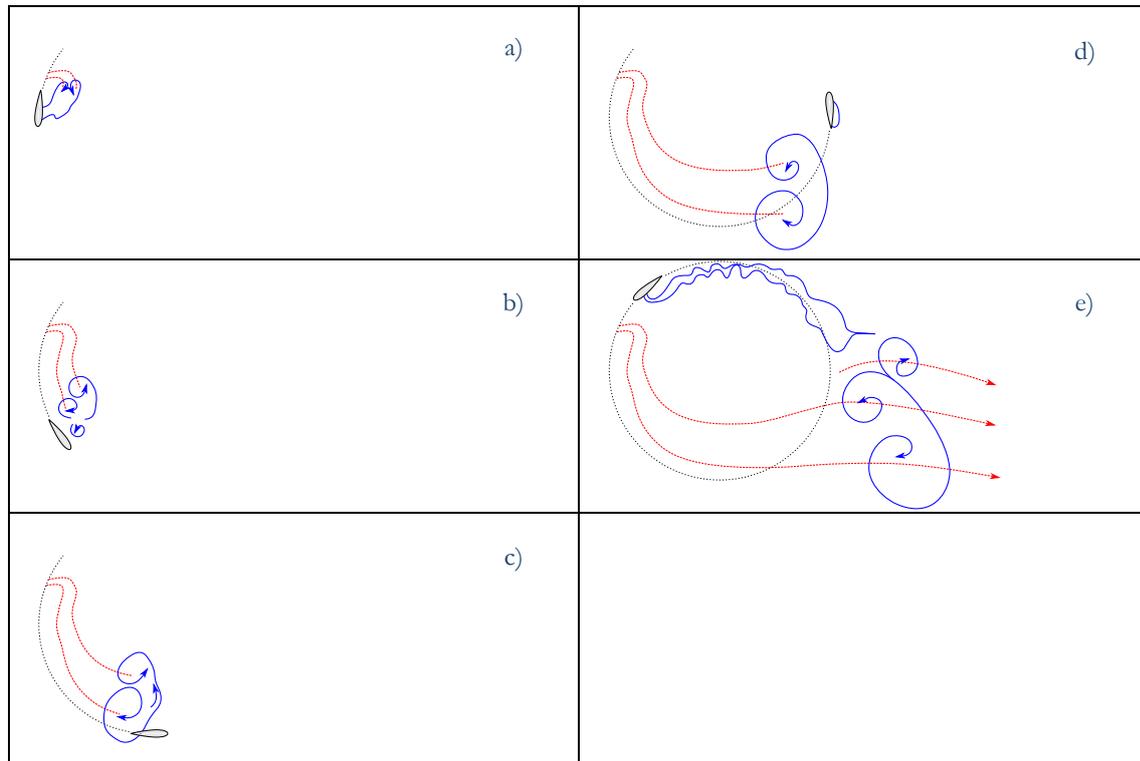


Figure 28 – Représentation schématique de l'évolution des principales structures tourbillonnaires du sillage d'une hydrolienne Darrieus à une pale NACA0018 de solidité de pale $\sigma_p \approx 0,33$ à une vitesse réduite $\lambda = 2,14$ (adapté de [42]).

En pointillé noir : trajectoire approximative de la pale ; en trait plein bleu : représentation schématique des principales structures tourbillonnaires ; en trait pointillé rouge : trajectoire approximative des structures tourbillonnaires principales.

Si on compare la dynamique tourbillonnaire par rapport à l'expérience de Brochier et al. [42], il y a plus de tourbillons et leurs trajectoires sont un petit peu plus excentrées (voir [88]). Ces différences peuvent être expliquées par quelques disparités du point de vue des conditions expérimentales. D'abord, il faut préciser que le confinement de l'écoulement est un peu moins important : le rapport entre le diamètre du rotor et la largeur des canaux était de 60% pour Brochier et al., contre 40% pour Fujisawa et al., ce qui donne aux tourbillons la liberté de s'éloigner un peu plus du centre de la machine. Notons ensuite la différence de solidité ($\sigma \approx 0,33$ pour Brochier et al., contre 0,17 pour Fujisawa et al.). Pour une même vitesse réduite (environ 2), on peut s'attendre à un champ de vitesse plus rapide pour une plus faible solidité, ce qui engendrerait des incidences plus grandes qui donneraient naissance à davantage de vortex. Enfin, le nombre de Reynolds basé sur la corde est d'environ 500 à 1500 pour Fujisawa et al. contre quelques dizaines de milliers pour Brochier et al., d'où un décollement peut-être plus facile de la couche limite.

L'étude de Shibuya et al. [235] se concentre davantage sur le mécanisme de la naissance des vortex au niveau de la pale dans un repère tournant avec la pale. Elle met en exergue les mouvements de fluide au bord d'attaque et au bord de fuite de la face extérieure à la face intérieure qui sont au commencement de la formation des tourbillons. Le mécanisme de formation des tourbillons ne semble pas être dépendant de la vitesse réduite.

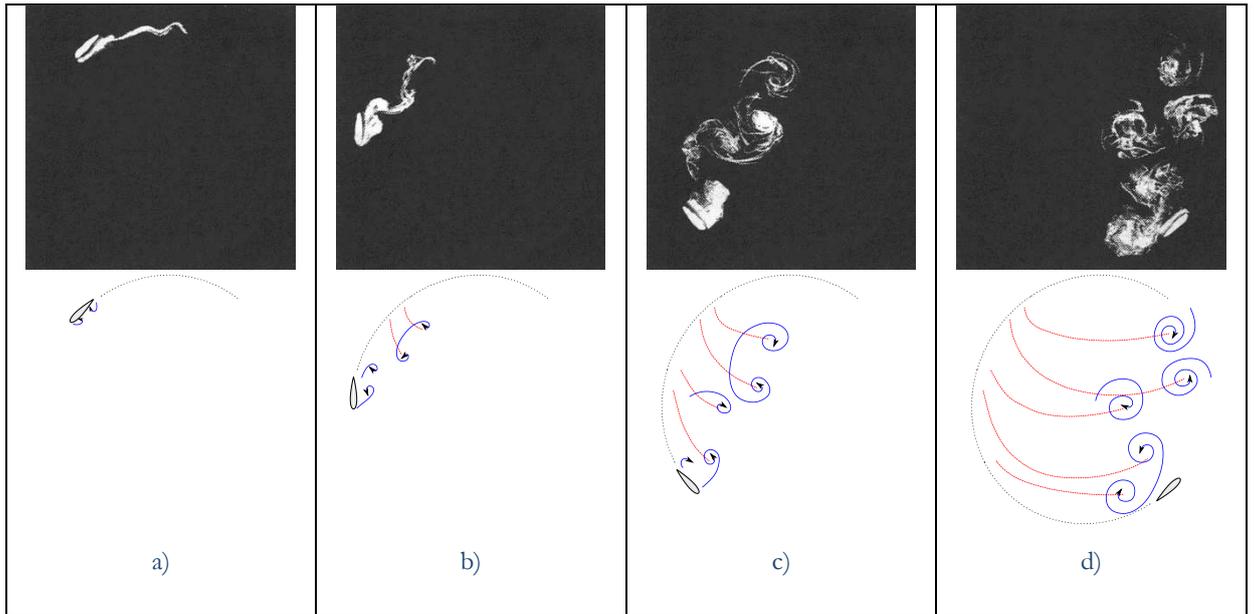


Figure 29 – Sélection de quatre visualisations instantanées par émission de colorant (à $\theta \approx 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ et 225°) du sillage d'une hydrolienne Darrieus à une pale NACA0018 de solidité de pale $\sigma_p \approx 0,33$ à une vitesse réduite $\lambda = 2$, et représentation schématique de l'évolution des principales structures tourbillonnaires (adapté de [87]).
 En pointillé noir : trajectoire approximative de la pale ; en trait plein bleu : représentation schématique des principales structures tourbillonnaires ; en trait pointillé rouge : trajectoire approximative des structures tourbillonnaires principales.

En 1997 et jusqu'à 2001, Fujisawa et al. ont aussi été les premiers à procéder à des mesures de vitesses dans le rotor grâce à de la vélocimétrie par images de particules (PIV). Les mesures avaient une résolution spatiale de 20×20 vecteurs de vitesse issus de la moyenne d'un champ de vecteur plus raffiné pour une taille du champ de vision de l'ordre de 2 cordes de côté. Aucun résultat concret n'est véritablement tiré de ce champ de vitesse, et il n'y a pratiquement pas d'information quantitative supplémentaire par rapport aux analyses qualitatives des visualisations par émission de colorant.

Ferreira et al. [81] en 2009 ont quant à eux pu tirer quelques informations quantifiables à l'aide de PIV. Ils ont profité des progrès des techniques de mesure pour renouveler les expériences par PIV et estimer la circulation dans les lâchers tourbillonnaires. L'utilisation d'une soufflerie au lieu d'une veine hydraulique a permis d'atteindre des nombres de Reynolds de l'ordre de $5 \cdot 10^4$. Leur rotor se compose d'une pale unique fixée à ses extrémités par des plaques de garde dont l'une des deux est transparente afin de dégager la visibilité à l'intérieur du rotor. L'étude se concentre sur la vitesse réduite qui subit ici le plus fort décrochage dynamique : $\lambda = 2$. Les vortex sont délimités par un critère d'iso-vorticité nulle (voir figure 30.a) et il est notamment montré que le tourbillon gagne en intensité tant qu'il est collé à la pale puis continue à être doucement alimenté une fois séparé du profil (voir figure 30.b). Au bout d'un moment, il cesse d'être alimenté et sa circulation diminue.

Une analyse statistique indique que l'estimation de la moyenne des circulations des champs instantanés n'est pas éloignée de l'estimation de la circulation du champ moyen et que la variation des circulations instantanées par rapport à la moyenne peut être bien représentée par une distribution normale. Ceci justifie entre autres la pertinence d'un calcul en moyenne de phase.

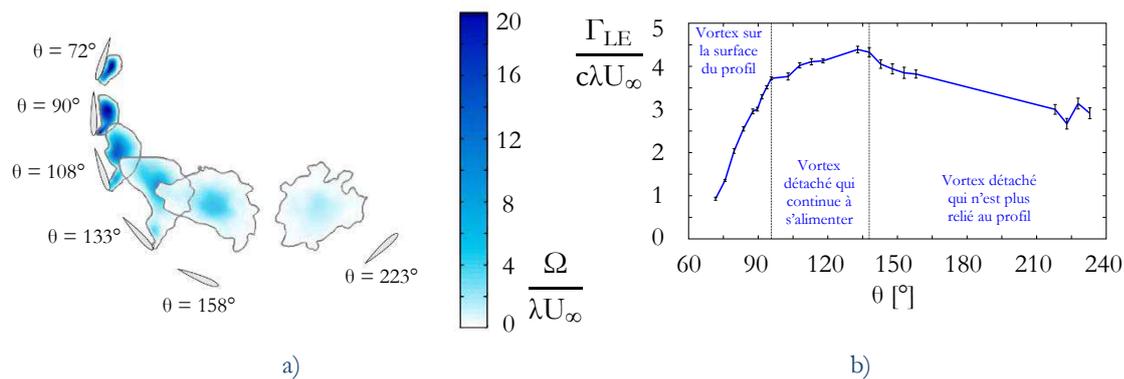


Figure 30 – Résultats expérimentaux de Ferreira et al. (adapté de [81]) pour une éolienne Darrieus à une pale NACA0015 de solidité $\sigma_p \approx 0,25$ à une vitesse réduite $\lambda = 2$.

- a) Aperçu uniquement du vortex de bord d'attaque délimité par l'iso-vorticité $\Omega = 0$ rad/s (le vortex contrarotatif, bien que présent, n'est pas représenté ici).
- b) Evolution adimensionnée de la circulation Γ_{LE} autour du vortex de bord d'attaque en fonction de la position azimutale (les barres d'erreur représentent des intervalles d'incertitude).

L'Université de Delft a également présenté un certain intérêt pour le lâcher tourbillonnaire marginal en bout de pale, avec notamment une caractérisation par PIV menée par Hofemann et al. [119] et par Ferreira [78].

Jusqu'ici, les mesures de vélocimétrie se concentraient sur des rotors à une ou deux pales pour réduire les interactions avec les sillages, or les éoliennes et hydroliennes sont en réalité souvent tripales et de la même manière que la performance est affectée par le nombre de pales (voir paragraphe II.1.4.3), le développement du vortex de bord d'attaque est aussi perturbé par la présence des autres pales.

Bossard [38] a réalisé en 2012 une base de données expérimentale intéressante sur une hydrolienne tripale dans une veine hydraulique grâce à des mesures par PIV. Le champ de vision s'est concentré sur la région proche de la pale pour des vitesses réduites de 1,0 à 3,0 et pour différentes positions azimutales sur une grande partie du tour. Ces essais donnent accès à une meilleure visualisation des événements qui amènent aux lâchers des tourbillons et à leurs interactions avec la pale. Pour toutes les vitesses réduites étudiées, il n'y a pas de détachement massif d'une paire de tourbillons contrarotatifs comme ont pu le constater Brochier et al. [42] ou Fujisawa et al. [88], mais plutôt le développement d'un tourbillon unique qui se déplace dans une région proche de la pale, rarement accompagné d'un tourbillon contrarotatif de bord de fuite. Il est montré que la mécanique du décrochage dynamique est nettement dépendante de la vitesse réduite (voir figure 31). Pour $\lambda = 1$, le tourbillon de décrochage dynamique est issu du bord d'attaque et est transporté plus rapidement que la pale ne se déplace. Son passage devant le bord d'attaque de la pale conjointement avec le changement de signe de l'incidence donnent naissance à un décollement rapide de la couche limite de la face extérieure de la pale qui va former un nouveau tourbillon au bord d'attaque. Pour $\lambda = 2$, qui est la valeur optimale du point de vue du rendement, il ne semble pas y avoir de vortex de bord d'attaque, la couche limite décolle par le bord de fuite et la vorticité contenue dans la couche limite se regroupe puis est libérée par le bord de fuite du profil. Le cas $\lambda = 1,5$ présente un cas intermédiaire avec un tourbillon de bord d'attaque qui interagit avec la pale.

Si la dynamique tourbillonnaire est sensiblement différente de celles présentées auparavant par Brochier et al. [42] ou Fujisawa et al. [88], c'est sûrement parce que les conditions expérimentales différentes jouent un rôle important. Les principales différences

sont le nombre de Reynolds supérieur (qui est aux alentours de 10^5), le moindre confinement de l'écoulement (avec un taux de blocage de 25% contre 40% à 60% pour [88] et [42]), et surtout la solidité supérieure (plus de trois fois supérieure à celle de [88] et [81]).

Pour confirmer cet effet de la solidité, on peut regarder à l'opposé de la configuration de Bossard le travail expérimental de Danao [61] en 2012 qui utilise une éolienne Darrieus à trois pales droites de solidité de pale très faible ($\sigma_p \approx 0,114$). S'il n'apporte pas beaucoup d'information et d'analyse supplémentaires concernant l'écoulement stationnaire, on peut néanmoins noter une particularité : il révèle la présence de nombreux tourbillons de décrochage dynamique, y compris dans la phase aval de la rotation, ce qui n'avait pas été visualisé expérimentalement par d'autres auteurs auparavant. L'origine de cette particularité est vraisemblablement à chercher du côté de la solidité. Le faible blocage que représentent ces pales de faible solidité pourrait réduire le déficit de vitesse au sein du rotor et induire des angles d'incidence plus élevés.

Au final, la comparaison des différentes expériences de visualisation et de quantification de l'écoulement au niveau du rotor signale plusieurs tendances principales :

- La vitesse réduite est le paramètre qui conditionne le plus l'occurrence voire la présence des lâchers tourbillonnaires, ainsi que leur transport et leurs interactions avec les pales. Plus la vitesse réduite est importante, moins le phénomène de décrochage dynamique joue un rôle manifeste. Pour les nombres de Reynolds les plus importants, il n'y a plus de signe de lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque.
- Le nombre de Reynolds de l'écoulement semble avoir une influence sur le nombre et la taille des structures tourbillonnaires issue du décollement de la couche limite. Un nombre de Reynolds significativement faible risque d'accroître le nombre, la taille et la cohérence des vortex.
- La solidité et le choix du profil ont aussi un rôle sur l'émergence des tourbillons. Une faible solidité pourrait être un facteur encourageant la présence de nombreux lâchers tourbillonnaires, y compris dans la phase aval. La comparaison la plus évidente est celle des résultats de Bossard [38] et de Danao [61] pour une machine tripale à une vitesse réduite de 2.

A la lumière de ces expériences, bien que des orientations se dégagent, on ne peut pas tirer de conclusion définitive car entre chacune des expériences, plusieurs paramètres géométriques (profil de pale, solidité, etc.) et fonctionnels (nombre de Reynolds, etc.) sont dissemblables, l'influence individuelle de ces paramètres est donc indissociable.

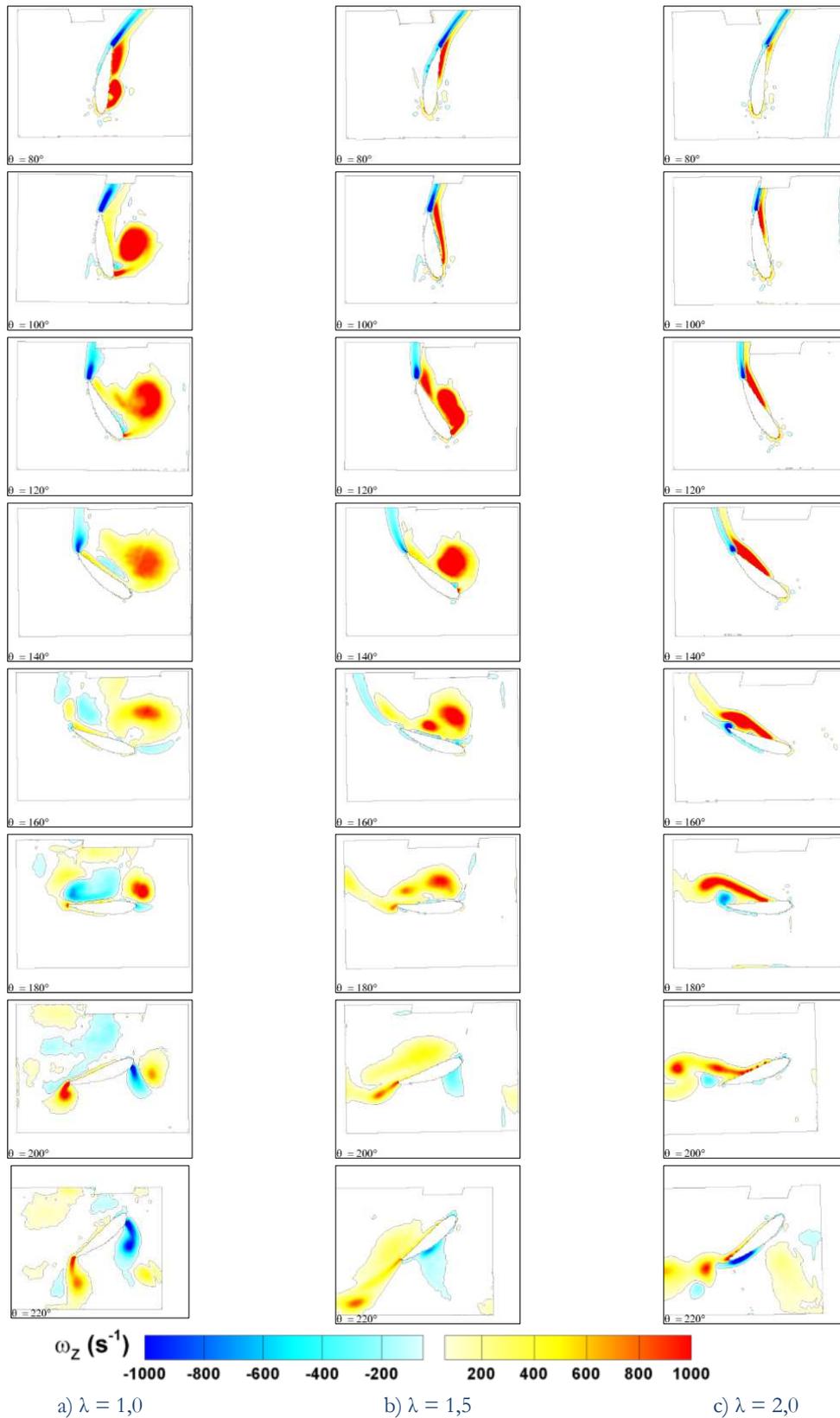


Figure 31 – Sélection de plusieurs champs de vorticité moyens pour différentes positions azimutales, issue de mesures PIV de [38] à mi-envergure d’une hydrolienne tripale de solidité de pale $\sigma_p \approx 0,367$. Les vitesses réduites sont respectivement de 1, 1,5 et 2 de gauche à droite.

II.5 Conclusion

Le principe du rotor Darrieus a été présenté. Le fonctionnement d'une telle machine est régi par plusieurs paramètres adimensionnels. Pour une géométrie donnée, c'est la vitesse réduite qui conditionne le régime de fonctionnement de la machine et il existe un point de fonctionnement optimal pour une vitesse réduite donnée qui dépend des paramètres géométriques et fonctionnels. Parmi ces paramètres, c'est probablement la solidité qui est la plus influente, mais il n'est pas nécessairement aisé de définir un rôle incontestable des paramètres sur la performance globale du dispositif. C'est d'ailleurs cette difficulté intrinsèque qui explique la variété des designs dans l'industrie éolienne.

L'éolienne sur laquelle s'appuie cette étude réunit plusieurs caractères géométriques qui ont rarement été réunis dans une seule machine : solidité importante, caractère hélicoïdal marqué et combinaison avec un rotor Savonius. Ces trois caractéristiques jouent un rôle dans l'auto-démarrage de la machine qui est un problème récurrent des éoliennes à axe vertical Darrieus. Une des caractéristiques en particulier fait naître des complexités supplémentaires, il s'agit de la solidité élevée. Compte tenu de cet aspect géométrique, l'écoulement perçu par les pales est très hétérogène. Il est en particulier fortement curviligne par rapport au profil, d'où un comportement aérodynamique singulièrement différent des cas habituels rencontrés dans les autres domaines.

Une autre spécificité est le point de fonctionnement optimal qui est décalé à des valeurs faibles de vitesse réduite. La dynamique tourbillonnaire caractérisée habituellement par des lâchers de nappes tourbillonnaires d'intensité importante de part et d'autre du rotor s'en voit modifiée. Les incidences deviennent tellement élevées que l'écoulement n'arrive plus à rester attaché aux pales et se produit le phénomène de décrochage dynamique. La manifestation la plus visible du phénomène est le lâcher d'un tourbillon de bord d'attaque qui redistribue la pression à la surface des pales. Le décrochage dynamique est un événement qui n'est pas encore pleinement compris étant donné sa sensibilité à de nombreux facteurs interdépendants. Le phénomène tel qu'il se passe dans le rotor est spécifique à l'éolienne Darrieus, notamment parce que le tourbillon interagit fortement avec les pales.

Les études de rotor Darrieus, tant au niveau des mesures de vitesse dans le sillage que d'effort sur les pales, ont apporté un certain nombre d'informations essentielles. La comparaison des conditions expérimentales permet de dégager des tendances quant à l'influence de plusieurs paramètres géométriques et fonctionnels. Pour étudier l'éolienne qui nous intéresse, il y a cependant des distinctions notables avec une grande partie de la littérature : souvent, les nombres de Reynolds des expériences passées sont faibles ([42], [88], etc.), les solidités sont également faibles ([81], [143], etc.) et certaines configurations ont indéniablement des effets tridimensionnels très différents (par la présence d'une surface libre comme [264] ou à cause d'une géométrie courbée comme [11]). De plus, les études réalisées jusqu'à présent n'ont jamais clairement établi un lien entre les efforts (ou la répartition de pression) et la dynamique tourbillonnaire.

Du point de vue de cette étude, il y a besoin de plus d'information sur le décrochage dynamique d'une éolienne à forte solidité : comment se comporte la couche limite, quel est le mécanisme de décollement de la couche limite, comment se répartit la pression sur la pale, comment évoluent les tourbillons qui sont lâchés, jusqu'à quel point ils ont une action sur la pression ressentie par les pales, etc. La connaissance de ces informations permettrait d'améliorer la connaissance du fonctionnement des éoliennes Darrieus de forte solidité afin d'adapter la modélisation numérique de ce genre de machine. Le chapitre suivant aborde justement les aspects de modélisation numérique de l'éolienne Darrieus.

Nom (année) [référence]	Type d'étude	Profil de pale	Solidité de pale $\sigma_r = \frac{c}{R}$	Nombre de pales N	Solidité du rotor $\sigma = \frac{Nc}{2R}$	Allongement des pales $AR = \frac{h}{c}$	Rapport du diamètre du rotor sur la largeur de la veine d'essais	Rapport de l'envergure du rotor sur la hauteur de la veine d'essais	Vitesse réduite $\lambda = \frac{R\omega}{U_\infty}$	Vitesse infini amont [m/s] U_∞	Nombre de Reynolds estimé à partir de la vitesse de rotation $Re = \frac{\lambda U_\infty c}{\nu}$	Remarques
Brochier et al. (1986) [42]	Etude d'une hydrolienne à pale droite dans une veine hydraulique fermée <i>Vélocimétrie par LDV</i>	NACA0018	0,333	2	0,333	10	60%	100%	2,14 et 3,85	0,15	$6,4 \cdot 10^4$ et $1,1 \cdot 10^5$	<ul style="list-style-type: none"> • La veine d'essais est verticale et l'hydrolienne est placée horizontalement, • Le confinement de l'écoulement est important
Fujisawa et al. (1995 à 2001) [86], [87], [88], [89] et [255]	Etude d'une hydrolienne à pale droite dans une veine hydraulique fermée <i>Vélocimétrie par PIV</i>	NACA0018	0,333	1	0,167	13,5	40%	90%	1, 2 et 3	0,05	$5,0 \cdot 10^4$ à $1,5 \cdot 10^5$	<ul style="list-style-type: none"> • Le nombre de Reynolds caractéristique est très bas
Ferreira et al. (2009) [81]	Etude d'une éolienne à pale droite en soufflerie <i>Vélocimétrie par PIV</i>	NACA0015	0,250	1	0,125	20	32%	55,6%	2, 3 et 4	3,7 à 10,5	$4,8 \cdot 10^4$ et $6,7 \cdot 10^4$	<ul style="list-style-type: none"> • La solidité est très faible
Bossard (2012) [38]	Etude d'une hydrolienne à pale droite dans une veine hydraulique fermée <i>Vélocimétrie par PIV</i>	NACA0018 projeté selon la trajectoire de la pale	0,367	3	0,550	5,46	25%	70%	1 à 3 par pas de 0,5	2,8	$8,9 \cdot 10^4$ à $2,7 \cdot 10^5$	
Danao (2012) [61]	Etude d'une éolienne à pale droite en soufflerie <i>Vélocimétrie par PIV</i>	NACA0022	0,114	3	0,171	15	58,3%	50%	2 et 4	7	$3,6 \cdot 10^4$ et $7,2 \cdot 10^4$	

Tableau 10 – Récapitulatif des principales caractéristiques des études expérimentales de vélocimétrie dans le sillage proche d'une machine Darrieus.

Tableau 11 – Récapitulatif des principales caractéristiques des études expérimentales de mesure des efforts ou des pressions instationnaires sur les pales d'une machine Darrieus.

Nom (année) [référence]	Type d'étude	Profil de pale	Solidité de pale $\sigma_p = \frac{c}{R}$	Nombre de pales N	Solidité du rotor $\sigma = \frac{Nc}{2R}$	Allongement des pales $AR = \frac{h}{c}$	Rapport du diamètre du rotor sur la largeur de la veine d'essais	Rapport de l'envergure du rotor sur la hauteur de la veine d'essais	Vitesse réduite $\lambda = \frac{R\omega}{U_\infty}$	Vitesse infini amont [m/s] U_∞	Nombre de Reynolds estimé à partir de la vitesse de rotation $Re = \frac{\lambda U_\infty c}{\nu}$	Remarques
Webster (1978) et Strickland (1981) [264] et [246]	Etude d'une hydrolienne à pale droite dans un canal à surface libre Mesures de : - force normale - force tangentielle - moment au quart de corde	NACA0012	0,150	1, 2 et 3	0,075, 0,15 et 0,22	9,95	24,4%	85,8%	2,5, 5 et 7,5	0,091 à 0,183	4.10 ⁶	<ul style="list-style-type: none"> ● L'eau est immobile et le rotor avance ● Un bout de pale dépasse de la surface libre, l'autre bout est assez proche de la paroi inférieure
Laneville et Vittecoq (1983 et 1986) [260] et [143]	Etude d'une éolienne à pale droite en soufflerie Mesures de : - force normale (1983) - force tangentielle (1983) - portance (1986) - traînée (1986)	NACA0018	0,133	2	0,133	10	33,5%	33,5%	1,5 à 5	1,9 à 6,4	3,8.10 ⁶	
Takamatsu et al. (1991) [249]	Etude d'une hydrolienne à pale droite en veine hydraulique fermée Mesures de : - force normale - force tangentielle - moment au quart de corde	NACA0018 NACA4518 NACA0030 et NACA4530	0,2 et 0,297	1	0,1 et 0,149	5,41 et 3,64	92,5%	100%	4	1	1,4.10 ⁶ et 2,1.10 ⁶	<ul style="list-style-type: none"> ● Le confinement de l'écoulement est très important
McLaren (2011) [178]	Etude d'une éolienne à pale droite en soufflerie Mesures de : - force normale - force tangentielle	NACA0015 et NACA0021 aux bords de fuite arrondis	0,286 et 0,3	3	0,424 et 0,45	7,5 et 7,14	18,2%	39,5%	0,40 à 1,96	8	8,2.10 ⁶ à 4,2.10 ⁶	<ul style="list-style-type: none"> ● Les bords de fuite des profils sont arrondis de telle sorte d'un profil de 450 mm est raccourci à une corde effective de 420 et 400 mm
Graham (1982) [103]	Etude d'une hydrolienne à pale droite dans un canal à surface libre Mesures de : - force normale - force tangentielle - pression instationnaire	NACA0015	0,246	1	0,123	?	24,8%	?	2,5, 5,1 et 7,6	0,091 à 0,183	6,7.10 ⁶	<ul style="list-style-type: none"> ● L'eau est immobile et le rotor avance ● Un bout de pale dépasse de la surface libre, l'autre bout est assez proche de la paroi inférieure
Akins et al. (1983 à 1989) [11] et [12]	Etude d'une éolienne en forme de troposkine en plein air Mesures de : - pression instationnaire	NACA0015	0,073	2	0,073	?			2,2 et 4,6	7,4 à 15,4	1,3.10 ⁶ et 1,7.10 ⁶	<ul style="list-style-type: none"> ● Eolienne étudiée en plein air



MODELISATION DE L'ÉOLIENNE DARRIEUS

Résumé

Pour l'étude d'une éolienne Darrieus, la mise en place d'une modélisation numérique est indispensable pour éviter la multiplicité d'expériences coûteuses et chronophages. Le modèle numérique a aussi l'avantage de pouvoir mettre une machine virtuelle dans des conditions très complexes à reproduire expérimentalement ou avec des maquettes.

L'objet de ce chapitre est de choisir un modèle numérique qui puisse satisfaire un certain nombre de critères qui sont liés à la finalité de ce programme : permettre l'optimisation de l'éolienne Darrieus de référence en vue de son implantation en milieu urbain. Suite au choix du modèle, la version adoptée est décrite en détail. Elle est issue d'un code développé à la National Technical University of Athens (NTUA) auquel plusieurs modifications ont été ajoutées. Ces modifications ont fait l'objet de tests de validation et la version finale est essayée dans plusieurs configurations pour s'assurer que le code de base correspond à nos besoins et que sa combinaison avec les corrections incorporées donne des résultats cohérents avec les résultats expérimentaux issus de la littérature.

Sommaire

IV.1	Présentation de l'expérience.....	148
IV.1.1	La soufflerie Béton de l'ENSMA.....	149
IV.1.2	La maquette.....	149
IV.1.2.1	La base de support et mise en rotation.....	151
IV.1.2.2	La partie effective.....	151
IV.1.2.2.1	Description des pales.....	151
IV.1.3	Similitude avec l'éolienne à pleine échelle.....	153
IV.1.4	Les grandeurs mesurées.....	154
IV.1.4.1	La vitesse angulaire et l'azimut.....	154
IV.1.4.2	La pression pariétale.....	154
IV.1.4.2.1	Les capteurs de pression.....	155
IV.1.4.2.2	Le dispositif déporté.....	155
IV.1.4.2.3	L'étalonnage du système de mesure de pression.....	156
IV.1.4.2.4	Estimation de la pression absolue.....	159
IV.1.4.3	Le champ de vitesse dans le sillage.....	160
IV.1.4.3.1	Principe de la PIV.....	160
IV.1.4.3.2	Le matériel.....	161
IV.1.4.3.3	L'étendue des champs de vision.....	162
IV.1.4.3.4	Synchronisation des images avec la position azimutale des pales.....	163
IV.1.4.4	Les conditions de l'expérience.....	163
IV.1.4.4.1	Choix des vitesses infini amont et des vitesses réduites.....	163
IV.1.4.4.2	Les paramètres d'acquisition de la pression.....	165

IV.1.4.4.3	Les paramètres d'acquisition pour la PIV	165
IV.2	Traitements et outils d'exploitation de la PIV	167
IV.2.1	Traitements de la PIV	167
IV.2.1.1	Post-traitement : filtrage des champs de vitesse.....	167
IV.2.1.2	Combinaison des champs instantanés	168
IV.2.1.2.1	Projection des données sur un maillage commun.....	168
IV.2.1.2.2	Lissage des zones de recouvrement.....	169
IV.2.2	Outils d'exploitation de la PIV	169
IV.2.2.1	Détection des structures tourbillonnaires	169
IV.2.2.2	Reconstruction POD des champs instantanés	171
IV.2.2.2.1	L'utilité de la POD	171
IV.2.2.2.2	Principe de la méthode de POD des "snapshots"	172
IV.2.2.3	Calcul des trajectoires, des intensités et des tailles de vortex	175
IV.2.2.3.1	Propriétés et sélection des tourbillons	175
IV.2.2.3.2	Suivi des structures tourbillonnaires	176
IV.3	Estimation des incertitudes.....	177
IV.3.1	Erreurs géométriques	177
IV.3.2	Erreurs pour la mesure des paramètres fonctionnels.....	178
IV.3.3	Erreurs pour la mesure de la pression	179
IV.3.4	Erreurs pour la mesure du champ de vitesse.....	180
IV.4	Conclusion.....	180

III.1 Différents niveaux de modélisation

Pour étudier numériquement les performances d'une éolienne Darrieus, on peut choisir parmi plusieurs familles de modèles aérodynamiques qui diffèrent dans la complexité des modélisations. On peut symboliquement représenter une éolienne à trois échelles : à l'échelle macroscopique du rotor (l'éolienne est juste perçue comme un appareil qui capture de l'énergie dans le vent), à l'échelle des pales (l'éolienne est perçue comme un appareil muni de pales qui permettent de capturer de l'énergie dans le vent) ou à l'échelle locale à la surface des pales (l'éolienne est perçue comme un appareil muni de pales sur lesquelles le vent crée une répartition de pression particulière qui génère une action motrice pour récupérer de l'énergie dans le vent).

Dans le cadre d'un milieu industriel, l'objectif est de trouver le modèle le plus simple, le moins coûteux et le plus rapide qui puisse caractériser suffisamment bien les performances de la machine. On choisit de se limiter aux modèles bidimensionnels. On peut alors commencer par inspecter les modèles à l'échelle du rotor, comme les modèles à tube de courant. En prenant un niveau de complexification croissant, la famille de modèle suivante est celle des méthodes tourbillonnaires. Enfin, la modélisation la plus complète est celle qui cherche à résoudre les équations de Navier-Stokes dans un domaine fluide maillé.

III.1.1 Modèles à tube de courant

Les premiers modèles numériques pour l'étude des éoliennes Darrieus ont considéré le rotor entier comme un tout en s'appuyant sur la théorie de Froude. Ainsi, dans un tube de courant qui traverse la surface balayée par les pales, le rotor extrait de l'énergie cinétique du vent. Cette vision a été introduite d'abord pour les hélices, les hélicoptères et les

éoliennes à axe horizontal avant d'être transposée pour les éoliennes Darrieus par Templin [253] en 1974.

Avant tout, une hypothèse de base est l'analyse par élément de pale (*blade element theory* en anglais). Cela signifie que pour une pale divisée en éléments, les efforts que subissent chacun de ces éléments ne sont dépendants que des propriétés locales de l'écoulement dans le plan de la section du profil. En d'autre terme, les efforts ne sont pas affectés par l'écoulement transversal et les éléments de pale adjacents.

Le modèle de tube de courant se base simplement sur la conservation de la quantité de mouvement et de la masse dans un écoulement potentiel incompressible. Le rotor entier est remplacé par une unique surface actuatrice perméable uniformément chargée capable de capter de l'énergie (voir figure 32). On considère un tube de courant qui traverse le rotor dans lequel les équations de conservation de la quantité de mouvement et de la masse suffisent à définir une vitesse U_d de l'écoulement au niveau du disque actuateur. Le concept repose sur l'idée qu'au total, la variation de quantité de mouvement à travers la surface actuatrice dans la direction de l'écoulement peut être associée à la somme des forces aérodynamiques agissant sur les pales dans cette même direction. La somme des forces aérodynamiques représente la traînée totale du rotor (l'effort axial) et se déduit du saut de pression à travers la surface actuatrice. Ce dernier est lui-même déterminé par la connaissance de la vitesse U_d et des coefficients aérodynamiques sur chacun des éléments constitutifs du rotor en les supposant indépendants suivant la théorie des éléments de pale.

L'inconnue dans le système d'équation formé par cette théorie est la vitesse U_d au niveau de la surface actuatrice. La déduction finale de cette vitesse par résolution numérique permet de déterminer finalement le couple et la puissance produits par la machine par intégration des efforts sur toute la rotation.

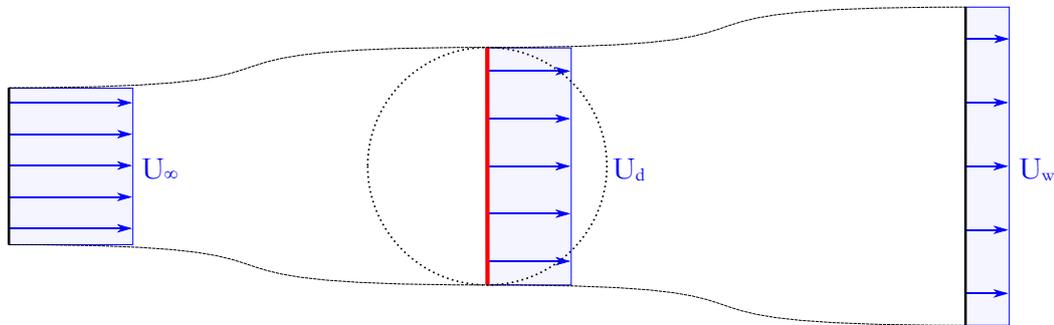


Figure 32 – Schéma de principe du modèle à simple tube de courant. En traits noirs discontinus : limites du tube de courant ; en traits noirs continus : entrée et sortie du tube de courant ; en pointillés noirs : rotor initial ; en trait rouge : disque actuateur équivalent ; flèches bleues ; vecteurs vitesses supposés.

Le problème est au final monodimensionnel, et il faut considérer que le déficit de vitesse est unique et uniforme sur toute la surface balayée par le rotor. Pour pallier ce défaut d'homogénéité, Wilson et Lissaman [268] en 1974 puis Strickland [244] en 1975 ont proposé de diviser le tube de courant en plusieurs tubes adjacents et indépendants dont chacun a une vitesse $U_{d,i}$ au niveau du disque actuateur (voir figure 33). Le principe de construction du modèle reste le même sauf que la surface actuatrice est elle-même divisée en tranches qui représentent le comportement conjoint des tranches du rotor traversées dans les phases amont et aval.

Ce développement du modèle de simple tube de courant permet d'avoir une amélioration des résultats ([244] et [226]) grâce à une représentation plus réaliste des zones

de transfert d'énergie. En l'occurrence, le modèle à simple tube de courant a tendance à surestimer la production de puissance.

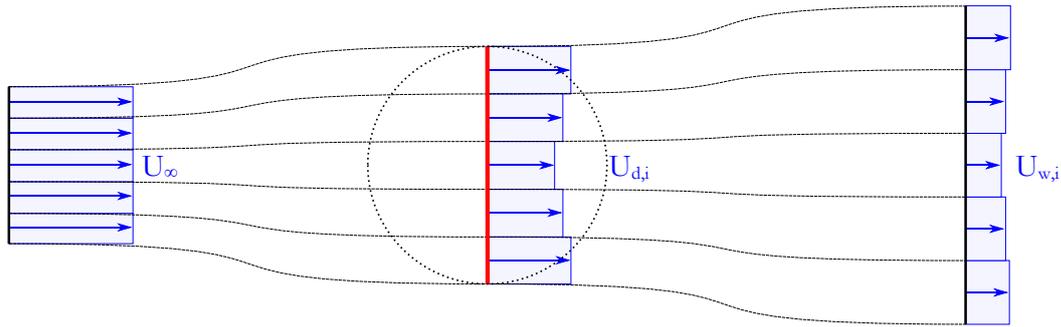


Figure 33 – Schéma de principe du modèle à multiples tubes de courant. En traits noirs discontinus : limites des tubes de courant ; en traits noirs continus : entrées et sorties des tubes de courant ; en pointillés noirs : rotor initial ; en traits rouges : éléments de disque actuateur équivalent ; flèches bleues ; vecteurs vitesses supposés.

Un point reste problématique malgré tout : étant donné la trajectoire circulaire des pales, les tubes de courant sont en général traversés deux fois par ces dernières, donc l'utilisation d'une seule surface actuatrice pour représenter les deux phases est un peu trop réducteur. Lapin [145] en 1975 a eu l'idée d'utiliser deux disques actuateurs consécutifs, en tandem. Read et Sharpe [212] en 1980 et Paraschivoiu [199] en 1981 ont ensuite suggéré de combiner les modèles à double disques et à multiples tubes de courant (voir figure 34), à l'image de deux tranches d'éoliennes successives. Le problème est donc résolu séparément dans la phase amont puis dans la phase aval. A partir d'une première résolution numérique, la vitesse à l'amont $U_{d,i,amont}$ est déterminée dans un tube de courant d'entrée U_∞ et de vitesse de sortie une vitesse d'équilibre au centre du rotor $U_{eq,i}$. Puis à l'aide de cette vitesse d'équilibre, on construit un second tube de courant dans lequel on détermine la vitesse à l'aval $U_{d,i,aval}$.

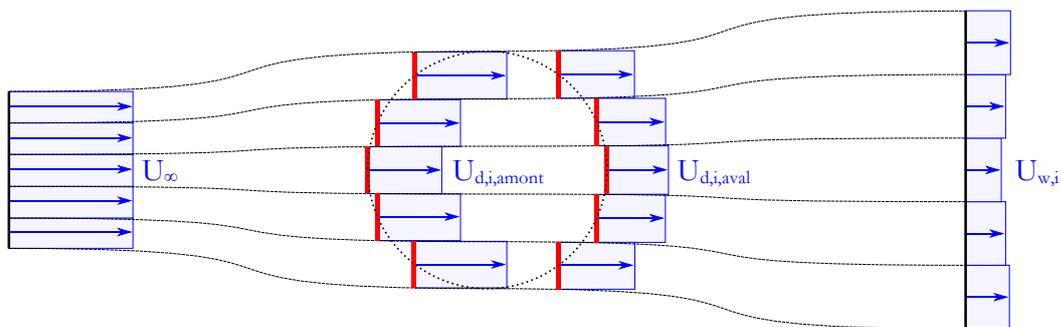


Figure 34 – Schéma de principe du modèle à double-multiples tubes de courant. En traits noirs discontinus : limites des tubes de courant ; en traits noirs continus : entrées et sorties des tubes de courant ; en pointillés noirs : rotor initial ; en traits rouges : éléments de disque actuateur équivalent ; flèches bleues ; vecteurs vitesses supposés.

Grâce à ce modèle, la dissymétrie entre les charges à l'amont et à l'aval a finalement pu être considérée. Mais dans l'application de ce modèle, une approximation rudimentaire est souvent faite pour des raisons pratiques, celle de considérer que le même tube de courant traverse les phases amont et aval en conservant une section transversale constante. Autrement dit, les lignes de courant sont supposées rectilignes dans le rotor bien que la vitesse diminue. Cette hypothèse va à l'encontre du principe de conservation de la masse (ou conservation du débit). Certaines études cherchent à corriger cela comme Comolet et al. [53]

en 1982 qui développent un modèle à double-multiples tubes de courant avec évasement et déplacement latéral des lignes de courant. Depuis, plusieurs autres modèles ont été adaptés en prenant en considération l'expansion des tubes de courant ([201] et [50] par exemple).

Ensuite, une autre limitation du modèle est la supposition que la composante transversale de la vitesse est nulle. Or naturellement, avec l'évasement des lignes de courant, une vitesse latérale intervient et peut devenir importante, surtout dans les régions où les pales sont face et dos au vent ($\theta \approx 0^\circ$ et $\theta \approx 180^\circ$) pour des éoliennes de forte solidité. Chacun à leur manière, des auteurs ([71], [33], [78], [240] et [134] par exemple) ont donc été amené à ajouter l'effet de la vitesse transversale (voir figure 35).

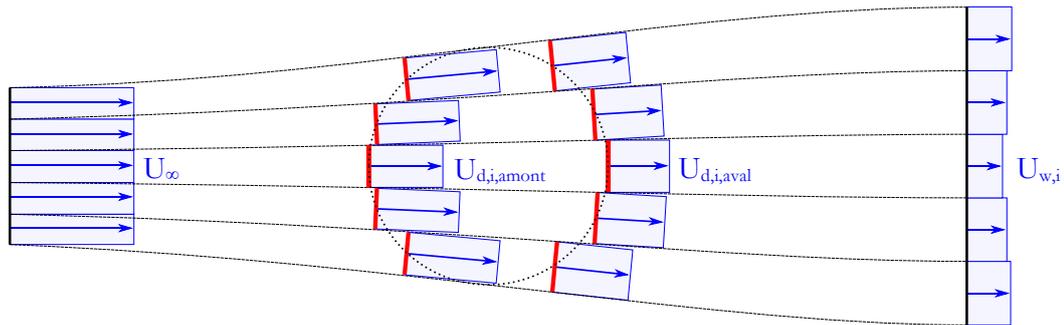


Figure 35 – Schéma de principe du modèle à double-multiples tubes de courant avec épanouissement du flux. En traits noirs discontinus : limites des tubes de courant ; en traits noirs continus : entrées et sorties des tubes de courant ; en pointillés noirs : rotor initial ; en traits rouges : éléments de disque actuateur équivalent ; flèches bleues ; vecteurs vitesses supposés.

Malgré ces améliorations du modèle de tube de courant, il faut rappeler que tous les modèles reposent sur des hypothèses communes et immuables, parmi lesquelles :

- Le raisonnement est nécessairement quasi-stationnaire, car il repose sur un comportement moyen et on peut juger discutable l'utilisation de polaires statiques pour représenter le comportement aérodynamique par nature instationnaire des pales. Il est possible d'ajouter un modèle empirique ou semi-empirique de décrochage dynamique (voir paragraphe II.2.2.4) sans que cela ne corrige l'aspect moyenné sur un cycle du modèle. Il est donc impossible d'avoir des efforts instantanés sur une rotation.
- Pour remplacer l'éolienne par une surface actuatrice, il faut supposer qu'à tout instant, une particule fluide du tube de courant peut rencontrer un élément de pale. Le concept repose donc sur l'analogie entre le véritable rotor et un rotor de même solidité avec un nombre de pales infini. Par ce passage à l'infini, on élimine totalement la dynamique tourbillonnaire du véritable rotor et les interactions qu'il peut y avoir entre les tourbillons et les pales. Ce genre de méthode est donc inadapté à l'étude du sillage proche ou lointain.
- Pour des vitesses réduites élevées, la théorie de Froude n'est plus adaptée, car le blocage de l'écoulement est sévère et le déficit de vitesse est si important au niveau du disque actuateur ou dans le sillage qu'il existe en réalité des zones de recirculation non-prises en compte dans le tube de courant. Il existe toutefois des corrections empiriques (correction de Glauert, voir par exemple [268]) qui améliorent certains aspects sans corriger totalement le problème.

On peut aussi mentionner le modèle en cascade, issu du domaine des turbomachines et utilisé pour les éoliennes Darrieus par Hirsch et Mandal [118] à partir de 1987. Le concept repose sur des concepts habituels pour les turbomachines et partage un grand nombre d'avantages et de défauts avec les modèles de tube de courant. Pour plus de détails sur ce modèle, se référer à [118].

III.1.2 Modèles tourbillonnaires

Les modèles à tube de courant sont typiquement à l'échelle du rotor. Maintenant, si on regarde à l'échelle de la pale, il faut distinguer chacune d'entre elles individuellement et chercher à les modéliser.

Au niveau des pales, il existe des gradients importants de vitesse et l'hypothèse d'écoulement potentiel n'est localement plus valable à partir de nombres de Reynolds modérés. L'idée essentielle est donc de faire une distinction entre les zones à écoulement non-potentiel, c'est-à-dire les régions où la viscosité joue un rôle important comme les couches limites et les sillages des pales, et le reste de l'écoulement irrotationnel qui représente la majorité du domaine fluide. Globalement, on peut considérer les régions visqueuses infiniment fines et ainsi les représenter à l'aide de singularités (source, puits, vortex, doublet et combinaison de ces singularités). Comme dans le modèle potentiel, les équations sont linéaires, on peut calculer individuellement puis superposer l'action de chacune des singularités.

La modélisation des régions visqueuses se sépare en deux : celle des pales et celle du sillage. Le sillage contenant principalement de la vorticité (voir paragraphe II.1.3), il est exprimé par des particules ponctuelles, par des lignes ou par des surfaces porteuses de vorticité. La vorticité représente la variable caractéristique transportée dans l'écoulement dont on suit la trajectoire de manière lagrangienne pour pouvoir reconstruire l'écoulement dans le domaine fluide, d'où le nom de modèle tourbillonnaire (*vortex model* en anglais). Selon le niveau d'approximation, les pales et leur couche limite sont remplacées par un assemblage de singularités distribuées le long de lignes ou de surfaces proches de la géométrie de la pale (voir figure 36). Les principales appellations des modélisations reposent sur le type de support des singularités sur les pales : modèle de ligne portante si la pale est convertie en un ensemble de segments (figure 36.b), modèle de surfaces portantes si la pale est convertie en panneaux répartis sur le squelette du profil (figure 36.c), ou méthode des panneaux si la pale est convertie en panneaux placés sur le contour des pales (le profil n'est plus considéré comme mince, voir figure 36.d).

Les premiers modèles tourbillonnaires appliqués sur des géométries de rotor à axe transverse comme les éoliennes Darrieus ont émergé dans les années 1970. Ils se sont basés majoritairement sur des lignes portantes, représentations d'autant plus réalistes que les pales sont minces et que l'allongement des pales est grand. Etant donné les moyens informatiques disponibles à l'époque, de nombreuses études ont considéré un sillage fixé ou prescrit, c'est-à-dire que les particules tourbillonnaires formant le sillage ont des trajectoires fixes et préétablies ([122]) ou déduites d'un modèle à tube de courant ([267]). La technique du sillage libre, au contraire, met à jour la position du sillage à chaque pas de temps en considérant les vitesses induites des particules les unes sur les autres. Cette technique est plus complexe à mettre en œuvre, plus c teuse en temps de calcul, mais elle est surtout plus flexible et permet d'étendre l'analyse à une grande diversité de configurations.

Un des principaux avantages des méthodes tourbillonnaires, c'est qu'il n'y a pas besoin de calculer un champ de vitesse dans tout le domaine fluide, mais seulement à certains endroits spécifiques : à la surface des pales pour déduire les efforts qui s'y appliquent et au niveau des éléments tourbillonnaires qui forment le sillage pour le convecter.

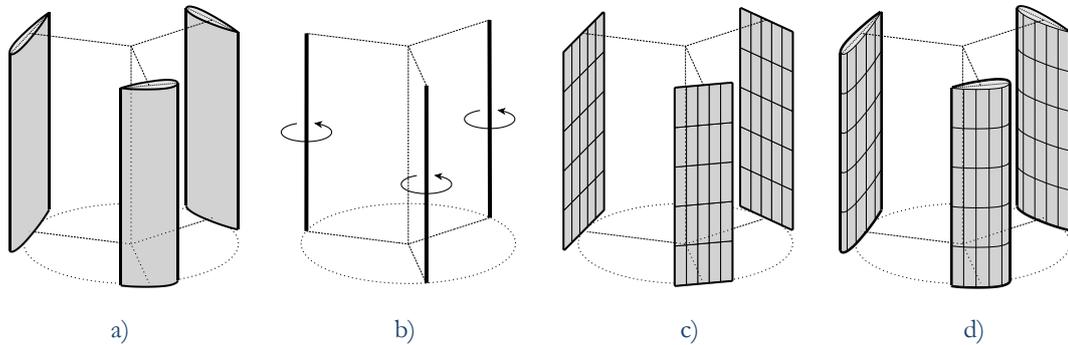


Figure 36 – Comparaison de différents niveaux de modélisations pour les modèles à singularité.

- a) Eolienne de référence (à titre de comparaison).
- b) Modèle de ligne portante.
- c) Modèle de surfaces portantes.
- d) Méthode des panneaux.

Si l'hypothèse d'écoulement potentiel est un atout majeur du modèle, il amène aussi une sévère limitation quand il faut étudier des angles d'incidence élevés, puisqu'il n'y a pas de décrochage ni d'effet de la viscosité. Dans son modèle de ligne portante, Van Nguyen [256] s'est servi dès 1978 des polaires statiques du profil de pale pour intégrer l'effet du décrochage de manière quasi-statique. L'inclusion du décrochage dynamique est également possible à l'aide de corrections empiriques ou semi-empiriques, mais reste un des problèmes inhérent à ce genre de modèle. Dans les années 1980 à 1990, de nombreuses autres corrections ont aussi été ajoutées pour prendre en compte divers effets secondaires (effet de courbure, diffusion de la vorticité dans l'écoulement, etc.) sur des modèles de ligne portante.

Les modèles d'ordre supérieur comme les méthodes des panneaux n'ont pas fait l'objet de nombreux choix car les moyens de calcul nécessaires sont supérieurs. L'avantage de ces méthodes par rapport à la ligne portante est l'accès aux distributions de pression et la meilleure prise en compte des effets secondaires comme les interactions pale-sillage ou l'effet de courbure. Fanucci et Walters [74] ont utilisé un ensemble de trois lignes positionnées le long du squelette du profil de pale (méthode appelée *vortex lattice method* ou VLM, que l'on peut classer dans la catégorie des surfaces portantes). Oler et al. [197] ont tenté de développer une méthode des panneaux pour une éolienne Darrieus afin d'y incorporer le décrochage dynamique et son lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque, mais il semble que le travail n'ait jamais complètement abouti. Ce n'est que récemment que quelques auteurs (parmi lesquels [219], [263], [66] et [275]) ont finalement mis en place des méthodes des panneaux bi et tridimensionnelles en application sur des éoliennes Darrieus. La particularité du modèle de Zanon et al. [275] est l'adoption d'un double sillage (voir paragraphe II.2.2.4.4) pour que le décollement de la couche limite (et ainsi le décrochage dynamique) soit simulé à l'aide d'une nappe tourbillonnaire supplémentaire.

Une autre option avec un degré de modélisation comparable est l'utilisation de transformations conformes. A condition de connaître la transformation adéquate, on peut trouver une solution potentielle analytique de l'écoulement instationnaire autour d'un cylindre dans un plan virtuel puis transformer la solution dans le plan physique pour déduire

l'allure de l'écoulement autour du rotor considéré. Un intérêt est que l'on peut obtenir une solution analytique, donc continue, mais la difficulté réside dans la recherche de la bonne transformation conforme, qui amène en général à choisir un développement fini qui est en lui-même une sorte de discrétisation comparable à un choix de nombre de panneaux dans une méthode des panneaux. C'est donc une méthode qui se rapproche d'une méthode des panneaux, tant au niveau de son exactitude que de ses limitations intrinsèques (pas de viscosité). Pour plus de précision, voir Deglaire [65].

III.1.3 Méthodes dans des domaines maillés

Les méthodes les plus complètes pour pouvoir étudier les éoliennes à toutes les échelles (rotor, pale, surface de la pale) sont celles qui choisissent de résoudre une version des équations de Navier-Stokes dans un domaine fluide maillé par une approche eulérienne. On regroupe généralement ce genre de modèles dans ce que l'on appelle abusivement la CFD (pour *Computational Fluid Dynamics*, c'est-à-dire mécanique des fluides numérique).

Les variations entre les modèles reposent essentiellement sur des choix de niveau de modélisation de la turbulence, de résolution numérique (différences finies, volumes finis ou éléments finis), et de précision de la géométrie. Dans tous les cas cependant, l'inclusion de l'instationnarité dans les équations à résoudre est indispensable étant donné le fonctionnement de l'éolienne Darrieus. Les équations instationnaires et complètes de Navier-Stokes pour un écoulement instantané sont extrêmement coûteuses à résoudre numériquement sans modélisation et sont à l'heure actuelle hors de portée pour toute application aux éoliennes Darrieus. L'alternative consiste à utiliser la version moyennée des équations de Navier-Stokes, en choisissant de modéliser la turbulence. Cette modélisation peut être générale (méthode RANS pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*, c'est-à-dire les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds) ou seulement à certaines échelles (par exemple la méthode LES pour *Large Eddy Simulation*, c'est-à-dire simulation aux grandes échelles, qui modélise la turbulence pour les plus petites échelles uniquement).

Si la géométrie complète de l'éolienne est prise en compte, le coût de calcul est très élevé car il faut un domaine de calcul volumineux, pour éviter les effets de bord et le confinement, et un maillage suffisamment raffiné, pour ne pas perdre d'information dans l'écoulement et avoir une précision spatiale satisfaisante. De plus, puisque le rotor est en rotation par rapport à l'écoulement amont, il faut généralement des outils spécifiques pour incruster un maillage tournant dans un maillage fixe, comme une interface glissante ou des maillages recouvrants (technique Chimère). Les premières études numériques par méthode RANS datent des années 1990 (par exemple [252] et [15]), quand les moyens informatiques ont permis ce genre d'étude. Ces simulations numériques ont permis de reproduire des résultats expérimentaux avec un niveau de précision comparable à celui des modèles tourbillonnaires. En présence de décollement important de la couche limite, ces méthodes rencontrent de sérieuses difficultés pour prédire la séparation de la couche limite, ce qui mène à penser que le coût de calcul exorbitant qu'ils requièrent n'est pas justifié par l'exactitude des résultats. Des revues critiques de quelques études numériques récentes sont proposées par Gretton [107] et Danao [61].

Une variante des modèles numériques par approche eulérienne est celle soumise par Scheurich [222]. Plutôt que d'utiliser la vitesse comme variable de l'écoulement, il choisit d'utiliser la vorticité, à l'image des modèles tourbillonnaires, pour avoir une meilleure représentation des phénomènes tourbillonnaires. Le modèle qu'il nomme *Vorticity Transport Model* (VTM) comporte deux pans. Pour décrire l'écoulement, il cherche cette fois à résoudre

l'équation de transport de la vorticité en considérant un écoulement incompressible et non-visqueux en dehors de la couche limite. Pour déterminer les efforts sur les pales, il utilise un modèle de ligne portante pour gérer la production de vorticité et définir les efforts subis par les pales. Il s'agit en réalité d'une méthode hybride entre une résolution des équations de Navier-Stokes par méthode eulérienne et par modèle tourbillonnaire.

D'un genre diff rent, le modèle utilisé par Ponta et Jacovkis [208] est aussi à cheval entre une approche eulérienne et lagrangienne. Ils procèdent à une différenciation entre l'écoulement immédiatement autour d'une pale (de l'ordre d'une corde autour du profil) et l'écoulement plus lointain. L'écoulement proche pale est modélisé par éléments finis alors que l'écoulement lointain est représenté par des particules tourbillonnaires. En revanche, le décrochage dynamique est exclu de leur modélisation.

Une autre modélisation hybride repose sur une modélisation non pas de la géométrie exacte des pales, mais globale du rotor en le remplaçant par un objet théorique. Un rotor à pale droite peut être représenté par un cylindre poreux en rotation, de même solidité que l'éolienne à étudier, alors que l'écoulement est toujours résolu par une approche eulérienne. Cette technique se situe en quelque sorte à mi-chemin entre une résolution classique dans un maillage pour l'écoulement et un modèle à tube de courant pour la redistribution des efforts sur une surface actuatrice. Cette technique a été introduite par Madsen [162] en 1982 et est appelée modèle par cylindre actuateur, bien que le rotor puisse être remplacé par autre chose qu'un cylindre. Il existe aussi d'autres adaptations ou modèles qui reposent sur un principe de modélisation identique ou comparable, comme par exemple [210], [16], [278] et [21]. Pour plus de détails, se référer à un de ces documents.

III.1.4 Evolution du choix des modèles

Le choix du modèle numérique est guidé par le besoin d'avoir un outil adapté à une étude d'optimisation, c'est-à-dire qui laisse la possibilité de comparer les performances de différentes géométries entre elles rapidement, de manière fiable et à moindre c t. On se laisse également la possibilité d'étudier à plus long terme d'eventuels couplages aéroélastiques et le comportement dans un écoulement instationnaire que l'éolienne pourrait rencontrer dans un milieu urbain.

Les modèles à tube de courant sont certainement les modèles les plus utilisés dans la littérature. Ils tirent leur intérêt de leur extrême rapidité de calcul, de leur simplicité et de leurs résultats qui représentent une approximation globalement correcte des puissances moyennes développées par les machines Darrieus. D'après [244], le modèle de simple tube de courant est adapté pour des pales faiblement chargées (faible vitesse réduite ou solidité) car la distribution de vitesse est raisonnablement uniforme dans le rotor et sensiblement proche de la vitesse infini amont. Ceci n'est pas le cas de l'éolienne qui nous intéresse. Le modèle à multiples tubes de courant essaye d'améliorer cette d ficiance, mais l'absence de vitesse transversale reste problématique en cas de fort blocage. En regardant de plus près la répartition des efforts, on se rend compte qu'une bonne estimation de la puissance relève surtout d'une compensation d'erreurs ([78]) : les efforts et la génération de couple sont sous-estimés dans la partie amont de la rotation et surestimés dans la partie aval. Au final, même avec l'ajout de deux surfaces actuatrices, de l'épanouissement du flux et des vitesses transversales, Ferreira [78] en arrive à la conclusion que les modèles à tube de courant ne sont pas appropriés pour la détermination des performances d'une éolienne Darrieus. Ceci est dû à leur incapacité à modéliser les effets du sillage, en plus de leur inaptitude naturelle à

calculer les effets instationnaires. On peut retenir que les modèles à tube de courant sont utiles pour un dimensionnement de machine, mais pas pour une étude d'optimisation.

Ainsi, il est jugé que tous les modèles hybrides qui se rapprochent des tubes de courant comme cylindres actuateurs ([162]) ou les modèles tourbillonnaires à sillage prescrits ([267]) sont également inadaptés car ils ne permettent pas de déterminer des efforts instantanés (encore moins dans un vent urbain variable) et représentent de manière en général inappropriée la dynamique tourbillonnaire, qui a pourtant un rôle essentiel.

Pour les modèles de résolution des équations de Navier-Stokes dans un domaine maillé, le problème vient de la modélisation de la turbulence. Il n'existe pas de modèle de turbulence applicable dans toutes les situations. En particulier, la vitesse relative autour d'un profil varie beaucoup (voir figure 9), le nombre de Reynolds caractéristique est transitionnel (de l'ordre de 10^5) et la couche limite peut passer d'un état laminaire à turbulent de manière si complexe que les modèles de turbulence actuels ont des difficultés à simuler précisément. De cette insuffisance peut résulter des comportements éloignés de ce que l'on peut observer expérimentalement, comme des larges fluctuations des efforts dus à une hypersensibilité aux lâchers tourbillonnaires ([78]). Cette incapacité est criante sur les tentatives actuelles de simuler le décrochage dynamique, même dans le cas d'un tangage sinusoïdal plus classique. De plus, la résolution des équations de Navier-Stokes dans un maillage provoque une dissipation numérique de la vorticit   lors de son transport. Au final, il apparaît que le modèle n'apporte pas une amélioration suffisamment conséquente par rapport aux modèles plus simples malgré sa grande complexité. Enfin, sa relative rigidité ne permet pas un couplage avec un modèle a  roelastique.

Le problème de la dissipation numérique de la vorticit   peut   tre quant    lui r  solu naturellement par une m  thode tourbillonnaire, puisque la vorticit   est la variable dont on suit la trajectoire. Reste le probl  me de la turbulence. Il est n  anmoins possible dans un mod  le tourbillonnaire de simuler localement des effets de la viscosit  . Dans le sillage, il est possible de diffuser la vorticit   par un mod  le adapt  . S'il y a du décrochage dynamique, un mod  le semi-empirique peut   tre arrang   pour s'int  grer au code de calcul. La famille des mod  les tourbillonnaires semble finalement   tre le meilleur compromis.

Le choix s'est d'abord port   sur le plus simple des mod  les tourbillonnaires : la ligne portante. Cette pr  f  rence   tait justifi  e par sa simplicit   et par l'accord des hypoth  ses de base avec la g  om  trie de l'  olienne initiale (voir figure 24.a), c'est-  -dire faible   paisseur du profil de pale, grand allongement et petite solidit   de pale. Suite    la modification de g  om  trie de l'  olienne de r  f  rence (voir figure 24.b), le mod  le de ligne portante n'  tait plus conforme, et il a   t   sugg  r   de passer    un mod  le d'ordre sup  rieur tel qu'une m  thode des panneaux.

Un inconv  nient possible du choix de la m  thode des panneaux par rapport    la ligne portance est l'augmentation du temps de calcul. Divers auteurs ont propos   des solutions pour acc  l  rer le calcul autour d'  oliennes Darrieus sans alt  rer significativement la pr  cision, parmi lesquels l'utilisation d'un algorithme de suivi eul  rien-lagrangien Vortex-In-Cells ([257]), l'utilisation d'une m  thode multipolaire rapide ([100]) ou la fusion de particules tourbillonnaires ([177] et [100]). Il a   t   estim   que dans les conditions dans lesquels nous souhaitons travailler, aucune m  thode d'acc  l  ration du temps de calcul n'  tait requise.

Pour garder un temps de calcul correct malgr   un niveau de calcul acceptable, il a par contre   t   pr  f  r   de rester dans une mod  lisation bidimensionnelle. Si elle est utile pour la compr  hension des ph  nom  nes a  rodynamiques principaux, cette mod  lisation ne

permet pas de représenter les complications induites par le caractère hélicoïdal des pales de l'éolienne de référence. L'étude tridimensionnelle est laissée à un travail ultérieur.

III.2 Présentation du modèle utilisé

Le code de calcul utilisé a été développé initialement à la NTUA, puis adapté dans la présente étude. Il s'agit d'un code de calcul d'écoulement instationnaire bidimensionnel basé sur un modèle tourbillonnaire, spécialement conçu pour les rotors dont les pales bougent dans un plan transversal à leur envergure. L'écoulement est supposé potentiel en dehors des singularités qui sont utilisées pour représenter les pales et leurs sillages. La méthodologie suit la méthode des panneaux, popularisée notamment par Hess [116] en 1962 pour des objets non-portants et [115] en 1972 pour des objets générant de la portance.

La description plus complète du modèle est présentée dans le paragraphe III.2.1, ainsi que son implémentation numérique (paragraphe III.2.2). Ensuite, un développement du code pour simuler un écoulement confiné est décrit, puis une discussion sur la notion de l'angle d'attaque et de décrochage dynamique est initiée, avant de procéder à une vérification de l'efficacité du modèle numérique.

III.2.1 Description du modèle mathématique

III.2.1.1 Hypothèses et équations de départ

A la base de la quasi-totalité des modèles numériques en mécanique des fluides, il y a les équations de Navier-Stokes. Cette formulation du comportement des fluides est déduite des principes physiques généraux de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Dans les conditions de fonctionnement de l'éolienne à axe vertical considérée, plusieurs hypothèses peuvent être formulées : tout d'abord, le nombre de Mach est constamment très faible (de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1}), donc on peut supposer l'écoulement incompressible. En omettant l'équation de l'énergie interne, les équations de Navier-Stokes pour un fluide newtonien incompressible se réduisent à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} = -\vec{\nabla} \frac{P}{\rho} + \vec{f} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{U} \end{array} \right. \quad (53)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} = -\vec{\nabla} \frac{P}{\rho} + \vec{f} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{U} \end{array} \right. \quad (54)$$

Où \vec{f} est la résultante des forces massiques qui s'exercent dans le fluide, en l'occurrence ici, la gravité. Cette formulation est adaptée pour une résolution numérique en représentation eulérienne. Mais en s'intéressant au sillage des pales de l'éolienne Darrieus qui est composé de structures tourbillonnaires importantes, il apparaît plus pertinent de formuler l'équation (54) sous une autre forme centrée sur la vorticité, qui se prête bien   une description lagrangienne. En prenant le rotationnel de l'équation, en écrivant le terme d'accélération convective à l'aide de la vorticité $\vec{\Omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{U}$, et en supposant que le seul terme de force massique qui agit sur la pale est la gravité, on peut récrire l'équation. Sous sa forme bidimensionnelle, la vorticité est perpendiculaire au vecteur vitesse, par conséquent, on peut réduire les caractéristiques de la vorticité à la seule connaissance de sa valeur selon la direction perpendiculaire au plan d'étude. On assimile alors la vorticité au seul scalaire Ω . L'équation (54) devient alors (voir [133]) :

$$\frac{D\Omega}{Dt} = \frac{\partial\Omega}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\Omega = \nu \vec{\nabla}^2 \Omega \quad (55)$$

On obtient ainsi l'équation de transport de la vorticité, parfois appelée équation de Helmholtz. L'intérêt de cette description lagrangienne de l'écoulement est que l'on peut ainsi se prévenir du calcul du terme de pression et que dans tout le domaine fluide, on ne va au final concentrer les efforts de calcul que dans les zones qui nous intéressent (contour des pales et sillages) dont on va suivre l'évolution au cours du temps.

Ensuite, le nombre de Reynolds est suffisamment élevé (de l'ordre de 10^4 à 10^6 pour l'éolienne considérée) pour qu'en dehors des zones proches de la paroi et du sillage, les effets de la viscosité peuvent être suffisamment faibles pour être négligés (voir figure 37). On peut considérer l'écoulement comme irrotationnel en dehors du sillage et de la couche limite. Il est donc potentiel, c'est-à-dire que la vitesse dérive d'un potentiel φ scalaire. Le résultat important qui se déduit de l'équation (53) est que le potentiel respecte l'équation de Laplace :

$$\vec{\nabla}^2 \varphi = 0 \quad (56)$$

L'intérêt de cette formulation est qu'elle est linéaire, donc une solution de l'équation peut être construite comme la somme de solutions élémentaires. Un autre avantage réside dans le fait qu'il est possible de résoudre cette équation par des formules analytiques à l'aide de fonctions de Green.

Pour ce qui est de l'équation (54), la condition d'écoulement potentiel permet au fluide de vérifier les équations d'Euler, dont l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans un plan bidimensionnel horizontal s'exprime :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} = -\vec{\nabla} \frac{p}{\rho} \quad (57)$$

Cette équation servira lorsqu'il faudra calculer des efforts en faisant le lien entre la vitesse et la pression.

III.2.1.2 Représentation intégrale de l'écoulement

Dans le cadre de notre étude, on considère un écoulement incompressible et non-visqueux sauf au niveau des couches limites et des sillages. Pour simplifier les notations, on ne considère par la suite qu'une seule pale et son sillage et une vitesse infini amont constante et uniforme. On note les limites du domaine fluide potentiel formées par la pale S_p et son sillage S_s .

Etant donnée l'hypothèse de nombre de Reynolds suffisamment important, on estime que la couche limite et le sillage peuvent être considérés infiniment fins. Le sillage est supposé unique, émis depuis le bord de fuite du profil (voir figure 38). Dans ces conditions, l'ensemble de l'écoulement est potentiel hormis localement aux frontières S_p et S_s du domaine fluide. Puisque l'écoulement est potentiel, l'équation (56)   résoudre est celle de Laplace qui est linéaire, on peut donc représenter l'écoulement comme la somme de solutions élémentaires, ces solutions élémentaires étant les vitesses induites par des singularités placées aux frontières S_p et S_s . (voir [133]). Le choix des singularités pour le sillage de frontière S_s s'est porté sur une distribution de vorticité (voir figure 38) qui est à même de modéliser le sillage. Pour la pale, il faut à la fois considérer son imperméabilité et sa capacité à générer de

la portance, elle est donc remplacée par des distributions de vorticité et de source/puits sur la frontière S_p .

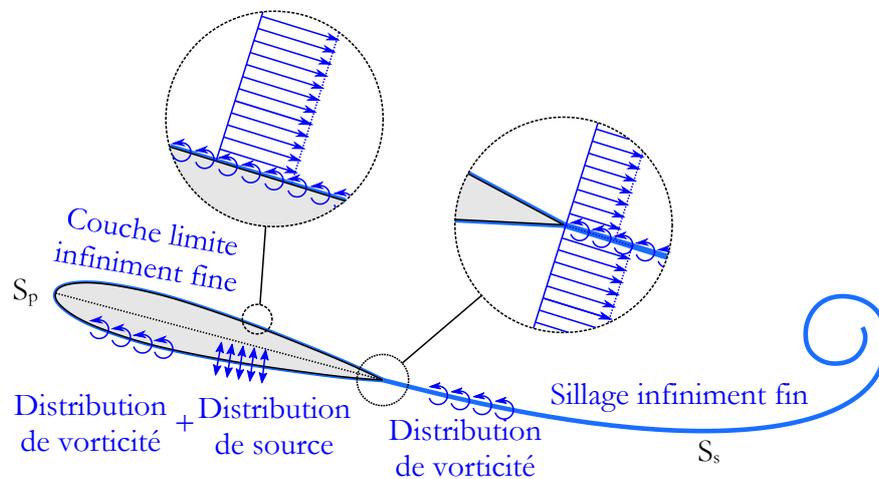
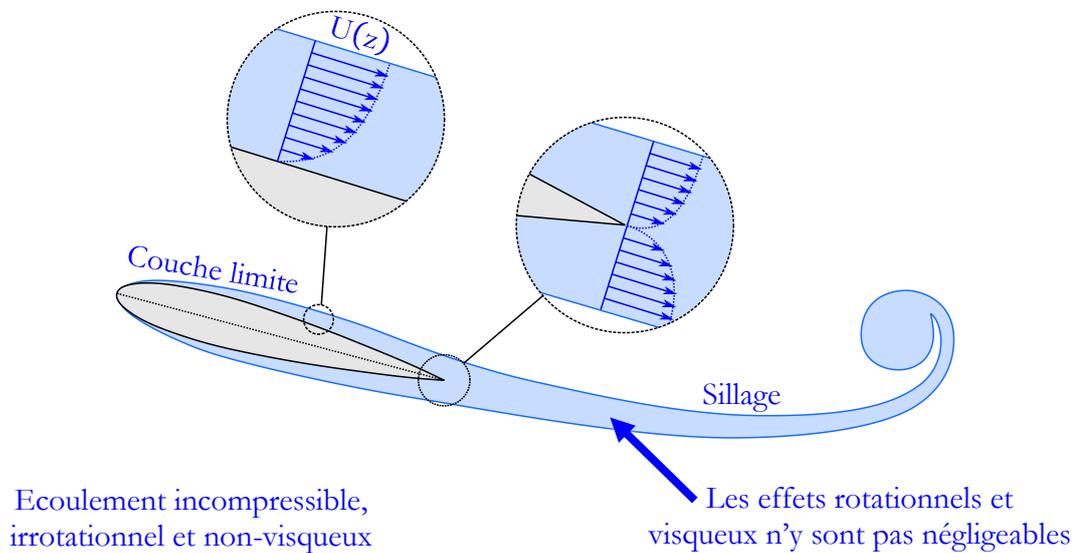


Figure 38 – Schéma représentatif du modèle simplifié : la couche limite et le sillage sont infiniment fins sur lesquels sont placées des distributions de singularités (vorticité et source sur la paroi du profil et vorticité dans le sillage).

L'écoulement total s'exprime comme la somme de la vitesse de l'écoulement non-perturbé à laquelle s'ajoutent les vitesses induites par les termes de source σ_p et de vorticité γ_p et γ_s , symbolisant la couche limite et le sillage. La contribution des vitesses induites s'exprime par le gradient du potentiel de vitesse. Le potentiel de vitesse vérifie l'équation de Laplace qui peut être résolue à l'aide d'une fonction de Green à partir des conditions aux

limites sur les frontières du domaine fluide. En description eulérienne dans le plan, la vitesse s'écrit ainsi :

$$\begin{aligned}
\vec{U}(\vec{X};t) = \vec{U}_\infty &+ \int_{S_p} \sigma_p(\vec{X}';t) \frac{\vec{X} - \vec{X}'}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} ds(\vec{X}') \\
&+ \int_{S_p} \gamma_p(\vec{X}';t) \frac{\vec{e}_z \times (\vec{X} - \vec{X}')}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} ds(\vec{X}') \\
&+ \int_{S_s} \gamma_s(\vec{X}';t) \frac{\vec{e}_z \times (\vec{X} - \vec{X}')}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} ds(\vec{X}')
\end{aligned} \tag{58}$$

III.2.1.3 Conditions initiales et conditions aux limites

La solution aux équations de comportement du fluide n'est pas unique si l'on n'applique pas de conditions initiales (temporelles) et de conditions aux limites (spatiales).

Pour les conditions initiales, on choisit de faire partir l'éolienne d'un état au repos. Le rotor est fixe au début du calcul, une solution stationnaire est trouvée puis un mouvement impulsif est imposé au rotor.

Les conditions aux limites sont les équations principales du modèle qui permettent de déduire les intensités des singularités σ_p , γ_p et γ_s dans l'équation (58) et tendre vers une solution unique. En écoulement potentiel, il n'y a pas d'adhérence du fluide à la paroi solide, seulement une condition de non-pénétration. Cette condition d'imperméabilité du profil de pale impose que la vitesse soit tangente au profil, autrement dit, la vitesse normale à la surface du profil est nulle. Cela amène une condition de Dirichlet sur la vitesse :

$$\vec{U}|_p(\vec{X};t) \cdot \vec{e}_v = 0 \quad \text{pour } \vec{X} \in S_p \tag{59}$$

Où $\vec{U}|_p$ est la vitesse dans le référentiel de la pale. Le passage du référentiel local de la pale (qui tourne autour du point O) au référentiel galiléen global s'effectue par la relation :

$$\vec{U}|_p = \vec{U} - \vec{\omega} \times (\vec{X} - \vec{X}_O) = \vec{U} - \vec{U}_p \quad \text{où } \vec{U}_p = \vec{\omega} \times (\vec{X} - \vec{X}_O) \approx R\omega \vec{e}_z \times \vec{e}_n \tag{60}$$

D'autre part, à l'infini, on considère aussi que l'écoulement n'est plus perturbé par les singularités. Cette contrainte est naturellement vérifiée par le choix de la fonction de Green qui génère des vitesses proportionnelles à l'inverse de la distance comme le montre l'équation (58).

A ces conditions, il faut ajouter la condition de Kutta (voir paragraphe III.2.2.2) et d'autres choix arbitraires (distribution de vorticité uniform  sur le profil, voir paragraphe III.2.2.3) pour arriver à une solution unique. Ces derniers choix sont liés à la façon dont les sources et la vorticité sont répartis sur les frontières, ces préférences relèvent essentiellement de considérations numériques.

III.2.1.4 Représentation des efforts et de la puissance

Si l'équation de la masse permet de décrire l'écoulement, l'équation de quantité de mouvement (57) donne accès à une relation entre la vitesse proche pale et la pression pariétale. En réécrivant le terme d'accélération convective, on obtient la relation :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{\vec{U}^2}{2} \right) + \vec{\Omega} \times \vec{U} = \vec{0} \quad (61)$$

Le premier terme de la partie gauche de l'équation est la relation de Bernoulli instationnaire auquel s'ajoute un second terme qui prend en compte les effets rotationnels de la couche limite.

Néanmoins, la pale est en mouvement et il est plus utile pour le calcul des efforts de se placer dans le repère tournant lié à la pale. Du changement de repère résulte l'ajout d'un terme supplémentaire qui comprend la vitesse due au mouvement de la pale ([133]) :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{\partial \varphi|_p}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{|\vec{U}|_p^2}{2} - \frac{\vec{U}_p^2}{2} \right) + \vec{\Omega} \times \vec{U} = \vec{0} \quad (62)$$

Où $\partial \varphi|_p$ est le potentiel exprimé dans le repère en mouvement. La résolution de ce système est effectuée par méthode numérique (voir paragraphe III.2.2.6) et donne accès à la pression ou au coefficient de pression. Par intégration du coefficient de pression le long de la surface du profil, on obtient la contribution non-visqueuse de l'effort subi par une pale, que l'on peut décrire en trois composantes : un coefficient de force normale, de force tangentielle et de moment au quart de corde (définis par unité d'envergure) :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_N^* = \frac{F_N}{\frac{1}{2} \rho c U_\infty^2} = \oint_{S_p} c_p^*(\vec{X}'; t) \vec{e}_v \cdot \vec{e}_n \frac{ds(\vec{X}')}{c} \\ C_T^* = \frac{F_T}{\frac{1}{2} \rho c U_\infty^2} = \oint_{S_p} c_p^*(\vec{X}'; t) \vec{e}_v \cdot \vec{e}_t \frac{ds(\vec{X}')}{c} \\ C_{M,c/4}^* = \frac{M_{c/4}}{\frac{1}{2} \rho c^2 U_\infty^2} = \oint_{S_p} (\vec{X}' - \vec{X}_{c/4}) \times c_p^*(\vec{X}'; t) \vec{e}_v \frac{ds(\vec{X}')}{c^2} \end{array} \right. \quad (63)$$

Le coefficient de couple C_Q et le coefficient de puissance C_P se déduisent aussi de l'intégration des coefficients de pression en choisissant le centre du rotor (sur l'axe de rotation) comme point de référence, puis en procédant à une moyenne sur le tour.

III.2.2 Description du modèle numérique pour la résolution de l'écoulement

Pour le problème considéré, il n'y a pas de solution analytique simple aux équations intégrales. Il faut donc procéder à une résolution numérique qui nécessite quelques

hypothèses supplémentaires. Il faut notamment effectuer une discrétisation spatiale et temporelle pour transformer les équations intégrales en système algébrique que l'on peut résoudre par une méthode matricielle. Pour la discrétisation temporelle, on considère un pas de temps fixe, noté Δt , et un indice de pas de temps, noté i , de telle sorte que le temps $t = i\Delta t$. Le sillage grandit avec le temps. Il y a donc un nouvel élément du sillage à chaque pas de temps, donc pour une pale à l'instant i , il y a un sillage divisé en i éléments.

Par la suite, on détaille la discrétisation spatiale de la pale et du sillage, ainsi que le développement qui mène au problème discrétisé et à sa résolution.

III.2.2.1 Discrétisation des éléments

L'avantage de la représentation par intégrales aux frontières, c'est qu'au lieu de discrétiser tout l'espace, il suffit de discrétiser les frontières du domaine, ce qui est beaucoup plus aisé. Les seules limites à prendre en compte sont les bordures S_p et S_s . On peut supposer le reste du domaine fluide infini devant la taille du rotor, ce qui ne contraint pas le développement du sillage.

Du choix du type de discrétisation dépend l'ordre de l'erreur commise, la complexité de mise en place et le temps de calcul de la solution. Le tableau 12 résume quelques informations sur les possibilités de discrétisation qu'il est raisonnablement possible de mettre en place, pour plus de détails, voir [133] et [56]. Pour avoir un niveau d'approximation correct, il est préférable dans notre cas de modéliser les surfaces des pales par un ensemble de N_p panneaux plans (1^{er} ordre) avec une distribution constante de source et de vorticité (1^{er} ordre). En deux dimensions, les panneaux sont convertis en segments, par la suite, on confondra les termes segment et panneau. Le terme de vorticité sur les panneaux est choisi commun à tous les panneaux pour une raison d'unicité de la solution (voir paragraphe III.2.2.3).

Pour le sillage, il faut noter que le nombre d'éléments discrets qui le compose augmente d'une unité à chaque pas de temps. Or pour le déplacement des éléments, il faut déduire la vitesse locale et donc calculer la vitesse induite par chaque élément du sillage sur chacun des autres. Pour un instant i , le nombre d'opérations de calcul est donc de $i \times (i - 1)$ donc dépend du carré du pas de temps. Il est donc nécessaire de réduire au maximum le temps de calcul de chaque opération en choisissant un ordre inférieur. Cependant, le sillage proche a une action très importante sur la répartition de pression et il est important de garder un ordre supérieur. L'alternative retenue est de distinguer deux sillages : le sillage proche, défini comme l'élément de sillage généré au pas de temps actuel, et le sillage lointain, formé de tous les éléments de sillage créés jusqu'au pas de temps précédent. Le sillage proche est modélisé par un segment de distribution de vorticité constante et le sillage lointain est composé d'une succession de particules tourbillonnaires.

Ordre/Paramètre	0 ^{ème} ordre	1 ^{er} ordre	2 nd ordre
Intensité de la singularité	Concentrée en un point	Constante sur un panneau	Variation linéaire dans le panneau
Géométrie du panneau (3D)	Ligne	Panneau plan	Panneau de la forme d'un paraboloïde
Condition limite	Point unique sur la face intérieure	Point unique sur la surface	Moyenne sur le panneau

Tableau 12 – Approximations cohérentes pour l'intensité des singularités et la géométrie du panneau (d'après [56]).

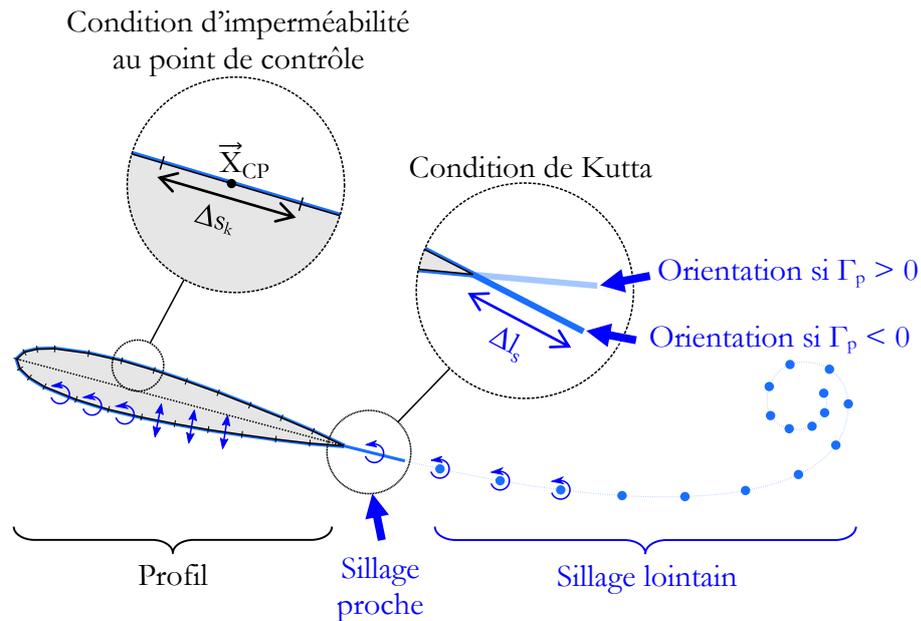


Figure 39 – Schéma représentatif du modèle discrétisé : la pale est divisée en segments de distributions constantes de source et de vorticité, le sillage proche est un segment de distribution de vorticité et le sillage lointain est représenté à l'aide de particules tourbillonnaires.

III.2.2.2 Condition de Kutta et sillage proche

Le bord de fuite requiert une condition particulière : la condition de Kutta qui impose qu'au bord de fuite d'un profil dans un écoulement potentiel, la vitesse reste finie et l'écoulement se fasse de manière continue, sans rebroussement. La conséquence directe est que si on s'approche du bord de fuite, les pressions pariétales sur les faces intérieure et extérieure tendent vers une limite commune, qui est la pression statique si le bord de fuite a un angle fini, car il s'agit d'un point d'arrêt. De plus, comme il y a continuité de la pression entre les faces intérieure et extérieure du profil, il n'y a pas d'effort sur le bord de fuite.

Il faut noter que la condition de Kutta a été établie pour un écoulement stationnaire et non-décollé. Dans un cas instationnaire, la condition de Kutta reste valide si on suppose des petits déplacements et des petites fréquences réduites ([52]). Nous ferons l'hypothèse que cette condition reste valable quelles que soient les configurations d'écoulement.

Il y a de nombreuses façons d'implémenter cette condition. D'un point de vue analytique, il suffit d'introduire dans le modèle une des conséquences de la condition de Kutta, les autres conséquences seront automatiquement satisfaites. Avec la modélisation choisie, les principaux effets de la condition de Kutta sont l'ajustement de l'orientation et de l'intensité du sillage proche.

III.2.2.2.1 Orientation du sillage proche

Plusieurs orientations du sillage proche sont possibles pour satisfaire la condition d'écoulement "lisse" au bord de fuite : selon la bissectrice de l'angle du bord de fuite, selon la direction de la vitesse non-perturbée, selon un processus itératif qui cherche la position qui satisfait au mieux la condition de saut de pression nul, etc. (voir par exemple [66]). Une solution souvent retenue est celle introduite par Giesing en 1969 et par Maskell en 1972 (voir [27]) qui oriente le panneau du sillage proche dans la direction du panneau de la face

extérieure adjacent au bord de fuite si la variation de circulation autour du profil est positive, et dans la direction du panneau de la face intérieure dans le cas contraire. Le choix d'une orientation est en fait un problème mineur pour la précision du calcul. L'erreur engendrée par le choix d'une option ou d'une autre est inférieure à l'ordre de grandeur de l'erreur induite par la discrétisation du sillage. Dans le code ici utilisé, l'orientation du panneau est faite dans la direction du panneau de la face extérieure adjacent au bord de fuite si la circulation autour du profil est négative, et dans la direction du panneau de la face intérieure dans le cas contraire.

Quoi qu'il en soit, toutes les méthodes convergent vers le même résultat quand le pas de temps devient petit et que la longueur du panneau de sillage proche est petit par rapport à la corde du profil. La longueur Δl_s du sillage proche est estimée par la relation :

$$\Delta l_s = \bar{U}_{TE}|_p \Delta t \quad \text{où} \quad \bar{U}_{TE}|_p = \frac{U_{CP,1}^i|_p + U_{CP,N_p}^i|_p}{2} \quad (64)$$

Avec $U_{CP,1}^i|_p$ et $U_{CP,N_p}^i|_p$ qui représentent les vitesses tangentielles aux panneaux adjacents au bord de fuite sur les faces respectivement intérieure et extérieure, dans le référentiel de la pale.

III.2.2.2 Intensité du sillage proche

Le sillage proche est supposé attaché au bord de fuite et toute la vorticité de sillage est émise par le bord de fuite. On peut décrire la vorticité dans le sillage proche comme étant le terme qui permet de compenser la différence de vitesse entre les faces intérieure et extérieure de la pale au niveau du bord de fuite.

En considérant les vitesses tangentielles au bord de fuite sur les faces intérieure et extérieure dans le repère de la pale, notées respectivement $U_{TE-}|_p$ et $U_{TE+}|_p$, on peut calculer le débit de rotationnel dans la couche limite de deux manières diff rentes¹³ : par une intégration approximative du débit de rotationnel dans les deux couches limites qui se rejoignent au bord de fuite et par dérivée temporelle de la circulation autour du profil. En combinant les deux expressions, on arrive à la relation :

$$\frac{D\Gamma_p}{Dt} = - \frac{U_{TE+}|_p^2 - U_{TE-}|_p^2}{2} \quad (65)$$

Comme seules les vitesses aux points de contrôle sont estimées, les vitesses sur les faces intérieure et extérieure du bord de fuite sont considérées comme les vitesses aux points de contrôle des panneaux adjacents au bord de fuite (numérotés 1 et N_p). De plus, il a été rappelé avec l'équation (20) que la circulation totale se conserve (théorème de Kelvin-Helmholtz) donc on peut relier la variation temporelle de circulation Γ_p autour du profil à la circulation Γ_s du sillage. L'intensité totale du sillage proche étant la variation $\Delta\Gamma_s$ de la circulation du sillage sur un intervalle de temps Δt , on peut déduire sa valeur par la relation :

¹³ Pour la démonstration, se référer par exemple au cours de l'Université de Poitiers de S. Huberson, Théorie des profils minces, 2008, ou au livre de Cottet et Koumoutsakos [56] qui présente une approche différente pour arriver au même résultat. Le résultat peut aussi se démontrer à l'aide de l'équation de Bernoulli instationnaire, en écrivant la continuité de la pression et de la densité au bord de fuite.

$$\Delta\Gamma_s \approx \Delta t \frac{U_{CP,N_p}^i \Big|_p^2 - U_{CP,1}^i \Big|_p^2}{2} = \Delta l_s \left(U_{CP,N_p}^i \Big|_p - U_{CP,1}^i \Big|_p \right) \quad (66)$$

Dès lors, la distribution linéique γ_s de vorticité du sillage proche est égale à la différence de vitesse entre les deux panneaux adjacents au bord de fuite :

$$\gamma_s^i = U_{CP,N_p}^i \Big|_p - U_{CP,1}^i \Big|_p \quad (67)$$

III.2.2.3 Système d'équations et méthode de résolution

Pour caractériser l'écoulement dans le domaine fluide autour de la pale, il faut résoudre un système d'équations linéaires dont les inconnues sont les distributions de source et de vorticité : pour la pale, ce sont les débits σ_k^i pour $k = 1 \dots N_p$ définis par unité de longueur pour les distributions de source et la circulation γ^i par unité de longueur commune aux distributions de vorticité sur les panneaux, soit $N_p + 1$ inconnues. On doit y ajouter l'intensité γ_s^i de la distribution de vorticité sur le segment de sillage proche, soit un total de $N_p + 2$ variables à déterminer, donc autant d'équations à définir. N_p premières équations découlent de la condition d'imperméabilité de la pale, par discrétisation de l'équation (59). Sur chacun des N_p éléments constitutifs de la pale, une condition de vitesse normale nulle est vérifiée sur un point de contrôle placé au centre de chaque panneau :

$$\vec{U}_{CP,k}^i \Big|_p \cdot \vec{e}_{v,k} = 0 \quad \text{pour } k = 1 \dots N_p \quad (68)$$

La vitesse au point de contrôle se déduit de la discrétisation de la relation (58). A un instant i et pour un point arbitraire \vec{X} , la vitesse locale s'exprime.

$$\begin{aligned} \vec{U}(\vec{X};i) = \vec{U}_\infty &+ \sum_{m=1}^{N_p} \sigma_{p,m}^i \int_{\Delta s_m} \frac{\vec{X} - \vec{X}'}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} ds(\vec{X}') \\ &+ \gamma_p^i \sum_{m=1}^{N_p} \int_{\Delta s_m} \frac{\vec{e}_z \times (\vec{X} - \vec{X}')}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} ds(\vec{X}') \\ &+ \gamma_s^i \int_{\Delta l_s} \frac{\vec{e}_z \times (\vec{X} - \vec{X}')}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} ds(\vec{X}') \\ &+ \sum_{j=1}^{i-1} \Gamma_s^j \frac{\vec{e}_z \times (\vec{X} - \vec{X}')}{2\pi(\vec{X} - \vec{X}')^2} \end{aligned} \quad (69)$$

On remarque qu'avec cette discrétisation, on peut calculer individuellement les vitesses induites par les panneaux singuliers d'intensité unitaire puis multiplier par l'intensité de la source ou de la vorticité. On notera respectivement $\vec{U}_o(\vec{X};\Delta s_m)$, $\vec{U}_\gamma(\vec{X};\Delta s_m)$, $\vec{U}_\gamma(\vec{X};\Delta l_s)$ et $\vec{U}_\Gamma(\vec{X})$ les vitesses induites au point \vec{X} par un panneau de distribution de source unitaire, un panneau de distribution de vorticité unitaire, le panneau de sillage proche d'intensité

unitaire et un vortex ponctuel d'intensité unitaire. Les expressions de ces contributions unitaires sont détaillées dans l'annexe A.2.

