



HAL
open science

Contribution à l'amélioration de la simulation numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical

Laurent Beaudet, Christophe Sicot, Serge Huberson

► To cite this version:

Laurent Beaudet, Christophe Sicot, Serge Huberson. Contribution à l'amélioration de la simulation numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical. CFM 2013 - 21ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2013, Bordeaux, France. hal-03440487

HAL Id: hal-03440487

<https://hal.science/hal-03440487>

Submitted on 22 Nov 2021

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

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

Contribution à l'amélioration de la simulation numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical

L. BEAUDET^a, C. SICOT^a, S. HUBERSON^a

a. Institut PPRIME – UPR 3346 CNRS – Université de Poitiers – ENSMA, 2 Boulevard Marie et Pierre Curie, BP 30179, F-86962 CHASSENEUIL FUTUROSCOPE CEDEX

Résumé :

Cette étude porte sur une éolienne à axe vertical. Elle a un rapport de solidité élevée qui engendre un fonctionnement à faible vitesse réduite et la présence de tourbillons de décrochage dynamique, lesquels sont difficilement modélisables numériquement. On utilise un modèle tourbillonnaire bidimensionnel basé sur des surfaces portantes pour représenter les éléments de pale et des particules lagrangiennes porteuses de tourbillon pour reproduire le sillage. Le phénomène de décrochage dynamique y est incorporé par un modèle global dont il faut ajuster le comportement. Dans ce but, des essais en soufflerie sur une maquette d'éolienne Darrieus tripale ont été réalisés pour analyser la dynamique du décollement de la couche limite pour des vitesses réduites de 1,0 à 2,0. Des mesures instationnaires de répartition de pression à mi-envergure des pales ont été effectuées, simultanément à des mesures de vitesse par image de particules (PIV) pour déterminer le champ de vitesse dans le sillage proche de la maquette à une distance d'un à deux rayons en aval de l'axe de rotation. Ces informations sur la dynamique tourbillonnaire permettent l'amélioration de la modélisation numérique des effets induits sur les pales.

Abstract :

This study deals with a vertical axis wind turbine. Its high solidity brings forth a low tip speed ratio operation and the appearing of a dynamic stall vortex that is difficult to obtain through numerical simulations. The bidimensional vortex model used here is based on lifting surfaces for blade's profile and vortex particles for wake discretization. The phenomenon of dynamic stall is included by a semi-empirical model that requires an adapted tuning. Hence, wind tunnel tests on a small scale three-bladed Darrieus turbine were carried out to analyze the dynamics of the boundary layer separation for tip speed ratios of range 1.0 to 2.0. Unsteady measurements of the distribution of pressure at midspan were accomplished, along with particle image velocimetry (PIV) to examine the velocity field in the near wake of the turbine from one to two radii downstream the axis of rotation. The knowledge on the behavior of swirls will help to improve the numerical modelling of the effects induced on the blades.

Mots clés : éolienne Darrieus ; décrochage dynamique ; simulation numérique ; mesure de pression ; PIV

1 Introduction

Les éoliennes de type Darrieus se présentent comme une alternative intéressante aux éoliennes à axe horizontal pour la production d'électricité à petite échelle. Elles ont regagné de l'intérêt dans les années 2000 parce qu'elles offrent plusieurs avantages qui les rendent utilisables dans des endroits a priori défavorables jusqu'alors négligés comme les milieux urbains.

Il a été choisi ici d'étudier une éolienne fonctionnant à faible vitesse réduite (rapport entre la vitesse de pale à son rayon maximal et la vitesse de l'écoulement loin du rotor). L'étude est basée sur une éolienne de solidité élevée ($\sigma = Nc/D \approx 0,64$ où N est le nombre de pales, c la corde de la pale et D le diamètre du rotor) parce qu'une telle solidité permet d'avoir un optimum de fonctionnement pour des petites valeurs de vitesse réduite, de l'ordre de 2, et une diminution du risque de voir apparaître du décrochage dynamique. Ce phénomène se manifeste généralement quand l'angle d'incidence augmente au point d'excéder l'angle de décrochage statique. C'est un élément prépondérant qui conditionne le fonctionnement de l'éolienne Darrieus à faible vitesse réduite. Son action positive ou négative n'est pas encore clairement établie si on considère le gain potentiel de portance induit par le lâcher tourbillonnaire. Pour appréhender les réelles conséquences d'un fonctionnement dans ces conditions, il est nécessaire de mieux comprendre le déroulement des phénomènes liés au décrochage dynamique. Dans ce sens, diverses visualisations ont été réalisées, notamment l'observation des champs de

