

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE



Département de Génie Mécanique

MÉMOIRE DE MASTER

En vue de l'obtention du Master en Énergétique

Thème

**Etude comparative des modèles de retard du
décrochage statiques : Application aux
éoliennes à axe horizontal**

Dirigé par:
Pr. A.SMAILI

Présenté par :
Salim CHARIF

Promotion Juin 2015

ملخص : يهدف هذا العمل أساسا لمقارنة توقعات نماذج تصحيح تأخر الانهيار الناتج عن الدوران. تم عرض ظاهرة الانهيار الثابت بالتفصيل من خلال نتائج البحوث التي أجريت عليها. ومن ثم، تمت مناقشة تأثير دوران ناعورة الرياح ذات المحور الأفقي على معاملات الديناميكا الهوائية. وفي الأخير عرضت نتائج توقعات نماذج تصحيح تأخر الانهيار والبيانات التجريبية لناعورتي الرياح MEXICO و NREL Phase VI ثم تمت مقارنتها.

كلمات مفتاحية: الانهيار الثابت، تأخر الانهيار الثابت، معاملات الديناميكا الهوائية.

Résumé : Le présent travail vise principalement à comparer les prédictions des modèles de correction de retard du décrochage statique, dans le cas des éoliennes à axe horizontal. Tout d'abord, le phénomène de décrochage statique a été présenté en détail à travers les résultats des travaux de recherches antérieur. Puis, l'effet de la rotation de la pale sur les coefficients aérodynamiques est discuté. Finalement, Les résultats des prédictions des modèles de correction, et les données expérimentales des éoliennes MEXICO et NREL phase VI sont comparés et présentés.

Mots clés : Décrochage statique, Retard du décrochage statique, Coefficients aérodynamiques.

Abstract : The aim of this work is primarily to compare the predictions of the static stall delay models, in the case of horizontal axis wind turbines. First, the static stall phenomenon was presented through the results of previous research works carried out on it. Then, the blade rotational effect on aerodynamic coefficients has been discussed. Finally, prediction results of stall delay models and experimental data of MEXICO and NREL Phase VI turbines have been presented and compared.

Keywords : Static stall, Static stall delay, Aerodynamic coefficients.

Remerciements

Je remercie DIEU tout puissant qui m'a donné le courage, la force et la volonté pour réaliser ce modeste travail.

Je tiens à remercier Monsieur A. SMAILI, Professeur au Département de Génie Mécanique, pour son aide, ses précieux conseils et sa disponibilité tout au long de la réalisation de ce mémoire, ainsi que pour l'intérêt qu'il a toujours porté à l'égard de mon travail.

Je tiens également à remercier les membres du jury qui ont accepté d'examiner mon travail.

Je tiens enfin à remercier tous ceux qui ont contribué de loin ou de près à la réalisation de ce travail.

Table des matières

Introduction.....	1
1 Chapitre 1 Décrochage statique.....	2
1.1 Aérodynamique du profil de pale	2
1.1.1 Notions préliminaires.....	2
1.1.2 Efforts aérodynamiques	3
1.2 Aspect théorique du phénomène de décrochage	4
1.2.1 Nombre de Reynolds	4
1.2.2 Couche limite.....	4
1.2.3 Types de couches limites et de transitions.....	6
1.2.4 Séparation de la couche limite et le phénomène de décrochage...	7
1.2.5 Les différents types de décrochages statiques	9
1.3 Conclusions.....	12
2 Chapitre 2 Retard de décrochage statique	13
2.1 Retard de décrochage statique (stall-delay).....	13
2.1.1 Etat de l'art.....	13
2.1.2 Mécanisme de retard de décrochage.....	17
2.1.3 Effet de la rotation sur le coefficient de traînée.....	19
3 Chapitre 3 Modèles de correction de retard de décrochage	21
3.1 Présentation des modèles de correction	21
3.1.1 Snel et al.....	22
3.1.2 Du et Selig	22
3.1.3 Chaviaropoulos et Hansen	22
3.1.4 Modèle de Lindenburg.....	23
3.1.5 Bak et al.....	24
3.1.6 Corrigan et Schilling	24
3.1.7 Dumitrescu et al.....	25
3.1.8 Eggers et al.....	26
3.2 Comparaison des résultats des modèles de correction de retard de décrochage	27
3.2.1 Comparaison des résultats.....	29
Conclusion générale et perspectives	31
Bibliographie.....	33

Liste des Figures

Figure 1.1 profil de pale en incidence	2
Figure 1.2 Efforts aérodynamiques sur un profil d'aile en incidence	3
Figure 1.3 La distribution de la vitesse dans une couche limite d'épaisseur δ proche de la surface d'un corps : u vitesse locale, U vitesse d'écoulement libre.....	5
Figure 1.4 transition de la couche limite [5]	6
Figure 1.5 Distribution de pression sur un profil symétrique [9]	8
Figure 1.6 Décollement de la couche limite sur un profil de pale [10]	9
Figure 1.7 Courbes de coefficients de portances en fonction de l'angle d'incidence pour différentes formes de profils Naca [13]	11
Figure 2.1 Résultats de l'expérience sur l'effet de rotation de Himmelskamp	14
Figure 2.2 Comparaison de coefficient de portance d'une pale tournante et non-tournant de l'éolienne STORK 5WPX [16]	15
Figure 2.3 Force de Coriolis agissant comme un gradient de pression favorable [21].	17
Figure 2.4 Image théorique de flux radial le long d'une pale d'éolienne tournant [35].	19
Figure 3.1 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor MEXICO pour $r/R=0.25$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40]	27
Figure 3.2 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor MEXICO pour $r/R=0.6$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40].	28
Figure 3.3 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor NREL pour $r/R=0.30$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40].	.. 28
Figure 3.4 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor NREL pour $r/R=0.63$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40].	.. 29
Figure 3.5 Coefficients de portance 2D, expérimentales, et corrigés avec les modèles 3D du rotor NREL	30

Nomenclature

Lettres latines

a	facteur d'induction axial [-]
a'	facteur d'induction tangentiel [-]
c	longueur de la corde d'un profil aérodynamique [m]
C_d	coefficient de traînée [-]
C_l	coefficient de portance [-]
C_n	coefficient normal [-]
C_t	coefficient tangentiel [-]
Re	nombre de Reynolds [-]

Lettres grecques

α	angle d'attaque [deg.]
θ	village de la pale [deg.]
λ	vitesse spécifique de l'éolienne [-]
λ_r	vitesse spécifique d'un élément de pale [-]
ρ	masse volumique [kg/m ³]
Ω	vitesse de rotation d'une éolienne [rad/s]
r	position radiale sur une pale [m]
R	rayon du rotor d'une éolienne [m]
U	vitesse de l'écoulement libre [m/s]
ϕ	angle entre le plan du rotor et la direction du vent relative à la section de pale [deg.]

Acronyms

BEM	Blade Element Momentum theory
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
MEXICO	Model Experiments in Controlled Conditions
NREL	National Renewable Energy Laboratory
CFD	Computational Fluid Dynamics

Introduction

L'importance des énergies renouvelables dans le marché de l'énergie de demain devient évidente dans les politiques énergétiques des différentes nations développées, et en voie de développement. Selon le rapport (2012) de l'Agence internationale de l'énergie, la part prévue des énergies renouvelables dans la production d'électricité dans le monde atteindra 31 % en 2035, un quart de celle-ci sera assurée par l'énergie éolienne.

L'efficacité aérodynamique des éoliennes a progressivement augmentée depuis les années 1980, et est maintenant proche de la limite théorique dictée par Betz. Peu, est donc à gagner de ce côté. Des améliorations sont réalisables plutôt dans le sens des prédictions plus fiables des charges aérodynamiques qui mèneraient à des conceptions plus optimales, évitant ainsi l'over-conception des composants causée par l'incertitude dans les prédictions. Cela se traduit par une diminution des coûts globaux de l'énergie éolienne, vu que les charges aérodynamiques sont considérées comme un déterminant principal de ces coûts.

Une prédiction fiable des charges aérodynamiques nécessite l'utilisation de méthodes de modélisation précises. L'exactitude de ces méthodes est très dépendante d'une bonne compréhension des mécanismes d'écoulement complexes impliqués dans l'aérodynamique des pales d'éoliennes. Beaucoup de ces mécanismes sont encore loin d'être bien compris comme le retard de décrochage statique (Stall-delay), le décrochage dynamique et la dynamique structurale des pales.

Le but de ce travail est de présenter le phénomène de retard de décrochage dû à la rotation des pales d'éoliennes, pour cela, une description détaillée concernant le phénomène de décrochage statique est présenté dans le chapitre 1, et cela en exposant les différents travaux réalisés dans le cadre de la compréhension et de la modélisation de ce phénomène, ainsi que ses différents types.

Dans le chapitre 2, une revue bibliographique sur le retard de décrochage statique est présentée, suivi par une description du mécanisme régissant ce dernier et ses effets sur les coefficients aérodynamiques dans le cas d'une éolienne tournante.

Le chapitre 3 expose les différents modèles de correction des coefficients de portance et de traînée d'un profil (2D), pour tenir en compte les effets de rotation d'une pale (3D). Puis, les coefficients aérodynamiques corrigés sont comparés avec les résultats expérimentaux et ceux de la CFD.

Chapitre 1

Décrochage statique

Ce chapitre a pour objectif de présenter le cadre d'étude de ce travail. On commencera par définir brièvement le vocabulaire relatif à l'étude de l'écoulement autour de profil de pale. Ce faisant, on pourra introduire la problématique principale de ce sujet d'étude : le retard de décrochage. On verra alors l'importance de prendre en considération les effets induits par la viscosité du fluide lorsqu'il s'agit de s'intéresser aux écoulements de profil de pale à forte incidence. Dans ces conditions, la couche limite qui se développe à l'extrados est susceptible de se détacher de la paroi, entraînant une chute importante des performances aérodynamiques. Puis les types de décrochage statique, afin de passer à la présentation du phénomène de retard de décrochage présent sur les profils de pales des éoliennes en rotation ainsi que ses causes principales.

1.1 Aérodynamique du profil de pale

1.1.1 Notions préliminaires

On appelle profil de pale la section droite selon la direction de l'envergure d'une pale complète. Usuellement, on définit un profil de pale à partir d'un ensemble de paramètres géométriques qui sont : la corde de longueur c , l'épaisseur $e(x)$, le bord d'attaque, et le bord de fuite (voir figure 1.1).

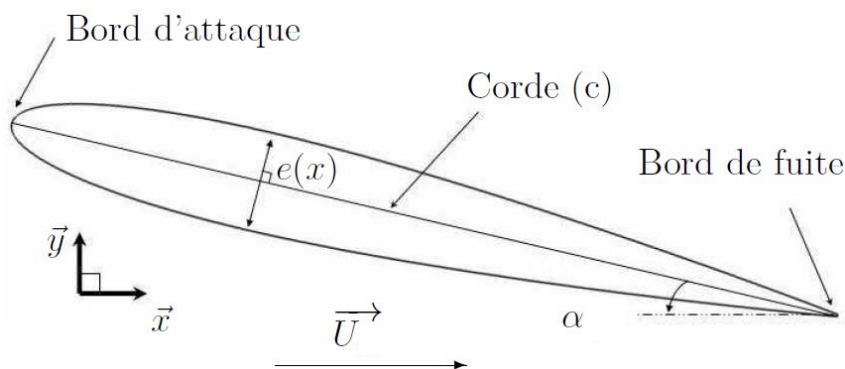


Figure 1.1 profil de pale en incidence

L'étude de l'aérodynamique de profils concerne un profil de pale placé dans un écoulement généralement uniforme. Soit O un point quelconque de l'espace, on

définit le repère aérodynamique (orthonormé direct) $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ tel que \vec{x} et \vec{U} soient colinéaires. L'orientation est définie par l'angle d'incidence, angle entre la corde et la direction de l'écoulement amont, notée α (voir figure 1.1).