Les conditions d'imperméabilité sur les panneaux définis par les relations (68) s'écrivent donc par N_p équations :

$$\begin{aligned}
0 = \vec{U}_\infty \cdot \vec{e}_{v,k} - \vec{U}_p \left(\vec{X}_{CP,k}^i \right) \cdot \vec{e}_{v,k} &+ \sum_{m=1}^{N_p} \sigma_{p,m}^i \vec{U}_\sigma \left(\vec{X}_{CP,k}^i; \Delta s_m \right) \cdot \vec{e}_{v,k} \\
&+ \gamma_p^i \sum_{m=1}^{N_p} \vec{U}_\gamma \left(\vec{X}_{CP,k}^i; \Delta s_m \right) \cdot \vec{e}_{v,k} \\
&+ \gamma_s^i \vec{U}_\gamma \left(\vec{X}_{CP,k}^i; \Delta l_s \right) \cdot \vec{e}_{v,k} \\
&+ \sum_{j=1}^{i-1} \Gamma_s^j \vec{U}_\Gamma \left(\vec{X}_{CP,k}^i \right)
\end{aligned} \tag{70}$$

Pour $k = 1 \dots N_p$

Une équation supplémentaire est fournie par la condition de Kutta au bord de fuite, il s'agit de l'équation (67). Enfin, une dernière équation est donnée par le théorème de Kelvin-Helmholtz qui stipule la conservation de la circulation. En partant de l'équation (20), on déduit par discrétisation que la circulation cumulée du profil et du sillage proche est égal :

$$\Delta \Gamma_s + \Gamma^i = \Gamma^{i-1} \tag{71}$$

Pour le pas de temps initial, puisque le rotor est arrêté, on considère la circulation totale nulle. En remplaçant par les variables que l'on cherche à déterminer, on arrive finalement à la relation suivante :

$$\gamma_s^i \Delta l_s + \gamma_p^i \sum_{m=1}^{N_p} \Delta s_m = \Gamma^{i-1} \tag{72}$$

Le système formé des équations (67), (70) et (72) peut se mettre sous forme matriciel. Il est résolu par un algorithme de décomposition LU (pour *Low* et *Up*, soit "bas" et "haut"). Ce procédé consiste à décomposer la matrice du système d'équation en des matrices triangulaires inférieure et supérieure grâce auxquelles le système peut se résoudre en deux étapes successives par substitutions élémentaires.

Dans le cas où plusieurs pales sont présentes, le système matriciel s'agrandit mais le même principe reste en place. En plus de prendre en compte les vitesses induites des panneaux et du sillage proche d'une pale sur elle-même, il faut prendre en considération les vitesses induites des panneaux et des sillages des autres pales.

III.2.2.4 Régularisation des singularités

Par définition, les singularités présentent des discontinuités et peuvent mener à des vitesses infinies et des instabilités non-physiques. Ceci est un problème numérique lié au

choix de modélisation du sillage par une interface infiniment fine discrétisée en particules tourbillonnaires. L'effet de cette instabilité est d'amplifier les modes de courte longueur d'onde ([141]), c'est-à-dire de créer des petits enroulements tourbillonnaires qui n'ont pas de raison d'exister d'un point de vue analytique.

En deux dimensions, la vitesse $\vec{U}_\Gamma(\vec{X})$ induite au point \vec{X} par un vortex ponctuel d'intensité unitaire situé au point \vec{X}_Γ est donnée dans l'annexe A.2 :

$$\vec{U}_\Gamma(\vec{X}) = \frac{1}{2\pi} \frac{(\vec{X} - \vec{X}_\Gamma) \times \vec{e}_z}{\|\vec{X} - \vec{X}_\Gamma\|^2} = \frac{1}{2\pi r} \vec{e}_\theta \quad (73)$$

Où $r = \|\vec{X} - \vec{X}_\Gamma\|$ est la distance entre les points et \vec{e}_θ est le vecteur directeur du vecteur vitesse. Différentes solutions ont été imaginées par le passé pour éviter une vitesse infinie. La plupart font intervenir une longueur caractéristique ϵ pour régulariser la formule. On peut choisir de borner la vitesse à une valeur $\frac{1}{2\pi\epsilon}$ lorsque $r < \epsilon$, ou ajouter ϵ à la distance r de manière à avoir une vitesse $\frac{1}{2\pi(r+\epsilon)}$. Une solution plus élégante est celle introduite par Krasny [141] qui consiste à estimer la norme de la vitesse avec la relation :

$$U_\Gamma = \frac{1}{2\pi} \frac{r}{r^2 + \epsilon^2} \quad (74)$$

Il a également été imaginé que la physique analytique d'un vortex de rayon non-nul pouvait aider à calculer une régularisation du cas limite d'un vortex ponctuel. Le modèle le plus simple est celui du vortex de Rankine qui suppose une vorticité distrib e entièrement et uniformément dans un disque de rayon ϵ . La vitesse se décompose en deux formules selon si la distance r est supérieure ou inférieure au rayon ϵ . Une autre possibilité est celle d'approximer le vortex ponctuel par un vortex de Lamb-Oseen, dont la vitesse induite s'exprime par la formule :

$$U_\Gamma = \frac{1}{2\pi r} \left(1 - e^{-\alpha \frac{r^2}{\epsilon^2}} \right) \quad (75)$$

Où α est une constante. D'autres formules ont également été proposées depuis. Une liste non-exhaustive de quelques modèles de vortex est proposée par exemple par [66]. Dans la pratique, les différences entre les modèles sont d'un ordre de grandeur inférieur aux erreurs dues à la discrétisation de la nappe tourbillonnaire. Il n'y a donc pas réellement de critère de précision qui guide un choix plutôt qu'un autre. Il a été choisi arbitrairement d'utiliser la formule (74) de Krasny¹⁴ qui est simple et sans discontinuité.

Le choix de la longueur de régularisation ϵ module la stabilité numérique à travers l'amortissement des enroulements tourbillonnaires de courte longueur d'onde. Comme l'explique bien Mondoloni [188], on ne cherche pas à éliminer complètement l'instabilité qui existe dans le sillage, car cela exclurait tout enroulement tourbillonnaire alors même que c'est ce que l'on cherche à étudier. Il faut seulement atténuer les échelles de longueur qu'on ne peut pas résoudre avec précision du fait de la discrétisation. Mondoloni montre avec un cas simplifié que le critère de stabilité est réglé par le rapport entre ϵ et la distance Δx entre deux tourbillons successifs. Le choix d'une longueur ϵ au moins supérieure à la distance $\frac{\Delta x}{2}$ semble

¹⁴ Aussi connu, selon les sources et les domaines d'application, sous les noms de vortex de Scully, Hallock-Burnham ou Kaufmann.

être suffisant pour le problème de discrétisation qui nous intéresse. Or la distance Δx varie selon les instants où les vortex sont générés. En négligeant les perturbations de vitesse, on peut estimer que la distance entre deux vortex peut être approximée par la formule :

$$\Delta x \approx \bar{U}_{TE}|_p \Delta t \approx U_r \Delta t \approx U_\infty \Delta t \sqrt{1 + 2\lambda \cos(\theta) + \lambda^2} \quad (76)$$

Auquel cas, on peut globalement borner cette distance par le cas limite où $\theta = 0^\circ$. Par simplicité, on opte pour une longueur ϵ unique pour toutes les particules égale à cette distance maximale entre deux particules :

$$\epsilon = U_\infty \Delta t (1 + \lambda) \quad (77)$$

Qui vérifie bien $\epsilon > \frac{\Delta x}{2}$. Avec les déplacements sur de grandes distances des particules tourbillonnaires indépendamment les unes des autres, les espaces entre les vortex peuvent varier et des oscillations d'origine numérique sont donc susceptibles d'apparaître. On suppose toutefois qu'aucune modification des longueurs de régularisation ni qu'aucune réorganisation des particules ne paraissent nécessaires dans le contexte de cette étude.

On peut aussi noter que pour l'étude d'une machine Darrieus, Van Nguyen [256] a utilisé un raisonnement et une théorie différente de celle présentée précédemment. Il arrive à une formule pour la longueur de régularisation qui semble ici trop faible pour amortir les instabilités numériques.

III.2.2.5 Transport des particules tourbillonnaires

La régularisation des singularités résout le problème d'instabilité numérique, mais permet aussi d'introduire une forme de viscosité au niveau des tourbillons. Pour le transport des particules tourbillonnaires, on choisit par clarification de repartir de l'équation de transport de la vorticité dans un écoulement visqueux bidimensionnel :

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\Omega} = \nu \vec{\nabla}^2 \vec{\Omega} \quad (78)$$

En considérant cette évolution de l'écoulement, la vorticité est à la fois convectée et diffusée. Pour la discrétisation, une approche initiée par Chorin (d'après [56]) consiste en une dissociation des effets de la convection et de la diffusion, menant dans le cadre lagrangien à deux systèmes distincts d'équations :

$$\begin{cases} \frac{D\vec{X}_s}{Dt} = \vec{U}(\vec{X}_s, t) \\ \frac{D\vec{\Omega}(\vec{X}_s, t)}{Dt} = \vec{0} \end{cases} \quad \leftarrow \text{Convection pure} \quad (79)$$

$$\begin{cases} \frac{D\vec{X}_s}{Dt} = \vec{0} \\ \frac{D\vec{\Omega}(\vec{X}_s, t)}{Dt} = \nu \vec{\nabla}^2 \vec{\Omega}(\vec{X}_s, t) \end{cases} \quad \leftarrow \text{Diffusion pure} \quad (80)$$

Ce fractionnement est à l'origine d'un traitement indépendant de la convection et de la diffusion d'une particule tourbillonnaire de coordonnées \vec{X}_s .

III.2.2.5.1 Convection des particules

Le transport des particules est régi par l'équation de cinétique (79) qui signifie que les particules tourbillonnaires sont transportées à la vitesse locale de l'écoulement. Pour la convection pas à pas des particules, on fait le choix d'un modèle explicite, jugé plus adapté à la description lagrangienne.

Le code initialement fourni comprenait un schéma d'Euler simple explicite, du premier ordre. L'expression à partir de la position au temps i de la position à l'instant $i + 1$ d'une particule émise à l'instant n de coordonnées $\vec{X}_{s,n}^i$ s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{D\vec{X}_s}{Dt} \approx \frac{\vec{X}_{s,n}^{i+1} - \vec{X}_{s,n}^i}{\Delta t} \\ \vec{U}(\vec{X}_s; t) \approx \vec{U}(\vec{X}_{s,n}^i; i) \end{cases} \quad (81)$$

$$\text{Donc } \vec{X}_{s,n}^{i+1} = \vec{X}_{s,n}^i + \vec{U}(\vec{X}_{s,n}^i; i) \Delta t.$$

Il a été préféré à ce modèle une modélisation d'ordre supérieur. Le schéma de Runge-Kutta d'ordre 2 est une possibilité, mais nécessite de recalculer les vitesses induites de toutes les particules sur toutes les autres, ce qui est très coûteux en temps de calcul. La formulation préférée est le modèle d'Adams-Bashforth d'ordre 2 qui ne demande comme effort supplémentaire que la sauvegarde de la vitesse au pas de temps précédent. Le modèle se définit ainsi :

$$\begin{cases} \frac{D\vec{X}_s}{Dt} \approx \frac{\vec{X}_{s,n}^{i+1} - \vec{X}_{s,n}^i}{\Delta t} \\ \vec{U}(\vec{X}_s; t) \approx \frac{3}{2}\vec{U}(\vec{X}_{s,n}^i; i) - \frac{1}{2}\vec{U}(\vec{X}_{s,n}^{i-1}; i-1) \end{cases} \quad (82)$$

$$\text{Donc } \vec{X}_{s,n}^{i+1} = \vec{X}_{s,n}^i + \left[\frac{3}{2}\vec{U}(\vec{X}_{s,n}^i; i) - \frac{1}{2}\vec{U}(\vec{X}_{s,n}^{i-1}; i-1) \right] \Delta t.$$

Le sillage proche revêt un caractère particulier puisqu'il n'a pas de position précédente et se transforme d'une modélisation par panneau à une modélisation par particule au pas de temps suivant. Son déplacement est effectué avec un modèle d'Euler explicite. Lors de son transport, le sillage proche est également redéfini par une particule d'intensité égale à l'intégration de sa distribution de vorticité sur toute la longueur du panneau et de position égale au barycentre pondéré du panneau, c'est-à-dire en son milieu puisque la vorticité est uniformément répartie.

Une autre spécificité est incluse au programme : du fait de la discrétisation, il existe des situations où les particules peuvent se retrouver à l'intérieur d'une pale. Si tel est le cas, une particule est alors automatiquement translatée sur la face du profil la plus proche, selon la normale à la corde.

Les étapes de convection peuvent être résumées ainsi (voir figure 40) :

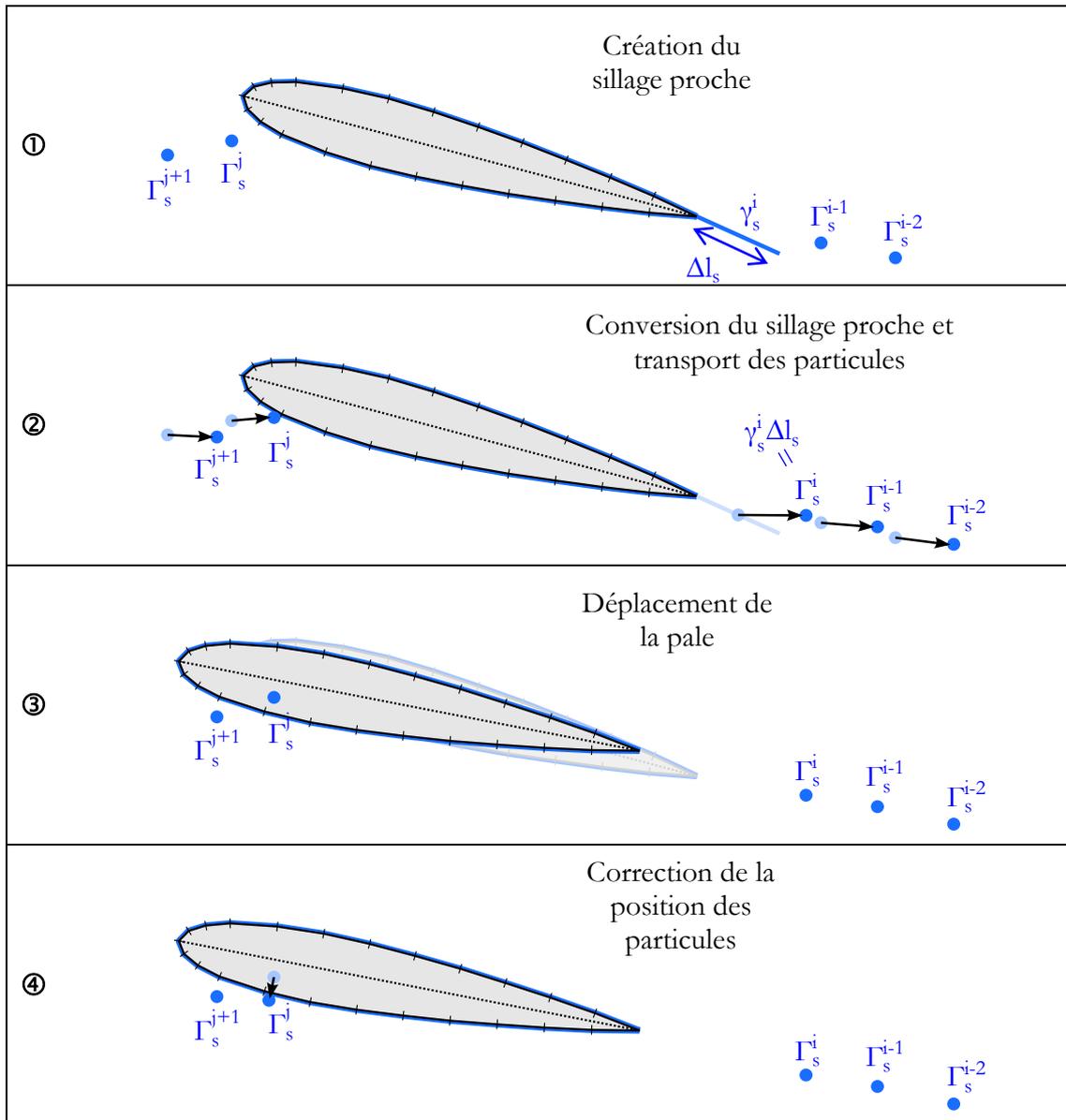


Figure 40 – Détail des étapes de convection des particules tourbillonnaires.

- ① On commence la description à l'instant i , lorsque le sillage proche vient d'être généré à l'arrière du profil.
- ② Le sillage proche est converti en particule ponctuelle équivalente placée au milieu du panneau puis toutes les particules sont convectées à la vitesse locale de l'écoulement.
- ③ La pale est déplacée pour la mettre à la position qu'elle occupera à l'instant $i + 1$.
- ④ Une vérification est faite pour s'assurer qu'aucune particule ne se trouve à l'intérieur d'une pale. Si tel n'est pas le cas (dans l'exemple présenté ici, la particule émise à l'instant j est à l'intérieur de la pale), la position de la particule est corrigée.

III.2.2.5.2 Diffusion de la vortacité

L'étape de convection conserve l'intensité des tourbillons. La diffusion que l'on peut intégrer ensuite permet d'introduire de manière locale les effets visqueux, le plus souvent

en modifiant de façon appropriée la circulation transportée par les éléments tourbillonnaires et la longueur de régularisation des noyaux. Une description de différentes méthodes est proposée par [56].

Dans le contexte des éoliennes à axe vertical, Vandenberghe et Dick [257] ont par exemple utilisé une technique d'étalement du noyau visqueux utilisée habituellement pour les tourbillons marginaux en augmentant la longueur de régularisation ϵ en fonction de la racine carrée de l'âge du tourbillon¹⁵ en introduisant une viscosité artificielle. Rien n'appuie pourtant cette diffusion car aucune comparaison avec des mesures expérimentales ne permettent de vérifier quel est le comportement d'un tourbillon émis parallèle aux pales (par opposition aux tourbillons marginaux). En l'absence de données de validation et de critère de choix, tout modèle de tourbillon visqueux sera arbitraire et ne reflètera pas nécessairement un comportement proche de la réalité. Le choix a été fait, au moins dans un premier temps, de ne pas prendre en considération la diffusion de la vorticité en conservant l'intensité des tourbillons lors de leur transport.

III.2.2.6 Calcul des efforts sur la pale

Le calcul des efforts en écoulement potentiel se fait par discrétisation de l'équation (62). Pour ce faire, on suppose que la vitesse sur un panneau est uniforme et égale à la vitesse tangentielle au point de contrôle au centre de chaque panneau. Pour résoudre l'équation, on commence par prendre la divergence de l'équation (62), on obtient :

$$\vec{\nabla}^2 \frac{p}{\rho} = -\vec{\nabla}^2 \left(\frac{\partial \varphi|_p}{\partial t} + \frac{|\vec{U}|_p^2}{2} - \frac{|\vec{U}_p|^2}{2} \right) - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Omega} \times \vec{U}) \quad (83)$$

On choisit de décomposer la pression et la vitesse en deux composantes distinctes :

$$p = p_\varphi + p_\omega \quad (84)$$

$$\vec{U} = \vec{U}_\infty + \vec{U}_{\varphi_p} + \vec{U}_\omega \quad \text{où} \quad \vec{U}_{\varphi_p} = \vec{\nabla} \varphi_p \quad \text{et} \quad \vec{U}_\omega = \vec{\nabla} \times \vec{\psi} \quad (85)$$

Où le terme p_ω est la pression engendrée par les particules qui forment le sillage lointain et p_φ est le reste de la pression. De même, φ_p est le potentiel induit par les sources et le vortex des éléments de pale et \vec{U}_ω est la partie rotationnelle du champ de vitesse qui peut s'exprimer à partir d'un potentiel vecteur $\vec{\psi}$.

Comme on ne peut pas vraiment savoir à quelle hauteur chaque composante de pression contribue, le choix est fait de définir p_ω tel que :

$$\vec{\nabla}^2 \frac{p_\omega}{\rho} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Omega} \times \vec{U}) \quad (86)$$

Cette relation est une équation de Poisson que l'on peut résoudre, de manière similaire à l'équation de Laplace, à l'aide du théorème de Green. Pour plus de précisions sur la méthode de résolution, se référer à [261]. L'autre composante de pression vérifie l'équation de Bernoulli instationnaire de laquelle on peut déduire :

¹⁵ L'âge du tourbillon est défini comme le temps écoulé depuis son émission du bord de fuite de la pale.

$$\frac{p_\varphi - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = 1 - \frac{U|_p^2}{U_\infty^2} - \frac{2}{U_\infty^2} \frac{\partial \varphi_p|_p}{\partial t} + \frac{U_p^2}{U_\infty^2} \quad (87)$$

En discrétisant, le coefficient de pression total est donc :

$$c_{p,k}^{i*} = 1 - \frac{U_{CP,k}|_p^2}{U_\infty^2} \quad \leftarrow \textcircled{1}$$

$$+ \frac{U_{p,k}^i}{U_\infty^2} \quad \leftarrow \textcircled{2}$$

$$- \frac{2}{U_\infty^2} \frac{\varphi_{CP,k}|_p^i - \varphi_{CP,k}|_p^{i-1}}{\Delta t} \quad \leftarrow \textcircled{3}$$

$$+ \frac{P_{\omega,k}^i}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad \leftarrow \textcircled{4} \quad (88)$$

Où le terme $\textcircled{1}$ indique l'influence de la vitesse relative, $\textcircled{2}$ indique l'influence de la rotation de la pale, $\textcircled{3}$ indique principalement l'influence de l'instationnarité de l'écoulement et $\textcircled{4}$ indique l'influence du sillage lointain.

A partir de ces coefficients de pression, il suffit d'intégrer les coefficients de pression sur le contour des pales pour avoir les efforts, le couple et la puissance générée en écoulement potentiel. Du fait de la discrétisation, les intégrales des formules (63) se transforment en somme.

III.2.2.7 Choix des paramètres

Les paramètres d'entrée du code de calcul sont :

- **Géométriques** : profil de pale, position initiale, calage des pales, dimensions du rotor (rayon, corde, etc.), etc.
- **Fonctionnels et environnementaux** : vitesse de rotation, vitesse infini amont, masse volumique de l'air, etc.
- **Numériques** : pas de temps, nombre de pas de temps, longueur de régularisation, nombre d'éléments constitutifs des pales, etc.

Les paramètres géométriques, fonctionnels et environnementaux dépendent de la configuration que l'on souhaite étudier. Les paramètres numériques en dépendent aussi, mais relèvent avant tout d'un choix motivé par des critères de stabilité, de précision et de rapidité du programme.

La durée d'un pas de temps est déterminée pour avoir un nombre entier de divisions angulaires sur une rotation pour faciliter le calcul de puissance intégrée sur la rotation. Il est fixe pendant toute la durée d'une simulation. Pour la plupart des simulations considérées par la suite, le choix s'est porté sur 180 ou 360 pas de temps par révolution, permettant une bonne définition azimutale des propriétés aérodynamiques (1 à 2 degrés d'azimut par pas de temps). Pour une vitesse réduite très proche de l'unité, les variations d'angle d'incidence peuvent être très rapides, au point de nécessiter un meilleur raffinement temporel.

Dans les configurations habituelles de l'éolienne considérée, le nombre de pas de temps est choisi de telle sorte que l'éolienne effectue 10 à 20 révolutions. Pour les faibles vitesses réduites qui sont considérées, la convergence est attendue tôt car les tourbillons sont rapidement convectés loin du rotor. Pour des vitesses réduites plus élevées, un nombre de rotation plus grand est préférable, et il est possible qu'une valeur asymptotique ne soit jamais atteinte car en l'absence de diffusion de la vorticité, les tourbillons peuvent se regrouper et former un sillage de tourbillons périodiques à une fréquence différente de la fréquence de rotation de la machine (voir figure 41). La puissance moyenne sur une rotation fluctuera.

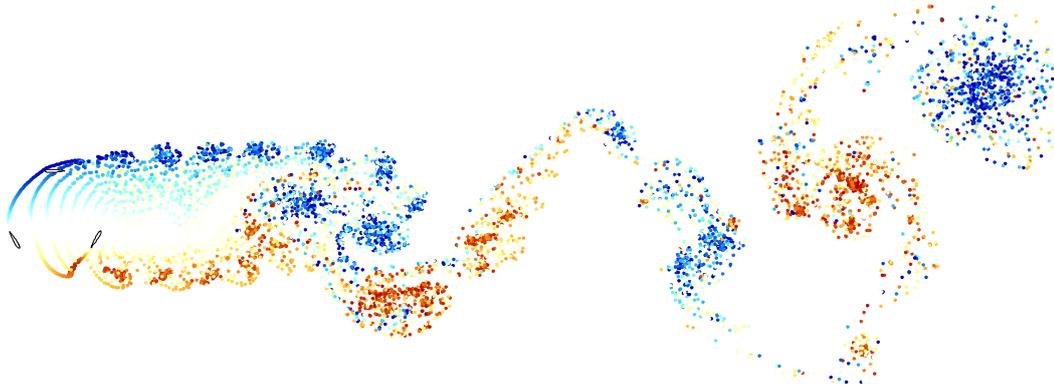


Figure 41 – Exemple d'une partie du sillage qui s'est développé sans confinement après 10 rotations de l'éolienne de référence à une vitesse réduite de l'ordre de 1,9. Les points représentent les particules tourbillonnaires discrètes et sont colorées en fonction de leur intensité. La couleur varie graduellement du bleu pour les vortex d'intensité négative au rouge pour les vortex d'intensité positive.

La longueur de régularisation des tourbillons est choisie selon le critère présenté dans le paragraphe III.2.2.4 avec l'équation (77).

Le nombre d'éléments constitutifs des pales n'a pas beaucoup d'influence sur les résultats de puissance à partir d'une soixantaine de panneaux par pale. L'étude se limite donc à soixante panneaux répartis au total sur les deux faces (intérieure et extérieure) de chaque pale, avec un raffinement accru au bord de fuite et au bord d'attaque.

III.2.3 Ajout de parois parallèles (simulation des parois d'une veine d'essais)

Par rapport au modèle numérique fourni par la NTUA, quelques modifications mineures ont été apportées (modification du modèle de convection des particules, ajout de la modélisation d'un mât ou d'un axe central, modifications de la gestion des entrées et des sorties, etc.). Une des premières contributions numériques majeures est présentée ici, il s'agit de la simulation de parois d'une veine d'essais.

Le blocage de l'écoulement par une machine Darrieus et son sillage a pour effet de faire s'évaser les lignes de courant de telle manière qu'une partie de l'écoulement doit contourner le rotor. Si la même machine est placée dans une veine d'essai, l'évasement des lignes de courant sera contraint et limité. La surface transversale efficace de la veine, par laquelle l'écoulement peut se faire, est alors réduite et l'écoulement a tendance à s'accélérer (par conservation du débit). Les performances d'un même rotor en plein air et en soufflerie sont donc différentes, de manière générale à l'avantage des résultats en écoulement contraint ([14] et [100]).

Pour de nombreuses études expérimentales de référence sur les machines Darrieus, le rapport entre la surface balayée par le rotor et la surface de la section transversale d'une veine d'essais est élevé (voir tableaux 10 et 11). Il a donc semblé nécessaire de procéder à une correction pour pouvoir réaliser une comparaison expérimental/numérique.

Une possibilité est de corriger les efforts mesurés expérimentalement par des formules empiriques ou semi-empiriques. De telles formules ont été développées par le passé pour des études stationnaires ou instationnaires d'ailes, d'avions, de corps non-profilés, d'hélices, d'éoliennes à axe horizontal ([73]) ou plus récemment pour des éoliennes Savonius ([216]), mais il n'existe pas d'étude expérimentale dédiée à la géométrie singulière des éoliennes Darrieus. Pour corriger leurs mesures en soufflerie des performances d'une éolienne Darrieus en forme de troposkine, Blackwell et al. [36] ont utilisé un facteur correctif basé sur une correction généralisée pour tout type de forme inhabituelle. Cette méthode de correction reste très empirique, stationnaire, et sans validation pour une éolienne Darrieus, or l'éolienne Darrieus a la particularité de générer un sillage complexe et dissymétrique depuis des pales en rotation qui laisse penser que les modèles actuels ne sont pas adaptés s'ils ne sont pas modifiés.

Pour des comparaisons expérimentales/numériques, il a été choisi de chercher à apporter des corrections aux études numériques plutôt qu'aux études expérimentales. Il y a ordinairement deux principales méthodes possibles pour simuler une veine d'essais : soit par l'ajout de panneaux imperméables à la place des parois de la veine d'essais, soit par l'utilisation d'une méthode des images. La première méthode de discrétisation des murs a été adoptée par Alidadi et Çalisal [14] et McIntosh et al. [177] pour les études respectivement d'une hydrolienne et d'une éolienne Darrieus. Une indétermination dans ce genre de modèle est la question d'où commencer la paroi et jusqu'à où la prolonger. Normalement, il faut prolonger la paroi d'une distance au moins supérieure à la longueur du sillage en aval du rotor. La seconde problématique qui émerge est celle de la taille à donner aux panneaux : s'ils sont trop petits, l'augmentation du temps de calcul lié à ces nouveaux éléments va devenir prohibitive, et s'ils sont trop grands, il y aura des problèmes de fuite (infimes dans l'application de [14], comme l'atteste leur calcul de débit massique, mais d'autant plus importantes que les panneaux seront grands et que le blocage sera important).

La seconde alternative consiste à placer des singularités images de l'autre côté des parois pour induire une vitesse qui annule la composante normale de vitesse aux parois. Cette solution a déjà été utilisée pour l'étude d'une machine Darrieus par Goude [101], qui montre l'influence des parois sur la convergence du coefficient de puissance, ainsi que sur le coefficient et la vitesse réduite optimaux. Avec cette méthode, il n'y a pas de problème de limitation de la longueur des parois, car elles sont infiniment longues, mais elles ne peuvent être que planes (sinon, le système d'images se complique très sérieusement), alors que la méthode des panneaux permet de prendre en compte des parois de soufflerie avec des convergents ou des divergents.

La solution choisie est celle de la méthode des images. L'ajout d'un système infini d'images revient à changer le terme de vitesse induite. On note $\vec{U}_{\Gamma,w}(\vec{X})$ la vitesse induite au point \vec{X} uniquement par les particules images. Les modifications dues à la présence des parois se réduisent à l'ajout de cette vitesse $\vec{U}_{\Gamma,w}(\vec{X})$ à tous les calculs de vitesse, en particulier pour les équations (67) et (70) lors de la résolution du système matriciel, pour l'équation (82) qui gère le transport des particules ou pour la relation (88) lorsqu'il s'agit d'estimer des vitesses relatives. Pour le calcul des pressions, il a été vérifié numériquement que le sillage lointain à travers le terme p_∞ de la relation (88) ne représente pas une contribution importante à la pression. Les particules images sont d'une nature comparable au sillage lointain représenté

dans ce terme p_w , il a été estimé que l'apport des particules images dans le calcul de la pression est négligeable et n'a donc pas été introduit.

La description du développement qui amène à l'expression du terme $\vec{U}_{\Gamma,w}(\vec{X})$ est présentée en annexe A.4.

III.2.3.1 Approximation choisie

Pour ne pas trop ralentir le calcul, il est jugé préférable de n'utiliser que des particules ponctuelles pour représenter les images des singularités, qu'elles soient à l'origine distribuées sur des panneaux (éléments de pale et sillage proche) ou ponctuelles (sillage lointain). Pour les images ponctuelles de panneaux, les intensités des singularités sont intégrées sur les panneaux et le point équivalent est placé au centre du panneau (voir figure 42). La conséquence d'un tel choix est que la paroi n'est plus parfaitement plane. Pour estimer l'erreur induite par ce choix, un test a été réalisé. Un panneau de longueur Δl , sur lequel est répartie une source de débit total Σ , est placé à une distance h d'un mur (voir figure 42.b). Pour simuler la présence du mur, une source ponctuelle de même débit total est placée de l'autre côté du mur, à égale une distance h du mur. Puisque les sources réelles et images ne sont pas exactement de même nature, la ligne de courant censée représenter le mur n'est pas parfaitement rectiligne, il y a un défaut de non-linéarité d'amplitude Δh_w qui dépend de l'abscisse. Cette erreur maximale est estimée numériquement et tracée en fonction de la distance h au mur sur la figure 43. On remarque qu'à partir d'une distance égale à 4 fois la longueur du panneau, l'erreur de non-planéité du mur est inférieure à 1% de la taille du panneau. L'ordre de grandeur de l'erreur est la même si la singularité est une distribution de vorticité. Sachant que pour nos simulations, les panneaux sont ceux de la pale et du sillage proche, et sont de l'ordre de grandeur de 3%   4% de la corde, l'erreur de non-planéité de la paroi à cause de l'approximation choisie est négligeable.

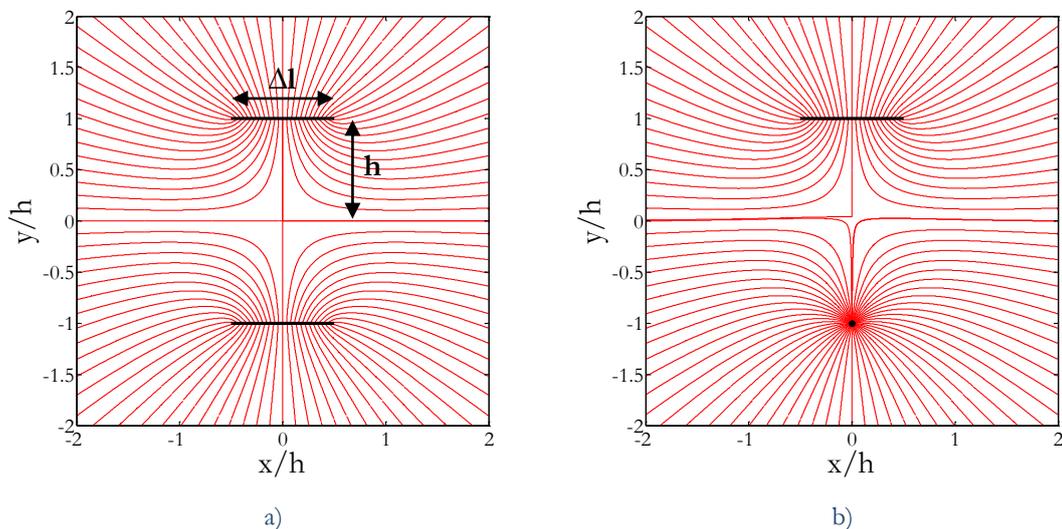


Figure 42 – Aperçu des lignes de courant induites par un panneau source face à son image.

- a) L'image du panneau est un autre panneau de même débit linéique.
- b) L'image du panneau est une particule source d'intensité égale à l'intégrale du débit linéique sur le panneau.

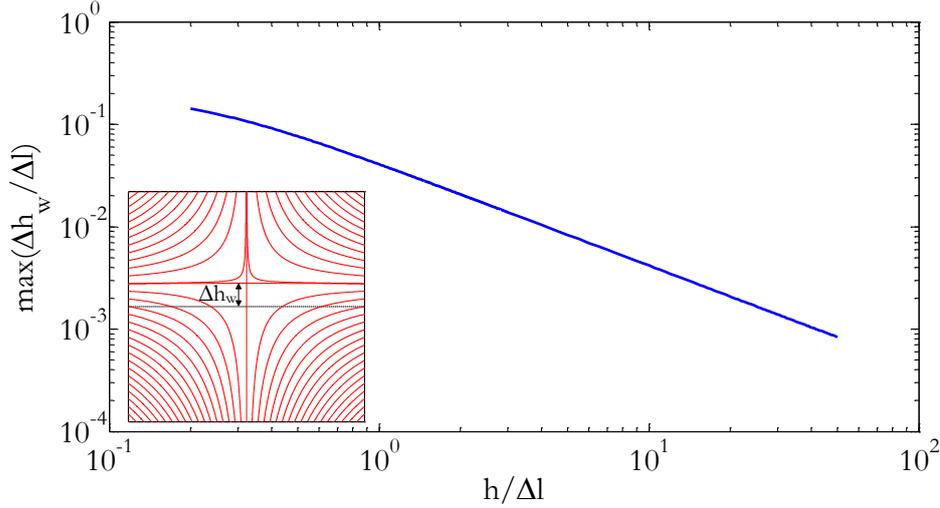


Figure 43 – Evolution en fonction de la distance adimensionnée à la paroi de l’erreur maximale de non-planéité causée par le remplacement de l’image d’une singularité de source distribuée sur un panneau en source ponctuelle.

III.2.3.2 Essais de validation

Pour vérifier l’efficacité de la méthode et l’effet réel du confinement, il a été choisi de procéder à la simulation d’une éolienne de solidité faible en n’utilisant qu’une seule pale, soit $\sigma_p = 0,2$ et $\sigma = 0,1$. La vitesse réduite est fixée à 4 pour se rapprocher du fonctionnement optimal. La raison de ces choix est de limiter l’étude à la seule influence du confinement en limitant à la fois le risque de décrochage dynamique et d’interactions pale/sillage tout en ayant un résultat rapide à calculer. Le choix de la configuration géométrique a un effet sur le rendement, mais l’idée de ce paragraphe n’est pas d’étudier les performances d’une machine en particulier, mais de s’assurer que la modélisation du confinement est valide et vérifier dans quelles conditions de taille de la veine il est nécessaire d’avoir une modélisation du confinement. Des essais avec d’autres géométries ont confirmé les conclusions issues de la présente configuration géométrique, au moins dans le principe, car les valeurs quantitatives varient.

On considère trois tailles de veine : $H/D = 1,5$, $H/D = 2,0$ et $H/D = 4,0$, qui correspondent aux ordres de grandeur des rapports généralement rencontrés dans la littérature (voir tableau 10 par exemple). Une acquisition des profils de vitesse est réalisée à des distances $x_1/R = -1,5$ et $x_2/R = 1,5$ (en amont et en aval du profil). A partir de ces vitesses, on estime les débits (par unité d’envergure) Q_1 en entrée, Q_2 en sortie et Q_∞ théorique par les formules suivantes :

$$\begin{cases} Q_1 = \int_{-H/2}^{+H/2} \vec{U}(x_1, y) \cdot \vec{e}_x dy \approx \sum_{j=1}^{N_y-1} \frac{U_{1,j+1} + U_{1,j}}{2} (y_{j+1} - y_j) \\ Q_2 = \int_{-H/2}^{+H/2} \vec{U}(x_2, y) \cdot \vec{e}_x dy \approx \sum_{j=1}^{N_y-1} \frac{U_{N_x, j+1} + U_{N_x, j}}{2} (y_{j+1} - y_j) \\ Q_\infty = U_\infty H \end{cases} \quad (89)$$

Où N_x et N_y sont respectivement les nombres de nœuds longitudinaux et transversaux dans le maillage du champ de vitesse U_{ij} et V_{ij} enregistré. Ces paramètres N_x et N_y sont choisis de manière à avoir un vecteur vitesse chaque 25% de corde du profil.

Le tableau 13 récapitule les calculs des débits. On constate que le débit théorique est très bien conservé à l'intérieur de la veine avec un écart de moins de 0,1% par rapport au débit théorique. Le petit écart restant peut être dû en grande partie à la faible résolution du profil de vitesse (61 points pour $H/D = 1,5$). Une autre raison est la perturbation du calcul de débit en présence de particules tourbillonnaires discrètes dans le sillage. L'écart inférieur à 0,1% est au final négligeable et on peut considérer que la méthode mise en place simule correctement l'effet cinématique de confinement de l'écoulement.

H/D	Q_1/Q_∞	Q_2/Q_∞	Q_2/Q_1
1,5	99,96%	100,07%	100,11%
2,0	99,97%	100,04%	100,07%
4,0	99,98%	100,02%	100,04%

Tableau 13 – Tableau récapitulatif de vérification des conservations de débit pour les cas test de confinement de l'écoulement.

Si on étudie les champs moyens (même les champs instantanés) de vitesse transversale (voir figure 44 par exemple), on peut confirmer que la vitesse au niveau de la paroi est insignifiante (au plus l'ordre de $10^{-4}U_\infty$ au pire des cas dans la configuration pour $H/D = 1,5$). On remarque comme on pouvait s'y attendre que le confinement limite les déplacements latéraux de fluide, même lorsque le taux de blocage n'est que de $D/H = 25\%$ ($H/D = 4,0$). Les lignes de courant sont donc contraintes et de plus en plus rectilignes quand le taux de blocage augmente. La comparaison des vitesses longitudinales (voir figure 45) met en lumière l'accélération présente partout dans l'écoulement, autant de part et d'autre qu'à l'intérieur ou à l'aval du rotor. Si dans la fenêtre de visualisation, la vitesse minimum atteint $0,43U_\infty$ et la vitesse maximum $1,09U_\infty$ dans le cas non-confiné, les valeurs sont respectivement augmentées à $0,72U_\infty$ et $1,39U_\infty$ si des parois sont ajoutées avec $H/D = 1,5$. Proportionnellement, l'écoulement est davantage accéléré dans le rotor et dans le sillage qu'autour du rotor. La conséquence est que le rapport entre la vitesse de rotation et la vitesse de l'écoulement est en pratique plus importante et que l'incidence effective s'amplifie en valeur absolue lorsque le confinement augmente (voir figure 46.a). On peut noter que dans le cas le moins contraignant testé ici ($H/D = 4,0$), l'incidence maximale augmente dans l'absolu d'un peu plus d'un degré. En dehors des zones de décrochage dynamique, cette hausse de l'incidence résulte en une élévation du couple instantané et du couple moyen produit (voir figure 46.b). On peut obtenir un accroissement du couple maximum de l'ordre de 20% à 40% dans le cas présent. Ce résultat encourage donc a priori à utiliser une modélisation des parois latérales dans la plupart des simulations qui cherchent à reproduire des résultats expérimentaux en milieu confiné (canaux ou veines hydrauliques et souffleries) compte tenu des possibles effets.

Malheureusement, malgré les précautions prises, certains inconvénients restent liés à cette correction. Le temps de calcul est assez nettement augmenté. Si la correction se révèle être juste le changement d'une formule par une autre, le temps de calcul peut augmenter significativement (même s'il reste inférieur à celui de méthodes numériques dans des domaines maillés). Il a également été constaté que lors des comparaisons expérimental/numérique, l'effet du confinement pouvait être surestimé, et l'usage de cette correction ne peut pas être systématique pour les milieux confinés. C'est notamment le cas pour la comparaison expérimental/numérique présentée dans le chapitre V. Si le confinement de l'écoulement mène à un positionnement différent des tourbillons dans le sillage, rien ne permet d'affirmer qu'il est meilleur. Il semble que l'estimation de certaines

propriétés est améliorée et détériorée pour certaines autres. Le choix a été fait de ne présenter dans le chapitre V que les résultats sans utilisation de cette méthode des images.

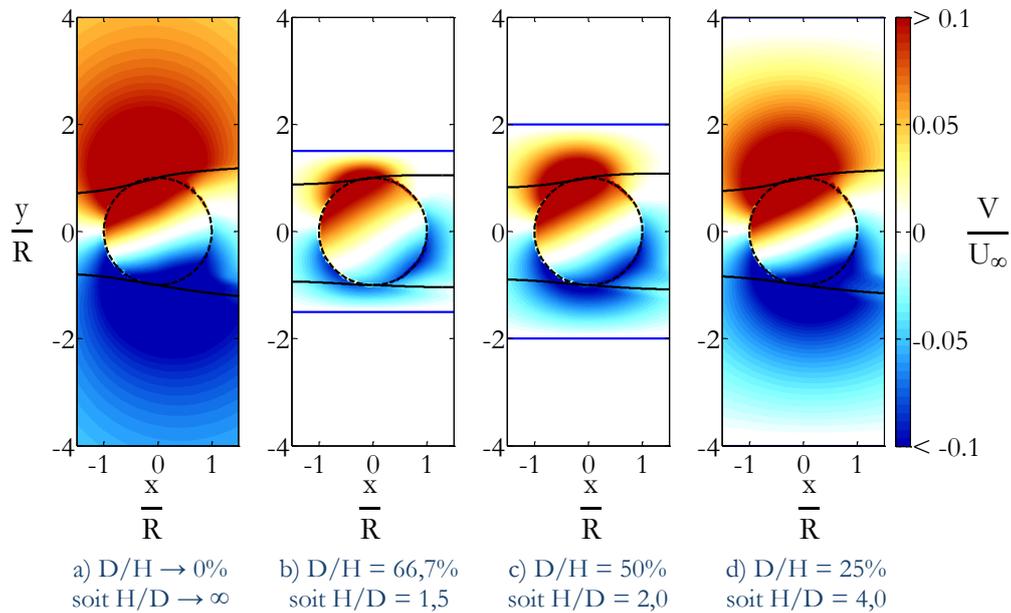


Figure 44 – Champs moyennés sur une rotation de la vitesse transversale (V) adimensionnée par la vitesse infini amont pour différents confinements (D/H , soit le rapport entre le diamètre du rotor et la largeur de la veine). Les lignes continues bleues représentent la position des parois. Les lignes discontinues noires représentent les limites du rotor. Et les lignes continues noires sont les lignes de courant qui passent par les extrémités latérales du rotor ($\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$).

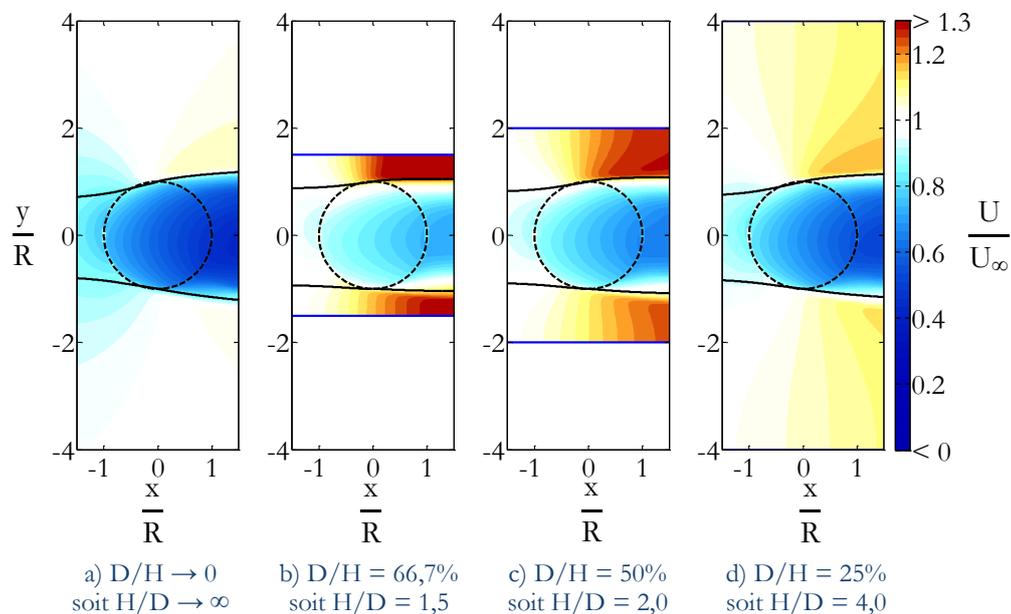


Figure 45 – Champs moyennés sur une rotation de la vitesse longitudinale (U) adimensionnée par la vitesse infini amont pour différents confinements (D/H , soit le rapport entre le diamètre du rotor et la largeur de la veine). Les lignes continues bleues représentent la position des parois. Les lignes discontinues noires représentent les limites du rotor. Et les lignes continues noires sont les lignes de courant qui passent par les extrémités latérales du rotor ($\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$).

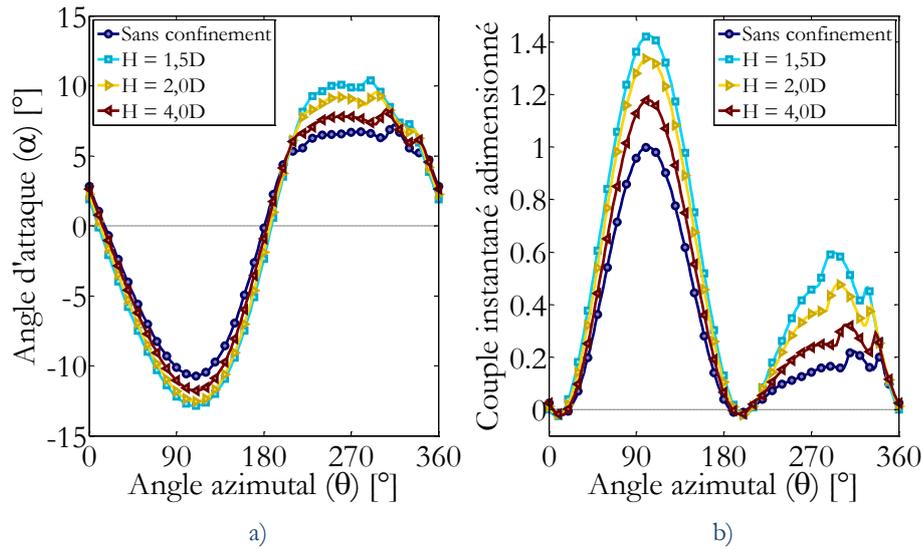


Figure 46 – Evolution de l'incidence et du couple instantané adimensionné en fonction de l'angle azimutal.

a) Evolution de l'angle d'incidence.

b) Evolution du couple instantané. Il est adimensionné par le maximum de couple instantané du cas non-confiné.

Pour avoir plus d'information sur l'effet de confinement sur une éolienne Darrieus, comme par exemple le fait que le point de fonctionnement optimal est positionné à des vitesses réduites plus grandes, se référer au travail numérique de Goude [101].

III.2.4 Corrections apportées au calcul des efforts sur la pale

III.2.4.1 Inclusion d'un modèle de décrochage dynamique

Le modèle présenté jusqu'à présent est basé sur une théorie potentielle, donc inappropriée avec un décollement de la couche limite et par conséquent, avec le décrochage dynamique. Or compte tenu des caractéristiques de l'éolienne étudiée ici (voir tableau 9), il est estimé que le décrochage dynamique va jouer un rôle important dans les efforts que vont subir les pales.

Pour corriger cette limitation du modèle numérique, le programme initialement fourni par la NTUA calcule une estimation des efforts subis en cas de décrochage dynamique à partir d'une modification a posteriori des coefficients de portance, de traînée et de moment, une fois le calcul potentiel résolu. Cette correction n'agit que sur les efforts et ne modifie pas le champ de vitesse ou l'émission tourbillonnaire. La détermination de cette correction est issue d'un modèle semi-empirique de l'ONERA (voir paragraphe II.2.2.4.2). Il a été jugé préférable de changer de modèle de décrochage dynamique vers un modèle de Leishman-Beddoes, qui a un niveau de précision comparable voire meilleur. Une des caractéristiques qui est jugée ici comme avantageuse est le fait de modéliser le décrochage dynamique comme la succession d'événements physiques élémentaires. Cette description rend le modèle plus facile à adapter voire à rectifier pour des configurations de décrochage dynamique pour lesquels il n'a pas été conçu. Un certain nombre de variations par rapport au modèle original

a été gardé. Les principales données d'entrée sont les évolutions de l'angle d'incidence et de la norme de la vitesse relative. Pour plus de précision sur le modèle utilisé, voir annexe A.1.

Les principales différences du modèle utilisé ici par rapport au modèle original de Leishman-Beddoes [153] sont listées ici (pour plus de détails, voir annexe A.1) :

- Au lieu de calculer l'effet circulaire¹⁶ sur l'effort normal à l'aide d'une théorie telle que celle de Theodorsen, on utilise directement l'incidence aux trois-quarts de corde estimée à partir du calcul en écoulement potentiel (voir paragraphe III.2.4.2.2), combiné à la pente de la polaire statique. Cet angle permet d'inclure directement les effets circulatoires et l'effet de courbure de l'écoulement.
- Le modèle initial de Leishman-Beddoes [153] calcule les efforts non-circulatoires par une théorie de piston qui fait intervenir le nombre de Mach. Dans notre cas, les perturbations de pression se propagent à la vitesse du son qui est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la vitesse relative aux pales, il a donc été préféré de s'intéresser aux éléments non-circulatoires de la théorie de Theodorsen. Après une évaluation de la contribution de ces forces impulsives, ils ont été jugés négligeables, comme le précise [76].
- Leishman et Beddoes approximent à l'origine les polaires statiques par une combinaison de fonctions exponentielles. Un des problèmes de cette approximation est que l'on ne retrouve pas les efforts statiques quand la fréquence réduite caractéristique du mouvement devient faible (voir figure 47.b). Un autre inconvénient est que ce n'est pas adapté pour certains profils aux alentours de l'angle de décrochage statique (sur figure 47.b, comme le précise Pierce [206], on peut noter que des caractéristiques importantes sont perdues en recréant le coefficient C_N statique à partir de l'approximation exponentielle de la position du point de décollement). Ici, on préfère utiliser le développement de Pierce [206] qui introduit deux variables pour le décollement : f_N et f_T qui représentent les positions effectives du point de décollement pour les forces normales et tangentielles et qui se déduisent de l'inversion de la théorie de Kirchhoff (voir figure 47.a et l'annexe A.1.1 pour plus de précisions).
- Pierce [206], pour adapter sa méthode aux forts angles d'incidence, choisit d'utiliser tantôt l'angle α , $180^\circ - \alpha$ ou $-180^\circ - \alpha$ selon la valeur de α . Pour simplifier, il a été choisi de remplacer α par $\sin(\alpha)$ comme le propose Gupta et Leishman [109].
- Sheng [232] préconise d'ajouter une fonction de retard supplémentaire sur l'angle d'attaque effectif car le critère du modèle de Leishman-Beddoes pour déclenchement du vortex de bord d'attaque amène à un lâcher trop précoce pour des bas nombres de Reynolds. Cette option a été retenue.
- Pour l'estimation du coefficient de moment, la méthode de Minnema [184] a été sélectionnée. De plus, les modifications pour le calcul du coefficient de force tangentielle en cas de lâcher tourbillonnaires suivent celles proposées par Pierce [206].

¹⁶ Pour rappel, l'appellation "effet circulaire" évoque l'effet de la vitesse induite par le sillage (voir annexe A.1.1).

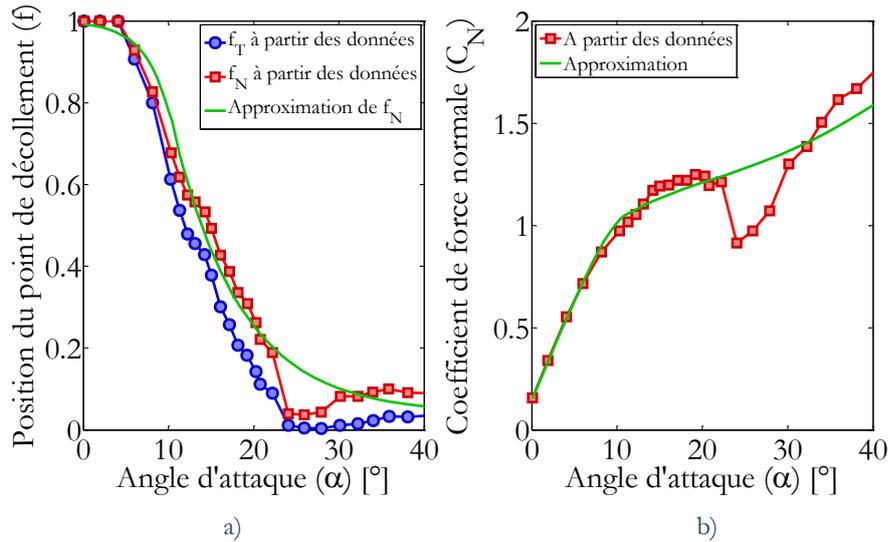


Figure 47 – Illustration des limites de l’approximation proposée par Leishman et Beddoes concernant le point de décollement statique sur un profil NACA4415 à un nombre de Reynolds d’un million (d’après Pierce [206]).

- a) En bleu avec des marqueurs ronds : évolution en fonction de l’incidence de la position du point de décollement f_T à partir des données statiques du coefficient C_T en utilisant la formule (142).
 En rouge avec des marqueurs carrés : évolution en fonction de l’incidence de la position du point de décollement f_N à partir des données statiques du coefficient C_N en utilisant la formule (141).
 En trait continu vert : évolution en fonction de l’incidence de l’estimation de la position du point de décollement f_N à partir de la relation proposée par Leishman et Beddoes [153].
- b) En rouge avec des marqueurs carrés : évolution en fonction de l’incidence du coefficient C_N statique issu des données expérimentales.
 En trait continu vert : évolution en fonction de l’incidence de l’estimation du coefficient C_N statique à partir du point de décollement f_N approximé sur la figure a).

Avec l’adoption d’un modèle semi-empirique de décrochage dynamique, plusieurs difficultés nouvelles émergent. Tout d’abord, alors que l’intérêt de la méthode des panneaux est de ne pas nécessiter de polaires statiques, la modélisation du décrochage dynamique en requiert. Il faut donc trouver des polaires statiques (de préférence expérimentales), et qui s’étendent jusqu’à des angles importants. Ensuite, il faut arriver à définir un angle d’incidence. Nous avons rappelé dans le paragraphe II.2.1.2 qu’il est compliqué dans un écoulement courbé de définir un tel angle. Un autre aspect de cette problématique est abordé par Cotton et al. [55], car il rappelle que le modèle de Leishman-Beddoes modélise déjà l’effet circulaire du sillage, donc une estimation d’incidence à partir du champ de vitesse incluant les vitesses induites par le sillage reviendrait à dupliquer l’effet du sillage.

Par la suite, nous aborderons lesdites difficultés engendrées par l’utilisation d’un modèle semi-empiriques de décrochage dynamiques à travers la nécessité de polaires et la définition d’un angle d’incidence.

III.2.4.2 Problèmes liés à l’inclusion du modèle de décrochage dynamique

III.2.4.2.1 Nécessité de polaires expérimentales

Les caractéristiques aérodynamiques stationnaires de certains profils ont fréquemment été mesurées expérimentalement, c’est le cas des profils NACA tels que le

profil NACA0015 utilisé dans l'éolienne de référence. Kirke [137] et Gretton [107] dressent par exemple des listes des principales études des coefficients aérodynamiques quasi-statiques sur les profils usuels. Pour un profil donné en écoulement incompressible, les coefficients aérodynamiques dépendent principalement de l'incidence et du nombre de Reynolds, un fort nombre de Reynolds retardant le décrochage statique. Pour des raisons pratiques, il a été choisi ici de n'utiliser qu'une seule polaire au nombre de Reynolds caractéristique et de ne pas adapter la polaire au nombre de Reynolds instantané qui varie au cours d'une rotation (voir figure 9). L'influence du nombre de Reynolds est plus complexe qu'une simple interpolation entre deux nombres de Reynolds et en l'absence de théorie analysant l'effet de la variation du nombre de Reynolds pendant que le décrochage dynamique se produit, il est bien difficile de prédire si l'utilisation d'une polaire différente à chaque pas de temps apportera une amélioration substantielle des résultats.

Des coefficients aérodynamiques très couramment utilisés (par [177] ou [169] entre autres) sont ceux de Sheldahl et Klimas [231] car ils donnent les coefficients de portance et de traînée pour une large gamme de nombres de Reynolds rencontrés par une éolienne Darrieus et pour une plage angulaire de 0° à 180° . Néanmoins, il y a de nombreuses critiques à l'égard de cette étude ([271] et [76] parmi d'autres) car si une partie des coefficients est issue de mesures en soufflerie, une autre grande partie est issue d'interpolations et d'extrapolations à l'aide d'un programme numérique. La conséquence de cette méthode hybride expérimental/numérique est une différence importante avec les autres études existantes, et l'apparition d'incohérences qui s'écartent de la physique habituellement admise. D'une part, il y a une très forte chute de la portance au décrochage (parfois jusqu'à des valeurs négatives) à faible nombre de Reynolds, suivie d'un très rapide rétablissement de la portance sans qu'il y ait d'explication physique de ce mécanisme atypique de hausse brutale de portance. D'autre part, pour des raisons pratiques, il y a une interpolation linéaire des coefficients aérodynamiques entre 20° et 25° , ce qui provoque des cassures si un lissage de la transition n'est pas réalisé. Les remises en cause de certains comportements aérodynamiques nous ont amené à écarter ces polaires statiques.

Bien avant Sheldahl et Klimas, Jacobs et Sherman [129] avaient étudié l'influence du nombre de Reynolds sur une large gamme de valeurs pour un grand nombre de profils (uniquement avec des expériences cette fois). Les résultats de Jacobs et Sherman sont physiquement réalistes et davantage cohérents et en accord avec le reste de la littérature. En revanche, ils n'ont pas procédé à des mesures pour une incidence supérieure à 20° ou 25° . Pour l'étude des très grandes incidences, Worasinchai [271] propose une autre liste d'expériences qui se sont intéressées à ces angles (entre -180° et 180°). Dans la plupart des expériences, on peut retenir que pour des angles d'attaque supérieurs à 30° , quand la couche limite est pleinement décollée, l'influence du nombre de Reynolds semble rester faible, voire négligeable. Le profil se comporte plus ou moins comme une plaque plane. Worasinchai observe aussi quant à lui un comportement qui sort de l'ordinaire : il remarque un second événement aérodynamique (chute brutale de la portance et de la traînée) aux alentours de 55° qu'il attribue à un changement soudain du comportement de l'écoulement autour du profil, mis en évidence par l'absence de confinement de l'écoulement dans la direction transversale (absence de parois au niveau du sol et du plafond de la soufflerie). Ceci semble être confirmé par certains autres auteurs qui utilisent le même type de montage expérimental. Bien que ce comportement puisse être le véritable phénomène qui se produit sur un profil à très forte incidence, il ne va pas être considéré par la suite car il est estimé que si un profil arrive à une telle incidence (ce qui est déjà assez peu fréquent), la variation d'incidence sera très rapide et le comportement aérodynamique sera principalement contrôlé par le décrochage dynamique. Malheureusement, il n'y a pas à l'heure actuelle de données expérimentales sur du décrochage dynamique à de tels angles d'incidence.

Le choix est fait ici de chercher à étendre les polaires expérimentales de Jacobs et Sherman [129] sur des angles d'attaque supérieurs à partir de mesures expérimentales d'une autre étude, de méthodes théoriques ou d'autres techniques de corrélations empiriques, en négligeant l'effet du nombre de Reynolds sur ces forts angles d'attaque. Les principales méthodes sont celles développées par [156], [142], [189] et [242]. La méthode finalement retenue est majoritairement basée sur le travail de Montgomerie [189] avec quelques modifications mineures, en particulier pour la liaison entre les polaires expérimentales et les extensions issues du modèle. Les paramètres du modèle sont réglés pour corrélérer approximativement avec les mesures expérimentales de Critzos [57].

III.2.4.2.2 Calcul de l'angle d'attaque et effet de courbure de l'écoulement

Habituellement, l'angle d'attaque est l'angle entre la corde d'un profil et la direction de la vitesse infini amont. Ici, la difficulté pour déterminer un angle d'incidence est liée à l'instationnarité de l'écoulement autour du profil et de la courbure de l'écoulement. Il est parfois complexe de dissocier les vitesses induites par les sillages de l'écoulement non-perturbé. La courbure de l'écoulement rend inapplicable toute définition de l'"infini amont" dans le repère du profil, comme par exemple la vitesse infini amont par rapport au profil.

Ce problème de définition de l'angle d'incidence existe aussi pour les études expérimentales ou certaines études numériques d'objets en mouvements de manière générale, et sur les éoliennes en particulier. En effet, il est a priori impossible de déterminer l'incidence par des mesures car, outre la complexité de mise en place d'un dispositif expérimental de mesure, on ne peut pas retirer l'effet induit par la présence de la pale et de son sillage. Pour une éolienne à axe horizontal, Schepers et al. [221] ont toutefois réussi à donner une estimation de l'angle d'incidence local à l'aide de capteurs de vitesse embarqués et montés en avant du bord d'attaque, et d'une estimation des vitesses induites (*upwash* en anglais) par la pale aux positions des capteurs. La partie du travail de Schepers et al. qui nous intéresse ici est surtout l'introduction et l'analyse critique de nombreuses autres méthodes possibles pour estimer l'angle d'attaque à partir de relevés de pression, de vitesse ou de puissance associés à des méthodes numériques. Pour une éolienne Darrieus, Edwards et al. [70] s'aident de calculs numériques basés sur une modélisation RANS pour proposer une méthode grossière d'évaluation d'un angle d'attaque moyenné en phase.

On pourrait supposer qu'une approximation possible serait de considérer une vitesse et une incidence géométriques construites uniquement avec la rotation du profil et de la vitesse non-perturbée. Néanmoins, la présence du rotor amène une réduction significative de la vitesse incidente, qu'il ne faut pas négliger sous peine d'erreurs d'interprétations importantes.

Dans le cadre du programme numérique utilisé ici, l'hypothèse d'écoulement potentiel laisse la possibilité d'utiliser deux méthodes alternatives à partir des efforts :

- La traînée est théoriquement nulle, donc on peut définir l'angle caractéristique de la vitesse incidente comme étant celui qui est perpendiculaire à la force calculée par intégration de la pression autour du profil.
- La relation de Kutta s'appliquant ici, et en supposant le profil mince, on peut relier l'angle d'incidence à la circulation autour du profil en utilisant le théorème de Kutta-Joukowski. Ceci mène à des formules du type :

$$\alpha = \frac{\Gamma_p}{\pi c U_r} \quad \text{ou} \quad \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{asin} \left(\frac{\Gamma_p}{\frac{1}{2} \pi c U_r} \right) \quad (90)$$

L'avantage de la première méthode est qu'elle ne nécessite pas d'hypothèses supplémentaires (comme la supposition que le profil est mince), mais elle devient très inconstante quand la résultante des efforts sur le profil est très faible. La seconde relation a l'avantage de ne pas relier l'angle à un point en particulier sur le profil, mais au profil de manière globale car il s'agit du résultat d'une intégration sur le profil. Le problème est que les relations (90) ne prennent pas en considération les effets instationnaires qui sont en réalité présents dans le terme C_L , en particulier les effets circulatoires induits par le sillage de la pale.

La solution finalement retenue consiste à utiliser une définition cinématique de l'incidence. Mais pour que la définition de l'angle d'attaque ne soit pas dépendante d'un point en particulier, le choix est fait de procéder à une moyenne de la vitesse sur les points de contrôle à la surface du profil. C'est un choix indispensable en méthode particulière, car si on choisissait le vecteur vitesse en un point particulier, le passage de particules tourbillonnaires proche de ce point ferait fluctuer l'incidence de manière déraisonnable et non-représentative du comportement global du profil.

Par ailleurs, l'angle d'incidence tel qu'il est habituellement défini exclut les perturbations de vitesse de son propre sillage. Néanmoins, comme une pale peut croiser son propre sillage lointain, il est nécessaire de garder une partie de l'influence du sillage. La vitesse U_r qui sert de référence est finalement la norme de la vitesse $\bar{U}_{\text{moy}}^i \Big|_p$ calculée pour un instant i en ne prenant pas en compte les perturbations de vitesse induites par la pale elle-même ainsi que son élément de sillage proche :

$$\bar{U}_{\text{moy}}^i \Big|_p = \frac{\sum_{k=1}^{N_p} \bar{U}_{\text{CP},k}^i \Big|_p \Delta S_k}{\sum_{k=1}^{N_p} \Delta S_k} \quad (91)$$

$$\text{et } \alpha^i = \operatorname{atan} \left(\frac{\bar{U}_{\text{moy}}^i \Big|_p \cdot \vec{e}_n}{\bar{U}_{\text{moy}}^i \Big|_p \cdot \vec{e}_t} \right)$$

La méthode pour prendre en compte l'effet de courbure qui présente le meilleur compromis entre facilité de mise en place, la rapidité de calcul et la précision est certainement celle qui consiste à considérer l'incidence aux trois-quarts de corde (voir relation (41)). En intégrant la vitesse sur le profil, on peut supposer que le point équivalent où la vitesse est calculée est situé au point de coordonnées \bar{X}_{moy}^i définies par la relation :

$$\bar{X}_{\text{moy}}^i = \frac{\sum_{k=1}^{N_p} \bar{X}_{\text{CP},k}^i \Delta S_k}{\sum_{k=1}^{N_p} \Delta S_k} \quad (92)$$

En considérant uniquement la rotation de la pale autour de l'axe, on peut retirer la contribution quasi-statique due au mouvement calculée en ce point \bar{X}_{moy}^i et ajouter celle au

point situé aux trois-quarts de corde pour déterminer une vitesse et une incidence $\alpha_{\text{eq},3/4c}^i$ équivalente aux trois-quarts de corde :

$$\begin{aligned} \vec{U}_{\text{eq},3/4c}^i \Big|_p &= \vec{U}_{\text{moy}}^i \Big|_p + \vec{\omega} \times (\vec{X}_{\text{moy}}^i - \vec{X}_O) - \vec{\omega} \times (\vec{X}_{3/4c}^i - \vec{X}_O) \\ \text{et } \alpha_{\text{eq},3/4c}^i &= \text{atan} \left(\frac{\vec{U}_{\text{eq},3/4c}^i \Big|_p \cdot \vec{e}_n}{\vec{U}_{\text{eq},3/4c}^i \Big|_p \cdot \vec{e}_t} \right) \end{aligned} \quad (93)$$

L'estimation de cette incidence équivalente aux trois-quarts de corde permet de prendre en compte les effets de courbure et les effets instationnaires pour le calcul des efforts circulatoires dans le modèle de Leishman-Beddoes (voir annexe A.1).

III.3 Validation du code

Pour vérifier la validité du code de calcul et estimer certaines de ses limites, plusieurs tests ont été réalisés. Avant tout, le code est testé avec des mouvements de tangage oscillant pour s'assurer que le modèle semi-empirique de décrochage dynamique se comporte correctement et apporte une amélioration des estimations d'effort. Ensuite, des expériences issues de la littérature sont reproduites. Les expériences testées présentent une variété suffisamment large de configurations pour donner une idée des insuffisances du modèle numérique. Il faut rappeler que l'idée du code de calcul n'est pas d'avoir une adéquation parfaite avec toutes les configurations, car il n'existe pas de modèle universel de décrochage dynamique, mais plutôt d'avoir un compromis satisfaisant qui permet de reproduire le comportement général d'une éolienne en décrochage dynamique. En particulier, il n'y a pas de modification des paramètres du modèle de décrochage dynamique en fonction de l'essai. Il est estimé qu'une meilleure correspondance expérimental/numérique pourrait être obtenue avec une optimisation des paramètres réalisée individuellement pour chaque type d'expérience, mais ce n'est pas l'objet de ces essais de validation du programme.

III.3.1 Test d'un profil en tangage

Nous avons vu au paragraphe II.2.2.2 que la loi de mouvement joue un rôle dans l'enchaînement des événements constitutifs du décrochage dynamique. En particulier, l'incidence maximale et la fréquence réduite ont un effet majeur. Pour une éolienne Darrieus à faible vitesse réduite, on s'attend à ce que l'angle d'attaque varie avec une grande amplitude, jusqu'à atteindre des incidences élevées à une fréquence réduite élevée. Les essais présentés essayent donc de se rapprocher de conditions comparables, en particulier à un faible nombre de Mach et avec de grandes amplitudes de mouvement. Tout d'abord sont présentés des exemples de mouvement de tangage sinusoïdaux, puis un mouvement d'oscillation qui reproduit l'incidence géométrique que peut rencontrer une éolienne Darrieus. L'utilité de ces cas tests par rapport à la simulation d'une éolienne est principalement de faire abstraction de l'influence de la fluctuation de vitesse et des interactions pale/sillage.

Il faut préciser que dans ce paragraphe uniquement, la définition de l'angle d'incidence est changée par rapport au paragraphe III.2.4.2.2. Au lieu d'avoir pour référence la vitesse moyenne en excluant l'effet de la pale et du sillage proche, la vitesse infini amont

est choisie. Cette option est possible puisqu'il n'y a qu'une pale et une absence de rotation par rapport à un axe déporté ou d'interactions pale/sillage.

III.3.1.1 Oscillation sinusoïdale

Pour l'étude d'un profil oscillant sinusoïdalement, la comparaison s'est basée sur la campagne d'expérimentation en soufflerie présentée par Hoffmann et al. [120]. L'université d'État de l'Ohio a procédé dans les années 1990 à une multiplicité d'expériences sur des profils en conditions stationnaires et instationnaires en soufflerie. Différents profils utilisés dans le domaine éolien (à axe horizontal) ont été testés. S'il n'y a pas de profil symétrique comme ceux rencontrés sur les éoliennes Darrieus, il a été choisi de s'intéresser aux résultats regroupés par Hoffmann et al. sur un profil NACA4415 de corde 0,4572 m pour une vitesse infini amont de 45,72 m/s soit des nombres de Reynolds de $0,75 \cdot 10^6$ à $1,5 \cdot 10^6$ (voir le document [120] pour plus de détails sur les conditions expérimentales).

Les configurations qui ont été retenues sont les mêmes que celles qu'a utilisé Ferrari [76] pour la validation de son code de calcul. Il précise qu'il y a une différence entre les paramètres que les expérimentateurs ont essayé d'atteindre et les paramètres effectifs. Les valeurs des paramètres effectifs données en entrée du programme numérique sont les valeurs effectives que Ferrari a estimées. Pour la simulation numérique, un total de 5 périodes a été simulé avec au moins 360 points par cycle.

Les principaux avantages de ces cas tests par rapport à d'autres sont :

- Des conditions expérimentales davantage en adéquation avec ce que peut rencontrer une éolienne par rapport à celles de Piziali [207] ou celles de McAlister et al. [172] (plus faible nombre de Mach en particulier).
- Toutes les données disponibles en valeurs numériques sur le portail internet du National Wind Technology Center (NWTC).

Dans l'étude présentée ici, seuls deux cas tests sont présentés avec une incidence moyenne de 8° et de 20° environ. L'amplitude du mouvement est de 10° et la fréquence réduite est la plus élevée qui ait été testée (soit $k \approx 0,108$). Les résultats bruts fournis par Hoffmann et al. sont les coefficients de portance et de traînée, on s'intéresse ici aux coefficients de force normale et tangentielle (voir figures 48 et 49). Dans les figures présentées ici, le calcul numérique dit "potentiel" est directement issu du calcul potentiel sans correction et le calcul numérique "visqueux" est le résultat du modèle de Leishman-Beddoes.

Pour les deux configurations, on peut noter que les correspondances entre les résultats numériques et expérimentaux sont largement satisfaisantes. L'angle de décrochage dynamique¹⁷ est correctement reproduit, et pour la phase d'incidence croissante, les courbes des coefficients de force suivent très bien les courbes expérimentales. Pour la configuration d'incidence moyenne la plus grande (figure 49), le modèle de Leishman-Beddoes n'est toutefois pas capable de répliquer le pic important successif à la chute de force normale vers 28° . C'est une limitation inhérente à la modélisation propre du lâcher de vortex de bord d'attaque. De plus, dans la phase descendante d'incidence, il y a une surestimation visible des coefficients aérodynamiques, ce qui laisserait penser que le modèle permettant de refléter la dynamique de recollement de la couche limite présente des limites dans ces conditions. Il s'agit d'ailleurs du même constat que celui qui a mené Sheng et al. [233] à revoir complètement la modélisation du recollement de la couche limite.

¹⁷ On appelle ici angle de décrochage dynamique l'angle pour lequel le maximum de force normale est atteint.

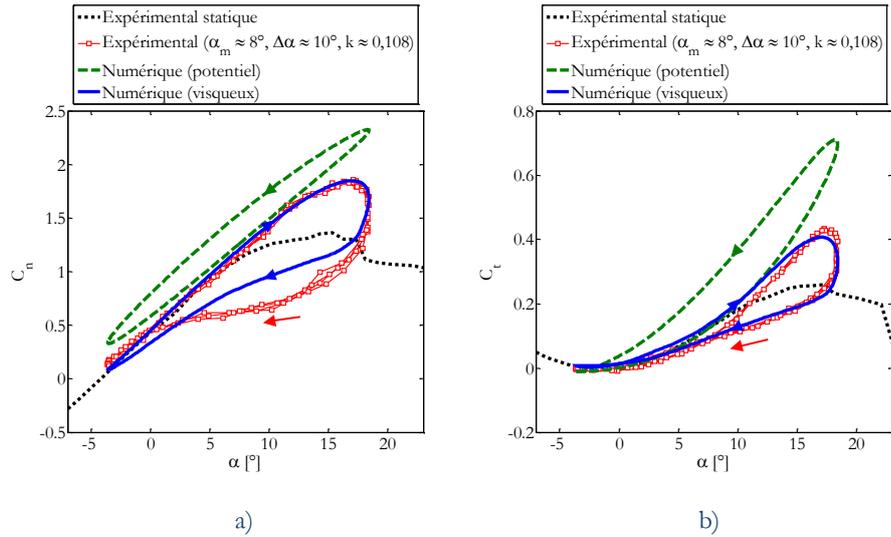


Figure 48 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un profil NACA4415 oscillant sinusoidalement autour d’une incidence $\alpha_m \approx 8^\circ$ avec une amplitude $\Delta\alpha \approx 10^\circ$ et une fréquence réduite $k \approx 0,108$ (adapté des conditions expérimentales de [120]). En noir pointillé : coefficients statiques expérimentaux. En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

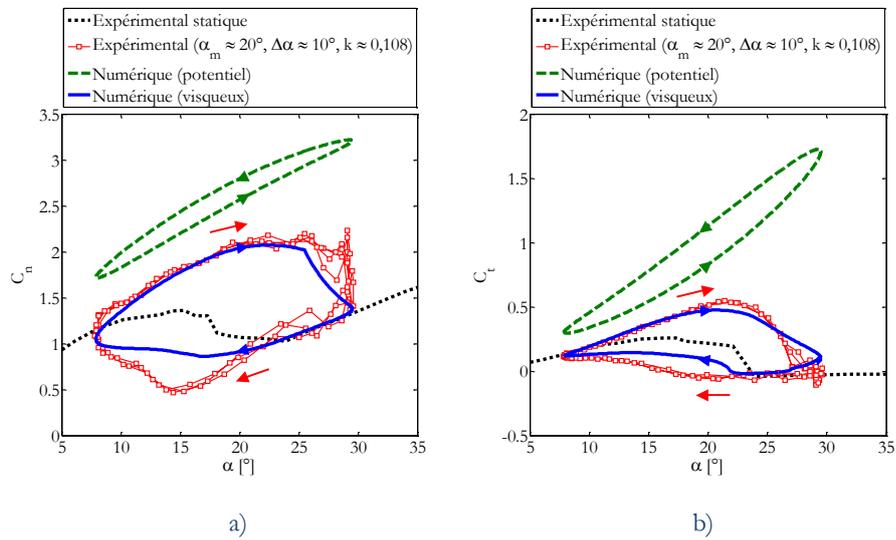


Figure 49 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un profil NACA4415 oscillant sinusoidalement autour d’une incidence $\alpha_m \approx 20^\circ$ avec une amplitude $\Delta\alpha \approx 10^\circ$ et une fréquence réduite $k \approx 0,108$ (adapté des conditions expérimentales de [120]). En noir pointillé : coefficients statiques expérimentaux. En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

Si on compare les résultats avec et sans correction pour le décrochage dynamique, on remarque une nette amélioration. Les seuls effets circulatoires créent une boucle dans le sens antihoraire qui surestiment les coefficients aérodynamiques, surtout vers le décrochage et dans la phase descendante où le décollement de la couche limite a une contribution majeure. On peut aussi constater, en particulier dans la deuxième configuration (figure 49), un décalage des coefficients issus du calcul potentiel. Ceci est lié au fait que la pente du coefficient de portance est plus grande dans le calcul potentiel que dans les expériences, peut-être à cause de l'allongement fini des pales dans l'expérience.

Pour les coefficients de moment non-présentés ici, les accords entre le numérique et l'expérience sont moins bons que pour les coefficients de force normale et tangentielle. Si les effets du vortex de bord d'attaque sont approximativement bien représentés, la méthode utilisée sous-estime grandement les effets d'hystérésis du coefficient de moment. Néanmoins, il est jugé que la problématique du coefficient de moment est d'une importance moindre par rapport à celles des autres coefficients aérodynamiques étant donné le rôle inférieur du coefficient de moment dans le calcul du couple fourni par une machine Darrieus.

III.3.1.2 Oscillation à loi d'incidence dissymétrique

Pour s'assurer de la validité du type de modélisation choisi, des essais ont été réalisés avec des lois de tangage non-sinusoidales, conditions pour lesquelles le modèle n'a a priori pas été conçu ou calibré. Le choix s'est porté sur les expériences d'Angell et al. telles qu'elles sont rapportées par Scheurich [222]. Des détails sur le matériel et le protocole expérimental peuvent aussi être trouvés dans la thèse d'Angell [20].

Dans ses expériences, Angell a placé une pale de corde 0,55 m traversant de part en part la veine d'essais d'une soufflerie octogonale. La pale oscille à une fréquence réduite constante de $k \approx 0,05$ autour d'une incidence moyenne de 0° . L'amplitude et l'historique de la variation d'incidence se veulent reproduire celles rencontrées théoriquement par une éolienne Darrieus pour différentes vitesses réduites (λ). Par rapport à une oscillation sinusoidale, la principale différence est que la phase d'incidence décroissante se fait sur une durée plus courte que la phase d'incidence croissante. La loi d'incidence est donnée par la formule suivante :

$$\alpha = \operatorname{atan}\left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda + \cos(\theta)}\right) \quad \text{où} \quad \theta = k \frac{2U_\infty}{c} t \quad (94)$$

Dans toutes les configurations testées, les estimations de coefficient de force tangentielles sont tout à fait satisfaisantes (voir figures 50.b, 51.b et 52.b). Les principales différences sur ce coefficient sont les maxima qui sont prédits un peu trop tôt, et la légère surestimation dans la phase d'incidence descendante. L'évolution du calcul potentiel indique des effets circulatoires très amples, menant à de larges boucles d'hystérésis qui ne sont pas présentes avec la correction visqueuse ou dans l'expérience. La correction visqueuse est alors très avantageuse pour la précision des coefficients de force tangentielle par rapport au seul calcul potentiel.

En ce qui concerne le coefficient de force normale (voir figures 50.a, 51.a et 52.a), les corrections vont dans le bon sens en laissant apparaître des boucles d'hystérésis, mais le modèle n'est pas capable de reproduire les résultats expérimentaux avec exactitude. L'écart le plus remarquable est le recollement trop rapide de la couche limite dans la phase descendante du tangage. Cet effet est perceptible pour toutes les vitesses réduites et est de plus en plus manifeste quand la vitesse réduite augmente. La conclusion qualitative sur

l'évolution de la force normale est la même que pour les cas tests précédents, le modèle utilisé apporte une amélioration notable par rapport au calcul potentiel, malgré sa faiblesse pour simuler le recollement de la couche limite et l'effet du lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque.

L'effet de dissymétrie de la variation d'incidence est bien perceptible sur les coefficients aérodynamiques. Bien que l'angle maximal atteint soit le même pour les angles d'incidence positifs et négatifs, le décrochage est retardé pour les angles négatifs par rapport aux angles positifs. Cette tendance est en accord avec l'expérience. Pour le calcul numérique, en particulier pour les vitesses réduites faibles, les boucles d'hystérésis sont plus grandes pour les angles d'attaque négatifs car le taux de variation de l'incidence est plus grand quand l'incidence atteint les valeurs négatives. Dans l'expérience, la courbe de coefficient de force normale ne forme qu'une seule et même boucle pour la vitesse réduite de 2,05.

Le motif de satisfaction qui domine malgré tout est le fait que le coefficient de force tangentielle est mieux estimé que le coefficient de force normale. Pour la production de puissance, c'est la force tangentielle qui agit, le résultat est donc encourageant pour la détermination des performances.

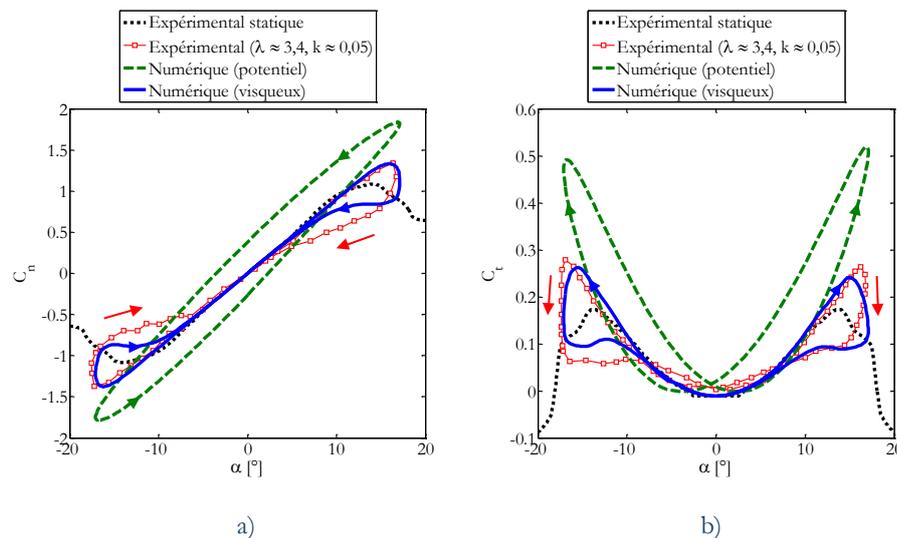


Figure 50 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un profil NACA0015 oscillant à une fréquence réduite $k \approx 0,05$ selon la loi de tangage d'une éolienne Darrieus à une vitesse réduite $\lambda \approx 3,4$ (adapté des conditions expérimentales d'Angell et al. d'après [222]). En noir pointillé : coefficients statiques expérimentaux. En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

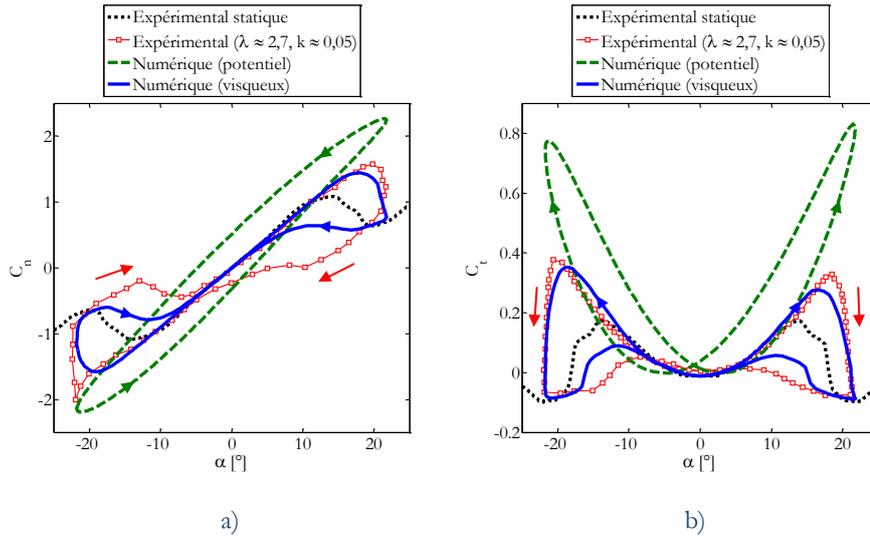


Figure 51 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un profil NACA0015 oscillant à une fréquence réduite $k \approx 0,05$ selon la loi de tangage d’une éolienne Darrieus à une vitesse réduite $\lambda \approx 2,7$ (adapté des conditions expérimentales d’Angell et al. d’après [222]). En noir pointillé : coefficients statiques expérimentaux. En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

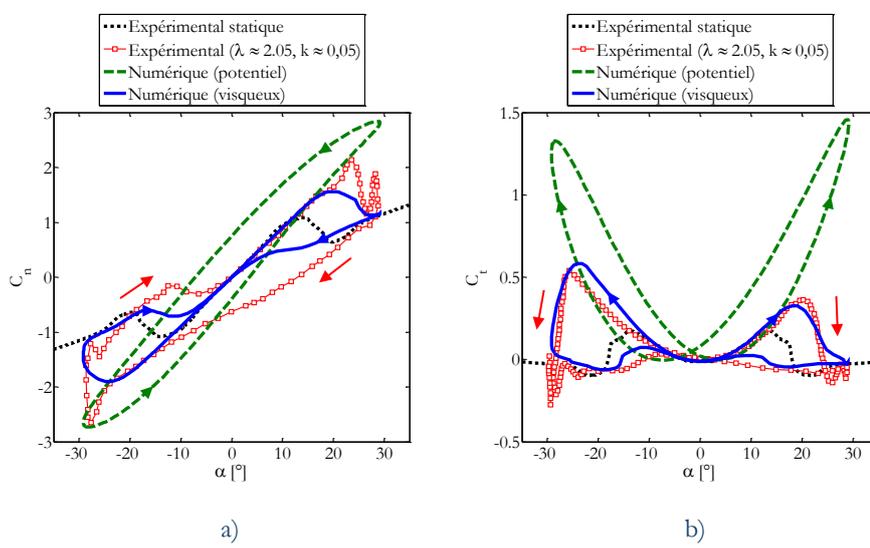


Figure 52 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un profil NACA0015 oscillant à une fréquence réduite $k \approx 0,05$ selon la loi de tangage d’une éolienne Darrieus à une vitesse réduite $\lambda \approx 2,05$ (adapté des conditions expérimentales d’Angell et al. d’après [222]). En noir pointillé : coefficients statiques expérimentaux. En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

III.3.2 Tests de machines Darrieus

Il a été montré dans le paragraphe précédent que pour des cas d'un tangage avec une loi d'incidence sinusoïdale ou distordue, le modèle de Leishman-Beddoes se comporte de manière convenable pour l'estimation des efforts aérodynamiques, en particulier pour le coefficient de force tangentielle. Il faut ensuite s'assurer qu'il reste efficace pour l'étude de machines Darrieus. Les principales différences par rapport au cas de tangage simple sont la fluctuation de vitesse incidente, les effets plus prononcés de courbure de l'écoulement et les interactions pale/sillage.

Dans un premier temps, la simulation d'une éolienne mono-pale de faible solidité est analysée, pour s'assurer du fonctionnement correct du code à des vitesses réduites auxquelles les pales ne sont pas soumises à du décrochage dynamique. Ensuite, la même machine à une vitesse réduite plus faible en présence de décrochage dynamique est présentée pour vérifier que l'inclusion du modèle semi-empirique de décrochage dynamique reste adaptée pour une pale dans l'écoulement courbé d'éolienne Darrieus en fonctionnement. Enfin, on s'intéresse à une éolienne dont la configuration géométrique est plus proche de celle de l'éolienne de référence. Sauf mention contraire, toutes les simulations présentées incluent la simulation des parois latérales des souffleries ou des canaux hydrodynamiques, même si les effets de confinement sont parfois faibles.

Il faut préciser que les simulations présentées ici n'essayent en aucun cas de représenter les efforts résistifs supplémentaires (traînée parasite des supports, force de frottement des roulements) présents en réalité dans la machine. Ceci peut éventuellement expliquer des différences entre les forces tangentielles expérimentales et celles issues du calcul numérique.

III.3.2.1 Machine mono-pale ($\sigma \approx 0,123$, $\sigma_p \approx 0,246$)

L'expérience qui sert de comparaison ici est celle de Graham [103]. Cette expérience a été évoquée dans le paragraphe II.4.1. Il s'agit d'une hydrolienne mono-pale partiellement immergée dont la corde mesure 0,1524 m et le rayon 0,62 m. La section de pale est un profil NACA0015. Les vitesses réduites sont d'environ 2,5, 5,1 et 7,6 et le nombre de Reynolds moyen est d'environ 67000. Ces vitesses réduites sont atteintes en mettant en mouvement un chariot qui porte le rotor. Ici, seuls deux cas sont présentés : $\lambda \approx 7,6$ où il n'y a pas de décrochage dynamique et $\lambda \approx 2,5$ où il y en a. Deux types de mesure ont été réalisés par Graham : des mesures instationnaires d'effort et des relevés instantanés de pression. En plus des premières mesures directes d'effort, Graham propose d'intégrer les pressions pour obtenir une seconde estimation des efforts aérodynamiques, mais étant donné le faible nombre de prises de pression et les écarts apparents entre les deux estimations, seules les mesures directes d'effort sont utilisées pour la comparaison. A partir de la deuxième rotation, les mesures des coefficients aérodynamiques sur les premières rotations sont données par l'auteur (issues d'une moyenne sur 5 essais). La comparaison portera sur les 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} rotations. Il faut préciser que dans les simulations, on suppose une mise en rotation immédiate, ce qui n'est physiquement pas réaliste et qui modifie la phase transitoire, principalement perceptible sur la première rotation qui n'est pas comparée. Si pour la vitesse réduite la plus faible, le régime stationnaire est rapidement atteint (expérimentalement et numériquement), pour la vitesse réduite de 7,6, les simulations numériques attestent que le régime établi (périodique) n'est pas complètement atteint, même après 20 rotations.

Pour plus de détails sur l'expérience, se référer au document [103] original.

Les polaires statiques qui servent de données d'entrée pour la correction du décrochage dynamique sont issue d'une construction mélangeant données expérimentales et extensions théoriques (voir paragraphe III.2.4.2.1). Les coefficients aérodynamiques se basent sur ceux de Jacobs et Sherman [129] et sur une extension pour des incidences élevées issue du travail de Montgomerie [189].

Si l'on compare d'abord les coefficients aérodynamiques pour la vitesse réduite la plus grande ($\lambda \approx 7,6$, voir figure 53), on observe un bon accord du coefficient de force normale, en particulier dans la phase amont de la rotation où se situe le minimum. Il y a également peu d'écart entre le modèle numérique potentiel et visqueux, ce qui s'explique par le fait qu'à cette vitesse réduite, l'incidence ne dépasse pas 5° d'amplitude (d'après les simulations numériques). Il est intéressant de noter que la force normale reste presque constamment négative, ce qui est intuitivement illogique (comme le précise [76]) puisque l'incidence change de signe au cours d'un cycle. Néanmoins, cela a une explication tout à fait raisonnable : naturellement à cette vitesse réduite, l'angle d'incidence prend des valeurs très faibles en valeur absolue (négatives dans la phase amont et positives dans la phase aval). La valeur négative de coefficient de force normale malgré l'incidence positive est due à l'effet de courbure de l'écoulement. Globalement, l'effet de courbure réduit systématiquement l'incidence effective (prise aux trois-quarts de corde), menant jusqu'à un changement de signe si l'incidence est déjà faible comme dans la phase aval. Dans la simulation, l'incidence dans la phase aval a un ordre de grandeur proche de 2° et l'angle d'attaque aux trois-quarts de corde est estimé à environ -1° . Cette incidence effective négative résulte en une force normale négative.

En revanche, pour le coefficient de force tangentielle, la concordance des résultats numériques avec les résultats expérimentaux est plus faible. Dans l'expérience, un faible pic de force motrice apparaît dans chaque phase de la rotation (amont et aval), le reste correspondant à une force résistive (coefficient de force tangentielle négatif). Dans les simulations numériques, il existe un pic plus important dans la phase amont de la rotation et un plateau dans la phase aval où le coefficient de force tangentielle stagne à une valeur négative. Ce plateau s'explique par le déficit de vitesse lié au fort blocage induit par la vitesse réduite très élevée. La vitesse est fortement diminuée dans le rotor, ce qui empêche la pale dans la phase aval de récupérer de l'énergie. La partie aval ainsi bloquée, c'est la partie amont qui récupère toute l'énergie et qui voit donc son pic de coefficient de force tangentielle prendre une valeur importante. Il semble que le blocage effectivement ressenti dans l'expérience n'est pas aussi élevé que celui qui est obtenu numériquement. Des simulations avec et sans les parois latérales donnent des résultats comparables donc le blocage n'est pas artificiellement amplifié par un confinement de l'écoulement. On peut éventuellement supposer que l'angle d'incidence, très sujet aux interactions avec le sillage, est mal estimé. On peut aussi attribuer ces différences de comportement entre l'expérience et la simulation numérique à des erreurs expérimentales, la force tangentielle étant plus difficile à mesurer et plus sensible aux imprécisions de mesure.

Pour la vitesse réduite $\lambda \approx 2,5$ (figure 54), le niveau d'exactitude de l'évolution du coefficient de force normale est comparable au cas précédent. Mais cette fois, l'estimation du coefficient de force tangentielle est nettement améliorée, sans être encore idéale. Comme il n'y a plus un blocage important, on retrouve à la fois dans l'expérience et dans la simulation un pic de force motrice dans chaque phase de la rotation. Les positions des pics et leurs amplitudes sont légèrement différentes.

