

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UNE TURBINE DARRIEUS A NOMBRE DE REYNOLDS MODERE

FLOW MODELLING IN A DARRIEUS TURBINE FOR MODERATE REYNOLDS NUMBER

C. PLOESTEANU*, D. TARZIU, T. MAITRE***

* Equipe Turbomachines – Cavitation, Laboratoire des Ecoulements Géophysiques, BP 53, 38041 GRENOBLE Cedex 09118

** Université Technique de Génie Civile UTCB, 124 Boulevard Lacul TEI, Arrondissement 2, 72302 BUCAREST, Roumanie

Résumé

La présente étude se concentre sur la prédiction des performances de turbines à axe verticale de type Darrieus. On cherche à mieux comprendre la complexité des phénomènes qui gèrent l'écoulement dans ces machines. Les nombres de Reynolds typiques de l'ordre de 10^5 sont assez faibles pour avoir une couche limite laminaire sur une étendue significative des profils. De plus, les variations cycliques d'incidence locale provoquent des effets instationnaires, voire des phénomènes de décollements dynamiques à faible vitesse spécifique.

Dans une première partie, l'importance de détails géométriques sur les performances des machines est mise en évidence à travers les différents essais menés au Laboratoires Sandia. Dans une deuxième partie, une modélisation numérique locale en fluide visqueux est mise en place à l'aide du logiciel Fluent. La technique des maillages glissants ("Sliding Mesh") est utilisée pour traiter le caractère instationnaire de l'écoulement. Le modèle de turbulence bas Reynolds Spalart-Almaras est utilisé. Les modélisations sont effectuées sur une pale fixe ainsi que sur une machine Darrieus à deux pales. Les résultats obtenus sont confrontés aux données disponibles dans la littérature. En particulier, les structures tourbillonnaires modélisées sont comparées avec celles de l'écoulement réel.

Summary

The present study concentrates on the prediction of performances of Darrieus type turbines. The investigation is motivated by the desire to further comprehend the complexity of phenomena in such a machine. The moderately-high Reynolds number (10^5) generate both laminar and turbulent boundary layers. Moreover, the variation of incidence during the rotation leads to unsteady effects, even dynamic stall for low tip speed ratio.

Firstly, an analysis of experimental results obtained at Sandia Laboratories highlight the great influence of geometrical details on global performances.

Secondly, a viscous modelling of the flow is performed thanks to Fluent code. The Sliding Mesh technic is used to handle the unsteady character of the flow. The low Reynolds turbulence model Spalart-Almaras is used. The modelling is performed both on an isolated fixed foil and on a Darrieus two straight blades turbine. The results obtained are compared with available data. The analysis focuses on the vortex shedding phenomena.

NOMENCLATURE

H	Hauteur du rotor, m
R	Rayon du rotor, m
c	Corde, m
$S=c/R$	Solidité
$\mathbf{l} = R\mathbf{w}/U_\infty$	Vitesse spécifique
$Re = U_\infty c/\mathbf{n}$	Nombre de Reynolds pour la pale fixe
$Re = R\mathbf{w}c/\mathbf{n}$	Nombre de Reynolds pour la machine tournante
ν_t	Viscosité turbulente
ω	Vitesse de rotation de la machine, rad/s
$\nu=1.45 \times 10^{-5}$	Viscosité cinématique de l'air, m^2s^{-1}
α	Angle d'incidence, deg
θ	Angle azimutal, deg
U_∞	Vitesse de l'écoulement à l'amont, m/s
V_r	Vitesse relative, m/s
F_N, F_T	Forces normale et tangentielle à la pale, N
F_D, F_L	Forces de traînée et de portance, N
$C_N = F_N / \left(\frac{1}{2} \rho H U_\infty^2 \right), C_T = F_T / \left(\frac{1}{2} \rho H U_\infty^2 \right)$	Coefficients normal et tangentiel
$C_D = F_D / \left(\frac{1}{2} \rho H V_r^2 \right), C_L = F_L / \left(\frac{1}{2} \rho H V_r^2 \right)$	Coefficients de traînée et de portance

I-INTRODUCTION

Depuis quelques années différents projets de récupération de l'énergie des courants marins et de marées ont été proposés. Ils concernent les zones littorales où l'on peut ancrer sur le fond des turbines de type éolienne à axe horizontal (Detroit de Messine, côtes anglaises) ou des archipels permettant l'installation de véritables pont-turbines entre deux îles (Philippines). Dans ce deuxième cas le projet repose sur des machines à axe vertical de type Darrieus à pales droites bien adaptées au flux et reflux des courants de marées et facilitant la circulation de la faune aquatique. Un seul projet envisage l'installation en pleine mer d'une véritable ferme hydroélectrique marine, mais les difficultés liées au transport de l'électricité ainsi qu'à la tenue des structures dans un environnement très hostile demandent encore des études pour être surmontées; les turbines utilisées sont de type Darrieus à pales hélicoïdales.

Le présent travail est centré sur la prédiction des performances des turbines Darrieus dans le but d'une utilisation en milieu marin. A l'inverse des machines à axe horizontal, les turbines Darrieus sont caractérisées par des pales qui subissent de fortes variations de l'incidence et du nombre de Reynolds au cours de leur rotation. De plus, celles-ci interfèrent avec leur propre sillage, le sillage des autres pales et de l'arbre de rotation. Pour de faibles vitesses spécifiques, les incidences dépassent les valeurs de décollement statique et le phénomène de décollement dynamique apparaît. Dans ce cas les interactions entre les pales et l'écoulement deviennent particulièrement intenses et peuvent conduire à la destruction de la machine.

La prédiction des performances de ces turbines s'est effectuée initialement à partir des méthodes globales utilisant les coefficients de portance et de traînée quasi-statiques des profils utilisés. Depuis le premier modèle, proposé par Betz, de nombreuses améliorations ont été apportées, prenant notamment en compte l'inhomogénéité des vitesses dans la machine, incluant des modèles de décollement instantanés et proposant des corrections lorsque les

pales sont peu élancées. Parce que ces modèles se situent dans un cadre d'approximations assez sévères, un calage avec des essais est la plupart du temps nécessaire pour obtenir de bons résultats. Ils n'en restent pas moins intéressants, compte tenu de leur rapidité de mise en œuvre.

L'objectif de ce travail est la mise en place d'une modélisation numérique locale de l'écoulement dans la machine afin de s'affranchir de l'empirisme des méthodes globales et de réaliser à terme un calcul plus prédictif. Cette approche est particulièrement intéressante dans le cas des turbines marines à axe vertical dont le dessin n'est plus dicté par les formes troposkiennes issues de la prédominance des forces centrifuges dans le cas de l'air.

Dans un premier temps on illustre, à l'aide de résultats obtenus au laboratoire de Sandia [1,2], l'influence que peuvent avoir de petites variations de traînées des pales sur les performances globales des machines.