Dans ce repère, on appelle "extrados" la partie supérieure du profil joignant le bord d'attaque au bord de fuite et "intrados" la partie inférieure. Le profil a une grande importance dans le comportement aérodynamique de la pale et de ce fait joue un rôle de premier plan dans sa conception [1]. Depuis les travaux de Eiffel et Joukowski à la fin du 19ème siècle, de nombreuses formes de profil ont vu le jour, avec pour la plupart d'entre elles des justifications qui relèvent plus de talents artistiques que de mécanique des fluides, ces études ont été faites dans le domaine aéronautique, actuellement utilisés dans les éoliennes.

L'aérodynamicien a donc pour lourde tâche de déterminer la forme de profil de pale à adopter pour optimiser les efforts aérodynamiques exercés par le fluide sur la pale.

1.1.2 Efforts aérodynamiques

On définit la portance, notée L , comme la projection sur l'axe \vec{y} de la résultante des efforts aérodynamiques s'exerçant sur le profil. La composante normale à la direction de l'écoulement permet la sustentation du profil lorsque qu'elle dépasse son poids (pour un écoulement lointain horizontal). La traînée, notée D , est la projection de la résultante des efforts aérodynamiques dans la direction de l'écoulement \vec{x} . Elle s'oppose au mouvement d'avancement du profil.

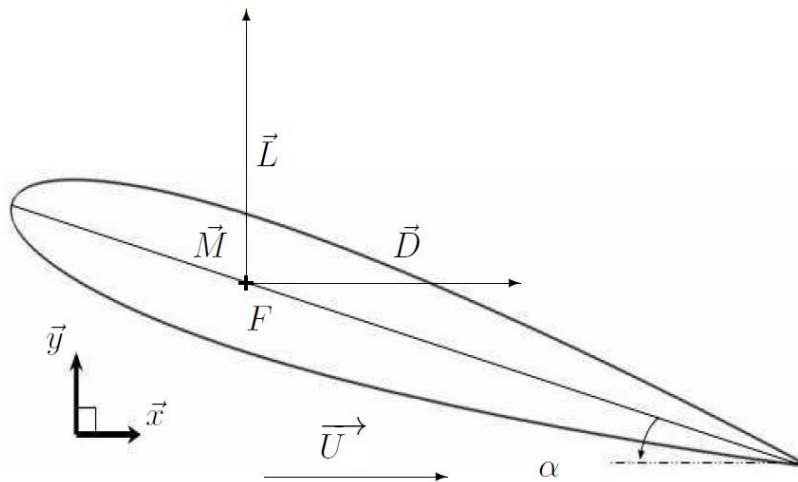


Figure 1.2 Efforts aérodynamiques sur un profil d'aile en incidence

On considère les coefficients aérodynamiques sans dimension suivant dans l'étude des performances aérodynamique de profil de pale :

$$L = \frac{1}{2} \rho S V^2 C_l \quad (1.1)$$

$$D = \frac{1}{2} \rho S V^2 C_d \quad (1.2)$$

Où, C_l et C_d sont respectivement le coefficient de portance et de traînée

1.2 Aspect théorique du phénomène de décrochage

1.2.1 Nombre de Reynolds

La notion du nombre de Reynolds est au centre de l'étude de l'interaction des fluides avec les formes de corps. Ce nombre sans dimension notée Re est défini comme suit :

$$Re = \frac{\rho U c}{\mu} \quad (1.3)$$

Où ρ est la masse volumique du fluide, μ sa viscosité dynamique, U vitesse de l'écoulement, et c la corde du profil.

1.2.2 Couche limite

Pour décrire le phénomène de décrochage, les notions de base concernant le concept de la couche limite sont nécessaires. Ce concept est au cœur d'une approche largement utilisée, nommée la théorie de la couche limite. Cette approche consiste à calculer les effets de la viscosité, et de fait la friction à l'intérieur d'une région mince à proximité de la surface d'un corps, appelée aussi couche limite, et de les combiner avec le comportement de l'écoulement dans un fluide parfait dans la région extérieure où de tels effets sont négligeables. Cette région externe peut alors être décrite à l'aide de la théorie des écoulements potentiels [2]. Comme nous le verrons, le phénomène de décrochage est intimement lié à la séparation de la couche limite de la surface, qui peut être prédite par la théorie de la couche limite.

L'existence de la couche limite provient du fait qu'un fluide en mouvement interagit avec la surface, y adhère et ne peut donc pas se déplacer par rapport à celui immédiatement à la surface. Ceci est considéré comme la condition de non-glissement. Il en résulte une distribution de la vitesse tangentielle dans la direction normale à la surface, à partir d'une vitesse nulle directement à la surface,

et qui augmente rapidement avec la distance normale, (voir la figure 1.3). Jusqu'à ce qu'elle atteigne la vitesse d'écoulement libre.

L'épaisseur de la couche limite δ est définie comme la distance à partir de la surface jusqu'où la vitesse atteint 99% de la vitesse d'écoulement libre. Cette épaisseur augmente à mesure que le flux se déplace le long de la surface. La couche limite est généralement plus mince pour une viscosité plus faible, car l'interaction avec la surface est alors plus faible. Notons que la théorie de la couche limite n'est pas valable pour des valeurs trop petites du nombre de Reynolds, ou pour des viscosités élevées, car elle deviendrait alors trop épaisse.

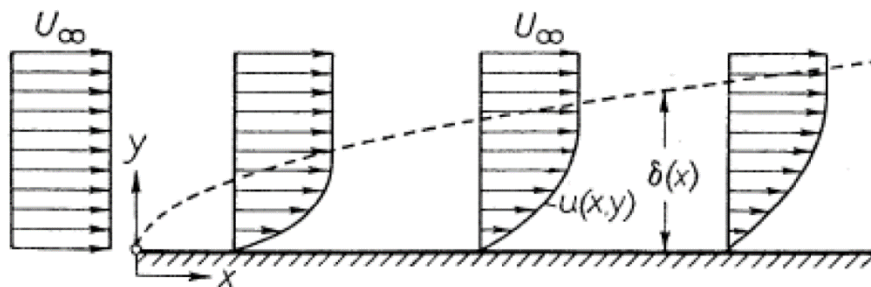


Figure 1.3 La distribution de la vitesse dans une couche limite d'épaisseur δ proche de la surface d'un corps : u vitesse locale, U vitesse d'écoulement libre [3]

La contrainte de cisaillement aux parois τ résultante de l'interaction du fluide avec la surface est donnée par [3] :

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \quad (1.4)$$

Où $\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)$ est le gradient de vitesse normale à la surface (figure 1.3).

L'indice w réfère à la valeur directement sur la paroi ou la surface. Le gradient de vitesse normal à la surface est généralement très grand parce que la vitesse doit augmenter de zéro directement à la surface à 99% de la vitesse du courant assez rapidement. Par conséquent, même une faible viscosité peut conduire à une importante contrainte de cisaillement. En dehors de la couche limite, l'effet de la surface n'est plus important, ce qui résulte en de petits gradients de vitesse et les effets de viscosité donc négligeables.

La force de traînée, liée à la traînée de frottement, est le résultat des effets visqueux dans la couche limite. Elle s'obtient de l'intégration de la contrainte de cisaillement le long de la surface [4]. La traînée totale est obtenue en additionnant la traînée de frottement à la traînée de pression, ou traînée de forme, qui est la composante de la traînée résultante de la distribution de pression.

1.2.3 Types de couches limites et de transitions

La couche limite d'un l'écoulement autour d'un corps peut être de deux types, à savoir laminaire ou turbulent. La nature de la couche limite dépend du nombre de Reynolds. Pour un nombre de Reynolds inférieur à une certaine valeur critique Re_{crit} , la couche limite est laminaire, et turbulente s'il est au-dessus de cette valeur. Par exemple, pour une plaque plane et lisse à incidence nulle, Re_{crit} à une valeur de $5 \cdot 10^5$ [3]. Une pale ou corps contondant aurait un différent nombre de Reynolds critique. La couche limite laminaire est caractérisée par des couches de flux en mouvement avec des vitesses différentes, où l'échange de particules dans la direction normale aux lignes d'écoulement est quasi inexistant. La situation est différente pour la couche limite turbulente, qui montre plutôt des mouvements fluctuants conduisant à un important mélange dans la direction perpendiculaire à la direction d'écoulement.

Pour les petites distances parcourues par le flux sur la surface, la couche limite sera laminaire. Cependant, après une certaine distance, la couche limite laminaire devient instable, et la transition de laminaire à une couche limite turbulente aura lieu [5].

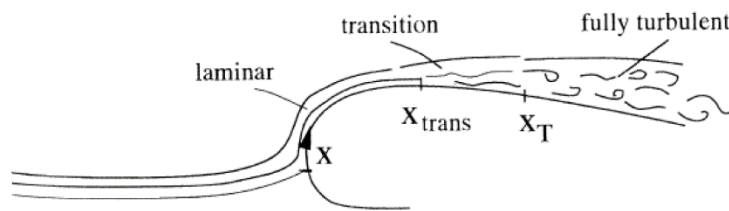


Figure 1.4 transition de la couche limite [5]

La figure 1.4 illustre ce phénomène sur la surface d'un profil aérodynamique. L'emplacement des x_{trans} de transition peut être trouvé en définissant un nombre de Reynolds de l'écoulement locale le long de la surface Re_x , avec la position x sur la surface [4] :

$$Re = \frac{\rho U x}{\mu} \quad (1.5)$$

En égalisant ce nombre de Reynolds local avec le Re_{crit} valeur critique défini ci-dessus, la valeur x_{trans} à laquelle la transition se produit sur cette surface peut être déterminée. Cette transition est caractérisée par une augmentation de l'épaisseur de la couche limite, ainsi que la contrainte de cisaillement.

1.2.4 Séparation de la couche limite et le phénomène de décrochage

Les concepts de la séparation de la couche limite et le décrochage sont intimement liés. Le décrochage est en fait la conséquence de la séparation de la couche limite. Voyons de plus près ces concepts, en considérant d'abord le rôle de la répartition de la pression dans la couche limite.

1.2.4.1 Distribution de pression dans la couche limite

La connaissance de la distribution de la pression à l'intérieur de la couche limite est fondamentale pour prédire son comportement sur une surface donnée. Prenons le flux parcourant un corps d'une géométrie donnée, par exemple un profil aérodynamique, à incidence nulle. La forme de profil va forcer les lignes de courant dans le flux extérieur non visqueux à se courber autour de sa géométrie, ce qui donne lieu à une distribution de la pression sur le bord extérieur de la couche limite. Cette répartition de la pression sera appliquée sur la couche limite, ce qui signifie que, à chaque emplacement le long du profil, la pression dans la couche limite dans la direction normale à la surface est constante. La distribution de pression à la surface sera alors la même que celle sur le bord extérieur, et elle est seulement fonction de la position le long du profil [3].

Cette distribution de pression imposera le déplacement de l'écoulement à l'intérieur de la couche limite et est donc une quantité clé pour prédire la séparation de la couche limite de la surface. Deux types de gradients de pression ont des implications très différentes sur l'écoulement qui se déplace sur la surface. Un gradient de pression favorable ($dp / dx < 0$) a un effet d'aspiration sur l'écoulement qui est naturellement conduit vers des régions de plus basse pression. Un gradient de pression adverse ($dp / dx > 0$) a l'effet inverse, et il est la cause de la séparation de la couche limite. Habituellement, quand un corps est immergé dans un flux, les gradients de pression favorables sont présents sur la face avant du corps, tandis que les gradients de pression négatifs sont trouvés à l'arrière.

1.2.4.2 Séparation de la couche limite sur un profil aérodynamique

La figure 1.5 montre la distribution de pression sur un profil aérodynamique symétrique à incidence nulle. Un fort gradient de pression favorable est d'abord noté, il va du point A au point B. Ce qui est souvent désigné sous le nom de point d'aspiration sur le nez de l'aile ou de la pale. Ce pic est suivi par un gradient de pression inverse qui est ici si faible que la couche limite ne se sépare pas [3].

Un tel faible gradient de pression est obtenu parce que la courbure de la paroi éloignée du bord d'attaque est lisse. Les particules circulant le long de la surface dans la couche limite pourront aller du point A au point C aisément, même si les forces de friction les ralentissent le long du chemin. Le profil d'écoulement est alors lisse.