Puisque l'incidence atteint des valeurs élevées, le calcul potentiel qui suppose un écoulement inconditionnellement attaché surestime le coefficient de force tangentielle. La

correction du décrochage dynamique permet de ramener cette estimation à des valeurs plus raisonnables et réalistes.

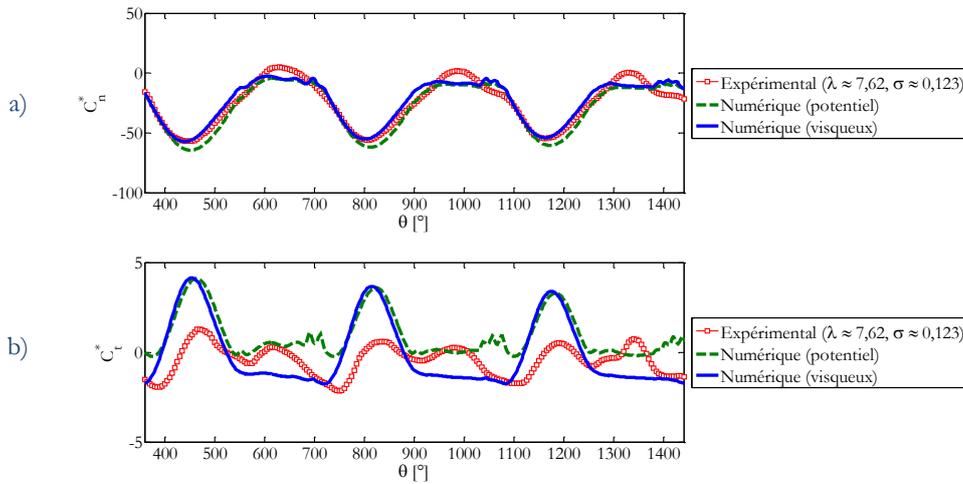


Figure 53 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un rotor mono-pale de solidité $\sigma \approx 0,123$ à une vitesse réduite de 7,62 (adapté des conditions expérimentales de Graham [103]).
En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

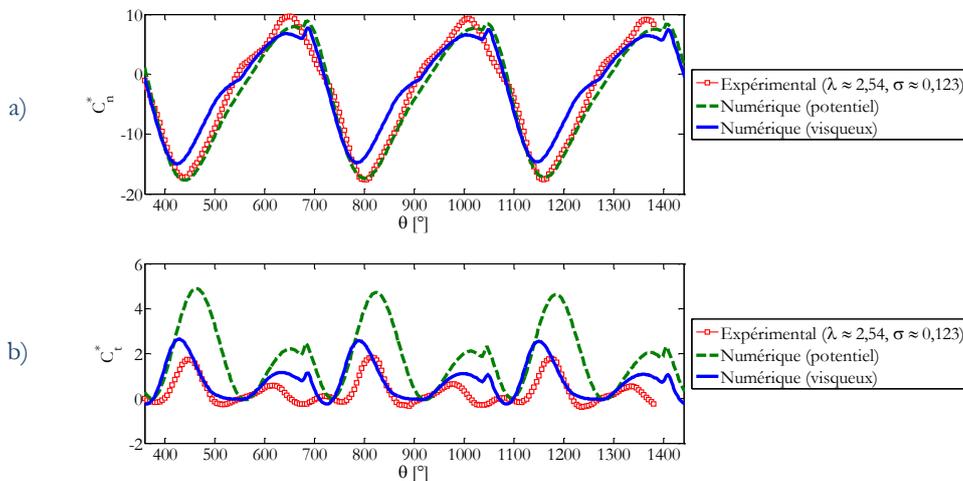


Figure 54 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un rotor mono-pale de solidité $\sigma \approx 0,123$ à une vitesse réduite de 2,54 (adapté des conditions expérimentales de Graham [103]).
En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

Ce premier cas test d'une machine Darrieus montre que l'ajout d'une correction pour le décrochage dynamique apporte une amélioration des résultats. L'adéquation expérimental/numérique a un bilan un peu contrasté : un résultat partiel à haute vitesse réduite (très bon pour le coefficient de force normale et mitigé pour le coefficient de force tangentielle), et un résultat plutôt prometteur pour une vitesse réduite faible. Puisque dans le

cadre de l'éolienne de référence, les faibles vitesses réduites nous intéressent, la balance des résultats est finalement positive.

III.3.2.2 Machine tripale ($\sigma = 0,45$, $\sigma_p = 0,3$)

Si la comparaison d'une éolienne de faible solidité a donné un accord acceptable à faible vitesse réduite, il n'est pas acquis que ce sera également le cas pour une solidité plus élevée. Un autre test de validation a été réalisé à partir des résultats de McLaren [178] sur une éolienne tripale en soufflerie. Le rotor se compose de trois pales, de profil NACA0015 et d'une corde de 0,42 m, pour un rayon de 1,40 m. Les pales ont une particularité, elles sont basées sur un profil NACA0015 d'une corde de 0,45 m, mais le bord de fuite est arrondi pour cause de renforcement de la solidité mécanique, de telle manière que la longueur finale de la corde est réduite de 0,03 m. Pour cette raison, le critère d'orientation du panneau de sillage proche décrit dans le paragraphe III.2.2.2.1 n'est pas adapté, car le bord de fuite n'est pas pointu. Exceptionnellement pour la simulation de cette machine, le critère d'orientation du sillage proche est changé : il suit ici la bissectrice de l'angle au bord de fuite, en l'occurrence pour ce profil symétrique, cela revient à orienter le sillage proche dans le prolongement de la corde.

Les vitesses réduites s'étendent de 0,40 à 1,96 permettant d'atteindre un nombre de Reynolds caractéristique de l'ordre de $0,8 \cdot 10^5$ à $4 \cdot 10^5$. Deux exemples sont abordés ici, des vitesses réduites de 1,96 et 1,11.

De la même façon que pour le cas test précédent, les polaires statiques d'entrée sont issues d'une combinaison de résultats expérimentaux de Jacobs et Sherman [129] et d'extensions pour les fortes incidences simulées par un modèle comparable à celui de Montgomerie [189].

La comparaison des résultats de l'évolution des efforts aérodynamiques pour $\lambda \approx 1,96$ est présentée dans la figure 55. La forme de l'évolution azimutale est bien reproduite, avec une valeur négative dans la phase amont, avec un extremum aux alentours de 90° pour l'expérience, contre 70° pour la simulation numérique "visqueuse". L'amplitude du coefficient de force normale est assez nettement surestimée dans la phase amont de la rotation, puis l'accord est plutôt bon dans la phase aval. Le coefficient de force tangentielle a un meilleur accord que le coefficient de force normale dans la phase amont. Le pic de coefficient a la bonne amplitude et la bonne phase. En revanche le modèle numérique n'est pas en mesure de simuler le deuxième pic de force tangentielle. On peut avancer parmi d'autres une explication importante : l'inaptitude intrinsèque du modèle de Leishman-Beddoes à reproduire le décollement de la couche limite dans le cas où l'incidence change de signe rapidement. La justification de cette hypothèse est détaillée dans le paragraphe III.3.2.3.

Sur la figure 56, on peut observer l'évolution des coefficients aérodynamiques pour une vitesse réduite très faible ($\lambda \approx 1,11$). Pour le coefficient de force normale, la courbe numérique concorde bien avec la courbe expérimentale dans la phase amont, mais a quelques lacunes en début de la phase aval où les oscillations sont différentes. Pour le coefficient de force tangentielle, le modèle numérique "visqueux" donne de bons ordres de grandeur, mais les fluctuations ne sont pas correctement reproduites. Ce manque de similitude dans la phase aval de la rotation peut en partie être expliqué comme dans le cas précédent par une caractéristique du modèle de Leishman-Beddoes décrite dans le paragraphe III.3.2.3. L'accord global est toutefois satisfaisant, quel que soit le coefficient aérodynamique observé.

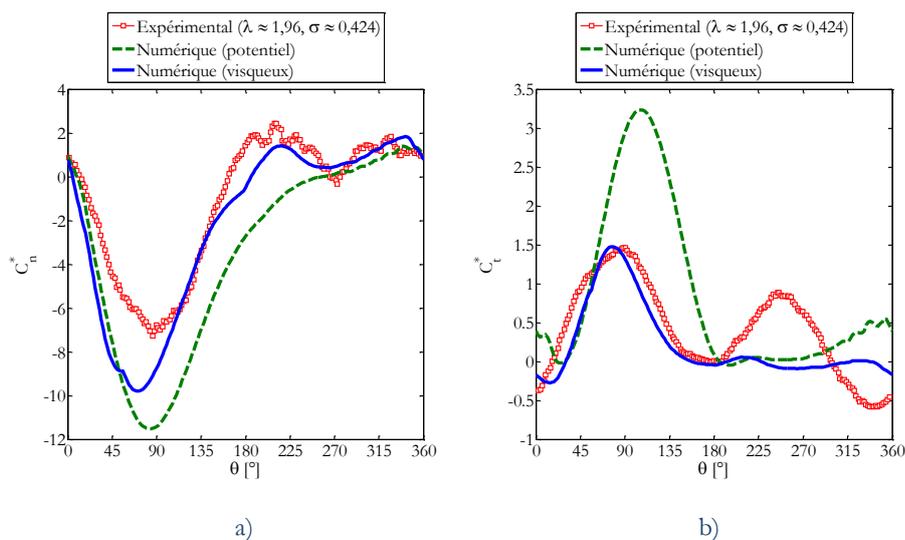


Figure 55 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un rotor tripale de solidité $\sigma \approx 0,424$ à une vitesse réduite de 1,96 (adapté des conditions expérimentales de McLaren [178]). En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

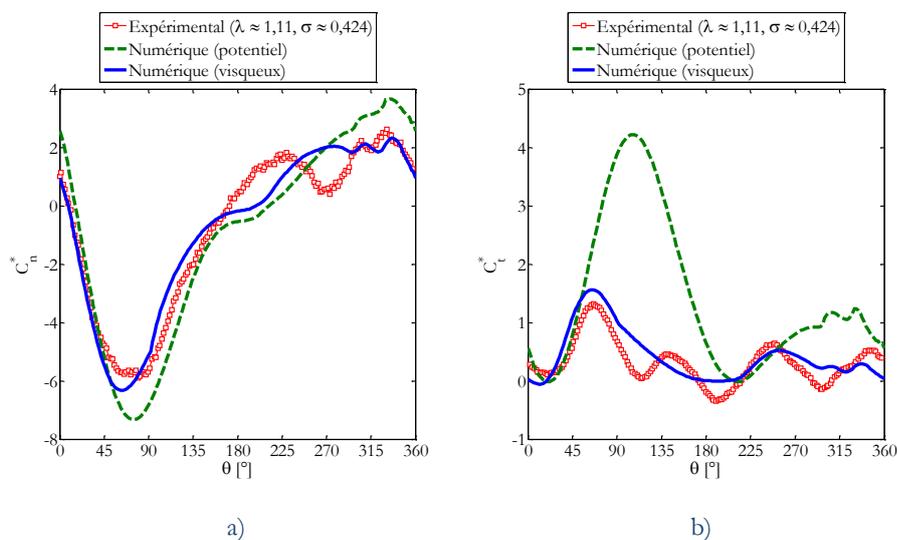


Figure 56 – Coefficients de force normale (a) et de force tangentielle (b) pour un rotor tripale de solidité $\sigma \approx 0,424$ à une vitesse réduite de 1,11 (adapté des conditions expérimentales de McLaren [178]). En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

Comme pour les cas tests précédents, il faut préciser que le modèle de Leishman-Beddoes donne une amélioration significative par rapport au calcul purement potentiel qui justifie tout à fait son usage.

De plus, McLaren donne en plus des mesures expérimentales les évolutions des coefficients aérodynamiques issus d'un calcul de modélisation de type RANS

bidimensionnelle. Pour le cas $\lambda \approx 1,11$, on peut constater que le niveau de concordance avec les résultats expérimentaux est comparable voire supérieur avec la méthode des panneaux corrigée par le modèle de Leishman-Beddoes par rapport à la méthode de calcul RANS en résolution hybride volumes finis/éléments finis. Pour le cas test précédent ($\lambda \approx 1,96$), l'accord avec la méthode des panneaux était d'un niveau similaire, voire inférieur. Cette rapide confrontation met en lumière l'idée que le code présenté ici est capable d'avoir un niveau de précision analogue à celui obtenu avec de la mécanique des fluides numérique dans un domaine maillé, mais avec un temps de calcul certainement nettement réduit.

Enfin, une dernière remarque se doit d'être précisée : le choix de l'adimensionnement peut modifier certains aspects de la comparaison. La différence entre les coefficients C_N et C_N^* est l'usage de la vitesse relative ou la vitesse infini amont pour adimensionner. La figure 57 présente la comparaison expérimentale/numérique du coefficient C_N en utilisant l'estimation numérique de la vitesse relative. Pour les mêmes résultats que dans les figures 56.a et 55.a, cet adimensionnement semble améliorer la concordance pour la vitesse réduite élevée et la détériorer pour la plus faible vitesse réduite. Par exemple pour $\lambda \approx 1,11$ (figure 57.a), puisque vers $\theta \approx 180^\circ$, la vitesse relative est pratiquement nulle, les écarts entre résultats expérimentaux et numériques sont amplifiés. Ce qu'il faut retenir malgré tout, c'est que pour l'estimation d'un coefficient de puissance, c'est la formulation avec les C_N^* et C_T^* qui seront utiles, donc la conclusion du paragraphe précédent reste valide, et que quel que soit l'adimensionnement, l'apport bénéfique du modèle de décrochage dynamique est indéniable.

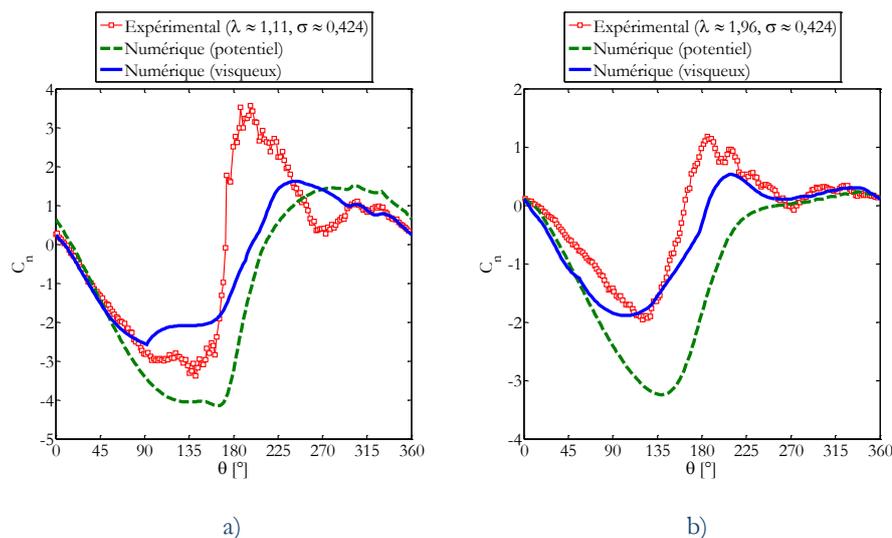


Figure 57 – Coefficients de force normale adimensionnés en utilisant la vitesse relative U_r numérique respectivement pour les mêmes configurations que sur les figures 56 (pour a) et 55 (pour b). En carrés rouges : coefficients dynamiques expérimentaux. En traits discontinus verts : coefficients numériques issus du calcul purement potentiel. En traits continus bleus : coefficients numériques issus du modèle semi-empirique de Leishman-Beddoes.

III.3.2.3 Mise en évidence d'une limite du modèle de Leishman-Beddoes en cas de changement rapide du signe de l'incidence

Un des problèmes entrevus lors des essais à faible vitesse réduite est lié aux changements de signe de l'incidence. Le modèle de Leishman-Beddoes a été conçu

initialement pour les pales d'hélicoptère qui subissent rarement de changement de signe de l'incidence, alors même que la variation du signe de l'incidence est indispensable au fonctionnement d'une machine Darrieus. Seul le paramètre f_N règle la position du décollement : $f_N = 0,5$ indique que le point de décollement est à mi-corde sur l'extrados si l'incidence est positive et sur l'intrados si l'incidence est négative. Dans les conditions rencontrées par un hélicoptère, l'usage d'un seul paramètre f_N pour indiquer le niveau de décollement de la couche limite pour les deux faces du profil est suffisant, puisque seul l'extrados est décollé pendant certaines phases d'un cycle.

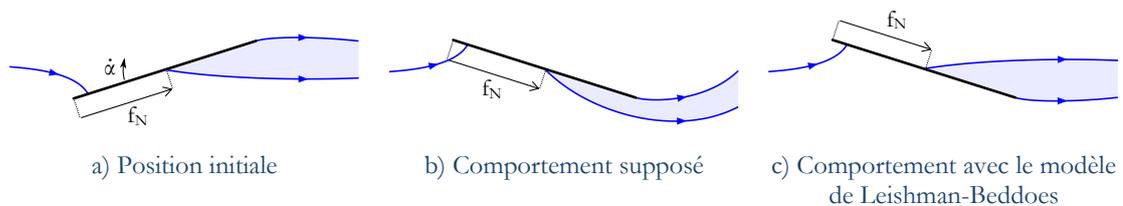


Figure 58 – Représentation schématique de la position du point de décollement dans le cas d'un changement brusque de l'angle d'incidence. Le trait noir est une plaque plane, les traits continus bleus des lignes de courant et la zone bleutée la zone d'écoulement décollé

a) **Configuration initiale de l'écoulement** : l'incidence est négative et le point de décollement se situe sur la face inférieure de la plaque plane.

b) **Comportement supposé** : l'incidence passe très rapidement à une valeur positive : l'écoulement se recolle progressivement sur la face inférieure et le point de décollement va rapidement rejoindre le bord de fuite.

c) **Avec le modèle de Leishman-Beddoes** : cela revient à considérer que l'écoulement passe instantanément d'un état décollé sur la face inférieure à un état décollé sur la face supérieure de la plaque.

Prenons un exemple schématique pour mettre en lumière une caractéristique du modèle de Leishman-Beddoes qui démontre la limite qui découle de l'utilisation d'un seul paramètre de position du point de décollement. Cet exemple est illustré sur la figure 58. Un profil mince (ou une plaque plane) est initialement à un angle d'attaque négatif (figure 58.a) suffisamment grand pour que le point de décollement, sur la face intérieure, soit éloigné du bord de fuite. Le profil est ensuite rapidement pivoté jusqu'à atteindre un angle d'attaque positif. La figure 58.b schématise le comportement du décollement tel qu'il est supposé se produire : la face inférieure reste temporairement partiellement décollée, mais le point de décollement se déplace vers le bord de fuite et un point de décollement sur la face supérieure va remonter du bord de fuite vers l'amont du profil. Avec le modèle de Leishman-Beddoes, lorsque l'incidence devient positive, le point de décollement passe directement de la face inférieure à la face supérieure (figure 58.c) car il n'y a pas de distinctions entre les deux faces du profil. Les effets sur les forces normales et tangentielles sont par conséquent significativement différents de ceux qui sont attendus.

Si on reprend l'exemple du rotor tripale de McLaren [178] à une vitesse réduite de 1,96, l'incohérence décrite précédemment est présente. Sur la figure 59, on peut suivre le point de décollement quasi-statique noté f_N en fonction de l'angle azimutal θ . Ce point de décollement quasi-statique est estimé uniquement à partir de l'angle d'attaque et des polaires statiques grâce à la théorie de Kirchhoff (voir annexe A.1.2). Il vaut 1 quand le décollement est au bord de fuite, pour les faibles angles d'attaque, et 0 quand le décollement est au bord d'attaque, pour les angles d'attaque élevés. Le point de décollement dynamique noté f_N'' sert à calculer une partie des efforts instationnaires et est obtenu en faisant usage de fonctions de retard (voir annexe A.1.2.2). Sur la phase amont de la rotation, on a bien un retard au décrochage, ce qui correspond au comportement attendu. Mais dès que l'on entre dans la

phase aval de la rotation et que l'incidence devient positive, vers $\theta \approx 180^\circ$, alors que l'on peut présager que le point de décollement remonterait du bord de fuite vers l'avant du profil sur la face extérieure du profil, comme le fait le point quasi-statique f_N , le comportement est complètement opposé. Le point de décollement parcourt le profil du bord d'attaque au bord de fuite. Avec cette incohérence, il est impossible d'obtenir une estimation correcte des efforts aérodynamiques, et en particulier du coefficient de force tangentielle.

Ce phénomène ne se produit pas dans l'expérience d'Angell où il y a pourtant un changement de l'angle d'incidence car la fréquence réduite est suffisamment faible. Celle-ci laisse le temps au point de décollement de revenir au bord de fuite avant de remonter vers le bord d'attaque sur l'autre face du profil.

Ce motif d'écart n'explique pas à lui seul la totalité des divergences entre les résultats numériques et expérimentaux. Parmi les autres explications, on peut mentionner la possible mauvaise estimation de l'angle d'incidence. Dans la partie aval de la rotation, il y a de nombreuses interactions des pales avec leurs sillages, l'irrégularité de la vitesse qui en découle rend l'estimation de l'incidence plus complexe. De plus, l'incidence dans la partie aval est peut-être sous-estimée à cause de l'absence de diffusion dans le sillage qui maintient un fort niveau de vitesse induite.

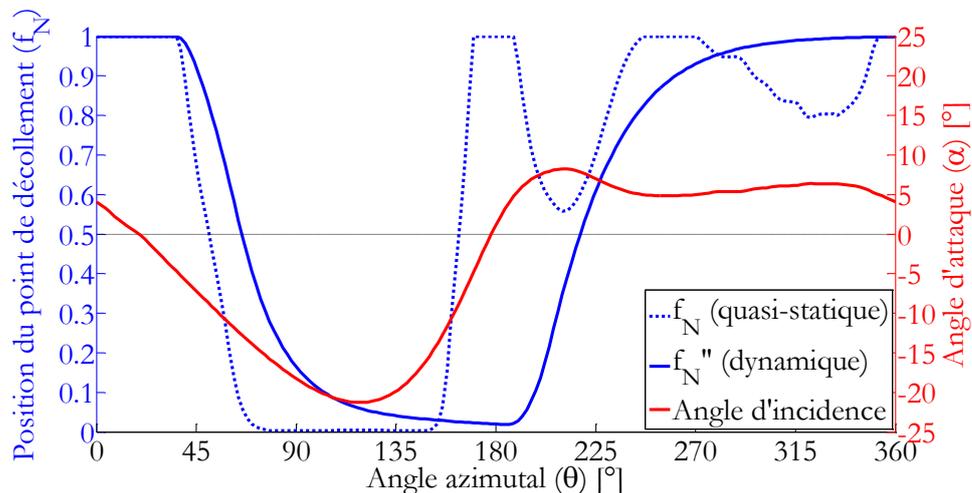


Figure 59 – Evolution caractéristique de la position du point de décollement quasi-statique (f_N , en pointillé bleu) et dynamique (f_N'' , en trait continu bleu) issu du modèle de Leishman-Beddoes en fonction de l'angle azimutal θ . La configuration est celle du rotor tripale de McLaren [178] à une vitesse réduite de 1,96. Pour information, l'évolution de l'angle d'incidence est aussi donnée en trait continu rouge à lire avec l'axe des ordonnées de droite.

III.4 Conclusion

Dans le cadre de cette étude, le modèle numérique le plus adapté s'est révélé être un modèle tourbillonnaire de type méthode des panneaux. Ce choix est guidé par la forte solidité de la machine étudiée et se justifie par le bon compromis entre précision et rapidité de calcul par cette méthode.

Le modèle est décrit en détail dans ce chapitre. Les principes mathématiques et physiques sur lesquels le calcul numérique repose sont rappelés, ainsi que leurs discrétisations. La description lagrangienne de l'écoulement est perçue ici comme un avantage car elle permet de suivre la vorticité de manière fidèle et sans la contrainte d'un

maillage limité spatialement. Toutefois, le confinement spatial est parfois nécessaire pour essayer par exemple de reproduire des résultats expérimentaux en canal hydraulique ou en soufflerie. Pour réaliser ces essais, la méthode des images a été utilisée. Elle s'est avérée efficace pour représenter des parois imperméables qui maintiennent le débit de l'écoulement au sein d'une veine d'essais. Il a été vérifié que ce confinement a pour conséquence d'accélérer l'écoulement, d'amplifier les angles d'incidence et selon les conditions d'augmenter ainsi le couple et la puissance récupérés pour une géométrie de rotor et une vitesse réduite données. Ceci reste vrai dans la plupart des expériences dans la littérature, mais les effets sont plus ou moins visibles selon le blocage que représente chaque machine.

La méthode des panneaux étant purement potentielle, un modèle de Leishman-Beddoes a été ajouté pour corriger a posteriori les efforts aérodynamiques. Cette correction nécessite en entrée des polaires statiques et une vitesse et un angle de référence. Pour les polaires statiques, le choix s'est porté sur des polaires expérimentales étendues jusqu'à des angles d'attaque élevés par des formules théoriques. L'angle d'attaque a été défini comme un angle cinématique moyen en excluant les perturbations de la pale et de son sillage proche. Le modèle de correction du décrochage dynamique a montré de bonnes aptitudes dans la plupart des cas tests considérés. La correction rectifie les coefficients de forces aérodynamiques dans le bon sens avec le bon ordre de grandeur d'amplitude et de phase. Les principales difficultés du modèle qui ont une importance pour une machine Darrieus sont :

- Le déclenchement parfois trop précoce du lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque (voir les cas test d'Angell en particulier, au paragraphe III.3.1.2).
- Une mauvaise dynamique du recollement de la couche limite, avec soit un recollement trop rapide (voir les cas tests de Hoffmann, III.3.1.1, et d'Angell, III.3.1.2), soit une mauvaise gestion du changement de l'angle d'incidence (voir les cas tests des machines Darrieus, III.3.2.1 et III.3.2.2).

En ce qui concerne la mauvaise gestion de l'angle d'incidence, elle est liée à la rapide variation de l'incidence et au fait que le modèle de Leishman-Beddoes utilise un seul paramètre pour indiquer le niveau de décollement sur les deux faces d'un profil. Ceci nécessiterait une rectification profonde du modèle qui est laissée à une étude ultérieure.

Ensuite, et de manière générale, il est estimé que les problèmes liés au vortex de bord d'attaque pourraient être améliorés par un meilleur réglage des paramètres du modèle de Leishman-Beddoes. Une autre piste d'amélioration pourrait être la meilleure estimation de l'incidence car l'absence de diffusion des tourbillons par la viscosité réduit l'incidence en surestimant l'effet des vitesses induites, dans la partie aval notamment. Malheureusement, les mesures réalisées dans les cas tests présentés ne permettent pas d'expliquer l'origine de toutes les variations des coefficients aérodynamiques. Par exemple, on ne peut pas savoir si certains renflements de force normale sont dû à la présence d'un tourbillon ou simplement par un effet de variation de l'incidence.

Il faut rappeler malgré tout que le code présenté a pour principale vocation de modéliser l'éolienne de référence, non pas toutes les éoliennes existantes. Dans cette optique, l'adéquation des simulations avec les résultats de McLaren (dont la géométrie se rapproche le plus de l'éolienne qui fait l'objet de la présente étude) est encourageante et prouve l'utilité d'une correction semi-empirique qui doit être correctement calibrée.

Au final, la question du décrochage dynamique se confirme comme étant une problématique complexe qui nécessite davantage d'études expérimentales pour arriver à bien modéliser le phénomène, particulièrement dans une éolienne Darrieus, et d'autant plus sur une éolienne de forte solidité où le fonctionnement se fait à faible vitesse réduite.

IV

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET OUTILS DE MESURE ET D'ANALYSE

Résumé

Le chapitre précédent a mis en lumière quelques limitations du code numérique pour la simulation numérique des machines Darrieus à forte solidité lors de fonctionnements à de faibles vitesses réduites, et a laissé entrevoir qu'une meilleure compréhension du décrochage dynamique est encore nécessaire. Des expériences ont ici été réalisées afin d'approfondir les connaissances sur la dynamique tourbillonnaire en général. Les mesures obtenues pourront également servir de base de données d'entrée pour la calibration du modèle numérique. La présente étude se concentre sur les plus grandes structures tourbillonnaires générées par les pales.

Ce chapitre présente les moyens expérimentaux mis en œuvre pour l'étude de ces lâchers, ainsi que les techniques utilisées pour procéder au traitement des données. On associe également à chaque mesure des éléments d'une analyse d'incertitude pour connaître les conditions d'utilisation des résultats.

Sommaire

IV.1	Présentation de l'expérience.....	148
IV.1.1	La soufflerie Béton de l'ENSMA.....	149
IV.1.2	La maquette.....	149
IV.1.2.1	La base de support et mise en rotation.....	151
IV.1.2.2	La partie effective.....	151
IV.1.2.2.1	Description des pales.....	151
IV.1.3	Similitude avec l'éolienne à pleine échelle.....	153
IV.1.4	Les grandeurs mesurées.....	154
IV.1.4.1	La vitesse angulaire et l'azimut.....	154
IV.1.4.2	La pression pariétale.....	154
IV.1.4.2.1	Les capteurs de pression.....	155
IV.1.4.2.2	Le dispositif déporté.....	155
IV.1.4.2.3	L'étalonnage du système de mesure de pression.....	156
IV.1.4.2.4	Estimation de la pression absolue.....	159
IV.1.4.3	Le champ de vitesse dans le sillage.....	160
IV.1.4.3.1	Principe de la PIV.....	160
IV.1.4.3.2	Le matériel.....	161
IV.1.4.3.3	L'étendue des champs de vision.....	162
IV.1.4.3.4	Synchronisation des images avec la position azimutale des pales.....	163
IV.1.4.4	Les conditions de l'expérience.....	163

IV.1.4.4.1	Choix des vitesses infini amont et des vitesses réduites.....	163
IV.1.4.4.2	Les paramètres d'acquisition de la pression.....	165
IV.1.4.4.3	Les paramètres d'acquisition pour la PIV	165
IV.2	Traitements et outils d'exploitation de la PIV	167
IV.2.1	Traitements de la PIV	167
IV.2.1.1	Post-traitement : filtrage des champs de vitesse.....	167
IV.2.1.2	Combinaison des champs instantanés	168
IV.2.1.2.1	Projection des données sur un maillage commun.....	168
IV.2.1.2.2	Lissage des zones de recouvrement.....	169
IV.2.2	Outils d'exploitation de la PIV	169
IV.2.2.1	Détection des structures tourbillonnaires	169
IV.2.2.2	Reconstruction POD des champs instantanés	171
IV.2.2.2.1	L'utilité de la POD	171
IV.2.2.2.2	Principe de la méthode de POD des "snapshots"	172
IV.2.2.3	Calcul des trajectoires, des intensités et des tailles de vortex	175
IV.2.2.3.1	Propriétés et sélection des tourbillons	175
IV.2.2.3.2	Suivi des structures tourbillonnaires	176
IV.3	Estimation des incertitudes.....	177
IV.3.1	Erreurs géométriques	177
IV.3.2	Erreurs pour la mesure des paramètres fonctionnels.....	178
IV.3.3	Erreurs pour la mesure de la pression	179
IV.3.4	Erreurs pour la mesure du champ de vitesse	180
IV.4	Conclusion.....	180

IV.1 Présentation de l'expérience

Les tourbillons générés par les pales peuvent avoir des effets à différents niveaux. On peut distinguer, à la manière de Ferreira [78], les effets directs à l'échelle de la pale et des effets induits à l'échelle du rotor. Les effets directs affectent la répartition de pression et dépendent du décollement de la couche limite à la surface des pales et des interactions entre les pales et les tourbillons émis. Les effets induits sont la conséquence des tourbillons transportés en aval du rotor qui modifient les champs de vitesse perçus par les pales.

Pour caractériser ces deux types d'effets, des essais en soufflerie ont été réalisés sur une maquette instrumentée d'éolienne Darrieus à pales droites dans des conditions de fonctionnement où le phénomène de décrochage dynamique apparaît. Deux types de mesure ont été choisis : des mesures de pression instationnaire à la surface des pales et des enregistrements des champs de vitesse instantanés par vélocimétrie par images de particules (PIV). Les événements de pression mesurés peuvent donner des indications sur l'état attaché ou décollé de la couche limite, voire les positions au cours du temps du point de décollement à partir d'un traitement statistique ([238]). Sous certaines conditions, la pression donne accès aux informations sur l'instant de la naissance et sur la position où un éventuel tourbillon de décrochage dynamique est généré et sur les effets des lâchers tourbillonnaires et des interactions pales-tourbillons (ou BVI, acronyme anglais de *blade-vortex interaction*). La visualisation des champs de vitesse complète l'expérience en renseignant sur la trajectoire, la taille et l'intensité des vortex.

La présentation de l'expérience commence par la description du montage expérimental, puis par les systèmes de mesures mis en place avant de s'intéresser au type de traitement appliqué sur les données expérimentales pour détecter et suivre les tourbillons.

IV.1.1 La soufflerie Béton de l'ENSMA

L'ensemble des expériences a été réalisé dans la soufflerie Béton de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) (voir figure 60). La soufflerie Béton est une soufflerie subsonique en veine fermée dotée d'un ventilateur d'une puissance de 250 kW. L'hélice est composée de six pales à calage variable qui permettent des variations de vitesse d'écoulement dans la veine d'essais jusqu'à 60 m/s. La veine d'essais a une section rectangulaire de 2,4 m × 2,6 m (largeur × hauteur) sur une longueur de 6 m mise à la pression atmosphérique grâce à des grilles de respiration en sortie de veine. Un mât creux et profilé traverse le plafond de la soufflerie au niveau de la veine d'essais pour permettre un support des maquettes et une transmission des données vers un système d'acquisition. Par l'utilisation d'un nid d'abeille et de deux grillages, la vitesse dans la section d'entrée est homogène (les fluctuations de vitesse sont inférieures à 1% en module et 1° en déviation). Le taux moyen de turbulence longitudinal est de l'ordre de 0,5%.

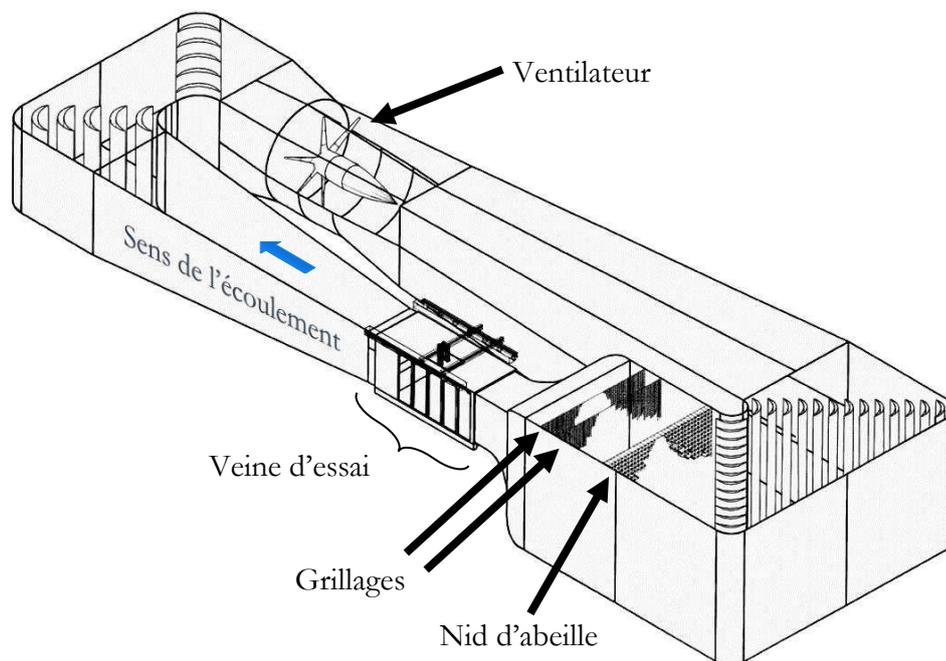


Figure 60 – Représentation schématique de la soufflerie Béton de l'ENSMA.

IV.1.2 La maquette

La maquette peut être décomposée en trois parties (voir figure 62) : une base de support et de mise en rotation, une partie effective et une zone de réception et transmission des données. Elle a été centrée dans la veine d'essais : 2,205 m et 2,195 m séparent l'axe de rotation de la maquette et les parois latérales de la soufflerie.



Figure 61 – Aperçu du montage dans la veine d'essais.

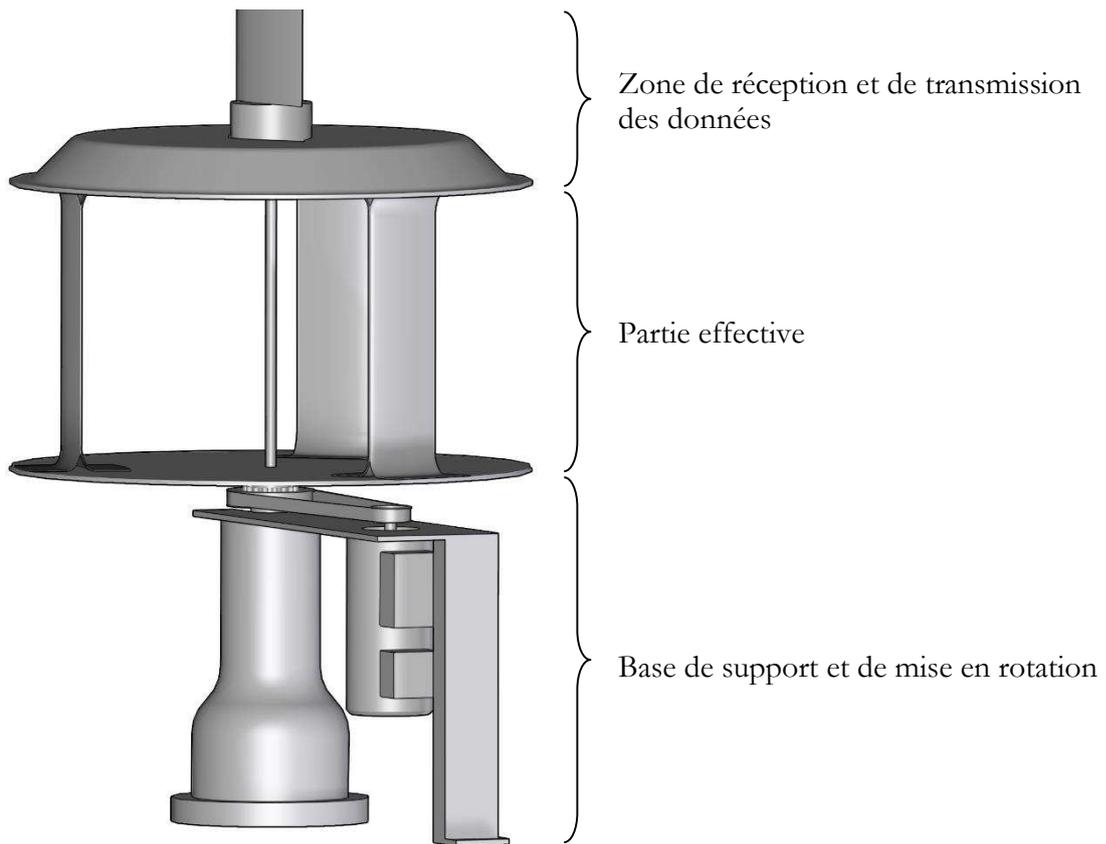


Figure 62 – Représentation schématique du montage.

IV.1.2.1 La base de support et mise en rotation

La mise en rotation est assurée par un moteur asynchrone triphasé de la série LSMV développé par Leroy Somer d'une puissance nominale de 1,5 kW, adapté pour des variations de vitesse de rotation de 0 à 1500 tr/min. Il est piloté par un variateur Unidrive SP de Leroy Somer pour maintenir une vitesse de rotation constante quelles que soient les conditions de fonctionnement.

L'axe du moteur est déporté par rapport à l'axe de rotation de l'éolienne. La liaison entre les deux axes est faite par un système de poulies avec une courroie crantée. Le rapport de réduction est de 2,1 (la vitesse de rotation du moteur est 2,1 fois supérieure à la vitesse de rotation du rotor de la maquette), d'où des vitesses de rotation de l'éolienne jusqu'à environ 700 tr/min sans dépassement de la vitesse nominale du moteur.

Le support de la partie effective est une base fournie par Noveol qui inclut essentiellement l'arbre, les roulements et un système de mesure de la vitesse de rotation. La génératrice n'a pas été incluse car il a été choisi de contrôler directement la vitesse de rotation avec le moteur et son variateur.

IV.1.2.2 La partie effective

L'appellation partie effective désigne l'élément d'éolienne à proprement parler. Il s'agit d'un rotor de rayon $R = 425$ mm constitué de trois pales droites de corde $c = 180$ mm et d'envergure 600 mm fabriquées en composite. La solidité est ainsi d'environ $\sigma \approx 0,64$. La section des pales est un profil NACA0015. Le point d'attache des pales, défini dans II.1.1.1, est situé à mi-corde. L'idée du montage étant d'obtenir un écoulement le plus proche possible d'une configuration bidimensionnelle, des plaques de garde en bois d'1,10 m de diamètre et de 30 mm d'épaisseur ont donc été placées aux deux extrémités des pales et servent à soutenir les pales tout en guidant l'écoulement horizontalement. Une tige filetée d'un diamètre de 20 mm relie les deux plaques de garde et assure un alignement et une solidité au montage.

Le taux de blocage horizontal (défini comme étant le rapport entre le diamètre du rotor et la largeur de la soufflerie) est de 35,4%. On peut s'attendre à ce que l'écoulement soit confiné, ce qui peut amener à des modifications de l'écoulement et de la dynamique tourbillonnaire (voir paragraphes III.2.3 et II.4.2). Néanmoins, il reste dans la moyenne basse des expériences passées (voir tableaux 10 et 11) et laisse suffisamment d'espace pour que l'écoulement puisse contourner l'éolienne de part et d'autre.

IV.1.2.2.1 Description des pales

La contrainte de la mesure de pression impose que les pales soient creuses pour laisser place à la transmission des informations de pression par des tuyaux. Une pale est donc constituée de deux demi-pales (voir figure 63.b) instrumentées puis collées sur deux zones de collage situées au bord d'attaque et au bord de fuite (voir figure 63.c). Le système d'attache des pales a aussi été conçu en considérant la contrainte d'une pale instrumentée : des pattes planes prolongent les extrémités de chacune des demi-pales vers les faces extérieures permettant une fixation solide et laissant libre l'espace intérieur aux pales. L'envergure des pales est de 600 mm, dont 500 mm de zone utile et 50 mm de zones courbées, servant de transition vers les pattes planes à chaque bout (voir figure 63.a).

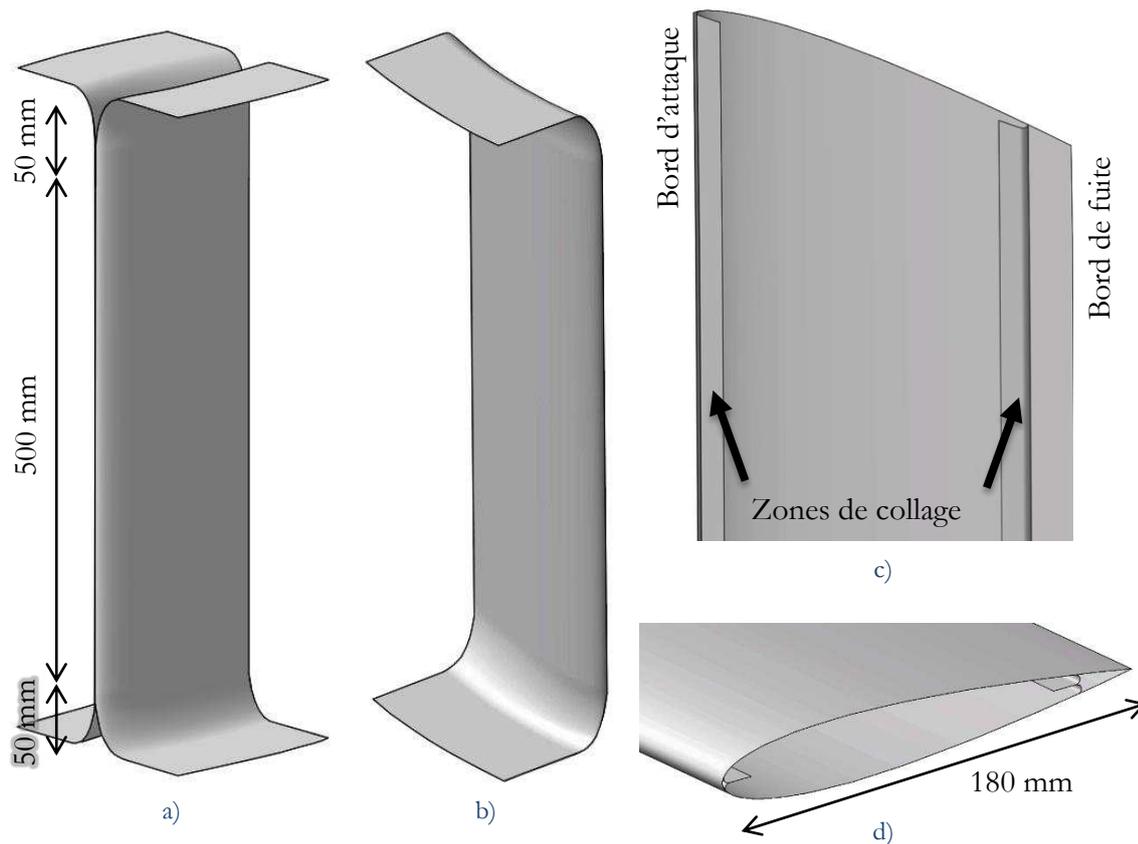


Figure 63 – a) Schéma d'une pale dans son ensemble – b) Schéma d'une demi-pale – c) Aperçu des zones de collage sur une demi-pale – d) Coupe de la pale. Les épaisseurs du matériau composite sont négligées et les trous de prise de pression ne sont pas visibles dans ces représentations.

Les prises de pression sont à mi-envergure des pales. Les trous de 1,1 mm de diamètre sont répartis le long de la corde du profil sur l'ensemble des trois pales. Ils sont placés de 10% de corde à 80% de corde à partir du bord d'attaque, sur les faces intérieures (dirigées vers l'axe de rotation) et extérieures, soit un total de 16 prises de pression. Les positions inférieures à 10% et supérieures à 80% de corde sont inaccessibles à cause des zones de collages. Par conséquent, l'absence de mesures proches du bord d'attaque nous prive d'information là où les dépressions sont les plus importantes (vers le bord d'attaque). Une estimation expérimentale des efforts sur ces pales est ainsi entachée d'une importante incertitude. Par ailleurs, suite à une erreur de fabrication, les perçages à 30% de corde ont été remplacés par des perçages à 20% de corde. La répartition finale des prises sur les pales est donnée dans le tableau 14.

Des tubes capillaires métalliques de 0,9 mm de diamètre intérieur sont installés dans les trous de prise de pression et affleurent la paroi extérieure des pales. Ils sont prolongés par des tubes de vinyle de longueur 1,10 m qui rejoignent les capteurs de pression.

Pale 1	Pale 2	Pale 3
20% Intérieur	40% Intérieur	10% Intérieur
50% Intérieur	70% Intérieur	20% Intérieur
80% Intérieur	20% Extérieur	60% Intérieur
10% Extérieur	50% Extérieur	40% Extérieur
20% Extérieur	80% Extérieur	70% Extérieur
60% Extérieur		

Tableau 14 – Positionnement des trous de prise de pression. Le pourcentage indique la distance relative par rapport à la longueur de corde entre le bord d'attaque et le trou. L'annotation "Intérieur" ou "Extérieur" indique la face sur laquelle le trou est positionné.

IV.1.3 Similitude avec l'éolienne à pleine échelle

La maquette se veut être une version simplifiée et à petite échelle de l'éolienne de référence (voir paragraphe II.3.1). La similarité est respectée au niveau de la solidité de la machine puisque la corde et le rayon ont été divisés par deux, ainsi que la gamme des vitesses réduites dans laquelle l'éolienne fonctionne (aux alentours de $\lambda \approx 2$). On peut donc s'attendre à avoir globalement un caractère instationnaire comparable si on se fie au critère de fréquence réduite k défini par la relation (32) (voir aussi paragraphe II.3.2.4).

Néanmoins, les nombres de Reynolds caractéristiques basés sur la vitesse de rotation (voir relation (6)) sont différents. A une même vitesse réduite, le nombre de Reynolds caractéristique de la maquette est divisé par deux pour une vitesse du vent donnée. Au final, cela revient à dire que la maquette a le même nombre de Reynolds caractéristique que l'éolienne à taille réelle mais pour une vitesse de vent deux fois plus petite. Les vitesses infini amont rencontrées lors des expériences en soufflerie étant approximativement de 10 m/s à 17 m/s, on peut dresser une similitude avec l'éolienne à pleine échelle dans une gamme de vent de 5 m/s à 8,5 m/s. Cet intervalle de vitesse (et donc de nombre de Reynolds associé) est intéressant à étudier car il correspond au secteur de vitesses de vent le plus fréquent pour une zone correctement ventée en France¹⁸ et au secteur le plus énergétique pour une zone faiblement ventée (en considérant la densité de puissance dans le vent).

Par contre, le pendant de beaucoup d'expériences en soufflerie est la différence dans la nature et l'intensité de la turbulence, et même plus globalement l'instationnarité du vent. Dans la nature, les intensités horizontales de turbulence sont de l'ordre de 10% contre environ 0,5% dans la soufflerie Béton de l'ENSMA. Pour générer un écoulement turbulent dans une soufflerie, des solutions existent comme placer des grilles en amont de la veine d'essais, mais la turbulence se doit d'être proprement caractérisée et la nature de la turbulence est particulière (homogène et isotrope). L'absence de turbulence en soufflerie peut modifier la nature de la couche limite des pales de l'éolienne, engendrer l'apparition éventuelle de bulbes de décollement laminaire et plus généralement modifier les caractéristiques du décrochage dynamique (voir paragraphe II.2.2.3). Ceci a par exemple été noté par Danao et al. [59] qui ont utilisé une grille de turbulence pour atteindre 1% d'intensité turbulente pour étudier le décrochage dynamique sur une éolienne Darrieus. Il précise qu'une intensité turbulente plus faible (0,4%) menait à des performances plus faibles et qu'une valeur plus

¹⁸ Si on considère par exemple une distribution de vent donnée par une loi de Rayleigh de facteur d'échelle de 5,4 m/s. La vitesse moyenne associée se situe vers 6,8 m/s, ce qui nous place sur des sites dégagés dans des régions françaises plutôt bien ventées (comme la Bretagne par exemple) d'après la carte des vents à 50 m de hauteur.

élevée (2,6%) modifiait notablement le phénomène de décrochage dynamique en supprimant le bulbe de décollement de bord d'attaque.

Enfin, une différence primordiale dans les caractéristiques géométriques est le caractère hélicoïdal de l'éolienne à pleine échelle qui n'est pas repris dans la maquette. Cette particularité induit des effets tridimensionnels probablement très marqués. L'option qui a été retenue est de se concentrer sur le comportement bidimensionnel et de laisser l'étude des effets tridimensionnels à une étude ultérieure.

IV.1.4 Les grandeurs mesurées

IV.1.4.1 La vitesse angulaire et l'azimut

La vitesse angulaire est enregistrée pour deux raisons : déterminer avec précision la vitesse réduite et la position angulaire des pales. Elle est mesurée grâce à un capteur inductif de vitesse de rotation et une bague dentée placée dans la base de support de la maquette.

La bague compte six dents identiques et régulièrement espacées. Le capteur de vitesse angulaire détecte la présence des dents et renvoie un signal créneau 0 - 5 V à chaque passage d'une dent. A partir de l'intervalle de temps Δt entre deux dents, on peut calculer la vitesse de rotation par la formule $\omega = \frac{2\pi}{6\Delta t}$. Cette valeur est mise à jour tous les $1/6^{\text{ème}}$ de tour, soit à une fréquence d'approximativement 300 Hz pour une vitesse de 500 tr/min.

La position angulaire θ est déduite de la vitesse de rotation par une relation de récurrence :

$$\theta_i = \theta_{i-1} + \omega\Delta t \quad (95)$$

Pour avoir une position angulaire absolue, un écrou a été ajouté à la bague pour former une septième dent plus petite et distinguable des autres. Lorsque cet écrou passe devant le capteur, on détecte le front montant du signal créneau et on repère la position azimutale du rayon de la maquette qui est dans l'axe de la veine de la soufflerie. A partir de cette position initiale et en repérant les angles entre les pales et la marque de référence, on peut déterminer la position azimutale des points d'attache des trois pales (à mi-corde).

IV.1.4.2 La pression pariétale

La mesure de la pression pariétale a plusieurs intérêts. Elle permet par exemple l'évaluation de l'état de la couche limite sur un profil : dans un cas de mouvement de translation rectiligne uniforme, un décollement de la couche limite se caractérise par une répartition du coefficient de pression en moyenne constante sur la paroi dans la partie décollée, là où habituellement, dans un état attaché, il y a un gradient de pression du bord de fuite au bord d'attaque. Une telle caractéristique ainsi qu'une étude statistique plus complète peuvent être utilisées pour repérer la position du point de décollement ([238]).

Si le décollement de bord d'attaque engendre la naissance d'un tourbillon lors du décrochage dynamique par exemple, on peut envisager d'utiliser les mesures de pression pour déterminer la position de ce tourbillon, car il s'associe à un pic de dépression généralement bien marqué et des écarts types de pression importants entre les différents cycles.

Dans cette optique, un système de mesure de pression comportant des capteurs de pression éloignés des prises de pression a été mis en place. Ce dispositif est appelé par la suite dispositif déporté, en opposition au montage affleurant (ou *flush* selon l'appellation anglaise). L'option d'un montage affleurant n'a pas pu être envisagée compte tenu des contraintes liées au matériel à notre disposition (taille importante des capteurs de pression par rapport à l'espace disponible à l'intérieur des pales).

IV.1.4.2.1 Les capteurs de pression

Les capteurs de pression sont des capteurs différentiels HCLA12X5DB de SensorTechnics d'une gamme de mesure de 0 à 1250 Pa et dont la cadence de rafraîchissement des valeurs de pression est aux alentours de 4 kHz. Ils ont été positionnés sur la plaque de garde supérieure à une distance d'environ 150 mm de l'axe de rotation pour limiter les effets centrifuges. Les capteurs ont les caractéristiques techniques permettant de résister à des efforts comparables à la force d'inertie centrifuge présente dans l'expérience, mais l'influence de la rotation sur les mesures de pression n'est pas précisée par le constructeur. Des essais réalisés en faisant tourner la maquette sans écoulement dans la veine de la soufflerie ont permis de constater que l'erreur induite par les effets centrifuges dans les tubes de vinyle ou sur les capteurs est négligeable et ne nécessite pas de correction.

IV.1.4.2.2 Le dispositif déporté

Un tube de vinyle d'1,10 m sépare chaque prise de pression du capteur. L'absence de capteur au niveau des prises donne accès à une meilleure résolution spatiale des relevés puisque dans un même espace, plus de prises peuvent être placées. L'inconvénient est qu'une diminution de l'amplitude et un retard sont introduits par le transfert dans les tubes de vinyle. Pour estimer ces modifications des signaux, des mesures d'étalonnage ont montré qu'étant donné la longueur du tube de liaison, la corrélation entre l'entrée et la sortie du tube devient significativement basse après plusieurs centaines voire milliers d'Hertz, or les phénomènes qui seront observés ont des composantes fréquentielles de l'ordre du Hertz ou la dizaine d'Hertz.

L'usage de capteur différentiel implique qu'une pression de référence doit être ajoutée en entrée du capteur, en plus de la pression à acquérir. La pression de référence habituellement choisie dans des montages fixes est la pression statique, qui peut être connue facilement grâce à une sonde Pitot par exemple. Dans un cas comme le nôtre d'une mesure embarquée dans un rotor, l'obtention de la pression statique est inaccessible par des moyens simples puisqu'il faudrait un emplacement fixe correspondant à un point d'arrêt. Le choix a donc été fait de comparer la mesure de pression à la pression moyenne temporelle sur chaque prise de pression. Cette méthode a déjà été mise en œuvre par le passé ([217]). L'information de pression enregistrée n'est pas la pression p_{capt} en entrée du capteur représentative de la pression p_{surf} à la surface du profil, mais la variation de pression autour de la valeur moyenne temporelle $\overline{p_{\text{capt}}}$ de la pression au niveau du capteur. Cette valeur moyenne n'a par contre pas pu être acquise dans les conditions de l'expérience. Un des avantages de cette méthode est de profiter de la pleine échelle de mesure des capteurs en prévenant la saturation du capteur car les variations de pression relative oscillent ainsi autour de zéro et non plus autour de la valeur moyenne.

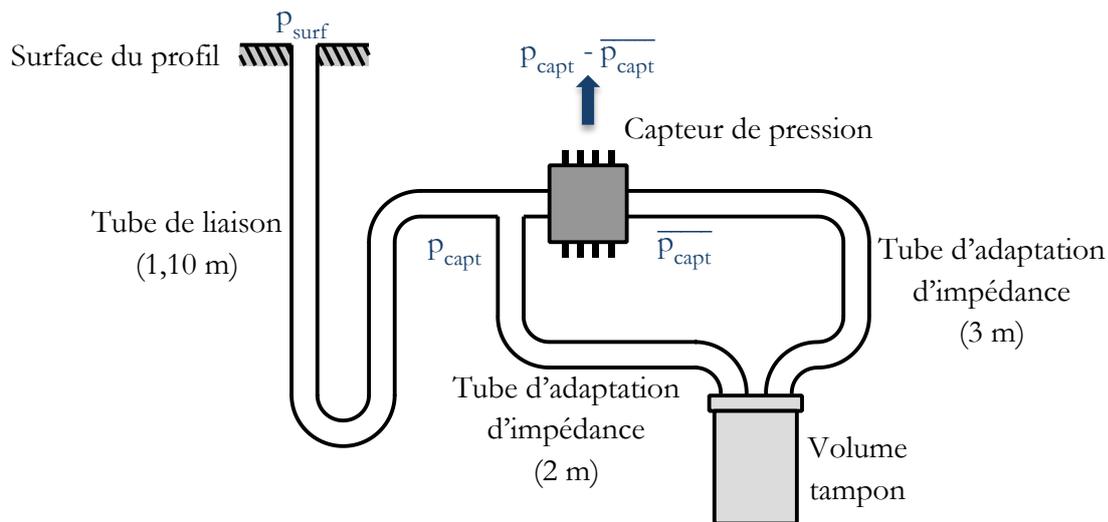


Figure 64 – Description schématique de l'ensemble du système de mesure de pression. Les échelles ne sont pas respectées.

La pression moyenne sur une prise a été obtenue par l'ajout de tubes d'adaptation d'impédance de grande longueur (de l'ordre de 2 m et 3 m) de part et d'autre d'un volume tampon de 35 cm² qui atténuent les fluctuations de pression (voir figure 64). La diminution des fluctuations, mesurées par Ruiz ([217]) à -40 dB soit un facteur de réduction de l'ordre de 100, est suffisamment grande pour que seule reste la composante moyenne de la pression.

Le choix de cette méthode impose un étalonnage dynamique du système complet (constitué du tube de liaison, du capteur de pression, des tubes d'adaptation d'impédance et du volume tampon) pour pouvoir récupérer la pression pariétale réelle (voir paragraphe IV.1.4.2.3).

IV.1.4.2.3 L'étalonnage du système de mesure de pression

Le principe de l'étalonnage est de mesurer le signal en sortie du système pour un signal d'entrée connu, et de comparer les deux signaux pour en déduire une fonction de transfert sur une large bande de fréquence. Cette méthode a été développée et initiée par Irwin et al. [125] en 1979. Depuis, elle a été utilisée à de nombreuses reprises (par exemple [217]) prouvant son utilité et son efficacité.

Pour avoir une information sur la réponse dans la gamme de fréquence la plus large possible, un bruit blanc est généré par l'émission d'un jet stationnaire d'air comprimé à pression constante dans un coupleur, c'est-à-dire une chambre de volume 1 cm³ (voir figure 65). Le système de mesure de pression (voir figure 64) est fixé au coupleur tel qu'il est monté sur les pales de la maquette d'éolienne. Chaque capteur est étalonné l'un après l'autre. Le signal d'entrée est mesuré avec un microphone ¼ de pouce de type Bruel & Kjaer servant de capteur de pression de référence. Il est placé affleurant au coupleur et on considère la réponse en gain plate dans sa gamme de fréquence de fonctionnement (globalement d'environ 10 Hz à plusieurs dizaines de kHz). La réponse du microphone est donc supposée être l'image fidèle du signal d'entrée.

On obtient la fonction de transfert par analyse fréquentielle des signaux sur une durée de 2 minutes pour chaque capteur. Elle est supposée être invariante dans le temps. Elle est définie par le rapport entre l'interspectre P_{xy} de l'entrée et de la sortie et l'autospectre P_{xx} du signal d'entrée :

$$T_{xy}(f) = \frac{P_{xy}(f)}{P_{xx}(f)} \quad (96)$$

L'allure d'une fonction de transfert est donnée sur la figure 66. Pour tous les capteurs, les fonctions de transfert se superposent pratiquement. On remarque que le système de mesure de pression est un filtre passe-bas avec un déphasage linéaire en fonction de la fréquence. Le gain diminue rapidement jusqu'à environ 100 Hz, puis le gain diminue presque linéairement d'environ -0,02 dB/Hz et vers 2 kHz, le gain est de -40 dB, donc l'amplitude du signal est divisé par 100 à tel point que le bruit indésirable devient du même ordre de grandeur que le signal, comme le confirme la perte de cohérence entre l'entrée et la sortie (non présentée ici). Les fréquences supérieures à 2 kHz sont tellement amorties qu'elles ne sont pas mesurables avec un tel système de mesure. Il a donc été choisi de filtrer les signaux de pression en les ré-échantillonnant à une fréquence d'environ 2 kHz. Car si on applique une fonction de transfert au-delà de 2 kHz, la dynamique de la pression ne sera pas améliorée (puisque le système de mesure de pression élimine les signaux de très grande fréquence) et du bruit sera ajouté aux mesures (car il sera amplifié par la fonction de transfert).

On peut également noter une observation : l'allure du gain, avec une chute rapide de l'amplitude et des pics de résonance très faibles laisse également penser que l'atténuation visqueuse prédomine sur les effets de résonance du fait de la longueur importante du tube de vinyle.

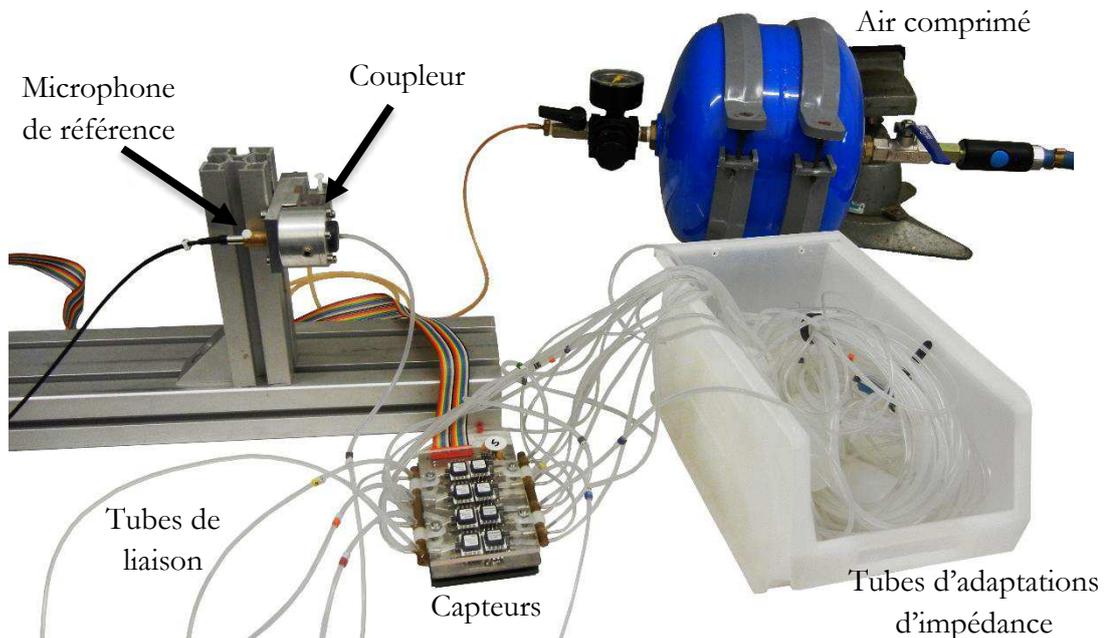


Figure 65 – Montage utilisé pour l'étalonnage du système de mesure de pression.

Mais on remarque aussi le problème aux basses fréquences (voir figure 67). Jusqu'à environ 50 Hz, la phase est perturbée par le filtre passe-haut du microphone présent pour supprimer la composante continue. Pour les mêmes raisons, pour des fréquences inférieures à environ 20 Hz, il y a une chute de la cohérence qui se traduit par une fonction de transfert incorrecte pour le calcul du gain. Ceci est un obstacle sérieux car les harmoniques des mesures de pression sont situées approximativement entre 5 et 10 Hz. Une piste de correction consiste à faire une approximation de la réponse fréquentielle par une fonction exponentielle

en deçà d'une fréquence d'environ 50 Hz, sachant que le gain doit tendre vers 0 dB quand la fréquence tend vers 0 Hz, car le système de tubulure ne modifie pas la composante continue.

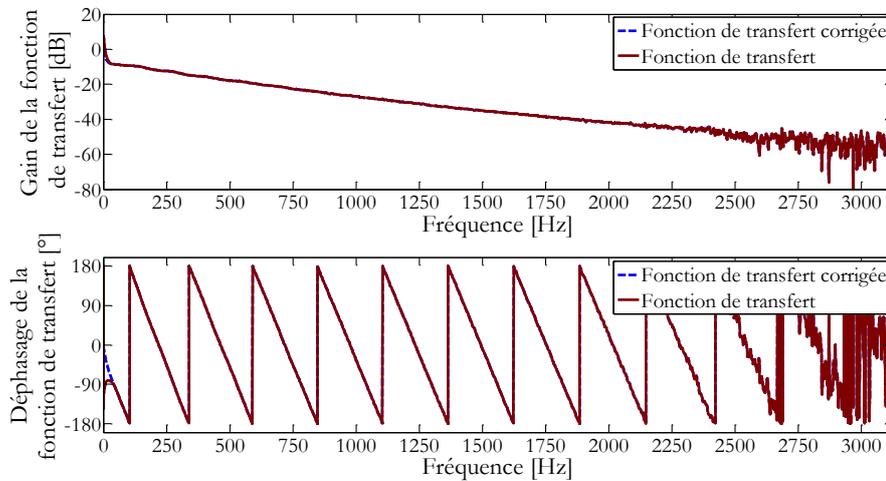


Figure 66 – Allures d'une fonction de transfert (gain et phase) issue de l'étalonnage (pour le capteur 1). La courbe rouge correspond à la fonction de transfert calculée directement, la courbe discontinue bleue correspond à la fonction de transfert corrigée par la formule (97).

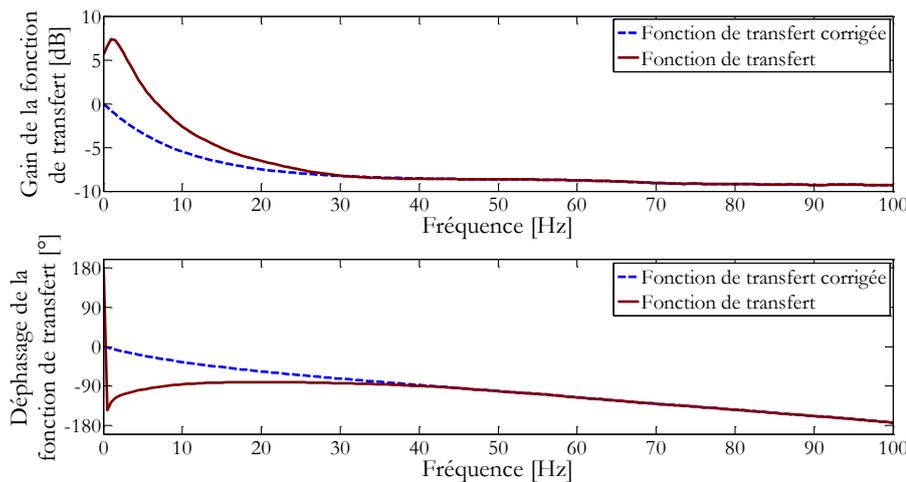


Figure 67 – Zoom sur une fonction de transfert (gain et phase) issue de l'étalonnage (pour le capteur 1) entre 0 Hz et 100 Hz. La courbe rouge correspond à la fonction de transfert calculée directement, la courbe discontinue bleue correspond à la fonction de transfert corrigée par la formule (97).

Un modèle a été proposé pour évaluer une estimation du gain et de la phase à faible fréquence. Le modèle adopté approxime les évolutions fréquentielles de gain et de phase jusqu'à $f_c = 45$ Hz par une fonction F du type :

$$F(f) = A \left(1 - e^{-\frac{f}{f_0}} \right) - Bf \quad \text{pour } f < f_c \quad (97)$$

Avec A et B des constantes à déterminer et f_0 un paramètre à fixer. La fonction F est semblable à une réponse du premier ordre à une rampe à la différence près que la pente à l'origine n'est pas nulle. Les constantes A et B fixent l'ajustement de la fonction aux données expérimentales qui est réalisé dans la gamme de fréquence $[45 \text{ Hz}, 60 \text{ Hz}]$ et en supposant un gain et déphasage nuls à l'origine. Une comparaison avec une autre méthode

d'étalonnage (non-présentée ici) a permis de donner une estimation de la valeur de $f_0 \approx 10$ Hz. Une incertitude reste malgré tout présente quant au choix du paramètre f_0 et à l'exactitude de la fonction de transfert pour les basses fréquences.

IV.1.4.2.4 Estimation de la pression absolue

L'information acquise par le système de mesure est la fluctuation de pression au niveau du capteur et l'étalonnage permet de la relier à la fluctuation de pression pariétale. Cependant, pour une comparaison des pressions d'une prise à l'autre, il faut arriver à estimer la pression moyenne temporelle pour appliquer le décalage qui donne accès à la pression absolue (ou au moins la fluctuation de pression autour d'une référence commune comme la pression atmosphérique). De même, pour une comparaison avec des résultats numériques, ce recalage est nécessaire.

Puisqu'aucune mesure des pressions moyennes n'a été réalisée, le principe de recalage qui a été retenu est celui d'une estimation à partir de résultats numériques. Le modèle numérique à notre disposition est non-visqueux, on peut donc s'attendre à ce que les comparaisons de pression dans les zones peu perturbées et complètement attachées soient fiables. L'hypothèse qui est faite ici est que pour les positions azimutales θ_0 situées dans les zones peu perturbées pour lesquelles ni la vitesse, ni l'angle d'attaque ne varient significativement, et pour lesquelles l'angle d'attaque est suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas de décollement manifeste de la couche limite, on peut supposer que la pression calculée numériquement égale la pression expérimentale en moyenne de phase pour une position azimutale θ_0 : $\langle p_{\text{num},i} \rangle_{\theta_0} = \langle p_{\text{exp},i} \rangle_{\theta_0}$ pour une prise de pression numérotée i . Dès lors, on peut déterminer la pression moyenne temporelle $\overline{p_{\text{exp},i}}$ à cette position-là à partir de la relation :

$$\overline{p_{\text{exp},i}} = p_{\text{num},i,\theta_0} - \langle \Delta p_{\text{exp},i} \rangle_{\theta_0} \quad (98)$$

Où $\langle \Delta p_{\text{exp},i} \rangle_{\theta_0}$ est la fluctuation de pression autour de la pression moyenne, telle qu'elle est mesurée expérimentalement, issue d'un calcul de moyenne de phase. Or la pression moyenne temporelle ne dépend pas de la position azimutale, donc on peut déduire la pression expérimentale absolue phasée $\langle p_{\text{exp},i} \rangle_{\theta}$ à n'importe quel azimut θ en ajoutant cette estimation de la pression moyenne :

$$\langle p_{\text{exp},i} \rangle_{\theta} = \overline{p_{\text{exp},i}} + \langle \Delta p_{\text{exp},i} \rangle_{\theta} \quad (99)$$

Le choix des positions azimutales θ_0 pour lesquelles égaliser la pression expérimentale et numérique peut être différente pour chaque prise, en particulier les prises intérieures par rapport aux prises extérieures. La détermination de ces positions azimutale est liée aux conditions d'écoulement (idéalement peu perturbées) et aux interactions entre la pale et des sillages. Pour que la pression numérique soit une bonne représentation de la pression expérimentale, il faut que la couche limite ne soit pas décollée. Pour la face intérieure, la couche limite est attachée dans la phase aval de la rotation, alors que pour la face extérieure, la couche limite est attachée dans la phase amont. Dans la phase aval, il y a des lâchers tourbillonnaires qui peuvent perturber les prises de pression jusqu'à environ $\theta \approx 220^\circ$ au maximum, et la pale commence à croiser les sillages (de fort cisaillement) appartenant aux pales précédentes à partir de $\theta \approx 290^\circ$. Le choix est donc fait de prendre pour valeur de référence $\theta_0 = 270^\circ$ pour toutes les prises de la face intérieure de la pale. Dans la phase amont, les sillages des pales précédentes continuent d'influencer la pression pariétale

jusqu'à $\theta \approx 30^\circ$. L'option choisie pour la face extérieure est une valeur de référence à $\theta_0 = 60^\circ$. Tant qu'elles sont choisies dans les zones peu perturbées, plusieurs choix des positions θ_0 sont recevables. Pour la face intérieure, un changement de la position θ_0 ne modifie pas significativement le recalage de la pression. Pour la face extérieure, la sélection de θ_0 est plus sensible car des variations plus importantes des valeurs de pression absolues peuvent être observées selon le choix qui est fait.

IV.1.4.3 Le champ de vitesse dans le sillage

Il a été expliqué dans la partie II.1.3 que le fonctionnement d'une éolienne Darrieus engendrait des tourbillons qui conditionnent les performances de la machine, et que pour des faibles vitesses réduites, la présence du décrochage dynamique pouvait compliquer la dynamique tourbillonnaire (voir paragraphe II.2.2.3). Vu l'importance des vortex, il a été jugé nécessaire de s'intéresser au champ de vitesse dans le sillage proche pour repérer les structures tourbillonnaires. On considère la définition de Dixon [66] pour le sillage proche de l'éolienne qui délimite le sillage proche comme étant la zone qui s'étend de l'intérieur du rotor jusqu'à environ trois rayons en aval de l'axe de rotation. Dans cette région, le sillage est encore structuré et forme encore un motif identifiable essentiellement bidimensionnel.

La mesure du champ de vitesse par imagerie de particule (PIV) réalisée dans cette expérience est complémentaire des autres mesures qui ont été faites par le passé ([38], [61] et [78]). Dans la littérature, des efforts ont été accomplis pour visualiser le champ de vitesse proche de la pale ou dans le rotor, pour comprendre la naissance et le transport immédiat des tourbillons. Il a été choisi ici de visualiser une zone à une distance d'environ un rayon de l'axe de rotation en aval de l'écoulement (voir figure 69) pour mieux synthétiser l'évolution des structures. Les informations supplémentaires qu'apporte la visualisation de cette zone sont notamment les estimations de la trajectoire et de la diffusion des tourbillons qui sont nécessaires pour l'amélioration d'un modèle numérique.

IV.1.4.3.1 Principe de la PIV

La présente étude ne cherche pas à développer une méthode de mesure d'un écoulement avec la PIV, mais plutôt à utiliser cette méthode, dont la fiabilité a été éprouvée, comme un outil pour notre étude du sillage. Une description plus complète du principe de la PIV et des processus de calcul peut être trouvée dans les documents dédiés au sujet.

La PIV classique est une technique de mesure bidimensionnelle de vitesse d'un écoulement fluide par imagerie. C'est une méthode non-intrusive qui repose sur la présence de traceurs dans l'écoulement, c'est-à-dire des particules en suspension qui se laissent emporter à la vitesse du fluide. La mesure de la vitesse de l'écoulement se réduit à la mesure des vitesses de convection des particules. Un système de prise de vue enregistre deux images à deux instants t et $t + \Delta t$ très rapprochés. Ces prises d'images correspondent aux moments où deux impulsions lumineuses sont émises d'une source laser. Elles illuminent les particules qui se situent dans le plan de mesure. Le vecteur vitesse est ensuite déterminé par traitement statistique, en comparant la position des traceurs d'une image sur l'autre (voir figure 68).

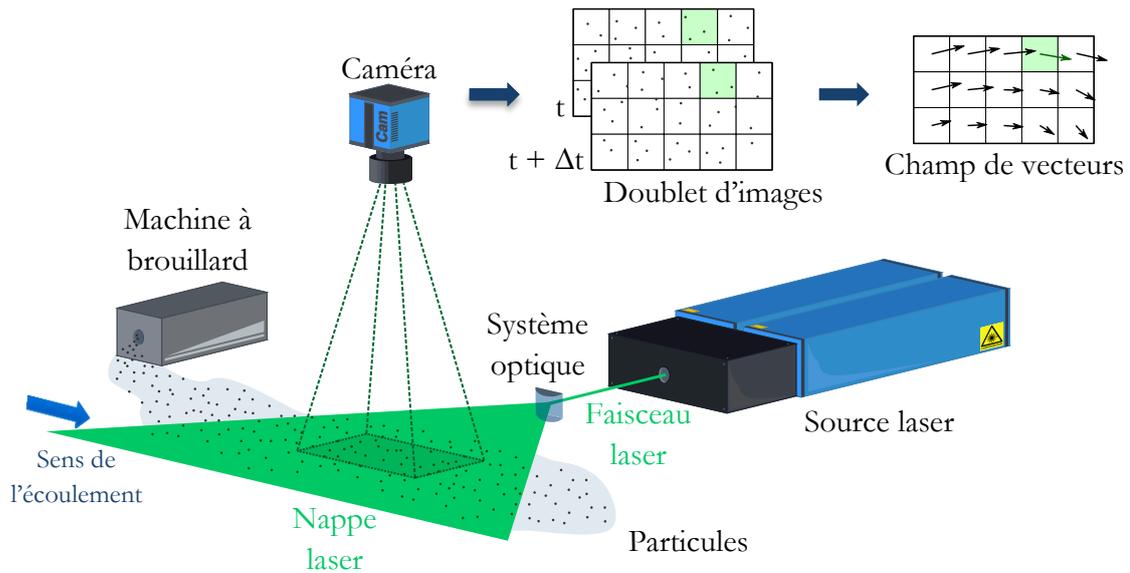


Figure 68 – Schéma du principe de mesure par PIV.

IV.1.4.3.2 Le matériel

Le matériel nécessaire pour procéder à une étude PIV se compose principalement :

- D'une source laser
- D'un dispositif optique pour transformer le faisceau laser en nappe plane
- D'un appareil pour diffuser des particules traceuses
- D'une caméra avec un système de synchronisation

Dans notre montage, la nappe laser est générée à travers une surface vitrée latérale. Le faisceau laser est produit par un laser impulsionnel à double pulse de Big Sky Laser Technologies, Inc. Un système de lentille demi-cylindrique convertit le faisceau en nappe plane dont on s'est assuré de l'horizontalité.

Pour l'ensemencement, l'ensemble de la soufflerie est remplie de gouttelettes d'huile spéciale qui font office de traceurs et sont projetées par une machine à brouillard de type X-515 d'Antari placée en aval de la veine d'essais. La densité de l'ensemencement est réglée par le contrôle de la machine à brouillard. Le réglage de la densité est effectué préalablement avec des acquisitions tests et en corrigeant le soufflage de la machine à brouillard selon le besoin. Le choix de ce système d'ensemencement, en particulier l'inertie et la taille des traceurs (de l'ordre d' $1 \mu\text{m}$ d'après une étude granulométrique antérieure), est suffisant compte tenu du type d'écoulement et de la résolution des images prises par la caméra.

Le système de prise de vue est constitué de deux caméras CCD type Imager Pro X (modèle PCO 2000) fabriquées par PCO et distribuées par LaVision d'une résolution de 2048×2048 pixels donnant des images de 14 bits de niveaux de gris. L'utilisation de deux caméras s'est justifiée par le souhait d'avoir un champ de vision suffisamment large pour visualiser les tourbillons les plus étendus sur une distance suffisamment grande. Elles sont positionnées verticalement au-dessus du plafond de la veine d'essais pour visualiser à travers un hublot un champ de vitesse dans un plan horizontal.

IV.1.4.3.3 L'étendue des champs de vision

La zone du sillage visualisée se situe à mi-envergure des pales, au même niveau que les prises de pression. Deux caméras (que l'on notera A et B) sont utilisées simultanément et permettent d'obtenir un champ de vision assez large par rapport au rotor. De plus, les expériences dans les mêmes configurations ont été refaites en changeant la direction de visée des caméras, ce qui élargit davantage le champ de vision une fois les champs combinés. On numérote les deux champs de vision champ 1 et champ 2, le champ 1 étant le plus au centre de la veine d'essais. Sur la figure 69, les champs de vision des caméras A et B dans la première position sont représentés en rouge et notés A_1 et B_1 . Les champs A_1 et B_1 se recoupent pour garantir une liaison correcte des mesures et donnent une vision du sillage à une distance d'un peu plus d'un rayon en aval de l'axe de rotation jusqu'à environ trois rayons pour une largeur d'un rayon. Dans la seconde position des caméras, les champs A_2 et B_2 des caméras A et B assurent un recouplement entre eux et avec les champs de la première position pour compléter le champ de vision transversalement jusqu'à une taille d'environ $1,5R \times 1,5R$.

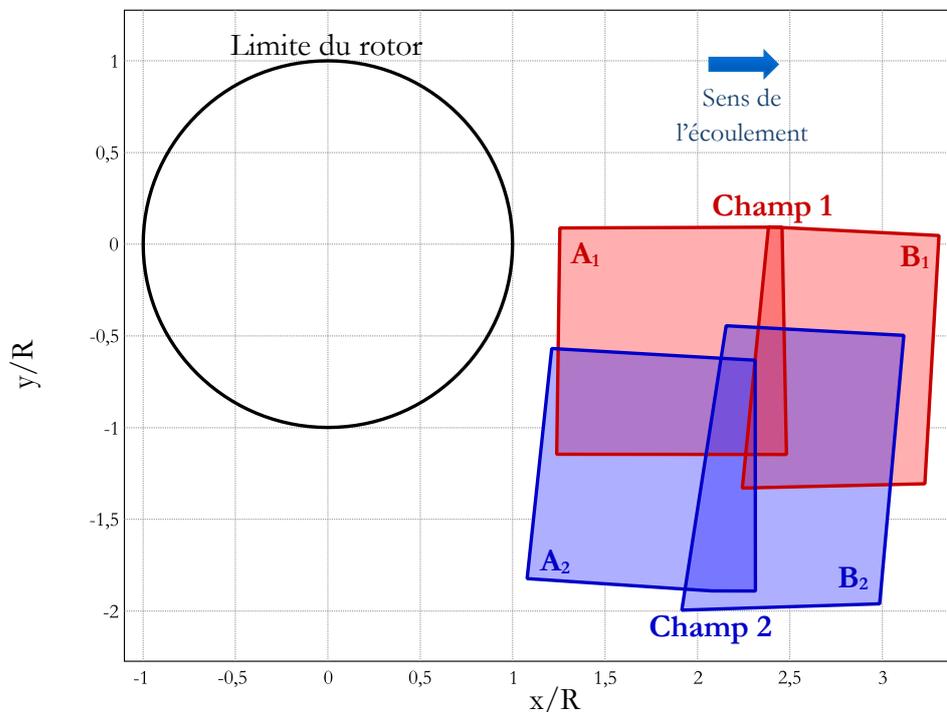


Figure 69 – Représentation de l'étendue des champs de vision du dispositif PIV.

Les formes obliques des champs de vision sont dues à l'inclinaison des caméras (au maximum une vingtaine de degré). Cette inclinaison induit en particulier deux types de problèmes : une inhomogénéité de la netteté de l'image et une inégalité des déplacements des particules selon l'endroit sur l'image. Le premier problème a des solutions, comme l'emploi d'une lentille correctrice au niveau des caméras, mais dans notre cas, aucune correction n'a été apportée. La seule considération retenue a été de régler la mise au point de l'objectif pour avoir une netteté suffisante sur la plus grande partie du champ de vision et d'autant meilleure que l'on se rapproche de l'amont de l'écoulement. Le second problème signifie que pour un intervalle de temps donné, un déplacement de deux particules d'un même nombre de pixels sur deux endroits de l'image ne correspond pas à une même vitesse. Ceci peut engendrer des erreurs de calcul de vitesse. Ce phénomène a été corrigé par la calibration des champs de vision à l'aide d'une mire.

IV.1.4.3.4 Synchronisation des images avec la position azimutale des pales

Pour savoir à quelle position du rotor correspondent les images obtenues, une voie a été réservée sur la baie d'acquisition pour la mesure du signal de déclenchement du laser (appelé par la suite signal Q-switch). Le principe de fonctionnement de la PIV impose que les images soient prises simultanément aux impulsions laser. Ceci est assuré par la présence d'un signal Q-switch qui déclenche les impulsions laser et les caméras, et dont l'enregistrement permet de positionner dans le temps les images PIV. La combinaison avec l'information de position azimutale (voir paragraphe IV.1.4.1) permet de faire correspondre une prise d'image avec une position du rotor.

Il faut noter qu'étant donné la nature soudaine et brève de l'impulsion Q-switch (de l'ordre de la centaine de microsecondes), le signal a été élargi à 500 μ s par une bascule monostable. La capture des impulsions est ainsi garantie pour la fréquence d'acquisition du signal de 6250 Hz, soit une mesure toutes les 160 μ s.

IV.1.4.4 Les conditions de l'expérience

Les expériences se sont déroulées dans les conditions de pression atmosphérique et de température pratiquement standard. Les choix des paramètres fonctionnels et des paramètres d'acquisition ont résulté de certains compromis qui sont ici présentés.

IV.1.4.4.1 Choix des vitesses infini amont et des vitesses réduites

D'après des essais réalisés par Noveol, il a été estimé que le point de fonctionnement optimal de l'éolienne hélicoïdale sur laquelle s'appuie cette thèse était pour une vitesse réduite un peu inférieure à 2. Le choix a naturellement été fait de chercher à reproduire des conditions expérimentales proches de son fonctionnement idéal, avec pour gamme souhaitée : $1 \leq \lambda \leq 3$. Mais certaines limites ont été rencontrées.

Une première barrière a été matérielle, fixée par les capacités du collecteur tournant et du moteur utilisés. Le constructeur du collecteur tournant assure un fonctionnement opérationnel jusqu'à des vitesses de rotation de 1000 tr/min. Le moteur a une vitesse nominale de 1500 tr/min, ce qui correspond après réduction à une vitesse de rotation du rotor de la maquette d'environ 750 tr/min, qui peut être dépassée si le couple à fournir n'est pas trop conséquent. Dans le tableau 15 récapitulant les configurations possibles, celles dont la vitesse de rotation dépasse 750 tr/min sont indiquées en violet.

Un facteur limitant supplémentaire a été imposé par la tenue structurelle de la maquette. Dès le début de la conception des pales, des analyses structurelles ont été réalisées pour assurer une tenue des pales à des efforts centrifuges (estimés d'un ordre de grandeur supérieur aux efforts aérodynamiques) à des vitesses de rotation de 850 tr/min pour le cas le plus critique ([108]). A partir du choix du matériau composite utilisé pour la fabrication des pales, un pré-dimensionnement a été élaboré pour calculer les propriétés mécaniques du tissu composite et une analyse par méthode des éléments finis (MEF) a été effectuée car la complexité de la forme empêche de mener une étude analytique. L'essai des options de drapage des tissus de composite a permis de choisir la meilleure combinaison de plis qui réduit les contraintes à rupture de manière à avoir un coefficient de sécurité supérieur à 2.

Si ce n'est pas le risque de rupture des pales qui a posé une contrainte, ce sont des problèmes de vibrations qui ont été rencontrés dans le montage couplé à la structure de la soufflerie. Avant tout, un soin a été apporté pour assurer un alignement correct des différentes pièces constitutives du rotor. De plus, des masselottes ont été placées dans les

plaques de garde pour rectifier l'équilibrage. Mais malgré tout, des vibrations se sont fait ressentir à des vitesses de rotations supérieures à environ 550 tr/min, vitesse qui n'a donc pas pu être dépassée. Ces configurations inaccessibles sont en rouge dans le tableau 15.

Enfin, une dernière limitation est celle de la stabilité de la vitesse de l'écoulement dans la soufflerie. Le réglage de la vitesse de l'écoulement dans la soufflerie s'effectue par un calage des pales du ventilateur pour une vitesse de rotation constante. Pour des vitesses de soufflage faibles, le ventilateur a quelques difficultés à maintenir la vitesse de soufflage constante. Il n'a donc pas été possible de procéder à des essais dont la vitesse de l'écoulement était inférieure à 12 m/s, repérés en bleu dans le tableau 15. Il est néanmoins arrivé que la vitesse baisse de manière notable (environ -5%) au cours des expériences aux plus basses vitesses d'étude. Dans ces cas-là, les expériences ont été réalisées en deux ou trois fois pour limiter la baisse de vitesse et pouvoir la rectifier.

Vitesse de rotation (tr/min)		Vitesse du vent [m/s]							
		10	11	12	13	14	15	16	17
Vitesse réduite	1,0	225	247	270	292	315	337	360	382
	1,1	247	272	297	321	346	371	395	420
	1,2	270	297	324	351	377	404	431	458
	1,3	292	321	351	380	409	438	467	497
	1,4	315	346	377	409	440	472	503	535
	1,5	337	371	404	438	472	506	539	573
	1,6	360	395	431	467	503	539	575	611
	1,7	382	420	458	497	535	573	611	649
	1,8	404	445	485	526	566	607	647	688
	1,9	427	470	512	555	598	640	683	726
	2,0	449	494	539	584	629	674	719	764
	2,1	472	519	566	613	661	708	755	802
	2,2	494	544	593	643	692	741	791	840
	2,3	517	568	620	672	723	775	827	879
	2,4	539	593	647	701	755	809	863	917
	2,5	562	618	674	730	786	843	899	955
	2,6	584	643	701	759	818	876	935	993
2,7	607	667	728	789	849	910	971	1031	
2,8	629	692	755	818	881	944	1007	1070	
2,9	652	717	782	847	912	977	1043	1108	
3,0	674	741	809	876	944	1011	1079	1146	

755	Configurations écartées par des limitations matérielles
562	Configurations écartées par des limitations structurelles (vibrations)
225	Configurations écartées par des limitations de vitesse de soufflage minimum dans la soufflerie
270	Configurations accessibles
351	Configurations testées

Tableau 15 – Aperçu des vitesses de rotation en fonction de la vitesse du vent et de la vitesse réduite. Les couleurs correspondent à des configurations $U_{\infty}\lambda$ soit accessibles (vert), soit irréalisables (violet, rouge et bleu) pour diverses raisons. Les configurations encadrées sont les configurations qui ont finalement été mises en pratique.

La combinaison de ces limites n'a pas permis d'obtenir des vitesses réduites supérieures à 1,9. Les vitesses réduites choisies ont donc été 1,0, 1,3, 1,5, 1,7 et 1,9. Et pour étudier l'influence du nombre de Reynolds caractéristique à même vitesse réduite, plusieurs vitesses de soufflage ont été utilisées : environ 12 m/s, 15 m/s, 17 m/s. Ces vitesses étant les objectifs à atteindre, il y a eu en pratique quelques écarts, et les vitesses de rotation de la maquette ont été adaptées en conséquence. Les configurations finalement testées sont encadrées dans le tableau 15. Dans la pratique, les valeurs de vitesses réduites et de vitesses

infini amont atteintes ne sont pas exactement celles souhaitées. Les valeurs effectives sont résumées dans le tableau 16.

Configuration	Vitesse réduite effective	Vitesse infini amont effective
$\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s	1,02	14,8
$\lambda \approx 1,3$ et $U_\infty \approx 12$ m/s	1,32	12,0
$\lambda \approx 1,3$ et $U_\infty \approx 15$ m/s	1,31	14,9
$\lambda \approx 1,3$ et $U_\infty \approx 17$ m/s	1,31	17,1
$\lambda \approx 1,5$ et $U_\infty \approx 12$ m/s	1,54	11,7
$\lambda \approx 1,5$ et $U_\infty \approx 15$ m/s	1,52	14,8
$\lambda \approx 1,7$ et $U_\infty \approx 12$ m/s	1,75	11,7
$\lambda \approx 1,9$ et $U_\infty \approx 12$ m/s	1,89	12,4

Tableau 16 – Récapitulatif des vitesses réduites et des vitesses infini amont effectives pour chacune des configurations.

IV.1.4.4.2 Les paramètres d'acquisition de la pression

La fréquence de rafraîchissement des mesures de pression par les capteurs de pression est de l'ordre de 4 kHz. L'acquisition numérique des pressions s'est effectuée à une fréquence de 6250 Hz, qui correspond à la plus basse fréquence que la baie d'acquisition peut accepter. Il se peut donc que plusieurs mesures successives correspondent à une même valeur de pression. Mais l'avantage de ce sur-échantillonnage est que l'on a accès à la totalité des rotations, soit environ de 6000 à 14000 périodes par configuration. Etant donné ces grands nombres, les traitements statistiques seront assurément convergés.

Les acquisitions du signal du capteur de position qui sert au calcul de la position azimutale (voir paragraphe IV.1.4.1), du signal Q-switch qui permet de déterminer les instants auxquels les images ont été prises ainsi que du signal de mesure de vitesse par la sonde Pitot ont été réalisées simultanément à la pression à la fréquence de 6250 Hz.

IV.1.4.4.3 Les paramètres d'acquisition pour la PIV

Les images PIV ont été acquises à la fréquence de 5 Hz, qui résulte de contraintes du matériel utilisé. Puisque l'on souhaite procéder à une analyse statistique des lâchers tourbillonnaires, notamment en présence du décrochage dynamique, il faut recueillir suffisamment d'images pour qu'une loi des grands nombres puisse s'appliquer et que le bruit de mesure soit éliminé. Wernert [265] propose des critères pour vérifier la convergence statistique des moyennes de phase et indique qu'en pratique, il faut quelques centaines de champs de vecteurs à moyenner pour arriver à une estimation acceptable du champ de vitesse moyen pour un profil en décrochage dynamique. En pratique, compte tenu de la fréquence d'acquisition, il a été choisi de procéder à l'acquisition d'environ 8000 images par configuration, c'est-à-dire pour la totalité des positions azimutales pour un choix de configuration $U_\infty\text{-}\lambda$. Ceci correspond à un peu moins de 27 minutes d'acquisition, réalisée en deux expériences continues de 13 min 20 s chacune. Si on s'intéresse au comportement moyenné en phase à chaque variation d'un degré de l'azimut et si on considère une invariance par rotation de 120° (car on peut supposer que les trois pales ont le même comportement), cela revient à procéder à une moyenne de phase sur environ 60 à 70 images pour chaque degré. Le traitement des résultats a permis de confirmer que ce choix de nombre d'image est justifié pour les analyses que l'on souhaite faire.

En prenant en compte l'inclinaison des caméras et la transformation des images après correction par la calibration, les images acquises ont des nombres de pixels légèrement supérieurs à la résolution initiale des caméras (voir tableau 17).