Dans la suite on choisit de modéliser avec le code commercial Fluent une turbine droite bi-pales pour laquelle on dispose des valeurs expérimentales de portances et de traînées dynamiques au cours de la rotation [3]. Les valeurs obtenues par le calcul sont comparées aux valeurs expérimentales ainsi qu'à des valeurs issues d'autres modélisations en fluide visqueux [4]. Enfin on s'attache à retrouver les structures tourbillonnaires caractéristiques de l'écoulement étudié décrites par Brochier [5].

II-ANALYSE DES PERFORMANCES GLOBALES

Le couple disponible sur une turbine Darrieus provient de la résultante des efforts hydrodynamiques sur les pales. La force motrice, tangentielle au cercle de rotation, provient de la projection de la portance (dirigée vers l'avant des pales) diminuée de la projection de la traînée (dirigée vers l'arrière des pales), Fig.1.

Par le mécanisme des projections ces deux contributions sont du même ordre de grandeur bien que la traînée reste largement inférieure à la portance sur une large gamme d'incidences.

Le tableau suivant présente les principales caractéristiques des turbines Darrieus à pales paraboliques ou troposkiennes testées au laboratoire Sandia.

La machine A' est une évolution de la machine A. La différence majeure se situe au niveau des attaches de pales sur l'arbre de rotation. A cet effet, la machine A utilise des profils droits de corde plus faible que la corde des pales. Dans la machine A' les attaches sont supprimées et la continuité des pales est assurée jusqu'à l'arbre. La machine B de dimension plus réduite réalise aussi la continuité des pales.

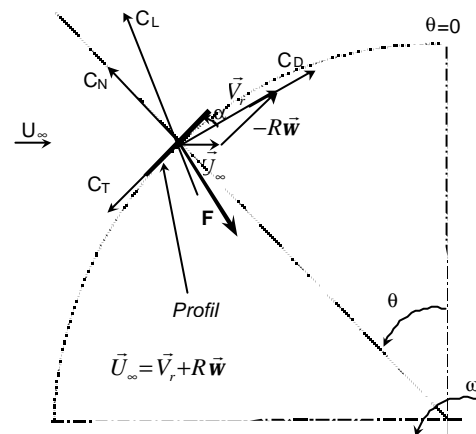


Figure 1. Triangle de vitesses pour une turbine Darrieus

Machine	Configuration de l'essai	Diamètre [m]	Vitesse de rotation [t/mn]	Reynolds	Solidité	Nombre de pales	Type de profil
A	à l'air	5	150	$4 \cdot 10^5$	0.26	3	NACA12
A'	à l'air	5	150	$3 \cdot 10^5$	0.22	3	NACA15
B	en tunnel	2	600	$2.8 \cdot 10^5$	0.25	3	NACA12

La Fig.2 représente les coefficients de puissance en fonction de la vitesse spécifique pour ces trois machines. On distingue dans chaque cas les trois régions caractéristiques du fonctionnement :

La région descendante à grand λ , région des effets secondaires, où il y a prépondérance de la contribution de la traînée des pales.

La région du maximum, région de transition, où la force motrice vient équilibrer la force de frottement.

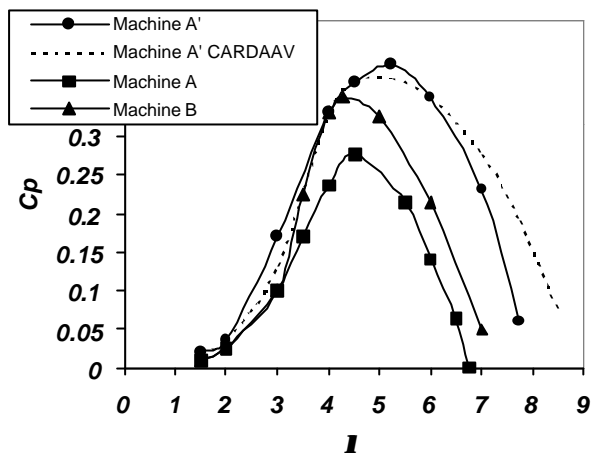


Figure 2. Coefficients de puissance [1,2]

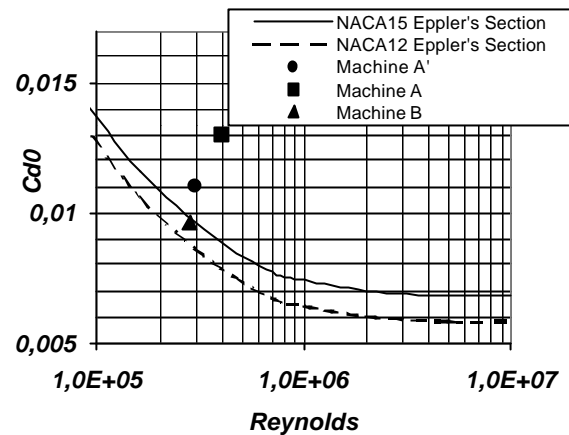


Figure 3. L'influence de C_{d0} [1,2]

La région de décroissance à faible λ , région de décollement dynamique, où les incidences de décollement statiques sont dépassées, entraînant le lâché de grosses structure tourbillonnaires.

La suppression des profils droits sur la machine A' à permis de faire passer le coefficient de puissance de la valeur 0.27 à la valeur 0.39 soit une augmentation de 45%. Ce résultat est étonnant compte tenu de la petite taille des attaches, d'autant plus qu'elles se situent en extrémité d'arbre, région qui participe peu à la production de couple. Il est aussi possible que la qualité des surfaces ait été améliorée sur la machine A'.

La Fig.3 représente la traînée C_{d0} sur les pales obtenue pour chaque machine à incidence nulle, c'est à dire lorsqu'il n'y a pas de vent.

La machine B possède un coefficient C_{d0} très proche de sa section de référence (le profil Eppler NACA12) : 0.0095 contre 0.009. La machine A se situe assez loin de sa section de référence (le profil Eppler NACA12) : 0.013 contre 0.008. La suppression des attaches sur la machine A' permet de se rapprocher fortement de la section de référence (Eppler NACA15) : 0.011 contre 0.0096. Ce dernier cas correspond à une diminution de 12.5% du C_{d0} , à comparer avec les 45% d'augmentation obtenus sur le coefficient de puissance.

En conclusion il apparaît que des détails de forme, ou des états de surface différents peuvent conduire à des variations très importantes des performances. Cette difficulté est à garder à l'esprit que se soit au niveau de l'élaboration de moyens d'essais comme de la mise en œuvre de modélisations.

III- SIMULATION NUMERIQUE DE L'ECOULEMENT

Pour une même machine Darrieus, le passage de l'air ($U_{\infty} = 10 \text{ ms}^{-1}$, $\nu_{\text{air}} = 15 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) à l'eau ($U_{\infty} = 1 \text{ ms}^{-1}$, $\nu_{\text{eau}} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) entraîne une diminution du nombre de Reynolds d'un facteur 1.5. De plus, les turbines envisagées pour l'exploitation des courants marins sont en général plus petites que les machines terrestres ce qui diminue encore le nombre de Reynolds typiquement compris entre 10^4 - 10^5 . L'objectif ciblé dans ce papier est la mise en œuvre d'une modélisation en fluide réel adaptée à ces nombres de Reynolds modérés.