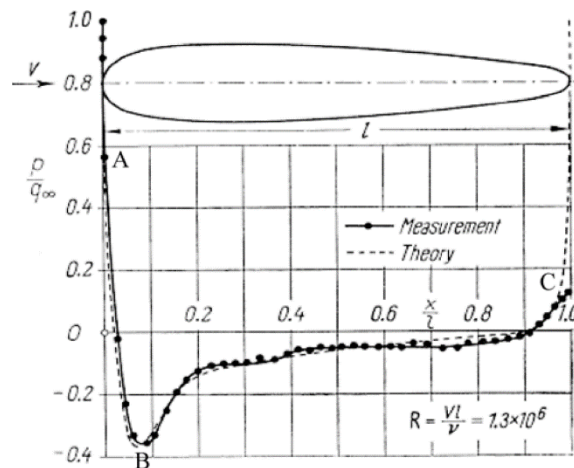


Figure 1.5 Distribution de pression sur un profil symétrique [9]

Nous obtenons une situation différente si nous introduisons un angle d'attaque, i.e un angle entre le flux entrant et la ligne de corde de profil. Dans ce cas, le profil symétrique de la figure 1.5 connaîtra une force de portance. Cette force de portance est associée à la présence de la circulation autour de profil aérodynamique sous forme de tourbillons. Ces derniers induisent en effet des vitesses des deux côtés du profil. La vitesse d'un côté du profil augmente avec l'ajout de vitesse supplémentaire, alors qu'elle est diminuée sur l'autre côté. Selon l'équation de Bernoulli, cela crée une différence de pression que résulte en une force de portance sur l'aile.

Une infinité de solutions mathématiques possibles sont trouvées pour cette circulation en intégrant les tourbillons le long de la corde de la pale. La solution physique est déterminée par la condition Kutta [4] qui stipule que le flux doit quitter le bord de fuite en douceur.

Avec l'augmentation de l'angle d'attaque, la circulation autour de l'aile ainsi que la portance produite seront alors augmentés, comme définit par la théorie des profils aérodynamiques [6]. Le pic d'aspiration près du bord d'attaque de l'aile va alors devenir plus important. D'après l'équation de Bernoulli, la vitesse de l'écoulement dans le bord externe (on dehors de la couche limite) près du pic

d'aspiration va devenir très élevée. Le pic d'aspiration est situé à proximité du point de stagnation près du nez de la pale, où la couche limite est encore très mince.

Une couche limite très mince impliquera que le changement de vitesse normale à la surface de profil de la pale devra être très rapide pour aller du zéro (condition de non-glissement) à une valeur très élevée sur le bord extérieur. Comme la contrainte de cisaillement à la paroi est proportionnelle au gradient de vitesse normale à la surface du contact (Equation 1.4), des forces très élevées de frottement affecteront l'écoulement et de fait le ralentir. En ajoutant l'effet du gradient de pression inverse qui suit le gradient de pression favorable au niveau du pic d'aspiration, le courant ne peut plus atteindre le bord de fuite. Il pourrait stagner et revenir vers des valeurs de basses pressions, conduisant à un retour de l'écoulement et à la séparation de la couche limite de la surface (voir figure 1.6).

À ce stade, le profil est dit décroché [4]. On peut remarquer ici le lien entre la séparation de la couche limite et l'apparition du décrochage.

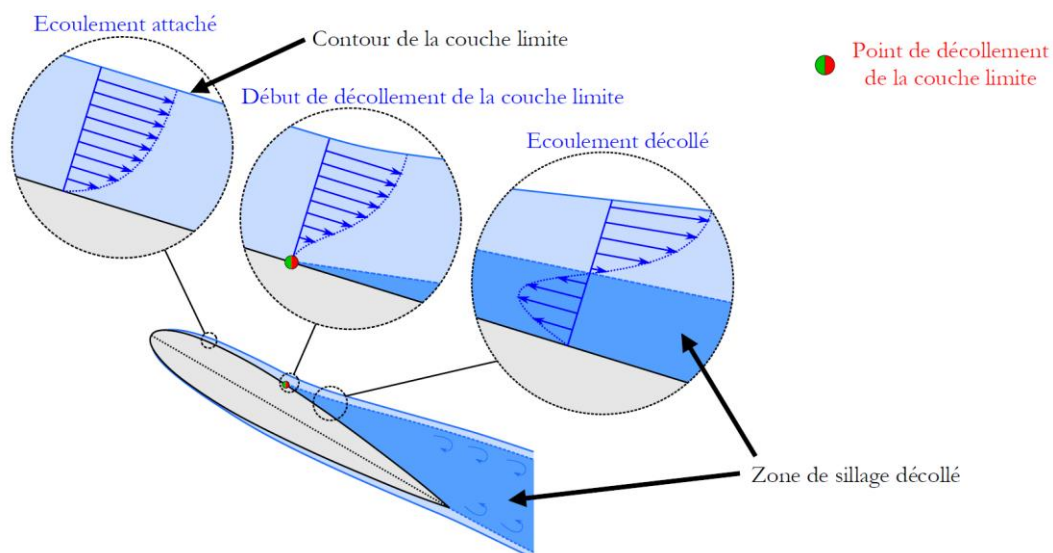


Figure 1.6 Décollement de la couche limite sur un profil de pale [10]

1.2.5 Les différents types de décrochages statiques

Les études en soufflerie sur la physique du décrochage ont commencé véritablement à partir des années 30 par de l'observation directe visant principalement à identifier les effets du nombre de Reynolds et l'importance de la couche limite dans ce phénomène complexe. En 1931, Jacobs émet l'hypothèse d'un lien direct entre la forme de la courbe de portance en fonction de α au voisinage du décrochage et la présence d'un décollement de la couche limite turbulente à l'extrados du profil.

En 1933 Millikan et Klein [7] mettent en évidence l'effet positif sur le maximum de portance d'une transition anticipée (forcée par une excitation extérieure quelconque) de la couche limite vers l'état turbulent avant la position correspondante au décollement laminaire. Ces observations sont les premières à démontrer le rôle majeur de la couche limite et notamment de la transition sur le décrochage. La couche limite turbulente résistant d'avantage au décollement.

A la même époque, Jones [8, 9] s'intéresse à l'influence de la forme, et l'épaisseur du profil, sur le décrochage. De cette première tentative de classification des comportements du décrochage, il ressort trois différents types de décrochage, suivant la nature du décollement de la couche limite. Il isole ainsi, deux types de décrochage dits de bord d'attaque et un décrochage de bord de fuite.

Cependant, Jones [8, 9] n'avait à sa disposition que des mesures d'efforts globaux et de pression rendant difficile toute corrélation entre les types de décrochage observés et la dynamique de couche limite. Ils suggèrent néanmoins pour la première fois la présence d'une zone de recirculation laminaire localisée au voisinage du bord d'attaque.

En 1937, Jacobs et Sherman [10] décrivent l'importance de la couche limite laminaire et turbulente sur les décrochages de bord d'attaque et de bord de fuite. Ces résultats seront étayés en 1938 par Loftin et Bursnall [11] à partir des essais expérimentaux de Von Doenhoff et Tetervin [12].

En 1951, McCullough & Gault [13] affinent la classification introduite par Jones [8, 9].

Leur classification regroupe :

- le décrochage de bord de fuite pour les profils les plus épais,
- le décrochage de bord d'attaque pour les profils d'épaisseur modérée,
- le décrochage dit "de profil mince".

1.2.5.1 Le décrochage du bord de fuite

Ce type de décrochage est typique des profils épais (d'épaisseur supérieure ou égale à $0.15c$). La courbe de portance en fonction de l'angle d'incidence α reste continue et à variations faibles sur toute la plage d'angles d'attaques considérée. Des visualisations de la couche limite pendant la montée en incidence montrent qu'elle reste attachée jusqu'à $\alpha = 10^\circ$ où un décollement turbulent apparaît au bord de fuite à l'extrados du profil. Ce décollement remonte progressivement à mesure que l'incidence augmente. Au maximum de portance, la moitié de l'aile est décollée et la progression du décollement vers le bord d'attaque continue après ce point, et

ce, à la même vitesse que précédemment. Par conséquent le pic de portance est arrondi sur la courbe. La suite d'évènements conduisant vers l'état pleinement décollé commence à $\alpha = 10^\circ$ et donc bien avant le maximum de portance à $\alpha = 13^\circ$. La progression du décollement vers le bord d'attaque qui entraîne le décrochage est ici graduel et continu.

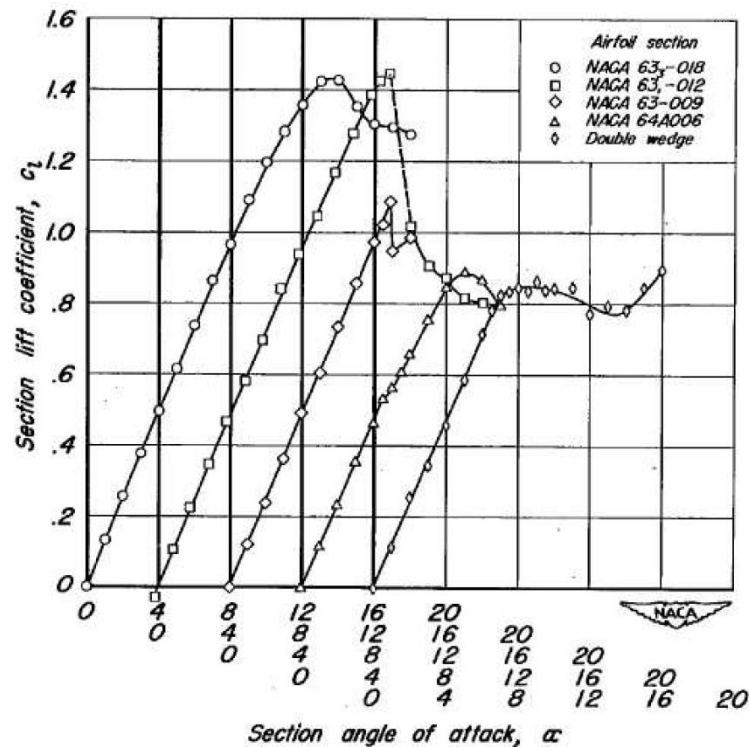


Figure 1.7 Courbes de coefficients de portances en fonction de l'angle d'incidence pour différentes formes de profils Naca [13]

1.2.5.2 Le décrochage de profil mince

Ce type de décrochage concerne avant tout les profils d'épaisseur faible (inférieure à $0.09c$) ainsi que tous les profils à bord d'attaque biseauté. Le profil "double wedge" de la figure 1.7 représente ce type de décrochage. À forte incidence, l'écoulement laminaire qui se développe depuis le point d'arrêt ne peut contourner le bord d'attaque sans décoller, l'écoulement recolle rapidement en aval. À mesure que l'angle d'incidence augmente le point de recollement se déplace progressivement vers le bord de fuite jusqu'ou il atteint l'incidence à portance maximale.

Une fois l'incidence critique dépassée, l'augmentation de l'incidence entraîne une légère et progressive diminution de la portance, puis elle augmente à nouveau.

1.2.5.3 Le décrochage du bord d'attaque

Le décrochage du bord d'attaque est une caractéristique des profils à épaisseur modérée (profil symétrique avec une épaisseur comprise entre 0.09c et 0.15c). Sur la figure 1.7, les profils Naca 63-012 et 63-009 illustrent ce type de décrochage. Les efforts montrent une forte chute et une discontinuité au passage du décrochage. On note une augmentation continue du pic d'aspiration au bord d'attaque du profil jusqu'à l'incidence critique où une forte chute est alors observée. Après cette chute d'aspiration au niveau du bord d'attaque le champ de pression est redistribué uniformément à l'extrados, situation typique des écoulements pleinement décollés. Dans le cas du profil Naca 63-012 la perte de portance observée est si violente qu'elle oblige les expérimentateurs à réduire la vitesse de la soufflerie au décrochage sous peine d'endommagement.