	Champ 1		Champ 2	
	Caméra A (Champ A ₁)	Caméra B (Champ B ₁)	Caméra A (Champ A ₂)	Caméra B (Champ B ₂)
Résolution de la caméra (pixel × pixel)	2048 × 2048	2048 × 2048	2048 × 2048	2048 × 2048
Résolution de l'image après correction de la calibration (pixel × pixel)	2079 × 2071	2359 × 2206	2524 × 2312	2524 × 2312
Taille maximum du champ de vision (mm × mm)	≈ 528,82 × 526,79	≈ 665,24 × 622,08	≈ 613,72 × 562,16	≈ 613,72 × 562,16
Taille d'un pixel sur les images corrigées (mm)	≈ 0,254	≈ 0,282	≈ 0,243	≈ 0,295
Nombre de fenêtres d'interrogation	130 × 129 = 16770	147 × 138 = 20286	158 × 144 = 22752	158 × 144 = 22752
Taille d'une fenêtre d'interrogation (mm)	≈ 4,07	≈ 4,51	≈ 3,89	≈ 4,73
Déplacement caractéristique des traceurs entre deux images successives (mm)	≈ 2,28 pour 12 m/s ≈ 2,1 pour 15 m/s ≈ 2,12 pour 12 m/s			
Nombre typique de pixels de déplacement des particules entre deux images	≈ 8,98 pour 12 m/s ≈ 8,27 pour 15 m/s ≈ 8,37 pour 12 m/s	≈ 8,09 pour 12 m/s ≈ 7,45 pour 15 m/s ≈ 7,53 pour 12 m/s	≈ 9,38 pour 12 m/s ≈ 8,64 pour 15 m/s ≈ 8,74 pour 12 m/s	≈ 7,73 pour 12 m/s ≈ 7,12 pour 15 m/s ≈ 7,20 pour 12 m/s

Tableau 17 – Résumé des caractéristiques des images et des champs de vecteur pour les différentes caméras et configurations testées.

Pour la détermination des champs de vitesse, le traitement de la PIV implique une division des images en fenêtres d'interrogations à l'intérieur desquelles est effectué un calcul de la fonction d'inter-corrélation locale entre deux images successives. En pratique, le choix des tailles de fenêtre d'interrogation est adapté pour que globalement une particule sur l'image prise à un instant t soit dans la même fenêtre d'interrogation sur la deuxième image à l'instant $t + \Delta t$. Le choix est lié notamment à l'intervalle de temps Δt entre deux images successives et à la vitesse infini amont. La taille des fenêtres d'interrogation a été fixée à 32×32 pixels avec 50% de recouvrement après une première passe à 64×64 pixels avec 50% de recouvrement. Ceci revient à découper le champ de vision des caméras en quelques 20000 fenêtres d'interrogation d'environ 4 mm de côté (voir tableau 17), ce qui permet d'avoir une densité de particules suffisante à l'intérieur de chaque fenêtre.

Le laps de temps Δt entre deux impulsions de laser, soit l'intervalle entre deux images, a été adapté à chaque essai réalisé. L'intervalle moyen de temps choisi est d'environ $190 \mu\text{s}$ pour une vitesse de soufflage de 12 m/s, $140 \mu\text{s}$ pour 15 m/s et $125 \mu\text{s}$ pour 17 m/s. Ces sélections résultent d'un compromis : si le laps de temps est trop court, les particules ne se déplaceront pas suffisamment pour qu'un déplacement soit perceptible, s'il est trop long, les particules sortiront des fenêtres d'interrogation et les corrélations seront impossibles. Un intervalle de temps unique est un problème sur certaines images où il y a de fortes disparités de vitesse entre différentes zones des champs de vision, donc des déplacements de particules très disparates.

Compte tenu de ces intervalles de temps, on peut évaluer une distance caractéristique de déplacement des particules entre deux images successives calculée en prenant l'intervalle de temps moyen Δt entre deux images multiplié par la vitesse infini amont U_∞ . On trouve que le déplacement typique des traceurs est de l'ordre de 2,1 mm, soit environ 8,5 pixels (voir tableau 17). Cette valeur correspond aux standards généralement utilisés en PIV et justifie les choix des paramètres.

IV.2 Traitements et outils d'exploitation de la PIV

Les données brutes issues de la campagne expérimentale de mesure du champ de vitesse sont les doublets d'images pour le calcul des champs de vitesse pour les 8 différentes configurations présentées dans le tableau 15. A partir de ces relevés, l'objectif est d'en dégager des propriétés moyennes à analyser.

IV.2.1 Traitements de la PIV

La méthodologie suivie pour le traitement des images a consisté d'abord à réaliser le calcul des champs de vitesse, à filtrer les vecteurs vitesses erronés, puis à combiner les champs de vecteurs des deux caméras. Les étapes de détermination des champs de vitesse et de filtrage des vecteurs se sont effectuées grâce au logiciel DaVis7.2 fourni par LaVision.

L'algorithme retenu pour le traitement est un processus classique : inter-corrélations à partir des images corrigées par la calibration. Il a été choisi de procéder à deux passes avec des fenêtres d'interrogations de 64×64 pixels lors de la première passe (avec 50% de recouvrement), puis de 32×32 pixels lors de la seconde passe (toujours avec 50% de recouvrement).

Le pré-traitement s'est limité à l'application de la correction des images par la calibration des caméras et au retrait de l'arrière-plan des images, car bien que non-exposés directement dans le plan de la nappe laser, le fond des images laisse apparaître des motifs qui peuvent perturber les calculs. Le bruit de fond a été déterminé par l'estimation des minimums locaux du niveau de gris de chaque pixel sur l'ensemble des images. Cet arrière-plan a été soustrait aux images brutes.

IV.2.1.1 Post-traitement : filtrage des champs de vitesse

Plusieurs facteurs ont limité la possibilité de calculer des vecteurs vitesses dans chacune des fenêtres d'interrogation de la PIV, liés aux conditions de l'expérience et au bruit de mesure. Ils ont donné lieu à des éliminations a posteriori d'un certain nombre de vecteurs calculés :

- L'éclairage de la zone d'observation par la nappe laser s'est avéré trop étroit par rapport à l'étendue du champ de vision. Une partie significative des particules sur la zone la plus en aval de la caméra B n'a pas pu être éclairée correctement. Un masque a été appliqué pour limiter le calcul des vecteurs vitesses aux seules régions où l'éclairage était suffisant.
- Malgré les précautions prises dans le choix d'un intervalle de temps adapté entre un doublet d'images, certaines zones de l'écoulement ont une vitesse locale nettement supérieure à la valeur médiane, et le calcul de la vitesse est erroné car la cohérence

n'est plus suffisante. Combiné au manque d'éclairage, à la faible densité de particule localement dans une fenêtre d'interrogation ou à des déplacements verticaux des particules, le phénomène est amplifié. Pour éliminer ces vecteurs, un filtre médian a été mis en place. Il considère un vecteur vitesse par rapport aux huit vecteurs des fenêtres d'interrogation alentour. Si le vecteur vitesse s'écarte de la moyenne des vecteurs alentour de plus de 1,8 fois la valeur médiane, le vecteur est rejeté, et le procédé continue de manière itérative. Et si le vecteur rejeté est isolé, il est remplacé par une valeur interpolée. La proportion de vecteurs ainsi écartés est parfois importante, notamment pour les images de la caméra B.

- Dans les zones les plus en aval de l'écoulement, l'écoulement peut perdre son aspect bidimensionnel et la PIV peut ne plus être adaptée car les particules ont une vitesse transversale au plan d'étude et quittent le champ de vision.

La taille des images de la caméra B a par conséquent été réduite de manière significative, principalement par manque de luminosité et par perte du caractère bidimensionnel de l'écoulement loin du rotor. Dans le cas du champ 1 (voir figure 69), la caméra B n'a même pas été utilisée compte tenu du faible nombre de vecteurs vitesses utilisables.

IV.2.1.2 Combinaison des champs instantanés

On définit les zones utilisables des champs de vision comme les endroits où on peut avoir une confiance suffisante dans la fiabilité des estimations de vitesse. Des tests ont permis de juger que les zones utilisables pouvaient être déterminées par un critère de densité de présence de vecteurs. Il a été jugé que si sur une fenêtre d'interrogation, un vecteur est calculé sur plus de 80% des images, alors la fenêtre fait partie de la zone utilisable.

Ensuite, on cherche à projeter ces données utilisables pour combiner les images des deux caméras.

IV.2.1.2.1 Projection des données sur un maillage commun

Pour combiner les informations simultanées des deux caméras, il faut définir un maillage commun et projeter les données de vitesse sur ce maillage. Néanmoins, la projection sur ce troisième maillage ne peut pas se faire par une interpolation bilinéaire classique, puisque pour chaque image, le maillage des fenêtres d'interrogation n'est pas régulier du fait du filtrage d'une portion des vecteurs vitesses. Une étape intermédiaire d'interpolation a donc été introduite. Sur chaque image, pour les fenêtres d'interrogation où un vecteur n'a pas pu être calculé ou a été rejeté, l'information manquante est issue d'une interpolation à l'aide d'une triangulation de Delaunay. La triangulation de Delaunay relie par des triangles les points où les vecteurs sont présents, de telle manière que le plus petit angle parmi les trois sommets d'un triangle soit maximisé pour l'ensemble des triangles. Cette méthode assure que les triangles obtenus ne sont pas excessivement allongés. Puis dans chacun des triangles, une interpolation barycentrique est réalisée pour ajouter les vecteurs manquants.

La projection sur un maillage commun (maillage régulier) aux deux caméras des données interpolées est ensuite effectuée à l'aide d'une interpolation bilinéaire classique.

IV.2.1.2.2 Lissage des zones de recouvrement

L'assemblage des mesures à partir des deux caméras fait ressortir deux zones distinctes : les vecteurs vitesses disponibles uniquement sur une des deux caméras et les vecteurs vitesses doublement calculés sur les zones de recouvrement. Dans le premier cas, les informations de vitesses sont prises là où elles sont disponibles. Dans le second cas, une méthode de lissage a été choisie pour accomplir une transition douce. Pour les points du maillage où une information de vitesse est présente pour chacune des caméras, la transition est réalisée grâce à une moyenne pondérée, le critère de pondération étant que plus une maille est loin du bord de l'image, plus elle a de poids. Ceci permet de filtrer les erreurs d'estimation de la vitesse parfois présentes sur les bords des images. Il s'agit d'un critère et d'une méthode de pondération originaux proposés dans ce travail de thèse.

Considérons un point P aux coordonnées x et y sur le maillage commun, notons $f_n(x,y)$ le poids pour la pondération de la vitesse au point P sur l'image de la caméra n et $x_{\text{bord},n}$ et $y_{\text{bord},n}$ l'ensemble des coordonnées des points du bord de l'image de la caméra n. La distance minimum aux bords de l'image est définie par l'expression :

$$dl_{\min,n}(x,y) = \min \left(\sqrt{(x - x_{\text{bord},n})^2 + (y - y_{\text{bord},n})^2} \right) \quad (100)$$

On détermine le coefficient de pondération $f_n(x,y)$ par le rapport entre le carré de la distance au bord de l'image divisée par la somme des carrés des distances au bord des deux caméras :

$$f_n(x,y) = \frac{dl_{\min,n}(x,y)^2}{dl_{\min,1}(x,y)^2 + dl_{\min,2}(x,y)^2} \quad (101)$$

L'intérêt de cette formulation est que l'on obtient une fonction de classe C_1 , soit continue et dérivable à dérivée continue.

L'estimation de la vitesse $U(x,y)$ en fonction des vitesses $U_1(x,y)$ et $U_2(x,y)$ issues des caméras 1 et 2 s'effectue de la manière suivante :

$$U(x,y) = f_1(x,y) U_1(x,y) + f_2(x,y) U_2(x,y) \quad (102)$$

Avec $f_2(x,y) = 1 - f_1(x,y)$.

IV.2.2 Outils d'exploitation de la PIV

La visualisation du sillage doit servir à étudier la dynamique tourbillonnaire. Ceci nécessite de pouvoir procéder à une détection automatique des tourbillons et à un suivi de leurs propriétés. Nous nous intéresserons ici à l'algorithme utilisé pour isoler les structures tourbillonnaires et aux caractéristiques que l'on peut associer aux tourbillons lors de leur déplacement dans le sillage.

IV.2.2.1 Détection des structures tourbillonnaires

La notion de tourbillon se heurte à la problématique de définition précise d'un tourbillon. De nombreuses définitions ont été attribuées à ce qu'est une structure

tourbillonnaire cohérente et plusieurs algorithmes de détection ont été associés à ces définitions ([110]). Globalement, un vortex est une zone où il y a un mouvement de rotation d'une multitude de particules matérielles autour d'un centre commun (définition de Lugt, d'après [110]). La vorticit e peut donner un niveau de mouvement de rotation, mais un niveau d'iso-vorticit e pour d elimitier un tourbillon peut être impr ecis dans le sens où un fort niveau de vorticit e peut aussi être associée à une zone de cisaillement. De plus, l'identification de grandes structures coh erentes par la vorticit e peuvent être fortement perturb ees par la turbulence de petite échelle. Une m ethode de d etection qui permet de limiter ces perturbations dues à la turbulence de petite échelle a  t e employ ee ici. Elle est issue du travail de Graftieaux et al. [102].

Pour un point P du domaine fluide, on d efinit une fonction scalaire Γ_2 comme étant la moyenne autour du point P du moment cin etique relatif adimensionnée. Il est donnée par la formule :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[\overrightarrow{PM} \times (\vec{U}(M) - \vec{U}_S)] \cdot \vec{e}_z}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\vec{U}(M) - \vec{U}_S\|} dS \quad (103)$$

Où S est un domaine bidimensionnel qui entoure le point P et \vec{U}_S d esigne la vitesse moyenne dans le domaine S d efinie par $\vec{U}_S = \frac{1}{S} \int_S \vec{U} dS$. Dans la pratique, cette formulation est souvent remplac ee par la relation :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{N_S} \sum_{N_S} \frac{[\overrightarrow{PM} \times (\vec{U}(M) - \vec{U}_S)] \cdot \vec{e}_z}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\vec{U}(M) - \vec{U}_S\|} \quad (104)$$

Où $\vec{U}_S = \frac{1}{N_S} \sum_{N_S} \vec{U}$ et N_S repr esente le nombre de points situées dans le domaine S, choisi arbitrairement comme étant le disque de rayon R_S autour du point P. Pour un rayon R_S tr es petit, on montre que la fonction Γ_2 ne d epend que des tenseurs de vitesse de rotation et de vitesse de d eformation. Pour une valeur critique de $\Gamma_2 = \frac{2}{\pi}$, la d eformation et la rotation locales du fluide s' equilibrent. Pour $|\Gamma_2| > \frac{2}{\pi}$, le taux de rotation pr edomine. On choisit donc de consid erer comme structure tourbillonnaire les ensembles de points dont la fonction Γ_2 a une valeur absolue sup erieure à $\frac{2}{\pi}$.

Le rayon caract eristique R_S est g en eralement choisi comme un multiple de la taille d'une fen etre d'interrogation. Dans notre cas, des essais ont permis d'estimer qu'un rayon cinq fois sup erieur au pas d' echantillonnage spatial des mesures PIV correspond à un compromis acceptable entre le filtrage de la turbulence de petite échelle et le caract ere local du calcul de la fonction.

Il faut noter que le crit ere Γ_2 ne sert qu'à d elimitier, localiser et mesurer la taille des grandes structures tourbillonnaires, cela ne donne en aucun cas une indication sur la force du tourbillon. Pour cette information, la vorticit e a sembl e être le choix le plus adaptée.

IV.2.2.2 Reconstruction POD des champs instantanés

IV.2.2.2.1 L'utilité de la POD

Pour comprendre la stratégie envisagée pour étudier la dynamique moyenne des tourbillons, il est pratique de commencer avec la notion d'écoulement moyen. Un écoulement instantané avec champ de vitesse $\vec{U}(x,y,t)$ peut être décomposé en trois composantes, comme l'ont proposé Reynolds et Hussain [214] en 1972 :

- $\bar{U}(x,y)$: un écoulement moyen, indépendant du temps
- $\tilde{U}(x,y,t)$: un écoulement fluctuant, mais organisé, cohérent et globalement périodique
- $U'(x,y,t)$: un écoulement fluctuant aléatoire, chaotique donc non-déterministe

Comme lors du fonctionnement de l'éolienne Darrieus, des lâchers tourbillonnaires sont émis périodiquement lors de chaque rotation, une étude en moyenne temporelle du phénomène ne permettrait pas de visualiser ces structures. L'analyse se concentre donc sur la composante périodique de l'écoulement, à la fréquence de rotation de la machine. Une méthode classique consiste à réaliser des moyennes de phase, c'est-à-dire des moyennes statistiques conditionnées par la position azimutale des pales, qui permet d'éliminer la partie fluctuante aléatoire.

Néanmoins, lorsque l'on étudie des structures tourbillonnaires générées à une distance relativement éloignée vers l'aval, comme c'est le cas dans notre étude, le transport des tourbillons est fortement perturbé par le caractère aléatoire de la turbulence. Imaginons deux tourbillons générés lors de deux rotations différentes et dont l'intensité est constante. Leurs positions après une révolution peuvent être significativement différentes car la position relève d'une intégrale de la vitesse et cumule les déplacements aléatoires sur une distance importante. Une moyenne de phase pourrait donner une position moyenne correcte, mais l'intensité du tourbillon moyen serait amoindrie à cause de la disparité des positions. L'analyse du tourbillon issu de la moyenne de phase pourrait laisser penser à une diffusion là où il y a simplement une variabilité de la position.

Ferreira et al. [81] ont étudié cette variabilité dans la zone du vortex de décrochage dynamique pour une éolienne Darrieus. Ils montrent que la différence entre l'intensité du tourbillon issu de la moyenne de phase et l'intensité moyenne des tourbillons instantanés est le résultat du nombre limité d'images. Il est attendu que les deux méthodes convergent vers une même valeur quand le nombre d'échantillons augmente. Ferreira et al. estiment que l'usage de quelques dizaines d'instantanés est suffisant pour avoir une estimation d'une grandeur globale comme la circulation du tourbillon de bord d'attaque proche de la pale. Pour la suite, seuls les champs de vitesse ou de vorticité en moyenne de phase seront étudiés. Les moyennes de phase sont calculées à partir des champs instantanés sur des plages angulaires azimutales de 4° , ce qui correspond à des moyennes sur 130 à 260 images si on considère toutes les pales identiques.

Néanmoins, la composante aléatoire de l'écoulement perturbe considérablement la détection des éléments tourbillonnaires. La figure 70 représente le champ de vorticité d'un instantané. On remarque que les grandes structures tourbillonnaires sont difficiles à distinguer et à délimiter. Afin d'examiner uniquement les grandes structures, les champs de vitesse ont été filtrés de la turbulence à petite échelle par décomposition orthogonale aux valeurs propres (ou POD, acronyme anglais de *Proper Orthogonal Decomposition*). La POD est

une technique d'analyse des données qui s'appuie sur un traitement statistique des mesures basé sur l'énergie. L'idée principale est d'extraire les structures cohérentes quasi-déterministes d'un signal bruité ou perturbé par la turbulence. La POD a été développée de manière indépendante dans différentes disciplines, et Lumley [161] l'a introduit et adapté pour la mécanique des fluides en régime turbulent en 1967. La méthode se veut objective dans le sens où la POD s'appuie sur une formulation mathématique et fournit une base modale optimale d'un point de vue énergétique pour représenter l'écoulement, l'analyse des données pouvant se réaliser à partir des structures qui ont un sens physique. La POD sert donc ici à capturer et synthétiser les principaux mécanismes de la dynamique de l'écoulement en n'utilisant que la partie la plus énergétique du signal (les premiers modes) pour reconstruire une approximation des mesures filtrée du bruit et de la turbulence de petite échelle, peu énergétique. Il existe deux types d'analyse POD :

- Méthode classique ([161]) : pour des applications à des mesures de grandes durées ou pour un grand nombre d'échantillons.
- Méthode des "*snapshots*" ([239]) : pour des configurations à grande densité spatiale.

Etant donné que dans notre étude, on dispose de champs d'environ 20000 vecteurs vitesses (voir tableau 17) sur des durées d'acquisition correspondant à environ 4000 images (ou 8000 images si on regroupe plusieurs configurations), la méthode des "*snapshots*" a été retenue.

IV.2.2.2 Principe de la méthode de POD des "*snapshots*"

On considère un ensemble d'observations instantanées de vitesse $\vec{U}(\vec{X},t)$. L'ensemble des points \vec{X} est contenu dans un domaine spatial fluide Ω_s . L'ensemble des mesures est effectué sur une durée finie T . La composante moyenne temporelle du champ de vitesse est généralement très énergétique et n'apporte pas d'information sur la dynamique de l'écoulement. Une option courante ([239]) est de soustraire la vitesse moyenne et de n'étudier que les composantes instationnaires (cohérente et aléatoire). Par la suite, le vecteur \vec{U} considéré est la vitesse ôtée de sa valeur moyenne.

L'idée de la méthode des "*snapshots*" est de chercher des vecteurs propres spatiaux déterministes $\vec{\Phi}^{(n)}(\vec{X})$ sur lesquels projeter le champ de vitesse aléatoire $\vec{U}(\vec{X},t)$ à l'aide de coefficients temporels $a^{(n)}(t)$:

$$\vec{U}(\vec{X},t) = \sum_{n=1}^{\infty} a^{(n)}(t) \vec{\Phi}^{(n)}(\vec{X}) \quad (105)$$

Les vecteurs propres sont intrinsèques à l'écoulement et décrivent les structures. Les coefficients sont porteurs de la dynamique des structures, y compris leur nature aléatoire.

La construction des vecteurs propres s'effectue à l'aide du tenseur de corrélation temporelle $C(t,t')$ entre deux instants t et t' . Il est défini par l'expression :

$$C(t,t') = \frac{1}{T} \int_{\Omega_s} \vec{U}(\vec{X},t) \vec{U}(\vec{X},t') d\vec{X} \quad (106)$$

Avec la connaissance de ce tenseur, la solution du problème de valeurs propres se réduit à la résolution de l'équation suivante dont on cherche à déduire les coefficients temporels :

$$\int_T C(t,t')a^{(n)}(t')dt' = \lambda^{(n)}a^{(n)}(t) \quad (107)$$

Où $\lambda^{(n)}$ est la valeur propre indiquant un niveau relatif d'énergie dans le nième mode. La résolution de l'équation donne accès aux coefficients temporels à partir desquels il est possible de caractériser les vecteurs propres de chaque instantané par la relation :

$$\vec{\Phi}^{(n)}(\vec{X}) = \int_T \vec{U}(\vec{X},t)a^{(n)}(t)dt \quad (108)$$

Le principe du filtrage est de reprendre la formule (105) pour reconstruire un champ de vitesse \vec{U}_{rec} en ne prenant qu'un nombre N_{POD} limité de modes :

$$\vec{U}_{\text{rec}}(\vec{X},t) = \sum_{n=1}^{N_{\text{POD}}} a^{(n)}(t) \vec{\Phi}^{(n)}(\vec{X}) \quad (109)$$

En pratique, on ne dispose que d'un nombre fini N_t d'observations et un nombre fini N_{vec} de points où la vitesse est calculée. Dans ce cas, les intégrales peuvent être remplacées par des sommes et on peut envisager de résoudre le problème par un système matriciel. Les étapes du processus peuvent être résumées de la manière suivante (adapté de [181]) :

① Regrouper les N_{vec} vecteurs vitesse (en réalité les vecteurs de fluctuation autour de la vitesse moyenne) des N_t instantanés dans une seule matrice $[U]$ de taille $N_t \times 2N_{\text{vec}}$:

$$[U] = [\vec{U}_1, \vec{U}_2, \dots, \vec{U}_{N_t}] = \begin{bmatrix} U_1^1 & U_2^1 & \dots & U_{N_t}^1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ U_1^{N_{\text{vec}}} & U_2^{N_{\text{vec}}} & \dots & U_{N_t}^{N_{\text{vec}}} \\ V_1^1 & V_2^1 & \dots & V_{N_t}^1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ V_1^{N_{\text{vec}}} & V_2^{N_{\text{vec}}} & \dots & V_{N_t}^{N_{\text{vec}}} \end{bmatrix}$$

② Construire la matrice de corrélation $[C]$ avec (où T est l'opérateur transposée) :

$$[C] = \frac{1}{N_t} [U]^T [U]$$

③ Calculer les valeurs propres et vecteurs propres de la matrice de corrélation :

$$[C][A] = [\Lambda][A]$$

Avec $[\Lambda]$ la matrice diagonale des valeurs propres $\lambda^{(n)}$ pour $n = 1, \dots, N_{\text{modes}}$ et $[A]$ la matrice qui regroupe les coefficients temporels de chaque mode :

$$[A] = [\vec{A}^{(1)}, \vec{A}^{(2)}, \dots, \vec{A}^{(N_{\text{modes}})}] = \begin{bmatrix} a_1^{(1)} & \dots & a_{N_t}^{(N_{\text{modes}})} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N_t}^{(1)} & \dots & a_{N_t}^{(N_{\text{modes}})} \end{bmatrix}$$

Le nombre N_{modes} de modes étant égal au nombre d'images N_t

④ Classer les solutions de la plus à la moins énergétique :

$$\lambda^{(1)} > \lambda^{(2)} > \dots > \lambda^{(N_{\text{modes}})} = 0$$

⑤ Calculer les vecteurs propres des N_{POD} premiers modes POD :

$$\vec{\Phi}^{(n)} = \sum_{n=1}^{N_{\text{POD}}} [\mathbf{U}] \vec{A}^{(n)}$$

Qu'on peut regrouper dans une matrice : $[\Psi] = [\vec{\Phi}^{(1)}, \vec{\Phi}^{(2)}, \dots, \vec{\Phi}^{(N_{\text{POD}})}]$

⑥ Reconstruire les champs de vitesse $[\mathbf{U}_{\text{rec}}]$ à partir des N_{POD} premiers modes POD :

$$[\mathbf{U}_{\text{rec}}] = [\vec{U}_{1,\text{rec}}, \vec{U}_{2,\text{rec}}, \dots, \vec{U}_{N_{\text{t,rec}}}] = [\Psi] [\vec{A}^{(1)}, \dots, \vec{A}^{(N_{\text{POD}})}]$$

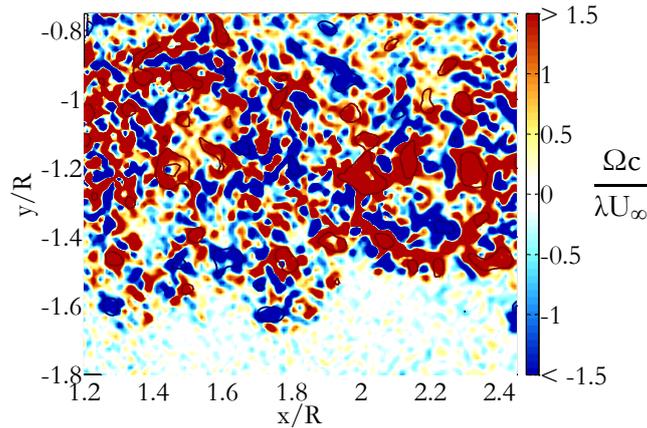


Figure 70 – Champ de vorticité adimensionnée d'un instantané pour $\lambda \approx 1,3$ et $U_\infty \approx 17$ m/s. Les limites des tourbillons détectés par le critère Γ_2 sont tracées en traits continus rouges pour les vortex tournant dans le sens antihoraire et bleus pour les vortex tournant dans le sens horaire. Ils sont difficiles à distinguer voire impossibles à visualiser dans la vorticité ambiante du fait de la turbulence.

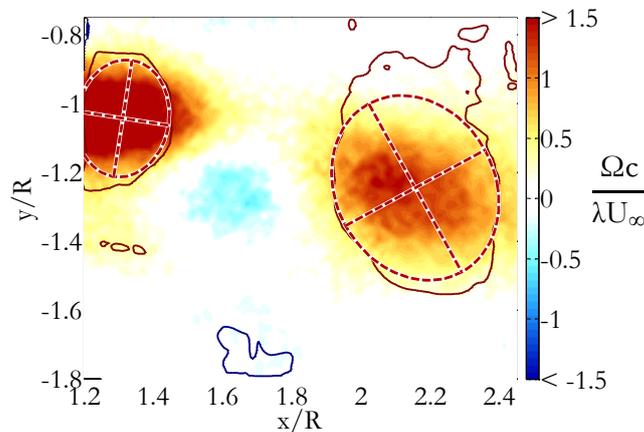


Figure 71 – Champ de vorticité adimensionnée du même instantané que la figure 70 reconstruit par POD à partir des 11 premiers modes, soit environ 50% de l'énergie. Les limites des tourbillons détectés par le critère Γ_2 sont tracées en traits continus rouges pour les vortex tournant dans le sens antihoraire et bleus pour les vortex tournant dans le sens horaire. Les ellipses caractéristiques des principales structures tourbillonnaires sont affichées. Les contours des ellipses équivalentes (pondérées par la vorticité) ainsi que les grands et petits axes sont tracés en rouge pointillé. Les centres caractéristiques sont situés à l'intersection des axes.

Le choix du nombre de modes POD sur lequel reconstruire le signal reste le seul critère laissé à l'appréciation de l'utilisateur. Une solution couramment adoptée est de baser le critère de choix sur une quantité d'énergie. L'énergie de chaque mode n est spécifiée dans les valeurs propres $\lambda^{(n)}$. La figure 72 trace l'évolution de la portion d'énergie dans chaque

mode ainsi que l'énergie cumulée pour un exemple de données expérimentales pour deux configurations. Pour $\lambda \approx 1,9$ et $U_\infty \approx 12$ m/s, l'énergie est plutôt répartie, alors que pour $\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s, les deux premiers modes sont beaucoup plus énergétiques que les autres, ils cumulent à eux seuls un peu moins de 40% de l'énergie. La reconstruction à partir de ces deux seuls modes serait toutefois trop simplificatrice pour l'étude de la dynamique tourbillonnaire. Différents essais de nombres de modes pour la reconstruction ont été réalisés (33%, 50% et 67% de l'énergie). La conclusion de ces essais est qu'une reconstruction à partir de 50% de l'énergie, soit entre environ 9 et 15 modes selon les configurations, est suffisant dans le sens où il représente un bon compromis entre une reconstruction fidèle et un filtrage correct. Les résultats se sont révélés relativement insensibles au nombre de modes utilisés pour la reconstruction au-delà de 50% de l'énergie.

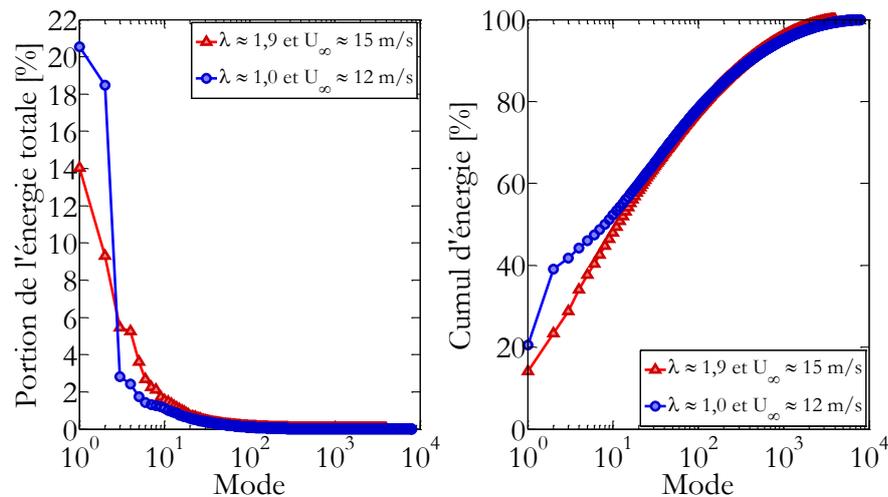


Figure 72 – Répartition de l'énergie dans chaque mode pour deux exemples de configurations (portion d'énergie dans chaque mode à gauche et portion cumulée d'énergie dans les modes à droite) :
 $\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s (en trait rouge, marqueur triangulaire)
 $\lambda \approx 1,9$ et $U_\infty \approx 12$ m/s (en trait bleu, marqueur circulaire).

Un exemple de comparaison entre un champ de vorticité d'une image instantanée et sa reconstruction POD est présenté sur la figure 71. Le filtrage est efficace et laisse la possibilité de délimiter des structures tourbillonnaires comme le montre les lignes d'iso-valeur de Γ_2   $-\frac{2}{\pi}$ et $\frac{2}{\pi}$.

IV.2.2.3 Calcul des trajectoires, des intensités et des tailles de vortex

Une fois le filtrage réalisé par la POD, nous avons vu qu'il est possible de détecter des grandes structures tourbillonnaires par les tracés des iso-valeurs de Γ_2 . Ce critère ne permet par contre pas d'indiquer l'intensité des tourbillons, nous utilisons pour cela la vorticité.

IV.2.2.3.1 Propriétés et sélection des tourbillons

Une sélection des tourbillons est effectuée à partir d'un critère de surface. La figure 71 laisse apparaître de très petits tourbillons qui ne correspondent pas à des structures périodiques dans le temps. Ces petits vortex peuvent s'être détachés d'une structure principale mais ne peuvent pas être pris en compte dans une étude statistique car leur nombre est insuffisant du fait de leur présence aléatoire. En pratique, il a été constaté qu'un filtrage raisonnable consiste à ne pas considérer les vortex dont l'aire est inférieure à $\left(\frac{c}{3}\right)^2$.

Pour l'ensemble des autres vortex, on détermine un centre pour chaque structure en calculant le barycentre à l'intérieur des limites fixées par le critère Γ_2 . Ce barycentre est pondéré par la vorticité pour donner plus d'importance aux zones de plus forte intensité. Cela revient à calculer un moment d'ordre 1 des coordonnées (espérance mathématique pour une variable aléatoire). Pour un vortex numéroté i avec N_i points à l'intérieur, le centre caractéristique repéré par le vecteur \vec{G}_i est :

$$\vec{G}_i = \sum_{n=1}^{N_i} f_n \vec{X}_n \quad \text{où} \quad f_n = \frac{\|\vec{\Omega}(\vec{X}_n)\|}{\sum_{m=1}^{N_i} \|\vec{\Omega}(\vec{X}_m)\|} \quad (110)$$

La taille caractéristique des vortex est fixée par le calcul d'un rayon équivalent R_i , issu d'un calcul de moment centré d'ordre 2 (c'est-à-dire la variance à partir de laquelle on déduit l'écart type). On procède alors à la racine carrée de la moyenne pondérée des écarts au centre caractéristique :

$$R_i = \sqrt{\sum_{n=1}^{N_i} f_n (\vec{X}_n - \vec{G}_i)^2} \quad \text{où} \quad f_n = \frac{\|\vec{\Omega}(\vec{X}_n)\|}{\sum_{m=1}^{N_i} \|\vec{\Omega}(\vec{X}_m)\|} \quad (111)$$

Une autre approche qui a été retenue est d'approximer un tourbillon par une ellipse. Il existe de nombreuses méthodes pour réaliser cette reconnaissance de forme ([51]), la solution retenue a consisté à chercher l'ellipse de même moment centré d'ordre 2, c'est-à-dire chercher les vecteurs et valeurs propres de la matrice de covariance. De nouveau, les calculs sont pondérés par la vorticité. On en déduit la forme de l'ellipse (grand axe, petit axe, excentricité), ainsi que sa direction privilégiée (orientation). Néanmoins, il faut noter que cette méthode de reconnaissance de forme ne permet pas formellement de distinguer un changement d'orientation d'une simple déformation, dans les deux cas, la direction privilégiée de la structure peut varier. Un exemple de tracé de l'ellipse équivalente pour une observation de tourbillons est proposé sur la figure 71.

Enfin, on peut exprimer la circulation totale des tourbillons, ainsi qu'une vorticité moyenne définie comme le rapport entre la circulation et la surface de la structure.

IV.2.2.3.2 Suivi des structures tourbillonnaires

A l'issue de l'étape précédente, on est capable de repérer des structures tourbillonnaires sur les moyennes de phase et d'en calculer les propriétés. On obtient en particulier pour chaque position azimutale des positions moyennes des principales structures tourbillonnaires. Pour l'analyse de la dynamique tourbillonnaire, un impératif est de savoir reconnaître et suivre un tourbillon d'une position azimutale à l'autre. On associe directement les tourbillons aux tourbillons précédents en comparant les positions moyennes et les aires. Pour qu'entre deux azimuts, une structure soit suivie, elle ne doit pas se déplacer de plus d'une demi-corde, et son aire ne doit pas varier de plus de 30%. A partir de cette reconnaissance, on peut en déduire des trajectoires, des vitesses de convection et des évolutions moyennes des propriétés comme la taille, l'orientation ou la circulation dans les tourbillons.

IV.3 Estimation des incertitudes

La finalité des expériences est d'arriver à déterminer une évolution de la pression sur les pales et du champ de vitesse dans le sillage pour certaines positions azimutales du rotor. Les incertitudes quant aux grandeurs finales résultent du cumul de diverses erreurs et variabilités. On peut généralement distinguer trois types d'erreurs ([186]) : les erreurs systématiques qui sont fixes pour toutes les expériences d'une même campagne expérimentale, les erreurs aléatoires que l'on peut relier à la dispersion des mesures, et les erreurs variables, mais non-aléatoires que l'on nommera erreurs "variables mais déterministes". Pour le calcul d'incertitude, il faut estimer le rapport entre les erreurs et une vraie valeur. Une bonne évaluation de cette valeur attendue est la valeur moyenne des mesures sur plusieurs essais, c'est l'approximation que nous ferons. La norme internationale ([5]) spécifie deux types de méthodes pour évaluer les incertitudes : à partir de méthodes statistiques, ou à partir d'autres méthodes (par exemple à partir des données du constructeur).

Pour comprendre la propagation des erreurs dues aux différentes sources d'erreur, il faut commencer par définir celles qui sont prépondérantes. Dans le cadre de notre étude, on les regroupe dans différentes catégories : les erreurs géométriques, les erreurs d'estimation des paramètres fonctionnels, les erreurs d'estimation de la pression et les erreurs d'estimation du champ de vitesse.

IV.3.1 Erreurs géométriques

Les erreurs géométriques sont les erreurs systématiques qui sont liées à la fabrication du montage et dont les erreurs sont fixes, affectant toutes les expériences de la même manière.

Les pales ont été fabriquées à partir de moules réalisés par fraisage en résine polyuréthane. L'erreur induite par l'irrégularité du moule est négligeable par rapport à l'épaisseur du profil, mais elle est un peu plus importante par rapport à la couche limite du profil, néanmoins ceci reste complexe à estimer. Une source d'erreur peut-être plus notable est la fabrication et le collage des demi-pales, notamment au bord d'attaque et au bord de fuite du profil. Le collage n'a manifestement laissé apparaître ni un creux, ni un décalage entre les demi-pales. Aucune mesure d'exactitude n'a été réalisée, notamment car l'incertitude due à la géométrie même des pales a été jugée faible devant les autres sources d'incertitude. Il s'agit malgré tout d'une source possible d'erreur.

Les trous de prise de pression ont été réalisés à partir d'un gabarit de perçage pour assurer un positionnement et un alignement correct. Ce n'est pas une source d'erreur remarquable.

Le positionnement des pales sur les plaques de garde et par rapport à l'axe de rotation est vraisemblablement l'origine des erreurs géométriques les plus importantes. Les plaques de garde ont été préparées par une découpe jet d'eau, mais on peut estimer que le cumul du défaut de centrage et de l'imprécision de la découpe est de l'ordre de ± 5 mm au maximum, d'après une mesure au comparateur à aiguille. Cette valeur ramenée au rayon de la maquette est de l'ordre de $\pm 1,2\%$, et ramenée à la corde est de l'ordre de $\pm 2,8\%$. Le défaut d'alignement et de positionnement en lui-même des pales sur les plaques est vraisemblablement du même ordre de grandeur, on peut considérer que l'incertitude sur le

rayon est de l'ordre de $\pm 1,2\%$. Cela peut induire par exemple un angle de calage des pales non-contrôlé de l'ordre du demi-degré voire du degré.

La position angulaire d'une pale est déterminée à partir d'une position de référence θ_0 qui correspond à un alignement avec la veine d'essais d'une marque sur la tranche de la plaque de garde inférieure. L'azimut θ_0 de la première pale est calculé comme étant le rapport entre la longueur d'arc L_0 entre la marque de référence et le point d'attache de la pale et le rayon R_g de la plaque de garde. Cette position est aussi sujette à la précision du positionnement de la maquette dans la veine et à l'estimation de l'alignement. Si on considère que la précision de la position de la marque sur la plaque de garde est d'un ordre de grandeur réaliste de ± 2 mm, compte tenu du rayon de la plaque de garde et de son incertitude, une estimation de l'erreur induite dans le positionnement de l'azimut de référence estimée par théorème des variances (ou RSS [186], acronyme anglais de *Root-Sum-Square*) est de l'ordre de :

$$\frac{\delta\theta_0}{\theta_0} = \sqrt{\left(\frac{\delta L_0}{L_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_g}{R_g}\right)^2} \approx 1\% \quad \text{soit} \quad \delta\theta_0 \approx \pm 0,4^\circ \quad (112)$$

Ensuite, la position angulaire instantanée est issue de la formule de récurrence (95). Néanmoins, les incertitudes de position azimutale ne se cumulent pas au fur et à mesure des rotations, car la périodicité permet de corriger l'azimut à chaque révolution. Pour une vitesse de rotation entre 335 et 520 tr/min, soit une période entre 0,11 et 0,18 s, et une période d'échantillonnage de $1,6 \cdot 10^{-4}$ s ($= 1/6250$ Hz), l'incertitude de l'estimation de la position est au moins d'un ordre de grandeur inférieur aux autres incertitudes expérimentales. De même, la synchronisation entre les images PIV et la position azimutale est très bonne.

IV.3.2 Erreurs pour la mesure des paramètres fonctionnels

L'étude du comportement aérodynamique de la machine dépend du choix des configurations, il faut donc arriver à estimer l'erreur sur les mesures de vitesse infini amont et de vitesse réduite. La vitesse réduite dépend de la vitesse de rotation, du rayon du rotor et de la vitesse infini amont.

La vitesse de rotation est contrôlée par le moteur et régulée par le variateur. Les mesures montrent un écart type de vitesse de rotation d'environ 0,3% de la plus basse vitesse de rotation à la plus grande. Comme calculé précédemment, l'ordre de grandeur de l'incertitude sur le rayon du rotor de la maquette est de l'ordre de $\pm 1,2\%$. Ce qui va conditionner l'imprécision de la vitesse réduite, c'est surtout la vitesse infini amont. En effet, une erreur "variable mais déterministe" est introduite par le ventilateur de la soufflerie par le problème d'instabilité de la vitesse de l'écoulement aux basses vitesses de soufflage pour lesquelles le ventilateur a quelques difficultés à conserver une vitesse de soufflage constante. Pour les expériences à $U_\infty \approx 12$ m/s, la vitesse a parfois diminué de manière constante au cours des expériences (au maximum de -0,04 m/s par minute d'enregistrement, soit environ -0.5 m/s sur la totalité d'une expérience de 13 min 20 s). Pour limiter ce phénomène, certaines expériences ont été divisées en 2 ou en 3, c'est-à-dire que nous avons procédé à des expériences plus courtes que nous avons renouvelées. Entre chaque expérience, la vitesse a été corrigée pour la ramener à sa valeur initiale. Finalement, pour le cas le plus défavorable,

l'écart type de la vitesse est de 1,5%, donc pour la vitesse réduite, on a une incertitude qui s'approche de $\pm 2\%$:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\delta\omega}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\delta U_\infty}{U_\infty}\right)^2} \approx 1,8\% \quad (113)$$

IV.3.3 Erreurs pour la mesure de la pression

La pression pariétale dépend à la fois des conditions extérieures à l'expérience (la température, la pression atmosphérique), des conditions de l'expérience (vitesse infini amont, vitesse réduite), des paramètres géométriques des pales (position des prises de pression, forme de pales, etc.) et de la manière de mesurer (application d'une fonction de transfert, utilisation des capteurs, etc.).

La pression atmosphérique et la température ont été relevées plusieurs fois, elles n'ont pas montré de variations significatives. L'effet de ces fluctuations est faible, elles jouent sur la valeur de la masse volumique. La pression dynamique, dont dépendent partiellement les pressions pariétales, est proportionnelle à la masse volumique, mais dépend de la vitesse au carré. La vitesse est une variable dont l'incertitude influe davantage sur les niveaux de pression que la température par exemple.

Les incertitudes liées aux paramètres fonctionnels et géométriques ont été développées précédemment. Restent les incertitudes liées à la manière de relever la pression, qui est vraisemblablement une autre source importante d'incertitude. Le fabricant des capteurs de pression indique que l'erreur maximale à pleine échelle du capteur (c'est-à-dire pour 1250 Pa) est de $\pm 0,2\%$ pour la non-linéarité du capteur, et de respectivement $\pm 1,5\%$ et $\pm 2\%$ pour les effets thermiques sur l'offset et sur l'amplitude. En utilisant la recommandation de la norme internationale ([186]), l'incertitude est estimée en prenant l'erreur maximale divisée par $\sqrt{3}$ (qui suppose une distribution uniforme de l'erreur). En cumulant les incertitudes, on atteint environ $\pm 1,5\%$ d'incertitude. Il a été constaté qu'avec le temps, les performances de ce type de capteur ne varient pas significativement et que les valeurs du constructeur peuvent être supposées toujours valables.

Il faut aussi noter que le temps de réponse des capteurs de pression est de 0,5 ms d'après le constructeur, ce qui implique un déphasage possible de l'ordre de $0,2^\circ$.

Mais la source principale d'erreur reste la fonction de transfert pour estimer la pression pariétale à partir de la mesure de pression amortie par le tube de liaison. Il a été montré que la technique d'étalonnage présentait des imprécisions pour les fréquences caractéristiques de rotation du rotor (voir paragraphe IV.1.4.2.3). Selon la manière dont la correction à basse fréquence est réalisée, les gains peuvent varier de plusieurs décibels, ce qui correspond à des facteurs multiplicatifs importants. L'incertitude est particulièrement difficile à estimer car c'est l'étalonnage en lui-même qui ne permet pas d'accéder à une valeur de référence, et les calculs d'erreur ne peuvent pas être déterminés. L'incertitude probablement significative liée à l'étalonnage est donc soulignée sans être calculée ici.

IV.3.4 Erreurs pour la mesure du champ de vitesse

Les incertitudes de valeurs de vitesse relèvent de la composition des incertitudes sur les conditions expérimentales et sur le processus de calcul. Les sources d'erreur pour la mesure de la vitesse sont multiples. On peut mentionner l'horizontalité de la nappe laser, l'orientation des caméras, la calibration, l'instationnarité de la vitesse infini amont. Cette dernière est vraisemblablement une des principales sources d'incertitude dues aux conditions expérimentales (voir paragraphe IV.3.2).

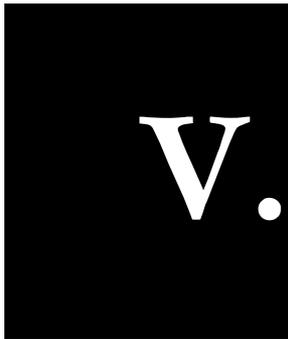
En ce qui concerne le processus de calcul, l'algorithme de calcul est éprouvé et l'utilisation de deux passes permet de réduire les incertitudes. Les origines des incertitudes les plus importantes sont peut-être la calibration des images avec la mire et la précision de positionnement des champs de vision dans l'espace, mais il est complexe d'obtenir un ordre de grandeur de l'incertitude liée à cette cause. Une comparaison entre les images des deux caméras dans les zones de recouvrement montre aussi des petits écarts qui peuvent laisser penser que la correction des effets optiques des caméras n'est pas optimale. Néanmoins, placé dans le contexte de l'objectif qui est celui de cette étude, de telles erreurs ne doivent pas modifier l'analyse des dynamiques des grosses structures tourbillonnaires.

L'erreur sur la mesure des vitesses est aussi liée à l'aspect numérique des images. Si on suppose que l'on ne peut pas détecter la position d'une particule avec une erreur inférieure à 0,1 pixel, et que le déplacement moyen d'une particule entre deux images est de l'ordre de 8,5 pixels (voir paragraphe IV.1.4.4.3), on peut estimer que l'erreur liée à la détection du déplacement des particules est de l'ordre 1,2% sur la vitesse locale.

A cela s'ajoute le traitement statistique qui est réalisé sur un nombre très réduit d'échantillons. De manière générale, pour les calculs des propriétés des tourbillons (position, circulation, aire, etc.), il a été fait en sorte de regrouper les instantanés de manière à pouvoir calculer des propriétés statistiques à partir d'environ 130 à 260 instantanés. Pour avoir une convergence des calculs statistiques, il faudrait un nombre bien plus important d'instantanés (plusieurs centaines voire plusieurs milliers), mais cela aurait représenté des quantités de données déraisonnables et trop longues à traiter.

IV.4 Conclusion

Nous avons répertorié dans ce chapitre les moyens mis en œuvre pour étudier la dynamique tourbillonnaire d'une éolienne Darrieus à axe vertical. La maquette étudiée représente une vision simplifiée et à petite échelle de l'éolienne qui sert de référence. La taille de l'éolienne est adaptée à la taille de la soufflerie. Les techniques de mesure auxquelles on s'est intéressé permettent de caractériser des effets à courte distance (pression pariétale) et à plus longue distance (champ de vitesse par PIV dans le sillage). Le système de mesure de pression nécessite une correction qui a été estimée par un étalonnage. L'étude des caractéristiques des structures tourbillonnaires a requis notamment une technique de détection des vortex (par la méthode Γ_2) et un filtrage des champs instantanés par une reconstruction POD. Le filtrage s'est avéré indispensable dans l'optique d'étudier les principales structures tourbillonnaires cohérentes en moyenne de phase, en filtrant la turbulence de petite échelle. Enfin, les incertitudes associées aux grandeurs finales ont été analysées. Il en a été conclu que les principales sources d'erreur sont la vitesse infini amont (dont les effets sont perceptibles sur la vitesse réduite, la pression pariétale et les champs de vitesse dans le sillage) et la fonction de transfert pour l'estimation de la pression pariétale.



ETUDE DU DECROCHAGE DYNAMIQUE SELON LES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

Résumé

Le chapitre regroupe les analyses qui peuvent être tirées de l'étude combinée des résultats expérimentaux et numériques. Les configurations testées expérimentalement couvrent un ensemble de conditions variées pour lesquelles le décrochage dynamique joue un rôle important. Ici, l'influence de deux caractéristiques sera examinée plus en détail : la vitesse réduite et le nombre de Reynolds. Ces caractéristiques affectent le comportement de l'éolienne vis-à-vis du décrochage dynamique, en particulier sur la dynamique du tourbillon de bord d'attaque. En définitive, l'étude présentée dans ce chapitre donne accès à une meilleure compréhension des phénomènes qui conditionnent le fonctionnement de l'éolienne à faible vitesse réduite.

Sommaire

V.1	Présentation	182
V.2	Influence de la vitesse réduite.....	182
V.2.1	Cas particulier de la vitesse réduite $\lambda \approx 1,0$	182
V.2.1.1	Conditions d'écoulement autour du profil	182
V.2.1.2	Evolution de la pression.....	184
V.2.1.3	Dynamique tourbillonnaire dans le sillage.....	187
V.2.2	Evolution des caractéristiques pour les configurations de $\lambda \approx 1,0$ à $\lambda \approx 1,7$	192
V.2.2.1	Criticité des conditions d'écoulement.....	192
V.2.2.2	Retard d'apparition du tourbillon de bord d'attaque.....	194
V.2.2.3	Convection du tourbillon de bord d'attaque	195
V.2.2.4	Amplitude de l'effet du tourbillon	197
V.2.2.5	Bilan du décrochage dynamique sur les efforts normaux et tangentiels	198
V.2.2.6	Interaction pale/tourbillon.....	203
V.2.2.7	Conséquences sur la dynamique tourbillonnaire	206
V.2.3	La question du décrochage dynamique pour $\lambda \approx 1,9$	209
V.3	Influence du nombre de Reynolds	212
V.3.1	Effets du nombre de Reynolds sur la pression pariétale	213
V.3.2	Effets du nombre de Reynolds sur la dynamique tourbillonnaire.....	215
V.4	Conclusion.....	216

V.1 Présentation

Une caractéristique importante liée au fonctionnement de la machine étudiée est sa forte instationnarité (voir paragraphe II.3.2.4) due à sa forte solidité. Dans ces conditions, le décrochage dynamique joue un rôle important en modulant les efforts et en altérant la dynamique tourbillonnaire en aval du rotor. La nature du décrochage dynamique est directement dépendante du nombre de Reynolds (voir paragraphe II.2.2.2.3) et de la variation d'incidence relative (voir paragraphe II.2.2.2.2) qui dépend de la vitesse réduite. Par la suite, les influences d'une part de la vitesse réduite et d'autre part du nombre de Reynolds seront décrites à l'aide d'une analyse conjointe des résultats numériques et expérimentaux. Le choix de traiter les aspects numériques et expérimentaux simultanément est justifié par le fait que les deux types de résultats sont intrinsèquement liés. Les simulations permettent d'aider à analyser certains phénomènes physiques observés dans les expériences et les données expérimentales alimentent le code de calcul en fournissant des informations pour calibrer les modèles.

V.2 Influence de la vitesse réduite

Les différentes expériences menées en soufflerie ont révélé des tendances et quelques comportements singuliers en fonction de la vitesse réduite. Lorsque la vitesse réduite vaut 1,0, il existe des signes très marqués du décrochage dynamique sur les pressions pariétales et dans le champ de vitesse en aval du rotor. Cette configuration constitue un cas particulier en ce qui concerne la dynamique tourbillonnaire en aval du rotor et sera observée individuellement. Les vitesses réduites de 1,3 à 1,7 ont des caractéristiques communes et il est plus pertinent de décrire l'évolution des propriétés en fonction de la vitesse réduite. Enfin, la vitesse réduite de 1,9 regroupe les conditions nécessaires pour qu'il n'y ait pas de décrochage dynamique caractérisé par un décollement de bord d'attaque. Cette dernière configuration sera l'occasion de discuter des raisons pour lesquelles le décollement de bord d'attaque est absent là où pour une même vitesse réduite, d'autres références mentionnent l'observation de ce décollement (voir paragraphe II.4.2).

V.2.1 Cas particulier de la vitesse réduite $\lambda \approx 1,0$

V.2.1.1 Conditions d'écoulement autour du profil

La vitesse réduite $\lambda \approx 1,0$ correspond à la plus petite vitesse réduite qui a été testée. Comme rappelé dans le paragraphe II.1.4.1, une faible vitesse réduite augmente l'amplitude des variations de vitesse relative et d'incidence et augmente le risque de dépasser l'angle de décrochage statique. Les évolutions numériques des angles d'attaque géométrique et effectif en fonction de l'angle azimutal sont représentées sur la figure 73. Contrairement à l'angle effectif, l'angle géométrique ne prend en compte que la vitesse infini amont et la vitesse de rotation, sans aucune perturbation. De manière générale, l'amplitude de l'angle d'attaque effectif est plus faible que l'angle d'attaque géométrique. La faiblesse de l'amplitude de l'incidence effective est liée au ralentissement de l'écoulement au niveau du rotor par rapport à la vitesse infini amont. Comme le montre la figure 74.a, la vitesse absolue de l'écoulement au niveau de la pale n'atteint qu'environ 60% à 70% de la vitesse infini amont dans la phase amont de la rotation, et environ 30% à 40% dans la phase aval. Cette faible vitesse dans la phase aval explique aussi le fait que l'allure de l'incidence n'est absolument pas symétrique

contrairement à ce que pourrait le laisser croire une simple analyse de l'incidence géométrique. Le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse de rotation est si faible en phase aval que l'incidence reste faible et globalement constante autour de $\alpha \approx 15^\circ$. Ensuite, l'évasement des lignes de courant, visible en observant la vitesse transversale (selon y) sur la figure 74.b, est à l'origine du fait que pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, les incidences ne sont pas nulles.

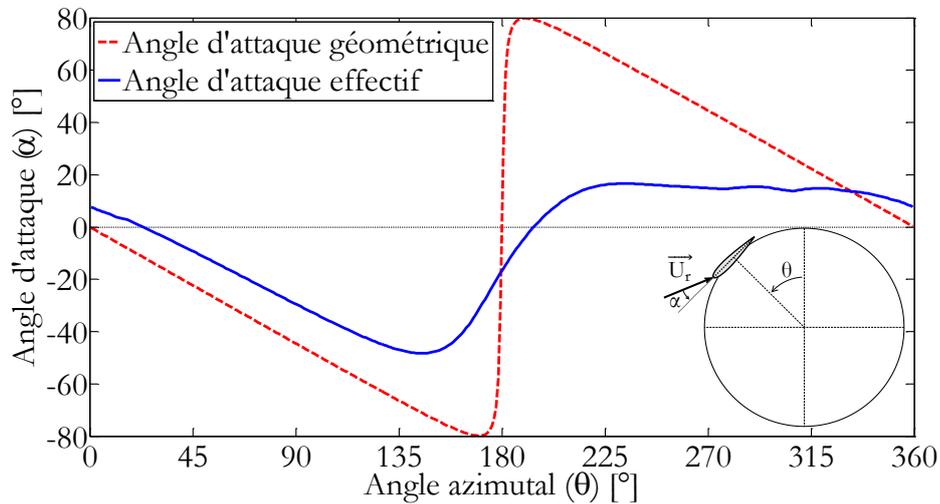


Figure 73 – Angles d'attaque géométrique et effectif en fonction de l'angle azimutal pour $\lambda \approx 1,0$. L'angle d'attaque géométrique (en trait discontinu rouge) s'exprime directement en fonction de la vitesse réduite (formule (13)), alors que l'angle d'attaque effectif (en trait continu bleu) est issu des simulations numériques (définition (91)) moyennées en phase sur les trois dernières rotations. En bas à droite, un schéma rappelle les définitions géométriques dans le plan transverse à l'axe de rotation.

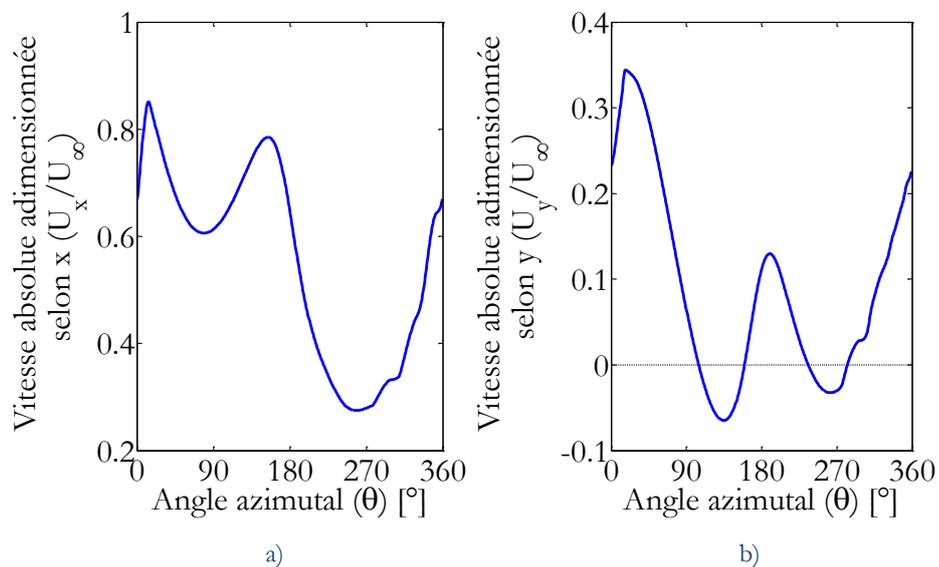


Figure 74 – Composantes adimensionnées de la vitesse absolue de l'écoulement, prise localement, à l'endroit où se situe la pale en fonction de sa position azimutale.

Au final, cette configuration présente une instationnarité importante de l'écoulement avec des fluctuations qui se produisent à des taux de variation élevés et avec de grandes amplitudes. Dans la phase amont, l'angle d'attaque dépasse en effet largement l'angle

de décrochage statique (atteignant presque 50° en valeur absolue), alors que dans la phase aval, l'incidence se borne à $\alpha \approx 17^\circ$.

L'observation de la variation de vitesse relative mène à une conclusion comparable (voir figure 75) : les fluctuations de vitesse relative sont grandes et plutôt rapides, bien que moins sévères que les variations dites géométriques (qui ne considèrent pas les perturbations de vitesse). Il est intéressant de noter que la vitesse relative de l'écoulement atteint au minimum environ 35% de la vitesse infini amont et peut donc être localement et temporairement très faible. En plus du déficit de vitesse dans la phase aval de la rotation, il existe des fluctuations liées au croisement de la pale avec le sillage des pales précédentes entre $\theta \approx 300^\circ$ et $\theta \approx 15^\circ$, qui ne sont pas évidentes sur la figure 75, mais qui peuvent provoquer des perturbations significatives de la pression que l'on peut observer sur la répartition de pression pariétale.

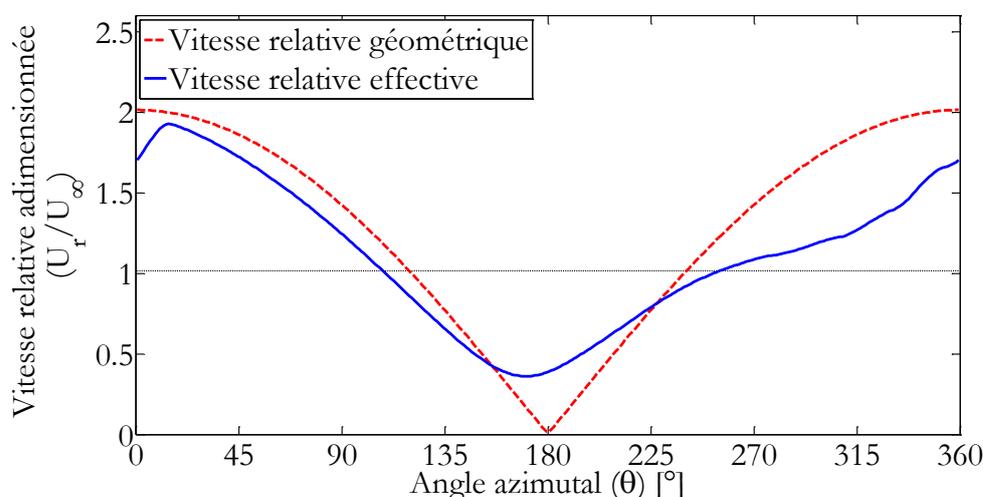


Figure 75 – Normes des vitesses relatives au profil adimensionnée par la vitesse infinie amont en fonction de l'angle azimutal pour $\lambda \approx 1,0$. La vitesse relative géométrique (en trait discontinu rouge) s'exprime directement en fonction de la vitesse réduite (formule (14)), alors que la vitesse relative effective (en trait continu bleu) est issue des simulations numériques (définition (91)) moyennées en phase sur les trois dernières rotations.

Ces informations sur l'instationnarité de l'écoulement ont une utilité directe dans le cadre de cette étude pour l'estimation de la pression pariétale absolue à partir des relevés expérimentaux de fluctuations de pression (voir paragraphe IV.1.4.2.4). Cette estimation nécessite la détermination de zones pour lesquelles l'hypothèse d'une égalité des pressions numérique et expérimentale en moyenne de phase a la plus grande probabilité d'être vérifiée, compte tenu des simplifications du modèle numérique. Dans la partie amont de la rotation, la face intérieure est du côté de l'extrados où il y a un risque de décollement de la couche limite, donc l'hypothèse que l'on souhaite vérifier ne sera vraie que dans la moitié aval. Etant donné l'influence des tourbillons (lâchés proche de $\theta \approx 0^\circ$ et $\theta \approx 180^\circ$) et les interactions pale/sillages, la position choisie pour égaliser les pressions numériques et expérimentale sur la face intérieure est à une position azimutale $\theta = 270^\circ$. Sur la face extérieure, la zone préférentielle semble se situer vers $\theta = 60^\circ$ pour des raisons comparables.

V.2.1.2 Evolution de la pression

Le niveau et l'allure de l'évolution de la pression sur les prises de pression résultent de la combinaison de plusieurs facteurs principaux, qu'ils soient globaux ou locaux, parmi lesquels :

- La variation d'incidence
- La variation de vitesse incidente (ou vitesse relative) et la non-homogénéité du champ de vitesse proche pale
- Le décollement de la couche limite
- La proximité de tourbillons

L'évolution de l'incidence observée sur la figure 73 entraîne que la face intérieure de la pale est en dépression dans la phase amont et en surpression dans la phase aval de la rotation. Globalement, plus l'incidence est négative, plus la pression sur la face intérieure est négative (i.e. faible par rapport à la pression atmosphérique). Néanmoins, l'amplitude de la pression est également proportionnelle au carré de la vitesse relative, or elle diminue dans la phase amont et augmente dans la phase aval (voir figure 75). En dehors des zones de décollement de la couche limite, le minimum de pression se situe donc dans la phase amont, au meilleur compromis entre l'effet favorable de l'incidence croissante et l'effet défavorable de la vitesse relative décroissante, soit par exemple à un azimut proche de $\theta \approx 70^\circ$ pour la prise de pression à 20% de corde d'après le calcul numérique (voir figure 76).

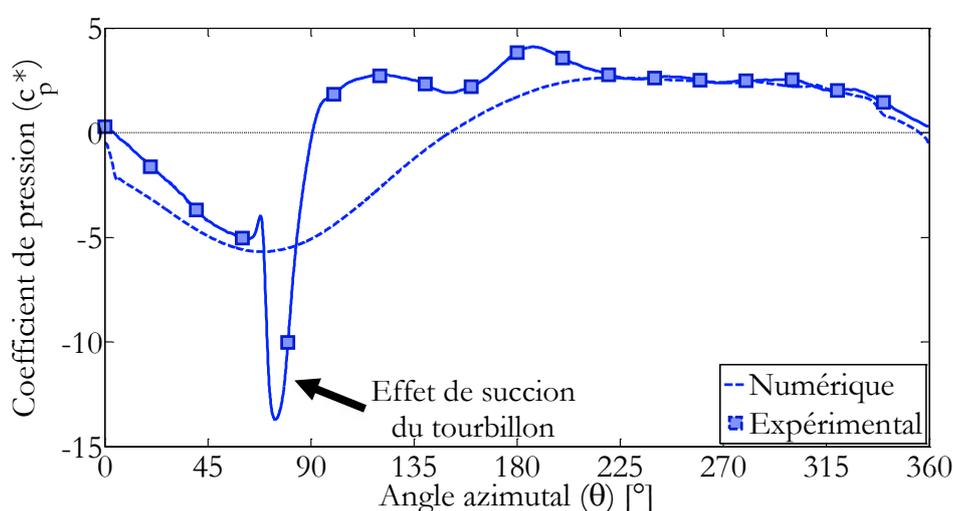


Figure 76 – Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure à 20% de corde pour $\lambda \approx 1,0$. Le coefficient de pression estimé numériquement est tracé en trait discontinu et celui mesuré expérimentalement est en trait continu distingué par des marqueurs carrés bleus.

Cependant, contrairement à la description précédente, l'évolution de la pression expérimentale ne suit pas cette tendance à cause des effets visqueux. Les conditions de variation d'incidence (angle d'incidence supérieur à l'angle de décrochage et taux de variation rapide) et de vitesse sont réunies pour que le décrochage dynamique se fasse ressentir dans la phase amont de la rotation. La présence du décrochage dynamique peut être mise en évidence par l'observation d'un pic localisé de dépression sur la face interne de la pale (voir figure 76). Ce pic de dépression est la manifestation d'un tourbillon de bord d'attaque. Ce pic est clairement visible vers le bord d'attaque, mais beaucoup moins marqué en s'approchant du bord de fuite (voir figure 77). Le déplacement du pic du bord d'attaque vers le bord de fuite correspond au déplacement du cœur du tourbillon de bord d'attaque. Ce tourbillon se forme par l'enroulement d'une nappe cisailée au niveau du décollement de la couche limite au bord d'attaque, par conséquent, le déplacement du cœur du tourbillon de bord d'attaque s'explique dans un premier temps par le grossissement du tourbillon alimenté en continu. Ce grossissement s'accompagne d'un éloignement du cœur du tourbillon par

rapport à la paroi qui peut être à l'origine d'une partie de la baisse d'intensité du pic de dépression quand le tourbillon s'éloigne du bord d'attaque. Cette baisse est aussi à lier à la baisse de la vitesse relative avec la position azimutale. Etant donné les nombreux facteurs qui affectent la forme et l'amplitude du pic de dépression (intensité du tourbillon, taille, distance à la paroi, vitesse de déplacement, variation de la vitesse relative, etc.), il n'est pas possible de caractériser complètement le tourbillon de bord d'attaque avec sa seule signature sur les mesures de pression. Par exemple, il n'est pas possible de savoir si la baisse de l'amplitude du pic de succion est principalement liée à l'éloignement du tourbillon ou à une baisse de sa circulation à cause d'effets diffusifs.

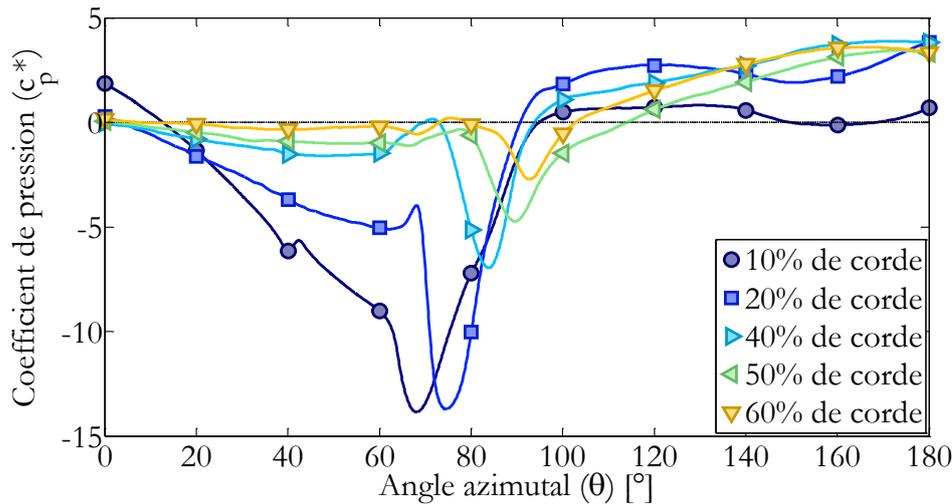


Figure 77 – Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure entre 10% et 60% de corde pour $\lambda \approx 1,0$, tracé en trait continu. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction de la position des prises de pression sur la corde.

Sur la figure 76, on peut aussi noter que le pic de dépression sur la prise à 20% de corde est suivi d'une surpression par rapport au calcul numérique. Ceci s'explique en grande partie par le fait que l'écoulement est totalement décollé une fois le tourbillon lâché, ce qui n'est pas modélisé par le calcul potentiel. Le décollement de la couche limite n'est pas uniquement lié à la présence du tourbillon, il y a aussi un décollement progressif de la couche limite à partir du bord de fuite. Il n'est pas visible sur la prise à 20% de corde sur la figure 76, mais ce décollement progressif est par contre responsable de l'écart entre la pression expérimentale et numérique sur la prise à 70% de corde visible sur la figure 78, notamment pour $0^\circ < \theta < 70^\circ$. Une partie de cet écart doit aussi être attribué aux problèmes de modélisation numérique des interactions entre une pale et le sillage de la pale précédente (voir par exemple la pale du haut sur la figure 79). La cassure de pente sur l'évolution de pression numérique (vers $\theta \approx 5^\circ$ à 20% de corde sur la figure 76 et vers $\theta \approx 10^\circ$ à 70% de corde sur la figure 78) est liée au croisement de la pale avec le sillage. Il apparaît que l'interaction pale/sillage engendre numériquement une surestimation du niveau de dépression et laisse entrevoir des ruptures de pente marquées qui ne sont pas visibles expérimentalement.

Par ailleurs, l'évolution de pression pour la prise à 70% de corde (voir figure 78) révèle aussi que deux pics de dépression sont visibles vers $\theta \approx 67^\circ$ et $\theta \approx 90^\circ$, ce qui est même en avance par rapport au pic de dépression lié au tourbillon de bord d'attaque détecté à 60% vers $\theta \approx 93^\circ$ (voir figure 77). Ceci met en lumière des possibles effets d'un tourbillon contrarotatif de bord de fuite, plus petit que celui du bord d'attaque et qui résulte aussi de la

forte incidence effective du profil. Il n'est pas possible de déduire des conclusions claires de ces possibles perturbations de bord de fuite. On peut juste affirmer que pour des prises de pression supérieures à 60% de corde, il n'est plus possible de suivre le déplacement du tourbillon de bord d'attaque étant donné la faiblesse de son effet et les interactions qui peuvent résulter de phénomènes tourbillonnaires au bord de fuite.

Malgré tout, même si on perd la trace du tourbillon de bord d'attaque vers $\theta \approx 93^\circ$, un dernier signe du tourbillon de bord d'attaque semble être encore détectable sur les relevés de pression. Sur les prises de pression à 10% et 20% de corde de la face intérieure, il existe un creux de dépression assez étalé autour de $\theta \approx 150^\circ-160^\circ$ (voir par exemple figure 76). C'est probablement une manifestation d'une interaction entre l'avant de la pale et le tourbillon de bord d'attaque. Lorsque l'effet de succion sur la pale n'est plus détectable et que le tourbillon s'éloigne de la pale, il est transporté par l'écoulement dans le rotor alors que la pale se déplace aussi. Si on considère la trajectoire courbe de la pale par rapport à l'écoulement et le faible rapport entre la vitesse de rotation et la vitesse absolue de l'écoulement, l'interaction du tourbillon avec l'avant du profil est concevable aux alentours de 160° .

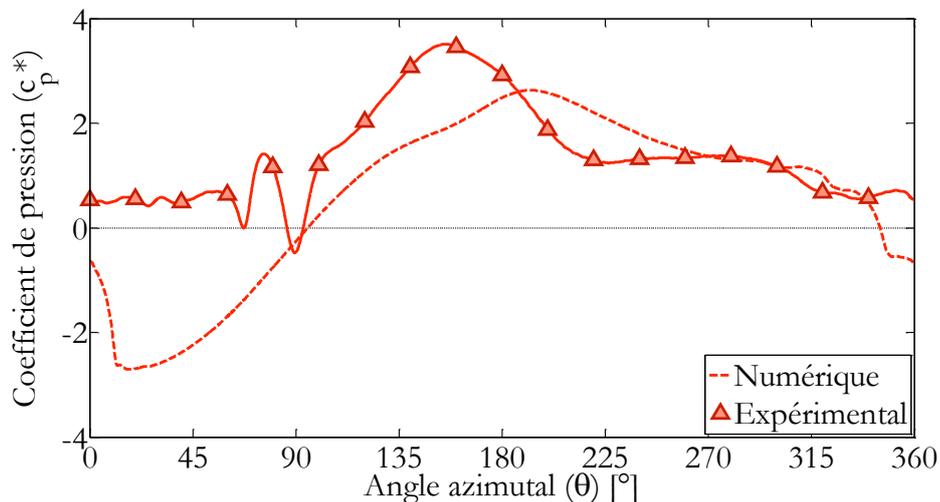


Figure 78 – Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure à 70% de corde pour $\lambda \approx 1,0$. Le coefficient de pression estimé numériquement est tracé en trait discontinu et celui mesuré expérimentalement est en trait continu distingué par des marqueurs triangulaires rouges.

Ces diverses observations sur les relevés de pression sont en accord avec certaines observations de la littérature. En particulier, malgré les données géométriques du rotor et de la pale légèrement différents, les étapes perceptibles sur la pression pariétale concordent avec les observations par PIV réalisées par Bossard [38] rappelées sur la figure 31. Les principales différences concernent le positionnement du tourbillon, mais le processus de décrochage dynamique semble être le même. En revanche, ce processus n'est pas en accord avec d'autres résultats issus de la littérature sur des éoliennes à axe vertical, mais ces divergences s'expliquent par la trop grande dissemblance de géométrie et de conditions expérimentales (voir paragraphe II.4.2 pour le rappel bibliographique).

V.2.1.3 Dynamique tourbillonnaire dans le sillage

Suite au lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque et sa probable interaction avec l'avant du profil, la dynamique tourbillonnaire est modifiée dans le sillage proche. L'analyse

qui suit repose sur la comparaison entre l'expérience et la simulation numérique qui ne modélise pas le décrochage dynamique.

Avant tout, en observant uniquement le champ numérique moyen de vorticité sur la figure 79, on remarque que la nappe tourbillonnaire lâchée face au vent ($\theta \approx 0^\circ$) est plus allongée que celle lâchée dos au vent ($\theta \approx 180^\circ$) qui forme un tourbillon plus net et plus cohérent. Ceci s'explique aisément par le fait que face au vent, la pale avance dans le sens opposé au mouvement de convection du sillage, alors que dos au vent, le sillage se déplace selon une direction et à une vitesse comparables à la direction et la vitesse de la pale. Ceci explique donc l'enroulement de la couche limite aussi net et marqué à partir de $\theta \approx 180^\circ$ puisque la vorticité émise au bord de fuite reste à proximité du bord de fuite et cette accumulation de vorticité intense et de même signe favorise l'enroulement du sillage sur lui-même. Dans cette zone dos au vent, le tourbillon de bord de fuite est donc le seul que l'on peut remarquer dans la simulation numérique.

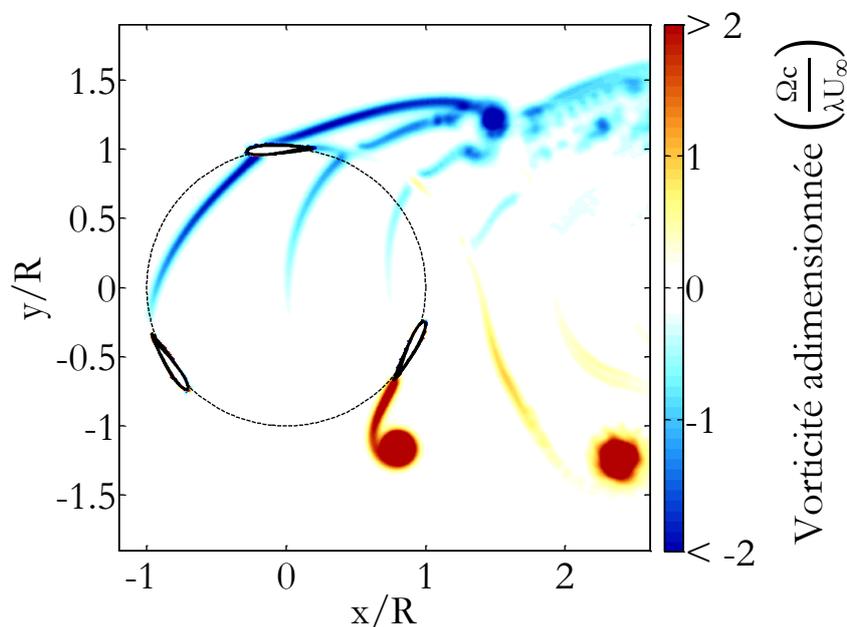
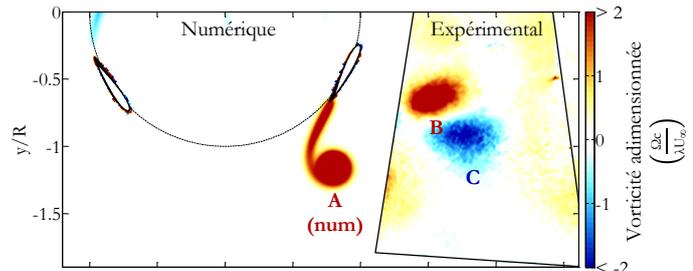


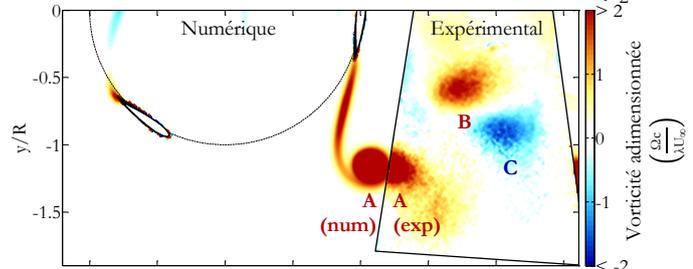
Figure 79 – Champ de vorticité numérique adimensionnée pour $\lambda \approx 1,0$. Le champ est obtenu par calcul de la moyenne de phase lorsque $0^\circ \leq \theta \leq 4^\circ$ sur les trois pales et sur les trois dernières rotations du rotor. Le cercle discontinu noir représente la trajectoire des pales.

La figure 80 illustre la comparaison d'un ensemble des champs de vorticité numériques et expérimentaux pour quelques phases régulièrement espacées. Dans le champ de vision expérimental, on peut cette fois observer nettement et isoler non plus un mais trois tourbillons plus intenses que les autres. Deux tourbillons sont très proches (notés B et C sur la figure 80), on peut les considérer comme formant une paire de tourbillons contrarotatifs, et un autre (noté A) est positionné de manière plus excentrée et déphasé par rapport à la paire. Ce dernier co incide avec le tourbillon vu sur le champ de vorticité numérique car en retraçant la trajectoire passée du tourbillon, on peut estimer qu'il s'agit bien d'un tourbillon émis depuis le bord de fuite. On note un bon accord entre le tourbillon de bord de fuite numérique et expérimental en ce qui concerne la position et la trajectoire. Assez clairement sur les champs de vorticité et sur la figure 81.a, on peut remarquer que la densité de vorticité diminue dans le champ de vision expérimental. Ceci est une conséquence de la diffusion induite par la turbulence, que la turbulence soit déjà contenue dans l'écoulement amont ou qu'elle soit générée par le rotor lui-même. L'aspect tridimensionnel joue également un rôle.

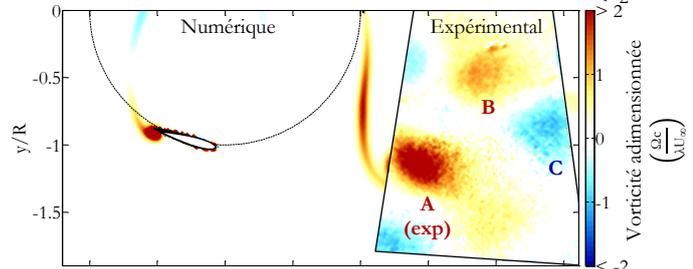
a) Moyenne de phase pour $0 \leq \theta \leq 4^\circ$



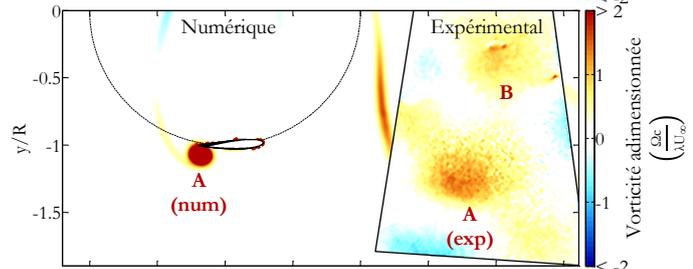
b) Moyenne de phase pour $20^\circ \leq \theta \leq 24^\circ$



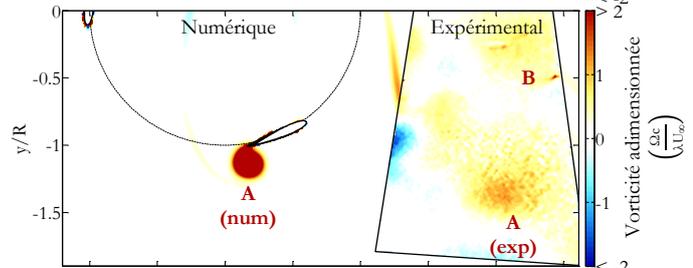
c) Moyenne de phase pour $40^\circ \leq \theta \leq 44^\circ$



d) Moyenne de phase pour $60^\circ \leq \theta \leq 64^\circ$



e) Moyenne de phase pour $80^\circ \leq \theta \leq 84^\circ$



f) Moyenne de phase pour $100^\circ \leq \theta \leq 104^\circ$

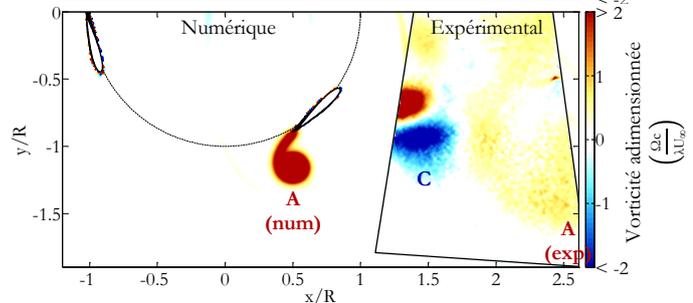


Figure 80 – Sélection de champs moyens (numériques et expérimentaux) de vorticité adimensionnée, régulièrement espacés dans le temps, pour $\lambda \approx 1,0$. Les champs numériques et expérimentaux sont obtenus par calcul de la moyenne de phase sur des sections angulaires de 4° . Le champ de vision expérimental est délimité par un trait continu noir sur la partie droite des images et le cercle discontinu noir représente la trajectoire des pales. Les principales structures tourbillonnaires sont étiquetées A, B et C.

L'évolution de la circulation (voir figure 81.c) montre une nette tendance vers une diminution de la circulation, quand dans le même temps, le rayon du tourbillon augmente (voir figure 81.b). L'effet estimé sur le rotor est une diminution des vitesses induites par le sillage, c'est-à-dire une réduction du déficit de vitesse dans le rotor. Cet effet de diminution des vitesses induites est surtout significatif tant que les tourbillons sont encore proches du rotor.

L'absence de la paire de tourbillons contrarotatifs dans la simulation numérique suggère qu'il s'agit d'une conséquence d'un décollement de la couche limite. En se basant sur l'interaction pale/tourbillon évoquée dans le paragraphe V.2.1.2 vers $\theta \approx 150^\circ$ - 160° et les visualisations de Bossard [38] (voir figure 31), le scénario privilégié est celui d'un système de tourbillons résultant du passage du tourbillon de décrochage dynamique vers le bord d'attaque de la pale. Il semble que les forts gradients de vitesse induits sur la face extérieure de la pale lorsque le tourbillon passe devant le bord d'attaque donnent naissance à un décollement de la couche limite qui se traduit par l'émission d'un tourbillon de signe opposé (positif). Ce tourbillon est celui qui forme la paire avec ce qu'il reste du tourbillon de bord d'attaque une fois l'interaction passée. La figure 81.c indique que les circulations transportées dans chacun des tourbillons de la paire ne se compensent pas exactement : le tourbillon de signe positif contient davantage de circulation que l'autre tourbillon. De plus, comme pour le tourbillon de bord de fuite, la diffusion a pour conséquence d'augmenter le rayon des tourbillons et de diminuer la circulation. Si la diminution de circulation se fait globalement avec le même taux de décroissance, on peut relever par contre que le rayon n'augmente pas au même rythme pour les deux tourbillons (voir figure 81.b).

En ce qui concerne la position et la trajectoire des tourbillons contrarotatifs (voir figure 82), on peut remarquer qu'au début, ils se déplacent plus rapidement que l'écoulement ambiant car ils induisent mutuellement une vitesse l'un sur l'autre qui favorise leur mouvement vers l'aval. Néanmoins, comme la circulation du tourbillon de vortacité positive (tourbillon B) est supérieure à celle du tourbillon de vortacité négative (tourbillon C), la vitesse induite par le tourbillon B est supérieure à celle qu'induit le tourbillon C, donc le tourbillon C se déplace plus rapidement. Une autre raison peut être fournie en constatant que le tourbillon C se situe à une position plus excentrée (selon l'axe y) que celle du tourbillon positif, or la vitesse locale de l'écoulement y est plus grande d'où un transport plus rapide. La convection du tourbillon C étant plus rapide, il atteint plus vite des positions plus en aval que le tourbillon B. Il induit alors une vitesse sur le tourbillon B de plus en plus orientée vers l'axe du rotor (vers l'axe $y/R = 0$), d'où la courbure des trajectoires des vortex, en particulier celle du tourbillon C qui est plus marquée. En étant poussé vers l'axe du rotor, le tourbillon positif voit sa vitesse ralentir car la vitesse de l'écoulement y est localement plus faible. Ce ralentissement est peut-être amplifié par l'arrivée du tourbillon de bord de fuite, noté A, dont la vitesse induite sur le tourbillon B agit en ralentissant son déplacement.

Il faut retenir de cette dynamique tourbillonnaire le fait qu'elle est composée de multiples tourbillons qui résultent d'une part de la variation de circulation autour de la pale (tourbillon A) et d'autre part de l'interaction du tourbillon de décrochage dynamique avec la pale (tourbillons B et C). Ces tourbillons subissent un effet marqué de la diffusion, qui altère probablement l'impact des tourbillons sur le déficit de vitesse au niveau du rotor. Comme pour les mesures de pression, la comparaison expérimental/numérique du sillage met en lumière la nécessité de modéliser l'effet du décrochage dynamique pour avoir la bonne dynamique tourbillonnaire et les bonnes vitesses induites. Il ne faut donc pas seulement modéliser l'effet du tourbillon de bord d'attaque lorsqu'il génère un effet de succion, mais également son influence lorsqu'il interagit avec la pale et qu'il engendre un système tourbillonnaire en aval du rotor.

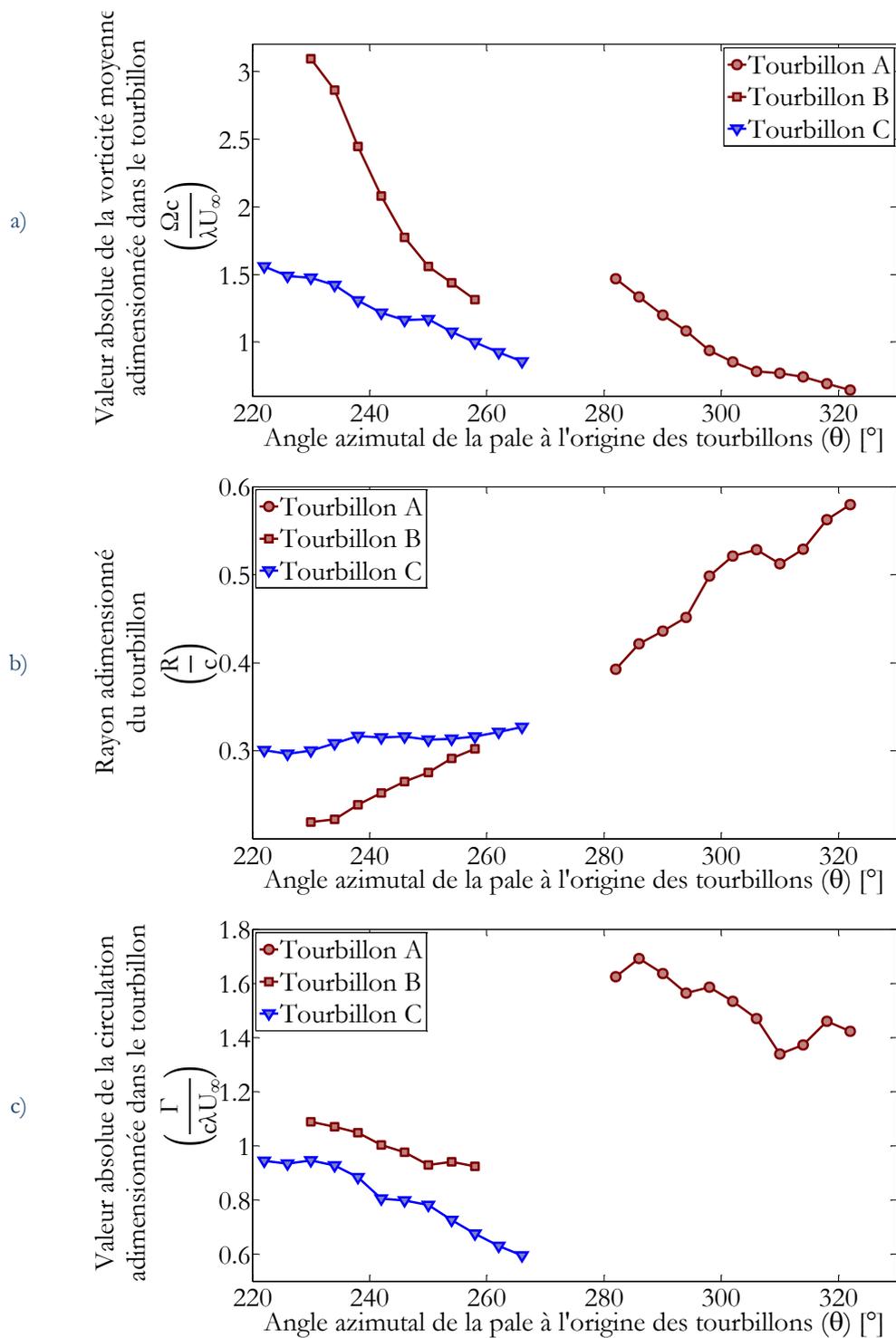


Figure 81 – Propriétés des principaux tourbillons visibles expérimentalement en fonction de l'angle azimutal de la pale d'où sont partis les tourbillons A, B et C pour $\lambda \approx 1,0$. L'abscisse correspond à une phase, soit une valeur adimensionnée du temps puisque la position de la pale est proportionnelle au temps à vitesse angulaire constante. Les appellations A, B et C correspondent aux étiquettes utilisées sur la figure 80. Les marqueurs circulaires symbolisent les propriétés du tourbillon A, carrés pour le tourbillon B et triangulaire pour le tourbillon C. Les marqueurs sont colorés en rouge pour les tourbillons positifs (A et B) et bleu pour le tourbillon négatif (B).

- a) Evolution de la vorticité moyenne du tourbillon, tracée sous forme adimensionnelle en valeur absolue.
- b) Evolution du rayon caractéristique du tourbillon adimensionné par la corde du profil.
- c) Evolution de la circulation contenue dans le tourbillon, tracée sous forme adimensionnelle en valeur absolue.

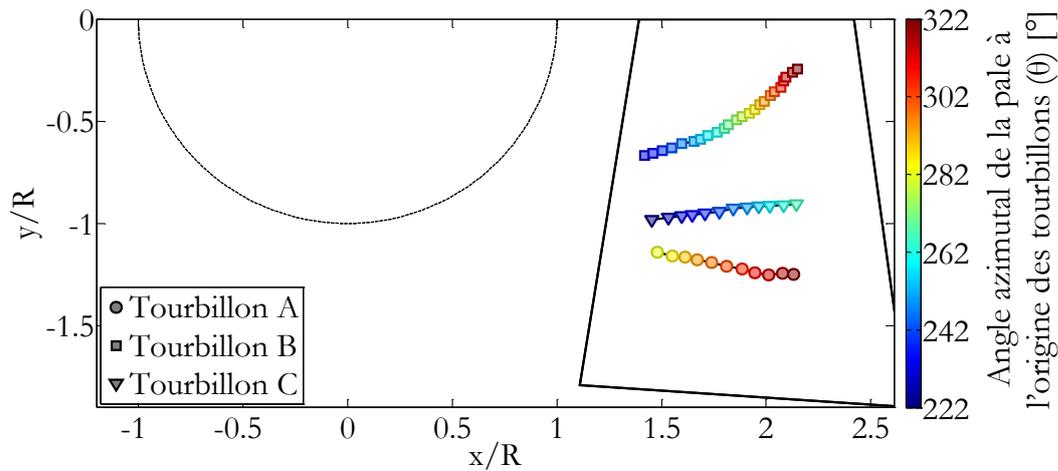


Figure 82 – Aperçu des trajectoires expérimentales des tourbillons A, B et C pour $\lambda \approx 1,0$. Les appellations A, B et C correspondent aux étiquettes utilisées sur la figure 80. Les marqueurs circulaires symbolisent les propriétés du tourbillon A, carrés pour le tourbillon B et triangulaire pour le tourbillon C. Les marqueurs sont colorés en fonction de la valeur de l'angle azimutal de la pale d'où sont partis les tourbillons, c'est-à-dire en fonction de la phase, ou d'un temps adimensionné. Les marqueurs d'une même couleur correspondent donc à une présence concomitante des tourbillons dans le champ de vision. L'espacement entre deux marqueurs successifs correspond à un déplacement de la pale d'un azimut de 4° . Le champ de vision expérimental est délimité par un trait continu noir sur la partie droite des images et le cercle discontinu noir représente la trajectoire des pales.

V.2.2 Evolution des caractéristiques pour les configurations de $\lambda \approx 1,0$ à $\lambda \approx 1,7$

V.2.2.1 Criticité des conditions d'écoulement

En rehaussant la vitesse réduite, le premier effet est de réduire la sévérité des conditions d'écoulement autour du rotor et des pales. Le décrochage dynamique nécessite à la fois un angle d'incidence qui dépasse l'angle de décrochage statique et une variation rapide de l'incidence. La sévérité du décrochage dynamique se juge par la propension à avoir de très grandes incidences et une variation très rapide de celles-ci.