La modélisation numérique correspond aux essais effectués par Laneville-Vittecoq sur maquette au sein du Département de Génie Mécanique de l'Université de Sherbrooke [3]. La

machine testée est une turbine Darrieus droite bipales NACA 0018 dont les caractéristiques sont : $H=0.6m$, $R=0.3m$, $c=0.06m$, $S=0.2$, $Re=3.8 \times 10^4$. Les pales sont réalisées en bois et leurs surfaces parfaitement polies. La turbine a été étudiée dans une configuration non confinée. Le décrochage dynamique apparaissant à faibles vitesses spécifiques, on choisit le cas correspondant à $\lambda=2$. La présence de l'arbre central, des supports et des fils de fixation pour les pales, des capteurs et leurs amplificateurs a été également négligée. Leurs effets sur les performances de la machine ne sont visibles qu'aux grandes valeurs de λ [6].

Elaboration de modèle numérique

Le maillage utilisé a été généré avec le préprocesseur GAMBIT 2.0.

Le domaine de calcul est divisé en deux sous-domaines : un domaine extérieur "DE" (fixe, Fig.4a) et un domaine intérieur "DI" (mobile, Fig.4b). DE est discrétisé en 1320 mailles rectangulaires. DI est discrétisé en 326624 mailles triangulaires plus 8000 mailles rectangulaires pour la description de la couche limite autour de deux profils.

Les frontières extérieures et intérieures du domaine DE ont été fixées respectivement à 30 et 15 cordes du centre du domaine. L'interface DE-DI permet de mettre en œuvre la technique de maillage glissant disponible dans le logiciel. Cette interface a été placée suffisamment loin des pales pour que l'écoulement soit peu perturbé à cet endroit. A chaque pas de temps, l'information passe du domaine fixe au domaine mobile via une interpolation.

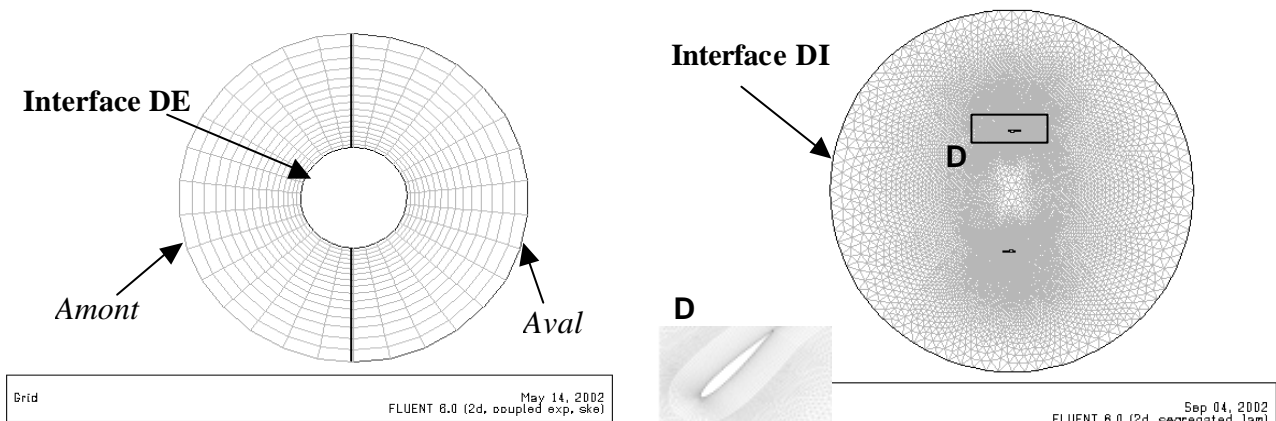


Figure 4a. Maillage extérieur (fixe)

Figure 4b. Maillage intérieur (mobile)

Les équations qui gouvernent l'écoulement sont :

<p>Domaine extérieur</p> $\begin{cases} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \mathbf{u}_t \Delta \vec{u} \\ \text{div } \vec{u} = 0 \end{cases}$	<p>Domaine intérieur</p> $\begin{cases} \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + (\vec{w} \cdot \vec{\nabla}) \vec{w} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \mathbf{u}_t \Delta \vec{w} - \underbrace{\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge O\vec{M})}_{\text{force centrifuge}} - \underbrace{2\vec{\Omega} \wedge \vec{w}}_{\text{force Coriolis}} \\ \text{div } \vec{w} = 0 \end{cases}$
---	---

Conditions limites :

$$\left. \begin{aligned} U_x &= U_\infty = \text{const} \\ U_y &= 0 \end{aligned} \right\} \text{à l'amont}$$

$$P = P_\infty = \text{const} \quad \text{à l'aval}$$

Conditions limites :

condition d'adhérence à la paroi
condition traduisant le glissement du maillage sur l'interface

Le modèle Spalart-Almaras est un modèle à une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k [7]. La viscosité turbulente ν_t est donnée par : $\nu_t = C_m \sqrt{k} \times l$ où l est la longueur de mélange. Le maillage quadrangulaire autour des pales est assez fin pour décrire la sous-couche visqueuse, la première maille se situant vers $y^+ = 1$.

Paramètres des calculs

Tous les calculs ont été réalisés avec le code Fluent 6.0 et un schéma de 2^{ème} ordre pour la vitesse et la pression. Pour tester le modèle Spalart-Almaras dans des conditions plus simples que celles de la machine tournante une série de tests sur une seule pale fixe isolée est réalisée. Le domaine de calcul est carré et mesure 10 cordes de longueur autour de la pale dans toutes les directions. Le maillage utilisé près de la pale est identique à celui conçu pour la machine (voir détaille D, Fig.4). Dans ce cas, la résolution est stationnaire et les incidences sont prises de 0° à 20° par pas de 4° .

Pour la machine entière la résolution est instationnaire. Le pas de temps a été fixé à $T = 0.000774$ s ($\Delta\theta = 3.6^\circ$) ce qui correspond à trois pas de temps pour parcourir une corde. 300 pas de temps ont été effectués pour obtenir 3 tours complets. Les résultats montrent que les efforts sur les pales sont identiques pour le deuxième et le troisième tour.