1.3 Conclusions

Ce chapitre a permis d'exposer les connaissances actuelles sur le décrochage, phénomène aérodynamique plus ou moins brutal qui se produit lorsqu'un profil est mis en incidence forte par rapport à l'écoulement amont. D'origine visqueux, il se traduit par la perte d'effet de portance induit par un décollement massif de la couche limite à l'extrados du profil. S'il a fait l'objet de nombreuses études depuis le début du 20e siècle, notamment pour son importance capitale dans la conception des avions puis des éoliennes, il reste encore mal compris.

À l'heure actuelle, il est très difficile de proposer des technologies permettant de contourner les limites d'apparition du décrochage (dispositifs de contrôle d'écoulements, conception avancée des profils d'ailes...) et bien souvent le comportement adopté par les concepteurs consiste à se fixer une marge de sécurité satisfaisante pour éviter l'apparition du décrochage dans le domaine de vol ou éolien.

Chapitre 2

Retard de décrochage statique

Ce chapitre a pour objectif de présenter le phénomène de retard de décrochage dû à la rotation de la pale de l'éolienne, et cela en exposant les différentes causes de l'apparition de ce phénomène déterminées à travers des résultats expérimentaux. Puis on présentera les recherches antérieures effectuées dans le cadre de ce sujet. Une exposition des modèles de correction de l'effet de retard de décrochage (Stall-delay) suit cette présentation.

2.1 Retard de décrochage statique (stall-delay)

La rotation de la pale provoque de nombreux effets d'écoulement aérodynamiques tridimensionnels complexes. Les effets de l'écoulement aérodynamiques en trois dimensions sont l'un des nombreux aspects difficiles à prévoir avec précision dans le calcul des charges sur la pale. On a trouvé que les effets tridimensionnels causés par la rotation retardent le processus classique de décrochage sur le profil d'une pale par rapport à des essais de soufflerie à deux dimensions.

Le résultat est une augmentation de chargement sur la pale dans des conditions d'écoulement post-décrochage par rapport au cas classique d'écoulement bidimensionnel. Ce retard efficace de décrochage est appelé retard de décrochage statique (stall-delay). Une description complète de ce phénomène est présentée dans les sections suivantes.

2.1.1 Etat de l'art

Le premier enregistrement de l'augmentation des charges aérodynamiques dues à la rotation était une analyse des hélices d'avions effectuées par Himmelskamp en 1945 [14] . La figure 2.1 montre quelques résultats de son expérience. Les données étiquetées «tunnel de vent» sont des données aérodynamiques bidimensionnelles prises à partir de mesures en soufflerie. Le coefficient de portance à chaque station radiale a été déterminé à partir de prises de pression le long de la corde à cette position.

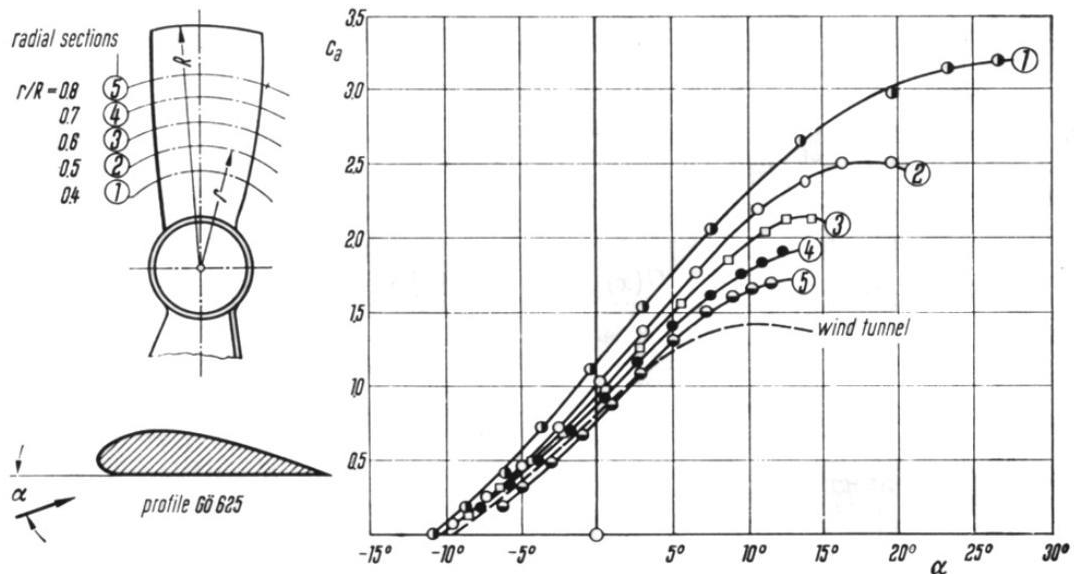


Figure 2.1 Résultats de l'expérience sur l'effet de rotation de Himmelskamp [14]

Himmelskamp a postulé que l'augmentation de la portance au niveau des sections de l'hélice était due aux effets de la force centrifuges et de Coriolis agissant sur l'écoulement.

Banks et Gadd [15] étaient l'un des premiers à étudier ce problème analytiquement en écrivant les équations simplifiées de la couche limite laminaire et en les résolvant dans le point de séparation pour le cas rotatif et non rotatif.

Leur analyse suggère que la ligne de séparation se déplace vers le bord de fuite dans la rotation, et ils affirment que cela est la cause de l'augmentation observée dans la portance.

Plusieurs études expérimentales et numériques ont été réalisées depuis lors pour obtenir un meilleur aperçu de la physique de cet écoulement. Bien qu'il y ait un consensus que le retard de décrochage provoque en effet des charges plus élevées sur la pale, les phénomènes physiques responsables de cet effet n'ont pas été clarifiés. Par exemple, l'effet de la rotation sur l'emplacement du point de séparation de la couche limite sur le côté d'aspiration du profil et la distribution de la pression sur le profil. Ainsi que l'influence de la turbulence sur la séparation en rotation. En somme ce sont des questions qui sont encore ouvertes et reçoivent beaucoup d'attention.

Dans une première expérience, Ronsten [16] a comparé une pale d'éolienne tournante et non-tournante. La figure 2.2 montre le coefficient de portance pour une pale d'éolienne tournante et non-tournante à 30% du rayon. L'effet de rotation augmente clairement le coefficient de portance de manière significative et retarde le décrochage sur la pale.

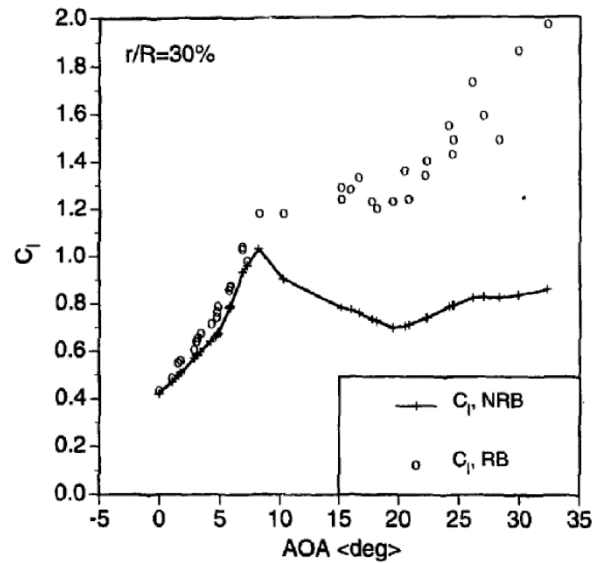


Figure 2.2 Comparaison de coefficient de portance d'une pale tournante et non-tournant de l'éolienne STORK 5WPX [16]

McCroskey [17] a effectué une analyse expérimentale et a conclu que la séparation en cas tournant et non-tournant se produit plus ou moins au même endroit de la corde.

Wood [18] a effectué une analyse à panneau 3D et a suggéré que le point de séparation se déplace en aval en rotation. Narramore et Vermeland [19] ont effectués une analyse CFD sur une pale d'hélicoptère et ont conclu que la séparation dans la région intérieure est supprimée en rotation, à savoir, l'angle sous lequel la séparation commence est beaucoup plus élevé en rotation par rapport au cas non-tournant (2D).

Snel et al. [20], et plus tard Lindenburg [21] à travers une analyse similaire, ont proposé un modèle de correction du coefficient de portance en cas de rotation. Il a été souligné que la cause dominante du retard de décrochage est la réduction de la pression adverse en raison de la force centrifuge, sans invoquer son effet sur l'emplacement du point de séparation.

Du et Selig [22, 23] ont effectués une analyse semblable et ont également conclu que le point de séparation se déplace en aval en rotation. Shen et Sorensen [24] ont effectués des calculs CFD dans le cas tournant et non-tournant des pales pour montrer que l'effet de cette rotation est une réduction de la pression dans la région séparée et non l'emplacement du point de séparation.

Corten [25], à travers une analyse d'amplitude des équations de Navier-Stokes dans les couches limites non-inertiels, a prédit que dans le cas de rotation le point de séparation se déplace en aval.

Au moyen d'un modèle quasi-3D Navier-Stokes, Chaviaropoulos et Hansen [26] ont conclu que l'effet dominant dans le retard de décrochage est la réduction de la pression dans la région séparée du profil à cause de la force centrifuge, et non un déplacement en aval du point de séparation. Bak et al [27] ont aussi basés leur modèle de correction sur un changement dans la distribution de la pression autour du profil aérodynamique.

Sicot et al. [28] ont mené une étude expérimentale sur l'effet de rotation et de la turbulence sur les mécanismes de décrochage et ont conclu que, bien que la turbulence influe sur la localisation du point de séparation, la rotation n'a pas un effet significatif sur l'empalement de ce point.

Dumitrescu et al. [29] ont appelé cet effet "Stall delay" (retard de décrochage) en suggérant que les forces de Coriolis provoquent un décalage en aval de l'emplacement du point de séparation en cas de rotation.

D'autre part, il y a eu des études dont certaines contredisent la majorité des recherches publiées. Savino et Nyland [30], par exemple, ont réalisé des expériences de visualisation de l'écoulement sur une pale et ont conclu que le point de séparation se déplace vers le bord d'attaque en rotation, en d'autres termes, le décrochage est avancée et non retardés.

Carcangiu et al. [31] ont développé un outil de post-traitement pour enquêter sur les effets de la rotation. L'outil leur a permis d'avoir l'amplitude des différents termes dans les équations régissant qu'ils utilisaient. Grâce à ce processus, il a été montré que les deux termes de Coriolis et de convection sur la pale augmentent en amplitude après le point de séparation de la couche limite.

Beaucoup d'efforts ont été mis en avant dans toute la communauté de l'éolienne pour faire avancer la compréhension de ce mécanisme comme une conséquence des effets centrifuges et de Coriolis. Par exemple, Schreck et Robinson [32] ont déterminé que le retard de décrochage n'est pas affecté par le nombre de Reynolds.

En somme, la variété des explications du phénomène de retard de décrochage qui ont été vu dans l'état de l'art présentée ci-dessus sont les suivantes:

Le retard de décrochage, est du au décalage de point de séparation vers le bord de fuite dans le cas rotatif pour un même profil, et un même angle d'attaque.

Un changement dans la distribution de pression due au phénomène appelé pompage centrifuge, dans lequel le flux radial se produit dans la région de séparation de la pale.

Une combinaison des deux effets : le changement de distribution de pression et le décalage du point de séparation vers le bord de fuite.

2.1.2 Mécanisme de retard de décrochage

On sait maintenant que la rotation de la pale augmente les charges aérodynamiques agissant sur cette dernière. La plupart des travaux en cours dans le domaine de retard de décrochage sont sujet de déterminer les mécanismes sous-jacents et les phénomènes qui causent cette augmentation du coefficient de portance, ainsi que le développement de nouveaux modèles basés sur ces connaissances afin de mieux prévoir les charges sur une pale tournante comme présenté dans l'état de l'art. Il est à la fois le consensus et le débat sur les divers mécanismes et leur influence sur l'écoulement, par conséquent les charges agissant sur la pale en rotation.

Comme montré dans l'état de l'art, c'est l'hypothèse de l'effet de la force centrifuge et la force de Coriolis qui a été corroboré au cours des années par de nombreux chercheurs. Ces mécanismes sont le sujet de cette section.