L'influence de la vitesse réduite sur l'incidence peut être appréhendée à l'aide d'un raisonnement géométrique. Avec la formule simplifiée (30) qui néglige les perturbations de vitesse, on remarque que l'angle d'incidence maximal atteint diminue lorsque la vitesse réduite augmente. Si les vitesses induites par le sillage ne sont pas négligées, les conclusions restent toutefois les mêmes bien que les amplitudes des angles soient moins grandes. La figure 83 représente l'évolution de l'angle d'attaque minimum atteint en fonction de la vitesse réduite d'après les estimations numériques. On constate bien cette baisse de l'amplitude avec la vitesse réduite, qui devient de plus en plus ténue quand la vitesse réduite augmente. On note par ailleurs que quelle que soit la vitesse réduite, l'angle d'attaque minimum garde une valeur bien inférieure à l'angle de décrochage statique (aux alentours de -11° à -13° pour les angles négatifs), ce qui est une condition préalable à l'apparition du décrochage dynamique.

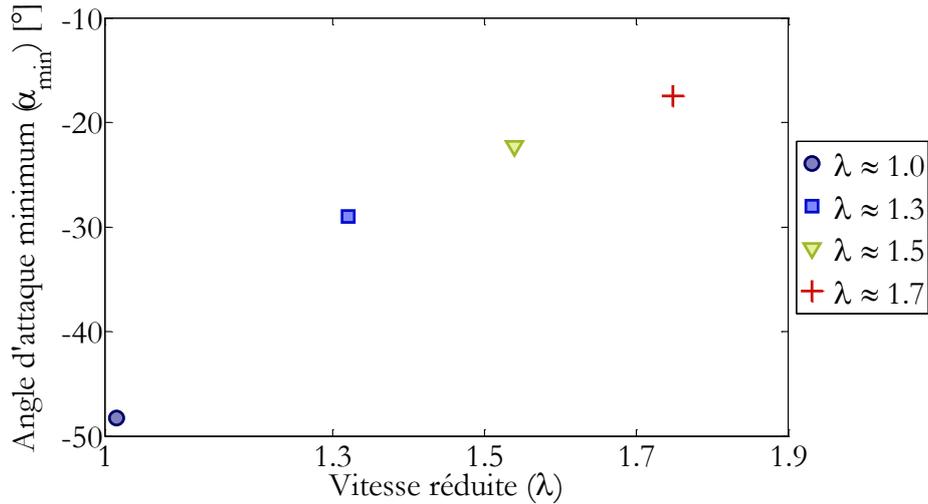


Figure 83 – Angles d’attaque minimums atteints en fonction de la vitesse réduite. Ces angles sont issus des simulations numériques. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations (seules les vitesses réduites sont précisées car la vitesse infinie amont n’a pas d’influence sur l’incidence).

Le même type d’analyse peut être réalisé avec le taux de variation d’incidence. Il peut être défini de la manière suivante :

$$\frac{\dot{\alpha}c}{2\lambda U_{\infty}} = \frac{c}{2R} \frac{d\alpha}{d\theta} \quad (114)$$

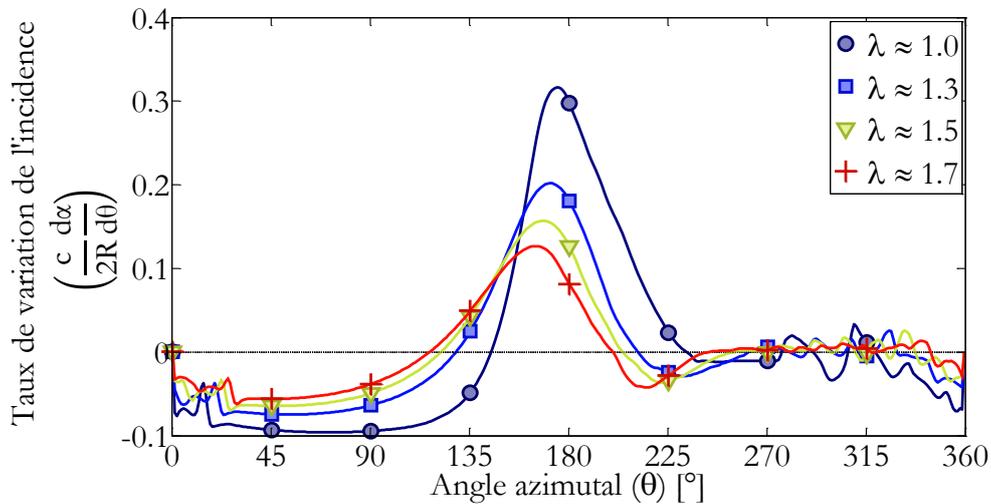


Figure 84 – Taux de variation de l’incidence en fonction de l’angle azimutal pour différentes configurations. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations (seules les vitesses réduites sont précisées car la vitesse infinie amont n’a pas d’influence sur le taux de variation d’incidence).

La figure 84 représente l’évolution du taux de variation d’incidence ainsi défini. On peut voir que le taux de variation a une évolution plus douce et parvient à des valeurs plus faibles en valeur absolue quand la vitesse réduite augmente. On peut relier ce taux de variation à la fréquence réduite dans le cas d’un tangage sinusoïdal : plus le taux de variation est élevé, plus les conséquences du décrochage dynamique sont importantes (voir paragraphe II.2.2.2.2). Dans la phase amont, le taux de variation d’incidence reste moins longtemps à une valeur proche de son minimum, ce qui diminue de fait la sévérité du décrochage dynamique dans les zones d’angles azimutaux où il peut apparaître.

Les raisonnements précédents développés autour de l'incidence peuvent aussi être réalisés avec la norme de la vitesse. La hausse de la vitesse réduite limite aussi les fluctuations relatives de la vitesse perçue par le profil.

V.2.2.2 Retard d'apparition du tourbillon de bord d'attaque

L'évolution moins brusque et moins importante des conditions d'écoulement autour des pales présentée dans le paragraphe précédent justifie que les conditions qui mènent au décollement de bord d'attaque sont réunies de plus en plus tard dans le tour. On peut estimer que la naissance du tourbillon de bord d'attaque est certainement concomitante (ou tout au moins similaire) avec la détection que l'on fait de ce dernier à 10% de corde. Dans toutes les configurations avec une vitesse réduite $\lambda \leq 1,7$, un pic de succion a bien été détecté sur différentes prises de pression à commencer par celle à 10% de corde sur la face intérieure. La figure 85 illustre le retard au décollement de bord d'attaque en montrant le passage de plus en plus tardif du tourbillon de bord d'attaque à 10% de corde lorsque la vitesse réduite augmente.

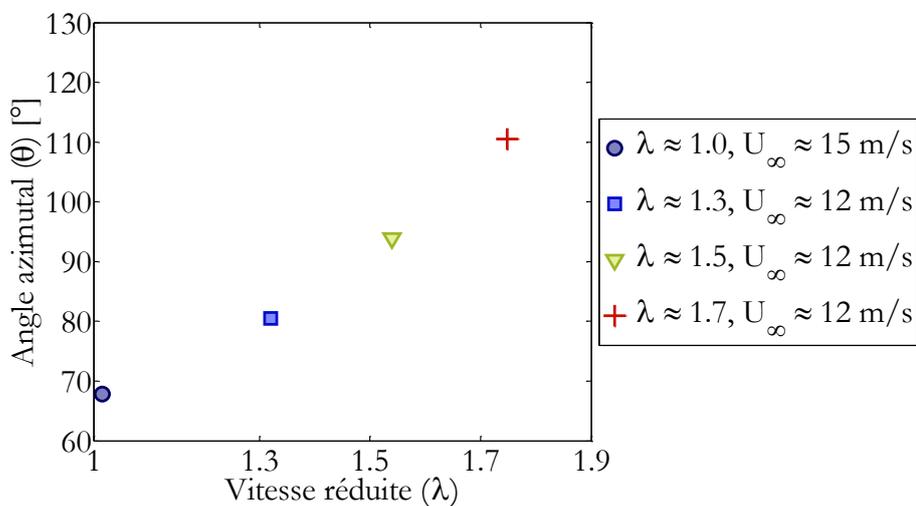


Figure 85 – Angle azimutal pour lequel le tourbillon de bord d'attaque est détecté au-dessus de la prise de pression à 10% de corde sur la face intérieure du profil en fonction de la vitesse réduite. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations (en particulier selon leur vitesse réduite).

Par ailleurs, l'analyse n'est pas si simple qu'elle n'y paraît, et la prédiction du retard ne suit pas une logique élémentaire évidente. Le retard entre le moment où l'angle atteint l'angle de décrochage statique et le moment où le tourbillon de bord d'attaque est déclenché n'est ni constant, ni linéairement proportionnel aux paramètres qui définissent le problème (vitesse réduite, nombre de Reynolds, etc.). L'angle de décrochage dynamique, c'est-à-dire l'angle d'incidence (estimé numériquement) lorsqu'il y a les premiers signes (expérimentaux) d'un tourbillon de bord d'attaque (c'est-à-dire ici lorsqu'il est repéré au-dessus de la prise de pression à 10% de corde), n'est pas lui non plus constant (voir figure 86.a). Il varie environ entre $\alpha \approx -17^\circ$ et $\alpha \approx -25^\circ$ selon la vitesse réduite et la vitesse infini amont des expériences, alors que l'angle de décrochage statique est situé aux alentours de -11° à -12° . Il apparaît que la vitesse infini amont joue un rôle plus important que la vitesse réduite pour le retardement du décrochage dynamique. Dans des cas de décrochage dynamique plus classiques (profil en tangage à taux constant ou en oscillation sinusoïdale), il existe certaines formules qui relient l'angle de décrochage dynamique à la loi de mouvement du profil (angle d'incidence, taux de tangage, etc.), comme par exemple avec le modèle de Gormont qui relie l'angle de décrochage dynamique à la racine carrée du taux de variation d'incidence (voir paragraphe II.2.2.4.1,

formule (46)). Cette formulation du problème ne correspond pas exactement aux tendances qui sont vérifiées expérimentalement (voir figure 86.b) car elle donne plus d'importance à la vitesse réduite qu'à la vitesse infini amont. Autrement, Sheng et al. [233] estiment que l'angle de décrochage statique est linéairement relié au taux de variation d'incidence, les mesures faites ici ne semblent pas vérifier cette tendance non plus.

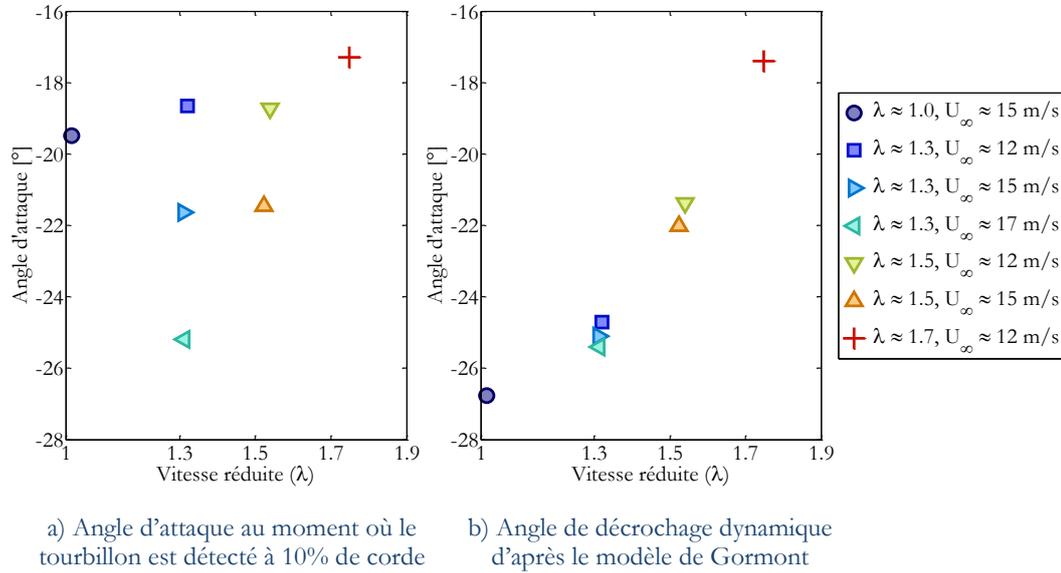


Figure 86 – Comparaison entre ce que l'on peut considérer comme des angles de décrochage dynamique expérimentaux et théoriques, pour différentes configurations classées en fonction de la vitesse réduite. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations.

- a) Angle d'attaque à l'instant où le tourbillon de bord d'attaque est détecté au-dessus de la prise à 10% de corde sur la face intérieure du profil, en fonction de la vitesse réduite. Il s'agit de l'angle d'attaque minimum à partir duquel un signe de tourbillon de bord d'attaque est détecté sur un point du profil, compte tenu de la position des prises de pression.
- b) Angle d'attaque pour lequel l'angle d'attaque modifié donné par la formule de Gormont (voir paragraphe II.2.2.4.1, formule (46)) est égal à l'angle de décrochage statique. Cela correspond à l'angle à partir duquel il y a théoriquement un décollement de la couche limite au bord d'attaque, qui forme rapidement le tourbillon de bord d'attaque.

V.2.2.3 Convection du tourbillon de bord d'attaque

Le suivi du pic de dépression au-dessus du profil, que l'on peut assimiler au déplacement du cœur du tourbillon de bord d'attaque, permet d'analyser l'influence de la vitesse réduite sur les propriétés relatives à la convection du tourbillon. En particulier, on peut noter que la variation de la vitesse réduite modifie la vitesse de convection du tourbillon, notée par la suite U_v . Une indication de cette vitesse peut être déduite de l'écart d'azimut $\Delta\theta$ entre deux pics de dépression sur deux prises de pression successives, puisque l'on a les relations suivantes :

$$U_{v_{i \rightarrow i+1}} \approx \left. \frac{\Delta x}{\Delta t} \right|_{i \rightarrow i+1} \Rightarrow \frac{U_{v_{i \rightarrow i+1}}}{\lambda U_\infty} \approx \left. \frac{\Delta x}{R \Delta \theta} \right|_{i \rightarrow i+1} \quad (115)$$

Où l'indice $i \rightarrow i+1$ indique que la vitesse U_v et les écarts Δx , Δt et $\Delta\theta$ (respectivement de la position selon la corde du profil, du temps et de l'angle azimutal) sont calculés entre deux prises de pression successives d'indice i et $i+1$. La vitesse est

adimensionnée par $\lambda U_\infty = R\omega$, soit la vitesse due à la rotation, qui correspond globalement à une vitesse relative moyenne.

Ainsi, plus l'écart $\Delta\theta_{i \rightarrow i+1}$ est grand, moins la vitesse de convection du tourbillon est grande par rapport à la vitesse due à la rotation. La figure 87 représente les positions azimutales des pics de dépression lorsqu'ils sont au-dessus des prises de pression entre 20% et 60% de corde pour les trois configurations avec des vitesses réduites différentes et une même vitesse infini amont $U_\infty \approx 15$ m/s. Une observation qui peut être faite est que lorsque la vitesse réduite augmente, la vitesse de convection du tourbillon de bord d'attaque diminue puisque les intervalles azimutaux sont plus espacés. Ceci implique que la zone d'influence directe, c'est-à-dire la zone d'azimuts pour laquelle le tourbillon est dans la proximité immédiate de la pale, est plus étendue lorsque la vitesse réduite augmente.

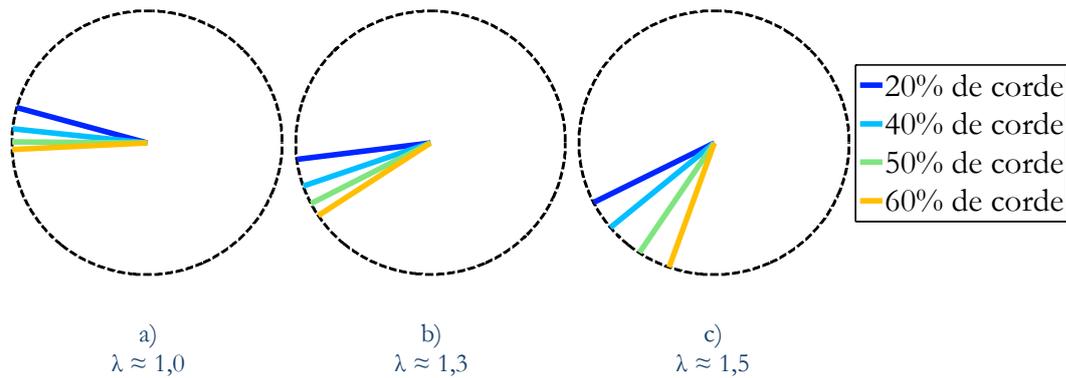


Figure 87 – Aperçu des positions azimutales successives lorsque le pic de suction est situé au-dessus d'une prise de pression donnée (entre 20% et 60% de corde sur la face intérieure du profil). Les cercles discontinus noirs représentent les trajectoires des pales. L'écoulement est supposé venir de la gauche.

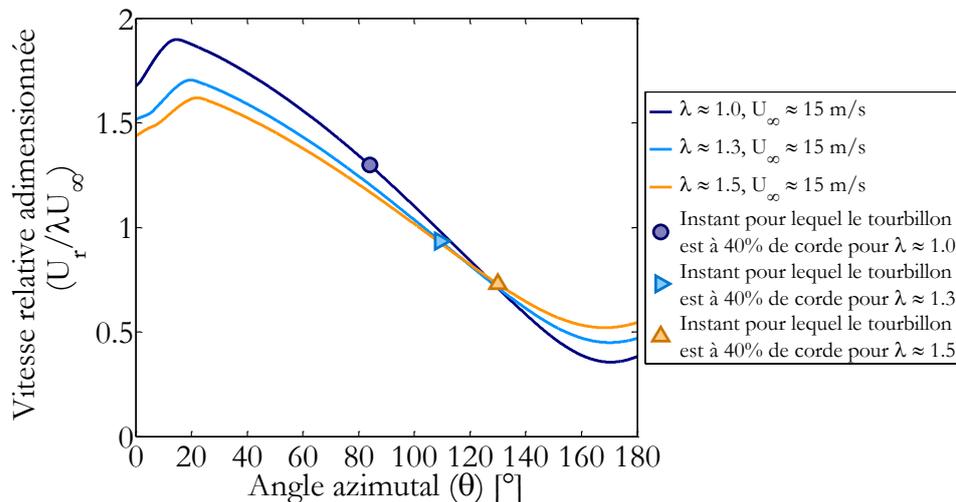


Figure 88 – Norme de la vitesse relative au profil adimensionnée par la vitesse infini amont en fonction de l'angle azimutal pour trois configurations à la même vitesse infini amont $U_\infty \approx 15$ m/s. Les marqueurs indiquent la valeur de la vitesse relative au moment où le tourbillon est au-dessus de la prise de pression à 40% de la corde sur la face intérieure. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations.

Une partie des explications de ce ralentissement relatif à la vitesse de rotation est liée au retardement de l'apparition du tourbillon. Globalement, dans la phase amont, la

vitesse relative de l'écoulement par rapport au profil est décroissante (voir figure 88). Donc plus le tourbillon apparaîtra tardivement, moins la vitesse relative de l'écoulement sera grande, et en admettant que la vitesse de convection du tourbillon est liée à la vitesse relative de l'écoulement, la vitesse de convection du tourbillon sera également ralentie.

Une autre hypothèse peut être déduite si l'on estime au contraire que la vitesse de convection du tourbillon est plutôt liée à la vitesse absolue de l'écoulement (c'est-à-dire non pas dans le référentiel de la pale mais dans le repère global) puisque le tourbillon est partiellement détaché du profil et pourrait être davantage guidé par l'écoulement indépendamment de la pale. Lorsque la vitesse réduite augmente, le déficit de vitesse est plus important au sein du rotor et la vitesse absolue diminue, ce qui pourrait aussi être à l'origine du ralentissement de la vitesse de convection du tourbillon.

V.2.2.4 Amplitude de l'effet du tourbillon

Si la vitesse réduite influe sur le moment et la position du tourbillon par rapport à la pale, elle modifie également le niveau du pic de dépression induit par ce tourbillon. Globalement, lorsque la vitesse réduite augmente, l'amplitude relative du pic de dépression diminue pour une position donnée sur la corde (voir figure 89). La détermination exacte de cette amplitude dépend de la manière de définir cette amplitude, or cet aspect est abordé dans le paragraphe VI.4.1. Le niveau de dépression créé par le tourbillon est principalement fonction de l'intensité du tourbillon et de sa distance à la paroi. La forme du pic de dépression dépend aussi des évolutions de l'intensité, de la distance à la paroi, de la largeur caractéristique et de la vitesse de convection du tourbillon.

Etant donné ces nombreuses dépendances, il n'est pas possible avec les seules mesures de pression de déduire l'intensité du tourbillon donc d'expliquer les raisons exactes de cette diminution d'amplitude.

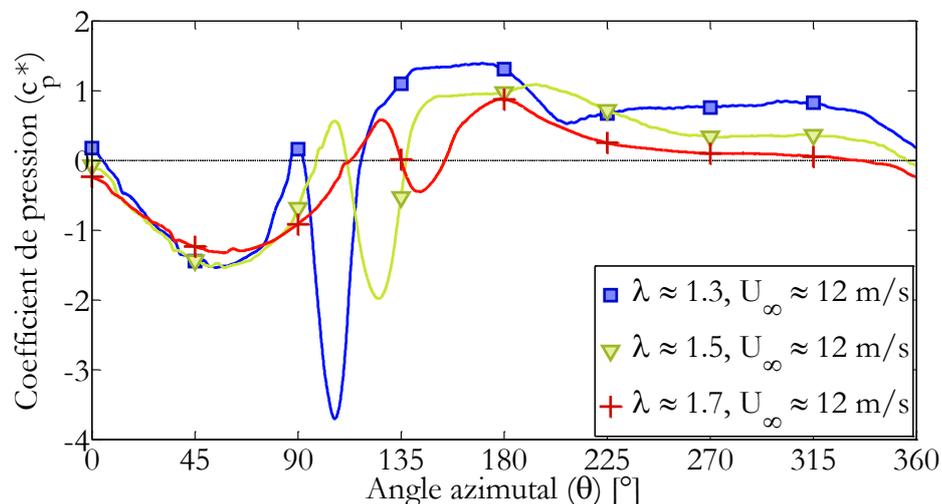


Figure 89 – Mise en évidence de la réduction de l'amplitude du pic de succion à travers le tracé de l'évolution du coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure à 40% de corde pour différentes vitesses réduites. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations.

V.2.2.5 Bilan du décrochage dynamique sur les efforts normaux et tangentiels

Une des problématiques du décrochage dynamique et du tourbillon de bord d'attaque qui en découle est de connaître son effet sur les efforts aérodynamiques, et en particulier de savoir comment il agit sur la production de puissance à travers son action sur la force tangentielle. Pour permettre cette analyse, il faut procéder à une intégration de la pression pariétale, or seule la pression entre 10% et 80% de corde est mesurée ici. Dans un premier temps, l'intégration entre 10% et 80% de corde de la pression expérimentale sera comparée à l'intégration entre 10% et 80% de corde de la pression numérique, pour évaluer l'effet net du décrochage dynamique dans la zone de mesure. Dans un second temps, l'analyse est élargie à la comparaison des pressions extrapolées sur la totalité de la face intérieure, car lorsqu'il y a un décollement de la couche limite au bord d'attaque, le pic de succion de bord d'attaque disparaît, comme l'illustre la figure 90 et comme le montrent par exemple les répartitions de pression de McAlister et al. [171] et Leishman [148] pour des cas de tangage sinusoïdal classique. Or ce pic de succion représente une part importante des efforts aérodynamiques lorsque l'écoulement est attaché au bord d'attaque. La question qui se pose est donc de savoir si l'aspect momentanément positif de l'effet de succion du tourbillon peut compenser la perte du pic de succion de bord d'attaque que l'on peut estimer à partir du modèle numérique.

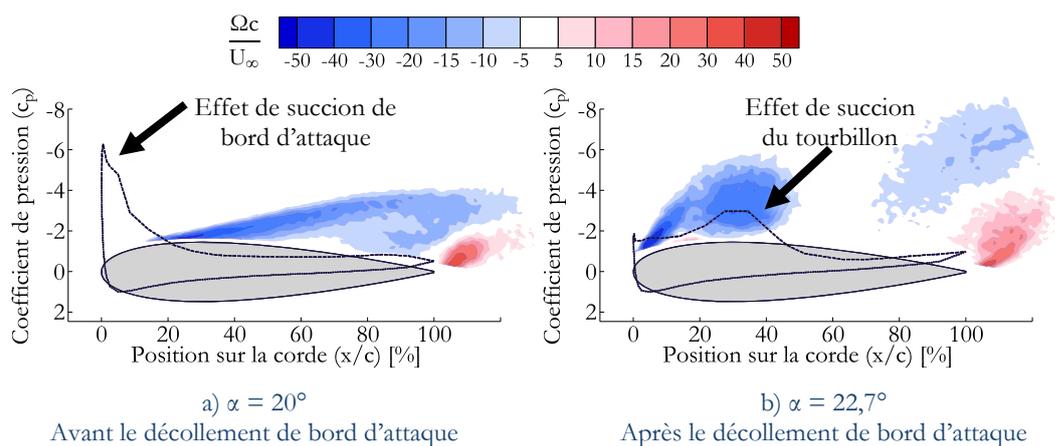


Figure 90 – Distribution de coefficient de pression sur l'extrados et l'intrados d'un profil NACA0018 en tangage sinusoïdal et champ de vorticité adimensionnée issu de moyennes de phase (tiré de [185]). La loi d'incidence est $\alpha = 15^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$, la fréquence réduite vaut $k = 0,074$ et le nombre de $Re = 2,5 \cdot 10^5$. Pour plus d'information, se référer au document original.

Seule la pression pariétale sur la face intérieure est utile pour comprendre l'effet du décrochage dynamique. Puisque seule la pression expérimentale en quelques prises de pression est disponible, une interpolation a été réalisée pour évaluer la répartition expérimentale de pression sur le profil entre 10% et 80% de corde. Une discussion et une description des méthodes d'interpolation sont présentées dans l'annexe A.2. Un exemple d'interpolation est présenté sur la figure 92. En intégrant et projetant cette interpolation, on peut tracer la contribution de la pression pariétale sur les coefficients de forces aérodynamiques et comparer à la contribution numérique de cette même partie de la pale. Sur la figure 93, la différence entre ces contributions est tracée en fonction de la position azimutale. Le schéma présenté sur la figure 91 permet de rappeler les signes et les orientations des forces normale et tangentielle dans la phase amont de la rotation. La force normale est

de signe négatif (orientée vers l'intérieur du rotor) alors que la force tangentielle est de signe positif (orientée vers l'avant du profil) selon l'orientation choisie du repère (voir figure 4).

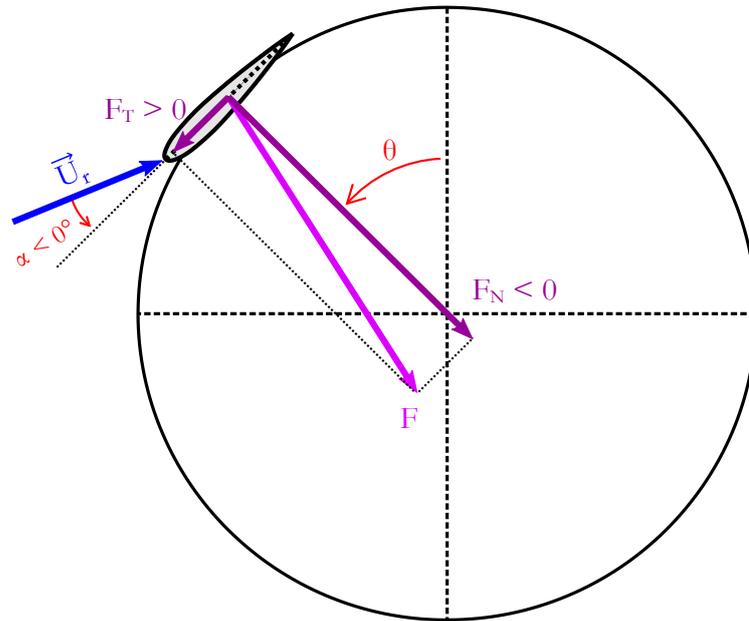


Figure 91 – Schéma des forces aérodynamiques dans la phase amont de la rotation ($0^\circ \leq \theta < 180^\circ$). Dans cette zone, l'incidence α est négative, et étant donné l'orientation du repère présenté sur la figure 4, l'effort normal F_N est négatif et l'effort tangentiel F_T est positif.

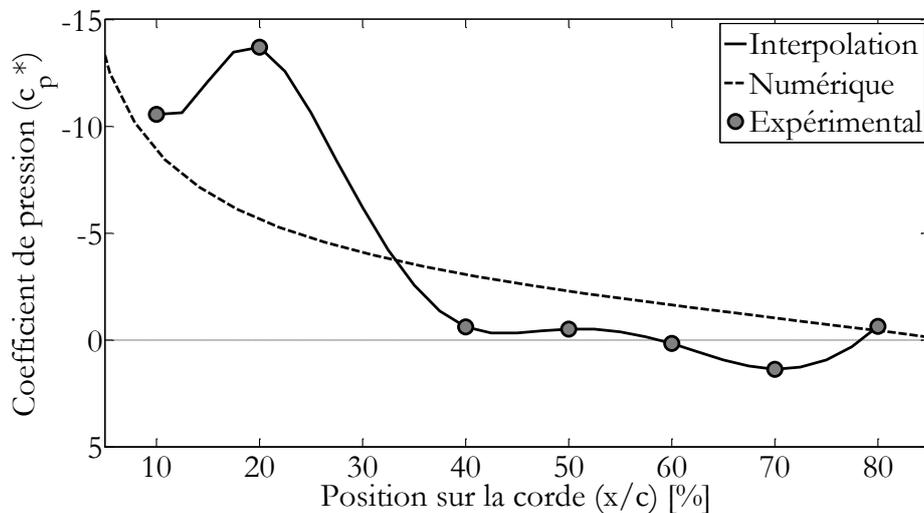


Figure 92 – Exemple d'interpolation (par splines cubiques d'Hermite) de la répartition de pression pariétale entre 10% et 80% de corde sur la face intérieure de la pale pour $\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s lorsque $\theta = 75^\circ$, c'est-à-dire lorsque le tourbillon de bord d'attaque se situe vers 20% de corde. La pression est adimensionnée par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$. Pour faciliter la lecture l'axe des ordonnées est renversé.

Pour le coefficient de force normale, il y a globalement un écart positif dans la phase amont et un faible écart dans la phase aval. Cet écart positif est en grande partie le résultat du décollement de la couche limite. Après le lâcher du tourbillon de bord d'attaque, la totalité de la face intérieure du profil est en surpression et cela réduit l'amplitude du coefficient de force normale. Pour des positions azimutales entre $\theta \approx 0^\circ$ et $\theta \approx 70^\circ$, l'écart positif est davantage la conséquence de la surestimation des interactions entre la pale et les sillages des

pales précédentes dans les simulations numériques que la conséquence du décollement de la couche limite car l'angle d'incidence est faible (voir paragraphe V.2.1.2). On constate aussi entre $\theta \approx 80^\circ$ et $\theta \approx 130^\circ$ (selon les configurations) la présence d'un pic de diminution de la différence expérimentale/numérique de la contribution sur la force normale. Ces pics sont dus à l'effet de succion du tourbillon de bord d'attaque qui crée une force normale négative. L'amplitude de ce pic de force normale négative est d'un ordre de grandeur comparable à la surpression due au décollement de la couche limite. Lorsque la vitesse réduite augmente, on peut noter la baisse de l'écart dû au décollement de la couche limite qui s'associe à une diminution de l'amplitude du pic que l'on peut attribuer à la modification des conditions d'écoulement autour des pales et à la baisse de l'amplitude de l'effet du tourbillon (voir paragraphes V.2.2.1 et V.2.2.4). Pour une vitesse réduite $\lambda \approx 1,7$, il n'existe presque plus de signe visible du pic car il semble presque totalement compenser l'effet du décollement de la couche limite. La force normale ne joue pas de rôle dans la production de puissance, mais agit sur la fatigue des pales constamment sollicitées.

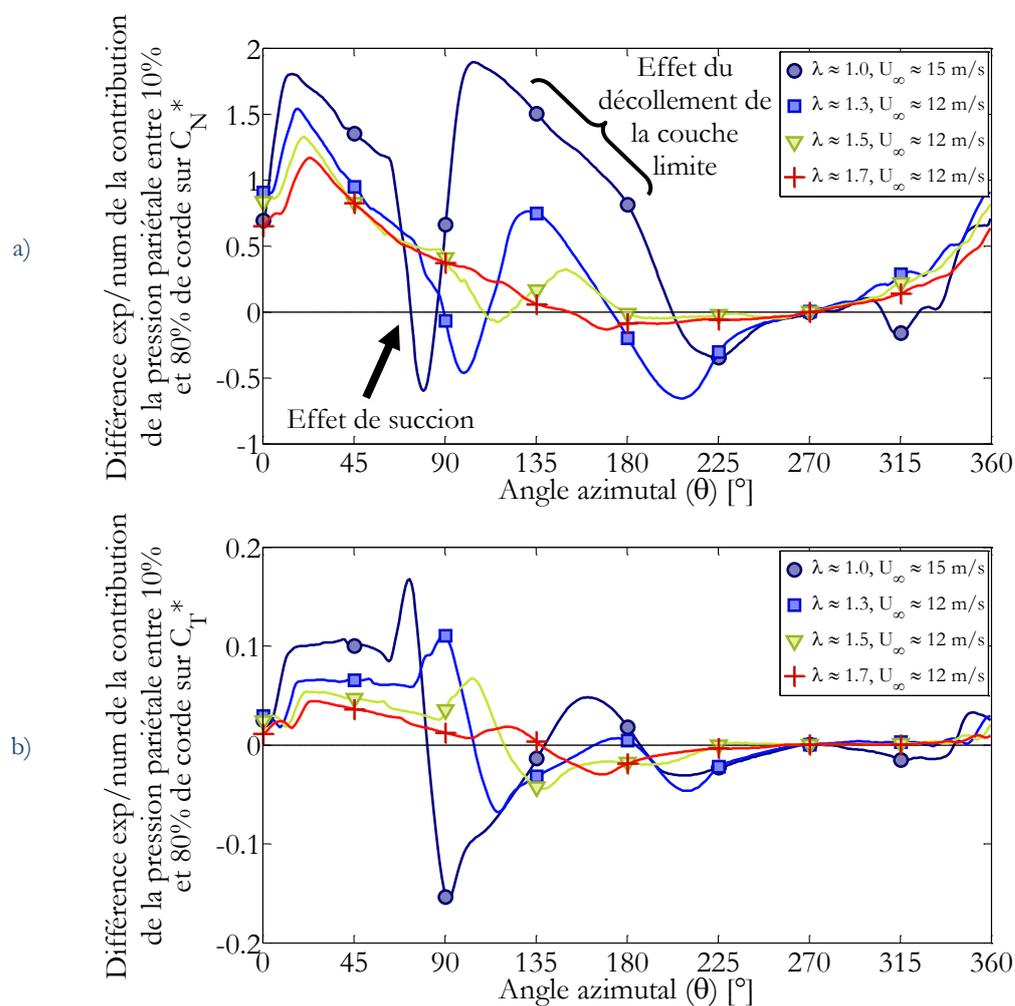


Figure 93 – Différence entre l'expérience et la simulation numérique de la contribution de la pression pariétale située entre 10% et 80% de corde de la face intérieure sur les coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position azimutale pour différentes configurations.

Pour le coefficient de force tangentielle, l'objectif pour la production de puissance est d'avoir une valeur du coefficient de valeur positive et d'amplitude la plus élevée possible. En ce qui concerne la différence entre les contributions expérimentales et numériques, une valeur positive indique donc une action favorable du décrochage dynamique. Comme pour

le coefficient de force normale, il existe un écart positif entre les contributions $\theta \approx 0^\circ$ et $\theta \approx 70^\circ$ dû à la surestimation des interactions entre la pale et les sillages des pales précédentes dans les simulations numériques (voir paragraphe V.2.1.2). Cela ne correspond pas à l'observation d'une caractéristique particulière des mesures expérimentales. Ensuite, il y a une manifestation du tourbillon de décrochage dynamique. Contrairement au coefficient de force normale, il ne crée pas un pic, mais deux : un d'amplitude positive suivi d'un autre d'amplitude négative. Ces deux pics s'expliquent géométriquement par la projection de l'effet de succion du tourbillon selon la direction tangentielle au profil. L'effet du tourbillon dépend de sa position sur la pale. Lorsque le tourbillon est situé vers le bord d'attaque, il crée une force motrice et lorsqu'il est situé vers le bord de fuite, la force créée est résistive (voir figure 94). Entre 10% et 80% de corde, le décollement de la couche limite n'a pas un effet très prononcé sur le coefficient de force tangentielle par rapport à celui du tourbillon car il n'y a pas d'écart important remarquable après le lâcher du tourbillon à l'image de ce qui peut être observé pour le coefficient de force normale.

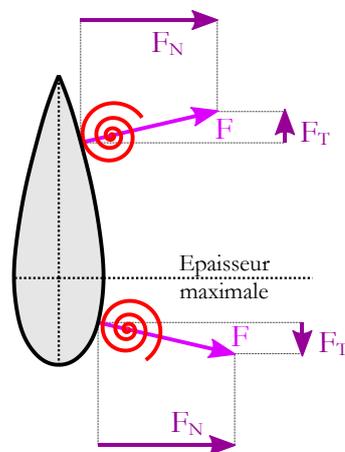


Figure 94 – Schéma simplifié de l'orientation de l'effet de succion en fonction de la position du tourbillon au-dessus de la surface du profil. L'effet de succion est représenté par la flèche notée F et les projections selon les axes normal et tangentiel sont représentés par les flèches F_N et F_T . Les proportions ne sont respectées.

L'amplitude de l'effet du tourbillon est à mettre en perspective avec l'effet de succion du bord d'attaque qui disparaît lorsqu'il y a le décollement de bord d'attaque. Ainsi, une extrapolation en deçà de 10% et au-delà de 80% de corde a été réalisée pour compléter l'interpolation entre les prises de pression sur la totalité de la face intérieure. Comme le faible nombre de prises de pression rend les niveaux absolus des estimations d'effort imprécis, l'idée ici est plutôt de vérifier si les ordres de grandeur des effets sont comparables. Le choix est donc fait ici de proposer une répartition de pression en plateau qui surestime le niveau de dépression au bord d'attaque (voir figure 95) car le niveau de pression au bord d'attaque est inconnu. Bien que l'on ne connaisse pas la valeur du niveau de pression, on sait en revanche quelle valeur elle ne dépassera logiquement pas. Comme le plateau donne un niveau de dépression supérieur à celui qui existe en réalité, on évalue ainsi une borne supérieure de la contribution expérimentale de la face intérieure aux coefficients de force normale et tangentielle (voir annexe A.2.3.1). De la même façon que la figure 93, la figure 96 représente la différence entre les contributions expérimentales et numériques sur les efforts aérodynamiques en fonction de la position azimutale.

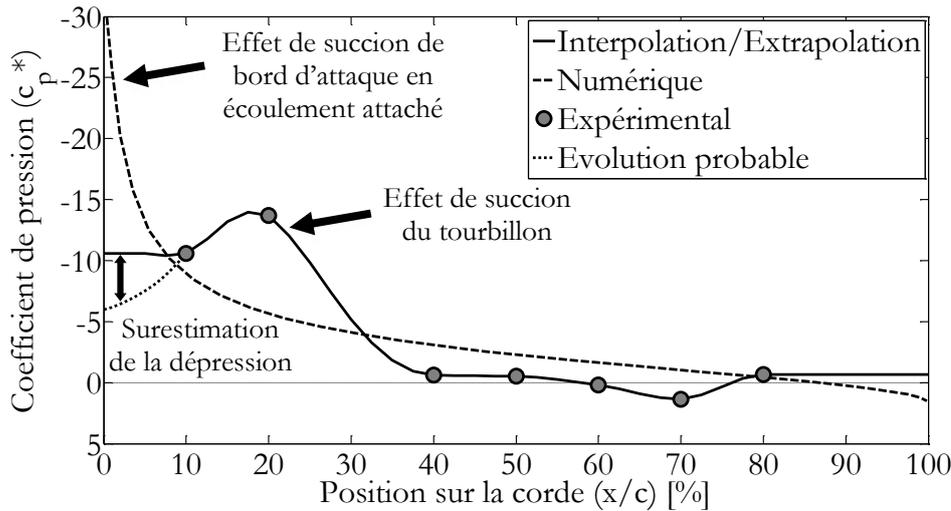


Figure 95 – Exemple d’interpolation et d’extrapolation (par splines cubiques d’Hermite) de la répartition de pression pariétale sur la totalité de la face intérieure de la pale (entre 0% et 100% de corde) pour $\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s lorsque $\theta = 75^\circ$, c’est-à-dire lorsque le tourbillon de bord d’attaque se situe vers 20% de corde. La pression est adimensionnée par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$. La ligne pointillée noire indique l’évolution réelle probable de la répartition de pression pariétale au niveau du bord d’attaque. La différence entre l’extrapolation et cette estimation mène à une surestimation du niveau de dépression au bord d’attaque. Pour faciliter la lecture l’axe des ordonnées est renversé.

En ce qui concerne le coefficient de force normale, la courbe présentée sur la figure 96.a est proche de celle présentée sur la figure 93.a. La comparaison des amplitudes entre les deux figures permet d’affirmer que lorsque l’écoulement est décollé (par exemple vers $\theta \approx 135^\circ$), l’absence de la succion de bord d’attaque n’apporte qu’un écart supplémentaire faible sur le coefficient de force normale. L’effet du tourbillon décrit à partir de la figure 93.a ne change ni dans sa forme, ni dans son ampleur. Par rapport à la succion de bord d’attaque, l’effet de succion du tourbillon de décrochage dynamique peut apporter un bénéfice équivalent sur un intervalle de temps limité. Plus la vitesse réduite est élevée, moins le pic dû au tourbillon est élevé, mais en contrepartie, puisqu’il se produit plus tardivement dans la rotation, l’écoulement reste moins longtemps décollé et il peut mieux équilibrer les effets négatifs du décollement de la couche limite.

La figure 96.b apporte des résultats profondément différents en ce qui concerne le coefficient de force tangentielle. Cette fois, en prenant en compte la répartition de pression sur la totalité du profil, il n’existe plus, même momentanément, d’effet favorable lorsqu’il y a décrochage dynamique comme l’indiquait auparavant la figure 93.b. Entre 10% et 80% de corde, l’effet de succion du tourbillon de bord d’attaque apportait au maximum un gain sur le coefficient de force tangentielle de l’ordre de 0,1. En prenant en compte la totalité de la surface intérieure, la présence de décrochage dynamique amène à une perte sur le coefficient de force tangentielle de l’ordre de -1,5. La perte de la succion de bord d’attaque est fortement préjudiciable par rapport à l’apport favorable que peut représenter momentanément le tourbillon de bord d’attaque. Cette conclusion est valable quelle que soit la vitesse réduite, mais en proportion, le bilan est de moins en moins négatif lorsque la vitesse réduite augmente.

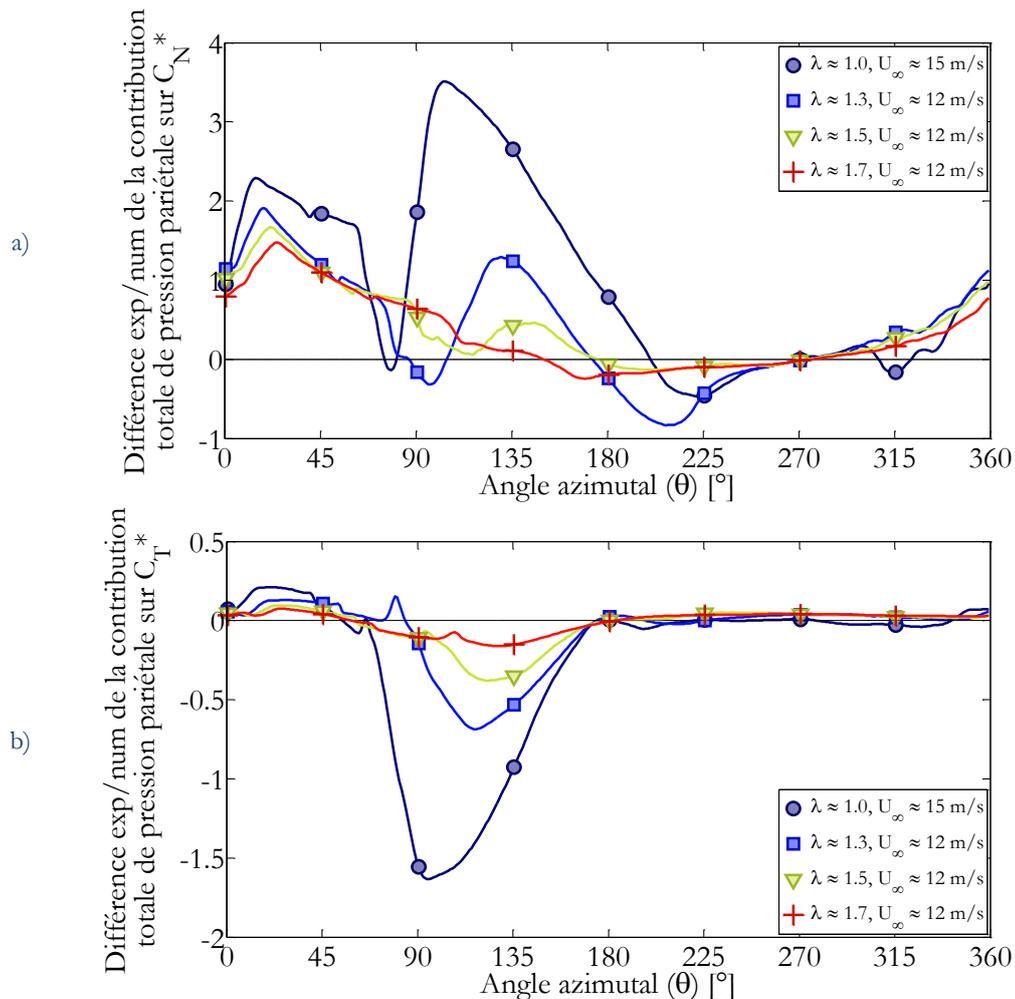


Figure 96 – Différence entre l'expérience et la simulation numérique de la contribution totale de la pression pariétale de la face intérieure (entre 0% et 100% de corde) sur les coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2} \rho c (\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position azimutale pour différentes configurations.

V.2.2.6 Interaction pale/tourbillon

A l'aide des relevés de pression, il est possible de suivre le déplacement du tourbillon tant qu'il est proche de la pale. Par contre, il n'y a pratiquement aucune indication sur son évolution une fois que son effet est devenu trop faible sur les mesures de pression.

On peut toutefois déceler un signe de sa présence lorsque sa trajectoire croise celle d'une pale. Contrairement aux cas classiques de décrochage dynamique sur un profil en tangage, le tourbillon de bord d'attaque n'est pas transporté dans le sillage loin du profil. Etant donné la trajectoire circulaire de la pale et le fait que le tourbillon est généré dans la phase amont de la rotation, ce tourbillon entre généralement en contact avec la pale qui l'a générée car sa vitesse de transport, qui correspond à la vitesse locale de l'écoulement, est du même ordre de grandeur que la vitesse de déplacement du profil (voir figure 97). Plus la vitesse réduite est élevée, et plus le rapport entre la vitesse de déplacement du profil et la vitesse de déplacement du tourbillon est grand. Dans le paragraphe V.2.1.2, il a été estimé que pour $\lambda \approx 1,0$, le rapport de vitesse est suffisamment faible pour que le tourbillon entre en contact avec l'avant du profil vers $\theta \approx 150^\circ$ - 160° .

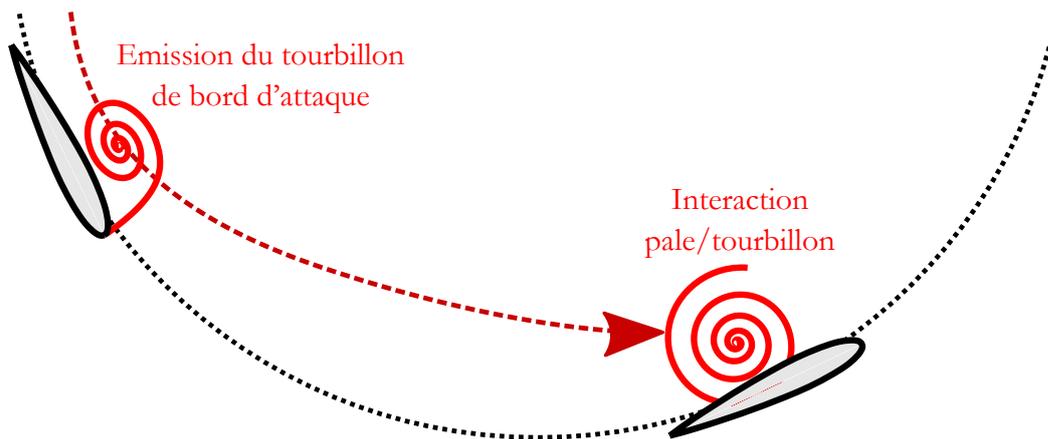


Figure 97 – Représentation schématique simplifiée de la trajectoire du tourbillon de bord d'attaque (en trait discontinu rouge). Le tourbillon naît dans la phase amont de la rotation, puis se détache du profil et recroise la trajectoire de la pale vers le début de la phase aval de la rotation.

Pour $\lambda \approx 1,0$, le principal signe de l'interaction pale/tourbillon est un creux de dépression vers l'avant du profil. Pour des vitesses réduites plus élevées, cette dépression n'est pas visible. L'interaction entre la pale et le tourbillon se manifeste principalement par une variabilité des coefficients de pression pour certaines positions azimutales sur la face intérieure, ce qui pourrait laisser penser que la nature même de l'interaction est différente.

En particulier pour $\lambda \approx 1,3$, une variation importante des coefficients de pression tout au long de la corde est visible dans une zone comprise environ entre $\theta \approx 180^\circ$ et $\theta \approx 230^\circ$. Il n'y a pas d'emplacement exact de l'interaction mais plutôt une zone d'azimuts pour lesquels l'écart type du coefficient de pression est localement plus grand (zone hachurée sur la figure 98). Cette région d'interaction apparaît en premier lieu sur l'avant du profil puis se déplace vers le bord de fuite. Sans que cela puisse être vérifié avec une grande précision, il semble que la vitesse de déplacement de la zone d'interférence dans le référentiel du profil soit sensiblement proche de la vitesse relative de l'écoulement, ce qui signifie que la perturbation se déplace bien à la même vitesse que la vitesse locale de l'écoulement, indépendante du profil. L'influence de cette interaction sur le coefficient de pression lui-même est moins évidente (voir figure 99). Il semble qu'en moyenne, cette interaction résulte en une légère baisse temporaire du coefficient de pression. Cet effet est nettement moins important que l'effet de succion du tourbillon plus en amont, ce qui indique que la nature ou l'intensité de son effet est différente soit parce que le cœur du vortex est plus loin de la pale, soit parce que son intensité est plus faible par exemple.

Pour les vitesses réduites supérieures à 1,3, il n'y a pas de hausse localisée de l'écart type aussi marquée que pour $\lambda \approx 1,3$. Il semble que pour $\lambda \approx 1,5$, des fluctuations de coefficient de pression sont présentes au-delà de 50% de corde, mais leur niveau n'est pas suffisamment supérieur au niveau de l'écart type résiduel pour qu'une conclusion puisse être tirée. L'hypothèse la plus probable est que le tourbillon est en retard par rapport à la pale (qui se déplace plus vite que l'écoulement ambiant) et ne s'approche pas suffisamment près de la pale pour affecter sa pression pariétale ou alors il s'est fortement dissipé lors de sa convection. Vraisemblablement, le tourbillon, s'il ne s'est pas dissipé, passe derrière le bord de fuite de la pale pour les vitesses réduites élevées.

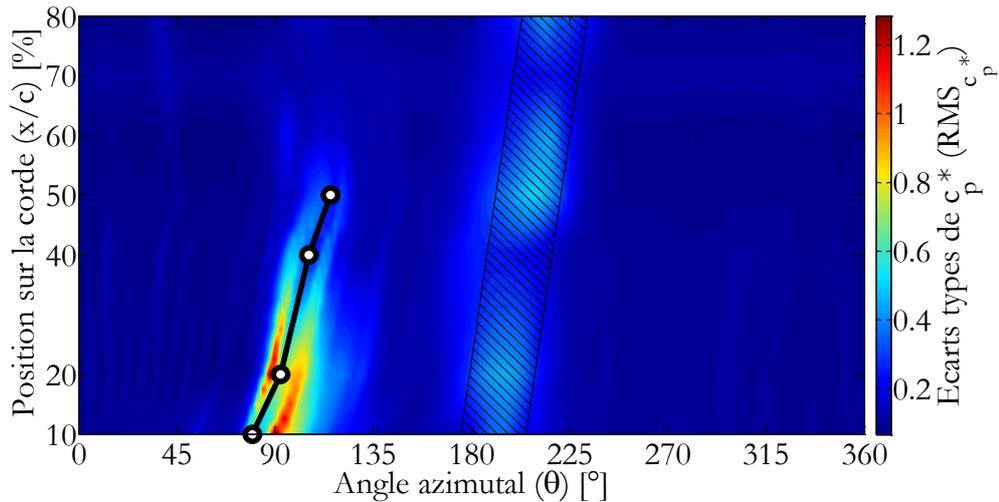


Figure 98 – Isocontours d'écart type du coefficient de pression c_p^* (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de l'angle azimutal et de la position sur la pale pour $\lambda \approx 1,3$ et $U_\infty \approx 12$ m/s. Le trait noir marqué de cercles blancs représente les positions successives du tourbillon de bord d'attaque lorsqu'il se déplace le long de la corde. La zone hachurée est la zone supposée d'interaction pale/tourbillon où l'écart type de c_p^* est plus élevé que le niveau ambiant.

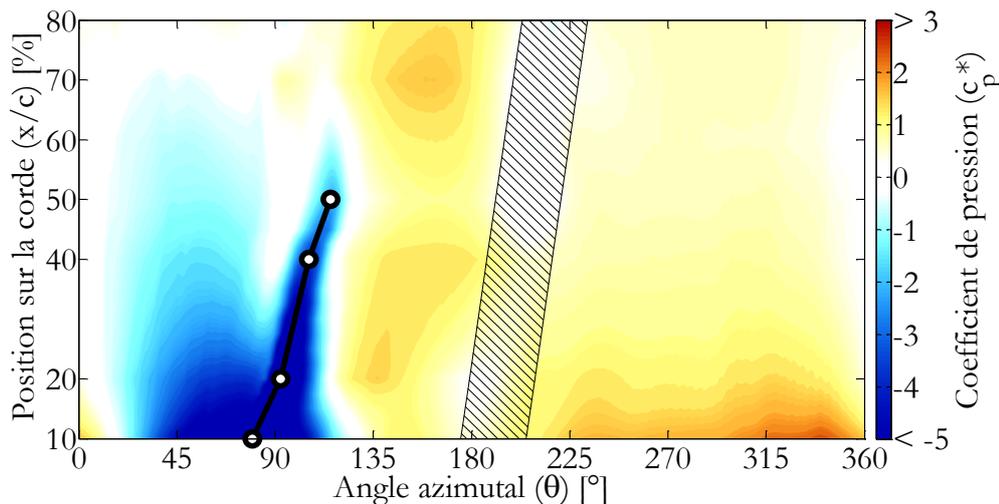


Figure 99 – Isocontours de coefficient de pression c_p^* (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de l'angle azimutal et de la position sur la pale pour $\lambda \approx 1,3$ et $U_\infty \approx 12$ m/s. Le trait noir marqué de cercles blancs représente les positions successives du tourbillon de bord d'attaque lorsqu'il se déplace le long de la corde. La zone hachurée est la zone supposée d'interaction pale/tourbillon où l'écart type de c_p^* est plus élevé que le niveau ambiant.

Pour $\lambda \approx 1,0$, il a été expliqué aux paragraphes V.2.1.2 et V.2.1.3 qu'il existait une interaction entre le tourbillon de décrochage dynamique et la pale, ce qui provoque la naissance d'une paire de tourbillons. Il est estimé que cette interaction a lieu avec l'avant du profil étant donné le rapport de vitesse entre la pale et l'écoulement, les signes sur les signaux de pression et la trajectoire des tourbillons.

Au final, on peut retenir que pour $\lambda \approx 1,0$, le tourbillon issu du décrochage dynamique a tendance à influencer la pression pariétale sur l'avant de la pale, pour $\lambda \approx 1,3$, c'est toute la face intérieure de la pale qui est impactée par le tourbillon, de l'avant vers l'arrière du profil, et pour $\lambda \geq 1,5$, l'impact direct sur la pression pariétale est faible ce qui

laisse supposer que le tourbillon s'est dissipé ou passe derrière le profil. Cette analyse est globalement cohérente avec les mesures de champ de vitesse proche pale réalisées par Bossard [38] (voir figure 31) sur une hydrolienne de solidité comparable (0,55 contre $\approx 0,64$ pour l'éolienne étudiée ici) et pour un nombre de Reynolds caractéristique similaire (de l'ordre de 10^5 à $2 \cdot 10^5$). La dynamique du tourbillon de bord d'attaque n'est en revanche pas en accord avec le reste de la littérature (voir paragraphe II.4.2 pour le rappel bibliographique), étant donné les trop grandes différences entre lesdites références et la présente étude en termes de nombre de Reynolds caractéristique et de solidité des machines.

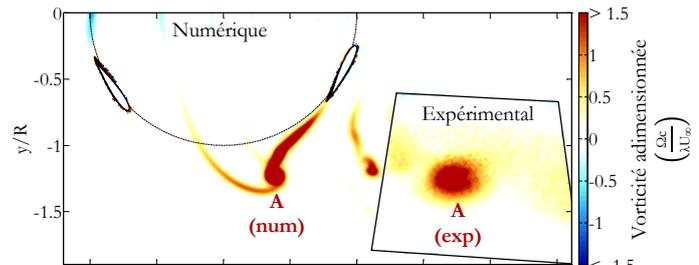
V.2.2.7 Conséquences sur la dynamique tourbillonnaire

Pour la configuration $\lambda \approx 1,0$, une dynamique tourbillonnaire complexe avait été mise en évidence dans le sillage proche (voir paragraphe V.2.1.3), avec des tourbillons de deux origines : la variation de circulation autour de la pale et l'interaction pale/tourbillon suite au décrochage dynamique. Si la variation de circulation engendre le même type de lâcher tourbillonnaire lorsque la vitesse réduite augmente, la nature de l'interaction pale/sillage est différente (voir paragraphe V.2.2.6) et en conséquence, le système tourbillonnaire résultant est aussi différent.

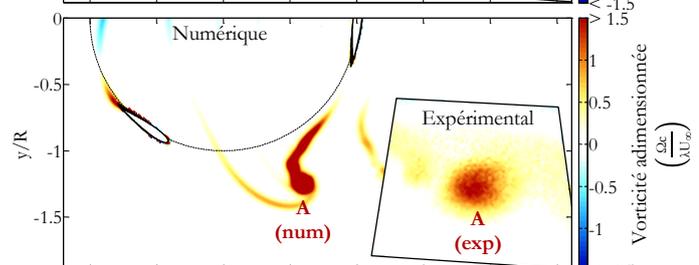
La première observation marquante est que pour des vitesses réduites entre $1.3 \leq \lambda \leq 1,7$, à l'image des champs de vorticités présentés sur la figure 100, il n'existe qu'un seul tourbillon dans le sillage proche. Il n'y a pas de structures tourbillonnaires supplémentaires malgré la présence de décrochage dynamique et d'interaction du tourbillon de bord d'attaque avec la pale. L'hypothèse la plus probable pour expliquer cette observation est que ce tourbillon résulte de la fusion du tourbillon de bord de fuite lié à la variation de circulation autour de la pale et du tourbillon de bord d'attaque qui sont corotatifs. Deux indices mènent à ce scénario. D'une part, il a été montré pour $\lambda \approx 1,3$ (et donc à plus forte mesure pour $\lambda > 1,3$) que le tourbillon de bord d'attaque, lorsqu'il interagit avec la pale, passe dans la zone du bord de fuite, car la vitesse de déplacement du profil est légèrement supérieure à sa vitesse de convection. D'autre part, si on compare les positions des tourbillons numérique et expérimental, on constate un écart de position (voir en particulier la figure 100.e). Le tourbillon expérimental est en avance de phase (coordonnée longitudinale x/R plus grande) et légèrement plus proche du centre de la veine (coordonnée transversale y/R plus proche de zéro). Ceci pourrait être un signe du fait qu'en fusionnant, le tourbillon de bord d'attaque modifie la dynamique du tourbillon de bord de fuite. Etant formé plus tôt, il capte la vorticités du bord de fuite vers une position plus en avance de phase.

Néanmoins, d'autres raisonnements peuvent aussi expliquer l'écart de position aperçu ici. Une partie de cet écart doit être attribué à l'absence des effets de confinement dus aux parois latérales de la soufflerie. L'ajout de la modélisation de cet effet modifie effectivement le positionnement du tourbillon numérique, mais la concordance entre les résultats numériques et expérimentaux n'étant toujours pas vérifiée, ce n'est pas la seule raison de l'écart de position.

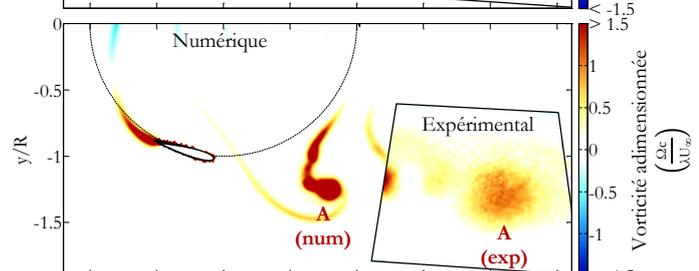
a) Moyenne de phase pour $0 \leq \theta \leq 4^\circ$



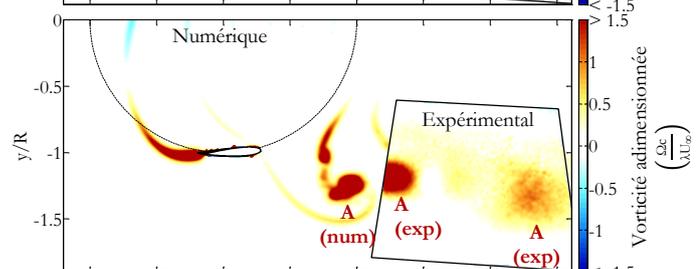
b) Moyenne de phase pour $20^\circ \leq \theta \leq 24^\circ$



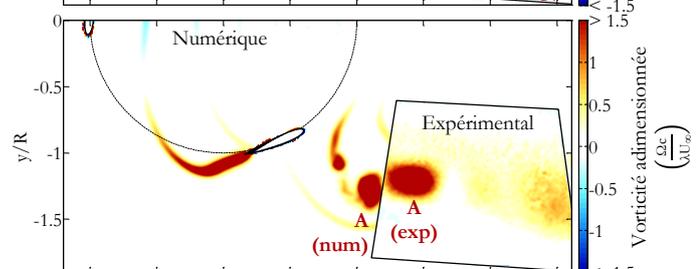
c) Moyenne de phase pour $40^\circ \leq \theta \leq 44^\circ$



d) Moyenne de phase pour $60^\circ \leq \theta \leq 64^\circ$



e) Moyenne de phase pour $80^\circ \leq \theta \leq 84^\circ$



f) Moyenne de phase pour $100^\circ \leq \theta \leq 104^\circ$

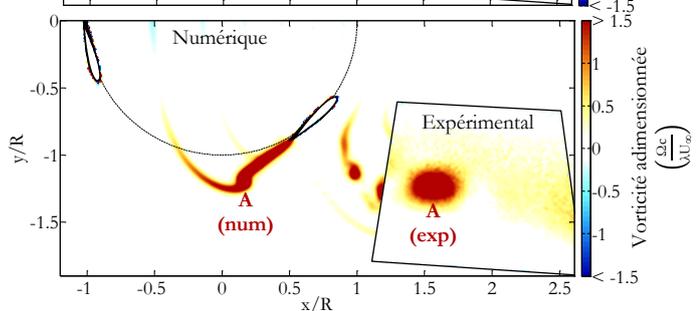


Figure 100 – Sélection de champs moyens (numériques et expérimentaux) de vorticité adimensionnée, régulièrement espacés dans le temps, pour $\lambda \approx 1,5$ (et $U_\infty \approx 12$ m/s). Les champs numériques et expérimentaux sont obtenus par calcul de la moyenne de phase sur des sections angulaires de 4° . La partie expérimentale est délimitée par un trait continu noir sur la partie droite des images et le cercle discontinu noir représente la trajectoire des pales. La principale structure tourbillonnaire est étiquetée A.

Par rapport au cas $\lambda \approx 1,0$, il y a aussi une variation de la tendance avec laquelle les propriétés des tourbillons évoluent. De manière systématique pour toutes les configurations testées, le rayon caractéristique du tourbillon augmente et sa vorticité moyenne diminue, mais l'évolution de sa circulation ne présente pas une tendance unique. Selon la vitesse réduite et la vitesse infini amont, la circulation contenue dans le tourbillon peut diminuer (comme pour $\lambda \approx 1,0$, voir figure 81), augmenter ou bien augmenter puis diminuer. Ces orientations distinctes sont le résultat d'effets tridimensionnels ainsi que de deux processus opposés : la diffusion et l'effet d'entraînement du tourbillon (voir figure 101). D'un côté, la turbulence diffuse la vorticité du cœur du tourbillon, ce qui augmente le rayon caractéristique, diminue la vorticité moyenne, et probablement diminue aussi la circulation contenue dans le tourbillon. D'un autre côté, l'enroulement de la nappe cisailée qui forme le tourbillon entraîne au sein de celui-ci le fluide environnant, parmi lequel la vorticité émise dans le sillage en amont et en aval du cœur du tourbillon. Ceci engendre une augmentation du rayon caractéristique et de la circulation dans le tourbillon. Dans tous les cas, le rayon caractéristique connaît une hausse, mais selon la balance entre la diffusion et l'entraînement du fluide, la circulation peut augmenter ou diminuer. Les configurations présentent justement un équilibre variable selon la vitesse réduite et la vitesse infini amont, qui dépend vraisemblablement de nombreux facteurs. Cette observation correspond aux analyses déjà faites par le passé sur d'autres expériences impliquant des tourbillons, comme par exemple l'étude d'anneaux tourbillonnaires ([166]).

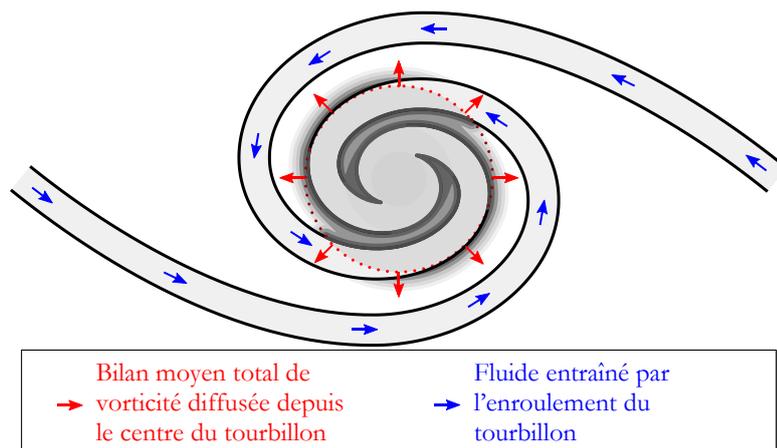


Figure 101 – Représentation schématique simplifiée des effets globaux de diffusion et d'entraînement du tourbillon sur un enroulement tourbillonnaire. La zone grisée représente la nappe cisailée qui s'enroule en formant le tourbillon. Inspiré de Maxworthy [166].

Par conséquent, l'évaluation d'un taux de diffusion spécifique n'est pas simple. Il n'est pas possible d'isoler les seuls effets de la diffusion et d'extraire des résultats quantifiables de ces expériences, qui permettent malgré tout de souligner la nécessité de modéliser la diffusion. Les observations précédentes mettent aussi en lumière le rôle du tourbillon dans l'effacement de l'historique des lâchers tourbillonnaires. A travers la vorticité, le sillage de la pale contient l'information de l'évolution de la variation de circulation autour du profil (étant donné le principe de conservation de la circulation, autrement appelé théorème de Kelvin-Helmholtz) et donc l'évolution des variations d'effort puisque ces variations sont liées (par exemple par la relation de Kutta-Joukowski en écoulement attaché). Or bien que les mesures de pression et les mesures du champ de vitesse dans le sillage proche aient été synchronisées, il n'a pas été possible de trouver de relation de corrélation entre la pression et la vitesse car la formation d'un tourbillon, par l'entraînement du fluide qu'il engendre, mène à un conglomérat de vorticité en une seule structure qui supprime de fait les liens possibles entre la pression et le champ de vitesse.

V.2.3 La question du décrochage dynamique pour $\lambda \approx 1,9$

Si la vitesse réduite $\lambda \approx 1,9$ n'a pas été présentée avec les autres configurations, c'est parce que son comportement est singulier, en particulier en ce qui concerne le tourbillon de bord d'attaque. En considérant la pression sur la face intérieure (voir figure 102), on peut constater qu'il n'y a pas de signe notable de décollement de la couche limite au bord d'attaque et de présence d'un tourbillon de décrochage dynamique.

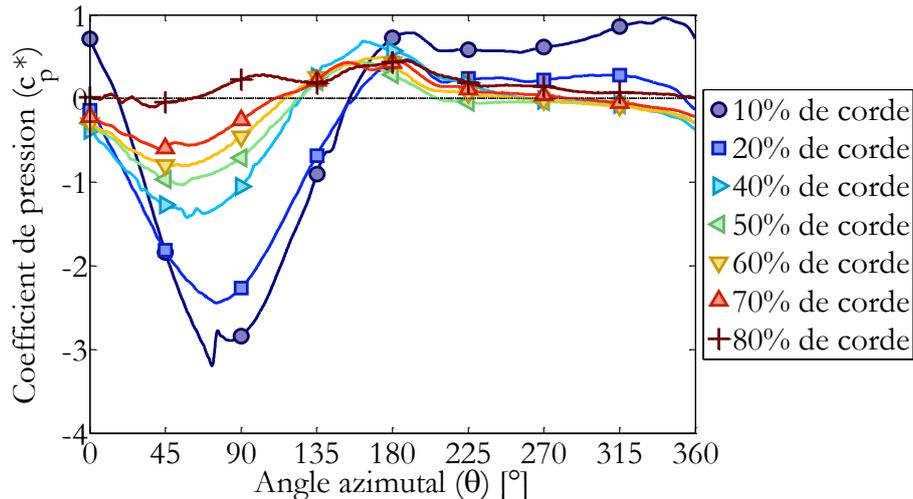


Figure 102 – Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure entre 10% et 60% de corde pour $\lambda \approx 1,0$, tracé en trait continu. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction de la position des prises de pression sur la corde.

A priori, l'évènement de pression significatif à 10% de corde vers $\theta \approx 75^\circ$ (léger pic de dépression) est davantage lié à une problématique de transition de la couche limite qu'à un décollement de celle-ci. Ce léger pic de dépression est aussi présent pour les autres vitesses réduites à 10% de corde (à des azimuts différents, voir par exemple figure 77). Pour se convaincre du fait qu'il s'agit d'un problème de transition laminaire-turbulent dans la couche limite, un calcul a été réalisé avec le logiciel XFOIL¹⁹ [68] qui permet de simuler simplement la répartition des pressions autour d'un profil isolé en translation rectiligne uniforme. L'utilité de cette comparaison réside dans le fait que, contrairement au code de calcul utilisé dans cette thèse, XFOIL inclut les effets de transition de la couche limite. L'analogie se veut simple et sommaire, elle consiste à reproduire de manière quasi-stationnaire la répartition de pression sur le profil en supposant qu'il perçoit une vitesse relative constante et uniforme, égale à la vitesse relative moyenne perçue par le profil, et un tangage qui suit la loi d'angle déduite de l'étude numérique (voir figure 103). La comparaison des résultats expérimentaux et d'XFOIL pour la prise à 10% de corde est présentée sur la figure 104. Malgré l'aspect rudimentaire de cette comparaison (puisque l'écoulement est supposé uniforme, rectiligne et quasi-stationnaire, qui sont des hypothèses fortes ici), la concordance est bonne. On remarque que le léger pic de dépression est reproduit numériquement vers $\theta \approx 65^\circ$ avec la

¹⁹ XFOIL est un logiciel de calcul d'effort et d'écoulement subsonique autour d'un profil isolé. Il est développé depuis 1986, notamment par Mark Drela qui a entre autres écrit la version initiale. Le code se base sur une méthode des panneaux d'ordre élevé couplé avec une méthode d'interaction forte avec un modèle de couche limite pour considérer certains phénomènes liés à la viscosité. Grâce à cet outil, il est en particulier possible de modéliser le bulbe de décollement laminaire.

bonne amplitude et qu'il y a aussi une légère inflexion que l'on retrouve vers $\theta \approx 140^\circ$ à 150° . Ces deux inflexions sont en réalité dues à la présence d'un bulbe de décollement laminaire au-dessus de la prise de pression d'après XFOIL. La figure 105 montre l'allure de la répartition des coefficients de pression sur la pale pour deux positions azimutales pour lesquelles le bulbe de décollement laminaire est situé au-delà de 10% de corde (voir figure 105.a) et en deçà de 10% de corde (voir figure 105.b).

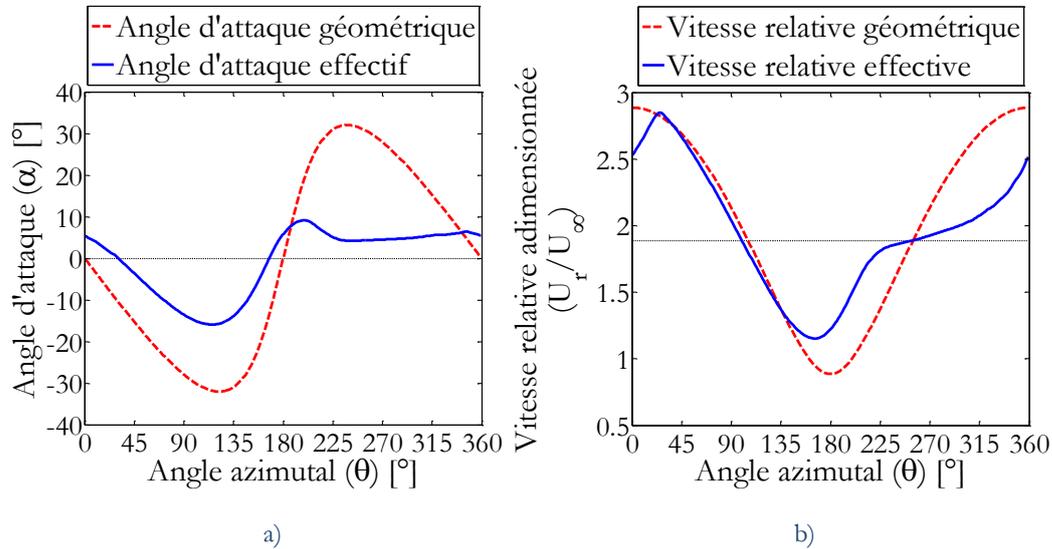


Figure 103 – Caractéristiques de l'écoulement relatif au profil en fonction de l'angle azimutal pour $\lambda \approx 1,9$.

a) Angles d'attaques géométrique et effectif. L'angle d'attaque géométrique (en trait discontinu rouge) s'exprime directement en fonction de la vitesse réduite (formule (13)), alors que l'angle d'attaque effectif (en trait continu bleu) est issu des simulations numériques (définition (91)) moyennées en phase sur les trois dernières rotations.

b) Norme des vitesses relatives au profil adimensionnée par la vitesse infinie amont. La vitesse relative géométrique (en trait discontinu rouge) s'exprime directement en fonction de la vitesse réduite (formule (14)), alors que la vitesse relative effective (en trait continu bleu) est issue des simulations numériques (définition (91)) moyennées en phase sur les trois dernières rotations.

Lorsque la position azimutale de la pale augmente, l'incidence augmente en valeur absolue et le bulbe de décollement se rapproche du bord d'attaque, créant ainsi le léger pic de dépression. Quant à l'aspect général de l'évolution de pression, on peut noter que globalement, l'allure correspond à l'allure donnée par l'angle d'incidence issu du calcul numérique (voir figure 103.a). Les courbes de pression (à 10% de corde notamment) et d'incidence ont des évolutions similaires avec l'azimut. L'incidence effective atteint un minimum dans la phase amont (environ $\alpha \approx -16^\circ$) avant d'augmenter et de changer de signe pour stagner à une valeur proche de $\alpha \approx 5^\circ$. Cette stagnation est due à la faible vitesse ressentie par le profil dans la phase aval de la rotation à cause du déficit de vitesse induit par le fonctionnement de la machine. On peut aussi noter que la position azimutale du minimum de coefficient de pression dépend de la prise de pression (voir figure 102) et se situe avant que l'incidence n'ait atteint son minimum (c_p^* minimum pour $\theta \approx 50^\circ$ à 90° pour les prises de pression, alors que l'incidence est minimum pour $\theta \approx 115^\circ$). Si le coefficient de pression (tel qu'il est adimensionné) diminue avant le minimum d'incidence, cela est dû à l'effet opposé de la vitesse relative. Dans la phase amont, la norme de la vitesse relative diminue (voir figure 103.b), ce qui conduit à un effet antagoniste qui a tendance à réduire l'amplitude de la pression. Les positions des minima de coefficient de pression correspondent donc à un compromis entre l'effet limitant de la vitesse locale décroissante et l'effet favorable de l'incidence croissante en valeur absolue.

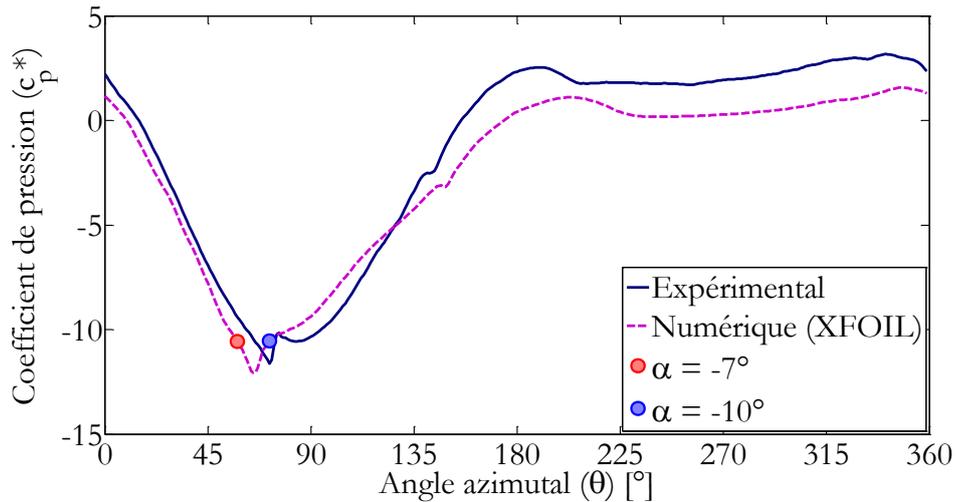


Figure 104 – Comparaison des évolutions du coefficient de pression à 10% de corde sur la face intérieure. Le trait continu bleu représente le coefficient de pression expérimental et le trait discontinu violet représente le coefficient de pression numérique issu du calcul quasi-statique réalisé avec XFOIL. Les marqueurs circulaires rouge et bleu sont placés juste avant et juste après le pic de dépression, lorsque les incidences sont respectivement de -7° et -10° . Ils correspondent aux cas présentés sur la figure 105.

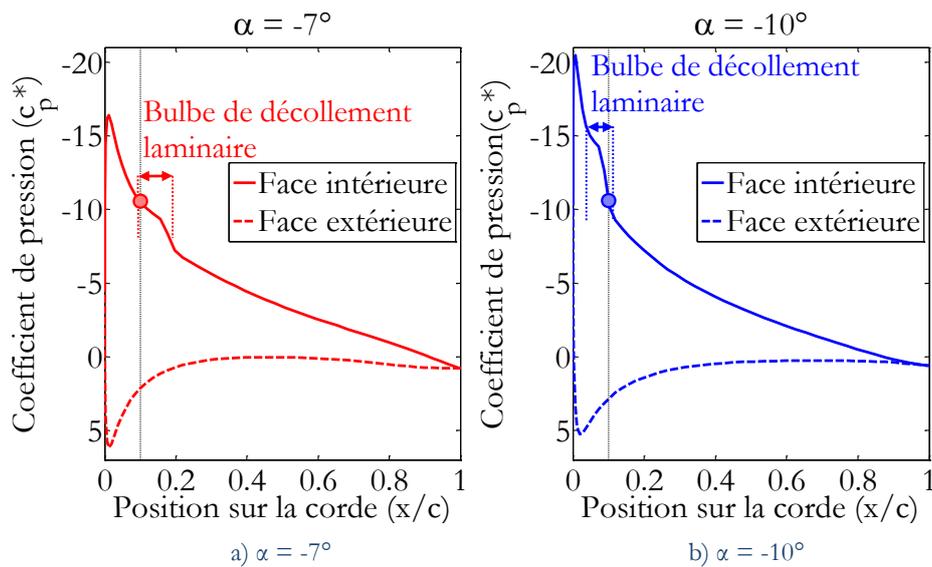


Figure 105 – Distributions de pression issues du calcul quasi-statique réalisé avec XFOIL, juste avant et juste après le pic de dépression aperçu sur la figure 104. La présence du bulbe de décollement laminaire est perceptible sur les distributions de pression, les limites approximatives du bulbe sont délimitées par des pointillés. Les marqueurs circulaires rouge et bleu sont placés à 10% de corde, qui correspond à la position de la prise de pression analysée sur la figure 104.

Une raison supplémentaire pour expliquer la recompression anticipée des prises de pression situées à l'arrière du profil est le probable décollement par le bord de fuite. Quand l'incidence augmente, une portion de plus en plus grande de l'arrière du profil va subir un décollement de la couche limite sur la face intérieure, et c'est en particulier vrai lorsque l'incidence est supérieure en valeur absolue à l'angle de décrochage statique. Ce qui laisse penser qu'un décollement de la couche limite doit avoir lieu, c'est que l'angle d'incidence minimum ($\alpha \approx -16^\circ$), est significativement inférieur à l'angle de décrochage statique, estimé à -12° étant donné le nombre de Reynolds. Une autre comparaison permet aussi d'arriver à cette conclusion : si l'on compare le coefficient de pression numérique et expérimental sur

les prises de pression situées au plus proche du bord de fuite (70% et 80% de corde), les minima expérimentaux ont des amplitudes plus faibles que les minima numériques, ce qui peut être un signe de décollement.

Bien que l'incidence dépasse l'angle de décrochage statique, les conditions ne sont pourtant pas réunies pour qu'un tourbillon se forme au bord d'attaque. En revanche, s'il n'y a pas de tourbillon de bord d'attaque, certaines caractéristiques peuvent présenter un caractère d'hystérésis. Par exemple, la position du point de décollement n'est pas nécessairement la même que le profil soit en incidence croissante ou décroissante, ce qui peut se traduire par une boucle sur les courbes des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence. L'absence de tourbillon de bord d'attaque ne signifie donc pas une absence de lâcher tourbillonnaire supplémentaire, cela signifie juste qu'il ne résulte pas du décollement soudain de la couche limite au bord d'attaque et que de fait, les conséquences sont atténuées et nettement moins critiques pour la répartition de la pression et pour les efforts.

Cette absence de tourbillon de bord d'attaque peut être surprenante au regard de la littérature car beaucoup de publications font mention de lâchers tourbillonnaires importants pour des vitesses réduites proches de 2 (parmi lesquels [42], [81], [88], [103] et [143]). L'origine de cette dissemblance est vraisemblablement la valeur de la solidité. Les références mentionnées ci-avant regroupent des études sur des éoliennes ou des hydroliennes de solidités de l'ordre de 0,15 à 0,3, alors que l'éolienne analysée ici a une solidité d'environ 0,64. En effet, pour une vitesse réduite donnée, une solidité importante crée un blocage de l'écoulement plus important. Ce blocage est à la fois un blocage solide, dû au contournement du fluide autour d'obstacles (en l'occurrence les pales) plus gros et un blocage de sillage, dû au plus fort ralentissement de l'écoulement à cause du sillage, et en particulier des tourbillons dont l'intensité est liée à la corde des pales. C'est ce blocage qui est à l'origine du point de fonctionnement optimal à une vitesse réduite plus faible car pour une même récupération d'énergie, une machine de forte solidité doit tourner plus lentement.

Il apparaît que sur les visualisations du sillage autour des pales de l'hydrolienne étudiée par Bossard [38] (voir figure 31.c), dont la solidité de la machine est de l'ordre de 0,55, cette absence de tourbillon de bord d'attaque est confirmée pour $\lambda = 2$. Le point de décollement n'atteint jamais le bord d'attaque mais un tourbillon dû au décollement de couche limite se forme quand même vers l'arrière, voire derrière le profil. Ce tourbillon, s'il est présent dans l'étude expérimentale réalisée ici, ne laisse en revanche aucune trace évidente sur les répartitions de coefficient de pression (voir figure 102).

V.3 Influence du nombre de Reynolds

Les paragraphes précédents nous ont permis de prendre la mesure de l'influence de la vitesse réduite sur les caractéristiques de l'écoulement et sur la dynamique tourbillonnaire proche pale et proche rotor. On peut s'intéresser ensuite à l'effet du nombre de Reynolds caractéristique défini à l'aide de la vitesse $R\omega = \lambda U_\infty$. Pour une vitesse réduite donnée, changer le nombre de Reynolds caractéristique revient à modifier la vitesse infini amont U_∞ . Certaines configurations ($\lambda \approx 1,3$ et $\lambda \approx 1,5$) ont donc été reproduites pour diverses vitesses infini amont (respectivement à $U_\infty \approx 12$ m/s, 15 m/s et 17 m/s pour $\lambda \approx 1,3$ et à $U_\infty \approx 12$ m/s et 15 m/s à $\lambda \approx 1,5$). Les analyses quant à l'influence du nombre de Reynolds caractéristique sont les mêmes pour $\lambda \approx 1,3$ et $\lambda \approx 1,5$, donc seuls les résultats pour $\lambda \approx 1,3$ seront présentés ici. L'influence du nombre de Reynolds n'est pas considérable, mais mérite d'être notée car certaines études comme Ferreira et al. [81] indiquent au contraire que dans leurs conditions

expérimentales, une variation du nombre de Reynolds n'a pas eu d'effet sur la dynamique tourbillonnaire.

Pour un profil en translation ou en tangage dans la gamme de nombre de Reynolds correspondant à la présente expérience, la principale conséquence d'une augmentation du nombre de Reynolds est de retarder le décrochage ([148]). Ce retardement caractéristique a également été vérifié expérimentalement sur la maquette d'éolienne testée ici. La propriété du retardement du décrochage avec l'augmentation du nombre de Reynolds dans un cas stationnaire est donc d'une certaine manière transposée ici au cas d'une pale d'éolienne Darrieus. Comme pour l'analyse de la vitesse réduite, on peut observer les effets directs sur la pression pariétale, et les effets sur la dynamique tourbillonnaire dans le sillage proche.

V.3.1 Effets du nombre de Reynolds sur la pression pariétale

Les figures 106 et 107 présentent les évolutions des coefficients de pression à 20% et 50% de corde pour une même vitesse réduite ($\lambda \approx 1,3$), mais pour trois vitesses infini amont différentes ($U_\infty \approx 12$ m/s, 15 m/s et 17 m/s), donc pour trois nombres de Reynolds caractéristiques (respectivement de l'ordre de $1,85 \cdot 10^5$, $2,25 \cdot 10^5$ et $2,59 \cdot 10^5$) qui sont assez proches, mais au final assez différents pour que la sensibilité au régime d'écoulement soit perceptible. On remarque que le nombre de Reynolds caractéristique n'a pas d'influence en dehors des zones d'influence directe du tourbillon de décrochage dynamique (c'est-à-dire entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta \approx 80^\circ$ et entre $\theta \approx 230^\circ$ et $\theta = 360^\circ$) puisque les courbes sont très similaires. Par contre, on constate sur la prise de pression à 20% de corde (voir figure 106) que le nombre de Reynolds a une influence sur le déclenchement du tourbillon de bord d'attaque, puisque le pic de dépression apparaît de plus en plus tard dans le tour quand le nombre de Reynolds augmente.

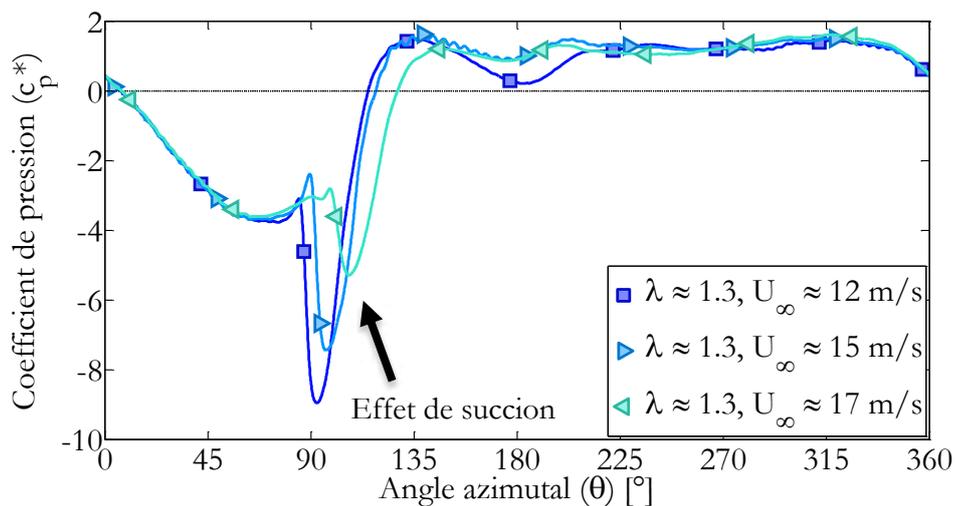


Figure 106 – Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure à 20% de corde pour $\lambda \approx 1,3$, tracé en trait continu. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction de la vitesse infini amont dans l'expérience.

On retrouve ainsi un comportement similaire au décrochage statique comme l'illustre la figure 108. L'angle de décrochage statique étant plus grand pour des nombres de

Reynolds plus importants, il est atteint plus tard et par conséquent, le premier signe de tourbillon de bord d'attaque est ensuite également ressenti plus tard.

Probablement une conséquence de ce retard du lâcher du tourbillon de bord d'attaque, on observe aussi une baisse de l'amplitude de l'effet de succion avec le nombre de Reynolds (voir figure 106). Puisque le tourbillon apparaît plus tard, les conditions de l'écoulement sont différentes : la vitesse relative est plus faible et l'angle d'incidence a augmenté. Il est donc normal d'avoir un comportement différent, et donc une intensité du tourbillon plus faible ou une distance à la paroi augmentée qui se traduit par la diminution de l'effet de succion.

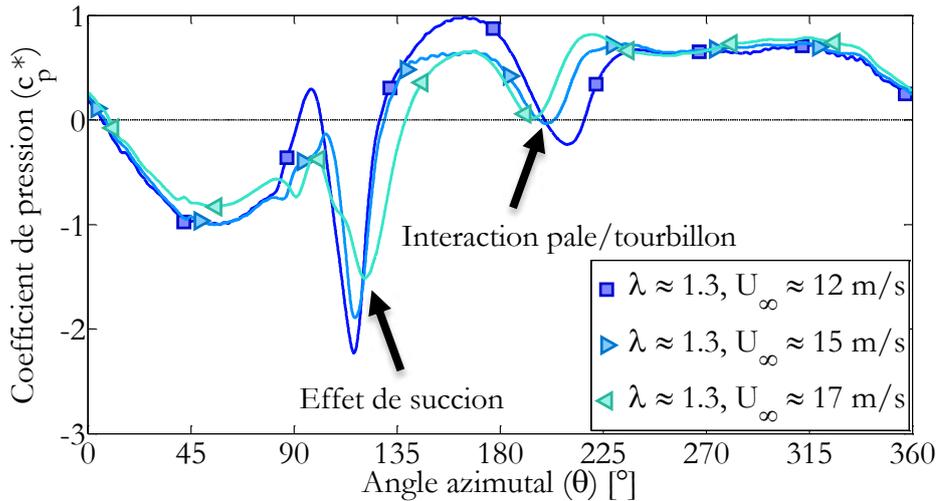


Figure 107 – Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) sur la face intérieure à 50% de corde pour $\lambda \approx 1,3$, tracé en trait continu. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction de la vitesse infini amont dans l'expérience.

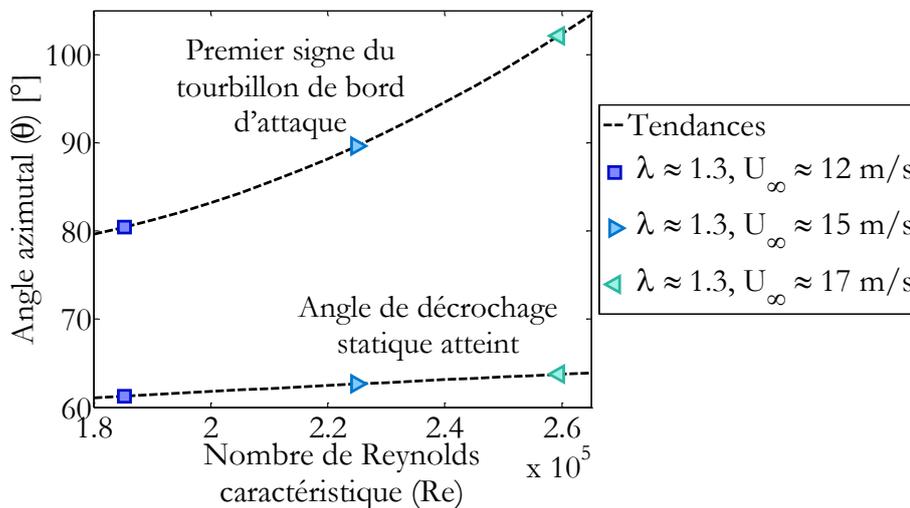


Figure 108 – Angles azimutaux pour lesquels l'incidence atteint l'angle de décrochage statique (marqueurs du bas) et pour lesquels le tourbillon est situé au-dessus de la prise à 10% de corde (marqueurs du haut) en fonction du nombre de Reynolds caractéristique. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction de la vitesse infini amont dans l'expérience. Les traits discontinus noirs indiquent les tendances.

Une dernière conséquence directe concerne l'interaction pale-tourbillon (décrite au paragraphe V.2.2.6). On peut voir sur la prise de pression à 50% de corde par exemple (voir

figure 107) que l'instant pour lequel il y a une interaction entre la pale et le tourbillon une fois qu'il s'est détaché du bord d'attaque est décalé. L'interaction se traduit par une légère diminution de la pression au-delà de $\theta \approx 180^\circ$ (vers $\theta \approx 200^\circ$), et se fait ressentir plus tôt lorsque le nombre de Reynolds est plus grand. Ceci s'explique par la trajectoire du tourbillon car s'il est émis plus tard, il restera probablement plus près de la pale et croisera la trajectoire de la pale plus précocement en début de phase aval de la rotation.

V.3.2 Effets du nombre de Reynolds sur la dynamique tourbillonnaire

Il est difficile de dire si le nombre de Reynolds a une influence directe sur la trajectoire du tourbillon de bord de fuite. Globalement, pour une vitesse réduite donnée (1,3 pour les cas étudiés ici), le parcours des tourbillons est comparable d'une configuration à l'autre, suivant une trajectoire qui s'écarte en s'éloignant vers l'aval. Néanmoins, une différence significative peut être remarquée. Les tourbillons ne sont pas en phase (voir figure 109). Plus la vitesse infini amont est grande, plus le tourbillon est en retard de phase. Ceci est manifestement une conséquence de l'interaction pale/tourbillon qui précède la lâcher tourbillonnaire.

La vitesse infini amont a visiblement aussi une influence sur l'évolution des propriétés du tourbillon (rayon caractéristique, vorticité moyenne, circulation, etc.). Cette influence a probablement une explication directe, car le nombre de Reynolds peut modifier la diffusion de la vorticité, et une explication indirecte, car le tourbillon se formant à un instant de plus en plus retardé lorsque le nombre de Reynolds augmente, sa dynamique et la façon dont il peut entraîner le sillage avec lui (voir figure 101) sont modifiées.