IV-RESULTATS SUR LA PALE FIXE

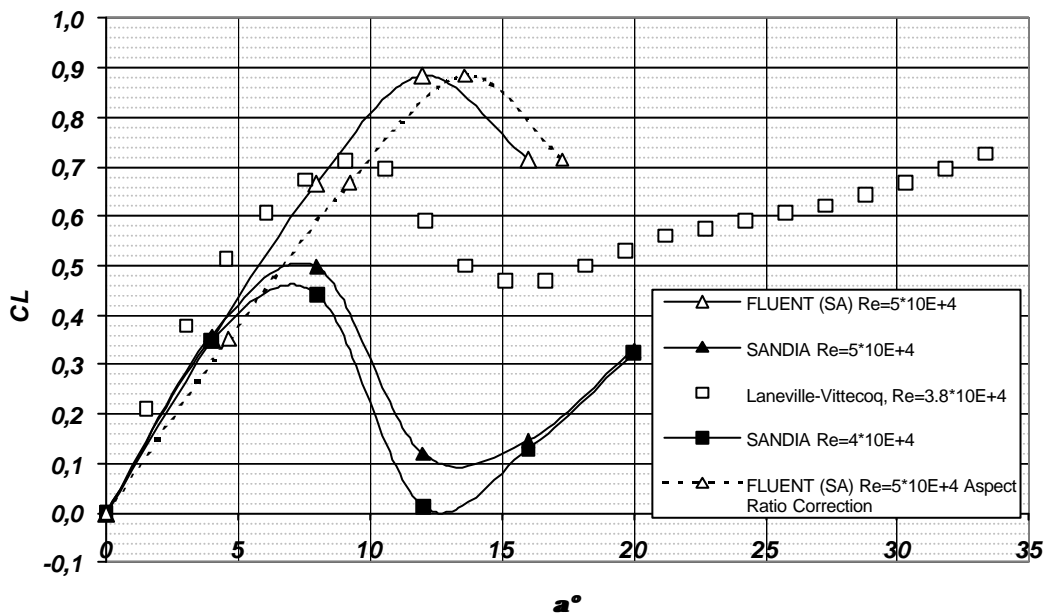


Figure 5. Coefficient de portance

La Fig.5 présente le coefficient de portance C_L en fonction de l'angle d'incidence α pour un calcul Fluent avec $Re = 5 \times 10^4$. Les résultats sont comparés avec ceux de Sandia ($Re = 5 \times 10^4$) et ceux de Laneville-Vittecoq ($Re = 3.8 \times 10^4$). Pour des petites incidences ($\alpha < 5^\circ$) les courbes se superposent. Au delà de cette limite on remarque de grosses différences. Sandia donne un $C_{Lmax} = 0.5$ avec un décollement situé vers 8° ; Laneville-Vittecoq donne un $C_{Lmax} = 0.73$ vers 10° ; la présente modélisation donne $C_{Lmax} = 0.88$ avec un décollement vers 12° . Les valeurs de Sandia semblent être moins fiables que celles de Laneville car obtenues par une combinaison des mesures et d'estimations elles ne sont donc pas directement comparables aux autres résultats.

Les résultats de Laneville correspondent à $Re=3.8 \times 10^4$. Le calcul Fluent est fait pour $Re=5 \times 10^4$. Les écarts entre les deux résultats sont cohérents avec la variation du nombre de Reynolds ; un calcul Fluent avec un $Re=3.8 \times 10^4$ est à réaliser pour conclure plus sûrement sur la qualité de la modélisation. Notons que la correction prenant en compte l'envergure finie des pales ne permet pas de se rapprocher de la courbe expérimentale.

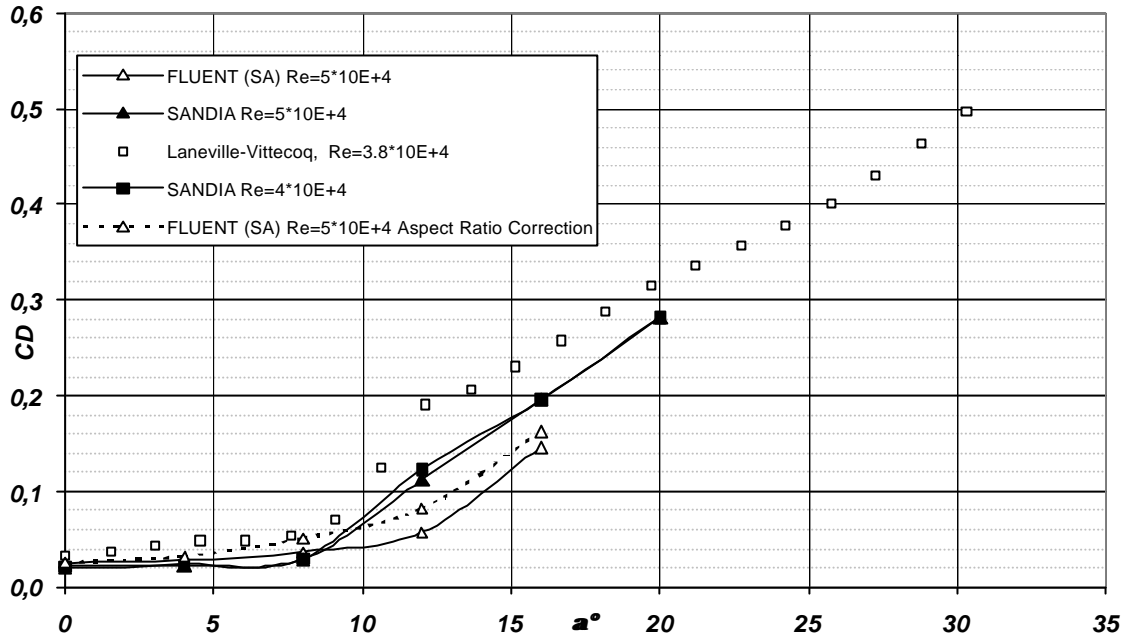


Figure 6. Coefficient de traînée

En ce qui concerne l'évolution du coefficient de traînée les courbes sont proches jusqu'à 10° (Fig.6). Au delà, les valeurs données par Fluent sont nettement inférieures aux valeurs de Laneville et Sandia. Dans chaque cas on constate une rupture de pente qui correspond aux angles de décollement respectifs, la pente finale étant identique. Il est probable qu'un calcul à $Re=3.8 \times 10^4$ permettrait d'améliorer les résultats en diminuant l'angle de décollement. On note que la correction d'envergure finie modifie les résultats numériques dans le bon sens.

V-RESULTATS POUR LA TURBINE BI-PALES

Les turbines Darrieus sont des machines à variation cyclique d'incidence. Le comportement des pales ressemble à celui d'un profil oscillant. Pendant la rotation, l'angle d'incidence passe par des valeurs positives et négatives en fonction de l'angle azimutal (Fig.7).

$$\mathbf{a} = \arctan\left(\frac{\sin \mathbf{q}}{1 + \cos \mathbf{q}}\right) \quad (1)$$

Les amplitudes angulaires augmentent rapidement lorsque λ diminue. L'intensité du vent relatif varie aussi en fonction de l'angle θ .

$$V_r = U_\infty \sqrt{(1 + \cos \mathbf{q})^2 + (\sin \mathbf{q})^2} \quad (2)$$

La Fig.8 présente la variation du nombre de Reynolds local avec l'angle θ . On constate que, pour un Reynolds moyen de 10^5 pris dans la présente modélisation, on obtient des valeurs instantanées variant de 5×10^4 à 1.5×10^5 .