2.1.2.1 Force de Coriolis

Il y a trois principaux mécanismes qui régissent les effets de la rotation sur les écoulements autour de la pale. Le premier mécanisme est la pression dynamique le long de la pale, qui augmente vers le bout en raison de l'augmentation de la vitesse du vent relatif avec la position radiale. En second lieu, le flux qui tourne avec les sections de la pale. Principalement la couche limite, est exposée à une charge centrifuge qui pousse le flux vers l'extérieur [34]. Troisièmement, à la fois la pression dynamique variable et la charge centrifuge génèrent un flux radial, ce qui induit une force de Coriolis agissant le long de la corde sur l'écoulement de la couche limite [33].

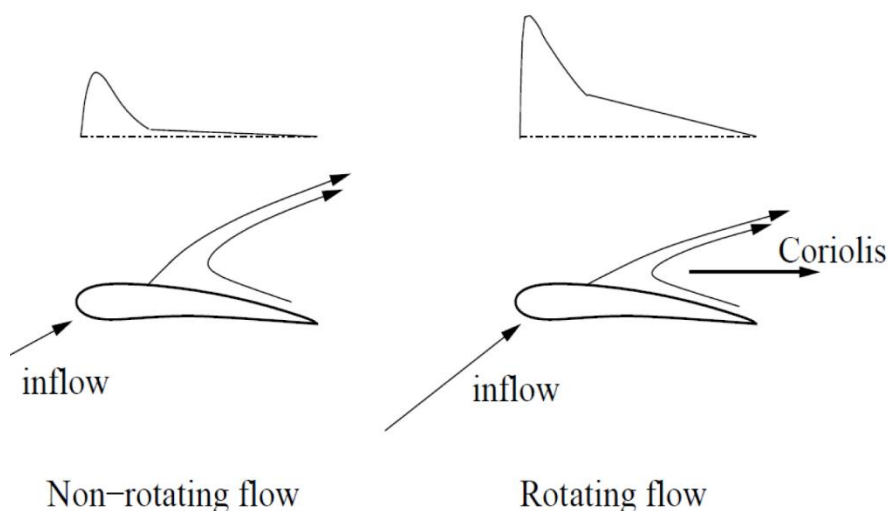


Figure 2.3 Force de Coriolis agissant comme un gradient de pression favorable [21].

Cependant, le fait qu'il y a un certain flux radial, cela induit une force de Coriolis qui agit vers le bord de fuite, (voir figure 2.3). La force de Coriolis due à l'écoulement radial peut être considérée comme un gradient de pression favorable qui peut effectivement retarder l'apparition de la séparation ou de décrochage au niveau des sections intérieures de la pale. Même de petites quantités de flux radial provoquent des erreurs dans le calcul avec la méthode BEM, vu que cette dernière permet un calcul bidimensionnel.

2.1.2.2 Pompage centrifuge

Les mêmes mécanismes décrits ci-dessus agissent de façon très différente lorsque le flux commence à se séparer (décollement de la couche limite). Cela permet à la force centrifuge plus de temps pour agir sur l'écoulement. En effet, Lindenbarg dans [34] a indiqué que la force centrifuge a un effet beaucoup plus grand sur l'écoulement séparé que l'effet de gradient de pression le long de la corde. Les effets de la force centrifuge agissent comme une pompe poussant l'air séparé vers l'extérieur. Ce processus est connu sous le nom de "pompage centrifuge".

Le pompage centrifuge diminue également le volume de la bulle de séparation, ce qui conduit à une basse pression dans le volume de séparation [21]. Le rapport de la force centrifuge et de la force de Coriolis est d'une grande importance dans la modélisation de retard de décrochage.

Un autre phénomène se produit en raison d'équilibre entre la force de Coriolis et le gradient de pression le long de la corde. Si les deux sont à l'équilibre, la région d'écoulement séparé ne sera pas prolonger jusqu'au bord de fuite [21]. Au lieu de cela, la région d'écoulement séparée est alors en rotation, comme illustré sur la figure 2.4 en raison de mélange turbulent avec le flux libre à la partie supérieure de la zone d'écoulement séparé. Cette rotation est considérée par certains chercheurs à être un tourbillon permanent, ce qui ajoute une aspiration à la surface de la pale, par conséquent augmente les forces aérodynamiques sur la pale. Le flux de la couche limite sera soit séparée et continuer sur le tourbillon permanent ou entrer dans le tourbillon par mélange comme indiqué dans la figure 2.4 [35].

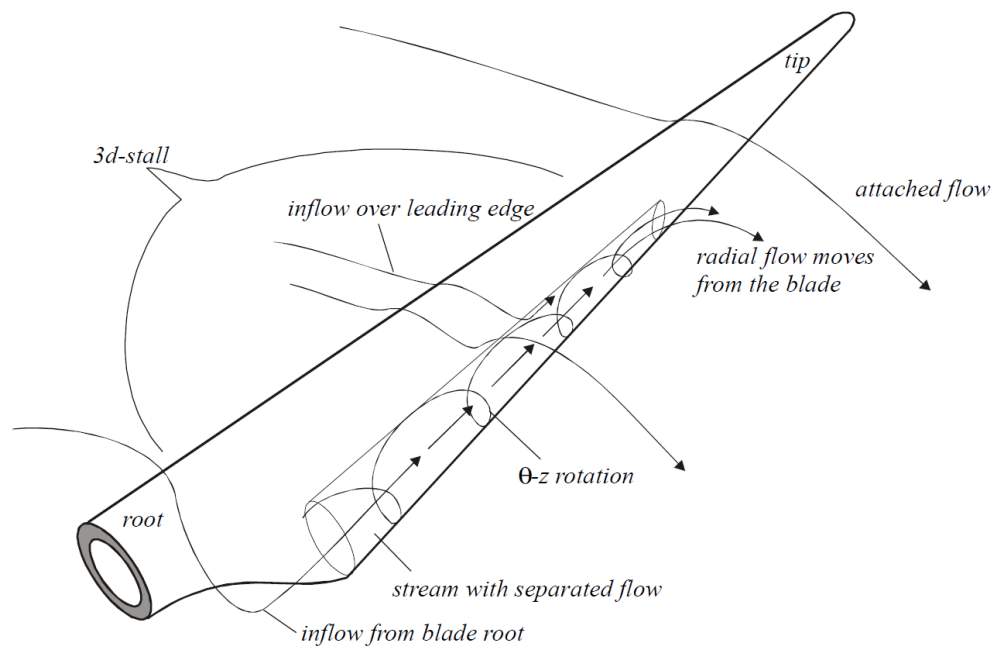


Figure 2.4 Image théorique de flux radial le long d'une pale d'éolienne tournant [35].

2.1.3 Effet de la rotation sur le coefficient de traînée

L'effet de la rotation de la pale sur la force de traînée est encore relativement inconnu. Certains chercheurs ont avancé ou supposé que la rotation diminue la force de traînée exercée sur la pale. Cette diminution de la force de traînée peut être vu dans le travail de Du et Selig [22] et Corten [25]. Du et Selig basent leur argumentation sur des prévisions numériques de Sorensen [24] en utilisant un code d'interaction visqueuse-non visqueuse. Corten indique que la ligne de séparation de l'écoulement est poussée davantage vers le bord de fuite que dans le cas à deux dimensions, Il conjecture alors que cela réduira le sillage de la pale et conduit à une réduction de la force de traînée.

D'autre part, un grand nombre de chercheurs affirment que la force de traînée augmente sur une pale rotative [34, 31, 36]. Lindenburg [36] fait valoir que, puisque le mécanisme de pompage centrifuge ajoute de l'énergie au système, la force de traînée doit augmenter.

Il y a controverse même lorsque les données expérimentales NREL Phase VI sont utilisées pour examiner l'effet de la rotation sur la traînée. Bak et al [27] ont comparé les données de soufflerie à deux dimensions pour le profil S809 obtenu à l'Université d'Ohio State et les données d'essai du NREL pour le cas de rotation. Tangler [37] lui aussi utilise les données d'essai du NREL pour le cas de rotation et les a comparées à des données bidimensionnelles de soufflerie pour le profil S809. Bak et al [27] montrent une augmentation générale de coefficient de traînée par rapport aux résultats 2D. Tangler [37] montre une augmentation générale de

coefficient de traînée pour les angles d'attaque de post-décrochage (à l'exception de la section la plus à l'extérieur) et une diminution de ce coefficient à de faibles angles d'attaque et, et une plus grande augmentation de portance vers l'intérieur.

L'incohérence des données de coefficient de traînée est attribué au fait que les données de la force de traînée sont exclusivement fondées sur la traînée de pression calculé à partir des capteurs de pression installés sur la pale du rotor NREL Phase VI, et de petites erreurs de l'angle d'attaque peut conduire à des erreurs importantes dans la force de traînée [34].

Chapitre 3

Modèles de correction de retard de décrochage

De nombreuses tentatives d'amélioration ont été faites sur les codes de conception de base de la théorie BEM. Et ce, en ajoutant des corrections en trois dimensions qui représentent l'aérodynamique de rotation. Lorsque ces corrections sont spécifiquement conçues pour tenir compte des effets de rotation, elles sont le plus souvent appelées modèles de retard de décrochage. Certains modèles ont été développés essentiellement de manière empirique à partir de données expérimentales. D'autres modèles ont commencé par considérer des analyses théoriques en tentant de simplifier les équations de Navier-Stokes pour résoudre le problème. Cela étant, ces modèles exigent généralement des facteurs de correction empiriques pour ajuster les données aux résultats obtenus expérimentalement. Les corrections empiriques sont nécessaires, car la plupart des modèles ont été conçus sur la base d'hypothèses simplifiées ou parce qu'ils ont utilisé une éolienne spécifique comme modèle de base. Une brève description de certains modèles de retard de décrochage existants sera exposée dans cette section.

3.1 Présentation des modèles de correction

La plus part des modèles définissent les facteurs f_l et f_d qui présentes une augmentation de portance et de traînée respectivement. L'équation ci-dessous représente le coefficient de portance corrigé :

$$C_{L,3D}(\alpha) = C_{L,2D}(\alpha) + f_l(2\pi \sin(\alpha - \alpha_0) - C_{L,2D}(\alpha)) \quad (2.1)$$

Où α_0 est l'angle d'attaque pour une portance nulle. De manière analogue la traînée corrigé est définit par :

$$C_{D,3D}(\alpha) = C_{D,2D}(\alpha) + f_d(2\pi \sin(\alpha - \alpha_0) - C_{D,2D}(\alpha)) \quad (2.2)$$

f_l et f_d sont des fonctions du modèle spécifique de retard de décrochage. Les coefficients $C_{l,3D}$ et $C_{D,3D}$ sont les coefficients de portance et de traînée corrigés.

3.1.1 Snel et al

Les modèles de correction de retard de décrochage qui sont basés sur la théorie et l'analyse ont commencé avec Snel en 1991 [43] et ont été poursuivis par Snel et al en 1992 [20]. Snel et al. ont utilisés une analyse d'ordre de grandeur effectuée sur les équations de la couche limite et ont résolus ces équations afin de proposer un modèle simple. Le résultat est un modèle, qui modifie les coefficients de portance 2D. L'analyse indique une forte dépendance sur le rapport de la corde locale et l'emplacement radial local c/r . Cependant le modèle ne propose pas une correction pour le coefficient de traînée. Le facteur f_l est donné par :

$$f_l = a_s \left(\frac{c}{r}\right)^h \quad (2.3)$$

Où les constantes : $a_s = 3$ et $h = 2$.