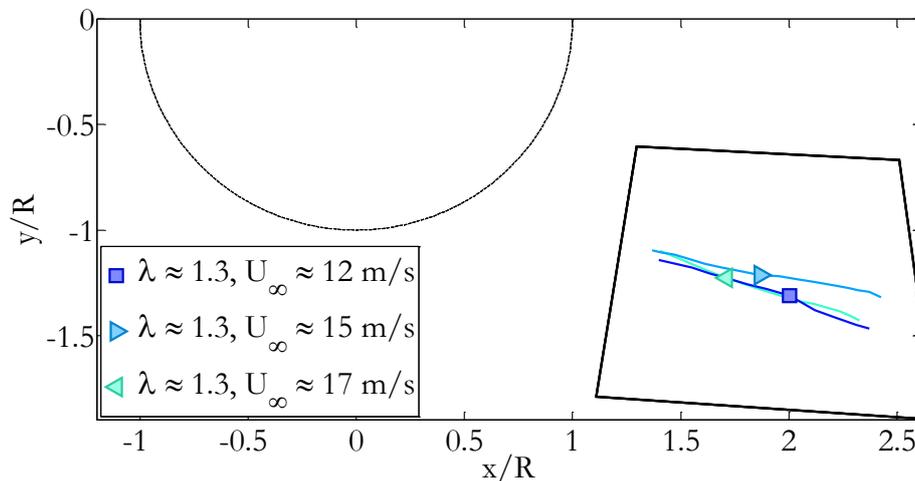


Figure 109 – Influence de la vitesse infini amont sur la trajectoire et le positionnement du tourbillon de bord de fuite dans le sillage proche pour $\lambda \approx 1,3$. Les trajectoires sont représentées par les lignes continues colorées et des marqueurs indiquent la position du tourbillon pour une même position azimutale du rotor (c'est-à-dire lorsque la pale qui a émis le tourbillon se situe à un azimut $\theta = 4^\circ$). Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction de la vitesse infini amont dans l'expérience. Le champ de vision expérimental est délimité par un trait continu noir sur la partie droite des images et le cercle discontinu noir représente la trajectoire des pales.

V.4 Conclusion

Ce chapitre donne une vision relativement différente du décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus par rapport à celles entraperçues dans beaucoup des références bibliographiques sur le sujet (voir paragraphe II.4). Cette originalité repose sur une géométrie de machine singulière et sur des outils de mesure inhabituels tels que la mesure de pression instationnaire.

Les mesures de pression pariétale fournissent une indication de l'effet direct du décrochage dynamique sur les pales car le tourbillon de bord d'attaque, lorsqu'il est présent, crée un effet de succion très marqué qui se déplace vers l'arrière du profil. Il n'y a qu'une seule configuration parmi celles testées où il n'y a pas de signe de tourbillon de bord d'attaque : à $\lambda \approx 1,9$, bien qu'il s'agisse d'une vitesse réduite considérée comme faible pour la plupart des éoliennes. Cette absence de tourbillon de bord d'attaque (donc de décollement de la couche limite au bord d'attaque) a été reliée à la forte solidité de cette machine par rapport aux autres éoliennes. Cette observation a une conséquence directe sur le design d'un rotor d'éolienne. Le décrochage dynamique impliquant un décollement de bord d'attaque a des répercussions importantes sur les efforts et il est nécessaire de connaître et de comprendre les paramètres qui agissent sur sa présence. La solidité est un de ces paramètres sur lequel un constructeur peut jouer, s'il veut par exemple fabriquer une machine avec une vitesse réduite optimale de 2 pour laquelle il veut éviter ce type de décrochage dynamique.

Quand un tourbillon de bord d'attaque apparaît malgré tout, ses propriétés varient en fonction de la vitesse réduite et du nombre de Reynolds. Une des caractéristiques, peut-être la plus décisive, est le retardement du décrochage dynamique lorsque la vitesse réduite ou le nombre de Reynolds augmente. Ceci conditionne toute la suite des événements car les conditions d'écoulement autour du profil varient selon sa position azimutale, et par conséquent, le comportement du lâcher tourbillonnaire change aussi. Un tourbillon émis plus tardivement se déplacera plus lentement au-dessus de la pale car la vitesse relative de l'écoulement autour de la pale ralentit dans la phase amont de la rotation. L'amplitude de son effet sur la pression pariétale sera également modifiée. Ensuite, il peut impacter de nouveau la pale qui est à son origine car sa trajectoire peut croiser celle de la pale. L'interaction prend différentes formes selon la vitesse réduite, et peut être à l'origine d'un système tourbillonnaire complexe à l'aval du rotor (pour $\lambda \approx 1,0$). La dynamique tourbillonnaire dans le sillage proche est par ailleurs nettement altérée par la diffusion de la vorticité au cours du transport des tourbillons, qui est peut-être aussi une conséquence d'effets tridimensionnels.

Au final, ce chapitre condense un ensemble de notions et d'évènements qui sont décrits en détail. La connaissance de ces informations est un préalable indispensable à une meilleure prédiction du phénomène. Une manière de prédire le phénomène consiste à utiliser des modèles semi-empiriques de comportement du décrochage dynamique proprement paramétrés. Ceci constitue l'objet du chapitre suivant.

VI.

MODELISATION DU DECROCHAGE DYNAMIQUE DANS UNE EOLIENNE DARRIEUS

Résumé

L'étude du décrochage dynamique réalisée dans le chapitre précédent a mis en évidence la complexité du phénomène compte tenu des conditions de fonctionnement qui sont testées ici. Or pour dimensionner et concevoir une éolienne, il faut être capable de prévoir les conséquences du décrochage dynamique pour adapter la géométrie de la machine. Une piste envisageable consiste à utiliser les modèles de décrochage dynamique existants. Or ces modèles sont pour la plupart empiriques et ont été construits pour le domaine aéronautique. L'objectif de ce chapitre est de vérifier que le modèle semi-empirique de décrochage dynamique le plus couramment utilisé (le modèle de Leishman-Beddoes) convient pour la simulation des effets du décrochage dynamique dans une éolienne Darrieus. Cette analyse se base sur la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques et vise notamment à trouver les paramètres adéquats du modèle.

Sommaire

VI.1	Présentation	218
VI.2	Vitesse de convection du tourbillon de bord d'attaque	218
VI.3	Condition d'apparition du tourbillon de bord d'attaque	222
VI.3.1	Les paramètres à régler	222
VI.3.2	L'influence du nombre de Reynolds instantané sur le paramètre C_{N1}	223
VI.3.3	Calage de T_b	225
VI.4	Modèle de l'effet du tourbillon.....	227
VI.4.1	Détermination expérimentale de l'influence isolée du tourbillon.....	227
VI.4.2	Effet du tourbillon sur les coefficients globaux.....	232
VI.4.3	Comparaison expérimental/numérique	234
VI.5	Conclusion.....	240

VI.1 Présentation

Les principaux modèles de décrochage dynamique utilisables avec le modèle numérique utilisé ici (voir chapitre III) sont des corrections empiriques ou semi-empiriques a posteriori des efforts globaux sur les pales, c'est-à-dire des modèles qui supposent la connaissance préalable des conditions d'écoulement autour du profil de pale (angle d'attaque, vitesse relative, etc.) et qui ne modifient pas ces conditions. De telles corrections n'ont donc pas d'effet sur la pression ou sur le champ de vitesse. Une autre façon de considérer le décrochage découle de la volonté de procéder à des corrections directement sur la répartition de pression en intégrant aussi l'émission dans le sillage d'un tourbillon de décrochage dynamique (voir paragraphe II.2.2.4.4). Elle commence à apporter des perspectives encourageantes ([275]). Si la campagne expérimentale menée donne justement des informations sur la pression et le champ de vitesse dans le sillage, le calage à proprement parler de ce genre de modèle n'est pas direct car les informations qui pourraient être nécessaires sont compliquées à extraire de l'expérience, comme par exemple la position du point de décollement de la couche limite. Les relevés réalisés ici permettent au mieux de donner un point de comparaison mais ne donnent pas accès à un paramétrage du modèle.

L'objectif de ce chapitre sera donc plutôt d'étudier un modèle semi-empirique de correction des efforts. C'est le modèle de Leishman-Beddoes qui a été choisi. Il est décrit en détail dans l'annexe A.1. Il modélise étape par étape le processus de décrochage dynamique et bien qu'il ne donne pas accès aux répartitions de pression, il se sert de variables qui représentent plusieurs caractéristiques de la couche limite non pas de manière globale, mais bien localisées spatialement sur la pale, comme par exemple la position du tourbillon de bord d'attaque. La logique du modèle est de régler chaque étape du décrochage dynamique par des constantes de temps adimensionnées. L'étude va ici se concentrer principalement sur le tourbillon de bord d'attaque. Trois caractéristiques permettent de décrire son effet : l'instant où le vortex apparaît, sa vitesse de convection sur le profil et la forme que prend son effet. Dans les paragraphes qui suivent, la première caractéristique analysée est la vitesse de convection. Elle est déterminée en premier lieu car, n'ayant des mesures de pression qu'à partir de 10% de corde, elle est utilisée pour déduire l'instant où le vortex apparaît, défini comme l'instant où le tourbillon se trouve au bord d'attaque.

VI.2 Vitesse de convection du tourbillon de bord d'attaque

La position du vortex de bord d'attaque est contrôlée par la variable τ qui indique la position du vortex de bord d'attaque pendant son déplacement le long de la corde. Il s'agit d'un paramètre adimensionné de temps tel que $\tau = 0$ lorsque les conditions de décollement de la couche limite au bord d'attaque sont réunies et $\tau = T_{VL}$ lorsque le vortex atteint le bord de fuite, où T_{VL} est une constante. L'expression de τ est donnée dans l'annexe A.1.3.2 et rappelée ici. En notant t_0 l'instant où le tourbillon émerge du bord d'attaque :

$$\tau(t) = \int_{t_0}^t \frac{2U_r}{c} dt' \quad (116)$$

Le fait que le vortex de décrochage dynamique démarre exactement du bord d'attaque est évidemment une vue de l'esprit, car expérimentalement, il se forme un peu plus

en aval (par exemple aux alentours de 20%-25% de corde d'après McAlister et Carr [170]). Par la suite, lorsque l'on estimera la position azimutale pour laquelle la convection du tourbillon de bord d'attaque débute, elle sera basée sur ce concept de tourbillon amorçant sa convection précisément au bord d'attaque.

L'approximation est également faite par Leishman et Beddoes que le vortex est transporté le long du profil à une vitesse de convection U_v constante par rapport à la vitesse relative U_r perçue par le profil. Il est aussi rapporté que cette vitesse de convection adimensionnée est indépendante du type de mouvement, même si cette hypothèse est soumise à discussions ([77]). Dans le cas d'une vitesse relative constante, il y a un lien direct entre la constante T_{VL} et la vitesse de convection adimensionnée :

$$\frac{U_v}{U_r} = \frac{2}{T_{VL}} \quad (117)$$

Le facteur 2 dans la relation (117) s'explique par l'adimensionnement de τ par la demi-corde. Dans notre cas, puisque la vitesse U_r varie (elle peut diminuer de l'ordre de 15% entre les moments où le vortex passe au-dessus des prises à 20% et 50% de corde), on préférera calculer la vitesse de convection à partir du rapport entre la distance entre deux prises de pression et le temps que met le vortex pour passer à la verticale d'une prise à l'autre, c'est-à-dire la formule (115).

Expérimentalement, le passage du vortex de bord d'attaque à la verticale des prises de pression est matérialisé par un pic de dépression marqué (voir figure 76). Dans la plupart des cas étudiés, un pic est clairement visible successivement des prises de pression de l'avant vers celles de l'arrière du profil. L'intensité du vortex et son éloignement de la paroi modulent l'amplitude du pic, et en général, il a été constaté que sur les prises de pression supérieures à environ 60% de corde, le pic n'est plus suffisamment marqué pour être distingué des banales fluctuations de pression, et il peut y avoir des interactions complexes avec un tourbillon de bord de fuite. Sur la prise de pression à 10% de corde, pour certaines configurations, les signaux présentent une forme de saturation au niveau du pic dont la cause a été attribuée aux effets centrifuges sur le système de mesure de la pression. La meilleure plage de positions pour repérer les tourbillons se situe donc entre 20% et 60% de corde, c'est dans cette zone que la vitesse de convection du tourbillon sur la pale a été calculée.

Par définition, $\tau = T_{VL}$ lorsque le vortex a parcouru la corde. On peut alors estimer le paramètre T_{VL} à partir de la variation de τ entre deux prises de pression :

$$T_{VL} = \text{moy} \left(\frac{\Delta\tau}{\Delta x} \right) c \quad (118)$$

$$\text{où } \frac{\Delta\tau}{\Delta x} \Big|_{i \rightarrow i+1} = \int_{t_i}^{t_{i+1}} \frac{2U_r(t')}{c(x_{i+1} - x_i)} dt' \quad \text{entre les prises d'indices } i \text{ et } i+1 \quad (119)$$

Où le terme $\text{moy} \left(\frac{\Delta\tau}{\Delta x} \right)$ est une valeur moyenne des rapports $\frac{\Delta\tau}{\Delta x}$. Pour déterminer une valeur expérimentale du paramètre T_{VL} , il faut donc évaluer $\Delta\tau$ qui dépend de la vitesse relative U_r du profil par la relation (119). Cette vitesse relative n'est pas connue expérimentalement mais peut être déterminée numériquement. Les valeurs numériques de U_r sont donc utilisées ici pour le calcul de l'intégrale par la méthode des trapèzes, et les intervalles de temps $t_{i+1} - t_i$ sont tirés des expériences.

Comme seules les estimations de $\frac{\Delta\tau}{\Delta x}\Big|_{i \rightarrow i+1}$ sont possibles, on ne peut déduire que les valeurs de τ_i d'une prise i par rapport aux valeurs des autres prises. La valeur de τ n'est a priori connue qu'à une constante additionnelle près. Néanmoins, comme on sait que $\tau = 0$ au bord d'attaque, on peut recalcr les courbes et obtenir une estimation du paramètre. La figure 110 représente l'évolution de τ en fonction de la position sur la corde pour trois exemples de configurations. On remarque que l'approximation d'une évolution linéaire de τ en fonction de la position sur la corde semble justifiée entre 20% et 60% de corde. En utilisant cette tendance pour tracer une approximation linéaire, les courbes expérimentales ont été recalées de manière à minimiser les écarts (méthode des moindres carrés). En supposant cette tendance vérifiée sur l'intégralité de la pale, on peut déterminer, en observant la valeur de τ obtenue pour une distance parcourue équivalente à une corde, la valeur de T_{VL} .

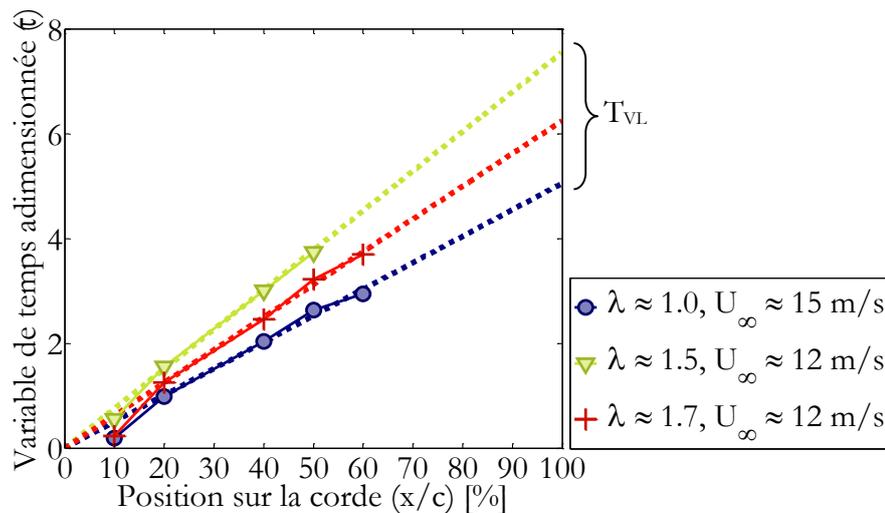


Figure 110 – Variable de temps adimensionnée τ en fonction de la position sur la corde pour une sélection de trois configurations représentatives du comportement général. Les mesures expérimentales sont représentées par des marqueurs colorés reliés par des lignes continues. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations. Les lignes pointillées colorées représentent les approximations linéaires estimées à partir des mesures entre 20% et 60% de corde. Les valeurs de τ atteintes à 100% de la corde indiquent directement la valeur estimée de T_{VL} .

La figure 110 donne de nombreuses indications :

- L'évolution de τ avec la position sur la corde semble bien être linéaire entre 20% et 60% de corde. En d'autres termes, cela signifie globalement qu'au-delà de 20% de corde, la vitesse de convection du tourbillon peut être considérée comme proportionnelle à la vitesse relative de l'écoulement. Ainsi, la variable $\frac{\tau}{T_{VL}}$ peut aussi représenter la position adimensionnée du tourbillon sur la corde $\frac{x}{c}$.
- Entre 10% et 20% de corde, la pente de la courbe est généralement plus élevée, ce qui indique que la vitesse de convection du tourbillon est plus lente. Ceci laisse à penser que le tourbillon entre 10% et 20% de corde est en phase initiale de développement, ce qui explique qu'il pourrait avoir une dynamique légèrement différente du reste de son développement. Ceci concorderait avec l'idée souvent rapportée que le vortex de bord d'attaque se forme aux alentours de 20%-25% de corde ([170]).
- Les pentes sont différentes selon les configurations. Ceci indique que la constante de temps adimensionnée T_{VL} n'a pas une valeur indépendante de

la vitesse réduite et de la vitesse infini amont. Si on regarde de plus près la façon dont la T_{VL} varie, il ne semble pas se dégager de relation claire indiquant la dépendance du paramètre T_{VL} à la vitesse réduite ou à la vitesse infini amont (voir tableau 18). Il semble juste que pour une vitesse réduite donnée, le paramètre diminue lorsque la vitesse infini amont augmente.

- Globalement, la valeur de T_{VL} est de l'ordre de 6 à 7 dans la majorité des cas (voir tableau 18). Dans la littérature, cette constante peut varier selon le nombre de Mach et le type de profil, mais globalement, elle oscille entre 7 (7 pour un profil NACA0015 d'après [222] ou 7,5 pour un profil NACA0012 à $M = 0,3$ d'après Leishman et Crouse [154]) et 11 (pour un profil NREL S809 d'après [184] et [109]). La présente estimation de la constante est plutôt en accord avec celle utilisée par Scheurich [222] sur le même type de profil, voire un peu inférieure.

Vitesse réduite λ	Vitesse infini amont U_∞	T_{VL}	U_v/U_r
1,0	15	5,05	0,45
1,3	12	6,20	0,31
1,3	15	5,09	0,41
1,5	12	7,55	0,27
1,5	15	6,31	0,33
1,7	12	6,25	0,34

Tableau 18 – Récapitulatif des valeurs des paramètres T_{VL} et U_v/U_r , respectivement le temps adimensionné de traversée de la corde de la pale par le tourbillon et la vitesse moyenne de convection adimensionnée par la vitesse relative de l'écoulement autour du profil,) déduites des mesures expérimentales pour six configurations différentes.

La vitesse de convection moyenne que l'on trouve à partir des expériences est dépendante de la vitesse réduite et de la vitesse infini amont, mais globalement elle est aussi conforme à la littérature sur le décrochage dynamique pour des profils en tangage. Il est estimé que l'ordre de grandeur de la vitesse de convection du vortex est proche de $0,30 U_r$ à $0,45 U_r$ (selon les configurations). Pour des cas de décrochage dynamique sur un profil en tangage, il est généralement admis que la vitesse de convection du vortex de bord d'attaque est légèrement inférieure à $0,5 U_r$ (d'après McCroskey et al. [173] par exemple). A titre de comparaison quantifiable, Lourenco et al. [160] évaluent la vitesse²⁰ de convection à $0,36 U_r$ pour un profil NACA0012 en mouvement de tangage à taux constant, et Ferrecchia [77] estime que pour un profil NACA0015 en tangage à taux constant, la vitesse²⁰ de transport du tourbillon est sensiblement dépendante du taux de tangage et que sa valeur évolue globalement entre $0,3 U_r$ et $0,45 U_r$ selon les conditions de tangage. Dans tous les cas en ce qui concerne cette vitesse de convection, l'accord est globalement bon entre les résultats présentés ici et ceux rapportés pour des profils en tangage. Il est donc intéressant de noter que bien que les conditions d'écoulement autour d'un profil en tangage et d'une pale d'éolienne Darrieus sont différentes, l'ordre de grandeur de la vitesse de convection du tourbillon par rapport au profil reste le même.

²⁰ Pour un profil en tangage simple, la vitesse de convection du tourbillon est exprimée en fonction de la vitesse infini amont U_∞ , or elle peut être assimilée à la vitesse relative U_r car le profil est n'a pas de vitesse de translation.

VI.3 Condition d'apparition du tourbillon de bord d'attaque

VI.3.1 Les paramètres à régler

L'apparition du tourbillon de bord d'attaque est liée à l'instabilité de la couche limite de la face en dépression. Les raisons plus précises de sa formation et les critères exacts de son déclenchement et de son déplacement sont encore inconnus. Les différents critères qui existent dans la littérature reposent essentiellement sur des théories empiriques. Le travail de Leishman et Beddoes [153] pour la détection du décollement au bord d'attaque se base sur le critère d'Evans-Mort [72]. Cette condition leur permet de relier le déclenchement du vortex de bord d'attaque à une pression critique au bord d'attaque. Cette pression est elle-même en relation avec un coefficient critique de force normale noté C_{N1} . A partir du moment où le coefficient de force normale dépasse ce coefficient critique, le vortex de bord d'attaque commence à se déplacer à partir du bord d'attaque.

En écoulement instationnaire, la réponse de l'effort subi par la pale en réaction aux variations d'incidence s'effectue avec un temps de retard. Il y a deux origines principales à ce retard : les effets circulatoires (liés aux lâchers tourbillonnaires dans le sillage) et ce que Leishman et Beddoes décrivent comme une réponse en pression tardive au bord d'attaque ([153]). Les effets circulatoires sont pris en compte via l'estimation d'une vitesse et d'une incidence relative, tandis que le retard sur l'établissement de la pression au bord d'attaque est modélisé par Leishman et Beddoes par une réponse du premier ordre sur le coefficient de force normale (voir annexes A.1.2.2 et A.1.3.1) et fait intervenir la constante adimensionnée de temps T_p . En prenant en compte ces retards cumulés, le coefficient instationnaire de force normale, noté C'_N , peut donc atteindre la valeur critique C_{N1} pour un angle d'incidence plus élevé que l'angle de décrochage statique. Ainsi, le réglage du déclenchement du vortex de bord d'attaque est effectué par le calage des paramètres T_p et C_{N1} (voir figure 111).

Néanmoins, Sheng et al. [232] font remarquer que pour de faibles nombres de Mach, ce retard du premier ordre à lui seul n'est pas suffisant et provoque un déclenchement de vortex de bord d'attaque trop précoce par rapport aux expériences. Sur la figure 111 adaptée de Sheng et al. [232], le critère introduit par Leishman et Beddoes simule un angle de décrochage dynamique aux alentours de 19° pour un mouvement tangage à taux constant, là où expérimentalement, il se situe vers 25° . Ils estiment qu'une méthode possible pour améliorer l'estimation du moment où le décrochage de bord d'attaque se produit est d'introduire un second retard, c'est-à-dire introduire une seconde réponse du premier ordre réglée par une constante adimensionnée de temps T_b (voir également figure 111). On note alors C''_N ce coefficient de force normale instationnaire retardé. La valeur de la constante T_b est liée à la manière dont C_{N1} est calculé puisque pour atteindre un même angle de décrochage dynamique, si C_{N1} augmente, alors il faut diminuer T_b .

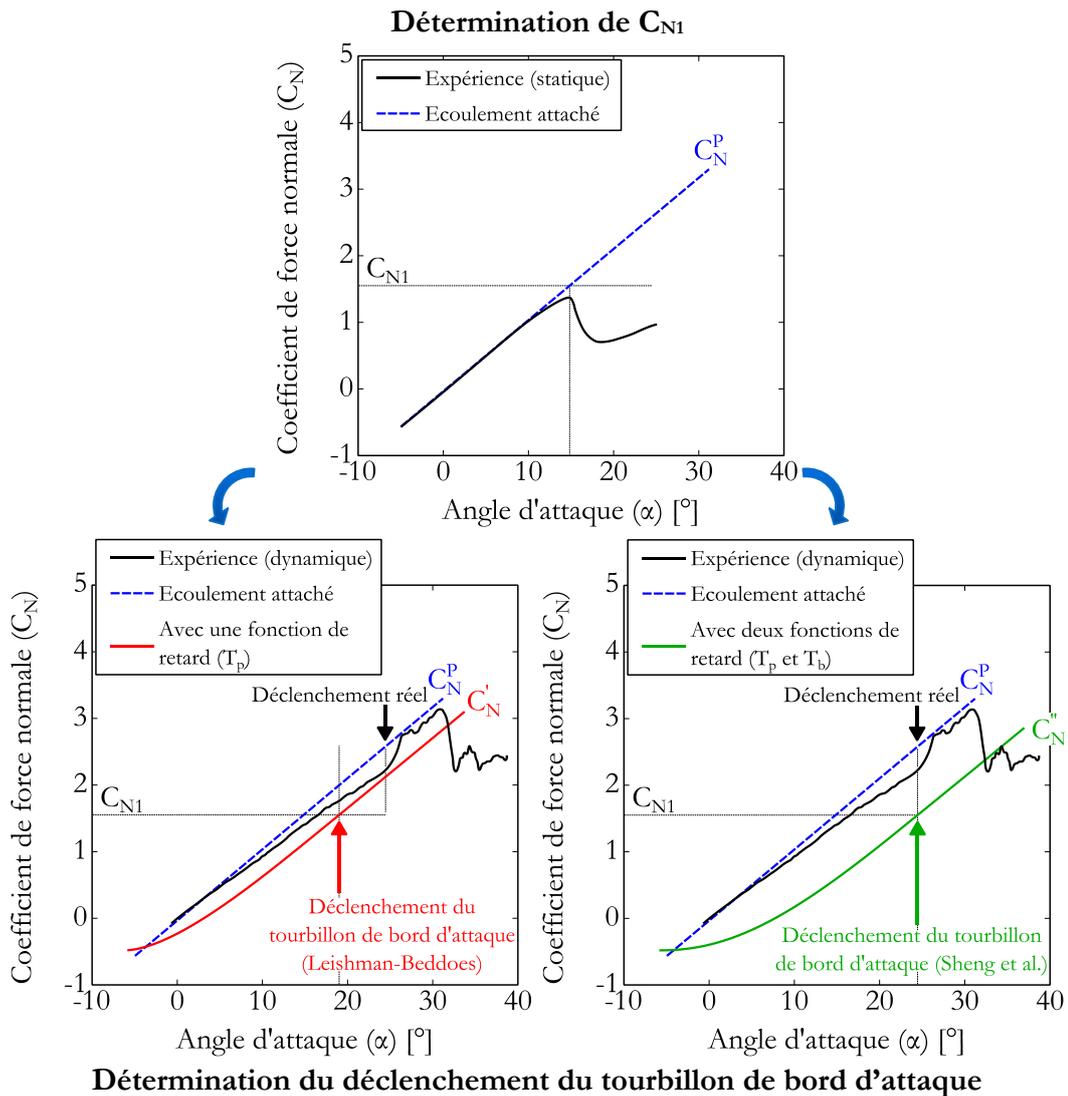


Figure 111 – Illustration des méthodes de Leishman et Beddoes [153] et Sheng et al. [232] pour détecter l'angle de décrochage dynamique (adapté de [232]). Les traits continus noirs représentent des résultats expérimentaux pour un profil statique et pour un profil en tangage à taux de variation d'incidence constant. Le déclenchement de la convection du tourbillon de bord d'attaque est détecté lorsque le coefficient de force normale en écoulement attaché retardé par une ou plusieurs fonctions de retard (traits continus rouges et verts) atteint la valeur critique C_{N1} .

VI.3.2 L'influence du nombre de Reynolds instantané sur le paramètre C_{N1}

Le coefficient critique de force normale C_{N1} est par définition dépendant du profil choisi et des conditions dans lesquels il est utilisé (nombre de Reynolds et nombre de Mach de l'écoulement infini amont). La méthode de détermination de ce paramètre, telle que l'ont rappelée par exemple [184] et [206], utilise les propriétés des polaires statiques. En pratique, pour des nombres de Mach faibles, soit en dehors de la zone d'influence de la compressibilité de l'écoulement, C_{N1} est souvent choisi comme étant la valeur de C_N en écoulement potentiel (écoulement attaché) pour l'angle de décrochage statique (voir figure 111). D'après Leishman et Beddoes [153], l'angle de décrochage statique peut être choisi comme l'angle pour lequel

il y a une cassure au niveau de la courbe de coefficient de moment ou de force tangentielle. Dans notre cas, la courbe qui présente la plus faible incertitude pour la détermination du décrochage est plutôt la courbe de coefficient de force normale, on choisit donc de définir le décrochage statique par l'angle pour lequel le coefficient de force normale présente un extremum local.

L'évolution de C_{N1} pour un profil NACA0015 en fonction du nombre de Reynolds est représentée sur la figure 112. Elle est déduite de l'ensemble des polaires statiques mesurées par Jacobs et Sherman [129]. Les fluctuations pour des petits nombres de Reynolds sont dues à la difficulté de définir la pente du coefficient de force normale à cause du bulbe de décollement laminaire et à la difficulté de trouver un angle de décrochage sachant qu'il s'agit dans certaines conditions d'un décrochage progressif par décollement de la couche limite par le bord de fuite et non d'un décollement brutal de la couche limite au bord d'attaque (voir figure 113). Dans la gamme de nombres de Reynolds que l'éolienne peut rencontrer dans les expériences présentées ici (globalement entre $6 \cdot 10^4$ et $5 \cdot 10^5$), on peut estimer que la valeur de C_{N1} se situe entre 1,1 et 1,3 selon la position azimutale. Il s'agit de valeurs plus faibles que dans la littérature car en général, pour les études sur des profils oscillants, le nombre de Reynolds caractéristique est plus élevé.

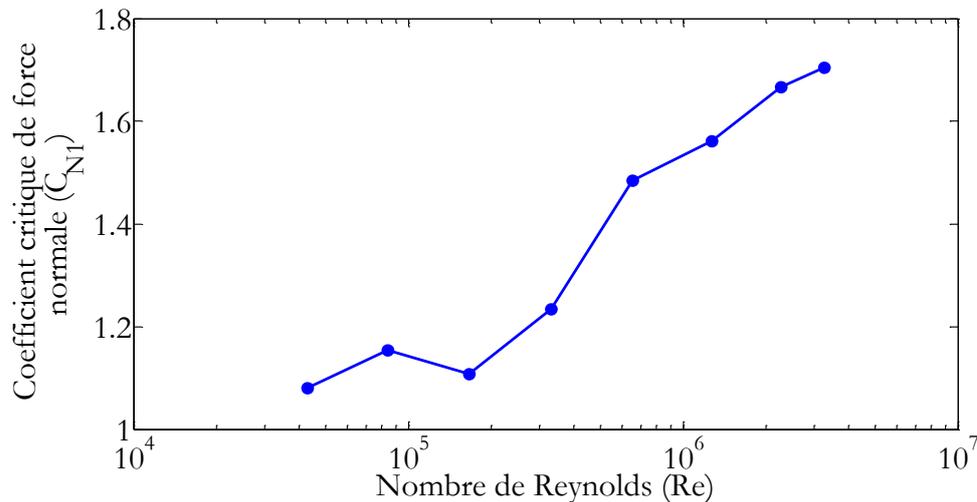


Figure 112 – Coefficient critique de force normale pour un profil NACA0015 en fonction du nombre de Reynolds. Les données sont issues de Jacobs et Sherman [129].

Deux stratégies ont été testées pour implémenter une valeur de C_{N1} dans le code de calcul : ne considérer que la valeur de C_{N1} basée sur le nombre de Reynolds caractéristique (en utilisant uniquement la vitesse de rotation, voir définition (6), donc une seule valeur de C_{N1} quelle que soit la position azimutale) ou adapter les polaires statiques de manière continue et ainsi lier C_{N1} au nombre de Reynolds instantané (basé sur la vitesse relative qui varie avec la position azimutale, voir définition (27)). Concrètement, les différences constatées sur la modélisation du décrochage dynamique avec le modèle de Leishman-Beddoes restent faibles selon la stratégie adoptée. De manière générale, le nombre de Reynolds instantané est supérieur au nombre de Reynolds caractéristique pour les azimuts où le vortex de bord d'attaque peut se former (globalement $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$), donc le coefficient critique C_{N1} est un peu plus grand quand on considère le nombre de Reynolds instantané. Néanmoins, les différences entre les deux stratégies de calcul ne modifient pas fondamentalement les analyses et les conclusions que l'on peut faire sur le décrochage dynamique. Ne pas prendre en compte les variations instantanées de vitesse ne provoque donc pas d'erreur manifeste, en particulier sur le déclenchement du tourbillon de bord d'attaque.

Pour la suite de l'étude, ce sont les valeurs de C_{N1} dépendantes du nombre de Reynolds instantané qui seront utilisées. Puisque C_{N1} et le coefficient instationnaire retardé de force normale C_N'' (voir annexes A.1.2.2 et A.1.3.1) varient tous les deux avec la position azimutale θ , il n'y a un lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque que si à un instant donné $C_N''(\theta) \geq C_{N1}(\theta)$. Pour une configuration donnée, on définit la valeur de C_{N1} comme étant la valeur obtenue à l'instant où le coefficient C_N'' commence à dépasser C_{N1} , en moyenne lorsque le sillage est établi, c'est-à-dire sur les dernières rotations de la simulation numérique. Cette valeur de C_{N1} dépend entre autres de la constante T_b puisque C_N'' en dépend.

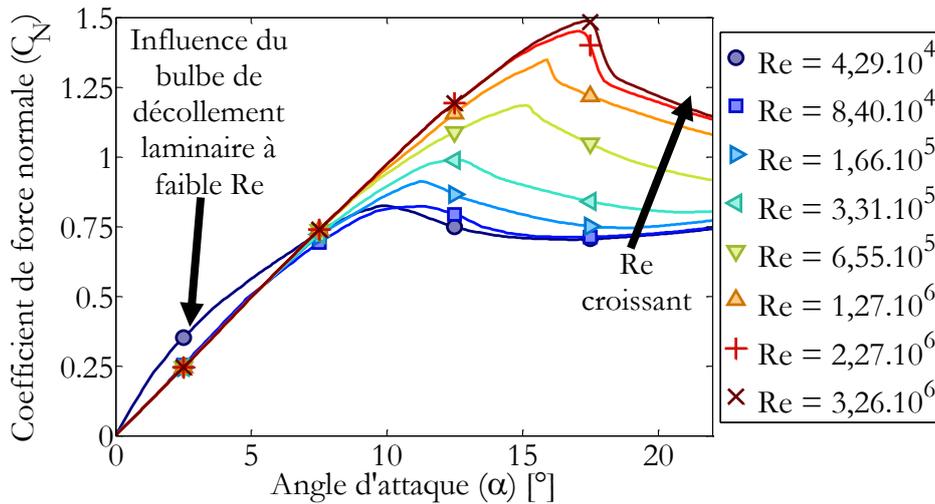


Figure 113 – Coefficient de force normale statique pour un profil NACA0015 en fonction de l'angle d'attaque (d'après Jacobs et Sherman [129]). Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les courbes en fonction du nombre de Reynolds caractéristique.

VI.3.3 Calage de T_b

Pour le déclenchement du vortex de bord d'attaque, le choix a été fait d'évaluer uniquement le retard T_b supplémentaire qu'il faut imposer au modèle de Leishman-Beddoes original pour faire correspondre le modèle numérique aux mesures expérimentales.

Expérimentalement, on ne peut pas mesurer directement l'instant où le vortex de décrochage dynamique débute au bord d'attaque, d'une part parce qu'il s'agit d'une vision théorique, la naissance du vortex ne se produisant pas exactement au bord d'attaque, et parce que les données disponibles commencent à 10% de corde. Pour déterminer la valeur de T_b , un calcul itératif a été mené avec différentes valeurs de T_b et le choix s'est fait sur la valeur qui menait à une minimisation (par la méthode des moindres carrés) des erreurs de position du vortex dans le temps au niveau des prises de pression. La comparaison entre la position expérimentale du vortex de bord d'attaque et celle déduite du modèle de Leishman-Beddoes avec la constante T_b optimale est présentée sur la figure 114. On constate qu'à condition de correctement caler les paramètres, le modèle de décrochage dynamique est capable de prédire la position même sur une physionomie d'écoulement complexe pour laquelle le modèle n'a pas été prévu. La nature prédictive du modèle est néanmoins conditionnée par la variabilité des paramètres.

Les valeurs déduites de cette étude sont résumées dans le tableau 19. Les expériences menées ici confirment le fait qu'il faut augmenter le retard pour déclencher le lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque au bon instant, comme le préconisent Sheng et al. [232]. Dans les configurations de tangage testées par Sheng et al., T_b est estimé à une valeur idéale de 2,2 pour un profil NACA0012 (ils évoquent aussi la valeur de 3,93 si une autre valeur de C_{N1} est choisie). On retrouve ici un ordre de grandeur comparable, avec des valeurs allant de 1,6 à 3,4 si on adapte C_{N1} au nombre de Reynolds instantané. On remarque toutefois que cette constante T_b n'est pas indépendante de la configuration. De manière générale, il semble que plus la vitesse réduite est élevée, plus la valeur de T_b est grande. De même, plus la vitesse infini amont est élevée, plus la valeur de T_b est grande également.

Cela signifie au final que le retard supplémentaire à appliquer par rapport au modèle de Leishman-Beddoes n'est pas invariable selon les conditions de fonctionnement. Ainsi, pour une vitesse infini amont donnée, plus la vitesse réduite est grande, plus le déclenchement du lâcher du tourbillon de bord d'attaque est retardé. Et pour une vitesse réduite donnée, plus le nombre de Reynolds caractéristique (directement proportionnel à la vitesse infini amont) est grand, plus le retard au déclenchement est important également.

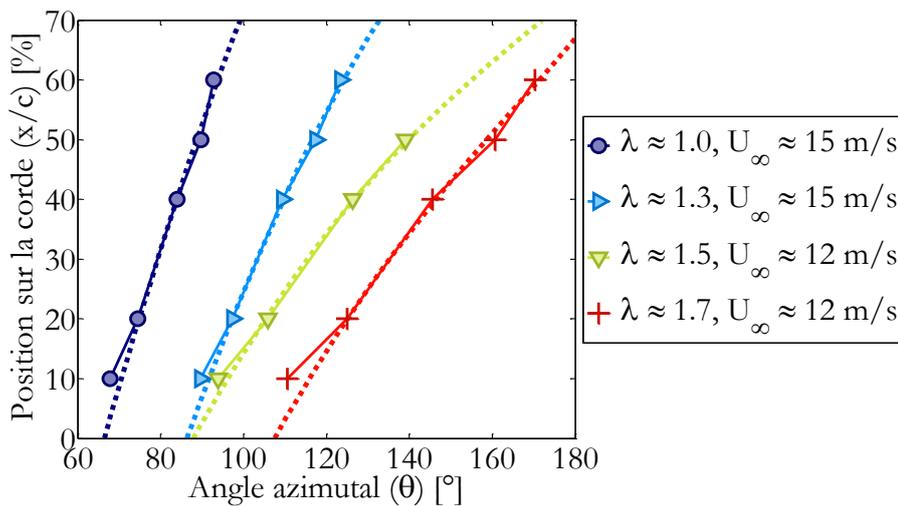


Figure 114 – Positions angulaires azimutales successives pour lesquelles le tourbillon de bord d'attaque passe au-dessus des prises de pression, pour une sélection de configurations différentes. Les mesures expérimentales sont représentées par des marqueurs colorés reliés par des lignes continues. Les formes des marqueurs et les couleurs distinguent les configurations. Les lignes pointillées colorées représentent les estimations numériques en supposant une vitesse de convection du tourbillon constante sur le profil, proportionnelle à la vitesse relative pour une position azimutale donnée, et en calant la constante T_b de manière à minimiser les écarts numériques/expérimentaux.

Vitesse réduite λ	Vitesse infini amont U_∞	C_{N1} à l'instant du déclenchement du tourbillon de bord d'attaque	T_b
1,0	15	-1,17	1,63
1,3	12	-1,16	2,15
1,3	15	-1,18	2,73
1,5	12	-1,16	2,24
1,5	15	-1,18	3,39
1,7	12	-1,15	3,56

Tableau 19 – Récapitulatif des valeurs des paramètres C_{N1} et T_b (qui permettent d'estimer le déclenchement du tourbillon de bord d'attaque) déduites des mesures expérimentales pour six configurations différentes.

VI.4 Modèle de l'effet du tourbillon

Dans le modèle de Leishman-Beddoes, l'effet du vortex de bord d'attaque se résume à l'ajout d'un terme C_N^v qui représente l'effet de succion du vortex lorsqu'il est à proximité de la pale (voir annexe A.1.3.3). Il est imaginé qu'il peut être représenté comme une accumulation de circulation au voisinage du profil ([153]). Son intensité dépend de deux contributions antagonistes : d'une part, l'augmentation de l'incidence effective alimente le tourbillon en circulation, d'autre part, l'intensité décroît à cause de la diffusion. L'alimentation du tourbillon dépend directement de la différence entre le coefficient de force normale en écoulement attaché et en écoulement partiellement décollé déterminé à partir de la position du point de décollement. Les deux processus d'alimentation et de diffusion sont supposés être des systèmes du premier ordre par rapport à la variable de temps adimensionnée et ne sont réglés que par une constante de temps adimensionnée T_v . En ce qui concerne l'effet du tourbillon de bord d'attaque sur le coefficient de force tangentiel, la publication originale de Leishman et Beddoes [153] ne précise pas s'il existe un terme C_T^v et quel peut être sa forme. Cette absence s'explique peut-être par la moindre importance que représente l'effort tangentiel par rapport à l'effort normal en ce qui concerne la sustentation pour une application dans le domaine des hélicoptères pour lequel le modèle a été conçu. Pierce [206] évoque cette absence et, au regard de ses expériences, propose de modéliser cet effet d'une manière comparable à la composante circulatoire (voir annexes A.1.1 et A.1.3.3) en multipliant par le terme $1 - \frac{\tau}{T_{VL}}$ (qui représente la position du tourbillon par rapport au bord de fuite) pour moduler l'effet du tourbillon en fonction de sa position sur la pale. Ceci engendre un effort généralement moteur (qui tire la pale vers l'avant) lorsque le tourbillon est au bord d'attaque et nul lorsque le tourbillon est au bord de fuite.

La comparaison expérimentale/numérique nécessite plusieurs prérequis. Il faut arriver à isoler la seule influence du tourbillon de bord d'attaque et procéder à des interpolations et des extrapolations de la répartition de pression pour obtenir les efforts normaux et tangentiels.

VI.4.1 Détermination expérimentale de l'influence isolée du tourbillon

Le modèle de Leishman-Beddoes se concentre uniquement sur les efforts globaux, c'est-à-dire les coefficients de forces normale et tangentielle et le coefficient de moment.

Expérimentalement, seule la pression pariétale est ici accessible. L'idée est d'essayer de distinguer le seul effet du vortex du reste de l'évolution de la pression puis d'interpoler et intégrer pour remonter aux efforts globaux. Les principes de superposition et d'indépendance des processus élémentaires qui constituent le décrochage dynamique (décollement de bord de fuite et effet du tourbillon) sont donc aussi appliqués sur les répartitions de pression pariétale : on suppose que l'on peut ajouter arithmétiquement l'effet de succion du tourbillon à une pression pariétale qui existerait en l'absence du tourbillon, c'est-à-dire où seul un décollement de bord de fuite interviendrait. Pour séparer le pic de dépression du pic du reste de l'évolution de pression sur chacune des prises, une interpolation par des fonctions polynomiales par morceau (autrement appelées *splines*) a été réalisée entre les points immédiatement avant et après le pic de dépression engendré par le tourbillon (voir figure 115). La différence entre la pression mesurée et la pression interpolée donne directement une estimation de l'effet induit uniquement par le vortex. Ceci n'est pas ce qui se passe en réalité, puisque le tourbillon influence le décollement de la couche limite et le décollement de la couche limite peut modifier des caractéristiques du lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque. En pratique, cette méthode a montré qu'elle donnait de bons résultats ([153]).

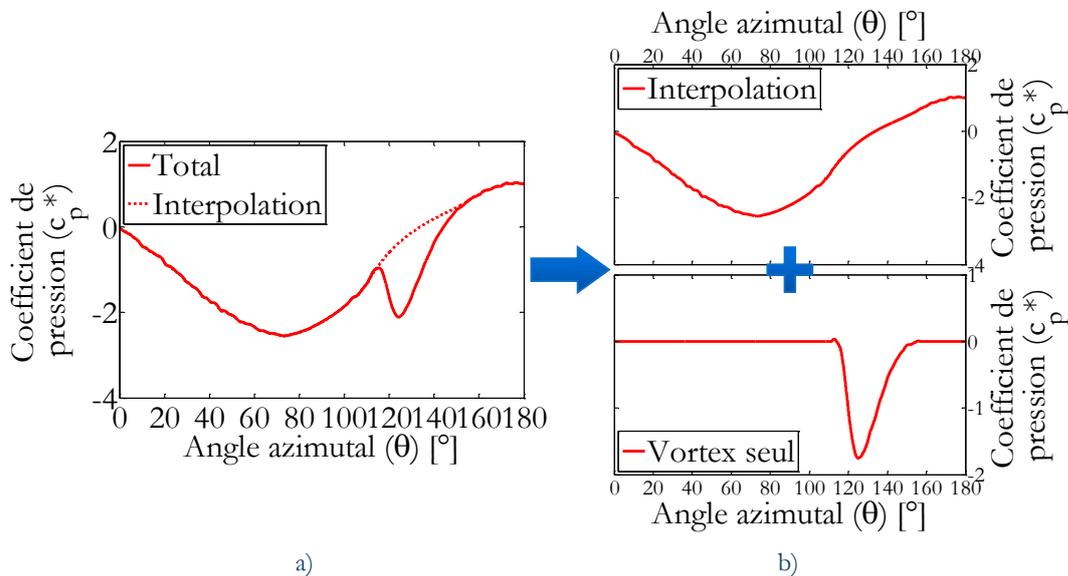


Figure 115 – Illustration du principe de superposition utilisé dans cette étude. L'exemple considéré s'appuie sur la mesure de pression à 20% de corde pour la configuration $\lambda \approx 1,7$ et $U_\infty \approx 12$ m/s.

a) Coefficient de pression (adimensionné par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de l'angle azimutal, tracé en trait continu rouge. Le trait pointillé est l'interpolation polynomiale réalisée entre les points immédiatement avant et après le pic de dépression.

b) En haut : coefficient de pression interpolé en fonction de l'angle azimutal. En bas : effet isolé du tourbillon de bord d'attaque sur le coefficient de pression en fonction de l'angle azimutal. Le coefficient de pression total se décompose en la somme arithmétique de ces deux contributions (interpolation et effet du vortex seul).

Dans un premier temps, on peut observer l'allure de l'effet du vortex seul sans s'intéresser à son amplitude en normalisant l'amplitude par la valeur absolue de l'amplitude maximale du pic. On observant l'amplitude normalisée de la contribution du tourbillon au coefficient de pression (voir figure 116, qui indique l'effet de succion à 40% de corde représentatif de ce qui se passe sur chacune des prises de pression), on remarque que la forme et la largeur de l'effet de succion sont comparables lorsque les vitesses réduites sont

similaires. Plus la vitesse réduite est grande, plus le pic de dépression est étalé sur une plage angulaire importante.

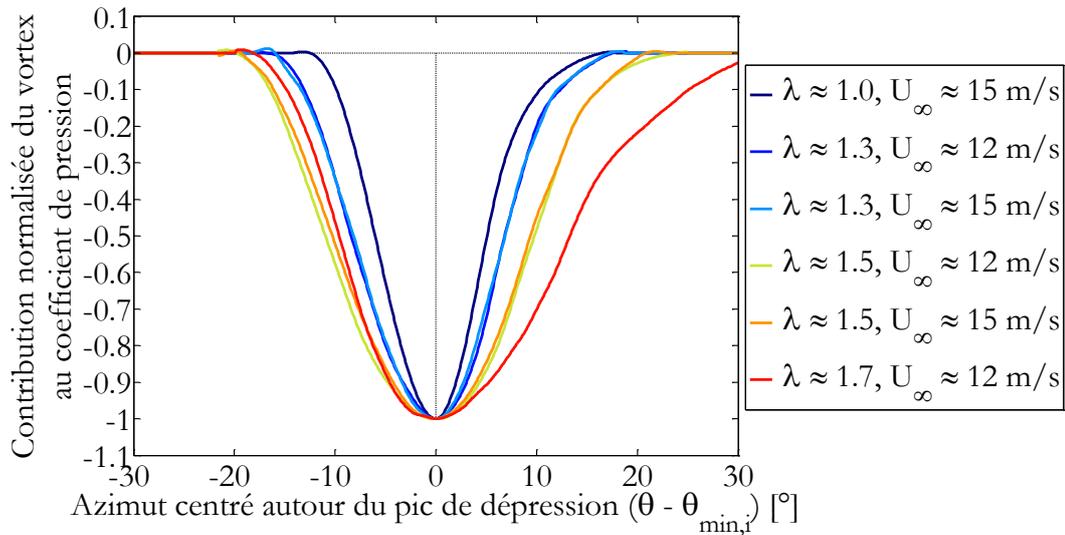


Figure 116 – Contribution normalisée de l'effet de succion du tourbillon de bord d'attaque à 40% de la corde en fonction de la position azimutale centrée autour de la position azimutale du minimum du pic de dépression, pour différentes configurations. $\theta_{\min,i}$ est l'angle azimutal du minimum du pic de dépression pour la prise de pression d'indice i . L'ordonnée est la contribution du tourbillon au coefficient de pression normalisée par la valeur absolue du minimum de cette contribution.

Puisque la largeur du pic de dépression semble être proportionnelle à la vitesse réduite, le choix est fait sur la figure 117 de représenter l'amplitude normalisée de l'effet du vortex en fonction de la position azimutale centrée divisée par la vitesse réduite. On note alors que les courbes sont proches quelle que soit la configuration. On peut relier cela au fait que la vitesse de convection du tourbillon de bord d'attaque est approximativement proportionnelle à la vitesse relative de l'écoulement U_r (voir paragraphe VI.2) qui est elle-même en lien direct avec la vitesse réduite. L'intervalle d'azimut que couvre l'effet direct du vortex pour une prise de pression donnée est ainsi globalement compris aux alentours de 20° à 30° multiplié par la vitesse réduite.

Hormis cette dépendance de la largeur du pic, on remarque que la forme du pic de succion est relativement indépendante de la vitesse réduite. Elle dépend surtout de la position sur la pale. Pour les prises à 10% et 20% de corde, la dépression se fait rapidement, puis la diminution de l'effet se fait à un rythme plus lent (voir figure 117.a). Cette dissymétrie est en revanche beaucoup moins évidente pour les prises de pression supérieures ou égales à 40% de corde (voir figure 117.b). Cette dissymétrie s'explique tout d'abord par le fait que le vortex n'est pas physiquement un tourbillon isolé mais plutôt l'enroulement d'une couche cisailée qui se comporte par nature de manière dissymétrique. Cette dissymétrie s'estompe quand le tourbillon s'éloigne du bord d'attaque car l'enroulement tourbillonnaire devient tel que le tourbillon peut s'apparenter à un tourbillon isolé. Ensuite, il a été constaté que sa vitesse de convection est légèrement plus lente à 10% et 20% de corde car le vortex est en phase initiale de formation (voir paragraphe VI.2). Enfin, l'alimentation du vortex ne doit probablement pas se faire de manière linéaire, mais de manière plus soutenue vers le bord de d'attaque que vers le bord de fuite donc les variations d'intensité et de la taille du vortex peuvent moduler l'effet induit de manière irrégulière.

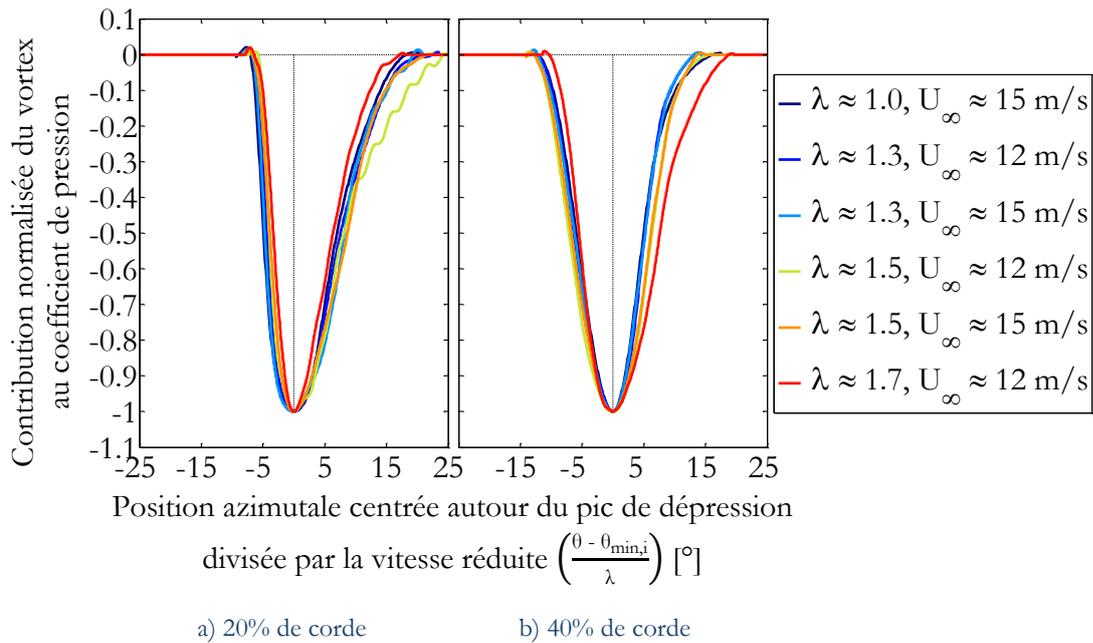


Figure 117 – Représentation normalisée de l’effet de succion du tourbillon de bord d’attaque pour deux positions sur le profil (à 20% et 40% de la corde) et pour différentes configurations. L’ordonnée est la contribution du tourbillon au coefficient de pression normalisée par la valeur absolue du minimum de cette contribution. L’ordonnée minimum vaut donc -1. L’abscisse correspond au rapport $\frac{\theta - \theta_{\min,i}}{\lambda}$, où θ l’angle azimutal, $\theta_{\min,i}$ l’angle azimutal du minimum du pic de dépression pour la prise de pression d’indice i et λ la vitesse réduite. Les couleurs distinguent les configurations.

La figure 118 donne un aperçu de l’évolution de l’amplitude du pic de dépression en fonction de la position sur la pale pour une configuration donnée. Pour la prise de pression à 10% de corde, l’amplitude du pic est selon les configurations de 15% à 50% moins élevée que celle de la prise à 20% de corde. On peut associer cela au fait qu’à 10% de corde, le vortex n’est vraisemblablement pas encore formé, et il ne crée donc pas autant de dépression qu’une structure tourbillonnaire complètement constituée comme elle peut l’être à partir de 20% de corde. Ceci est en accord avec la littérature ([170]) qui indique que le vortex de bord d’attaque se forme entre 20% et 25% de corde.

Au-delà de 20% de corde, l’amplitude du pic de succion diminue en particulier parce que le grossissement du vortex et l’incidence relative élevée et croissante du profil provoquent un éloignement du tourbillon par rapport à la paroi, réduisant ainsi son effet. Les prises de pression supérieures à 70% de corde ne sont pas affichées car la baisse de l’amplitude est telle qu’il n’est plus possible d’identifier et d’isoler la seule contribution du tourbillon de bord d’attaque.

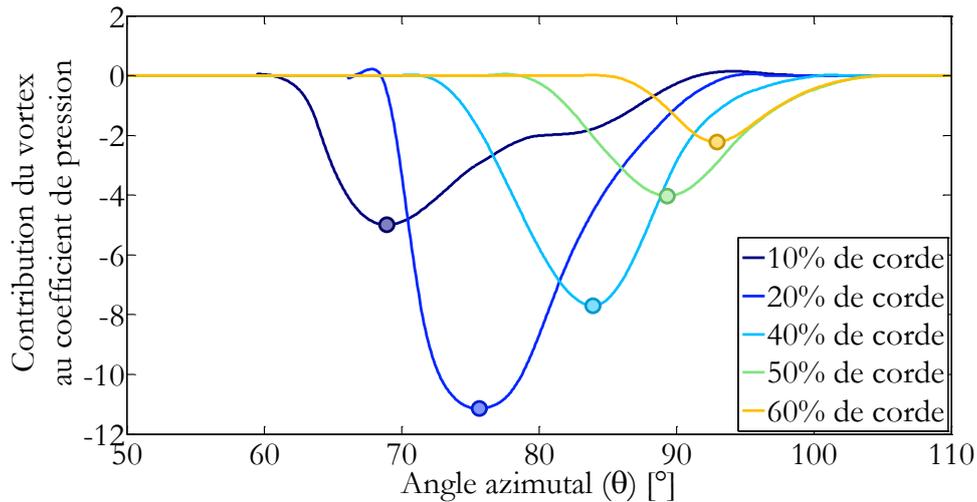


Figure 118 – Contribution du vortex au coefficient de pression en fonction de l'angle azimutal pour différentes positions sur la pale pour la configuration $\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s. Les couleurs distinguent les courbes en fonction de la position des prises de pression sur la corde. Les marqueurs sont placés aux azimuts où l'amplitude de l'effet de succion du tourbillon est la plus grande.

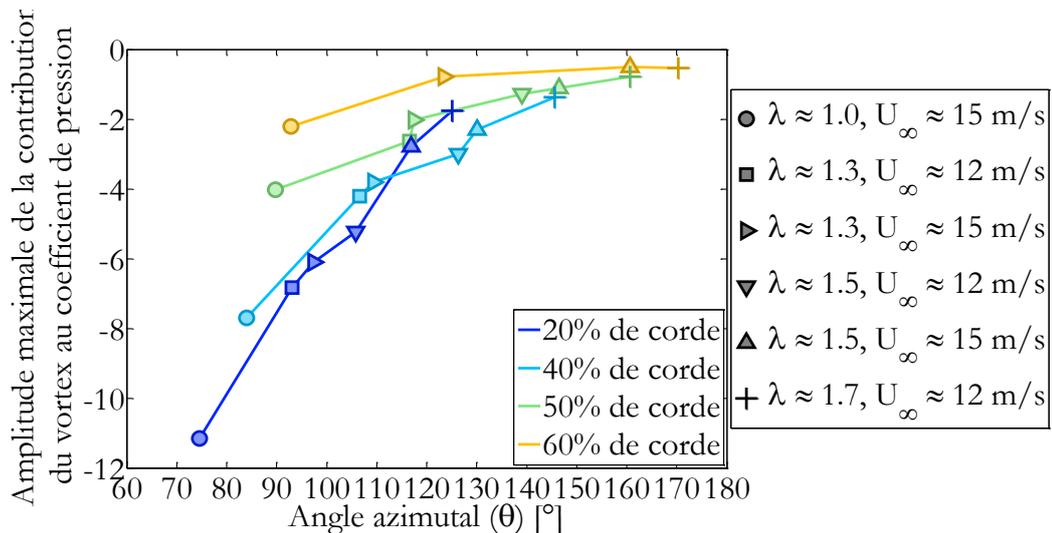


Figure 119 – Amplitude maximale de la contribution du vortex au coefficient de pression en fonction de l'angle azimutal pour différentes positions sur la corde (20% à 60%) et pour différentes configurations. Les couleurs distinguent les courbes en fonction de la position des prises de pression sur la corde. Les formes des marqueurs distinguent les points en fonction de la configuration. Il existe des configurations pour lesquelles il n'est pas possible de détecter le tourbillon à 60% de corde.

D'une configuration à une autre, l'amplitude maximale de la contribution du tourbillon est différente. La relation que l'on peut estimer est que plus le tourbillon se forme tard dans un cycle de rotation de la pale, plus son amplitude est faible (voir figure 119). Cette tendance est vérifiée sur toutes les prises de pression, mais à des rythmes de décroissance différentes selon la position sur la corde. Les facteurs qui sont à l'origine de cette tendance sont nombreux. Le fait que l'amplitude du pic de succion est plus faible pour les vitesses réduites élevées est naturellement lié aux conditions d'écoulement moins critiques (notamment un taux de variation d'incidence plus faible, voir paragraphe V.2.2.1). Pour une vitesse réduite donnée, l'amplitude du pic de succion diminue également lorsque la vitesse infini amont augmente. Une des explications est liée au retardement du décrochage (voir paragraphe V.3.1). Lorsque le tourbillon se forme plus tard, le taux de variation d'incidence (voir figure 84) et la vitesse relative de l'écoulement par rapport au profil (voir figure 88) sont

plus faibles, il y a donc moins d'énergie contenue dans l'écoulement et le tourbillon est par conséquent moins énergétique et son effet moindre.

VI.4.2 Effet du tourbillon sur les coefficients globaux

Le pic de dépression visible sur les prises de pression engendre un effet sur les coefficients de forces normale et tangentielle qui peut être déduit de l'intégration et de la projection de la pression. A partir des sept prises de pression à notre disposition, une interpolation a été réalisée pour évaluer la répartition de pression sur le profil. Cette interpolation a été guidée selon la position du tourbillon de bord d'attaque de manière à faciliter son suivi. La méthode d'interpolation, identique à celle utilisée pour le paragraphe V.2.2.5 est décrite dans l'annexe A.2. Ensuite, la pression a été intégrée sur la face intérieure et projetée dans les directions normales et tangentielles au profil. Cette estimation de la contribution du tourbillon aux efforts souffre néanmoins du manque de mesures de pression entre les prises et au-delà, en particulier la zone entre le 0% et 10% de corde qui joue un rôle important dans le calcul de l'effort tangentiel. Malgré cela, l'intégration ne semble pas dénuée de sens, d'autant plus qu'il a été remarqué que le tourbillon de bord d'attaque n'est pas créé au bord d'attaque mais plus en aval, donc son influence avant 10% de corde est moindre par rapport à un écoulement attaché et l'erreur commise ne doit pas modifier la compréhension du phénomène.

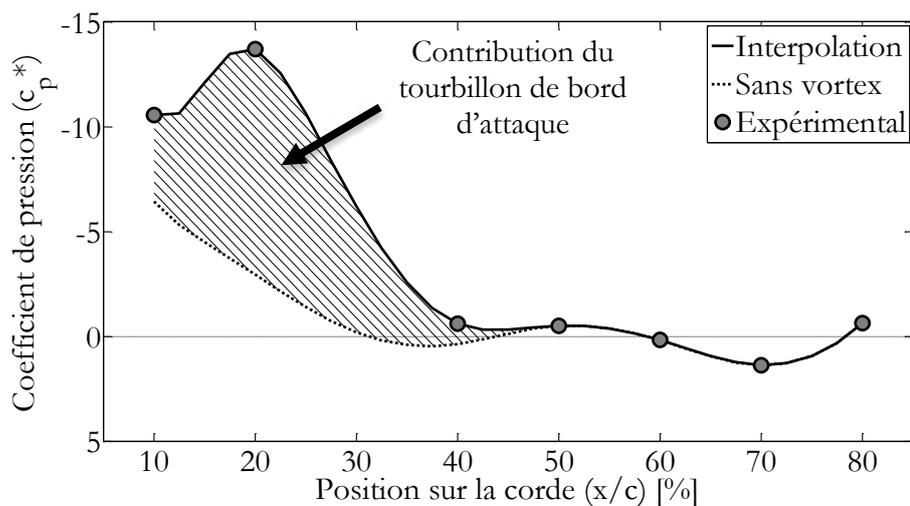


Figure 120 – Répartition interpolée du coefficient de pression expérimental pour la configuration $\lambda \approx 1,0$ et $U_\infty \approx 15$ m/s lorsque $\theta = 75^\circ$, c'est-à-dire lorsque le tourbillon de bord d'attaque se situe vers 20% de corde. La pression est adimensionnée par la pression dynamique liée à la rotation $\frac{1}{2}\rho(\lambda U_\infty)^2$. Le trait continu représente l'interpolation réalisée entre les prises de pression de 10% à 80% de corde. Le trait pointillé représente l'estimation de la distribution de pression réalisée par interpolation polynomiale comme présentée sur la figure 115. La zone hachurée entre les deux courbes est la seule contribution du tourbillon au coefficient de pression.

Le principe de superposition présenté sur la figure 115 continue d'être utilisé ici et permet de dissocier l'effet du tourbillon du reste comme indiqué sur la figure 120. Une fois isolé, il est intéressant de visualiser l'évolution de ces contributions du tourbillon sur les coefficients de force normale et tangentielle (notés respectivement C_N^v et C_T^v) en fonction du temps ou de la position du vortex (qui sont liés, voir figure 110). Pour comparer la forme de ces contributions indépendamment de la configuration, on trace sur la figure 121 les allures des contributions normalisées par l'amplitude maximale en fonction de la position du

tourbillon sur la corde. On remarque que les contributions prennent une forme comparable quelle que soit la configuration. En comparant globalement les contributions C_N^v et C_T^v pour les différentes configurations, on note quelques fluctuations entre les configurations lorsque le tourbillon est au bord d'attaque à cause de l'imprécision de l'extrapolation entre 0% et 10% de corde. La correspondance entre les courbes est aussi moins bonne lorsque le tourbillon s'éloigne du bord d'attaque. Ceci reflète peut-être une différence de comportement selon les configurations mais s'explique en partie aussi par la détection de l'effet du tourbillon qui devient plus complexe vers l'arrière du profil du fait de sa faible amplitude. On peut aussi juger que pour une position du vortex au-delà de 80% de corde, il n'a plus d'effet direct sur les efforts aérodynamiques. Ce phénomène est peut être accentué par le manque de prises de pression au-delà de 80% de corde, mais correspond malgré tout à la faiblesse de l'effet du tourbillon sur les prises de pression située après 70% de corde (voir par exemple figure 78).

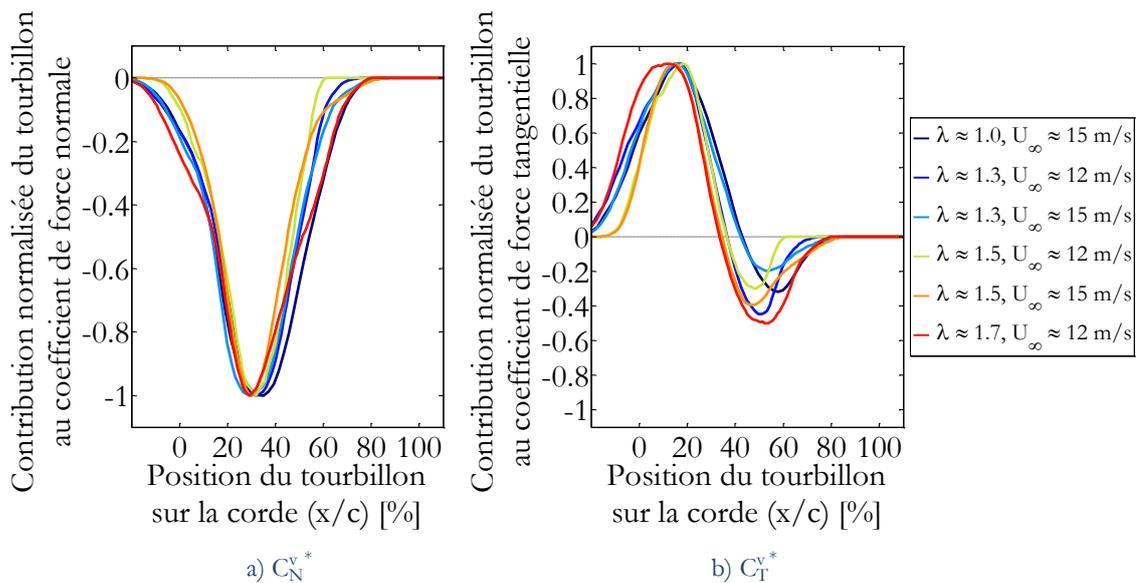


Figure 121 – Contributions expérimentales normalisées du vortex aux coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position sur la corde. Les contributions sont calculées par intégration sur toute la face intérieure du profil (après interpolation et extrapolation) et peuvent être surestimées lorsque le tourbillon est proche du bord d'attaque (voir annexe A.2.3.1). Chacune des contributions est normalisée par le maximum de la valeur absolue de la contribution du tourbillon. La position du tourbillon est estimée grâce à la relation linéaire entre la position et la variable de temps adimensionnée (voir figure 110).

Pour l'effort normal, la contribution normalisée du tourbillon prend la forme d'une courbe en cloche avec une amplitude maximale lorsque le tourbillon est aux alentours de 30% de la corde. Pour l'effort tangentiel, il y a une ondulation positive puis négative du coefficient de force, correspondant à un effet moteur suivi d'un effet freinant pour la rotation de l'éolienne. La bascule d'une valeur positive à une valeur négative se produit lorsque le tourbillon se situe globalement entre 32% et 42% de la corde. Cette bascule s'explique en grande partie par un simple effet de projection (voir figure 94). Si l'on imagine l'effet de succion du tourbillon comme agissant selon la direction normale à sa position au-dessus de la surface de la pale, la résultante normale agira toujours dans le même sens (vers l'intérieur du rotor), mais la résultante tangentielle sera positive ou négative selon qu'elle se trouve respectivement en amont ou en aval du point d'épaisseur maximale sur la face intérieure du profil de pale. Pour un profil NACA0015, le point d'épaisseur maximal est à 30% de la corde, ce qui correspond au point pour lequel le coefficient de force normale est maximum. Ce point ne correspond par contre pas exactement avec la position pour laquelle il y a le

basculement positif-négatif du coefficient de force tangentiel car l'amplitude de l'effet de succion diminue lorsque le tourbillon se déplace (voir paragraphe VI.4.1) et il résulte en réalité de l'intégration sur une certaine surface, donc même si un tourbillon est au-delà du point d'épaisseur maximal, il peut continuer à avoir un effet sur la portion en amont de ce point. On peut aussi observer que la contribution motrice a une amplitude plus grande que la contribution résistive qui n'atteint qu'environ 20% à 50% de l'amplitude de cette première. Par conséquent, s'il est considéré comme indépendant du décollement de la couche limite de bord de fuite, l'effet isolé du tourbillon de bord d'attaque est en moyenne moteur pour la production de couple et de puissance.

VI.4.3 Comparaison expérimental/numérique

Maintenant que des estimations des contributions C_N^{v*} et C_T^{v*} ont été obtenues, on peut les comparer à celles obtenues avec le modèle numérique de Leishman-Beddoes. Les méthodes de calcul sont rappelées dans l'A.1.3. Une fois la position du tourbillon donnée, les contributions sont essentiellement réglées par la constante de temps adimensionnée T_v . Elle correspond à la constante de temps qui règle la façon dont l'effet de succion va augmenter et diminuer en fonction des conditions d'écoulement autour du profil. Ici la valeur la plus communément utilisée du paramètre est choisie (voir annexe A.1.4).

En regardant les allures normalisées (c'est-à-dire adimensionnées par l'amplitude maximum) des contributions du tourbillon aux coefficients aérodynamiques telles qu'elles sont présentées sur la figure 122, on peut émettre plusieurs commentaires et distinguer certaines différences par rapport à la figure 121 :

- Que ce soit pour les efforts normaux ou tangentiels, les formes des contributions sont principalement guidées par les conditions d'écoulement (incidence et vitesse incidente), d'après le modèle de Leishman-Beddoes. Or expérimentalement, il semble que ce soit principalement la position sur la pale qui module les formes de C_N^{v*} et C_T^{v*} . Par conséquent, les positions du tourbillon pour lesquelles le coefficient de force normale ou tangentielle est maximum ne sont pas à des positions fixes, mais dépendent de la configuration étudiée. Numériquement, la phase de décroissance du coefficient de force normale est amorcée lorsque la variation d'angle d'incidence change de signe, donc quand l'incidence réaugmente après avoir atteint son extremum négatif.
- Le coefficient numérique de force tangentielle reste systématiquement positif alors que le coefficient expérimental présente une oscillation positive puis négative du coefficient. Ceci est dû à la formulation de C_T^{v*} dont le signe ne dépend pas de la position du tourbillon selon la corde.
- Le coefficient numérique de force normale n'atteint pas systématiquement une valeur nulle lorsque le tourbillon quitte le profil. La construction C_N^{v*} avec une décroissance du premier ordre lorsque le tourbillon n'est plus alimenté peut mener à la situation où l'effet du tourbillon n'a pas encore totalement disparu, même après que l'incidence ait changé de signe ou que le tourbillon ait dépassé le bord de fuite. En pratique, aucun signe de l'effet du tourbillon n'est perceptible après 80% de corde.
- Numériquement, il n'y a pas seulement un pic de la contribution du tourbillon au coefficient de force normale, il y a également une fluctuation

de la contribution lorsque le tourbillon se situe vers 80% à 100% de la corde pour les vitesses réduites les plus élevées. Ceci s'explique par la construction de C_N^v . Cet élément est naturellement adimensionné à l'aide de la vitesse perçue par le profil, soit la vitesse U_r qui varie dans le temps. La figure 122 représente C_N^{v*} qui est adimensionné à l'aide de la vitesse liée uniquement à la rotation, soit $\lambda U_\infty = R\omega$. Donc si C_N^{v*} regagne en amplitude, cela peut être dû au fait que la vitesse relative réaugmente. Or c'est le cas pour les vitesses réduites élevées : le tourbillon apparaît tard dans le cycle (voir paragraphe V.2.2.2) et rejoint tardivement le bord de fuite, au début de la phase aval, à un moment où la vitesse relative réaugmente. Cette observation n'est au final pas vérifiée expérimentalement car il n'y a plus de trace du tourbillon au-delà de 80% de corde.

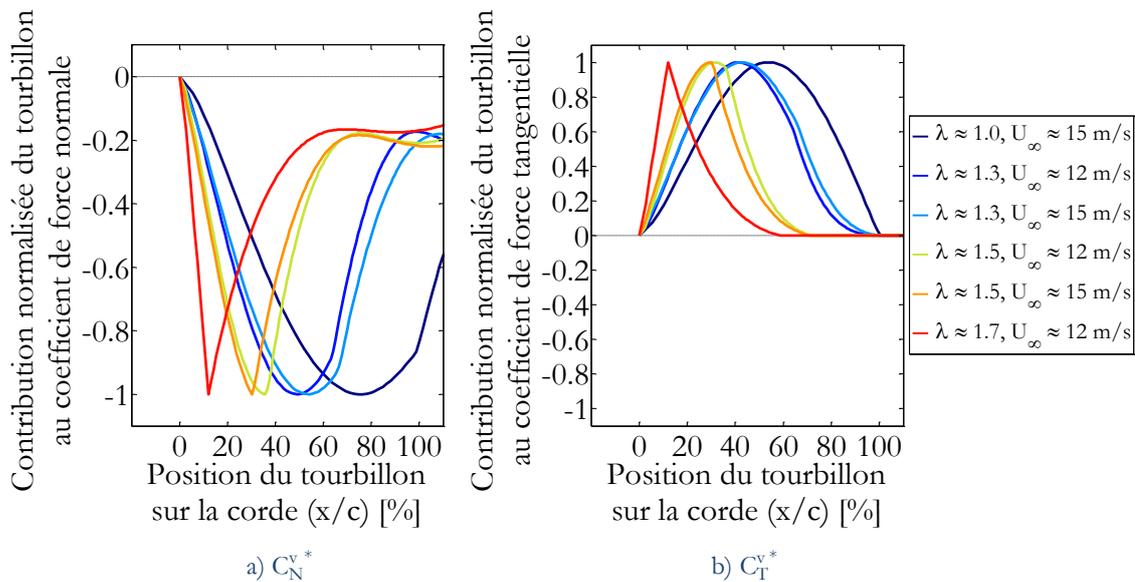


Figure 122 – Contributions normalisées du vortex aux coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position sur la corde d'après le modèle de Leishman-Beddoes. Les contributions sont calculées grâce aux formules présentées dans l'annexe A.1.3.3. Chacune des contributions est normalisée par le maximum de la valeur absolue de la contribution du tourbillon.

L'ensemble de ces remarques mène à la conclusion qu'ainsi modélisés et paramétrés, les contributions du tourbillon de décrochage dynamique sur les efforts normaux et tangentiels ne correspondent pas, ne serait-ce que dans leur forme, à l'analyse qui a été tirée des expériences sur une éolienne Darrieus réalisées ici. Pour vérifier qu'il ne s'agissait pas d'un mauvais paramétrage, différentes valeurs de la constante T_v ont été testées et les résultats sont présentés sur la figure 123. On voit que le paramètre n'a que peu d'influence sur l'allure du coefficient de force normale tant que le tourbillon est éloigné du bord de fuite et a une influence pratiquement insignifiante sur le coefficient de force tangentielle. Les conclusions sur l'adéquation de la méthode de modélisation ne sont donc pas dépendantes de la valeur du paramètre T_v .

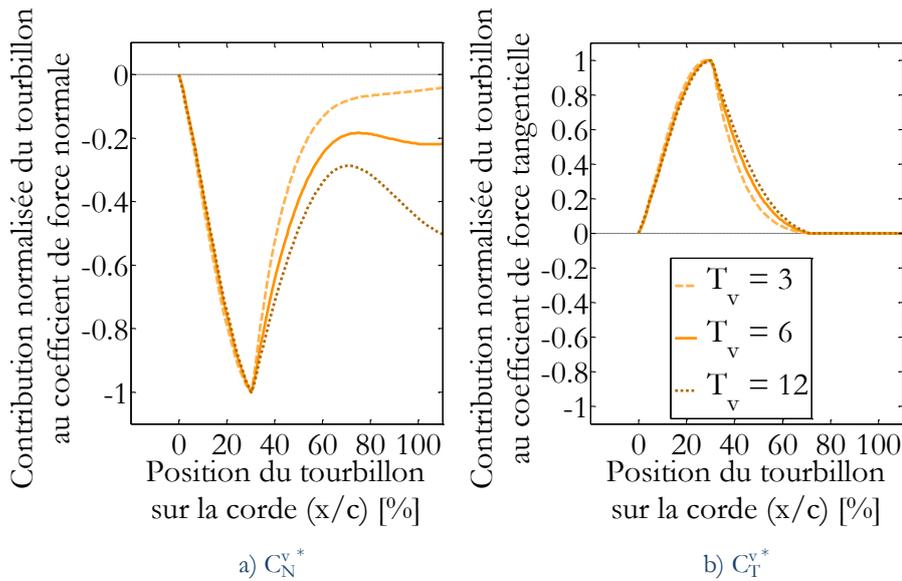


Figure 123 – Contributions normalisées du vortex aux coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position sur la corde d'après le modèle de Leishman-Beddoes. Les contributions sont calculées grâce aux formules présentées dans l'annexe A.1.3.3. Chacune des contributions est normalisée par le maximum de la valeur absolue de la contribution du tourbillon. Les couleurs et la forme des traits distinguent les courbes selon la valeur de la constante de temps adimensionnée T_v .

Il existe une autre méthode de modélisation de C_N^v et C_T^v mentionnée par Sheng et al. [233] qui précisent suivre le principe introduit par Beddoes [28] dans sa troisième génération de modèle de décrochage dynamique. La méthode utilisée respecte l'adaptation qu'en fait Scheurich [222] et est détaillée dans l'annexe A.1.3.3. Le choix est fait dans ce modèle de prescrire la forme de la contribution du tourbillon au coefficient de force normale. Le terme C_N^v est construit à l'aide de branches de fonctions trigonométriques (cosinus et sinus élevés à une certaine puissance) et est réglé par une constante T_v (laissée à la valeur $T_v = 6$ choisie par Scheurich [222]), par la position du tourbillon sur la pale, par la position du point de décollement et par l'évolution des conditions d'écoulement autour du profil (qui intervient à travers la variable de temps adimensionnée τ). La figure 124 représente les contributions C_N^v et C_T^v en fonction de la position sur le tourbillon. On remarque que la forme de la courbe de coefficient de force normale correspond davantage à la courbe en cloche attendue, visible sur la figure 121. Le coefficient de force normale prend une valeur négative pour certaines configurations (aux vitesses réduites les plus élevées), mais ce n'est pas dû à la position du tourbillon, c'est seulement dû au changement de l'angle d'incidence qui change mécaniquement le signe des contributions étant donné la formulation des contributions. La même différence de comportement est remarquée qu'avec le modèle de Leishman-Beddoes classique quant à la dépendance importante de la position des extrema. Cela ne correspond pas à une position fixe du tourbillon sur la pale.

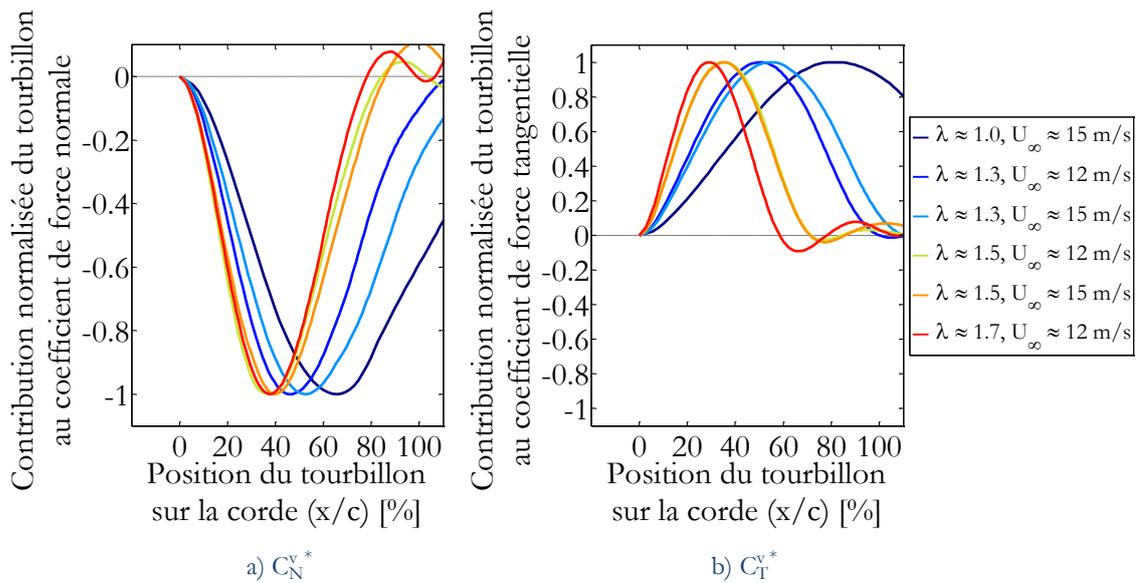


Figure 124 – Contributions normalisées du vortex aux coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position sur la corde d'après le module de calcul de l'influence du tourbillon tel qu'il est adapté par Scheurich [222]. Les contributions sont calculées grâce aux formules présentées dans l'annexe A.1.3.3 avec une constante $T_v = 6$. Chacune des contributions est normalisée par le maximum de la valeur absolue de la contribution du tourbillon. Les courbes ne sont affichées que tant que l'angle d'incidence ne change pas de signe.

En revanche, l'influence du paramètre T_v est davantage significatif qu'avec la méthode de modélisation précédente. S'il est également un paramètre pour moduler la contribution du tourbillon, il n'évoque plus la même représentation physique. Avec le modèle classique, il s'agit d'une constante de temps pour la réponse du premier ordre en alimentation et en diffusion du tourbillon, alors qu'avec le modèle remanié, il s'agit d'un paramètre qui permet d'adapter directement l'amplitude de C_N^v et C_T^v en fonction de la variable de temps adimensionnée τ . On peut estimer qu'il s'agit du temps adimensionné pour lequel la contribution du tourbillon sur le coefficient de force normale est maximum. Ainsi, la forme de l'effet du tourbillon peut être rapprochée de celle expérimentale en liant T_v avec T_{VL} et le point d'épaisseur maximal du profil, noté ici $x_{ep,max}$, par exemple en choisissant une relation du type :

$$T_v = \frac{x_{ep,max}}{c} T_{VL} = 0,3 T_{VL} \quad (120)$$

On obtient la contribution normalisée du tourbillon au coefficient de force normale présentée sur la figure 125.a qui a les mêmes propriétés principales que celle expérimentale, à savoir : une amplitude maximale de la contribution lorsque le tourbillon est situé à 30% de corde et une atténuation des effets jusqu'à 80% de corde. L'allure s'est aussi améliorée pour la contribution sur le coefficient de force tangentielle, mais le changement de signe de la contribution reste inévitablement absent étant donnée la formulation du modèle.

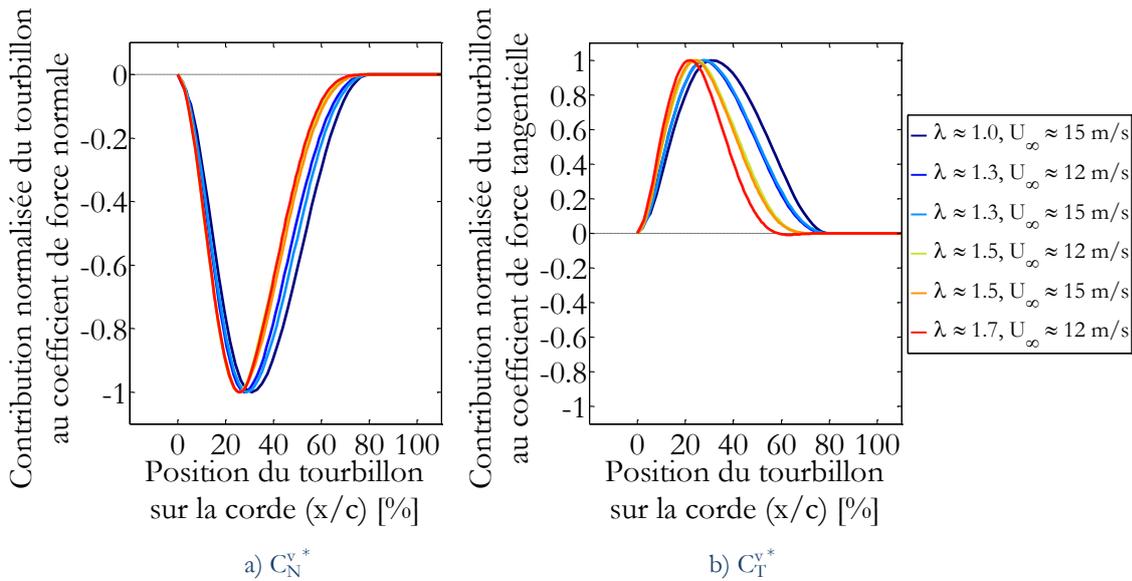


Figure 125 – Contributions normalisées du vortex aux coefficients de force normale (a) et tangentielle (b) (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de la position sur la corde d'après le module de calcul de l'influence du tourbillon tel qu'il est adapté par Scheurich [222]. Les contributions sont calculées grâce aux formules présentées dans l'annexe A.1.3.3 avec une constante $T_v = 0,3T_{VL}$. Chacune des contributions est normalisée par le maximum de la valeur absolue de la contribution du tourbillon. Les courbes ne sont affichées que tant que l'angle d'incidence ne change pas de signe.

En ce qui concerne l'amplitude non-normalisée de l'effet du tourbillon, il existe malgré tout un écart significatif. Les figures 126 et 127 montrent les amplitudes maximales des contributions du tourbillon à C_N^v et C_T^v en fonction de la position azimutale. Expérimentalement comme numériquement, l'amplitude maximale atteinte diminue en valeur absolue lorsque le tourbillon apparaît tard. Cette diminution est associée à une augmentation de la vitesse réduite ou à une augmentation de la vitesse infini amont.

Le rapport entre les amplitudes maximales expérimentales et numériques n'est pas constant, donc un facteur correctif ne suffit pas à rectifier les amplitudes. L'ordre de grandeur des facteurs d'écart entre le résultat numérique et expérimental est d'environ 0,6 pour C_N^v et 4 pour C_T^v . Cet écart conséquent est le résultat, d'une part, des incertitudes liées aux mesures expérimentales et aux traitements des données (avec notamment l'utilisation d'un mélange de résultats expérimentaux et numériques ainsi que les interpolations et les extrapolations de la pression), et d'autre part, le résultat d'un ensemble d'hypothèses et de modèles numériques qui cumulent les sources d'erreur.

En conclusion sur le modèle de l'effet du tourbillon, l'adéquation du modèle de Leishman-Beddoes ou des adaptations du modèle qui ont été testés reste assez discutable. S'il est possible de reconstruire artificiellement une réponse comparable dans sa forme à la réponse des coefficients d'efforts aérodynamiques déduits de l'expérience, l'amplitude n'est pas du même ordre de grandeur. L'ajout d'un facteur correcteur peut améliorer la concordance des résultats mais relève plus d'un bricolage hasardeux que d'une amélioration réelle du modèle qui présente invariablement des limitations dans les conditions dans lesquels on essaye de le faire fonctionner. Cependant, si l'imprécision de l'estimation erronée de C_N^v est problématique car la contribution du tourbillon à l'effort normal est notable (voir paragraphe V.2.2.5), il faut garder à l'esprit que pour le coefficient de force tangentielle, l'ordre de grandeur de C_T^v (la contribution directe du tourbillon à l'effort tangentielle) reste très faible

devant l'ampleur des modifications induites par la séparation de l'écoulement au bord d'attaque et la perte de la succion de bord d'attaque estimée à travers le terme C_T^S (voir annexe A.1.2.2). Donc une erreur sur l'estimation de C_T^V ne sera pas dramatique pour l'estimation de puissance produite tant que C_T^S est correctement évalué.

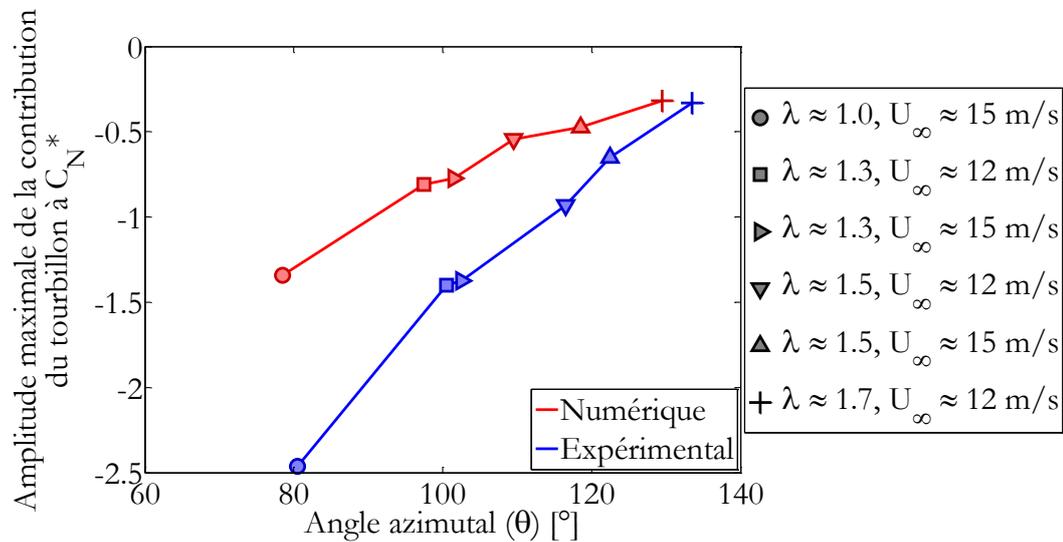


Figure 126 – Amplitude maximale de la contribution du vortex au coefficient de force normale (adimensionné par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de l'angle azimutal pour différentes configurations. La courbe rouge est issue du calcul numérique basé sur l'adaptation du modèle de Leishman-Beddoes proposé par Scheurich [222] avec une constante $T_v = 0,3T_{vL}$. Les formes des marqueurs distinguent les points en fonction de la configuration.

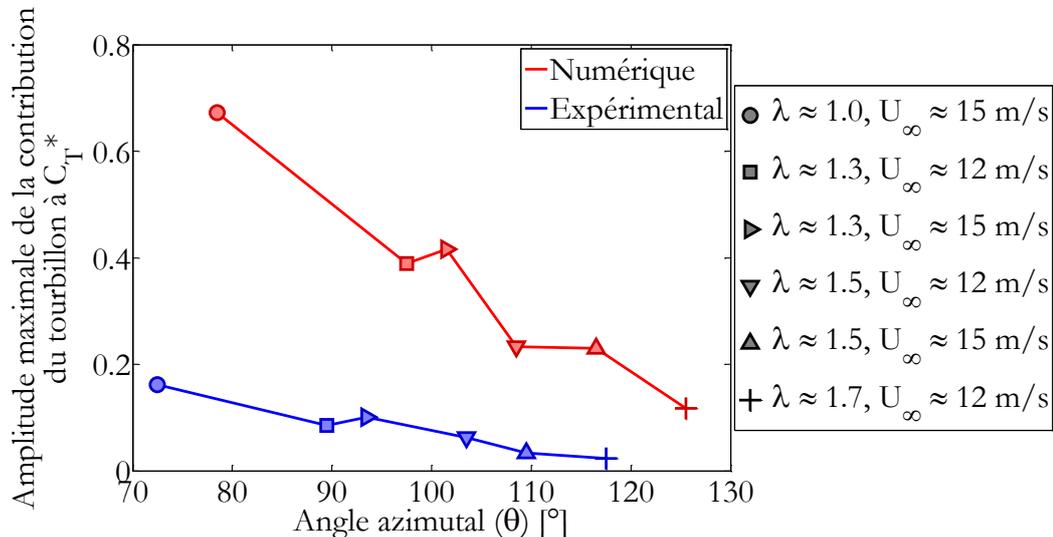


Figure 127 – Amplitude maximale de la contribution du vortex au coefficient de force tangentielle (adimensionné par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) en fonction de l'angle azimutal pour différentes configurations. La courbe rouge est issue du calcul numérique basé sur l'adaptation du modèle de Leishman-Beddoes proposé par Scheurich [222] avec une constante $T_v = 0,3T_{vL}$. Les formes des marqueurs distinguent les points en fonction de la configuration.

VI.5 Conclusion

A l'aide des mesures expérimentales de pression réalisées au cours de cette étude, une analyse de certains aspects du modèle de décrochage dynamique de Leishman-Beddoes a été menée. Le modèle de Leishman-Beddoes est un modèle largement utilisé dans le secteur aéronautique pour lequel il a été conçu, mais son application s'est généralisée à des domaines comme l'éolien. Les conditions extrêmes de variation d'incidence et de vitesse rencontrées dans ces domaines font parfois fonctionner le modèle en dehors de son régime d'application compte tenu des hypothèses qui sont prises. L'étude présentée dans ce chapitre porte sur le module de calcul de l'effet du tourbillon de bord d'attaque.

La dynamique du tourbillon au-dessus du profil a d'abord été examinée. Il a été montré que l'hypothèse de vitesse de convection du tourbillon proportionnelle à la vitesse relative U_r tout au long du profil semble être une bonne approximation de ce qui est observé à partir d'une position supérieure à 20% de la corde. Par contre, la constante de proportionnalité est dépendante des conditions puisque la vitesse de convection oscille entre $0,27U_r$ et $0,45U_r$.

Ensuite, l'instant d'apparition du tourbillon au bord d'attaque a été relié au critère d'apparition proposé par Leishman et Beddoes [153]. Il ressort que le modèle tel qu'il a été proposé initialement anticipe le déclenchement du tourbillon. Il s'agit de la même constatation que celle déjà faite par Sheng et al. [233] qui ont proposé d'introduire un retard supplémentaire au modèle. Il est montré ici que ce retard supplémentaire permet effectivement de caler l'instant d'apparition du tourbillon et de reconstruire une évolution de la dynamique tourbillonnaire comparable à l'expérience. Néanmoins, la constante de temps est dépendante de la vitesse réduite et de la vitesse infini amont, ce qui rend son application et son extension à d'autres configurations incertaines.

Enfin, un protocole a été mis en place pour estimer l'effet direct du tourbillon sur la distribution de pression et sur les efforts normaux et tangentiels. Ceci a permis d'établir que l'intensité de la dépression induite par le tourbillon est maximale lorsqu'il est situé aux alentours de 20% de corde et que cette intensité diminue d'autant plus que le tourbillon apparaît à une position azimutale tardive. L'intégration de cet effet de succion montre que le tourbillon peut avoir à lui seul un effet moteur ou résistif selon sa position sur la corde, mais qu'au total, son effet est globalement plus moteur que résistif. Les modèles numériques existants ne permettent pas de retrouver exactement cette observation.