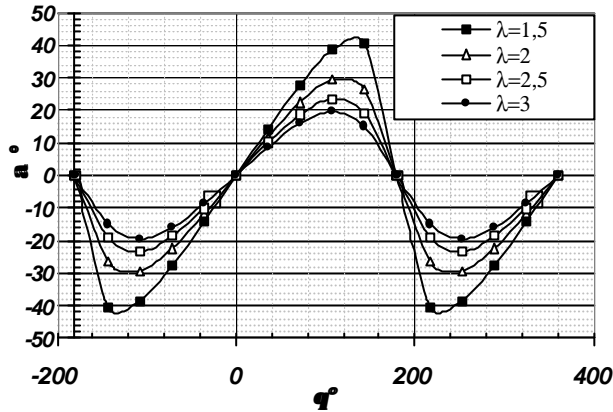


Figure 7. Variation de l'incidence

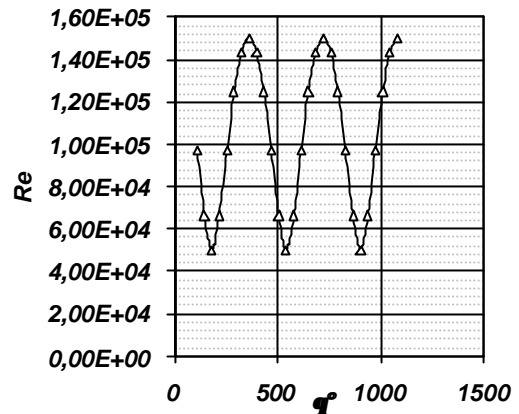


Figure 8. Variation du Reynolds local pour $Re=10^5$

La Fig.9 présente la variation du coefficient normal C_N avec l'angle azimutal θ . Outre la présente modélisation que l'on compare à Laneville ($\lambda=2$) on a superposé les résultats Laneville ($\lambda=3$) car des différences significatives sont constatées expérimentalement entre ces deux valeurs de vitesse spécifique ; les résultats CARDAA issues d'une méthode globale sont aussi représentés pour $\lambda=3$. Les deux dernières courbes représentent les résultats d'un autre cas de calcul correspondant à un profil NACA 0015, une vitesse spécifique $\lambda=2.5$ et un $Re=2.68 \times 10^4$ voisins de ceux de l'expérience.

Si on compare nos résultats avec ceux de Laneville ($\lambda=2$), on constate qu'ils donnent un C_{Nmin} au même endroit, $\theta \approx 79^\circ$. La meilleure correspondance entre toutes les courbes est obtenue pour $144^\circ < \theta < 250^\circ$, c'est à dire après le décollement dynamique du demi-disque amont mais avant le décollement dynamique du demi-disque aval. Pour $\theta > 250^\circ$, les résultats Fluent sont proches des mesures de Laneville ($\lambda=2$) mais on n'observe que deux points de maximum local au lieu de trois. De ce point de vue, les résultats numériques présentent la

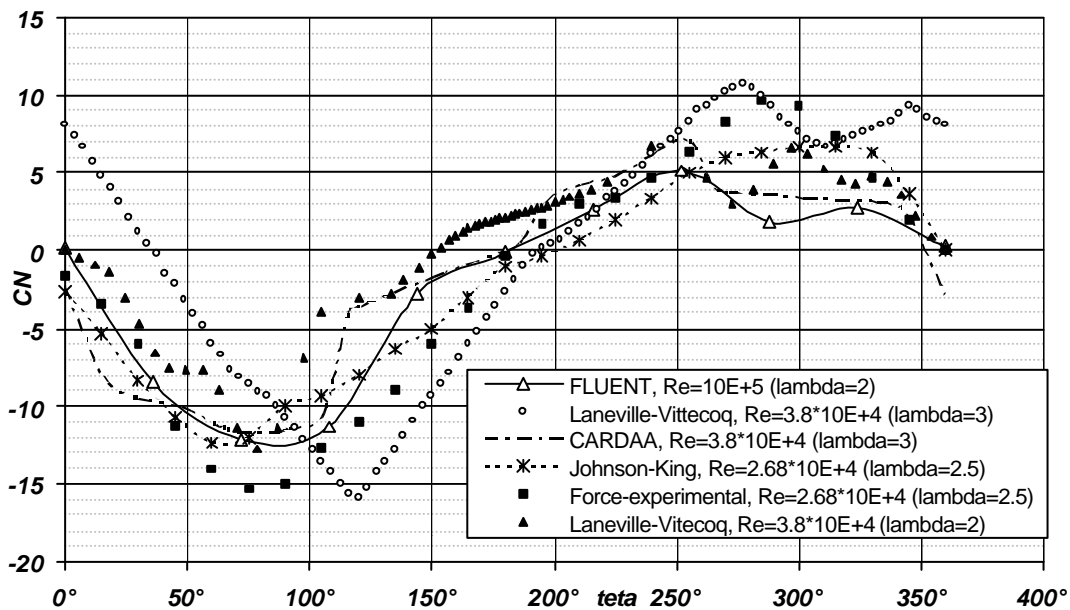


Figure 9. Comparaison de C_N avec la bibliographie [3, 4]

même tendance que les mesures pour $\lambda=3$ qui correspond à un cas de décrochage dynamique moins prononcé. Les valeurs données par Johnson-King ne s'écartent des valeurs Fluent que

dans la zone de décollement aval. Notons que l'ensemble des résultats issus de la modélisation Fluent n'est sauvegardé que tous les dix pas de temps (36°) ce qui semble un peu faible pour avoir une bonne vision de l'évolution des coefficients.

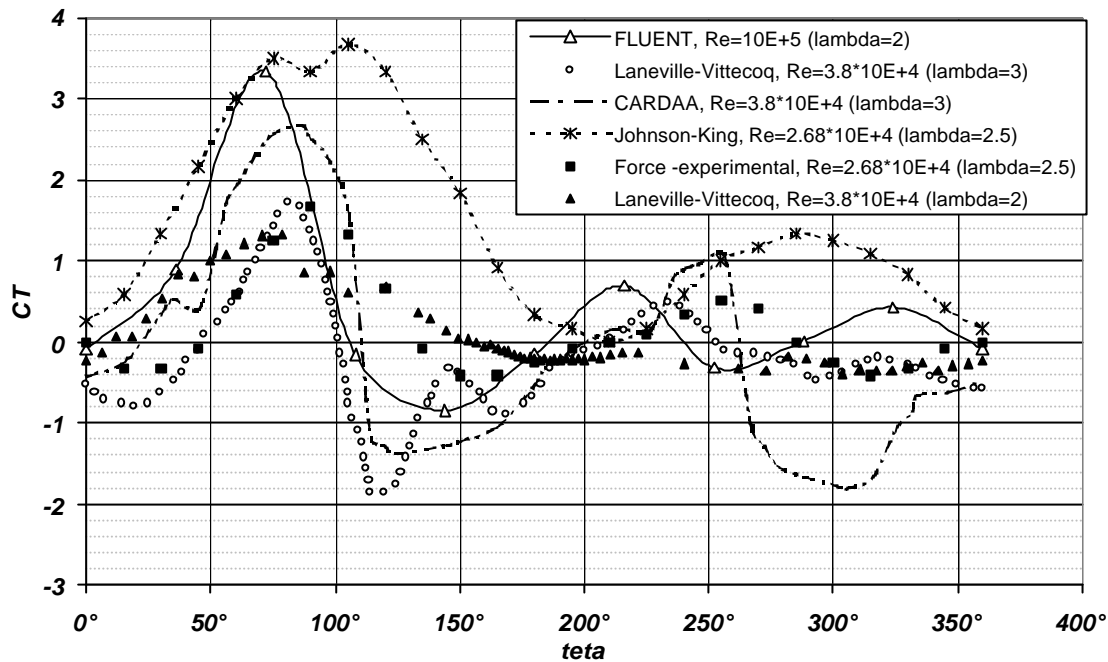


Figure 10. Comparaison de C_T avec la bibliographie [3, 4]