3.1.2 Du et Selig

Du et Selig [23] plus tard, ont effectué une analyse basée sur une extension des travaux de Snel et al relative à une analyse de l'intégrale en trois dimensions des équations de la couche limite. Le modèle de Du et Selig inclut un terme de vitesse spécifique modifiée et des facteurs empiriques supplémentaires. Leur modèle comprend également une correction pour le coefficient de traînée. Les facteurs f_l et f_d sont donnés par ces équations :

$$f_l = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1.6 \left(\frac{c}{r}\right) a_d - (c/r) \frac{d_d R}{\Lambda r}}{0.1267 b_d + (c/r) \frac{d_d R}{\Lambda r}} - 1 \right] \quad (2.4)$$

$$f_d = -\frac{1}{2\pi} \left[\frac{1.6 \left(\frac{c}{r}\right) a_d - (c/r) \frac{d_d R}{2\Lambda r}}{0.1267 b_d - (c/r) \frac{d_d R}{2\Lambda r}} - 1 \right] \quad (2.5)$$

Où $\Lambda = \Omega R / \sqrt{V_0^2 + (\Omega R)^2}$ est la vitesse spécifique modifiée, et V_0 est la vitesse du vent en amont, Ω est la vitesse de rotation et R le rayon du rotor. Les constantes : a_d , b_d et d_d sont comprises entre 0.8 et 1.2.

3.1.3 Chaviaropoulos et Hansen

Chaviaropoulos et Hansen [26] ont utilisés un modèle quasi-tridimensionnel pour leur approche. Le modèle a été développé en utilisant des équations

simplifiées dérivées de l'intégration des équations des écoulements incompressibles tridimensionnelles de Navier-Stokes dans la direction radiale. Ils ont postulé que la rotation du rotor provoque une augmentation de la traînée, ce qui conduit à une augmentation globale du chargement sur la pale. Leur analyse a permis de définir un modèle de retard de décrochage semi-empirique, qui dépend de l'angle de vrillage de la pale et du rapport de la corde locale au rayon local. Le modèle comprend aussi de nombreux facteurs empiriques. Les facteurs f_l et f_d sont donnés par ces équations :

$$f_l = a_h \left(\frac{c}{r}\right)^h \cos^n \theta \quad (2.6)$$

$$f_d = a_h \left(\frac{c}{r}\right)^h \cos^n \theta \quad (2.7)$$

Où θ est l'angle de vrillage local, et les valeurs des constantes sont données comme suit : $a_h = 2.2$, $h = 1$ et $n = 4$.

3.1.4 Modèle de Lindenburg

Lindenburg [36] a développé un modèle basé sur son analyse sur le flux séparé au bord de fuite. Il a choisi de ne pas compter sur les équations de la couche limite qui ne sont plus valables dans la région de flux séparés. Il décrit son modèle comme un modèle de pompage centrifuge, car il représente l'écoulement radial en raison des forces centrifuges. Le modèle suggère que l'augmentation est proportionnelle à la taille de la région séparée. Il commence par une modification des coefficients de force normale et tangentielle, ainsi que le décalage d'angle d'attaque.

Le modèle dépend de la zone d'écoulement séparé, du ratio de la corde locale et la position radiale locale, et la vitesse spécifique locale modifiée. Il utilise ensuite un modèle distinct près du bout pour tenir compte des effets relativement inconnus dans cette région. Lindenburg n'a pas proposé un modèle de correction du facteur de traînée. Le facteur f_l est donné par cette équation :

$$f_l = a_l \left(\frac{\Omega R}{U_{rel}}\right) \left(\frac{c}{r}\right)^h \quad (2.8)$$

Où les constantes de cette équation sont données par : $a_l = 3.2$ et $h = 2$

3.1.5 Bak et al

Bak et al [27] ont développé un modèle de retard de décrochage basé sur une analyse de la différence dans la distribution de pression entre une pale tournante et non tournante en utilisant les données NREL Phase VI.

Leur modèle quantifie les effets de rotation sur la différence de pression sur la pale. Les variations de coefficients de force normale et tangentielle sont ensuite trouvées par intégration de la différence de pression sur les différentes sections du profil aérodynamique.

Ceux-ci sont ensuite traduits en coefficients de portance et de traînée. Le modèle dépend de la position de la corde normalisée, l'angle d'attaque, l'angle d'attaque avant la séparation, et de l'angle d'attaque d'écoulement entièrement séparés.

Le facteur de forme est évalué en analysant la forme de ΔC_p à partir des mesures à 30% de longueur de la pale. ΔC_p est donnée par :

$$\Delta C_p = \frac{5}{2} \left(1 - \frac{x}{c}\right)^2 \left(\frac{\alpha - \alpha_{f=1}}{\alpha_{f=0} - \alpha_{f=1}}\right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{R}{r}\right)^2} \left(\frac{c}{r}\right) / (1 + \tan^2(\alpha + \theta)) \quad (2.9)$$

Où x/c est la position de la corde normalisée, α est l'angle d'attaque et $\alpha_{f=0}$ et $\alpha_{f=1}$ sont respectivement les angles d'attaque où l'écoulement autour du profil est sur le point de se séparer, et entièrement séparé. ΔC_n et ΔC_t sont ensuite trouvés par l'intégration du facteur de forme sur les différentes géométries du profil de pale, et sont ajoutées aux valeurs 2D pour trouver $C_{n,3D}$ et $C_{t,3D}$ qui sont les valeurs corrigées des coefficients de force normale et tangentielle. Les coefficients aérodynamiques corrigés $C_{l,3D}$ et $C_{d,3D}$ sont enfin trouvés à partir de :

$$C_{l,3D} = C_{n,3D} \cos(\alpha) + C_{t,3D} \sin(\alpha) \quad (2.10)$$

$$C_{d,3D} = C_{n,3D} \sin(\alpha) - C_{t,3D} \cos(\alpha) \quad (2.11)$$

3.1.6 Corrigan et Schilling

Le modèle de Corrigan et Schilling en 1994 [38] est conçu sur la base des équations de la couche limite formulées par Banks et Gadd [15], en les simplifiant pour ne dépendre que d'un seul paramètre. Ils ont choisis l'emplacement angulaire du bord de fuite comme paramètre. Ils ont ensuite traduit ce choix en un

changement d'angle d'attaque pour expliquer le retard de décrochage. Ils ont utilisé les données d'hélicoptères expérimentales pour obtenir leurs coefficients empiriques. Ce modèle consiste à calculer la différence entre l'angle de décrochage en (2D) et celui d'une turbine tournante (3D), et faire une interpolation de la partie linéaire de variation des coefficients aérodynamiques jusqu'au nouvel angle de décrochage, la relation donnant cet angle est :

$$\Delta\alpha = (\alpha_{Cl,max} - \alpha_{Cl,0}) \left[\left(\frac{K\theta_{TE}}{0.136} \right)^n - 1 \right] \quad (2.12)$$

Où le paramètre θ_{TE} est donné par le ratio de la corde par le rayon local :

$$\theta_{TE} = \frac{c}{r} \quad (2.13)$$

Quant au paramètre K nommé gradient de vitesse, il se calcul par :

$$\frac{c}{r} = 0.1517K^{-1.084} \quad (2.14)$$

Corrigane [38] a indiqué que n varie de 0.8 à 1.6, mais a recommandé d'utiliser $n=1$ vu qu'il donne des résultats satisfaisants dans la plus part des cas. Le coefficient de trainé corrigé est défini alors par :

$$C_{l,3D}(\alpha + \Delta\alpha) = C_{l,2D}(\alpha) + \frac{\partial C_{l,pot}}{\partial \alpha} \Delta\alpha \quad (2.15)$$

Où $\alpha_{Cl,max}$ est l'angle d'attaque au $C_{l,max}$ 2D. Le gradient $\frac{\partial C_{l,pot}}{\partial \alpha}$ est la pente de la partie linéaire.

3.1.7 Dumitrescu et al

Dumitrescu et al. [29] ont constaté que l'apparition d'un vortex sur l'intrados de la pale varie dans la plage r/c comprise entre 0,5 et 1, Les équations suivantes ont été développées pour corriger le coefficient de portance en deux dimensions:

$$\alpha_1 = \tan^{-1} \left(\frac{2}{3} \frac{U_0}{\Omega c_1} \right) - \theta_1 \quad (2.16)$$

$$\Delta C_{l1} = 2\pi(\alpha_1 - \alpha_0) - C_{l,2D}(\alpha_1) \quad (2.17)$$

$$C_{l,3D} = C_{l,2D} + \Delta C_{l1} \left[1 - \exp\left(-\frac{\gamma}{r/c - 1}\right) \right] \quad (2.18)$$

Où c_1, α_1 et θ_1 sont la longueur de la corde locale, l'angle d'attaque, et l'angle de vrillage, respectivement, à l'origine du vortex et α_0 est l'angle d'attaque correspondant à une portance nulle. Le coefficient $\gamma = 1.25$ caractérise l'effet tourbillonnaire dans la direction de la corde.

3.1.8 Eggers et al

Eggers et al. [39] ont développé un modèle pour corriger le coefficient de force normale C_n et tangentielle C_t plutôt que les coefficients de portance et de traînée conventionnels. Le modèle repose sur les facteurs d'induction axiale et radiale ainsi que la vitesse spécifique. Leur modèle est présenté par les relations suivantes :

$$C_{n,3D} = C_{n,2D} + \Delta C_{n,3D} \quad (2.19)$$

$$C_{t,3D} = C_{t,2D} + \Delta C_{t,3D} \quad (2.20)$$

$$\Delta C_{n,3D} = \frac{1}{2} \frac{(r_0^2 - r^2)\lambda^2}{(1-a)^2 + (1-a')^2(r\lambda)^2} \quad (2.21)$$

Où r_0 est l'emplacement radial normalisé du point le plus éloigné de l'apparition d'écoulement décroché. Les effets de la rotation sont nuls tant que $r \rightarrow r_0$ et $\lambda \rightarrow 0$.

3.2 Comparaison des résultats des modèles de correction de retard de décrochage

Dans cette partie on présente les résultats élaborés dans le travail [40] où une étude des modèles de corrections existants est effectuée. Les données aérodynamiques 2D des profils de la pales utilisées sur l'éolienne MEXICO [41] et l'éolienne NREL Phase VI [42] sont corrigées en 3D en utilisant les modèles de retard de décrochage décrits ci-dessus. Les portances et les traînées corrigées ont été tracées avec les courbes extraites des données expérimentales et CFD.

Les figures 3.1 et 3.2 montrent les coefficients de portance et de traînée obtenus par la correction 3D, les données expérimentales et les données CFD pour le rotor MEXICO sont obtenus pour une vitesse de rotation fixe de 425 tours par minute, et les différentes vitesses du vent $U = (10; 12; 15; 17; 21; 24; 28) \text{ m/s}$. Les figures 3.3 et 3.4 illustrent les coefficients de portance et de traînée obtenu par la correction 3D ainsi que les données expérimentales de la séquence J du rotor NREL phase VI, une vitesse de rotation fixe de 72 tours par minute et différentes vitesses du vent de 5 m/s à 30 m/s .