Cette étude illustre au final le fait que le modèle de Leishman-Beddoes a de bonnes dispositions pour pouvoir reproduire l'évolution du tourbillon de bord d'attaque mais a encore besoin de corrections ou d'adaptations pour pouvoir être utilisé avec confiance. Une tentative d'adaptation du modèle pour les éoliennes Darrieus a déjà été proposée par Coton et al. [55] mais n'a pas donné de suite. D'après les analyses faites ici, il est probablement important de donner un rôle plus important à la position du tourbillon selon la corde pour la modulation de l'effet du tourbillon, et éventuellement aussi à la géométrie du profil. Une piste serait de déterminer un modèle de l'évolution de l'effet de succion du tourbillon sur la pression pariétale, c'est-à-dire un modèle qui décrit l'évolution de l'effet de succion en fonction des conditions d'écoulement et de la position du tourbillon comme présenté sur la figure 119. La connaissance de cet effet donnerait accès à l'effet direct du tourbillon sur les efforts en intégrant la pression, ce qui prendrait en considération l'influence de la géométrie de la pale. La construction d'un modèle amélioré et adapté aux éoliennes à axe vertical nécessiterait une base de données importante et fiable. Il n'y a aucune indication que les observations faites dans cette étude sont généralisables à d'autres géométries de rotor.

VI. CONCLUSION

VII.1 Bilan de l'étude

La thèse a été initiée pour contribuer à l'amélioration d'un outil numérique de modélisation aérodynamique d'une éolienne Darrieus développée par Noveol SAS. Le modèle numérique qui a été préféré est une méthode des panneaux bidimensionnelle classique. L'outil numérique devait permettre le dimensionnement et l'optimisation de la géométrie du rotor et du profil des pales, mais les besoins industriels se sont heurtés aux problématiques scientifiques. Une des caractéristiques clés de la machine étudiée est sa solidité importante. La littérature nous informe sur les conséquences de ce choix en estimant que la vitesse réduite optimale doit avoir une valeur faible et que le décrochage dynamique doit jouer un rôle important en modifiant profondément la valeur des efforts aérodynamiques. Malheureusement, par la construction même du modèle numérique, l'écoulement simulé est potentiel et ne considère aucun décollement de la couche limite. Il faut donc ajouter une correction pour que l'outil numérique puisse prédire les performances de la machine. Or, les corrections qui existent sont semi-empiriques et n'ont pas été calibrées pour les éoliennes à axe vertical. Pour apporter une correction adaptée, il s'est avéré nécessaire de procéder à des essais expérimentaux pour mieux comprendre les phénomènes qui se produisent sur l'éolienne.

Les expériences en soufflerie ont consisté en des mesures sur une maquette d'éolienne en rotation. Les mesures ont comporté simultanément des relevés de pression pariétale et des estimations du champ de vitesse dans le sillage par PIV. Un ensemble de configurations a été testé, réunissant différentes vitesses réduites (entre $\lambda \approx 1,0$ et $\lambda \approx 1,9$) et différentes vitesses infini amont (entre $U_\infty \approx 12$ m/s et $U_\infty \approx 17$ m/s). La mesure de pression sur un rotor est une technique de mesure plutôt inhabituelle et riche en information. Elle a permis d'obtenir des informations sur l'effet direct du tourbillon de décrochage dynamique, localisé selon sa position au-dessus du profil.

L'analyse s'est axée selon deux directions : d'une part, mieux comprendre la dynamique du tourbillon de bord d'attaque en examinant l'effet de la vitesse réduite et de la vitesse infini amont, d'autre part, vérifier la capacité d'un modèle semi-empirique de décrochage dynamique à reproduire l'interaction du tourbillon de bord d'attaque avec la pale. Le modèle semi-empirique étudié est le modèle de Leishman-Beddoes ([153]).

VII.1.1 Vers une meilleure compréhension du décrochage dynamique sur les éoliennes Darrieus à forte solidité

Le décrochage dynamique diffère du décrochage statique principalement par le comportement différent du décollement de la couche limite et par l'apparition d'un tourbillon de bord d'attaque cohérent et aux caractéristiques statistiquement déterministes. L'étude présentée ici s'est concentrée uniquement sur l'étude du tourbillon de bord d'attaque, qui se concrétise sur les mesures de pression par un pic de dépression. Les mesures de pression pariétale n'ont par contre pas permis de donner, par leur niveau ou leur variabilité, des indications claires sur le décollement de la couche limite.

Les principaux apports de ce travail de thèse à la littérature sur le décrochage dynamique d'une éolienne Darrieus peuvent être résumés par la liste suivante :

- Etapes du processus de décrochage dynamique
 - Malgré la topologie particulière de l'écoulement autour de la pale (écoulement fortement incurvé, vitesse relative variable, etc.), le décrochage dynamique a les mêmes caractéristiques que celui d'un profil en tangage sinusoïdal ou en mouvement de pilonnement sinusoïdal, notamment le retardement du décrochage et le lâcher d'un tourbillon de bord d'attaque.
 - Une particularité s'ajoute au cas classique de profil en tangage sinusoïdal, il y a une interaction entre la pale et le tourbillon qu'elle a lâché. Cette interaction peut se manifester de plusieurs manières sur la pression pariétale en moyenne de phase : par une diminution de la pression et/ou par un écart type important, localisées et momentanées. Le moment où cette interaction apparaît dépend de la vitesse réduite et de la vitesse infini amont. Globalement, l'effet de cette interaction pale/tourbillon est faible par rapport à l'effet de succion lorsque le tourbillon est sur la pale ou par rapport aux évolutions de la pression dues au changement de l'incidence.
 - Suite à cette interaction, il apparaît que le tourbillon fusionne avec le tourbillon de bord de fuite (lié lui uniquement à la variation de circulation autour du profil) sauf si $\lambda \approx 1,0$, auquel cas l'interaction résulte en la création d'une paire de tourbillons contrarotatifs, dont les propriétés (circulation, rayon caractéristique, etc.) évoluent différemment entre les deux tourbillons.
- Apparition du tourbillon de décrochage dynamique
 - Il n'y a eu apparition du tourbillon que pour des vitesses réduites strictement inférieures à $\lambda \approx 1,9$, malgré un angle d'incidence maximal (-14°) qui dépasse à l'angle de décrochage statique (-12°). Le fait d'éliminer le tourbillon malgré une vitesse réduite faible pour laquelle beaucoup d'études détectent normalement un tourbillon est principalement dû à la solidité élevée de la machine.
 - Pour les configurations où un tourbillon de bord d'attaque existe, le signe d'un pic de succion apparaît dès 10% de corde, sans qu'il soit possible d'affirmer catégoriquement si ce signe correspond effectivement à un tourbillon clairement formé ou à un phénomène

préalable à la formation du tourbillon. Etant donné l'amplitude et la vitesse de convection du pic de succion à 10% de corde qui sont plus faibles qu'à 20% de corde, on peut penser qu'il s'agit en réalité d'un tourbillon en phase initiale de formation avec des propriétés différentes de celles que le tourbillon a par la suite.

- Le tourbillon apparaît d'autant plus tard que la vitesse réduite est élevée ou que la vitesse infini amont est élevée. L'instant où le tourbillon apparaît ne correspond pas à une incidence critique commune pour toutes les configurations.
- Convection du tourbillon de bord d'attaque
 - En valeur absolue, la convection du tourbillon au-dessus de la pale est plus lente lorsque la vitesse réduite ou la vitesse infini amont sont augmentées. Ces ralentissements sont en partie dus au fait que lorsque le tourbillon apparaît tardivement, la vitesse relative de l'écoulement est plus faible.
 - L'approximation d'un rapport constant entre la vitesse de convection du tourbillon et la vitesse relative de l'écoulement est une hypothèse valable. Ce rapport reste relativement constant à partir du moment où le tourbillon est positionné au-delà de 20% de la corde. Ce rapport dépend des conditions de vitesse réduite et de vitesse infini amont et s'étend globalement de 0,27 à 0,45.
- Effet direct du tourbillon de bord d'attaque
 - Le tourbillon de bord d'attaque provoque un effet de succion clairement distinguable jusqu'à environ 60% de la corde.
 - L'amplitude de l'effet de succion augmente lorsque le tourbillon va de 10% à 20% de corde, puis diminue lorsque le tourbillon se déplace au-delà d'environ 20% de la corde. Cette constatation reste vraie quelle que soit la vitesse réduite ou la vitesse infini amont.
 - Le tourbillon à lui seul provoque un effet positif puis négatif sur la création de force motrice (tangentielle). L'effet dépend de la position du tourbillon sur la corde et de la forme du profil. Globalement, l'effet positif est plus important que l'effet négatif.
 - L'effet positif du tourbillon isolé est néanmoins nettement moins important que l'effet négatif que représente la perte de la succion de bord d'attaque. La perte de la succion de bord d'attaque est conséquente au décollement de la couche limite au niveau du bord d'attaque.

VII.1.2 Vérification de la modélisation de l'effet du tourbillon de bord d'attaque par le modèle de Leishman-Beddoes

Les mesures expérimentales de pression donnent des renseignements sur l'effet direct du tourbillon sur la pale. A partir de ces informations, il a été possible de juger de la pertinence de certains aspects du modèle numérique de décrochage dynamique de Leishman-Beddoes. Les données recueillies ont d'abord permis de confirmer que le modèle de Leishman-Beddoes anticipe le déclenchement du tourbillon de bord d'attaque, comme l'ont constaté par exemple Sheng et al. [233]. Un retard supplémentaire est nécessaire mais la

constante de temps qui règle à ce retard est dépendante de la vitesse réduite et de la vitesse infini amont d'après les mesures effectuées. Ensuite, la convection du tourbillon s'est avérée correspondre de manière satisfaisante aux hypothèses de rapport constant entre la vitesse de convection du tourbillon et la vitesse relative de l'écoulement. La constante de temps qui contrôle cette convection du tourbillon s'est révélée être cohérente avec une partie de la littérature, malgré les conditions d'écoulement assez éloignées des cas classiques de décrochage dynamique. Enfin, la contribution du tourbillon sur les efforts normaux et tangentiels a montré certaines limites du modèle. Les différentes versions du modèle qui ont été testées n'ont pas permis de reproduire l'évolution correcte de cette contribution, ni dans sa forme, ni dans son amplitude.

Pour l'utilisation du modèle de Leishman-Beddoes sur les éoliennes Darrieus, l'étude a montré qu'il n'y a pas de recalage évident des constantes du modèle et que les valeurs habituelles ne sont pas exactement adaptées. Pour les plus faibles vitesses réduites, l'effet du décollement de la couche limite est nettement supérieur à celui du tourbillon en ce qui concerne la force motrice (tangentielle), donc l'exactitude du modèle de l'effet du tourbillon est secondaire. Par contre, à des vitesses réduites plus élevées, et plus proches du point de fonctionnement optimal, l'inexactitude du modèle peut engendrer des erreurs d'estimation de la puissance produite.

VII.2 Recommandations

La littérature indique qu'une éolienne de solidité élevée bénéficie de quelques avantages, comme un auto-démarrage plus efficace ou un fonctionnement à basse vitesse réduite qui diminue l'émission de bruit. Les caractéristiques d'une telle machine peuvent avoir un intérêt pour fonctionner en milieu urbain, mais la question de la performance d'une machine dans des conditions de fonctionnement à basse vitesse réduite reste à vérifier.

Au regard des études expérimentales et numériques menées ici, il semble que bien que le décrochage soit retardé et que le tourbillon de bord d'attaque puisse avoir un aspect moteur lorsqu'il se situe vers l'avant de la pale, cela ne compense pas la perte du pic de succion de bord d'attaque pour les configurations essayées. Il faut donc soit éviter de se placer dans des conditions qui mènent au décrochage, par exemple en augmentant la vitesse réduite, auquel cas il est préférable de diminuer aussi la solidité de la machine, soit utiliser une technique de contrôle de l'écoulement pour éviter qu'il décolle. Il a été confirmé qu'une augmentation de la turbulence (à travers un nombre de Reynolds plus élevé), retardait effectivement le décrochage, donc des solutions de contrôle passif comme des générateurs de vortex peuvent éventuellement être envisagées. Des solutions de contrôle actifs peuvent aussi répondre au problème, tels que l'utilisation de plasma ([104]), de jets pulsés ([220]) ou de dispositifs sustentateurs (bord d'attaque ou bord de fuite mobiles par exemple). L'utilisation de calage variable des pales est aussi une possibilité. Mais l'application de ces solutions actives à une échelle industrielle reste encore à prouver, étant donné le bilan énergétique de ces systèmes.

VII.3 Perspectives

La présente étude s'est bornée à certaines hypothèses restrictives. D'un point de vue numérique, la méthode des panneaux est potentielle et ne simule pas donc le décollement de la couche limite et le décrochage dynamique. L'utilisation d'un modèle semi-empirique s'est montrée intéressante mais manque de généralité, car il faut vraisemblablement adapter

des constantes empiriques à chaque situation. La meilleure perspective qui se dessine pour pallier cette limitation est probablement l'utilisation d'un modèle à double sillage ([275]). L'autre alternative est l'utilisation de modèles numériques de résolution d'une version des équations de Navier-Stokes dans des domaines maillés (communément appelée CFD).

D'un point de vue plus global, une des suppositions les plus importantes sur laquelle s'est basée l'étude est le fait que le comportement aérodynamique puisse se comprendre d'un point de vue bidimensionnel. Or il a été montré (par exemple par [77]) que le phénomène de décrochage dynamique était intrinsèquement tridimensionnel. Il est fort probable que l'étude de l'influence de l'aspect tridimensionnel du décrochage dynamique sur une éolienne Darrieus donnerait des résultats et peut-être des conclusions différentes. En particulier, l'aspect hélicoïdal des pales est une problématique fondamentale. Avec le caractère hélicoïdal, une partie de la pale peut être dans les conditions propices au décrochage dynamique alors que le reste de la pale ne l'est pas. Comment se comporte alors la couche limite au niveau de cette pale ? Est-ce que la partie décollée fait décoller la partie attachée ou est-ce que la partie attachée recolle la couche limite de la partie décollée ? Il reste de nombreuses interrogations à ce sujet. Et même sans décrochage dynamique, on ne compte seulement que quelques études expérimentales ([237] et [193] principalement) sur les conséquences du choix de pales hélicoïdales et sur le choix de l'angle d'inclinaison des pales. Elles sont parfois contradictoires et ne sont pas suffisantes pour se faire une idée précise du phénomène. Enfin, pour l'éolienne de référence étudiée ici, la problématique singulière de l'interaction entre la partie Savonius et Darrieus demeure inexplorée. La partie Savonius perturbe fortement l'écoulement autour d'elle, il reste à savoir dans quelle proportion. De manière générale, la quantification de l'effet des parties de liaisons entre le tube axial et les pales reste mal connue.

Un autre aspect qui a été négligé ici est l'instationnarité de l'écoulement et la turbulence amont. L'éolienne Darrieus est souvent utilisée dans des milieux urbains pour lesquels l'écoulement n'est jamais uniforme et stationnaire. La prise en considération de ces particularités peut modifier certaines caractéristiques et phénomènes aérodynamiques, comme le décrochage dynamique, et par conséquent modifier la production de puissance. L'outil numérique qui a été mis en place dans ce travail de thèse laisse la possibilité d'étudier numériquement l'instationnarité dont les longueurs d'onde sont grandes devant la corde, mais il manque de mesures expérimentales de comparaison. Cette instationnarité peut aussi induire des effets aéro-élastiques. Le couplage aéro-élastique reste assez rare sur les éoliennes Darrieus ([76]), or il est indispensable de le prendre en compte pour étudier la tenue en fatigue des pales et ainsi concevoir des éoliennes dont la durée de vie est garantie sur une durée assez longue pour être rentable.

L'étude bibliographique menée ici a aussi mis en lumière la multiplicité des géométries d'éoliennes Darrieus : à deux ou trois pales droites, recourbées en troposkine ou hélicoïdales, avec un profil symétrique ou cambré, placé avec un angle de calage ou bien sans, avec une géométrie globale à forte ou à faible solidité, etc. Aucune géométrie optimale ne se dégage vraiment. L'optimisation est une tâche qui devra être réalisée par des méthodes numériques objectives, comme par exemple avec les algorithmes évolutionnistes ([47] parmi d'autres), mais nécessite comme prérequis d'avoir des modèles aérodynamiques fiables et rapides.

A.1 Modèle de décrochage dynamique de Leishman-Beddoes

Le modèle de Leishman-Beddoes ([153]) est un modèle semi-empirique de modification des efforts aérodynamiques en conséquence du décrochage dynamique, développé principalement par Leishman and Beddoes de la fin des années 1970 au début des années 1990. Il vise à reproduire les courbes des efforts à partir de polaires obtenues pour un écoulement uniforme et stationnaire. Ces polaires sont modulées en fonction des conditions d'écoulement, c'est-à-dire en fonction de l'angle d'incidence et de la norme de la vitesse incidente, pour générer le phénomène d'hystérésis caractéristique du décrochage dynamique. Le modèle a été initialement établi pour des écoulements compressibles (à nombres de Mach supérieurs à 0,3), mais il existe des adaptations pour des écoulements incompressibles où l'influence du nombre de Mach est supprimée. Par la suite, le nombre de Mach est supposé très proche de zéro.

Il existe plusieurs types de formulation du modèle, mais seule la représentation du problème dans le domaine temporel sera discutée ici. Le principe repose sur la division du phénomène de décrochage dynamique en processus élémentaires. L'approximation est faite de considérer le décrochage dynamique comme la conséquence de trois processus faiblement couplés : la variation des efforts due uniquement à la cinématique de la pale, l'altération des performances aérodynamiques due uniquement au décollement de bord de fuite et la perturbation des efforts directement induite par le tourbillon de bord d'attaque. Le modèle est donc construit autour de trois modules qui chacun modélise un des processus. On les nommera module d'écoulement attaché, module de décollement décollé et module de l'effet du tourbillon de bord d'attaque.

Pour tous les modules, le suivi dans le temps est réalisé de manière adimensionnée grâce à une variable notée s définie telle que :

$$s = \frac{2U_r}{c} t \quad (121)$$

Où U_r est la norme de la vitesse relative, c la corde du profil et t le temps.

Dans le cadre du modèle de Leishman-Beddoes, l'ensemble des développements présentés par la suite sont appliqués aux coefficients de forces normale et tangentielle (les développements sur le coefficient de moment ne sont pas rappelés ici) et non directement aux coefficients de portance et de traînée. Les relations utilisées ici pour relier les coefficients sont les suivantes :

$$\begin{cases} C_L = C_N \cos(\alpha) + C_T \sin(\alpha) \\ C_D - C_{D0} = C_N \sin(\alpha) - C_T \cos(\alpha) \end{cases} \quad (122)$$

Il est intéressant de noter que le coefficient de traînée à incidence nulle est systématiquement ôté du coefficient de traînée pour les différents usages dans le modèle.

A.1.1 Module d'écoulement attaché

Ce module vise à produire, compte tenu de la définition de l'écoulement et de l'historique de la variation d'incidence et de vitesse, les coefficients aérodynamiques que produirait un profil en écoulement potentiel, donc sans effet de décollement de la couche limite. Pour les explications qui suivent, seule la construction du coefficient de force normale sera décrite, les coefficients de moment et de force tangentielle suivant le même principe. On notera C_N^P le coefficient de force normale en écoulement potentiel issu de cette étape de calcul.

L'hypothèse de base sur laquelle repose la théorie utilisée dans ce modèle est la théorie du profil mince, c'est-à-dire que le profil est suffisamment mince pour que son comportement aérodynamique puisse être approximé par celui d'une plaque épaisseur infiniment fine. Dans le contexte des écoulements potentiels bidimensionnels, le modèle fait appel à des solutions analytiques élémentaires et semi-analytiques basées sur la théorie de Theodorsen. Ces solutions peuvent se décomposer en deux parties considérées comme indépendantes et superposées : la réponse non-circulatoire, dite "impulsionnelle" (telle que l'appellent Leishman et Beddoes) notée C_N^I et la réponse circulatoire notée C_N^C . Le premier type de réponse représente la charge instantanée que subit un profil en réaction à un mouvement. Le second type permet de considérer le temps d'établissement de l'écoulement autour du profil et donc la variation des efforts en réponse au mouvement. L'appellation circulatoire découle du fait que cette phase transitoire est liée à l'effet induit par le lâcher tourbillonnaire consécutif au mouvement. Lorsque les conditions d'écoulement autour du profil varient, la circulation autour du profil change en conséquence et cela génère un lâcher de vorticité dans le sillage qui, par la vitesse induite, restreint les variations d'efforts sur le profil. Ces deux réponses, impulsionnelle et circulatoire, sont modélisées par des réponses indicielles notées respectivement φ_α^I et φ_α^C qui dépendent de la variable de temps adimensionnée s .

Si on considère un échelon $\Delta\alpha$ d'incidence de faible amplitude, la réponse du système à cet  v nement est calculée de la manière suivante :

$$\Delta C_N^P = \frac{4}{M} \varphi_\alpha^I \Delta\alpha + C_{N_\alpha} \varphi_\alpha^C \Delta\alpha$$

\uparrow
 C_N^I
 Réponse
 impulsionnelle

\uparrow
 C_N^C
 Réponse
 circulatoire

(123)

Où M est le nombre de Mach, et C_{N_α} le coefficient de pente linéaire du coefficient de force normale en écoulement attaché. Cette pente est généralement issue de données expérimentales mais peut aussi être choisie égale à 2π dans le cadre des profils minces. La réponse à un échelon est utilisée comme point de départ pour la construction d'une réponse

instationnaire quelconque à une variation d'incidence par superpositions successives de réponses indicielles en suivant le principe de l'intégrale de Duhamel. Prenons l'exemple de C_N^C . Pour une variation temporelle d'incidence entre 0 et t, le terme peut s'écrire :

$$C_N^C = C_{N_\alpha} \alpha(0) \varphi_\alpha^C(s) + C_{N_\alpha} \int_0^s \dot{\alpha}(t') \varphi_\alpha^C(s-s') dt' \quad (124)$$

Où $s = \frac{2U_r}{c} t$ et $s' = \frac{2U_r}{c} t'$ et $\dot{\alpha}$ est la dérivée temporelle de l'incidence. L'intégrale présentée dans l'expression (124) peut être résolue analytiquement tant que la variation d'incidence est simple, mais elle est plus souvent résolue de manière numérique. La fonction φ_α^C a été déterminée analytiquement pour un sillage plan se déplaçant à vitesse constante, mais en pratique, une approximation sous forme exponentielle de cette fonction est plus commode d'usage :

$$\varphi_\alpha^C(s) \approx 1 - A_1 e^{-b_1 s} - A_2 e^{-b_2 s} \quad (125)$$

Où $A_1 = 0,3$, $A_2 = 0,7$, $b_1 = 0,14$ et $b_2 = 0,53$. Ainsi, on peut réécrire l'expression (124) simplement à l'aide d'un angle d'incidence effectif α_e :

$$C_N^C = C_{N_\alpha} (\alpha(t) - \alpha_0 - X_{1,\alpha} - X_{2,\alpha}) = C_{N_\alpha} (\alpha_e(t) - \alpha_0) \quad (126)$$

Où α_0 est l'incidence de coefficient de force normale nul et $X_{1,\alpha}$ et $X_{2,\alpha}$ sont appelées des fonctions de déficience et dépendent de l'historique de la variation d'incidence et des constantes A_1 , A_2 , b_1 et b_2 . Ces termes peuvent être calculés numériquement à chaque pas de temps par récurrence en utilisant une approximation en différence finie des intégrales (voir [151] pour plus de détails).

Pour le terme impulsionnel C_N^I , l'intégrale de Duhamel est plus simple. Pour un nombre de Mach très petit comme c'est le cas pour l'éolienne étudiée, les effets de la compressibilité sont négligeables et les perturbations de pression qui se déplacent à la vitesse du son sont très rapidement dissipées. Le terme impulsionnel se réduit alors aux effets de masse apparente (voir [151] pour plus de détails), c'est-à-dire aux efforts supplémentaires pour l'accélération d'une certaine masse d'air autour du profil. L'effet de la masse apparente dans le cas d'un changement $\Delta\alpha$ d'incidence est exprimé par le terme $\frac{\pi c}{2U_r} \delta(t)$ où δ est la fonction de Dirac. Dans ce cas, l'intégrale de Duhamel se réduit au terme :

$$C_N^I = \frac{\pi c}{2U_r} \dot{\alpha}(t) \quad (127)$$

Cependant, le raisonnement précédent sur les composantes impulsionnelle et circulatoire n'a pris en compte qu'une simple variation d'incidence, mais dans le cas d'une éolienne à axe vertical, la variation du taux d'incidence et de la vitesse incidente complexifie le modèle (voir [150] et [151] pour plus de détails). Pour le terme impulsionnel C_N^I , l'effet de masse apparente comporte des termes supplémentaires qui font intervenir les variations temporelles $\dot{V}(t)$ et $\ddot{\alpha}(t)$ (voir [151] pour plus de détails). En pratique, étant donné l'ordre de grandeur de ces termes secondaires devant les effets du décollement de la couche limite, il est souvent justifié de les négliger dans le cadre des éoliennes à axe vertical ([76]). Par la suite, on considère donc $C_N^I = 0$ et $C_N^P = C_N^C$.

Ensuite, même avec les variations de vitesse incidente, sous condition de certaines hypothèses, il reste possible d'écrire le coefficient C_N^C à l'aide d'un angle α_e en introduisant des fonctions de déficience supplémentaires. Au final, l'angle effectif contient les informations de conditions amont de l'écoulement et les informations de perturbation de vitesse induite par le lâcher tourbillonnaire. Un des problèmes de ce modèle pour simuler les effets instationnaires dans le cas d'une éolienne à axe vertical est le fait que le sillage est supposé plan, or étant donné la trajectoire de la pale, il est clairement courbé (de forme trochoïdale). La courbure du sillage peut être telle que la pale peut couper son sillage.

Le modèle de décrochage dynamique est utilisé ici dans le cadre d'une méthode des panneaux qui modélise le lâcher tourbillonnaire par un ensemble de particules (voir paragraphe III.2.2.1) et l'angle d'incidence qui est calculé inclut déjà les effets de perturbation induits par le sillage et les effets de courbure de l'écoulement (voir paragraphe III.2.4.2.2). Donc l'angle d'incidence obtenu à l'issue du calcul numérique (l'angle $\alpha_{eq,3/4c}$ équivalent aux trois-quarts de corde) ne correspond pas à $\alpha(t)$ mais bien à un angle d'incidence effectif $\alpha_e(t)$. Le choix a donc été fait dans le code de calcul numérique d'obtenir le coefficient de force normale en écoulement potentiel C_N^P directement à partir de cet angle $\alpha_{eq,3/4c}$, en négligeant par ailleurs les effets impulsionsnels. Pour améliorer la prédiction pour les grands angles d'incidence, le coefficient de force normale est calculé à partir du sinus de l'angle d'incidence ([109]) :

$$C_N^P = C_N^C = C_{N_x} \sin(\alpha_e - \alpha_0) = C_{N_x} \sin(\alpha_{eq,3/4c} - \alpha_0) \quad (128)$$

Où la pente linéaire du coefficient de force normale en écoulement attaché C_{N_x} est déterminée à partir des polaires expérimentales de Jacobs et Sherman [129].

Puisque l'on fait l'hypothèse d'un écoulement potentiel, la seule force qui agit est la portance, donc le coefficient de force tangentielle peut être déduit à partir de la projection de la portance (voir figure 128), et il est éventuellement possible de linéariser les relations si on considère des petits angles :

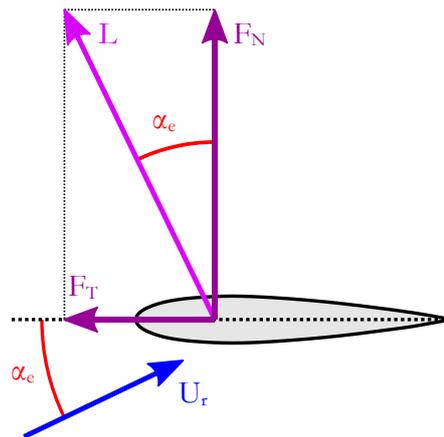


Figure 128 – Projection de la force de portance (L) dans les directions normale (F_N) et tangentielle (F_T) sur un profil. Inspiré de Leishman et Crouse [154].

$$\begin{cases} C_N^P = C_{N_x} \sin(\alpha_e - \alpha_0) & \approx C_{N_x} \alpha_e & \text{pour un profil} \\ C_T^P = C_N^C \tan(\alpha_e) = C_{N_x} \sin(\alpha_e - \alpha_0) \tan(\alpha_e) & \approx C_{N_x} \alpha_e^2 & \text{symétrique} \end{cases} \quad (129)$$

En pratique, même quand il n'y a pas de décollement de la couche limite, la force tangentielle n'atteint pas 100% de la force tangentielle obtenue en écoulement potentiel. Un facteur multiplicatif empirique η est donc généralement ajouté pour corriger le coefficient de force tangentielle, avec typiquement $\eta \approx 0,95$:

$$C_T^P = \eta C_N^C \tan(\alpha_e) \quad (130)$$

A.1.2 Module d'écoulement décollé

A partir des coefficients instationnaires C_N^P et C_T^P en écoulement attaché et des coefficients aérodynamiques statiques C_N^{st} et C_T^{st} en écoulement uniforme stationnaire, le module va construire des réponses C_N^S et C_T^S qui sont les coefficients aérodynamiques instationnaires pour un écoulement progressivement décollé. Cette construction repose sur deux hypothèses essentielles : que le profil est mince et qu'il existe une relation bijective entre le coefficient de force normale et la position adimensionnée du point de décollement de la couche limite selon la corde du profil, notée f , qui vaut 1 lorsque le point de décollement est au bord de fuite et 0 lorsque le point de décollement est au bord d'attaque.

La fonction de bijection utilisée est basée sur la théorie de Kirchhoff, qui consiste en la résolution analytique d'un modèle de décollement de bord de fuite sur une plaque plane bidimensionnelle (voir figure 129). Il est montré que dans cette configuration, les coefficients de forces normale et tangentielle s'écrivent :

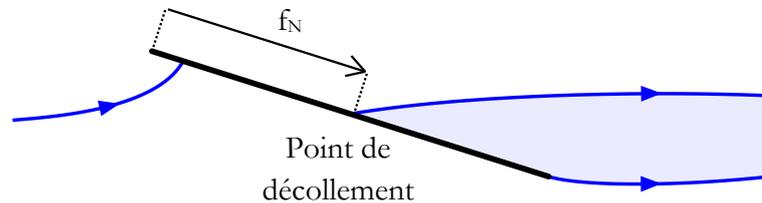


Figure 129 – Définition du point de décollement de bord de fuite f_N dans l'écoulement de Kirchhoff autour d'une plaque plane (d'après [154]).

$$C_N = 2\pi(\alpha - \alpha_0) \left(\frac{1 + \sqrt{f}}{2} \right)^2 \quad (131)$$

$$C_T = 2\pi(\alpha - \alpha_0) \tan(\alpha) \sqrt{f} \quad (132)$$

Où 2π est le coefficient de pente du coefficient de force normale. En pratique, il est souvent préférable de remplacer 2π par le coefficient C_{N_α} pour prendre en compte la perte de pente due à l'épaisseur du profil et d'ajouter le facteur multiplicatif empirique η . On peut alors considérer de remplacer les relations (131) et (132) par les relations suivantes :

$$C_N = C_{N_\alpha} \sin(\alpha - \alpha_0) \left(\frac{1 + \sqrt{f}}{2} \right)^2 = C_N^P \left(\frac{1 + \sqrt{f}}{2} \right)^2 \quad (133)$$

$$C_T = \eta C_{N_\alpha} \sin(\alpha - \alpha_0) \tan(\alpha) \sqrt{f} = C_T^P \sqrt{f} \quad (134)$$

Le modèle est structuré autour de cette relation qui relie C_N à f et de la relation inverse qui relie f à C_N . A partir des coefficients de force statiques, un point de décollement statique f^{st} est défini. Les effets dynamiques auront pour effet de retarder les variations de la position du décollement et à partir de ce point retardé f'' , le coefficient de force normale C_N^S en écoulement progressivement décollé est évalué.

A.1.2.1 Méthode générale de détermination du point de décollement

Leishman et Beddoes proposent de généraliser la forme de l'évolution du point de décollement f en fonction de l'incidence ([153]). Ils suggèrent que de manière générale, f peut se mettre sous la forme d'une fonction de type exponentielle par morceau :

$$\begin{cases} 1 - (1 - m_1) \exp\left(\frac{\alpha - \alpha_1}{S_1}\right) & \text{si } \alpha \leq \alpha_1 \\ m_2 + (m_1 - m_2) \exp\left(\frac{\alpha - \alpha_1}{S_2}\right) & \text{si } \alpha > \alpha_1 \end{cases} \quad (135)$$

Où m_1 , m_2 , S_1 , S_2 et α_1 sont des constantes qui dépendent du profil, du nombre de Reynolds et du nombre de Mach et qui sont déterminées à partir des polaires statiques, généralement par une méthode des moindres carrés à l'aide la relation (133). En général, m_1 peut prendre les valeurs 0,7 ([153]) ou 0,6 ([233]) et m_2 les valeurs 0,04 ([153]) ou 0,02 ([233]). Pour beaucoup de profils, la constante α_1 correspond à l'angle de décrochage statique. Pour certains profils épais, Gupta et Leishman [109] suggèrent de modéliser la courbe par trois morceaux au lieu de deux car le décrochage est progressif et l'expression (135) n'est pas appropriée.

L'utilisation de cette généralisation de la forme de l'évolution du point de décollement f en fonction de l'incidence soulève plusieurs remarques et critiques. L'approximation par une fonction exponentielle par morceau ne convient pas à tous les profils et des caractéristiques essentielles peuvent être perdues suite à l'approximation (voir [206] et figure 47.b). De plus, selon l'adaptation du modèle de Leishman-Beddoes utilisée, elle n'est pas nécessairement indispensable puisqu'une simple inversion de la relation (133) en utilisant C_N^{st} est suffisante et une interpolation permet alors de définir f quel que soit l'angle d'incidence. Par la suite, la généralisation de la courbe de f par une fonction exponentielle par morceau n'a donc pas été conservée.

Ensuite, Pierce [206] a remarqué que puisque la position du point de décollement f est déterminée à partir du coefficient C_N^{st} , le modèle ne reconstruit pas les valeurs de C_T^S lorsque la formule (134) est utilisée. En réalité, selon que la position f soit déterminée par inversion de la formule (133) ou de la formule (134), la valeur n'est pas exactement la même (voir figure 47.a). La proposition de Pierce est d'utiliser deux positions du point de

décollement, une pour le calcul du coefficient de force normale, noté f_N , et une pour le calcul du coefficient de force tangentielle, noté f_T , pour limiter les erreurs sur le coefficient C_T . Formellement, il n'existe pas deux positions du point de décollement, on peut plutôt définir f_N et f_T comme des positions équivalentes, non-physiques, du point de décollement. On les nommera positions effectives du point de décollement. Cette proposition de Pierce a été retenue ici.

Enfin, une dernière correction est à apporter pour le calcul des coefficients aérodynamiques à partir de f_N et f_T . Dans certains cas, le coefficient C_T peut être négatif, notamment après le décrochage, or la racine carrée dans la formule (134) ne permet aucune valeur négative. Gupta et Leishman [109] soumettent l'idée de transformer la méthode de calcul de C_T par une méthode que l'on peut résumer ainsi :

$$C_T = \begin{cases} C_T^P \sqrt{f} & \text{Avant le décrochage statique} \\ K_1 + C_T^P \sqrt{f} f^\Phi & \text{Après le décrochage statique} \end{cases} \quad (136)$$

Où K_1 est une constante qui est déterminée à partir des données statiques et Φ une variable qui dépend de plusieurs données dont le point de décollement f , le coefficient de force normale C_N et des constantes empiriques. Cette méthode apporte une complexité supplémentaire et nécessite un réglage de trois nouvelles constantes empiriques.

Une autre proposition est celle de Sheng et al. [233] qui ne font que remplacer le terme \sqrt{f} par un terme $\sqrt{f} - E_0$ où E_0 est une constante déterminée empiriquement à partir des données statiques.

$$C_T = C_T^P (\sqrt{f} - E_0) \quad (137)$$

Urbina et al. [255] jugent quant à eux que la soustraction par une constante n'est pas suffisante, mais qu'il faut moduler par la position du point de décollement de la manière suivante :

$$C_T = C_T^P (\sqrt{f} - E_0 (1 - \sqrt{f})^2) \quad (138)$$

Le choix est plutôt fait ici de suivre de nouveau la stratégie de Pierce [206]. Il propose de laisser la possibilité aux variables f_N et f_T d'avoir des valeurs négatives et de remplacer les relations (133) et (134) par les formules suivantes :

$$C_N = C_N^P \left(\frac{1 + S_{f_N} \sqrt{|f_N|}}{2} \right)^2 \quad (139)$$

$$C_T = C_T^P S_{f_T} \sqrt{|f_T|} \quad (140)$$

Où S_{f_N} et S_{f_T} sont respectivement les signes de f_N et f_T . L'avantage de cette méthode est de n'introduire aucune constante empirique supplémentaire. Pour avoir un signe négatif, le calcul de f_N et f_T pour une incidence α donnée ne résulte désormais plus simplement de l'inversion des formules (133) ou (134), mais est modifié de la façon suivante :

$$f_N = S_{z_N} z_N^2 \quad \text{où} \quad z_N = 2 \sqrt{\frac{C_N^{st}(\alpha)}{C_{N_z} \sin(\alpha - \alpha_0)}} - 1 \quad (141)$$

$$f_T = S_{z_T} z_T^2 \quad \text{où} \quad z_T = \frac{C_T^{st}(\alpha)}{\eta C_{N_z} \sin(\alpha - \alpha_0) \tan(\alpha)} \quad (142)$$

Où S_{z_N} et S_{z_T} sont respectivement les signes de z_N et z_T .

A.1.2.2 Estimation des coefficients aérodynamiques en écoulement décollé

En cas de variation d'incidence, il a été observé que la distribution de pression, et en particulier le pic de succion de bord d'attaque, s'établit avec un retard par rapport au cas où la même incidence est atteinte dans des conditions stationnaires. Ce retard d'établissement de la pression pariétale se traduit directement par un retard sur le coefficient de force normale. Il est pris en compte dans le modèle par un système du premier ordre appliqué au coefficient de force normale C_N^P de manière à obtenir un coefficient de substitution C_N' :

$$T_p \frac{\partial C_N'}{\partial s} + C_N' = C_N^P \quad (143)$$

Où T_p est la constante de temps adimensionnée associée à cette fonction de transfert du premier ordre et C_N' le coefficient de force normale retardé. La valeur de T_p est déduite empiriquement. En pas de temps discrets, on peut montrer que le coefficient C_N' peut être calculé numériquement avec une bonne approximation en le mettant sous la forme suivante (pour un pas de temps d'indice n) :

$$C_{N_n}' = C_{N_n}^P - D_{p_n} \quad (144)$$

$$\text{où} \quad D_{p_n} = D_{p_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_p}\right) + (C_{N_n}^P - C_{N_{n-1}}^P) \exp\left(-\frac{\Delta s}{2T_p}\right)$$

Où D_p est la fonction de déficience associée au retard dans l'établissement de la pression. Cependant, il a été observé (d'après Sheng et al. [232] entre autres) que ce retard est insuffisant pour simuler le comportement réel d'un profil à faible nombre de Mach. L'ajout d'un retard supplémentaire appliqué à C_N' a été suggéré pour améliorer la précision du modèle :

$$C_{N_n}'' = C_{N_n}' - D_{b_n} \quad (145)$$

$$\text{où} \quad D_{b_n} = D_{b_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_b}\right) + (C_{N_n}' - C_{N_{n-1}}') \exp\left(-\frac{\Delta s}{2T_b}\right)$$

Où T_b est la constante de temps adimensionnée et empirique associée à cette fonction de transfert et C_{N_n}'' le coefficient de force normale issu du cumul des fonctions de retard pour le pas de temps n . A partir de ce coefficient C_N'' , on peut définir un angle d'incidence effectif équivalent α_f :

$$\alpha_f = \text{asin}\left(\frac{C_N''}{C_{N_{\alpha}}''}\right) + \alpha_0 \quad (146)$$

Cet angle sert à déterminer les positions effectives du point de décollement de la couche limite pour les coefficients de forces normale et tangentielle, notées respectivement f_N' et f_T' , à partir des données en écoulement stationnaire et des relations (141) et (142) implémentées avec $\alpha = \alpha_f$.

En plus de retarder l'établissement de la pression, une autre conséquence du décrochage dynamique est de retarder le déplacement du point de décollement. A partir de la position effective du point de décollement de la couche limite f_N' , Leishman et Beddoes proposent d'ajouter un retard supplémentaire du premier ordre et de constante T_f afin d'obtenir la position effective retardée f_N'' qui sert au calcul final du coefficient de force normale en écoulement décollé C_N^S :

$$\begin{aligned} f_{N_n}'' &= f_{N_n}' - D_{f_n} \\ \text{où } D_{f_n} &= D_{f_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_f}\right) + (f_{N_n}' - f_{N_{n-1}}') \exp\left(-\frac{\Delta s}{2T_f}\right) \end{aligned} \quad (147)$$

$$\text{donc } C_N^S = C_N^P \left(\frac{1 + S_{f_N}'' \sqrt{|f_N''|}}{2} \right)^2 \quad (148)$$

Où S_{f_N}'' est le signe de f_N'' . On procède exactement de la même manière pour le calcul du coefficient C_T^S :

$$\begin{aligned} f_{T_n}'' &= f_{T_n}' - D_{f_n} \\ \text{où } D_{f_n} &= D_{f_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_f}\right) + (f_{T_n}' - f_{T_{n-1}}') \exp\left(-\frac{\Delta s}{2T_f}\right) \end{aligned} \quad (149)$$

$$\text{donc } C_T^S = C_T^P S_{f_T}'' \sqrt{|f_T''|} \quad (150)$$

Où S_{f_T}'' est le signe de f_T'' .

En pratique, les corrélations empiriques montrent que la constante de temps adimensionnée T_f peut prendre une valeur différente selon que l'incidence soit croissante ou décroissante, afin de mieux représenter les processus physiques. Ici, comme le préconise [153], on opte pour une multiplication par 1,5 de la valeur de T_f lorsque $\alpha \frac{d\alpha}{dt} < 0$, c'est-à-dire lorsque l'incidence positive diminue après avoir atteint son maximum ou lorsque l'incidence négative réaugmente après avoir atteint son minimum. De cette manière, le recollement de la couche limite est plus lent que son décollement (voir figure 130). Il existe des modifications plus complexes de T_f qui font aussi intervenir la position du tourbillon, pour plus de détails, voir par exemple [271].

Pour résumer, on peut voir les coefficients C_N^S et C_T^S comme les résultats de l'application de deux fonctions de transfert du premier ordre de constantes de temps T_p et T_r . En retardant le coefficient de force normale, le premier retard de constante T_p induit principalement un décalage du point de décollement pour une incidence donnée (voir figure 130). En agissant directement sur la position du point de décollement, la seconde constante de temps ralentit quant à elle les fluctuations de position du point de décollement (voir figure 130).

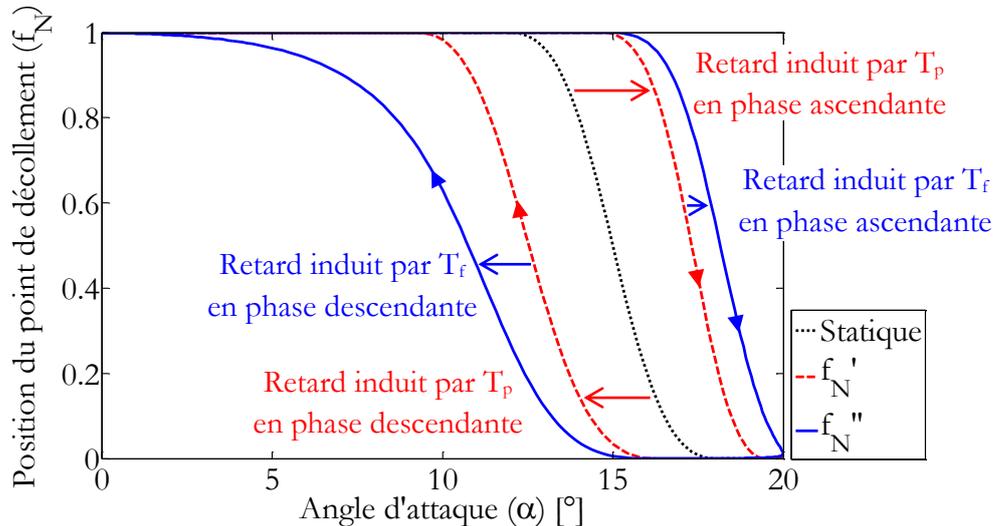


Figure 130 – Exemple d'évolution de la position du point de décollement en fonction de l'angle d'attaque.

Le modèle utilise ici les valeurs $T_p = 1,7$ et $T_r = 3$. La loi d'incidence est $\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$, la fréquence réduite vaut $k = 0,05$. La polaire statique utilisée est une polaire analytique pour laquelle $f = 0,5$ lorsque $\alpha = 15^\circ$. Elle n'a pas de valeur physique et est utilisée uniquement pour illustrer ce cas test.

Sheng et al. [233] ont également proposé une autre façon d'appliquer le premier retard en agissant directement sur l'incidence et en utilisant la forme généralisée de l'évolution du point de décollement en fonction de l'incidence (135). Ils définissent une constante T_α qui remplace et joue le rôle des constantes T_p et T_b et qui est plus appropriée étant donnée les observations faites sur leurs mesures expérimentales.

A.1.3 Module d'effet du tourbillon de bord d'attaque

En général, le décrochage dynamique donne naissance à un décollement brusque de la couche limite vers le bord d'attaque qui finit par former un tourbillon. Le choix de modélisation amène à considérer le tourbillon de bord d'attaque comme apportant un effet additionnel à celui induit par le décollement progressif de la couche limite, qui ne devient influent qu'à partir du moment où un certain critère est vérifié. Le modèle est en boucle ouverte, c'est-à-dire que l'effet du tourbillon est supposé ne pas modifier le décollement progressif de la couche limite au bord de fuite. En réalité, les phénomènes sont physiquement liés : le décollement progressif de la couche limite par le bord de fuite peut être écourté par le décollement de bord d'attaque et le recollement de la couche limite peut être retardé par la présence d'un tourbillon de décrochage dynamique ([153]). En pratique, l'approximation qui consiste à ajouter arithmétiquement l'effet du tourbillon de bord d'attaque aux coefficients C_N^S et C_T^S a prouvé qu'elle permettait de reproduire suffisamment correctement les coefficients aérodynamiques mesurés expérimentalement.

A.1.3.1 Déclenchement du tourbillon de bord d'attaque

Dans le modèle de Leishman-Beddoes, la détection de l'instant pour lequel le décollement de la couche limite mène à l'apparition d'un tourbillon de bord d'attaque est basée sur le critère d'Evans-Mort [72]. Evans et Mort ont montré que pour le décrochage statique, le décollement de bord d'attaque peut être relié à l'obtention d'une pression critique au bord d'attaque et de son gradient de pression associé. Leishman et Beddoes ont ensuite confirmé que ce critère restait valable même en instationnaire et ont relié le critère de pression à un critère sur le coefficient de force normale, en l'étendant également à des nombres de Mach élevés. Il est ainsi estimé que le tourbillon de bord d'attaque apparaît lorsque le coefficient de force normale en écoulement potentiel dépasse la valeur critique C_{N1} .

L'obtention de cette valeur critique peut se faire à partir des données empiriques statiques. Comme l'illustre la figure 131.a, on peut associer le coefficient critique C_{N1} à la valeur que prend le coefficient de force normale lorsque l'angle de décrochage statique est atteint ([206]). C_{N1} dépend donc du profil et des conditions d'écoulement autour du profil (nombre de Reynolds et nombre de Mach).

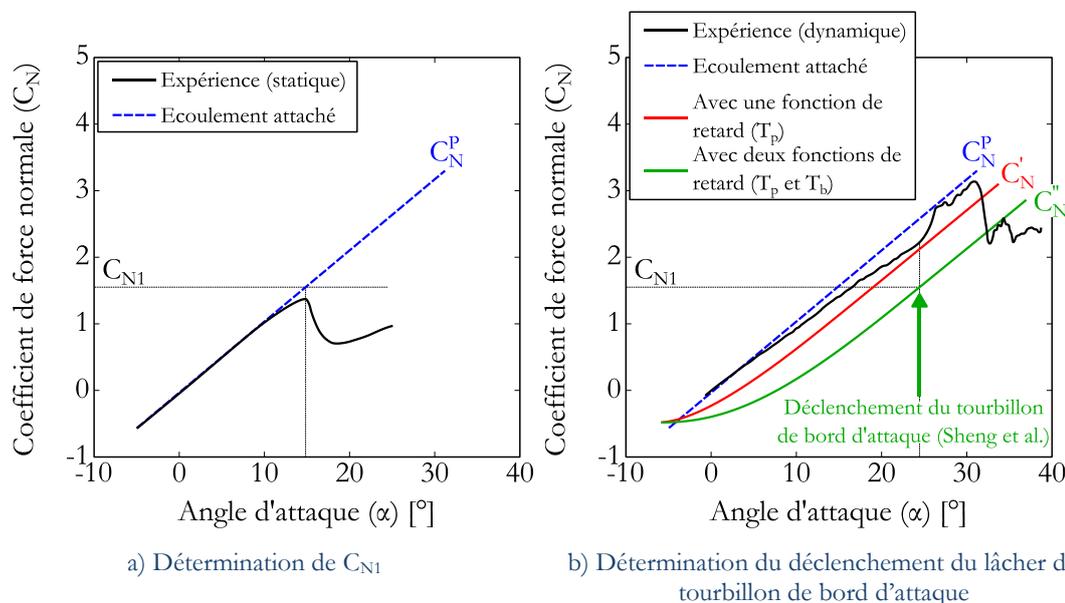


Figure 131 – Illustration des méthodes de Sheng et al. [232] pour détecter l'angle de décrochage dynamique (schéma adapté de [232]).

- Détermination du coefficient critique C_{N1} à partir de la courbe statique de coefficient de force normale.
- Détermination de l'angle de décrochage dynamique à partir de C_N'' en connaissant la valeur de C_{N1} .

En régime instationnaire, ce coefficient critique est atteint avec du retard. Donc Leishman et Beddoes suggèrent donc de comparer la valeur C_{Nn}' à la valeur critique C_{N1} pour déduire l'instant auquel le tourbillon de bord d'attaque apparaît. Ceci permet de prendre en compte les effets circulatoires (voir paragraphe A.1.1) et le retard d'établissement de la pression (voir paragraphe A.1.2.2).

Néanmoins, Sheng et al. [232] montrent que pour leurs mesures expérimentales à faible nombre de Reynolds, le critère utilisé par Leishman et Beddoes anticipe le déclenchement du lâcher du tourbillon au bord d'attaque (voir figure 131.b). Ils proposent une solution alternative qui consiste à ajouter la fonction de retard du premier ordre de

constante de temps adimensionnée T_b présentée déjà utilisée dans le paragraphe A.1.2.2. Dès lors, en régime instationnaire, le déclenchement du tourbillon de bord d'attaque est initié lorsque $C_N'' > C_{N1}$.

A partir d'une corrélation avec leurs mesures expérimentales, Sheng et al. [232] proposent aussi une méthode alternative basée non plus sur le coefficient de force normale, mais sur un angle de décrochage dynamique considéré comme évoluant linéairement avec le taux de tangage. Elle n'a été vérifiée que pour des faibles taux de tangage (jusqu'à 0,04) et donne vraisemblablement des résultats comparables, bien que légèrement différents, à ceux résultant de l'ajout de la fonction de retard. Cette méthode alternative n'a pas été utilisée ici. Pour plus de précisions, se référer au document original.

A.1.3.2 Déplacement du tourbillon le long de la corde

En pratique, le tourbillon qui prend naissance au bord d'attaque se détache du profil et est convecté vers l'aval au-dessus de la face normalement en dépression (l'extrados). Le suivi de la position du tourbillon est importante car elle conditionne d'une certaine manière les efforts sur la pale et permet de limiter l'effet du tourbillon dans le temps. Le suivi est effectué grâce à une variable de temps adimensionnée notée τ . La variable $\tau = 0$ lorsque le décollement de bord d'attaque a lieu et que le tourbillon de décrochage dynamique est au bord d'attaque et $\tau = T_{VL}$ lorsque le tourbillon a parcouru une distance d'une corde, c'est-à-dire lorsqu'il a atteint le bord de fuite. T_{VL} est une constante de temps adimensionnée qui contrôle le temps de parcours du tourbillon. L'expression de τ est :

$$\tau(t) = \int_{s(t_0)}^{s(t)} ds' = \int_{t_0}^t \frac{2U_r}{c} dt' \quad (151)$$

Où t_0 est l'instant où le critère $C_N'' = C_{N1}$ est vérifié. Cette formulation a initialement été conçue pour des cas classiques de profils en tangage où la vitesse relative est la vitesse infini amont qui est constante. Elle a naturellement été étendue aux cas où la vitesse incidente fluctue en remplaçant la vitesse infini amont par la vitesse relative.

Numériquement, on calcule simplement la variable τ_n pour un pas de temps n par une relation de récurrence :

$$\tau_n = \tau_{n-1} + \frac{2}{c} (U_{r_n} t_n - U_{r_{n-1}} t_{n-1}) \quad (152)$$

Pour relier directement ce temps adimensionné à une position sur la pale, une hypothèse supplémentaire est nécessaire. Elle se base sur l'observation faite (par exemple par [77]) que la convection du tourbillon de bord d'attaque à la surface d'un profil dans une configuration bidimensionnelle se fait à une vitesse constante, un peu inférieure à la moitié de la vitesse infini amont (de l'ordre de 25% à 45% de la vitesse infini amont selon les études). Cette observation étant faite pour une vitesse incidence invariante dans le temps, la transposition de ce résultat pour une vitesse incidence fluctuante n'est qu'une supposition, en l'absence de vérification expérimentale dans la littérature. L'hypothèse généralement utilisée est que la vitesse de convection du vortex est proportionnelle à la vitesse relative du profil. Ainsi, la position du tourbillon sur le profil, notée ici x , est directement proportionnelle à la variable τ :

$$x = \frac{c}{T_{VL}} \tau \quad (153)$$

A.1.3.3 Modélisation de l'effet du tourbillon

L'idée de Leishman et de Beddoes est de modéliser l'incrément du coefficient de force normale, noté C_N^v , comme étant induit par un excès de circulation qui s'accumule à proximité du profil. Cette accumulation de circulation est alimentée par le terme $C_{v_n} = C_N^p - C_N^s$ qui est la différence entre les coefficients C_N^p en écoulement attaché et C_N^s en écoulement décollé. L'alimentation en circulation est gérée par un système du premier ordre de constante de temps adimensionnée T_v . Dans le même temps, l'incrément C_N^v est naturellement diminué par un phénomène diffusif, lui-même modélisé par un système du premier ordre de même constante de temps. Les deux processus d'alimentation et de diffusion s'opposent. D'un point de vue numérique, on peut écrire l'expression de C_N^v pour un pas de temps d'indice n de la manière suivante :

$$C_{N_n}^v = \begin{cases} C_{N_{n-1}}^v \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_v}\right) + (C_{v_n} - C_{v_{n-1}}) \exp\left(-\frac{\Delta s}{2T_v}\right) & \text{si } \tau \leq T_{VL} \\ C_{N_{n-1}}^v \exp\left(-\frac{\Delta s}{T_v}\right) & \text{sinon} \end{cases} \quad (154)$$

Dans l'expression originale du modèle par Leishman et Beddoes [153], rien n'est précisé sur l'effet du tourbillon de bord d'attaque sur le coefficient de force tangentielle. Pierce [206] estime qu'à partir des études instationnaires autour de profils, il est apparent que le tourbillon contribue à la modification du coefficient de force tangentielle. Il propose de modéliser cet effet d'une manière comparable à la composante circulatoire (voir formule (130)) mais en multipliant par le terme $1 - \frac{\tau}{T_{VL}}$ (qui représente la position adimensionnée du tourbillon par rapport au bord de fuite) pour moduler l'effet du tourbillon en fonction de la position de ce dernier sur la pale. Ainsi, le tourbillon contribue de manière moins en moins importante quand le tourbillon s'approche du bord de fuite :

$$C_T^v = \eta C_N^v \tan(\alpha) \left(1 - \frac{\tau}{T_{VL}}\right) \quad (155)$$

Au total, les efforts aérodynamiques C_N^{tot} et C_T^{tot} en cas de décrochage dynamique sont obtenus par superposition des effets du décollement progressif de la couche limite et de l'effet du tourbillon de bord d'attaque :

$$\begin{cases} C_N^{\text{tot}} = C_N^s + C_N^v \\ C_T^{\text{tot}} = C_T^s + C_T^v \end{cases} \quad (156)$$

En tenant compte du fait que le coefficient de traînée à incidence nulle a été retiré des coefficients aérodynamiques utilisés tout au long du modèle (voir relation (122)), on peut apporter une dernière correction pour obtenir les coefficients finaux :

$$\begin{cases} C_N^{\text{tot}} = C_N^S + C_N^V + C_{D0} \sin(\alpha_e) \\ C_T^{\text{tot}} = C_T^S + C_T^V - C_{D0} \cos(\alpha_e) \end{cases} \quad (157)$$

Sheng et al. [233] proposent quant à eux une version profondément différente de l'effet du tourbillon en se basant sur les suggestions de Beddoes [28]. Ils modulent l'amplitude de l'effet du tourbillon par la position du tourbillon selon la corde à l'aide d'une variable V_x qui dépend de τ :

$$V_x = \begin{cases} \sin^{3/2} \left[\frac{\pi \tau}{2 T_v} \right] & \text{si } 0 \leq \tau < T_v \\ \cos^2 \left[\pi \left(\frac{\tau - T_v}{T_{VL}} \right) \right] & \text{sinon} \end{cases} \quad (158)$$

Cette variable est utilisée pour calculer une position de référence du point de décollement, notée f^{ot} , qui sert à calculer directement les efforts finaux (d'après [222]). A la place des équations (157), on utilise les relations (133) et (134) en remplaçant f par f^{ot} de la manière suivante :

$$\begin{cases} C_N^{\text{tot}} = C_N^P \left(\frac{1 + \sqrt{f^{\text{ot}}}}{2} \right)^2 + C_{D0} \sin(\alpha_e) \\ C_T^{\text{tot}} = C_T^P \sqrt{f^{\text{ot}}} - C_{D0} \cos(\alpha_e) \end{cases} \quad (159)$$

$$\text{où } f^{\text{ot}} = \begin{cases} f'' + V_x (f'' - f') & \text{si } \tau \leq T_{VL} \\ f'' & \text{sinon} \end{cases} \quad (160)$$

Dans le cas où f_N et f_T sont différenciés, on peut appliquer la formule (160) deux fois et obtenir f_N^{ot} et f_T^{ot} à insérer dans les relations (159).

Que l'expression des coefficients de force finaux C_N^{tot} et C_T^{tot} soit déduite des relations (157) ou (160), il faut dans tous les cas contrôler la remise à zéro de la variable de temps adimensionnée τ . Lorsqu'il y a un mouvement périodique ou un décollement prolongé, il peut se produire une succession de lâchers de tourbillons de bord d'attaque. Pour permettre cela, la variable τ doit être remise à zéro sous certaines conditions parmi lesquelles on peut citer :

- Lorsque le coefficient de force normale est en deçà du coefficient critique dans la phase de recollement de la couche limite : $|C_N''| < C_{N1}$ et $\alpha \frac{d\alpha}{dt} < 0$.
- Lorsque l'angle d'attaque change de signe.
- Lorsque $\tau \geq T_{VL} + T_{St}$ où $T_{St} = \frac{2(1-f'')}{St}$ avec St le nombre de Strouhal des lâchers tourbillonnaires. Cette temporisation permet des lâchers tourbillonnaires successifs à un nombre de Strouhal basé sur la longueur de la portion de la pale effectivement décollée. En pratique, ce nombre de Strouhal est de l'ordre de $St = 0,19$ ([153]).

A.1.4 Valeurs des constantes utilisées dans la littérature

Le modèle initial de Leishman-Beddoes compte au total 11 constantes à régler en ce qui concerne uniquement les coefficients de force normale et tangentielle (A_1 , b_1 , A_2 , b_2 , T_p , T_f , T_v , T_{VL} , C_{N1} , η et St). Elles ne sont pas toutes d'importance égale et certaines sont pratiquement invariantes pour toutes les configurations et pour tous les profils. Selon les adaptations choisies par rapport au modèle initial, certaines constantes peuvent s'ajouter ou disparaître.

Pour le calcul de l'effet circulaire, les constantes A_1 , b_1 , A_2 et b_2 ne sont que rarement changées par rapport aux valeurs issues de la théorie des profils minces (des valeurs sont données dans le paragraphe A.1.1). Dans l'adaptation du modèle choisie dans cette étude, ces constantes ne sont pas nécessaires car l'effet circulaire est inclus dans la valeur de l'angle d'attaque pris en entrée du modèle.

Pour le calcul de l'effet du décollement de la couche limite, il faut donner les constantes T_p et T_f . La constante T_p vaut 1,70 pour un profil NACA0012 à Mach $M = 0,3$ d'après [154], et il est précisé que cette constante ne dépend principalement que du nombre de Mach et très peu du profil utilisé. Cette valeur a été choisie ici. Elle a été largement reprise pour des profils NACA symétriques de différentes épaisseurs (par [76], [222], [271] entre autres) et pour des profils cambrés ([109]), même à un nombre de Mach bien inférieur. La constante T_f est censée être très peu dépendante du nombre de Mach et du profil. La valeur $T_f = 3,0$ est donnée par [154] pour un profil NACA0012 à Mach $M = 0,3$. Pour un profil NACA0015 à très faible nombre de Mach, en l'absence de données empiriques utilisables pour le calage de cette constante, la valeur 3,0 a été assez systématiquement réutilisée (par [222] par exemple) et a aussi été choisie ici.

L'utilisation d'un retard supplémentaire est préconisée par Sheng et al. [232] pour des faibles nombres de Mach. Cela nécessite le calage d'une constante T_b supplémentaire. Elle dépend de la manière dont C_{N1} est défini. Pour un profil NACA0012, Sheng et al. estiment que $T_b = 3,93$ si $C_{N1} = 1,57$ alors que la valeur chute à $T_b = 2,2$ si $C_{N1} = 1,75$. Ceci semble être le paramètre le plus subjectif et ne paraît pas être basé sur un ensemble de données important et varié. Dans le cas général, la valeur proposée par Sheng et al. a été choisie : $T_b = 3,93$ a été gardée.

Pour la dynamique du lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque, les trois constantes à régler sont le coefficient critique C_{N1} qui règle le déclenchement du phénomène, la constante de temps T_{VL} qui fixe le temps de parcours du tourbillon sur le profil et T_v qui contrôle la croissance et la décroissance de l'effet du tourbillon. Le choix du coefficient critique dépend des données statiques, et la méthode d'obtention est décrite au paragraphe A.1.3.1. La constante T_{VL} vaut 7,5 pour un profil NACA0012 à Mach $M = 0,3$ d'après [154] et est relativement indépendante du nombre de Mach et du profil. Pourtant, de nombreuses études utilisent aussi la valeur $T_{VL} = 11,0$ ([109], [184], [271] par exemple) pour différents profils ou la valeur $T_{VL} = 7,0$ ([222]). Au final, la valeur retenue ici est 7,5. Quant à la constante T_v , la valeur sélectionnée est celle unanimement utilisée dans la littérature : $T_v = 6,0$.

Enfin, la constante η qui réduit l'amplitude du coefficient de force normale est de l'ordre de 0,95 à 0,97 selon les sources. La valeur $\eta = 0,95$ est retenue ici. Pour ce qui est du nombre de Strouhal, suivant la recommandation de [153], la valeur $St = 0,19$ est adoptée.

Le reste des données nécessaires pour les calculs sont des données relatives aux polaires statiques du profil utilisé. Pour les profils NACA, les mesures expérimentales de Jacobs et Sherman [129] ont été exploitées pour déterminer le coefficient de pente du coefficient de force normale, l'incidence à coefficient de force normale nul et le coefficient de traînée minimum.

A.2 Méthodes d'interpolation de la pression pariétale pour le calcul des efforts

Dans l'expérience présente, les mesures de pression sont peu nombreuses selon la corde. Pour calculer des efforts aérodynamiques, l'interpolation (et éventuellement l'extrapolation) de la pression est nécessaire. Pour limiter au mieux les erreurs, plusieurs techniques spécifiques ont été utilisées. Les plus importantes sont présentées ici.

A.2.1 Technique d'interpolation à partir de prises de pression espacées

Cette astuce présentée ici est tirée du livre de Leishman [151].

Pour des écoulements subsoniques, le pic de succion et les gradients de pression adverses les plus importants sont présents vers le bord d'attaque, sur une surface réduite. Une absence de points de mesures au niveau du bord d'attaque, comme c'est le cas ici, est source d'une grande imprécision pour l'intégration de la pression. La technique retenue pour minimiser les erreurs est de procéder à une transformation de la fonction à interpoler. Au lieu d'interpoler le coefficient de pression en fonction de la position sur la corde (c_p vs. x/c), il est préféré d'interpoler la variable $\tilde{c}_p = 2c_p\sqrt{x/c}$ en fonction de $\tilde{x}/c = \sqrt{x/c}$. En traçant \tilde{c}_p vs. \tilde{x}/c de manière conventionnelle, le pic de succion du bord d'attaque est étalé sur une zone plus large et sa définition est meilleure. On peut systématiquement ajouter le point $(\tilde{c}_p ; \tilde{x}/c) = (0;0)$ car sa valeur est la même pour toutes les répartitions de pression.

Pour illustrer l'intérêt de cette méthode, un cas test est présenté sur la figure 132. Cet exemple consiste à essayer de reconstruire une estimation de distribution de pression sur l'extrados la plus fidèle possible à la distribution de pression d'origine à partir de laquelle seul un nombre très limité de relevés de pression sont utilisés. Ces points disponibles sont espacés et ne décrivent pas bien l'évolution de la pression au niveau du bord d'attaque puisqu'il n'y a que 3 points entre 0% et 5% de corde. Les interpolations classiques par *spline* ou par *spline* cubique d'Hermite sur la courbe c_p vs. x/c sous-estiment nettement le pic de succion de bord d'attaque entre 0% et 2% de corde et surestiment le niveau de dépression entre 2% et 5% de corde. De plus, l'utilisation de *spline* classique mène à une répartition de pression en forme de vagues à cause du phénomène de Runge [218]. En transformant les points à partir desquels l'interpolation est réalisée, donc en travaillant dans l'espace \tilde{c}_p vs. \tilde{x}/c , l'évolution du coefficient de pression a une variation plus lente et mieux répartie. Le pic de succion est effectivement étalé sur une surface plus grande. Donc une interpolation par *spline* cubique d'Hermite sur la courbe \tilde{c}_p vs. \tilde{x}/c permet de trouver une estimation moins erronée du pic de dépression au bord d'attaque une fois la transformation inverse appliquée.

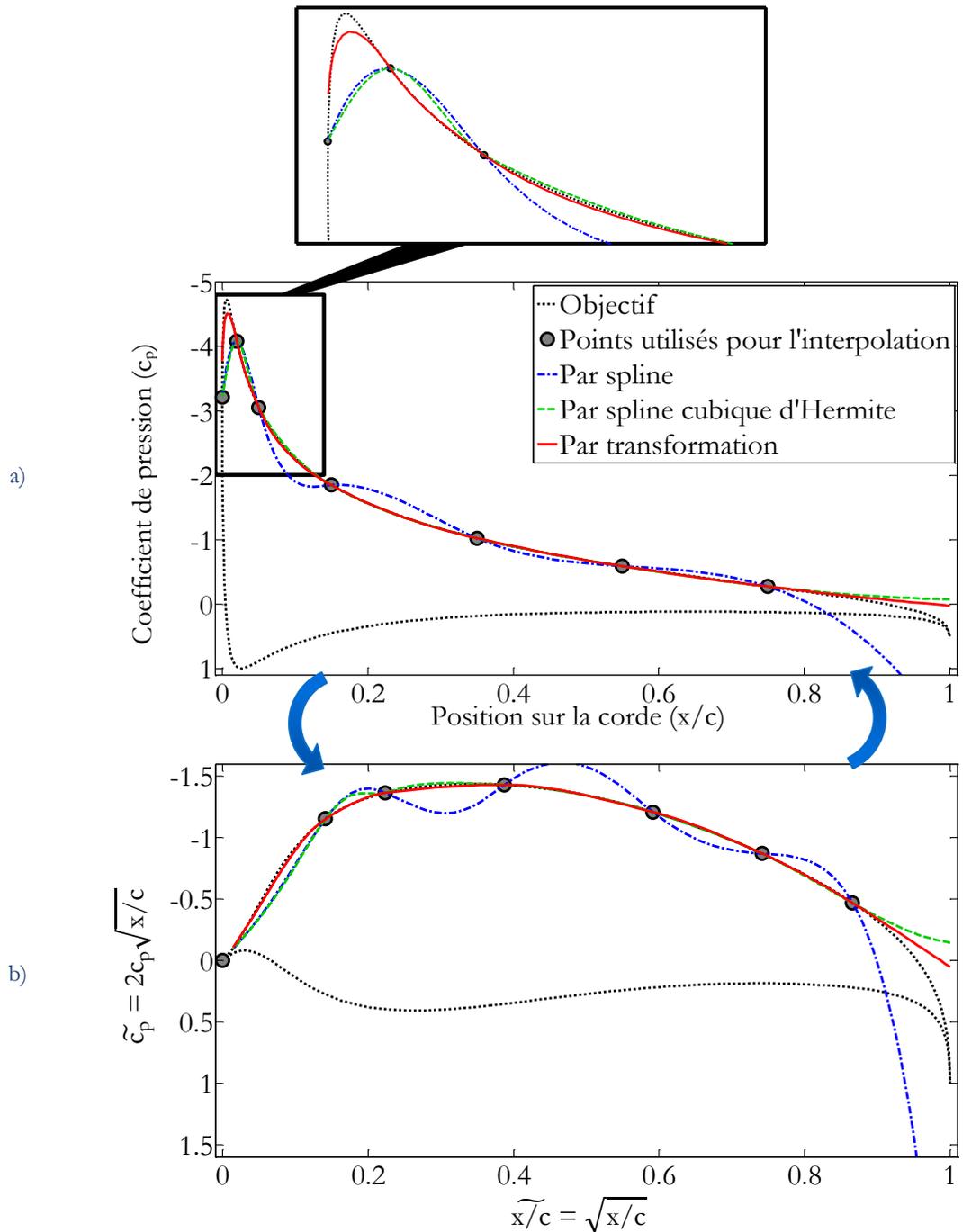


Figure 132 – Exemple d'interpolations classiques et d'interpolations issues de la transformation des variables de coefficient de pression et de position sur la corde. La distribution de pression représente celle d'un profil NACA0015 à 10° d'incidence calculée en fluide parfait à l'aide du logiciel XFOIL²¹. Ce cas test consiste à essayer de retrouver une estimation de distribution de pression sur l'extrados fidèle à la distribution de pression numérique ("l'objectif", en trait pointillé noir) uniquement à partir de quelques relevés de pression (ici, choisis arbitrairement à 0%, 2%, 5%, 15%, 35%, 55% et 75% de la corde, représentés par les marqueurs ronds). D'abord deux types d'interpolation classiques sont utilisés directement sur la courbe C_p vs. x/c : par des fonctions polynomiales par morceau (autrement appelées *splines*, en trait discontinu bleu) ou par des *splines* cubiques d'Hermite par morceau (aussi appelées *pchip* pour *Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial*, en trait discontinu vert). L'interpolation dite "par transformation" est une interpolation en *pchip* appliquée sur la courbe distordue \tilde{C}_p vs. \tilde{x}/c , tracée en trait continu rouge. La figure en médaillon située en haut de l'image est un zoom de la figure a).

L'amélioration que procure cette astuce est surtout significative lorsque l'écoulement est attaché et qu'il existe un pic de succion vers le bord d'attaque. Si la couche limite est décollée, cette technique d'interpolation n'apporte pas d'amélioration notable.

A.2.2 Guidage de l'interpolation pour le suivi du tourbillon

Dans cette étude, un intérêt particulier est porté sur la dynamique du tourbillon de bord d'attaque. Pour un meilleur suivi, il faut procéder à une interpolation sur la corde en prenant en compte l'évolution temporelle de la pression pariétale sur chacune des prises à notre disposition.

Prenons un exemple analytique simple : suivre selon la dimension spatiale x le déplacement d'une perturbation en forme de cloche (une fonction gaussienne), dont le niveau est représenté par la variable f (qui symbolise par exemple la pression pariétale). Supposons que l'on n'a accès qu'à l'évolution temporelle avec une bonne résolution de la courbe en un nombre limité de positions spatiales (5 positions par exemple, voir figure 133). On souhaite avoir un meilleur raffinement selon la dimension x en procédant à une interpolation. Pour cet exemple, les valeurs numériques ne nous intéressent pas, on ne s'attache qu'à la forme de l'interpolation. On choisit arbitrairement les valeurs de toutes les grandeurs (x pour la dimension spatiale, t pour la dimension temporelle et f pour le niveau de la fonction que l'on cherche à interpoler) entre 0% et 100%.

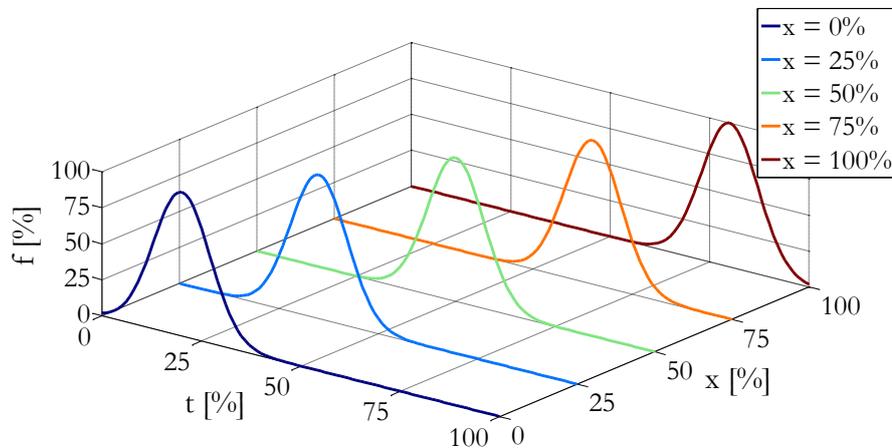


Figure 133 – Tracé des données d'entrées pour l'exemple analytique test : valeur de la variable f en fonction du temps t pour 5 positions spatiales x connues. Les couleurs distinguent les courbes selon leur position spatiale.

La méthode d'interpolation la plus simple est de procéder à une interpolation classique (linéaire, cubique, etc.) entre les 5 positions connues pour chaque pas de temps indépendamment. Le processus est présenté sur la figure 134 avec une représentation selon le temps et l'espace. Le résultat pour une interpolation linéaire est donné sur la figure 135. On remarque que l'interpolation présente une série de pics sans rapport entre eux, qui apparaissent successivement aux positions connues. L'interprétation qui résulte de cette

²¹ XFOIL est un logiciel de calcul d'effort et d'écoulement subsonique autour d'un profil isolé. Il est développé depuis 1986, notamment par Mark Drela qui a entre autres écrit la version initiale. Le code se base sur une méthode des panneaux d'ordre élevé couplé avec une méthode d'interaction forte avec un modèle de couche limite pour considérer certains phénomènes liés à la viscosité. Grâce à cet outil, il est en particulier possible de modéliser le bulbe de décollement laminaire.

méthode n'est pas en accord avec le fait que le phénomène visualisé est le déplacement d'une perturbation en cloche. L'utilisation d'une interpolation d'ordre plus élevée (cubique par exemple) ne fait que lisser la forme des pics, mais ne rajoute pas de lien entre ces pics.

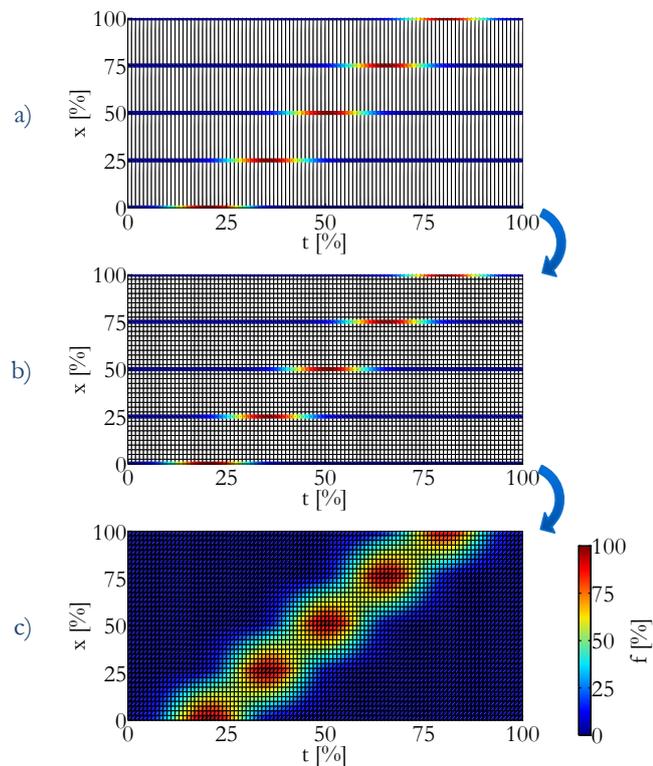


Figure 134 – Description des étapes du processus d'interpolation linéaire classique. Les couleurs indiquent le niveau de la variable f .

- a) Données de départ sur le maillage initial (en traits noirs). Les données initiales correspondent aux niveaux de couleur en cinq positions sur tout l'intervalle temporel.
- b) Définition d'un maillage raffiné selon x .
- c) Interpolation linéaire classique des données initiales sur le maillage raffiné.

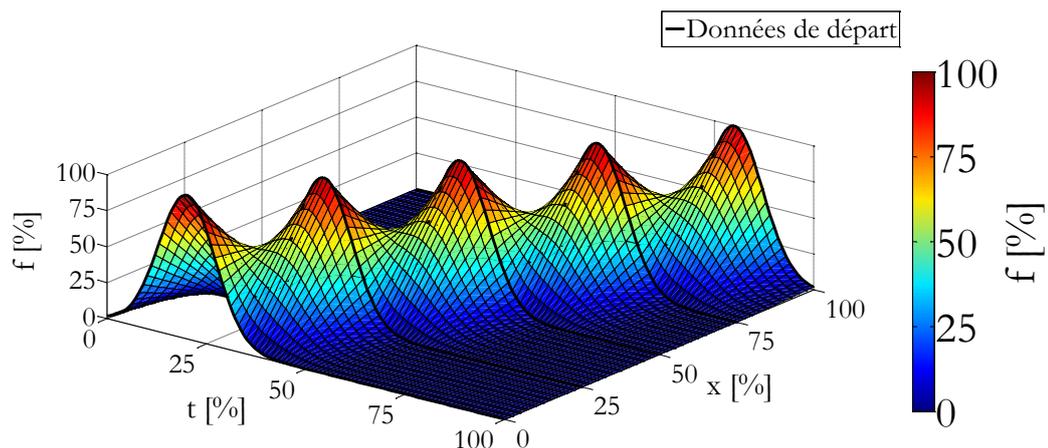


Figure 135 – Aperçu de l'interpolation linéaire classique sous forme de courbe de surface.

Pour améliorer la technique d'interpolation, deux méthodes sont testées. L'une guide l'interpolation en ajoutant un point, l'autre consiste à déformer le plan ($t ; x$) de manière à forcer la liaison entre les maxima des courbes en cloche.

A.2.2.1 Interpolation guidée par ajout d'un point

Pour assurer la continuité des pics entre les différentes positions spatiales, on peut choisir d'ajouter un point supplémentaire pour chaque pas de temps. Le processus est illustré sur la figure 136. Il suffit de procéder à une première interpolation entre les maxima des pics aux positions x connues pour obtenir, pour chaque pas de temps, la position et l'amplitude supposées du maximum du pic. Ces points sont ajoutés aux autres données connues du problème (voir figure 136.c) pour les calculs des interpolations. Ces interpolations sont alors effectuées à partir de 6 points au lieu de 5 (les 5 points connus plus un point estimé comme étant la position du maximum) tant qu'un maximum de la perturbation en cloche est présent.

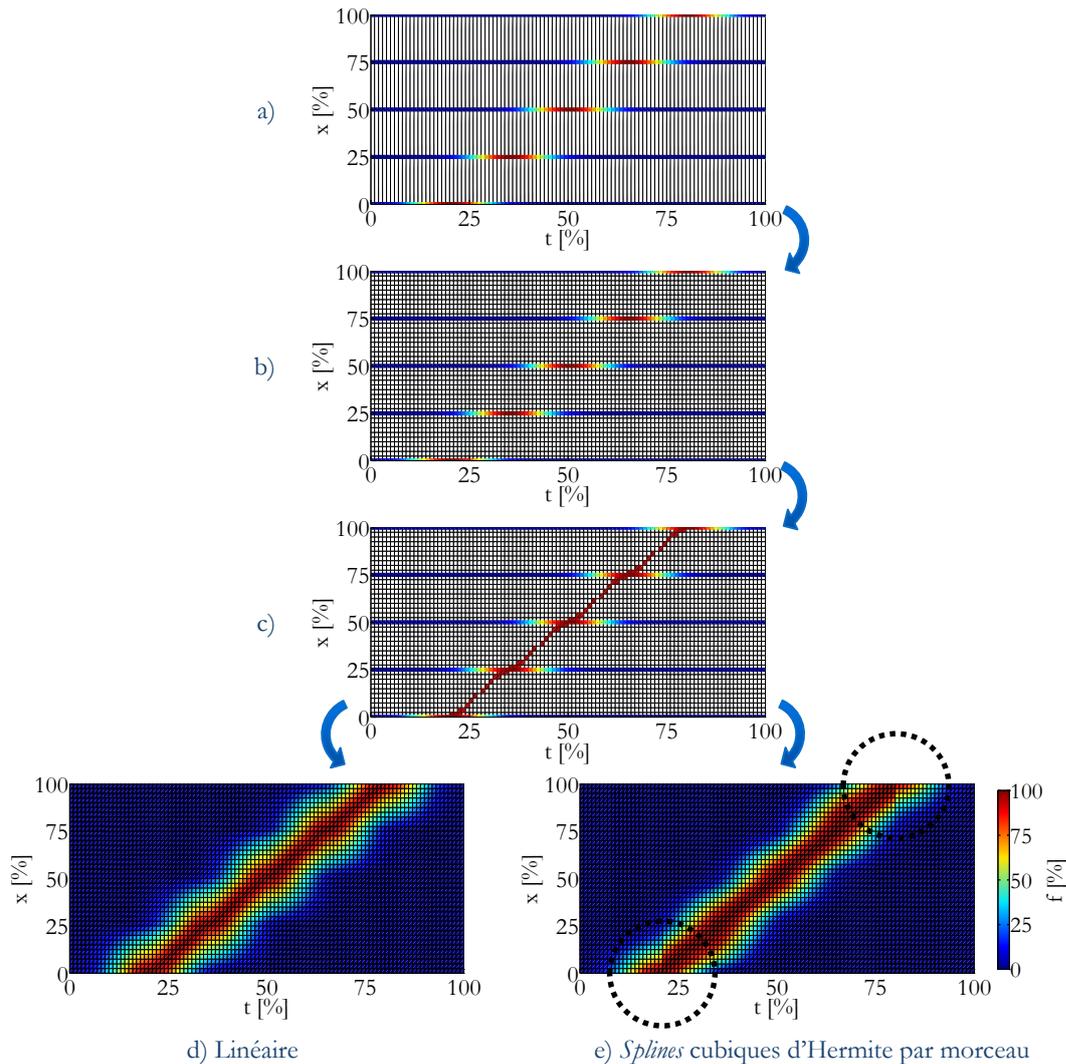


Figure 136 – Description des étapes du processus d'interpolation linéaire guidée par ajout d'un point supplémentaire situé à la position estimée du maximum du pic. Les couleurs indiquent le niveau de f .

- Données de départ sur le maillage initial (en traits noirs). Les données initiales correspondent aux niveaux de couleur en cinq positions sur tout l'intervalle temporel.
- Définition d'un maillage raffiné selon x .
- Ajout d'un point à chaque pas de temps correspondant à la position supposée du maximum du pic.
- Interpolation linéaire classique des données sur le maillage raffiné.
- Interpolation en splines cubiques d'Hermite par morceau des données sur le maillage raffiné. Les cercles pointillés noirs entourent un défaut de l'interpolation.

Par exemple ici, le maximum de la perturbation apparaît lorsque $t = 20\%$ et continue à se déplacer jusqu'à $t = 80\%$. Un exemple de résultat est présenté sur la figure 137. L'utilisation de 6 points prouve que la liaison spatio-temporelle des pics est effectivement mieux réalisée (voir figure 135 pour comparaison).

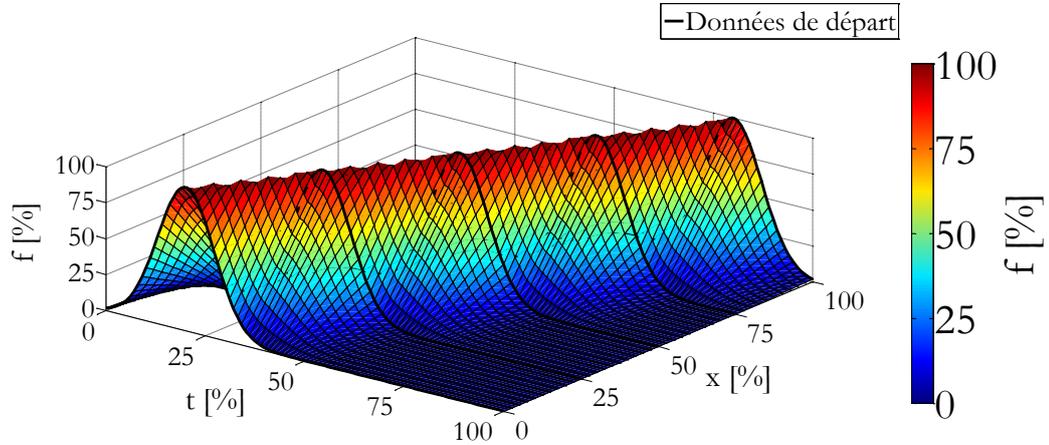


Figure 137 – Aperçu de l'interpolation linéaire classique guidée par ajout d'un point sous forme de courbe de surface.

Néanmoins, cette méthode n'assure pas une liaison complètement continue dans le temps car le passage de 5 à 6 points (avant et après le premier maximum de la perturbation) est assez abrupt, ce qui peut se traduire par des sauts (entourés par des cercles pointillés noirs sur la figure 136.e) si l'interpolation fait intervenir des polynômes d'ordre supérieur à 2 (*splines*, etc.). Ceci est dû au fait que seule la position du maximum est guidée et qu'il n'y a pas de continuité temporelle de l'interpolation, donc aucun signe précurseur du pic. Une possibilité d'amélioration du modèle pourrait être d'ajouter des guides (par exemple relier en plus les points où la perturbation atteint 90% de sa valeur maximum) ou d'imposer des contraintes supplémentaires au calcul d'interpolation (par exemple imposer des coefficients directeurs particuliers aux extrémités).

A.2.2.2 Interpolation guidée par transformation du plan

L'idée est de rapprocher les pics des courbes en cloche en distordant le plan $(t ; x)$ pour guider l'interpolation et faciliter la liaison entre les maxima. Le processus est présenté sur la figure 139. On cherche tout d'abord la trajectoire du tourbillon (ligne noire discontinue qui relie les maxima sur la figure 139.b). On crée ensuite une distorsion du plan $(t ; x)$ en un plan $(\tilde{t} ; \tilde{x})$ pour aligner les maxima au niveau de leur position temporelle moyenne (voir figure 139.c). On choisit la transformation F suivante :

$$\begin{pmatrix} x \\ t \end{pmatrix} \begin{matrix} \xrightarrow{F} \\ \xleftarrow{F^{-1}} \end{matrix} \begin{pmatrix} \tilde{x} = x \\ \tilde{t} = \begin{cases} \frac{\text{moy}(t_{\text{pic}})}{t_{\text{pic}}(x)} t & \text{si } t < t_{\text{pic}} \\ \frac{t_1 - \text{moy}(t_{\text{pic}})}{t_1 - t_{\text{pic}}(x)} (t - t_{\text{pic}}(x)) + \text{moy}(t_{\text{pic}}) & \text{sinon} \end{cases} \end{pmatrix} \quad (161)$$

Où $t_{\text{pic}}(x)$ est l'instant t où le maximum de la perturbation en cloche est à la position x (ligne noire discontinue sur la figure 139.b), $\text{moy}(t_{\text{pic}})$ est la moyenne spatiale des $t_{\text{pic}}(x)$ et

t_1 est la valeur finale de la dimension temporelle (soit ici la valeur indiquée comme étant 100%). Les allures de F sont représentées sur la figure 138.

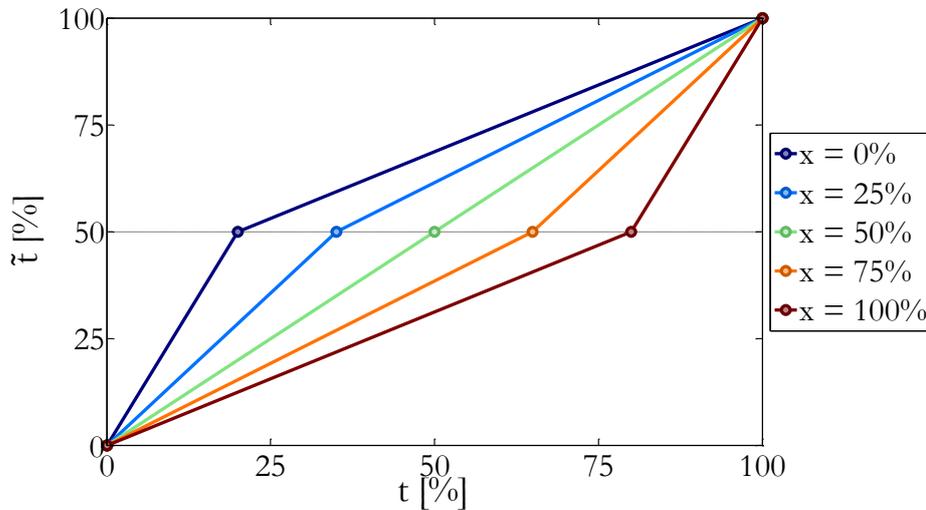


Figure 138 – Tracé de l'allure de la fonction $F(t) = \tilde{t}$ appliquée au cas test étudié ici. L'allure diffère selon la position spatiale x .

Les maxima ainsi alignés dans le plan déformé (voir figure 139.c), une interpolation peut relier directement un maximum d'une position x au maximum de la position x voisine car il s'agit du point le plus proche. Pour que la liaison se fasse, il faut, à partir des mêmes nœuds que dans le plan original, redéfinir un nouveau maillage dans le plan déformé, et un nouveau maillage de sortie raffiné. Les maillages cartésiens ne sont plus adaptés, on leur préférera des maillages triangulaires (voir figure 139.d) que l'on peut trouver par exemple par triangulation de Delaunay²². Il est alors possible de procéder à une interpolation barycentrique d'un maillage triangulaire à l'autre (voir figure 139.e). A l'aide de la transformation inverse F^{-1} , on peut revenir à la représentation plus habituelle dans le plan $(t ; x)$ (voir figure 139.f). Et puisque les nœuds du maillage triangulaire correspondent aux nœuds du maillage cartésien initial, on peut de nouveau représenter le résultat sous sa forme cartésienne (voir figure 139.g).

Le résultat de cette interpolation est donné sur la figure 140. En comparaison avec la figure 135 pour laquelle aucune transformation n'est appliquée avant l'interpolation, on remarque qu'à la place de la succession de bosses, il y a une progression continue de la courbe en cloche. Ainsi, en sachant au préalable que les pics sur les différentes positions spatiales correspondent au déplacement d'une seule et même perturbation, cette méthode d'interpolation guidée apporte une estimation significativement meilleure de la répartition de la variable f selon x .

Cette technique a été utilisée pour toutes les interpolations de pression pariétale sur lesquelles les pics de succion du tourbillon de bord d'attaque sont clairement visibles et cohérentes avec l'hypothèse de déplacement d'un seul et même tourbillon. Ces distributions de pression sont ensuite utilisées pour le calcul des efforts aérodynamiques.

²² La triangulation de Delaunay relie par des triangles les points du maillage, de telle manière que le plus petit angle parmi les trois sommets d'un triangle soit maximisé pour l'ensemble des triangles. Cette méthode assure que les triangles obtenus ne sont pas excessivement allongés.

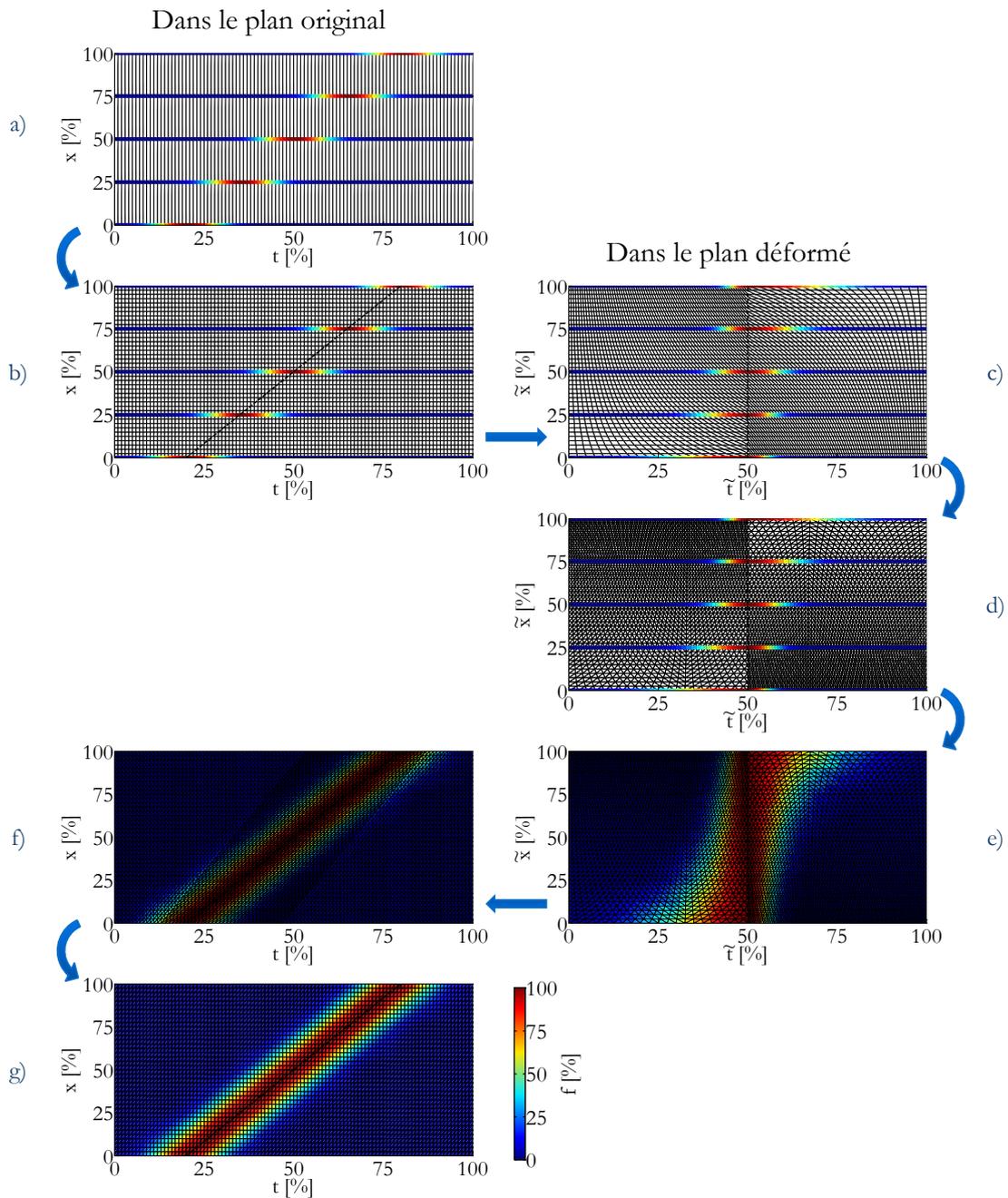


Figure 139 – Description des étapes du processus d’interpolation guidée par transformation du plan spatio-temporel. Les couleurs indiquent le niveau de la variable f .