Les résultats pour le coefficient tangentiel (Fig.10) sont moins proches de l'expérience. On remarque une surestimation significative pour cette composante. Fluent donne $C_{Tmax}=3.33$, donc une valeur 2.5 fois plus grande que celle expérimentale ($C_{Tmax}=1.33$). Ce maximum apparaît néanmoins à peu près au même endroit ($\theta_{Fluent}=72^\circ$, $\theta_{exp\acute{e}rim}=78^\circ$). Après $\theta=150^\circ$, les mesures montrent un écrasement pour C_T tandis que les résultats Fluent subissent une évolution sinusoïdale de petite amplitude. Jusqu'à $\theta=216^\circ$ les résultats suivent convenablement ceux obtenus avec le code CARDAA ($\lambda=3$). Les résultats expérimentaux présentent tous un maximum à l'amont du même ordre de grandeur et largement plus faible que celui obtenu par les modélisations. Le modèle Johnson-King présente à l'amont un pic de C_T de même intensité que Fluent mais deux fois plus large. Alors que dans le demi-disque amont tous les C_T présentent un pic positif traduisant un couple moteur, le demi-disque aval est le siège de comportements très variables, le C_T pouvant être positif, nul ou négatif suivant les cas.

La configuration de l'écoulement pour un tour complet est présentée dans la Fig.11. Pour la partie amont on constate une séparation de l'écoulement à partir de $\theta=72^\circ$ ($\alpha=22.4^\circ$). Dans la zone $108^\circ < \theta < 180^\circ$ ($30^\circ > \alpha > 0^\circ$) on remarque la présence du décrochage dynamique sur l'intrados du profil. A $\theta=144^\circ$ le réattachement de la couche limite est en cours et à $\theta=180^\circ$ la couche limite est complètement recollée. Dans la partie avale, la machine subit un deuxième décrochage à partir de $\theta=252^\circ$ ($\alpha=-29.35^\circ$). Cette fois ci, il se produit sur l'extrados du profil. Le recollement est en cours à $\theta=288^\circ$ et se finit à $\theta=324^\circ$.

Pour $\theta=108^\circ$ ($\alpha=29.35^\circ$) et $\theta=252^\circ$ ($\alpha=-29.35^\circ$) le profil est attaqué par le vent relatif sous la même incidence. Malgré cela, les images de la Fig.11 montrent que le décrochage est beaucoup plus fort quand le profil est dans la partie amont que dans la partie aval ce que montraient déjà les résultats précédents, Fig.9 et Fig.10. On peut attribuer cette dissymétrie à la

présence du tourbillon "b" issue de l'amont et qui vient influencer l'incidence de la même pale dans le demi-disque aval ($\theta=216^\circ$).