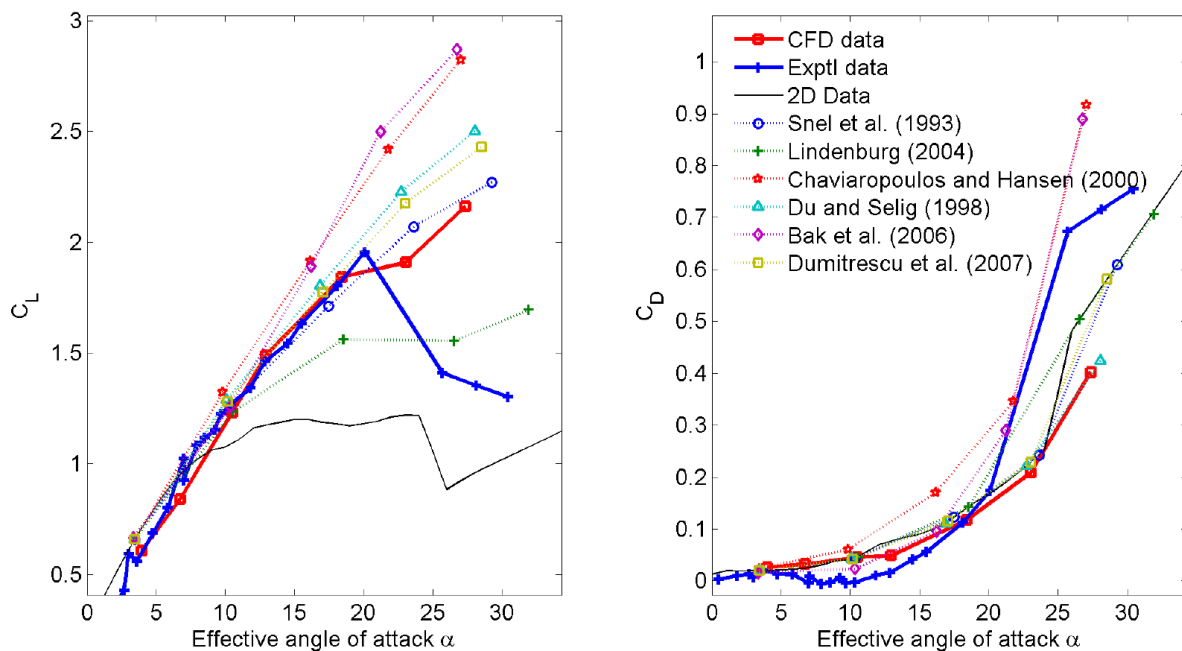


Figure 3.1 Coefficients de portance et de traînée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor MEXICO pour $r/R=0.25$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40]

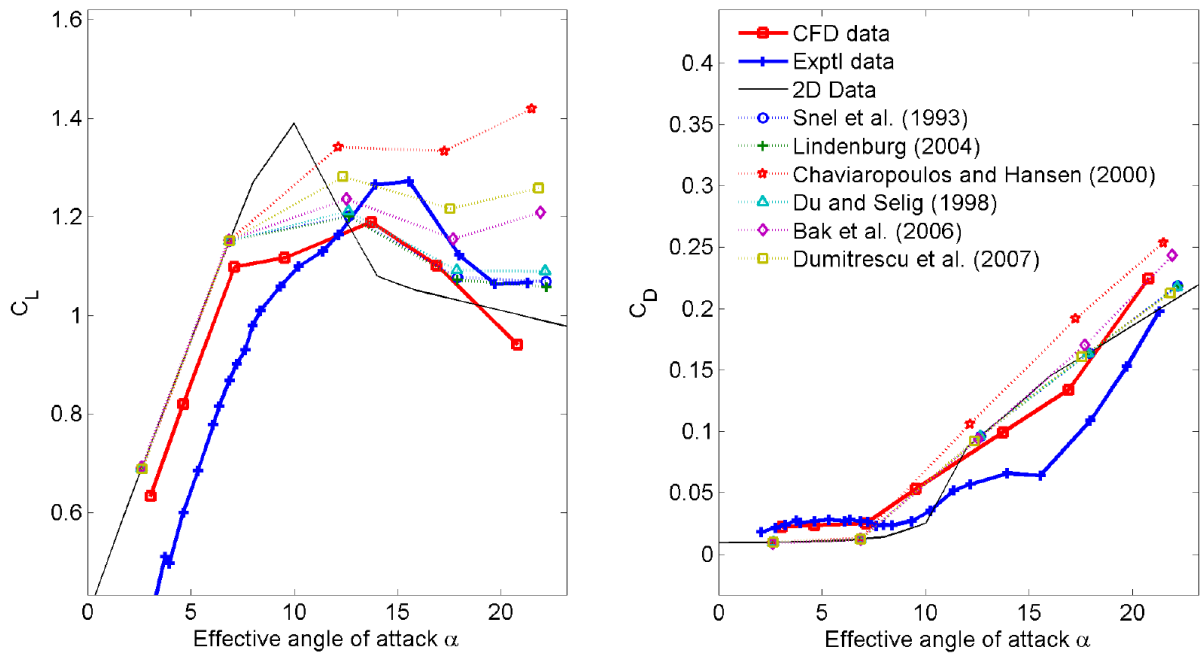


Figure 3.2 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor MEXICO pour $r/R=0.6$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40].

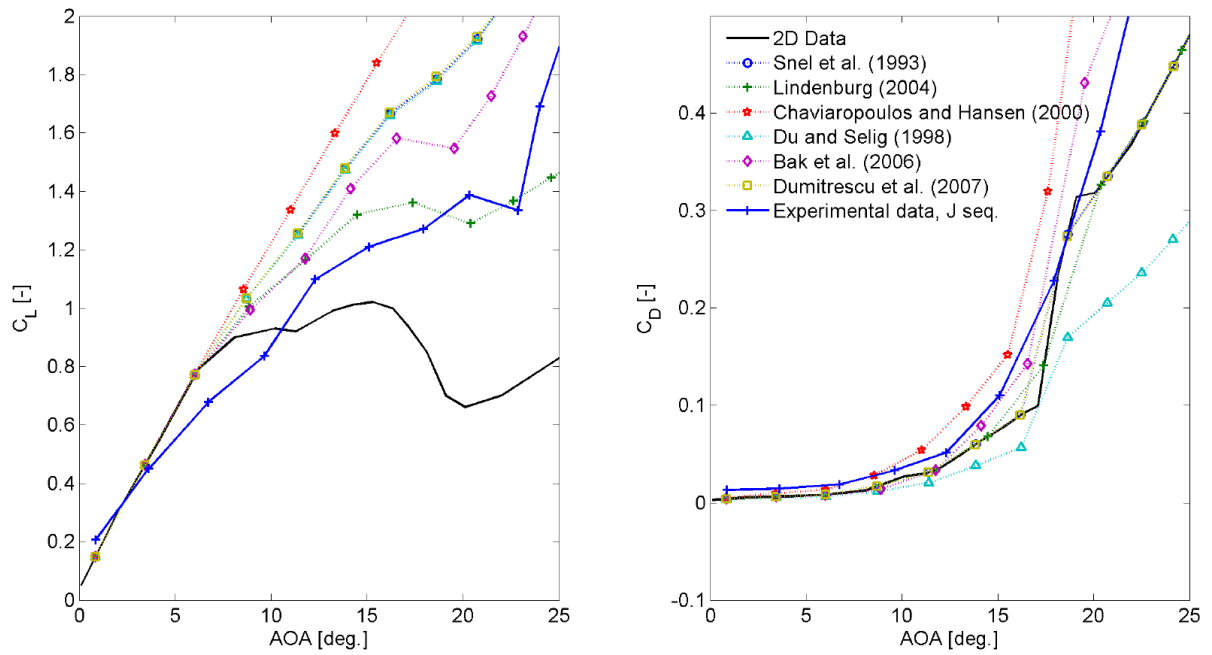


Figure 3.3 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor NREL pour $r/R=0.30$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40].

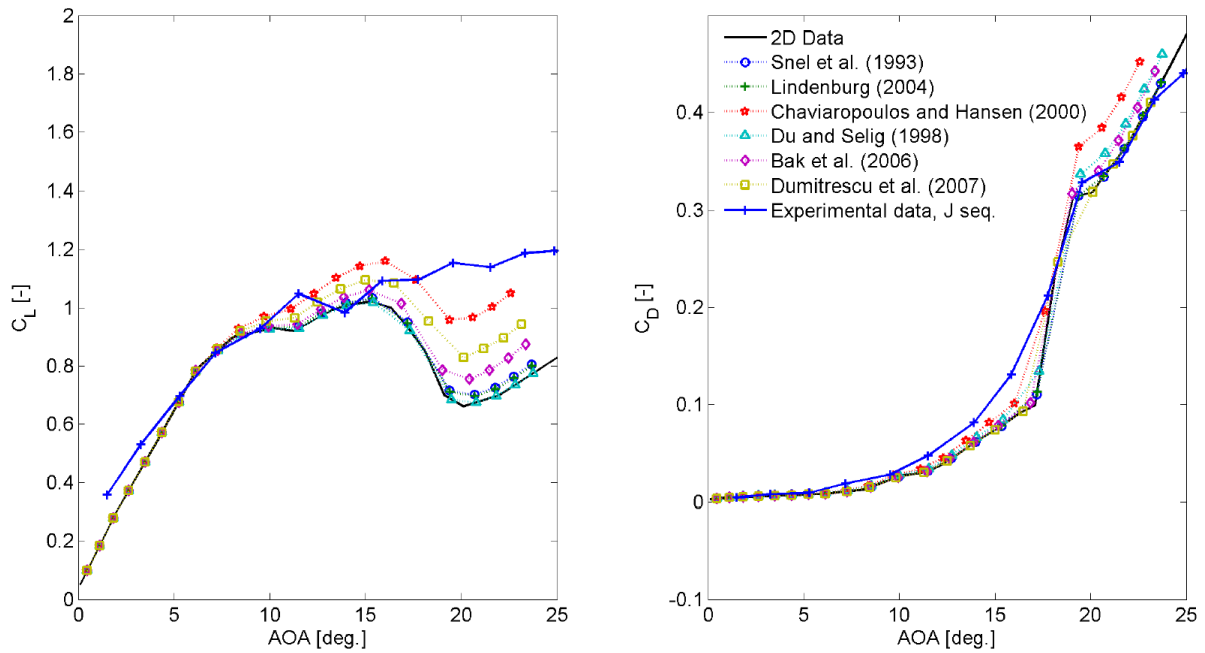


Figure 3.4 Coefficients de portance et de trainée 2D, expérimentales, CFD, et corrigés avec les modèles 3D du rotor NREL pour $r/R=0.63$ et $Re= 5 \cdot 10^5$ [40].

3.2.1 Comparaison des résultats

Il apparaît clairement que le modèle de Lindenburg donne la plus faible différence entre le cas 2D et 3D par rapport au reste des modèles. Le C_l estimé par ce modèle est inférieure à celle des données expérimentales / CFD dans la plupart des cas. Le modèle de Snel et al fut l'un des premiers modèles d'ingénierie de correction 3D. Il donne une bonne première approximation pour le C_l corrigé, ses résultats sont plus précis par rapport au modèle de Lindenburg, en particulier pour les sections les plus proches du rotor. Cependant, à des valeurs élevées de r/R ce modèle sous-prédit également le coefficient de portance.

Les coefficients de portance corrigées à l'aide du modèle de Du et Selig sont en bon accord avec les résultats de CFD et expérimentaux dans la plupart des cas, par rapport aux autres modèles. D'autre part, ce modèle indique que la trainée diminue en rotation alors que les figures 3.1, 3.2 et 3.4 ne montrent aucun changement significatif de la trainée.

Le comportement du modèle de Dumitrescu et al est très similaire au modèle précédent de Du et Selig, les coefficients de portance corrigées s'approche relativement des données CFD et des données expérimentales du rotor MEXICO et NREL données. Ce modèle également ne corrige pas le coefficient de trainée.

Le modèle de Bak et al. surestime le coefficient de portance dans les sections proches du rotor ($r/R = 0.25$ en cas du rotor MEXICO (Figure 3.1) et $r/R = 0.3$ en cas du rotor NREL (Figure 3.3)). Ce modèle montre une augmentation de traînée. Le coefficient de trainée corrigé à partir du modèle de Bak et al. ainsi que le modèle de Chaviaropoulos et Hansen montrent un comportement similaire dans les sections proches du rotor (voir les figures 3.1 et 3.3). Le modèle de Bak et al. a un meilleur accord avec les données CFD du rotor Mexico et les données expérimentales du rotor NREL pour des rapport de r/R élevés comme on peut le voir sur les figures 3.2 t 3.4.

Le modèle de Chaviaropoulos et Hansen surestime les valeurs des coefficients de portance et de trainée pour une éolienne tournante.

L'étude [43] réalisée sur la séquence J de l'éolienne NREL Phase VI, a inclus en plus des modèles présentés ci-dessus, le modèle de retard de décrochage de Corrigan et Schilling. La figure 3.5 présente les résultats de cette étude.