- a) Données de départ sur le maillage initial (en traits noirs). Les données initiales correspondent aux niveaux de couleur en cinq positions sur tout l’intervalle temporel.
- b) Définition d’un maillage raffiné selon x et estimation de la trajectoire du maximum du pic.
- c) Transformation du maillage pour aligner les maxima du pic.
- d) Définition d’un maillage triangulaire par triangulation de Delaunay.
- e) Interpolation barycentrique des données sur le maillage triangulaire.
- f) Transformation inverse des données interpolées pour revenir dans le plan initial.
- g) Affichage des mêmes données sur le maillage raffiné selon (maillage cartésien).

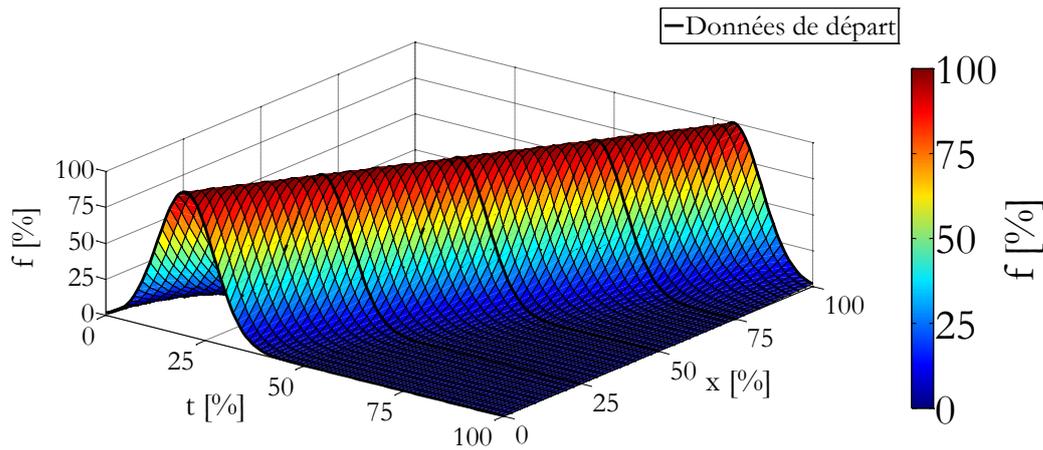


Figure 140 – Aperçu de l'interpolation linéaire classique guidée par transformation du plan sous forme de courbe de surface.

A.2.3 Calcul des efforts par intégration de la pression

Les efforts aérodynamiques s'appliquant sur les pales sont le résultat d'efforts de pression et d'efforts de frottement. N'ayant accès qu'aux mesures de pression, on ne peut estimer que les efforts de pression qui représentent malgré tout la partie la plus importante de l'effort normal et une partie significative de l'effort tangentiel pour une incidence suffisamment importante.

A.2.3.1 Extrapolation sur la totalité de la face intérieure

Les efforts expérimentaux sont issus de l'intégration de la pression sur la totalité des deux faces des pales. On ne s'intéresse ici qu'à la face intérieure. N'ayant accès qu'aux mesures de pression entre 10% et 80% de corde, il faut au préalable estimer la pression au bord d'attaque avant de procéder à l'intégration car cette zone du profil contribue beaucoup au bilan des efforts, notamment pour la force tangentielle. On peut distinguer trois cas particuliers, lorsque l'écoulement est attaché au-dessus du profil, lorsqu'il est décollé et que le tourbillon est proche du premier point de mesure, et lorsqu'il est décollé et que le tourbillon est loin du bord d'attaque (voir figure 141).

Lorsque l'écoulement est attaché (voir figure 141.a), on peut estimer que le modèle numérique est suffisamment correct pour pouvoir servir de guide pour l'interpolation. Ainsi, on procède à l'extrapolation en utilisant les données numériques de pression au bord d'attaque (0% de la corde), au bord de fuite (100% de la corde) et dans la zone du pic de succion (2,5% de la corde). Il ne s'agit donc plus d'une extrapolation à proprement parler mais plutôt d'une interpolation à partir de points de plusieurs origines (données expérimentales auxquelles s'ajoutent trois points numériques).

Lorsqu'il y a eu un lâcher tourbillonnaire de bord d'attaque et que l'écoulement est décollé (voir figure 141.b), il n'y a plus de pic de succion au bord d'attaque et le modèle numérique n'est plus d'aucune aide pour guider l'extrapolation. S'il n'y a pas de tourbillon au-dessus du profil ou qu'il est suffisamment loin des régions d'extrapolation (bord d'attaque ou bord de fuite), on peut faire l'approximation d'une répartition de pression uniforme car il est vérifié expérimentalement que dans la portion décollée d'un profil en translation rectiligne et uniforme, la répartition de coefficient de pression est en moyenne constante ([238]). Cette

observation a aussi été faite sur des profils en décrochage dynamique ([148] et [171]). Dans ce cas, la méthode d'extrapolation consiste à prolonger le niveau de la pression à 10% de corde jusqu'au bord d'attaque et celui à 80% de corde jusqu'au bord de fuite.

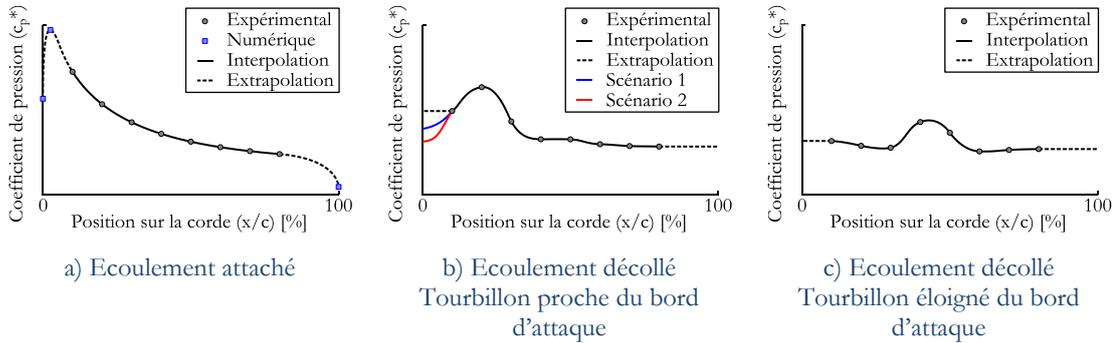


Figure 141 – Schémas de principe des méthodes d'extrapolation de la pression pariétale sur la face intérieure en fonction de la position sur le profil. La méthode d'extrapolation diffère selon que l'écoulement sur la face intérieure soit attaché (a) ou décollé au profil (b et c).

Lorsque l'écoulement est décollé au bord d'attaque et que l'effet du tourbillon est important sur les zones de décollement (voir figure 141.c), les mesures expérimentales seules ne permettent pas elles non plus de prédire le niveau de pression au bord d'attaque. Une multitude de scénarios sont possibles sans qu'un seul puisse être privilégié sur les autres. Plutôt que de choisir arbitrairement une estimation, il a été préféré de prolonger uniformément les niveaux de pression comme quand il n'y a pas d'effet du tourbillon. Cette méthode donne un niveau de dépression supérieur à celui qui peut exister en réalité. On obtient ainsi une borne supérieure de la contribution du tourbillon à la pression pariétale du bord d'attaque. Une dépression au bord d'attaque étant favorable à la production d'effort normal et tangentiel, cette méthode évalue aussi une limite supérieure de la contribution expérimentale de la face intérieure aux coefficients de force normale et tangentielle.

A.2.3.2 Indépendance des calculs d'effort vis-à-vis de la méthode d'interpolation

Différentes méthodes d'interpolation sont testées pour procéder conjointement à l'interpolation et à l'extrapolation. Systématiquement les techniques sont utilisées en procédant au préalable à la transformation présentée au paragraphe A.2.1. Ces techniques sont les suivantes :

- Méthode (1) : Par transformation du plan $(t ; x)$ en un plan $(\tilde{t} ; \tilde{x})$, en utilisant une interpolation barycentrique au sein des triangles formés dans le plan $(\tilde{t} ; \tilde{x})$ (voir paragraphe A.2.2.2).
- Méthode (2) : Par transformation du plan $(t ; x)$ en un plan $(\tilde{t} ; \tilde{x})$, en utilisant une interpolation par krigeage²³ dans le plan $(\tilde{t} ; \tilde{x})$ (en utilisant un modèle de variogramme *spline* cubique). Cette méthode utilise l'outil DACE

²³ Le krigeage est une méthode d'estimation linéaire qui peut être utilisée pour l'interpolation ou l'extrapolation spatiale, y compris à plusieurs dimensions. Elle est non-biaisée, objective et optimale (au sens statistique). Il s'agit de l'estimateur linéaire qui assure la valeur minimale de la variance d'estimation. Le krigeage est normalement une méthode d'estimation spatiale, elle n'est pas utilisée ici dans ses conditions idéales d'opération puisque elle est appliquée à un espace spatio-temporel $(\tilde{t} ; \tilde{x})$. La pertinence de l'utilisation du krigeage et l'optimisation du modèle ne sont pas discutées ici, cette méthode est juste choisie du fait de sa bonne aptitude à réaliser une interpolation avec un maillage non-cartésien fortement irrégulier tel que peut l'être celui dans le plan $(\tilde{t} ; \tilde{x})$ et le choix du modèle de variogramme est simplement issu d'un choix subjectif en comparant divers modèles.

développé par Lophaven et al. [158], se référer au document original pour plus d'information.

- Méthode (3) : Par interpolation par *splines* cubiques d'Hermite par morceau (*pchip*) réalisées successivement à chaque pas de temps en guidant l'interpolation en ajoutant un point correspondant à la position et à l'amplitude supposées du tourbillon (voir paragraphe A.2.2.1).
- Méthode (4) : Par interpolation par des courbes de Bézier réalisées successivement à chaque pas de temps en guidant l'interpolation en ajoutant un point correspondant à la position et à l'amplitude supposées du tourbillon (voir paragraphe A.2.2.1). L'interpolation par courbes de Bézier est réalisée grâce à une fonction tirée de l'utilitaire *Interpolation Utilities* développé par Henning [114].

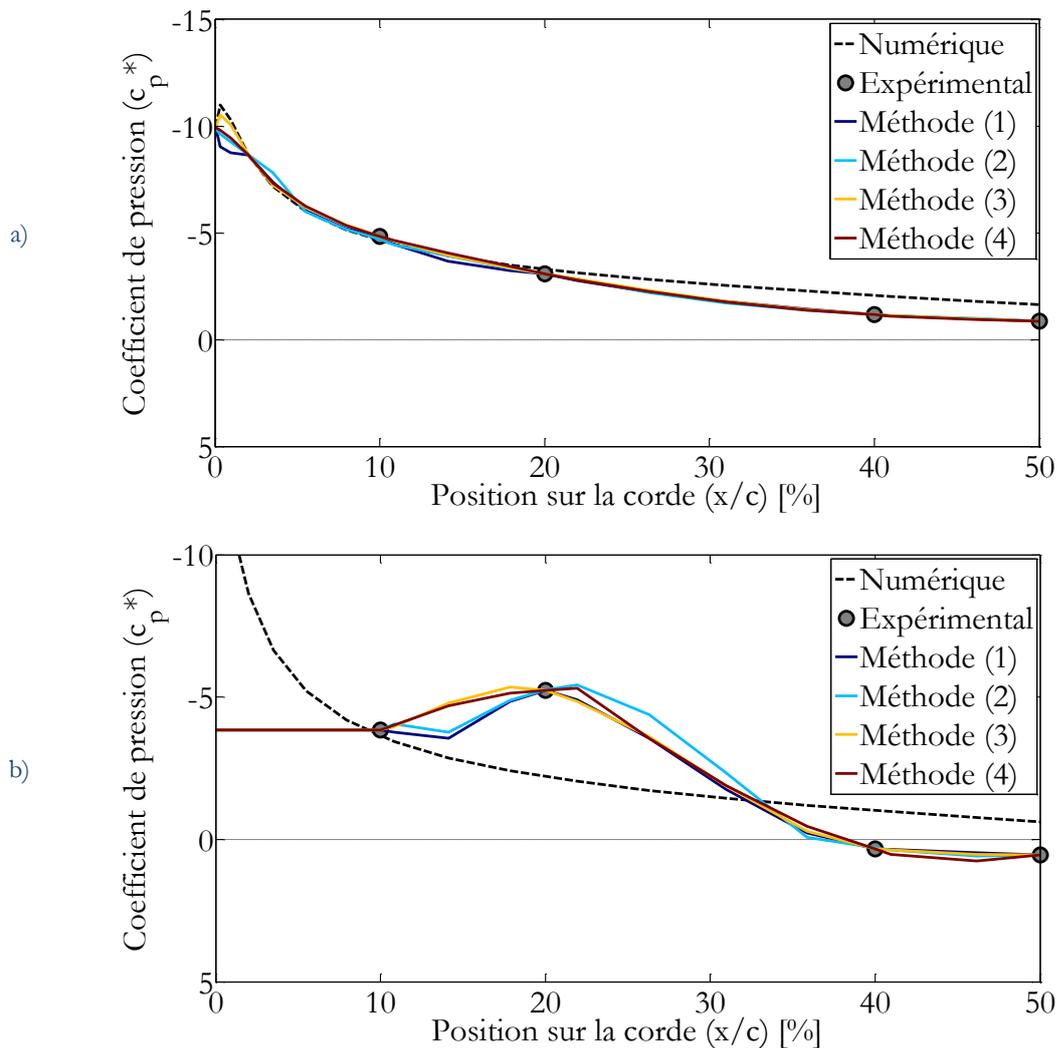


Figure 142 – Allures des interpolations de coefficient de pression réalisées au niveau de l'avant du profil avec différentes méthodes d'interpolation. Ces interpolations correspondent à celles réalisées pour la configuration $\lambda \approx 1,5$ et $U_\infty \approx 12$ m/s lorsque $\theta = 80^\circ$ (a) et lorsque $\theta = 110^\circ$ (b).

De manière générale, lorsque l'écoulement est attaché (voir figure 142.a), ces différentes méthodes d'interpolation donnent des résultats relativement similaires entre 10% et 80% de corde. Les principales variations concernent la zone du bord d'attaque entre les deux premiers points (0% et 2,5% de la corde). Lorsque l'écoulement est décollé au bord d'attaque (voir figure 142.b), des différences plus significatives sont visibles sur les

répartitions de pression à cause du suivi du tourbillon de bord d'attaque. On peut observer l'influence de ces écarts sur les coefficients de force normale et tangentielle sur la figure 143. Les différences entre les méthodes ne modifient manifestement pas les estimations que l'on peut faire des efforts aérodynamiques. En particulier, cela met en évidence le fait que les résultats qui sont présentés dans cette étude pour la borne maximum des efforts ne sont pas affectés par la méthode d'interpolation de la pression pariétale.

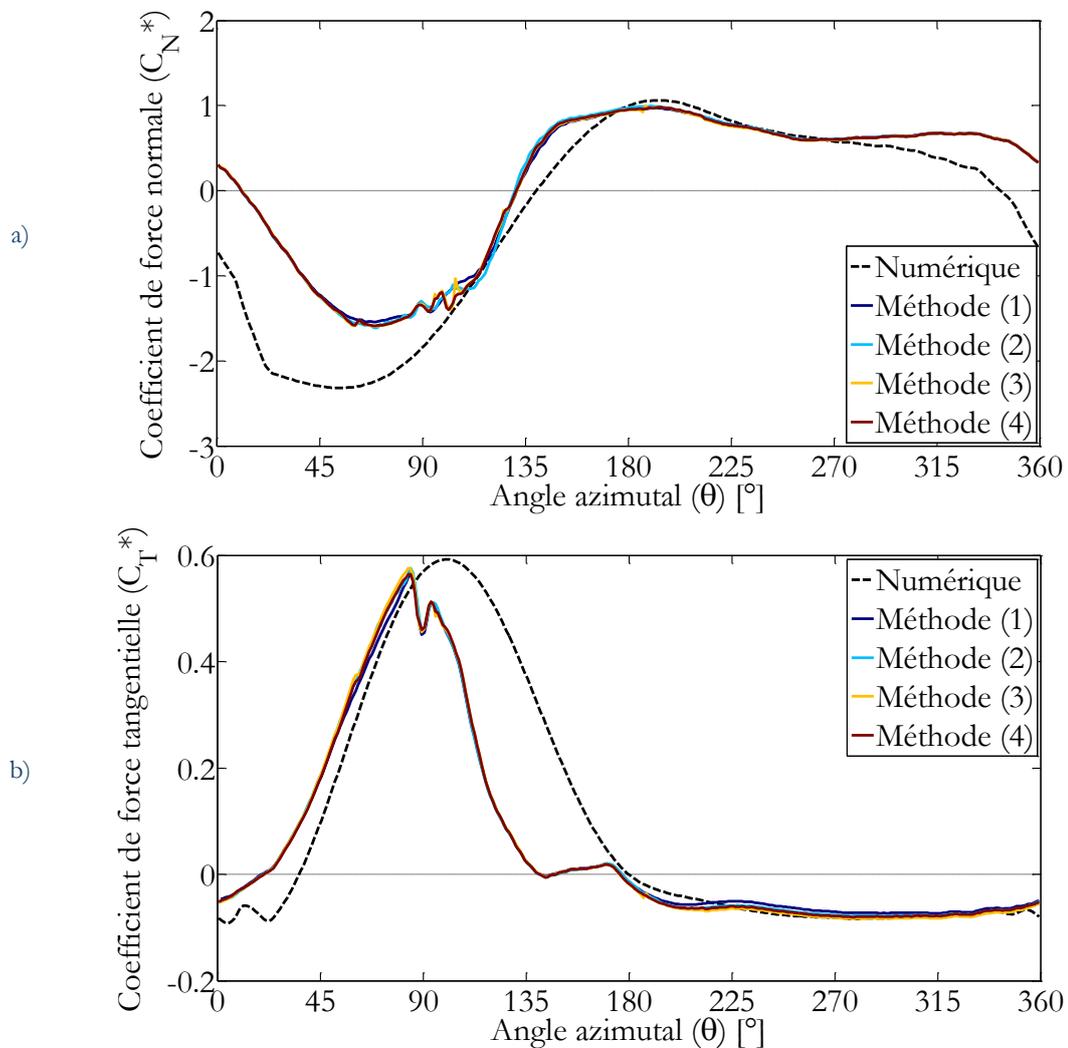


Figure 143 – Coefficients de forces aérodynamiques (adimensionnés par le terme $\frac{1}{2}\rho c(\lambda U_\infty)^2$) issus de l'intégration et de la projection de la pression pariétale sur la face intérieure uniquement.

A.3 Vitesses induites par des singularités élémentaires

Pour déduire la vitesse et la pression au niveau des pales, la méthode des panneaux vise à résoudre un système matriciel dans lequel interviennent les vitesses induites par des singularités élémentaires d'intensités unitaires. Les vitesses induites par un ensemble de singularités élémentaires sont présentées dans le tableau 20. Les expressions des vitesses sont écrites sous leur forme complexe car les formulations sont plus simples. Les composantes

de la vitesse dans différents repères (cartésiens ou polaires) peuvent être déduites, notamment en calculant les parties réelles et imaginaires.

Le tableau 20 récapitule aussi les expressions des potentiels complexes qui servent au calcul de la pression instationnaire en utilisant l'équation de Bernoulli instationnaire (voir paragraphe III.2.2.6). Ils correspondent aux primitives des vitesses complexes.

L'ensemble de ces résultats est démontré dans le livre de Katz et Plotkin [133].

Singularité	Potentiel complexe $F(z) = \varphi + i\psi$	Vitesse complexe $W(z) = U - iV$
Ecoulement uniforme • De vitesse U_∞ • D'incidence α par rapport à $O\vec{x}$	$U_\infty z e^{-i\alpha}$	$U_\infty e^{-i\alpha}$
Source ponctuelle • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • De débit Σ	$\frac{\Sigma}{2\pi} \ln(z - z_0)$	$\frac{\Sigma}{2\pi(z - z_0)}$
Vortex ponctuel • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • D'intensité Γ	$\frac{-i\Gamma}{2\pi} \ln(z - z_0)$	$\frac{-i\Gamma}{2\pi(z - z_0)}$
Distribution constante de source • Selon un segment [AB] avec $A(z_A)$ et $B(z_B)$ où $z_A = x_A + iy_A$ et où $z_B = x_B + iy_B$ • De débit par unité de longueur constant $\sigma(s) = \sigma$	$\frac{\sigma}{2\pi} \int_{z_A}^{z_B} \ln(z - z_i) dz_i$ $= \frac{\sigma}{2\pi} [(z - z_A) \ln(z - z_A) - (z - z_B) \ln(z - z_B)]$	$\frac{\sigma}{2\pi} \int_{z_A}^{z_B} \frac{1}{(z - z_i)} dz_i$ $= \frac{\sigma}{2\pi} \ln \left(\frac{z - z_A}{z - z_B} \right) e^{-i\delta}$ Avec $\delta = \text{atan} \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right)$
Distribution constante de vorticité • Selon un segment [AB] avec $A(z_A)$ et $B(z_B)$ où $z_A = x_A + iy_A$ et où $z_B = x_B + iy_B$ • D'intensité par unité de longueur constante $\gamma(s) = \gamma$	$\frac{-i\gamma}{2\pi} \int_{z_A}^{z_B} \ln(z - z_i) dz_i$ $= \frac{-i\gamma}{2\pi} [(z - z_A) \ln(z - z_A) - (z - z_B) \ln(z - z_B)]$	$\frac{-i\gamma}{2\pi} \int_{z_A}^{z_B} \frac{1}{(z - z_i)} dz_i$ $= \frac{-i\gamma}{2\pi} \ln \left(\frac{z - z_A}{z - z_B} \right) e^{-i\delta}$ Avec $\delta = \text{atan} \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right)$

Tableau 20 – Récapitulatif des vitesses et des potentiels complexes induits par un ensemble de singularités.

A.4 Simulations de parois par la méthode des images

Les solutions de l'équation de Laplace pour différentes singularités peuvent être utilisées pour construire l'écoulement autour d'obstacles de forme arbitraire. On peut aussi être amené à calculer l'écoulement autour des mêmes obstacles faces à une paroi. La présence d'une paroi suppose une vitesse nulle à la surface de cette paroi, elle peut être simulée par l'ajout de singularités de même intensité ou d'intensité opposée, placées de l'autre côté de la paroi de manière à satisfaire la condition de non-pénétration du fluide à travers la paroi. Cette méthode est appelée méthode des images car chaque singularité du plan physique peut être associée à une singularité image de l'autre côté de la paroi. Dans le cadre du modèle numérique développé ici, la méthode des images est utilisée pour simuler le fonctionnement de l'éolienne entre deux parois parallèles représentant les murs d'une soufflerie.

Prenons d'abord l'exemple d'une source ponctuelle de débit Σ à une distance h d'une paroi plane (voir figure 144.a). Par définition, la vitesse normale à la paroi est nulle. On peut montrer que l'on peut obtenir la même topologie de l'écoulement que si l'on avait une source virtuelle de même débit de l'autre côté de la paroi, à la même distance h car la vitesse normale induite par la source au niveau de la paroi est contrebalancée par la vitesse normale induite par la source virtuelle. On note les coordonnées en écriture complexe des sources réelles et virtuelles respectivement z_0 et $z = z_0 - 2ih$. La vitesse calculée en un point z du plan peut être écrite comme la vitesse induite par les deux singularités :

$$W(z) = \frac{\Sigma}{2\pi(z - z_0)} + \frac{\Sigma}{2\pi(z - z_0 + 2ih)} \quad (162)$$

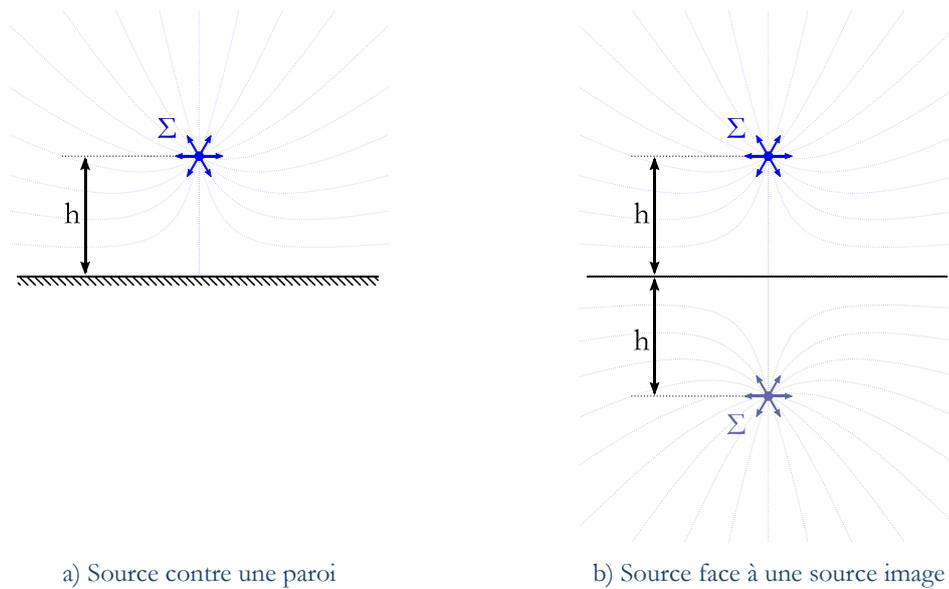


Figure 144 – Schéma de principe de la méthode des images sur une source de débit Σ à une distance h d'une paroi.

Si maintenant on place la même source entre deux parois équidistantes à une distance $+h/2$ et $-h/2$ de la singularité. On peut procéder à la même méthode en ajoutant une source de l'autre côté de chaque paroi, mais il faut aussi ajouter les images des images. On obtient alors une infinité de sources images (voir figure 145.a). Dès lors, la vitesse calculée en un point z du plan peut être écrite comme la somme infinie des vitesses induites par les singularités :

$$W(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Sigma}{2\pi(z - z_0 + inh)} \quad (163)$$

D'après [105], on peut montrer que l'expression de la vitesse induite peut se simplifier en introduisant la cotangente hyperbolique :

$$W(z) = \frac{\Sigma}{h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{h}(z - z_0)\right)} \quad (164)$$

Dans le cas général, si la source n'est pas placée de manière équidistante par rapport aux deux parois, on peut se ramener à deux séries infinies d'images équidistantes (voir figure 145.b). D'une part, on a une série d'images infinies de la singularité initiale, avec une distance $2h$ entre chaque image. D'autre part, on a une série d'images infinies de l'image de la singularité par rapport à la paroi inférieure, également avec une distance $2h$ entre chaque image. En notant h_1 la distance entre la source et la paroi inférieure, on obtient la vitesse induite à partir de la formule suivante :

$$W(z) = \frac{\Sigma}{2h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{2h}(z - z_0)\right)} + \frac{\Sigma}{2h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{2h}(z - z_0 + 2ih_1)\right)} \quad (165)$$

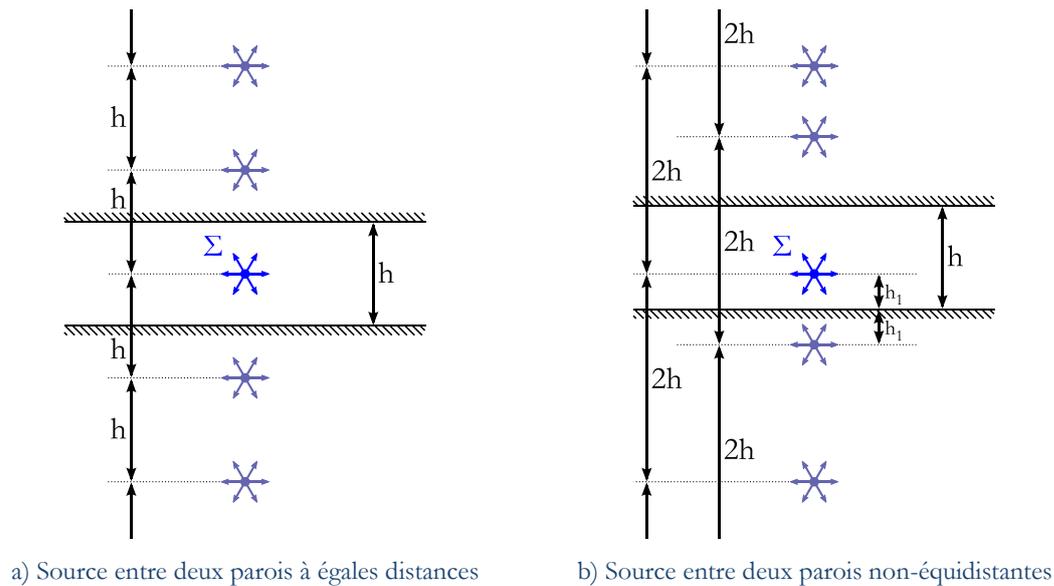


Figure 145 – Schéma de principe de la méthode des images sur une source de débit Σ entre deux parois séparées d'une distance h .

Les expressions des vitesses induites par une source face ou entre deux parois sont résumées dans le tableau 21. On peut également mener un raisonnement similaire sur des vortex ponctuels, auquel cas les termes images ont des signes qui s'alternent (voir tableau 22). De même, on peut réaliser un développement comparable pour des singularités non plus ponctuelles, mais distribuées sur un segment. Le tableau 23 donne l'expression de la vitesse induite par une distribution constante de source face à une paroi et entre deux parois. Le tableau 24 donne les expressions équivalentes pour une distribution constante de vorticité.

Il existe aussi des formulations pour le potentiel induit par les sources, certaines de ces expressions peuvent être trouvées dans le livre de Katz et Plotkin [133] et l'article de Greengard [105].

Singularité	Vitesse complexe $W(z) = U - iV$
Source ponctuelle face à une paroi <ul style="list-style-type: none"> • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • De débit Σ • La paroi est orientée selon $O\vec{x}$ telle que $z = i(y_0 - h)$ 	$\frac{\Sigma}{2\pi(z - z_0)} + \frac{\Sigma}{2\pi(z - z_0 + 2ih)}$
Source ponctuelle entre deux parois équidistantes <ul style="list-style-type: none"> • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • De débit Σ • Les parois sont orientées selon $O\vec{x}$ telles que $z = i\left(y_0 + \frac{h}{2}\right)$ et $z = i\left(y_0 - \frac{h}{2}\right)$ 	$\frac{\Sigma}{h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{h}(z - z_0)\right)}$
Source ponctuelle entre deux parois non-équidistantes <ul style="list-style-type: none"> • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • De débit Σ • Les parois sont orientées selon $O\vec{x}$ telles que $z = iy_1$ et $z = iy_2$ avec $y_1 < y_2$ 	$\frac{\Sigma}{2h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{2h}(z - z_0)\right)} + \frac{\Sigma}{2h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{2h}(z - z_0 + 2ih_1)\right)}$ <p>Avec $h_1 = y_0 - y_1$ la distance du point M à la paroi inférieure et $h = y_2 - y_1$ la distance inter-paroi</p>

Tableau 21 – Récapitulatif des vitesses complexes induites par une source ponctuelle face à une paroi ou entre deux parois.

Singularité	Vitesse complexe $W(z) = U - iV$
Vortex ponctuel face à une paroi <ul style="list-style-type: none"> • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • D'intensité Γ • La paroi est orientée selon $O\vec{x}$ telle que $z = i(y_0 - h)$ 	$\frac{-i\Gamma}{2\pi(z - z_0)} + \frac{i\Gamma}{2\pi(z - z_0 + 2ih)}$
Vortex ponctuel entre deux parois équidistantes <ul style="list-style-type: none"> • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • D'intensité Γ • Les parois sont orientées selon $O\vec{x}$ telles que $z = i\left(y_0 + \frac{h}{2}\right)$ et $z = i\left(y_0 - \frac{h}{2}\right)$ 	$\frac{-i\Gamma}{h} \frac{1}{\sinh\left(\frac{\pi}{h}(z - z_0)\right)}$
Vortex ponctuel entre deux parois non-équidistantes <ul style="list-style-type: none"> • En $M(z_0)$ où $z_0 = x_0 + iy_0$ • D'intensité Γ • Les parois sont orientées selon $O\vec{x}$ telles que $z = iy_1$ et $z = iy_2$ avec $y_1 < y_2$ 	$\frac{-i\Gamma}{2h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{h}(z - z_0)\right)} + \frac{i\Gamma}{2h} \frac{1}{\tanh\left(\frac{\pi}{h}(z - z_0 + 2ih_1)\right)}$ <p>Avec $h_1 = y_0 - y_1$ la distance du point M à la paroi inférieure et $h = y_2 - y_1$ la distance inter-paroi</p>

Tableau 22 – Récapitulatif des vitesses complexes induites par un vortex ponctuel face à une paroi ou entre deux parois.

Singularité	Vitesse complexe $W(z) = U - iV$
Distribution constante de source face à une paroi <ul style="list-style-type: none"> ● Selon un segment [AB] avec $A(z_A)$ et $B(z_B)$ où $z_A = x_A + iy_A$ et où $z_B = x_B + iy_B$ ● De débit par unité de longueur constant $\sigma(s) = \sigma$ ● La paroi est orientée selon $O\vec{x}$ sous le segment [AB] 	$\frac{\sigma}{2\pi} e^{-i\delta} \ln \left(\frac{z - z_A}{z - z_B} \right) + \frac{\sigma}{2\pi} e^{i\delta} \ln \left(\frac{z - z_A + 2ih_A}{z - z_B + 2ih_B} \right)$ <p style="text-align: center;">Avec $\delta = \text{atan} \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right)$ h_A est la distance du point A à la paroi h_B est la distance du point B à la paroi</p>
Distribution constante de source entre deux parois non-équidistantes <ul style="list-style-type: none"> ● Selon un segment [AB] avec $A(z_A)$ et $B(z_B)$ où $z_A = x_A + iy_A$ et où $z_B = x_B + iy_B$ ● De débit par unité de longueur constant $\sigma(s) = \sigma$ ● Les parois sont orientées selon $O\vec{x}$ avec une distance inter-paroi notée h 	$\begin{aligned} & \frac{\sigma}{2\pi} e^{-i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_A) \right) \right] \\ & - \frac{\sigma}{2\pi} e^{-i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_B) \right) \right] \\ & + \frac{\sigma}{2\pi} e^{i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_A + ih_A) \right) \right] \\ & - \frac{\sigma}{2\pi} e^{i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_B + ih_B) \right) \right] \end{aligned}$ <p style="text-align: center;">Avec $\delta = \text{atan} \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right)$ h_A est la distance du point A à la paroi inférieure h_B est la distance du point B à la paroi inférieure</p>

Tableau 23 – Récapitulatif des vitesses complexes induites par une distribution constante de source face à une paroi ou entre deux parois.

Singularité	Vitesse complexe $W(z) = U - iV$
Distribution constante de vorticité face à une paroi <ul style="list-style-type: none"> ● Selon un segment [AB] avec $A(z_A)$ et $B(z_B)$ où $z_A = x_A + iy_A$ et où $z_B = x_B + iy_B$ ● D'intensité par unité de longueur constant $\gamma(s) = \gamma$ ● La paroi est orientée selon $O\vec{x}$ sous le segment [AB] 	$\frac{-i\gamma}{2\pi} e^{-i\delta} \ln \left(\frac{z - z_A}{z - z_B} \right) + \frac{i\gamma}{2\pi} e^{i\delta} \ln \left(\frac{z - z_A + 2ih_A}{z - z_B + 2ih_B} \right)$ <p style="text-align: center;">Avec $\delta = \text{atan} \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right)$ h_A est la distance du point A � la paroi h_B est la distance du point B � la paroi</p>
Distribution constante de vorticité entre deux parois non-équidistantes <ul style="list-style-type: none"> ● Selon un segment [AB] avec $A(z_A)$ et $B(z_B)$ où $z_A = x_A + iy_A$ et où $z_B = x_B + iy_B$ ● D'intensité par unité de longueur constant $\gamma(s) = \gamma$ ● Les parois sont orientées selon $O\vec{x}$ avec une distance inter-paroi notée h 	$\begin{aligned} & - \frac{i\gamma}{2\pi} e^{-i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_A) \right) \right] \\ & + \frac{i\gamma}{2\pi} e^{-i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_B) \right) \right] \\ & + \frac{i\gamma}{2\pi} e^{i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_A + ih_A) \right) \right] \\ & - \frac{i\gamma}{2\pi} e^{i\delta} \ln \left[\sinh \left(\frac{\pi}{2h} (z - z_B + ih_B) \right) \right] \end{aligned}$ <p style="text-align: center;">Avec $\delta = \text{atan} \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right)$ h_A est la distance du point A � la paroi inférieure h_B est la distance du point B � la paroi inférieure</p>

Tableau 24 – Récapitulatif des vitesses complexes induites par une distribution constante de vorticité face à une paroi ou entre deux parois.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Humdinger wind energy, llc. <http://www.humdingerwind.com/>. Visité pour la dernière fois le 12/04/2014.
- [2] Final project report: High-energy rotor development, test and evaluation. Contractor Report SAND96–2205, FloWind Corporation, 1996.
- [3] Aérogénérateurs. partie 2 : Exigences en matière de conception des petits aérogénérateurs. Norme européenne, norme française AFNOR NF EN 61400-2, Comité Européen de Normalisation Electrotechnique (CENELEC), 2006.
- [4] Wineur project: Wind energy integration in the urban environment. <http://www.urbanwind.net/>, 2007. Visité pour la dernière fois le 17/01/2014.
- [5] Evaluation of measurement data - guide to the expression of uncertainty in measurement. Norme internationale JCGM 100:2008, Joint Committee for Guides in Metrology, Working Group 1, 2008.
- [6] Nov'éolienne : Documentation. Dossier technique v1.1, Noveol SAS, 2012.
- [7] La banque mondiale. <http://www.banquemondiale.org/>, 2013. Visité pour la dernière fois le 17/01/2014.
- [8] Association française des professionnels du petit Éolien (afppe). <http://www.afppe.org/>, 2014. Visité pour la dernière fois le 17/01/2014.
- [9] AIHARA, Y., KOYAMA, H., & MURASHIGE, A. Transient aerodynamic characteristics of a two-dimensional airfoil during stepwise incidence variation. *Journal of Aircraft* 22, 8 (1985), 661–668.
- [10] AKINS, R. E. Rotationally-sampled flow-field measurements for vertical-axis wind turbines. Technical Report SAND82–2341C, Sandia National Laboratories, 1983.
- [11] AKINS, R. E. Measurements of surface pressure on an operating vertical-axis wind turbine. Contractor Report SAND89–7051, Sandia National Laboratories, 1989.
- [12] AKINS, R. E., BERG, D. E., & CYRUS, W. T. Measurements and calculations of aerodynamic torques for a vertical axis wind turbine. Technical Report SAND86–2164, Sandia National Laboratories, 1987.
- [13] ALIDADI, M. *A ducted vertical axis hydro current turbine*. Thèse de doctorat, University of British Columbia, 2009.
- [14] ALIDADI, M., & ÇALISAL, S. M. Effects of towing tank walls on the performance of a vertical axis turbine. In *OCEANS 2007* (2007).
- [15] ALLET, A., HALLÉ, S., & PARASCHIVOIU, I. Numerical simulation of dynamic stall around an airfoil in darrieus motion. *Journal of Solar Energy Engineering* 121, 1 (1999), 69–76.
- [16] ALLET, A., & PARASCHIVOIU, I. Viscous flow and dynamic stall effects on vertical-axis wind turbines. *International Journal of Rotating Machinery* 2, 1 (1995), 1–14.

- [17] AMANDOLÈSE, X., & SZÉCHÉNYI, E. Experimental study of the effect of turbulence on a section model blade oscillating in stall. *Wind Energy* 7, 4 (2004), 267–282.
- [18] AMET, E. *Simulation numérique d'une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble et Université Technique de Constructions de Bucarest, 2009.
- [19] AMORCE. Enp25 - petit éolien : état des lieux & enquête sur le rôle des collectivités dans le développement de la filière. Tech. rep., AMORCE, 2011.
- [20] ANGELL, R. K. *An Experimental Investigation Into The Dynamic Suitability Of Thick Section Aerofoils For The Blades Of Large Scale Vertical Axis Wind Turbines*. Thèse de doctorat, University of Reading, 1990.
- [21] ANTHEAUME, S., MAÎTRE, T., & ACHARD, J.-L. Hydraulic darrieus turbines efficiency for free fluid flow conditions versus power farms conditions. *Renewable Energy* 33, 10 (2008), 2186–2198.
- [22] ARMSTRONG, S. *Power performance, flow behaviour and excitation response of canted blades for a vertical axis wind turbine*. Thèse de master, McMaster University, Mechanical Engineering Department, 2011.
- [23] ASHLEY, H. Some contributions to aerodynamic theory for vertical axis wind turbines. In *12th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference (IECEC)* (1977), vol. 2, pp. 1624–1632.
- [24] ASHWILL, T. D., SUTHERLAND, H. J., & VEERS, P. S. Fatigue analysis of the sandia 34-meter vertical axis wind turbine. In *9th ASME Wind Energy Symposium* (1990).
- [25] BACHANT, P. *Experimental Investigation of Helical Cross-Flow Axis Hydrokinetic Turbines, Including Effects of Waves and Turbulence*. Thèse de master, University of Massachusetts, 2008.
- [26] BASE, T. E., PHILLIPS, P., ROBERTSON, G., & NOWAK, E. S. On the wake of a darrieus turbine. Conference Paper SEE N82-23684 14-44, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Lewis Research Center, Wind Turbine Structural Dynamics, 1981.
- [27] BASU, B. C., & HANCOCK, G. J. The unsteady motion of a two-dimensional aerofoil in incompressible inviscid flow. *Journal of Fluid Mechanics* 87, Part 1 (1978), 159–178.
- [28] BEDDOES, T. S. A third generation model for unsteady aerodynamics and dynamic stall. Tech. Rep. RP-908, Westland Helicopters Ltd., 1993.
- [29] BELLER, C. Urban wind energy - state of the art 2009. Tech. Rep. RISØ-R-1668(EN), Risø National Laboratory for Sustainable Energy, Technical University of Denmark (DTU), 2009.
- [30] BENEDICT, M., JARUGUMILLI, T., LAKSHMINARAYAN, V., & CHOPRA, I. Experimental and computational studies to understand the role of flow curvature effects on the aerodynamic performance of a mav-scale cycloidal rotor in forward flight. In *53rd AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference* (2012).
- [31] BERG, D. E. Vertical-axis wind turbines-the current status of an old technology. In *Japan Wind Energy Association Symposium* (1996).
- [32] BERGELES, G., MICHOS, A., & ATHANASSIADIS, N. Velocity vector and turbulence in the symmetry plane of a darrieus wind generator. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 37, 1 (1991), 87–101.
- [33] BERTÉNYI, T., MCINTOSH, S. C., & BABINSKY, H. Hybrid potential flow-streamtube method for modelling vawt-flowfield interactions. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2007), no. AIAA-2007-1369.

- [34] BIANCHINI, A., CARNEVALE, E. A., & FERRARI, L. A model to account for the virtual camber effect in the performance prediction of an h-darrieus vawt using the momentum models. *Wind Engineering* 35, 4 (2011), 465–482.
- [35] BLACKWELL, B. F., & REIS, G. E. Blade shape for a troposkien type of vertical-axis wind turbine. Technical Report SLA-74-0154, Sandia Laboratories, 1974.
- [36] BLACKWELL, B. F., SHELDAHL, R. E., & FELTZ, L. V. Wind tunnel performance data for the darrieus wind turbine with naca 0012 blades. Report SAND76-0130, Sandia Laboratories, 1976.
- [37] BLACKWELL, B. F., SULLIVAN, W. N., REUTER, R. C., & BANAS, J. F. Engineering development status of the darrieus wind turbine. *Journal of Energy* 1, 1 (1977), 50–64.
- [38] BOSSARD, J. *Caractérisation expérimentale du décrochage dynamique dans les hydroliennes à flux transverse par la technique de vélocimétrie par image de particules (PIV) - Comparaison avec les résultats issus des simulations numériques*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [39] BOYD, R. The quest for vertical axis wind turbines despite failures. <http://blogs.scientificamerican.com/plugged-in/2013/01/29/the-quest-for-vertical-axis-wind-turbines-despite-failures/>, 2013. Visité pour la dernière fois le 15/05/2014.
- [40] BRAVO, R., TULLIS, S. W., & ZIADA, S. Performance testing of a small vertical-axis wind turbine. In *21st Canadian Congress of Applied Mechanics (CANCAM)* (2007).
- [41] BRITISH BROADCASTING CORPORATION (BBC). Wind turbine maker proven energy in administration. <http://www.bbc.co.uk/news/uk-scotland-scotland-business-14953786>, 2011. Visité pour la dernière fois le 17/01/2014.
- [42] BROCHIER, G., FRAUNIE, P., BEGUIER, C., & PARASCHIVOIU, I. Water channel experiments of dynamic stall on darrieus wind turbine blades. *Journal of Propulsion and Power* 2, 5 (1986), 445–449.
- [43] CAFARELLI, I. A survey of the latest developments in dynamic stall and optimization of rotating structures. In *International Forum on Aeroelasticity* (1999).
- [44] CARDONA, J. L. Flow curvature and dynamic stall simulated with an aerodynamic free-vortex model for vawt. *Wind Engineering* 8, 3 (1984), 135–143.
- [45] CARR, L. W. Progress in analysis and prediction of dynamic stall. *Journal of Aircraft* 25, 1 (1988), 6–17.
- [46] CARR, L. W., MCALISTER, K. W., & MCCROSKEY, W. J. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. Technical Note NASA TN D-8382, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Research Center, 1977.
- [47] CARRIGAN, T. J., DENNIS, B. H., HAN, Z. X., & P. WANG, B. Aerodynamic shape optimization of a vertical-axis wind turbine using differential evolution. In *International Scholarly Research Network (ISRN) Renewable Energy* (2012), vol. 2012.
- [48] CARTA, F. O. A comparison of the pitching and plunging response of an oscillating airfoil. Contractor Report NASA CR-3172, National Aeronautics and Space Administration (NASA), United Technologies Research Center (UTRC), East Hartford, Connecticut, USA, oct 1979.
- [49] CASTELLI, M. R., & BENINI, E. Effect of blade inclination angle on a darrieus wind turbine. *Journal of Turbomachinery* 134, 3 (2012), 031016.
- [50] CASTELLI, M. R., FEDRIGO, A., & BENINI, E. Effect of dynamic stall, finite aspect ratio and streamtube expansion on vawt performance prediction using the be-m model. *International Journal of Mechanical and Aerospace Engineering* 6 (2012), 468–480.

- [51] CHAUDHURI, B. B., & SAMANTA, G. P. Elliptic fit of objects in two and three dimensions by moment of inertia optimization. *Pattern Recognition Letters* 12, 1 (1991), 1–7.
- [52] CHEN, S.-H., & HO, C.-M. Near wake of an unsteady symmetric airfoil. *Journal of Fluids and Structures Vol. 1* (1987), pp. 151 – 164.
- [53] COMOLET, R., HARAJLI, I., DES ROCHETTES, P. M., & YEZNASNI, A. Sur l'épanouissement du flux à la traversée d'une éolienne darrieus : théorie et expérience. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences. Série II. Mécanique, physique, chimie, sciences de la terre, sciences de l'univers* 295 (1982), 831–834.
- [54] CONSUL, C. A., WILLDEN, R. H. J., FERRER, E., & MCCULLOCH, M. D. Influence of solidity on the performance of a cross-flow turbine. In *8th European Wave and Tidal Energy Conference (EWTEC)* (2009).
- [55] COTON, F. N., JIANG, D., & GALBRAITH, R. A. M. An unsteady prescribed wake model for vertical axis wind turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 208, 11 (1994), 13–20.
- [56] COTTET, G.-H., & KOUMOUTSAKOS, P. D. *Vortex Methods: Theory and Practice*. Cambridge University Press, 2000.
- [57] CRITZOS, C. C., HEYSON, H. H., & BOSWINKLE, R. W. J. Aerodynamic characteristics of naca 0012 airfoil section at angles of attack from 0° to 180°. Technical Note NACA TN 3361, National Advisory Committee for Aeronautics, Langley Aeronautical Laboratory, 1955.
- [58] DAI, Y. M., GARDINER, N., SUTTON, R., & DYSON, P. K. Hydrodynamic analysis models for the design of darrieus-type vertical-axis marine current turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M: Journal of Engineering for the Maritime Environment* 225 (2011), 1–13.
- [59] DANAQ, L. A., EBOIBI, O., & HOWELL, R. An experimental investigation into the influence of unsteady wind on the performance of a vertical axis wind turbine. *Applied Energy* 107 (2013), 403–411.
- [60] DANAQ, L. A., QIN, N., & HOWELL, R. J. A numerical study of blade thickness and camber effects on vertical axis wind turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 226, 7 (2012), 867–881.
- [61] DANAQ, L. A. M. *The Influence of Unsteady Wind on the Performance and Aerodynamics of Vertical Axis Wind Turbines*. Thèse de doctorat, University of Sheffield, Department of Mechanical Engineering, 2012.
- [62] DARRIEUS, G. J. M. Turbine à axe de rotation transversal à la direction du courant, 1925. Brevet No. 604.390.
- [63] DARRIEUS, G. J. M. Turbine having its rotating shaft transverse to the flow of the current, 1931. Brevet No. 1,835,018.
- [64] DE VRIES, O. Fluid dynamic aspects of wind energy conversion. AGARDograph AGARD-AG-243, Advisory Group for Aerospace Research and Development (AGARD), North Atlantic Treaty Organization (NATO), 1979.
- [65] DEGLAIRE, P. *Analytical Aerodynamic Simulation Tools for Vertical Axis Wind Turbine*. Thèse de doctorat, Uppsala University, 2010.
- [66] DIXON, K. *The Near Wake Structure of a Vertical Axis Wind Turbine (Including the Development of a 3D Unsteady Free-Wake Panel Method for VAWTs)*. Thèse de master, Delft University of Technology, Faculty of Aerospace Engineering, 2008.

- [67] DJAIRAM, D. *The Electrostatic Wind Energy Converter: electrical performance of a high voltage prototype*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, 2008.
- [68] DRELA, M. Xfoil 6.99. <http://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>, 2013. Visité pour la dernière fois le 09/04/2014.
- [69] DUMITRESCU, H., & CARDOS, V. Aerodynamic analysis of an airfoil in darrieus motion. *Proceedings of the Romanian Academy, Series A* 5, 2 (2004), 99–107.
- [70] EDWARDS, J. M., DANAIO, L. A., & HOWELL, R. J. Novel experimental power curve determination and computational methods for the performance analysis of vertical axis wind turbines. *Journal of Solar Energy Engineering* 134, 3 (2012), 031008.1–11.
- [71] EGGERS JR., A. J., CHANEY, K., & ASHLEY, H. Conservation of mass effects on flow through vawt actuator disks rotating at high tip speed ratios. In *35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (1997), no. AIAA-1997-0972.
- [72] EVANS, W. T., & MORT, K. W. Analysis of computed flow parameters for a set of sudden stalls in low speed two-dimensional flow. Technical Note NASA TN D-85, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Aeronautical Laboratory, 1959.
- [73] EWALD, B. F. R. Wind tunnel wall correction. AGARDograph AGARD-AG-336, Advisory Group for Aerospace Research and Development (AGARD), North Atlantic Treaty Organization, oct 1998.
- [74] FANUCCI, J. B., & WALTERS, R. E. Innovative wind machines: The theoretical performance of a vertical axis wind turbine. In *VAWT Technology Workshop* (Albuquerque, New Mexico, USA, may 1976), no. SAND76–5586, pp. III–61–93.
- [75] FAVIER, D., AGNES, A., BARBI, C., & MARESCA, C. Combined translation/pitch motion: A new airfoil dynamic stall simulation. *Journal of Aircraft* 25, 9 (1988), 805–814.
- [76] FERRARI, G. M. *Development of an Aeroelastic Simulation for the Analysis of Vertical-Axis Wind Turbines*. Thèse de doctorat, University of Auckland, 2012.
- [77] FERRECCHIA, A. *Analysis of Three-Dimensional Dynamic Stall*. Thèse de doctorat, University of Glasgow, Department of Aerospace Engineering, 2002.
- [78] FERREIRA, C. J. S. *The near wake of the VAWT 2D and 3D views of the VAWT aerodynamics*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, Faculty of Aerospace Engineering, 2009.
- [79] FERREIRA, C. J. S., DIXON, K., VAN KUIK, C. H. G. A. M., & VAN BUSSEL, G. J. W. The vawt in skew: Stereo-piv and vortex modeling. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* (2009), no. AIAA-2009-1219.
- [80] FERREIRA, C. J. S., VAN KUIK, G. A. M., & VAN BUSSEL, G. J. W. Wind tunnel hotwire measurements, flow visualization and thrust measurement of a vawt in skew. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2006), no. AIAA-2006-1368.
- [81] FERREIRA, C. J. S., VAN KUIK, G. A. M., VAN BUSSEL, G. J. W., & SCARANO, F. Visualization by piv of dynamic stall on a vertical axis wind turbine. *Experiments in Fluids* 46 (2009), 97–108.
- [82] FIEDLER, A. J. *The Effects of Blade Pitch and Mount Point Offset on Vertical Axis Wind Turbine Performance*. Thèse de master, McMaster University, 2009.
- [83] FIEDLER, A. J., & TULLIS, S. W. Blade offset and pitch effects on a high solidity vertical axis wind turbine. *Wind Engineering* 33, 3 (2009), 237–246.

- [84] FLOWERS, L. 2011 us small wind turbine market report. Tech. rep., American Wind Energy Association (AWEA), 2012.
- [85] FRANCIS, M. S., & KEESEE, J. E. Airfoil dynamic stall performance with large-amplitude motions. *ALAA Journal* 23, 11 (1985), 1653–1659.
- [86] FUJISAWA, N., & HORI, Y. Investigation of flow field around a darrieus rotor by flow visualization and image analysis. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B* 63, 606 (1997), 590–595.
- [87] FUJISAWA, N., HORI, Y., & MAGARA, T. Visualization and conditional velocity measurement of dynamic stall in a flow around a darrieus wind turbine. *Journal of the Visualization Society of Japan* 15, Supplement 1 (1995), 331–334.
- [88] FUJISAWA, N., & SHIBUYA, S. Observations of dynamic stall on darrieus wind turbine blades. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89, 2 (2001), 201–214.
- [89] FUJISAWA, N., & TAKEUCHI, M. Flow visualization and piv measurement of flow field around a darrieus rotor in dynamic stall. *Journal of Visualization* 1, 4 (1999), 379–386.
- [90] FUKUSHIMA, T., & DADONE, L. U. Comparison of dynamic stall phenomena for pitching and vertical translation motions. Contractor Report NASA CR-2793, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Boeing Vertol Company, 1977.
- [91] FUNG, Y. C. *An Introduction to the Theory of Aeroelasticity*, 3rd ed. Dover Publications Inc., 1993.
- [92] GAULT, D. E. A correlation of low-speed, airfoil-section stalling characteristics with reynolds number and airfoil geometry. Technical Note NACA TN 3963, National Advisory Committee for Aeronautics (NACA), Ames Aeronautical Laboratory, 1957.
- [93] GERONTAKOS, P. *An Experimental Investigation of Flow Over an Oscillating Airfoil*. Thèse de doctorat, McGill University, 2004.
- [94] GIPE, P. *Wind Energy Basics. A Guide to Home- and Community-Scale Wind Energy Systems*, vol. 2. Chelsea Green Publishing, 2009.
- [95] GIPE, P. Flowind: The world's most successful vawt (vertical axis wind turbine). [http://www.wind-works.org/cms/index.php?id=399&tx_ttnews\[tt_news\]=2194&cHash=d1b21f3bd1f35d9e4804f1598b27bd86](http://www.wind-works.org/cms/index.php?id=399&tx_ttnews[tt_news]=2194&cHash=d1b21f3bd1f35d9e4804f1598b27bd86), 2013. Visité pour la dernière fois le 15/05/2014.
- [96] GIPE, P. Quiet revolution goes quiet: Maker of qr5 vawt files for bankruptcy. http://www.wind-works.org/cms/index.php?id=64&tx_ttnews%5Btt_news%5D=3103&cHash=be80a2ca690fe1bce1c10dc0af1e795b, 2014. Visité pour la dernière fois le 15/05/2014.
- [97] GOLDBERG, S. B. Vertical-axis wind turbine with a twisted blade configuration, 1995. Brevet No. 5,405,246.
- [98] GORLOV, A. M. Unidirectional helical reaction turbine operable under reversible fluid flow for power systems, 1995. Brevet No. 5,451,137.
- [99] GORMONT, R. E. A mathematical model of unsteady aerodynamics and radial flow for application to helicopter rotors. Technical Report USAAMRDL Technical Report 72-67, Boeing Vertol Company, Philadelphia, Pennsylvania, USA, may 1973. U. S. Army Air Mobility R&D. Lab, Report on Boeing-Vertol Contract DAAJ02-71-C-0045.
- [100] GOUDE, A. *Fluid Mechanics of Vertical Axis Turbines: Simulations and Model Development*. Thèse de doctorat, Uppsala University, Department of Engineering Sciences, Electricity, 2012.

- [101] GOUDE, A., & ÅGREN, O. Simulations of a vertical axis turbine in a channel. *Renewable Energy* 63 (2014), 477–485.
- [102] GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M., & GROSJEAN, N. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology* 12 (2001), 1422–1429.
- [103] GRAHAM, G. M. *Measurement of Instantaneous Pressure Distributions and Blade Forces on an Airfoil Undergoing Cycloidal Motion*. Thèse de master, Texas Tech University, 1982.
- [104] GREENBLATT, D., BEN-HARAV, A., & MUELLER-VAHL, H. Dynamic stall control on a vertical-axis wind turbine using plasma actuators. *ALAA Journal* 52, 2 (2014), 456–462.
- [105] GREENGARD, L. Potential flow in channels. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 11, 4 (1990), 603–620.
- [106] GREGORY, P. A., JOUBERT, P. N., & CHONG, M. Flow over a body of revolution in a steady turn. In *14th Australasian Fluid Mechanics Conference* (2001), pp. 593–596.
- [107] GRETTON, G. I. *The hydrodynamic analysis of a vertical axis tidal current turbine*. Thèse de doctorat, University of Edinburgh, 2009.
- [108] GUERIBI, Z. Dimensionnement des pales droites pour essais en soufflerie. Rapport technique Référence ET/GUE/ZG/1012, Noveol SAS, 2012.
- [109] GUPTA, S., & LEISHMAN, J. G. Dynamic stall modelling of the s809 aerofoil and comparison with experiments. *Wind Energy* 9, 6 (2006), 521–547.
- [110] HALLER, G. An objective definition of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 525 (2005), 1–26.
- [111] HANSEN, M. H., GAUNAA, M., & MADSEN, H. A. A beddoes-leishman type dynamic stall model in state-space and indicial formulations. Risø-R-Report RISØ-R-1354(EN), Risø National Laboratory, 2004.
- [112] HAU, E. *Wind Turbines: Fundamentals, Technologies, Application, Economics*, 2nd ed. Springer Berlin / Heidelberg, 2006.
- [113] HEALY, J. V. The influence of blade thickness on the output of vertical axis wind turbines. *Wind Engineering* 2, 1 (1978), 1–9.
- [114] HENNING, J. Interpolation utilities. <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/36800-interpolation-utilities>, 2014. Visité pour la dernière fois le 12/05/2014.
- [115] HESS, J. L. Calculation of potential flow about arbitrary three-dimensional lifting bodies. Final Technical Report No. MDC J5679/01, Douglas Aircraft Company, Aircraft Division, Long Beach, California, USA, oct 1972.
- [116] HESS, J. L., & SMITH, A. M. O. Calculation of non-lifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies. Report No. E.S. 40622, Douglas Aircraft Company, Aircraft Division, Long Beach, California, USA, mar 1962.
- [117] HIRSCH, C., & MANDAL, A. C. Flow curvature effect on vertical axis darrieus wind turbine having high chord-radius ratio. In *European Wind Energy Conference (EWEC)* (1984), pp. 405–410.
- [118] HIRSCH, C., & MANDAL, A. C. A cascade theory for the aerodynamic performance of darrieus wind turbines. *Wind Engineering* 11, 3 (1987), 164–175.

- [119] HOFEMANN, C., FERREIRA, C. J. S., DIXON, K., VAN BUSSEL, G. J. W., VAN KUIK, G. A. M., & SCARANO, F. 3d stereo piv study of tip vortex evolution on a vawt. In *European Wind Energy Conference (EWEC)* (2008).
- [120] HOFFMANN, M. J., RAMSAY, R. R., & GREGOREK, G. M. Effects of grit roughness and pitch oscillations on the naca 4415 airfoil. Airfoil Performance Report, Revised (12/99) NREL/TP-442-7815, National Renewable Energy Laboratory, 1996. (données disponibles sur: http://wind.nrel.gov/airfoils/OSU_data/data/, visité pour la dernière fois le 04/11/2013).
- [121] HOLIERHOEK, J. G., DE VAAL, J. B., VAN ZUIJLEN, A. H., & BIJL, H. Comparing different dynamic stall models. *Wind Energy Vol. 16*, No. 1 (2013), pp. 139 – 158.
- [122] HOLME, O. A contribution to the aerodynamic theory of the vertical axis wind turbine. In *1st International Symposium on Wind Energy Systems* (1976), pp. C4–55–72.
- [123] HOMICZ, G. F. Numerical simulation of vawt stochastic aerodynamic loads produced by atmospheric turbulence: Vawt-sal code. Report SAND91–1124, Sandia National Laboratories, 1991.
- [124] IIDA, A., & MIZUNO, A. Prediction of aerodynamic noise radiated from a vertical-axis wind turbine. In *4th ASME/JSME Joint Fluids Summer Engineering Conference* (2003), no. FEDSM2003-45467, pp. 63–69.
- [125] IRWIN, H. P. A. H., COOPER, K. R., & GIRARD, R. Correction of distortion effects caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures. *Journal of Industrial Aerodynamics* 5 (1979), 93–107.
- [126] ISLAM, M., AMIN, M. R., TING, D. S.-K., & FARTAJ, A. Aerodynamic factors affecting performance of straight-bladed vertical axis wind turbines. In *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition* (2007), no. IMECE2007-41346.
- [127] ISLAM, M., TING, D. S.-K., & FARTAJ, A. Desirable airfoil features for smaller-capacity straight-bladed vawt. *Wind Engineering* 31, 3 (2007), 165–196.
- [128] ITO, M., USHIYAMA, I., INOH, M., & HIROKI, T. Experimental studies for the vertical-axis hybrid wind turbine. *Journal of Japan Wind Energy Association (JWEA)* 21, 2 (1997), 34–39.
- [129] JACOBS, E. N., & SHERMAN, A. Airfoil section characteristics as affected by variations of the reynolds number. Report No. 586, National Advisory Committee for Aeronautics, Langley Memorial Aeronautical Laboratory, 1937.
- [130] JAMES, E. C. Unsteady aerodynamics of variable pitch vertical axis windmill. In *AIAA/AAS Solar Energy for Earth Conference* (1975), no. AIAA-1975-649.
- [131] JAMIESON, P. *Innovation in Wind Turbine Design*. John Wiley & Sons, Ltd, 2011, ch. 13. HAWT or VAWT?, pp. 211–222.
- [132] JOHNSON, W., & HAM, N. D. On the mechanism of dynamic stall. *Journal of the American Helicopter Society* 17, 4 (1972), 36–45.
- [133] KATZ, J., & PLOTKIN, A. *Low-Speed Aerodynamics: From Wing Theory to Panel Methods*, 1st ed. McGraw-Hill, Inc., 1991.
- [134] KEINAN, M. A modified streamtube model for vertical axis wind turbines. *Wind Engineering* 36, 2 (2012), 145–180.
- [135] KELLAND, R. E. Wind turbine, 1984. Brevet No. 4,456,429.
- [136] KHAMMAS, A. A. W. Buch der synergie. <http://www.buch-der-synergie.de/>, 2014. Visité pour la dernière fois le 12/04/2014.

- [137] KIRKE, B. K. *Evaluation of self-starting VAWT for stand-alone applications*. Thèse de doctorat, Griffith University, School of Engineering, 1998.
- [138] KLIMAS, P. C. Possible aerodynamic improvements for future vawt systems. In *Vertical Axis Wind Turbine (VAWT) Design Technology Seminar for Industry* (1980), no. SAND80-0984, pp. 259–273.
- [139] KLIMAS, P. C. Darrieus rotor aerodynamics. In *5th Biennial Wind Energy Conference and Workshop* (1981), vol. 2.
- [140] KOOIMAN, S. J., & TULLIS, S. W. Response of a vertical axis wind turbine to time varying wind conditions found within the urban environment. *Wind Engineering* 34, 4 (2010), 389–401.
- [141] KRASNY, R. Desingularization of periodic vortex sheet roll-up. *Journal of Computational Physics* 65, 2 (1986), 292–313.
- [142] LAINO, D. J., & HANSEN, A. C. User's guide to the wind turbine aerodynamics computer software aerodyn. Tech. Rep. Version 12.50, National Renewable Energy Laboratory (NREL), 2002.
- [143] LANEVILLE, A., & VITTECOQ, P. Dynamic stall: the case of the vertical axis wind turbine. *Journal of Solar Energy Engineering* 108, 2 (1986), 140–145.
- [144] LANEVILLE, A., VITTECOQ, P., & COTE, J. Etude expérimentale de l'effet de la turbulence sur le décrochage dynamique. In *AGARD Conference Proceedings No. 386. Unsteady Aerodynamics - Fundamentals and Applications to Aircraft Dynamics* (1985), pp. S5–1–7.
- [145] LAPIN, E. E. Theoretical performance of vertical axis wind turbines. In *Winter Annual Meeting* (1975).
- [146] LARSEN, J. W., NIELSEN, S. R. K., & KRENK, S. Dynamic stall model for wind turbine airfoils. *Journal of Fluids and Structures* 23, 7 (2007), 959–982.
- [147] LECLERC, C. Why use natural laminar flow airfoils in vertical axis wind turbine applications? In *35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (1997), no. AIAA-1997-0005.
- [148] LEISHMAN, J. G. *Contributions to the experimental investigation and analysis of aerofoil dynamic stall*. Thèse de doctorat, University of Glasgow, Faculty of Engineering, 1984.
- [149] LEISHMAN, J. G. Modeling sweep effects on dynamic stall. *Journal of the American Helicopter Society* 34, 3 (1989), 18–29.
- [150] LEISHMAN, J. G. Modeling of subsonic unsteady aerodynamics for rotary wing applications. *Journal of the American Helicopter Society* 35, 1 (1990), 29–38.
- [151] LEISHMAN, J. G. *Principles of Helicopter Aerodynamics*, 2nd ed. Cambridge University Press, 2006.
- [152] LEISHMAN, J. G., & BEDDOES, T. S. A generalised model for airfoil unsteady aerodynamic behaviour and dynamic stall using the indicial method. In *42nd Annual Forum of the American Helicopter Society* (1986).
- [153] LEISHMAN, J. G., & BEDDOES, T. S. A semi-empirical model for dynamic stall. *Journal of the American Helicopter Society* 34, 3 (1989), 3–17.
- [154] LEISHMAN, J. G., & CROUSE, G. L. J. A state-space model for unsteady airfoil behavior and dynamic stall. In *AIAA/AHS/ASME Structural Dynamics and Materials Conference* (1989), no. AIAA-1989-1319.
- [155] LEU, T. S., AN C. C. HU, J. M. Y., MIAU, J. J., LIANG, S. Y., LI, J. Y., CHENG, J. C., & CHEN, S. J. Experimental study of free stream turbulence effects on dynamic stall of pitching airfoil by using particle image velocimetry. *Applied Mechanics and Materials* 225 (2012), 103–108.

- [156] LINDENBURG, C. Stall coefficients: Aerodynamic airfoil coefficients at large angles of attack. Tech. Rep. ECN-RX-01-004, Energy research Centre of the Netherlands (ECN), 2001.
- [157] LOLAND, K. M. *Wind Turbine in Yawed Operation*. Thèse de master, Norwegian University of Science and Technology (NUST), Department of Energy and Process Engineering, 2011.
- [158] LOPHAVEN, S. N., NIELSEN, H. B., & SØNDERGAARD, J. Dace (design and analysis of computer experiments). a matlab kriging toolbox. version 2.0. Technical Report IMM-TR-2002-12, Technical University of Denmark, Informatics and Mathematical Modelling Department, 2002.
- [159] LOTH, J. L., & MCCOY, H. Optimization of darrieus turbines with an upwind and downwind momentum model. *Journal of Energy* 7, 4 (1983), 313–318.
- [160] LOURENCO, L. M., KROTHAPALLI, A., DOMMELEN, L. V., & SHIH, C. Unsteady flow past a naca 0012 airfoil pitching at constant rates. Final Report F49629-89-C-0014, Florida A&M University and Florida State University, 1993.
- [161] LUMLEY, J. L. The structure of inhomogeneous turbulent flows. In *Atmospheric Turbulence & Radio Wave Propagation*, A. M. Yaglom and V. I. Tatarski, Eds. Nauka, Moscow, 1967, pp. 221–227.
- [162] MADSEN, H. A. *The actuator cylinder flow model for vertical axis wind turbines*. Thèse de doctorat, Aalborg University Centre, 1982.
- [163] MALCOLM, D. J. Market, cost, and technical analysis of vertical and horizontal axis wind turbines - task n°2: Vawt vs. hawt technology. Tech. rep., Global Energy Concepts, LLC, pour le Lawrence Berkeley National Laboratory, 2003.
- [164] MANDAL, A. C., & BURTON, J. D. The effects of dynamic stall and flow curvature on the aerodynamics of darrieus turbines applying the cascade model. *Wind Engineering* 18, 6 (1994), 267–282.
- [165] MARTIN, J. Energies éoliennes. *Techniques de l'ingénieur*, b8585 (1997), B1360 – 1–22.
- [166] MAXWORTHY, T. The structure and stability of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics* 51, 1 (1972), 15–32.
- [167] MAYDEW, R. C., & KLIMAS, P. C. Aerodynamic performance of vertical and horizontal axis wind turbines. *Journal of Energy* 5, 3 (1981), 189–190.
- [168] MAYS, I. D. *The Development Of The Variable Geometry Vertical Axis Wind Turbine*. Thèse de doctorat, University of Reading, 1979.
- [169] MCADAM, R. A. *Studies into the Technical Feasibility of the Transverse Horizontal Axis Water Turbine*. Thèse de doctorat, Keble College, University of Oxford, Department of Engineering Science, 2011.
- [170] MCALISTER, K. W., & CARR, L. W. Water-tunnel experiments on an oscillating airfoil at $re = 21,000$. Technical Memorandum NASA TM-78446, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Research Center, 1978.
- [171] MCALISTER, K. W., CARR, L. W., & MCCROSKEY, W. J. Dynamic stall experiments on the naca 0012 airfoil. Technical Paper NASA TP-1100, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Research Center, 1978.
- [172] MCALISTER, K. W., PUCCI, S. L., MCCROSKEY, W. J., & CARR, L. W. An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections: Volume 2. pressure and force data. Technical Memorandum NASA TM-84245, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Research Center, 1982.

- [173] MCCROSKEY, W. J. The phenomenon of dynamic stall. Technical Memorandum NASA TM-81264, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Research Center, 1981.
- [174] MCCROSKEY, W. J., CARR, L. W., & MCALISTER, K. W. Dynamic stall experiments on oscillating airfoils. *ALAA Journal* 14, 1 (1976), 57–63.
- [175] MCINTOSH, S. C., BABINSKY, H., & BERTÉNYI, T. Optimizing the energy output of vertical axis wind turbines for fluctuating wind conditions. In *45th ALAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2007), no. AIAA-2007-1368.
- [176] MCINTOSH, S. C., BABINSKY, H., & BERTÉNYI, T. Unsteady power output of vertical axis wind turbines operating within a fluctuating free-stream. In *46th ALAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2008), no. AIAA-2008-1324.
- [177] MCINTOSH, S. C., BABINSKY, H., & BERTÉNYI, T. Aerodynamic modeling of swept bladed vertical axis wind turbines. In *47th ALAA Aerospace Sciences Meeting, Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* (2009), no. AIAA-2009-0840.
- [178] MCLAREN, K. W. *A Numerical and Experimental Study of Unsteady Loading of High Solidity Vertical Axis Wind Turbines*. Thèse de doctorat, McMaster University, 2011.
- [179] MCLAREN, K. W., TULLIS, S. W., & ZIADA, S. Measurement of high solidity vertical axis wind turbine aerodynamic loads under high vibration response conditions. *Journal of Fluids and Structures* 32 (2012), 12–26.
- [180] MERTENS, S., VAN KUIK, G. A. M., & VAN BUSSEL, G. J. W. Performance of an h-darrieus in the skewed flow on a roof. *Journal of Solar Energy Engineering* 125 (2003), 433–440.
- [181] MEYER, K. E. Identify flow structures with proper orthogonal decomposition (pod). DANSIS seminar on Visualization, 2008. Department of Mechanical Engineering, Technical University of Denmark (DTU).
- [182] MIGLIORE, P. G., & WOLFE, W. P. Some effects of flow curvature on the performance of darrieus wind turbines. In *17th ALAA Aerospace Sciences Meeting* (1979), no. AIAA-1979-0112.
- [183] MIGLIORE, P. G., WOLFE, W. P., & FANUCCI, J. B. Flow curvature effects on darrieus turbine blade aerodynamics. *Journal of Energy* 4, 2 (1980), 49–55.
- [184] MINNEMA, J. E. *Pitching Moment Predictions on Wind Turbine Blades Using the Beddoes-Leishman Model for Unsteady Aerodynamics and Dynamic Stall*. Thèse de master, The University of Utah, Department of Mechanical Engineering, 1998.
- [185] MÜLLER-VAHL, H. F., STRANGFELD, C., NAYERI, C. N., PASCHEREIT, C. O., & GREENBLATT, D. Thick airfoil deep dynamic stall and its control. In *51st ALAA Aerospace Sciences Meeting, Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* (2013), no. AIAA-2013-0854.
- [186] MOFFAT, R. J. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science* 1, 3 (1988), 3–17.
- [187] MOHAMED, M. H. A. Aero-acoustics noise evaluation of h-rotor darrieus wind turbines. *Energy* 65 (feb 2014), 596–604.
- [188] MONDOLONI, S. L. *A numerical method for modelling wings with sharp edge manoeuvring at high angles of attack*. Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology (MIT), 1993.
- [189] MONTGOMERIE, B. Methods for root effects, tip effects and extending the angle of attack range to ± 180 deg., with application to aerodynamics for blades on wind turbines and propellers. Rapport scientifique FOI-R-1305-SE, FOI, Swedish Defence Research Agency, 2004.

- [190] MULLENNERS, K., & RAFFEL, M. The onset of dynamic stall revisited. *Experiments in Fluids* 52, 3 (2012), 779–793.
- [191] MURACA, R. J., STEPHENS, M. V., & DAGENHART, J. R. Theoretical performance of cross-wind axis turbines with results for a catenary vertical axis configuration. Technical Memorandum NASA TMX-72662, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Langley Research Center, 1975.
- [192] NEWMAN, B. G. Multiple actuator-disc theory for wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 24, 3 (1986), 215–225.
- [193] NISHIZAWA, Y., & USHIWAMA, I. The experimental study of helix-darrieus type wind turbine. *Journal of Japan Wind Energy Association (JWEA)* 30, 3 (2006), 100–104.
- [194] OERLEMANS, S., SIJTSMA, P., & LÓPEZ, B. M. Location and quantification of noise sources on a wind turbine. *Journal of Sound and Vibration* 299 (2007), 869–883.
- [195] OL, M. V. Unsteady aerodynamics for micro air vehicles. RTO Technical Report RTO-TR-AVT-149, Advisory Group for Aerospace Research and Development (AGARD), North Atlantic Treaty Organization, 2010.
- [196] OL, M. V., DONG, H., & WEBB, C. Motion kinematics vs. angle of attack effects in high-frequency airfoil pitch/plunge. In *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit* (2008), no. AIAA-2008-3822.
- [197] OLER, J. W., STRICKLAND, J. H., IM, B. J., & GRAHAM, G. M. Dynamic stall regulation of the darrieus turbine. Contractor Report SAND83–7029, Texas Tech University, Department of Mechanical Engineering, 1983.
- [198] OSHIMA, H., & RAMAPRIAN, B. R. Velocity measurements over a pitching airfoil. *AIAA Journal* 35, 1 (1997), 119–124.
- [199] PARASCHIVOIU, I. Double-multiple streamtube model for darrieus wind turbines. In *2nd DOE/NASA Wind Turbine Dynamics Workshop* (1981), no. NASA CP-2186, pp. 19–25.
- [200] PARASCHIVOIU, I. *Wind Turbine Design, With Emphasis on Darrieus Concept*. Presses internationales Polytechnique, 2002.
- [201] PARASCHIVOIU, I., BÉGUIER, C., & FRAUNIE, P. Streamtube expansion effects on the darrieus wind turbine. *Journal of Propulsion and Power* 1, 2 (1985), 150–155.
- [202] PASCAZIO, M., BERTON, E., FAVIER, D., WANG, C., & STEINHOFF, J. Experimental and numerical investigation of airfoil dynamic stall in combined pitch-translation oscillation. In *33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (1995), no. AIAA-1995-0310.
- [203] PEDERSEN, E. *Human response to wind turbine noise - perception, annoyance and moderating factors*. Thèse de doctorat, Göteborg University, Sahlgrenska Academy, 2007.
- [204] PETTGENET, M., & RAHMANI, A. Eolienne à axe vertical, 2010. Brevet No. WO 2010/046601 A2.
- [205] PETOT, D. Modélisation du décrochage dynamique par equations différentielles. *La Recherche Aéronautique*, 5 (1989), 59–72.
- [206] PIERCE, K. G. *Wind turbine load prediction using the Beddoes-Leishman model for unsteady aerodynamics and dynamic stall*. Thèse de master, The University of Utah, Department of Mechanical Engineering, 1996.

- [207] PIZIALI, R. A. 2-d and 3-d oscillating wing aerodynamics for a range of angles of attack including stall. Technical Memorandum NASA TM-4632, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Ames Research Center, 1994.
- [208] PONTA, F. L., & JACOVKIS, P. M. A vortex model for darrieus turbine using finite element techniques. *Renewable Energy* 24, 1 (2001), 1–18.
- [209] RAGHEB, M. 23. wind energy converters concepts. Version en ligne du cours NPRE 475 (Nuclear, Plasma and Radiological Engineering) de l'University of Illinois at Urbana-Champaign. <http://mragheb.com/NPRE%20475%20Wind%20Power%20Systems/>, 2013. Visité pour la dernière fois le 12/04/2014.
- [210] RAJAGOPALAN, R. G., & FANUCCI, J. B. Finite difference model for vertical axis wind turbines. *Journal of Propulsion and Power* 1, 6 (1985), 432–436.
- [211] RAWLINGS, G. W. *Parametric Characterization of an Experimental Vertical Axis Hydro Turbine*. Thèse de master, University of British Columbia, 2008.
- [212] READ, S., & SHARPE, D. J. An extended multiple streamtube theory for vertical axis wind turbines. In *2nd BWEA Workshop* (1980), pp. 65–72.
- [213] RENEWABLEUK. Small and medium wind, uk market report. Tech. rep., RenewableUK, London, England, UK, oct 2013.
- [214] REYNOLDS, W. C., & HUSSAIN, A. K. M. F. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 3. theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics* 54 (1972), 263–288.
- [215] RIVAL, D. E. *Development, Control and Recovery of Leading- and Trailing-Edge Vortices in Tandem-Airfoil Configurations*. Thèse de doctorat, Fachbereich Maschinenbau, Technischen Universität Darmstadt, 2009.
- [216] ROSS, I. J. *Wind Tunnel Blockage Corrections: An Application to Vertical-Axis Wind Turbines*. Thèse de master, University of Dayton, 2010.
- [217] RUIZ, T. *Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi - Détection de structures cohérentes responsables de fluctuation de pression pariétale*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), 2009.
- [218] RUNGE, C. Über empirische funktionen und die interpolation zwischen äquidistanten ordinaten. *Zeitschrift für Mathematik und Physik* 46 (1901), 224–243.
- [219] SALVATORE, F., GRECO, L., CALCAGNO, G., MOROSO, A., & ERIKSSON, H. A theoretical and computational methodology to study vertical-axis turbines hydrodynamics. In *Offshore Wind and Other Marine Renewable Energies in Mediterranean and European Seas (OWEMES), European Seminar* (2006).
- [220] SASSON, B., & GREENBLATT, D. Effect of leading-edge slot blowing on a vertical axis wind turbine. *ALAA Journal* 49, 9 (2011), 1932–1942.
- [221] SCHEPERS, J. G., BRAND, A. J., BRUINING, A., GRAHAM, J. M. R., HAND, M. M., INFIELD, D. G., MADSEN, H. A., MAEDA, T., PAYNTER, J. H., VAN ROOIJ, R., SHIMIZU, Y., SIMMS, D. A., & STEFANATOS, N. Final report of IEA Annex XVIII: 'enhanced field rotor aerodynamics database'. Tech. Rep. ECN-C-02-016, Energy research Centre of the Netherlands (ECN), 2002.
- [222] SCHEURICH, F. *Modelling the aerodynamics of vertical-axis wind turbines*. Thèse de doctorat, University of Glasgow, 2011.
- [223] SCHEURICH, F., & BROWN, R. E. Modelling the aerodynamics of vertical-axis wind turbines in unsteady wind conditions. *Wind Energy* 16, 1 (2012), 91–107.

- [224] SEARS, W. R., & TELIONIS, D. P. Boundary-layer separation in unsteady flow. *SIAM Journal on Applied Mathematics* 28, 1 (1975), 215–235.
- [225] SELBY, G. V. Applicability of the independence principle to subsonic turbulent flow over a swept rearward-facing step. *ALAA Journal* 21, 11 (1983), 1603–1604.
- [226] SHANKAR, P. N. On the aerodynamic performance of a class of vertical shaft windmills. *Proceedings of the Royal Society A* 349 (1976), 35–51.
- [227] SHARMA, D. M., & PODDAR, K. Investigation of dynamic stall characteristics for flow past an oscillating airfoil at various reduced frequencies by simultaneous piv and surface pressure measurements. In *10th International Symposium on Particle Image Velocimetry (PIV13)* (2013).
- [228] SHARPE, D. J. Refinements and developments of the multiple streamtube theory for the aerodynamic performance of vertical axis wind turbines. In *6th BWEA Wind Energy Conference* (1984), Cambridge University Press, pp. 148–159.
- [229] SHELDAHL, R. E. Comparison of field and wind tunnel darrieus wind turbine data. Report SAND80–2469, Sandia National Laboratories, 1981.
- [230] SHELDAHL, R. E., & BLACKWELL, B. F. Free-air performance tests of a 5-metre-diameter darrieus turbine. Report SAND77–1063, Sandia Laboratories, 1977.
- [231] SHELDAHL, R. E., & KLIMAS, P. C. Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines. Report SAND80–2114, Sandia National Laboratories, 1980.
- [232] SHENG, W., GALBRAITH, R. A. M., & COTON, F. N. A new stall-onset criterion for low speed dynamic-stall. *Journal of Solar Energy Engineering* 128, 4 (2006), 461–471.
- [233] SHENG, W., GALBRAITH, R. A. M., & COTON, F. N. A modified dynamic stall model for low mach numbers. *Journal of Solar Energy Engineering* 130, 3 (au 2008), 031013.1–12.
- [234] SHERWOOD, L. What happened to southwest wind power? <http://www.irecusa.org/2013/05/what-happened-to-southwest-wind-power/>, 2013. Visité pour la dernière fois le 17/01/2014.
- [235] SHIBUYA, S., FUJISAWA, N., & TAKANO, T. Visualization and piv measurement of unsteady flow around a darrieus wind turbine in dynamic stall. In *7th International Conference on Nuclear Engineering* (1999), no. ICONE-7817.
- [236] SHIONO, M., SUZUKI, K., & KIHIO, S. An experimental study of the characteristics of a darrieus turbine for tidal power generation. *Electrical Engineering in Japan* 132, 3 (2000), 38–47.
- [237] SHIONO, M., SUZUKI, K., & KIHIO, S. Output characteristics of darrieus water turbine with helical blades for tidal current generations. In *12th International Offshore and Polar Engineering Conference* (2002), International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE), pp. 859–864.
- [238] SICOT, C. *Etude en soufflerie d'une éolienne à axe horizontal. Influence de la turbulence sur l'aérodynamique de ses profils constitutifs*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2005.
- [239] SIROVICH, L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. part 1 : Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics* 45, 3 (1987), 561–571.
- [240] SORAGHAN, C. E., LEITHEAD, W. E., YUE, H., & FEUCHTWANG, J. Double multiple streamtube model for variable pitch vertical axis wind turbines. In *31st ALAA Applied Aerodynamics Conference* (2013), no. AIAA-2013-2802.

- [241] SOUTH, P., MITCHELL, R., & JACOBS, E. Strategies for the evaluation of advanced wind energy concepts. Tech. Rep. SP-1142, Solar Energy Research Institute (SERI), 1983.
- [242] SPERA, D. A. Models of lift and drag coefficients of stalled and unstalled airfoils in wind turbines and wind tunnels. Contractor Report NASA/CR-2008-215434, National Aeronautics and Space Administration (NASA), Jacobs Technology, Inc., oct 2008.
- [243] ST HILAIRE, A. O., CARTA, F. O., FINK, M. R., & JEPSON, W. D. The influence of sweep on the aerodynamic loading of an oscillating naca 0012 airfoil, volume i - technical report. Contractor Report NASA CR-3092, National Aeronautics and Space Administration (NASA), United Technologies Research Center, 1979.
- [244] STRICKLAND, J. H. The darrieus wind turbine: A performance prediction model using multiple streamtubes. Report SAND75-0431, Sandia Laboratories, 1975.
- [245] STRICKLAND, J. H., SMITH, T. G., & OLER, J. W. A preliminary dynamic stall model using a vortex panel method. In *2nd AIAA Terrestrial Energy Systems Conference* (1981), no. AIAA-1981-2584.
- [246] STRICKLAND, J. H., SMITH, T. G., & SUN, H. K. A vortex model of the darrieus turbine: An analytical and experimental study. final report. Report SAND81-7017, Sandia National Laboratories, 1981.
- [247] STRICKLAND, J. H., WEBSTER, B. T., & VAN NGUYEN, T. A vortex model of the darrieus turbine: An analytical and experimental study. Report SAND79-7058, Sandia National Laboratories, 1980.
- [248] SUN, H. K. *Vertical Axis Wind Turbine Wake Velocity Measurements and Comparison with Analysis*. Thèse de master, Texas Tech University, 1981.
- [249] TAKAMATSU, Y., FURUKAWA, A., OKUMA, K., & TAKENOUCI, K. Experimental studies on a preferable blade profile for high efficiency and the blade characteristics of darrieus-type cross-flow water turbines. *JSME International Journal, Series II: Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties* 34, 2 (1991), 149–156.
- [250] TAKAMATSU, Y., FURUKAWA, A., TAKENOUCI, K., & OKUMA, K. Experimental considerations in an approximate method for estimating the blade performance of darrieus-type cross-flow water turbines. *JSME International Journal, Series B* 36, 1 (1993), 135–142.
- [251] TAYLOR, P. Energy technology perspectives (etp). Tech. rep., International Energy Agency (IEA), 2010.
- [252] TCHON, K.-F., & PARASCHIVOIU, I. Navier-stokes simulation of the flow around an airfoil in darrieus motion. *Journal of Fluids Engineering* 116, 4 (1994), 870–876.
- [253] TEMPLIN, R. J. Aerodynamic performance theory for the nrc vertical-axis wind turbine. Laboratory technical report LTR-LA-160, National Research Council (NRC), National Aeronautical Establishment, 1974.
- [254] TYLER, J. C., & LEISHMAN, J. G. Analysis of pitch and plunge effects on unsteady airfoil behavior. *Journal of the American Helicopter Society* 37, 3 (1992), 69–82.
- [255] URBINA, R., PETERSON, M. L., KIMBALL, R. W., DEBREE, G. S., & CAMERON, M. P. Modeling and validation of a cross flow turbine using free vortex model and a modified dynamic stall model. *Renewable Energy* 50 (2013), 662–669.
- [256] VAN NGUYEN, T. *A Vortex Model for the Darrieus Turbine*. Thèse de master, Texas Tech University, 1978.

- [257] VANDENBERGHE, D., & DICK, E. A free vortex simulation method for the straight bladed vertical axis wind turbine. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 26, 3 (1987), 307–324.
- [258] VANHAEVERBEKE, S. *Simulation of Aeroacoustic Emission For Small Wind Turbines*. Thèse de master, University of Technology Delft, Department of Aerospace Engineering, 2007.
- [259] VINCENDET, J. *Les mouvements de profil compatibles avec un écoulement potentiel*. Rapport de stage ingénieur, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), 2011.
- [260] VITTECOQ, P., & LANEVILLE, A. The aerodynamic forces for a darrieus rotor with straight blades: Wind tunnel measurements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 15, 1-3 (1983), 381–388.
- [261] VOUTSINAS, S. *VAWT aerodynamic simulations*. National Technical University of Athens, 2011. Document interne.
- [262] VOUTSINAS, S., RIZIOTIS, V., MOURIKIS, D., & CHAVIAROPOULOS, P. Profile stall characteristics, aerodynamic damping and design implications for wind turbine blades. In *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (1999).
- [263] WANG, L.-B., ZHANG, L., & ZENG, N. D. A potential flow 2-d vortex panel model: Applications to vertical axis straight blade tidal turbine. *Energy Conversion and Management* 48, 2 (2007), 454–461.
- [264] WEBSTER, B. T. *An experimental study of an airfoil undergoing cycloidal motion*. Thèse de master, Texas Tech University, 1978.
- [265] WERNERT, P., & FAVIER, D. Considerations about the phase averaging method with application to eldv and piv measurements over pitching airfoils. *Experiments in Fluids* 27 (1999), 473–483.
- [266] WICKENS, R. H. Wind tunnel investigation of dynamic stall of a naca 0018 airfoil oscillating in pitch. NRC Aeronautical Note NAE-AN-27, National Research Council (NRC), National Aeronautical Establishment, 1985.
- [267] WILSON, R. E. Fixed wake theory for vertical axis wind turbines. *Journal of Fluids Engineering* 105, 4 (1983), 389–393.
- [268] WILSON, R. E., & LISSAMAN, P. B. S. Applied aerodynamics of wind powered machines. Technical Report NSF-RA-N-74-113, Oregon State University, Department of Mechanical Engineering, 1974.
- [269] WILSON, R. E., LISSAMAN, P. B. S., JAMES, M., & MCKIE, W. R. Aerodynamic loads on a darrieus rotor blade. *Journal of Fluids Engineering* 105, 1 (1983), 53–58.
- [270] WIND ENERGY INTEGRATION IN THE URBAN ENVIRONMENT (WINEUR). Deliverable d4.1: Socio-economic country report - france. Tech. rep., Wind Energy Integration in the Urban Environment (WINEUR), 2007.
- [271] WORASINCHAI, S. *Small Wind Turbine Starting Behaviour*. Thèse de doctorat, University of Durham, School of Engineering and Computing Sciences, 2012.
- [272] WORSTELL, M. H. Aerodynamic performance of the 17-m-diameter darrieus wind turbine in the three-bladed configuration: An addendum. Report SAND79-1753, Sandia National Laboratories, 1979.
- [273] YANG, K. *Aerodynamic Analysis of an MAV-Scale Cycloidal Rotor System Using a Structured Overset RANS Solver*. Thèse de master, University of Maryland, 2010.

- [274] ZANNETTI, L., GALLIZIO, F., & OTTINO, G. M. Vortex capturing vertical axis wind turbine. *The Science of Making Torque from Wind, Journal of Physics: Conference Series 75* (2007), 012029. Publisher IOP.
- [275] ZANON, A., GIANNATTASIO, P., & FERREIRA, C. J. S. A vortex panel model for the simulation of the wake flow past a vertical axis wind turbine in dynamic stall. *Wind Energy 16*, 5 (2013), 661–680.
- [276] ZERVOS, A., & MORFIADAKIS, E. Instantaneous pressure distribution measurements on the blades of a vertical axis wind turbine. In *European Wind Energy Conference (EWEC)* (1990), pp. 247–251.
- [277] ZERVOS, A., & ROUCOUS, R. Flow curvature effects on a rotating airfoil. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik (Journal of Applied Mathematics and Mechanics) 68*, 5 (1988), 365–368.
- [278] ZHANG, J. H. *Numerical Modeling of Vertical Axis Wind Turbine (VAWT)*. Thèse de master, Technical University of Denmark, Department of Mechanical Engineering, 2004.

RESUME : L'éolienne Darrieus connaît un intérêt accru ces dernières années parce qu'elle représente une solution alternative potentielle de production d'électricité dans les milieux urbains. En particulier, une éolienne de forte solidité peut être choisie car certaines de ses propriétés peuvent être avantageuses pour son implantation proche de zones habitées. A l'inverse, certaines difficultés aérodynamiques émergent. Ce type d'éolienne fonctionne à de faibles vitesses réduites pour lesquelles le décrochage dynamique a un rôle très significatif. L'objectif de ce travail de thèse consiste à compléter la connaissance du phénomène de décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical afin d'améliorer les modèles numériques de prédiction existants. Cette étude s'appuie sur une analyse combinée de résultats numériques et expérimentaux. Les simulations numériques sont produites avec une méthode des panneaux bidimensionnelle instationnaire. Les effets de la viscosité sont introduits par des corrections utilisant notamment un modèle semi-empirique de décrochage dynamique. Le travail expérimental s'est concentré sur la dynamique tourbillonnaire à proximité immédiate du rotor résultante du décrochage dynamique. Le montage se compose d'une éolienne à pale droite placée dans une soufflerie. Des mesures instationnaires de la répartition de pression pariétale le long de la corde et des mesures de champ de vitesse par vélocimétrie par images de particules ont été accomplies. Les résultats révèlent la manière dont les caractéristiques du décrochage dynamique sont conditionnées par la vitesse réduite. Le retard au décrochage, l'intensité de l'effet du tourbillon de décrochage dynamique et sa convection ont été quantifiés. Enfin, un examen critique de l'applicabilité du modèle de Leishman-Beddoes pour simuler efficacement les effets du décrochage dynamique a été réalisé.

MOTS CLES : éolienne Darrieus ; décrochage dynamique ; simulation numérique ; méthode des panneaux ; mesure de pression ; PIV ; dynamique tourbillonnaire

TITLE: Experimental and numerical study of dynamic stall on a high solidity vertical axis wind turbine

ABSTRACT: The Darrieus wind turbine has entered a period of renewed interest in recent years because it may stand for an alternative solution to produce electricity in urban areas. In particular, high solidity wind turbine can be chosen for use near populated city areas to benefit from some of its key properties. Conversely, some aerodynamic problems arise. This type of wind turbine operates at low tip-speed ratio for which dynamic stall has a very significant role. The goal of this work is to provide valuable data to complement the knowledge of the dynamic stall phenomenon that occurs on a vertical axis wind turbine in order to improve existing numerical models. This study relies on a combined analysis of numerical and experimental results. The numerical simulations are based on a bidimensional unsteady vortex panel method. Effects of viscosity are introduced by adding corrections computed with a semi-empirical dynamic stall model. The experimental work focuses on the dynamics of the shed vortices existing in the vicinity of the rotor as a result of dynamic stall. The set-up consists of a straight-bladed wind turbine tested in a wind tunnel. Unsteady pressure distribution measurements along the chord and velocity fields measurements by particle image velocimetry are presented. Results indicate how the characteristics of dynamic stall are conditioned by the tip-speed ratio. Stall inception delay, the magnitude of the dynamic stall vortex effects and its convection velocity are evaluated. In addition, a critical review of the suitability of the Leishman-Beddoes model to effectively simulate the effects of dynamic stall is described.

KEYWORDS: Darrieus wind turbine; dynamic stall; numerical simulation; panel method; pressure measurement; PIV; vortex dynamics