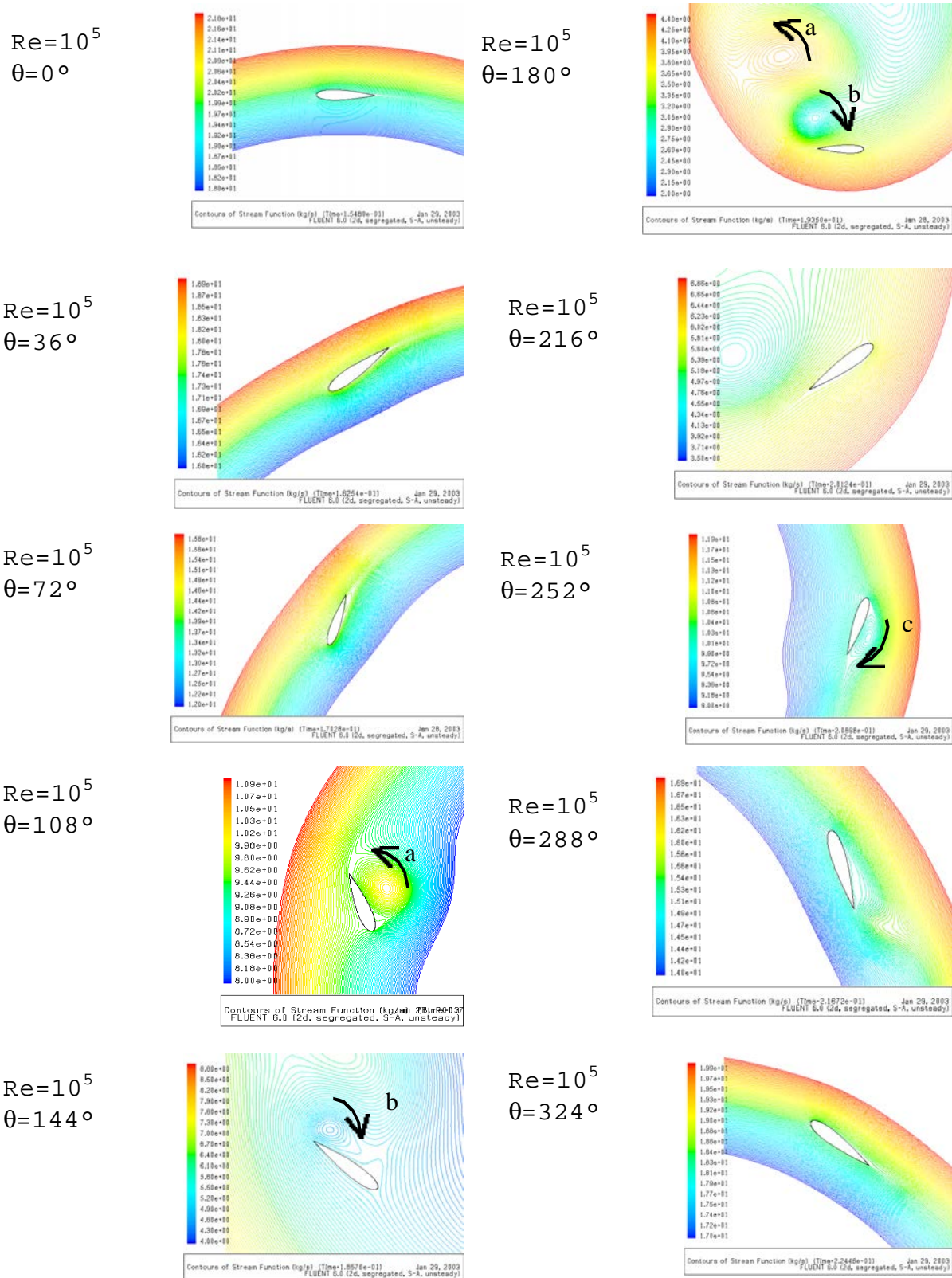


Figure 11. Lignes de courant

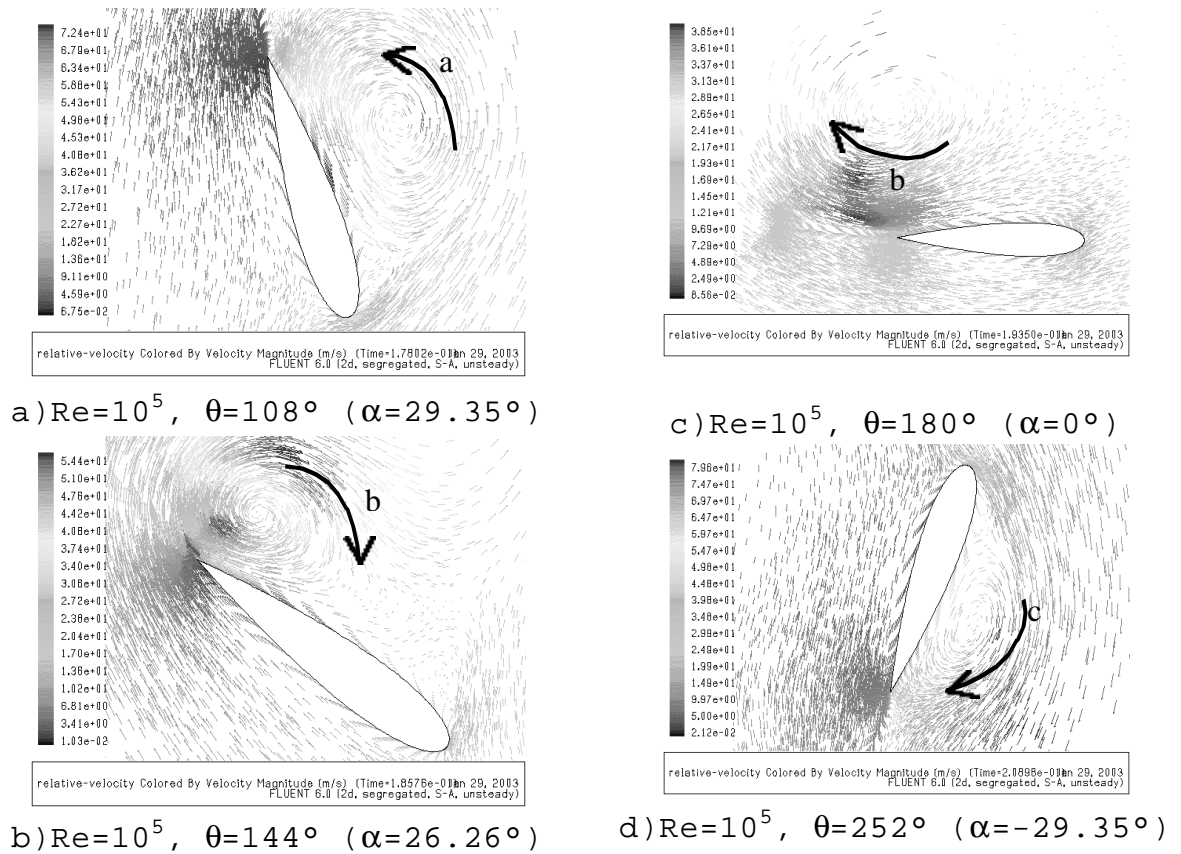


Figure 12. Champ de vitesses

Les visualisations correspondant à l'expérience réalisée sur une machine Darrieus à l'Université de Sherbrooke [5] pour le cas $\lambda=2.14$ montrent l'existence d'un doublet tourbillonnaire de forte intensité sur la pale qui descend le courant (Fig.13). Il s'agit de l'apparition d'un tourbillon du bord d'attaque ("a") qui est suivi par celle d'un tourbillon du bord de fuite ("b"). Les deux tourbillons contrarotatifs se réunissent et se déplacent ensemble suivant la trajectoire des pales. Dans la partie avale, un autre tourbillon ("c"), plus faible, est lâché. La pale traverse dans le cadran II son propre tourbillon ce qui conduit à une augmentation de la portance.

La Fig.12 présente un agrandissement du champ de vitesse dans les régions de formation des tourbillons.

Les résultats sur la pale fixe montrent que l'angle de décrochage statique est $\alpha_{ss} \approx 12^\circ$. Pour des λ petits, les zones où $\alpha > \alpha_{ss}$ sont très étendus (Fig.7). Pour un tour complet, les zones $60^\circ < \theta < 160^\circ$ et $200^\circ < \theta < 310^\circ$ sont caractérisées par ce qu'on appelle décrochage dynamique fort ($\alpha > \alpha_{ss} + 5^\circ$).

La Fig.14 montre l'évolution du coefficient de portance. Jusqu'à l'angle de décrochage statique ($\alpha_{ss}=12^\circ$) la portance suit les résultats statiques. Au delà, la portance continue à augmenter linéairement et les valeurs obtenues peuvent être 3 fois plus grandes que leurs correspondantes statiques (à $\alpha=20^\circ$, $C_{L \text{ statique}}=0.65$, $C_{L \text{ dynamique}}=1.9$).