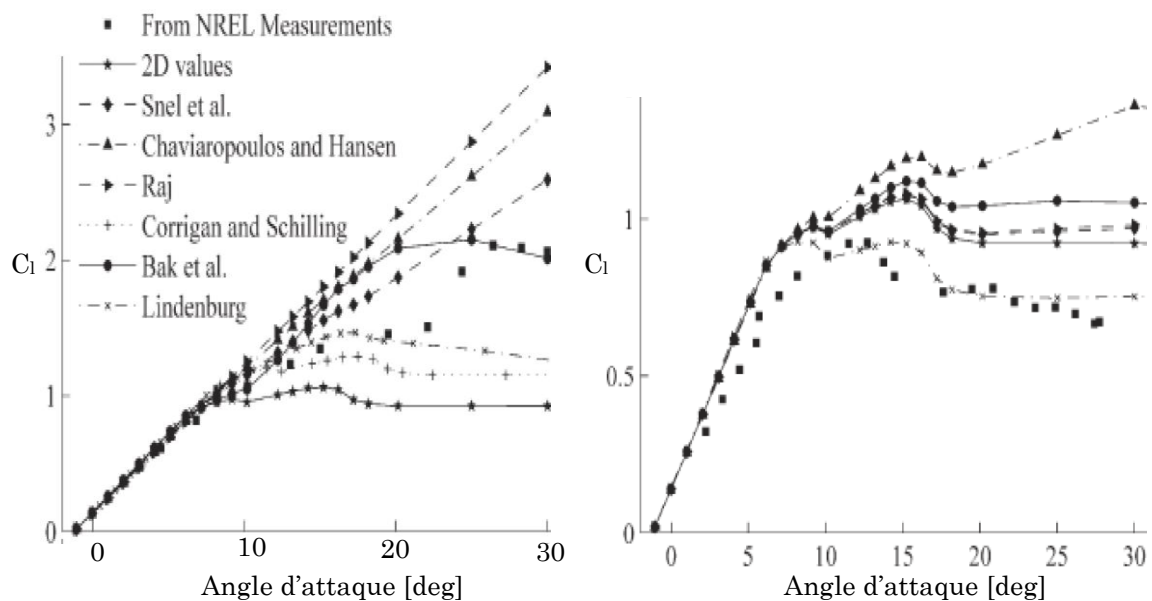


Figure 3.5 Coefficients de portance 2D, expérimentales, et corrigés avec les modèles 3D du rotor NREL pour $r/R = 0.30$ (à gauche) $r/R = 0.95$ (à droite) et $Re = 5 \cdot 10^5$ [40].

Les résultats du modèle de Corrigan et Schilling s'approche relativement de résultats expérimentales. Le comportement de ce dernier est similaire au modèle Lindenburg. Le coefficient de trainée n'est pas corrigé avec ce modèle.

Conclusion générale et perspectives

Une étude comparative des modèles de retard de décrochage statique a été réalisée grâce à une analyse des résultats expérimentaux et des résultats dus aux modèles de correction des coefficients aérodynamiques. Le but de ce travail été de comprendre ce phénomène de point de vue de la modélisation de l'ingénierie.

Il est à noter que les résultats des travaux de recherche sur la compréhension, et la modélisation du retard de décrochage présentés dans le chapitre 2, ont aboutis à définir les causes de ce phénomène : (i) Le décalage de point de séparation vers de bord de fuite. (ii) Le changement dans la distribution de pression due au phénomène appelé pompage centrifuge, dans lequel le flux radial se produit dans la région de séparation de la pale. (iii) La combinaison des deux effets présentés précédemment.

Certains modèles de retard de décrochage exigent un choix de facteurs de correction empiriques pour arriver à un modèle spécifique, qui correspond à une éolienne donnée. Une grande variation dans les corrections des différents modèles est observée au niveau de tous les emplacements radiaux.

Plusieurs modèles d'ingénierie de correction de retard de décrochage ont été analysés. Le comportement des uns par rapport aux autres, été cohérent. Pour des angles d'attaque élevés, une grande différence entre certains modèles et les données expérimentales et CFD été noté. En comparant les données 2D corrigées avec les données expérimentales et CFD, le modèle de Du et Selig été le plus fiable dans la correction du coefficient de portance bien qu'il n'est pas très précis, entre autre le modèle de Bak et al. été le plus fiable dans la correction du coefficient de trainée.

Il a été constaté que l'effet de la rotation est plus important en s'approchant de l'axe de rotation, puis diminue à mesure que l'emplacement radial augmente jusqu'à ce qu'il semble avoir pour effet de diminuer la portance à l'emplacement radial de 95%.

La région du bout de pale nécessite une étude plus détaillée afin de pouvoir prédire le comportement d'écoulement dans cette région, vu que la plupart des modèles prédisent des charges plus grandes que ceux de l'expérience.

Comme perspectives : Il serait utile d'intégrer le modèle de correction de retard de décrochage statique de Du et Selig pour prédire le coefficient de portance dans le cas d'un rotor tournant, et d'intégrer le modèle de Bak et al pour corriger le coefficient de trainée dans un code de prédiction de performances d'une éolienne comme le code BEM, simuler certains cas, et vérifier les résultats avec ceux de la CFD ou avec les résultats expérimentaux.

Bibliographie

- [1] M. O. HANSEN, *Aerodynamics of Wind Turbines*, 2e édition, Londre (Royaume-Unis): James & James, 2008.
- [2] M. DJ, «Changes in aerofoil characteristics due to radial flow on rotating,» chez *Proceedings of the 7th BWEA conference*, Oxford, 1985.
- [3] G. H. Schlichting H, *Boundary Layer Theory*, Berlin: Springer, 2000.
- [4] W. FM, *Fluid Mechanics*, 4ème éd., New York: McGraw-Hill, 2001.
- [5] M. HANSEN, *Aerodynamics of Wind Turbines*, Londres (Royaume Uni): James and James, 2000.
- [6] v. D. Abbott IH, *Theory of Wing Sections*, New York : Dover Publications, 1959.
- [7] C. M. e. A. Klein, «The effect of turbulence,» *Aircraft Engineering*, p. 169–174, 1933.
- [8] B. Jones, «An experimental study of the stalling of wings,» *R.&M*, p. 1588, 1933.
- [9] B. Jones, «Stalling,» *Journal Roy. Aero. Soc*, p. 753–770, 1934.
- [10] E. J. e. A. Sherman, «Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number,» *NACA*.
- [11] L. L. e. W. Bursnall, «The effects of variations in Reynolds number between 300 M and 2500 M upon the aerodynamic characteristics of a number of NACA 6-series airfoil sections,» *NACA*.
- [12] N. Tetervin, «Investigation of the variation of lift coefficient with Reynolds number at a moderate angle of attack on a low-drag airfoil,» *NACA*, p. 19, 1942.
- [13] G. B. et D. E. Gault, «Examples of three representative types of airfoil section stall at low speed,» *NACA*, 1951.
- [14] H. H, *Profile Investigations on a Rotating Airscrew*, MAP Volkenrode, 1947.
- [15] W. B. G. Gadd, «Delaying effect of rotation on laminar separation,» *AIAA*, vol. 1, n° 14.
- [16] R. G, «Static Pressure Measurements on a Rotating and a Non-Rotating Wind Turbine Blade Comparison with 2D Calculations,» *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 39, pp. 105-118, 1992.
- [17] W. McCroskey, «Measurements of boundary layer transition, separation and streamline direction on rotating blades,» NASA, 1971.

- [18] D. Wood, «A three-dimensional analysis of stall-delay on a horizontal-axis wind turbine,» *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 37, 1991.
- [19] J. C. Narramore et R. Vermeland, «Navier-stokes calculations of inboard stall delay due to rotation,» *Journal of aircraft*, vol. 29, n°11, 1992.
- [20] H. Snel, R. Houwink et J. Bosschers, «Sectional prediction of lift coefficients on rotating wind turbine blades in stall,» ECN-C-93-052, 1994.
- [21] C. Lindenburg, «Modeling of rotational augmentation based on engineering considerations and measurements,» chez *European Wind Energy Conference*, Londres (RU), 2004.
- [22] Z. Du et M. Selig, «A 3-D stall-delay model for horizontal axis wind turbine performance prediction,» *ASME Wind Energy Symposium*, 2AIAA-98-0021, 1998.
- [23] Z. Du et M. S. Selig, «The effect of rotation on the boundary layer of a wind turbine blade,» *Renewable Energy*, vol. 2, n° 120, pp. 167-181, 2000.
- [24] Sorensen, «Quasi-3D Navier{Stokes model for a rotating airfoil,» *Journal of Computational Physics*, vol. 2, n° 1150, 1999.
- [25] G. Corten, «Inviscid stall model,» chez *14th IEA Symposium NREL*, Etats Unis, 2000.
- [26] P. Chaviaropoulos et M. Hansen, «Investigating three dimensional and rotational effects on wind turbine blades by means of a quasi-3d navier-stokes solver,» *Journal of Fluids Engineering*, n° 1122, 2000.
- [27] C. Bak, J. Johansen, P. Andersen et al, «Three-dimensional corrections of airfoil characteristics based on pressure distributions,» chez *European Wind Energy Conference*, Athens, 2006.
- [28] C. Sicot, P. Devinant, S. Loyer et J. Hureau, «Rotational and turbulence effects on a wind turbine blade. investigation of the stall mechanisms,» *Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2008.
- [29] H. Dumitrescu, V. Cardos et A. Dumitrache, «Modelling of inboard stall delay due to rotation,» *Journal of Physics*, vol. 75, 2007.
- [30] J. Savino et T. Nyland, «Wind turbine flow visualization studies,» NASA Lewis research center, 1985.
- [31] C. C, et M. N, «CFD-RANS Analysis of the Rotational Effects on the Boundary Layer of Wind Turbine Blades,» *Journal of Physics*, n°175, 2007.
- [32] S. S et R. M, «Boundary Layer State and Flow Field Structure Underlying Rotational Augmentation of Blade Aerodynamic Response,» *American Institute of Aeronautics & Astronautics*, Vols.1 2AIAA, 2002
- [33] L. C, «Investigation into Rotor Blade Aerodynamics,» ECN, Petten (Hollande), 2003.
- [34] B. SP, *Study of the stall delay phenomenon and of wind turbine blade dynamics using numerical approaches and NREL's wind tunnel tests*, Trondheim (Norvège) : Norwegian University of Science and Technology, 2008.

- [35] C. GP, «Flow separation on wind turbine blades,» University of Utrecht, Rotterdam (Hollande), 2001.
- [36] L. C, «Modeling of rotational augmentation based on engineering considerations and measurements,» chez *European Wind Energy Conference Proceedings*, Londres (RU), 2004.
- [37] J. Tangler, «Insight into wind turbine stall and post-stall aerodynamics,» *Wind Energy*, vol. 7, pp. 247-260, 2004.
- [38] J. Corrigan et J. J. Schilling, «Empirical Model for Stall Delay Due to Rotation,» chez *American Helicopter Society Aeromechanics Specialists Conf*, San Francisco, 1994.
- [39] E. J. A.J, C. K et D. R, «An assessment of approximate modeling of aerodynamic loads on the UAE rotor,» chez *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit AIAA*, 2003.
- [40] S. K. Guntur, *A Detailed Study of the Rotational Augmentation and Dynamic Stall Phenomena for Wind Turbines*, Danmarks: Danmarks Tekniske Universitet, 2013.
- [41] J. Schepers, K. Boorsma, T. Cho, P. S. S. Gomez-Iradi, A. Jeromin, W. Shen, T. Lutz, K. Meister, B. Stoevesandt, S. Schreck, D. Micallef, R. Pereira, T. Sant, H. Madsen et N. Sorensen., «Final report of IAE task 29 phase 1 Analysis of mexico wind tunnel measurements,» ECN, 2012.
- [42] M. Hand, D. Simms, L. Fingersh, D. Jager, J. Cotrell, S. Schreck et S. Larwood, «Unsteady Aerodynamics Experiment Phase VI: Wind Tunnel Test Configurations and Available Data Campaigns,» NREL , Colorado (Etats unis) , 2001.
- [43] B. SP, C. F et M. G, «A study on rotational effects and different stall delay models using a prescribed wake vortex scheme and NREL phase VI experiment data,» *Wind Energy*, 2008.
- [44] S. H, *Boundary Layer Theory*, New York : McGraw-Hill, 1979.
- [45] W. R. SEARS, *Boundary-layer separation in unsteady flow*, SIAM Journal on Applied Mathematics, 1975.