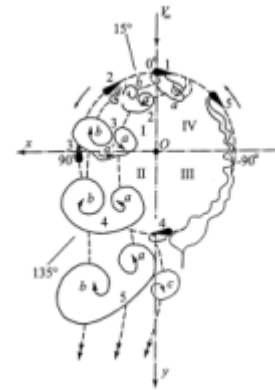


Figure 13. Décrochage dynamique $\lambda=2.14$

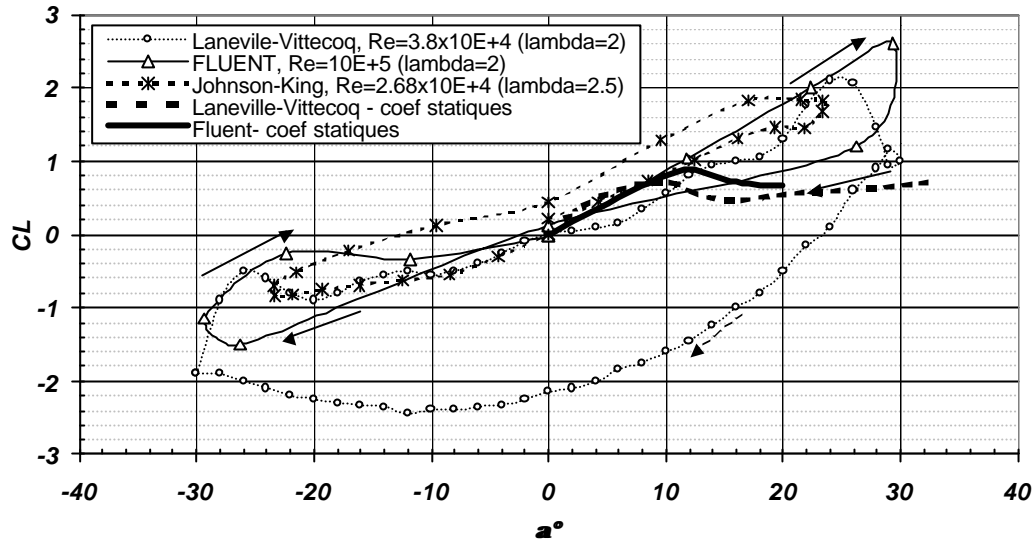


Figure 14. Coefficient de portance

A $\alpha_{\max}=29.35^\circ$ on a $C_{L \max}=2.6$. Cette valeur maximale pour la portance correspond à $\theta=108^\circ$ (Fig.12a) quand le tourbillon enveloppe l'intrados du profil. La chute de la portance vient juste après lorsque le tourbillon quitte la pale. Pour le reste des cadrans II et III ($108^\circ < \theta < 252^\circ$) les incidences décroissent progressivement et passent des valeurs positives aux valeurs négatives ainsi que le C_L . Au delà de 252° , la portance chute en valeur absolue d'une façon moins prononcée que la chute précédente.

Pour le secteur de α décroissant, les résultats expérimentaux montrent une large zone de portance négative, ce qui n'est pas le cas pour les résultats numériques. De ce point de vue, les résultats Fluent s'approchent de ceux de la simulation Johnson-King [4] qui ne présente pas quant à elle les boucles d'hystérésis.

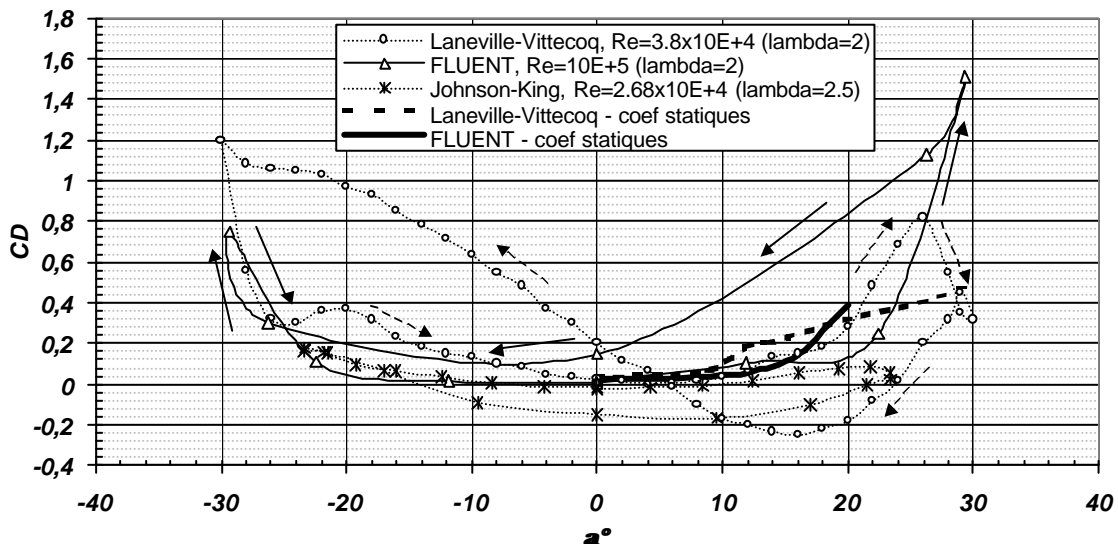


Figure 15. Coefficient de traînée

La Fig.15 montre l'évolution de la traînée. Pour des faibles incidences, les valeurs du C_D se superposent à la courbe statique. De la même façon que C_L , le C_D peut atteindre des valeurs plus de deux fois plus grandes que les valeurs statiques. C_D augmente brusquement à $\alpha \approx 22^\circ$, c'est à dire au moment de formation de tourbillon « a », jusqu'à atteindre 1.5.

L'importante réduction qui suit coïncide au réattachement de la couche limite (Fig.11, $\theta=144^\circ$). Par rapport aux résultats expérimentaux on constate essentiellement deux différences : d'une part, les hystérésis sont parcourus en sens inverse et d'autre part, Fluent ne présente pas de hystérésis dans le demi-disque aval.

CONCLUSIONS

Une modélisation de l'écoulement en fluide visqueux à nombre de Reynolds modéré à été développée à l'aide du logiciel Fluent et du modèle de turbulence bas Reynolds Spalart-Almaras.

Les résultats obtenus sur une pale fixe isolée ont montré :

- un retard dans l'apparition du décollement provenant en partie du Reynolds du calcul 5×10^4 légèrement supérieur au Reynolds des essais 3.8×10^4
- des courbes de portance et de traînée en accord avec les courbes expérimentales en ce qui concerne les pentes mais décalées à cause du retard au décollement

Les résultats obtenus sur la machine bi-pales reproduisent assez bien les grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement. Cependant, ces structures sont trop rapidement dissipées ce qui limite le réalisme de l'interaction entre les pales et le sillage.

D'un point de vue quantitatif les différents coefficients d'effort présentent des écarts significatifs avec les valeurs expérimentales, en particulier dans les régions d'interaction entre les pales et les tourbillons. Les autres modélisations présentées semblent souffrir des mêmes faiblesses.

Dans l'avenir une modélisation correspondant exactement au Reynolds des essais sera faite. Des tests numériques relatifs au pas de temps, au maillage et à l'intensité turbulente de l'écoulement amont seront réalisés.

Références

- [1] Robert E., Sheldahl, Bennie F. Blackwell, "Free-Air Performance Tests of a 5-Metre-Diameter Darrieus Turbine", Sandia Laboratories, December, 1977.
- [2] Robert E., Sheldahl, Paul C., Klimas, Louis V., Feltz, "Aerodynamic Performance of a 5-Meter Diameter Darrieus Turbine With Extruded Aluminium NACA-0015 Blades", Sandia Laboratories, March, 1980.
- [3] Laneville, A., Vittecoq, P., "Dynamic Stall: The Case of the Vertical Axis Wind Turbine", Journal of Solar Energy Engineering, May 1986, Vol. 108, pp. 140-145.
- [4] Paraschivoiu, I., "Wind Turbine Design With Emphasis on Darrieus Concept", Polytechnic International Press, 2002
- [5] Brochier, G., Fraunié, P., Béguier, C., Paraschivoiu, I., "Water Channel Experiments of Dynamic Stall on Darrieus Wind Turbine Blades", Journal of Propulsion, Vol. 2, N° 5, Sept-Oct 1986, pp. 445-449.
- [6] Paraschivoiu, I., Delclaux, F., Fraunié, P., Béguier, C., "Aerodynamic Analysis of the Darrieus Rotor Including Secondary Effects", Journal of Energy, Vol. 7, N° 5, Sept-Oct 1983, pp. 416-422.
- [7] FLUENT 6.0 – Modeling User Guide