vitesse au voisinage des pales ou dans le rotor par vélocimétrie par image de particules (PIV) (Ferreira et al. [1] et Bossard et al. [2]). Ces études ont permis d'identifier et de répertorier les générations de vortex, leur transport et les interactions pale-tourbillon. Pour affiner la compréhension des effets sur les performances de la machine, des mesures instantanées des coefficients aérodynamiques (Laneville et Vittecoq [3]) et des pressions pariétales (Graham [4]) ont été effectuées, mais n'ont pas clairement mis en évidence les caractéristiques des effets des lâchers tourbillonnaires.

Une campagne expérimentale en soufflerie a été menée pour compléter les connaissances sur le décrochage dynamique pour une éolienne Darrieus et ses effets sur les pales dans l'optique d'améliorer un modèle numérique. Les relevés auxquels on a procédé sont les mesures des distributions instationnaires de pression sur les pales et la visualisation de la dynamique tourbillonnaire en aval immédiat du rotor.

Les distributions de pressions donnent des indications multiples sur l'état de la couche limite et sur la présence de tourbillons, leur position azimutale et leur localisation sur la pale, en clarifiant aussi la nature de leurs effets directs sur les efforts subis par les pales et leur impact éventuel avec celles-ci.

La visualisation à l'aide de PIV de la dynamique tourbillonnaire vient en supplément des visualisations et mesures existantes qui soit se concentraient sur la région interne du rotor, soit se limitaient à des composantes moyennes. Les tourbillons continuent d'agir sur l'écoulement une fois transportés en dehors du rotor. Evaluer leurs trajectoires et leur dégénérescence est un outil essentiel pour une modélisation correcte.

2 Le modèle numérique

Le programme utilisé a été fourni par la National Technical University of Athens (NTUA). Il s'agit d'un code de calcul instationnaire plan. Il est basé sur des surfaces portantes pour représenter les éléments de pale et des particules lagrangiennes porteuses de tourbillon pour reproduire la majorité du sillage.

Trois types d'éléments sont discrétisés : les pales, le sillage proche et le sillage lointain. Les contours des pales sont décomposés en segments recouverts de distributions de source constante sur chaque segment et de vorticités uniformes sur tous les segments. Le sillage proche est l'élément de sillage émanant directement de la pale au cours d'un pas de temps. Il est représenté par un segment de distribution uniforme de vorticités. Au pas de temps suivant, le segment est remplacé par une particule tourbillonnaire se déplaçant à la vitesse locale de l'écoulement. L'ensemble des particules ponctuelles lâchées par les pales à chaque pas de temps forme le sillage lointain, chaque vortex conservant son intensité au cours du temps.

L'écoulement total se déduit de la somme vectorielle de la vitesse de l'écoulement avec les vitesses induites par l'ensemble des singularités par la loi de Biot-Savart. Le problème revient à résoudre un système linéaire d'équations. Pour une pale découpée en N_p segments, les variables inconnues sont les débits par unité de longueur des distributions de source et la circulation par unité de longueur commune aux distributions de vorticités sur les segments, auxquels s'ajoute l'intensité de la distribution de vorticités sur le segment de sillage proche, soit $N_p + 2$ inconnues. Les équations sont les conditions d'imperméabilité aux points de contrôle des segments représentant la pale, soit N_p équations. Une équation supplémentaire résulte de la condition de Kutta au bord de fuite – la vitesse doit y avoir une valeur finie – la vorticités générée permet donc de combler la différence entre les vitesses sur les segments supérieur et inférieur adjacents au bord de fuite. La dernière équation résulte de la conservation de la vorticités (théorème de Kelvin-Helmholtz).

La modélisation est non-visqueuse à l'exception près des particules tourbillonnaires qui ont des noyaux visqueux. La distribution de pression est déterminée à partir de la relation de Bernoulli dite instationnaire à partir de laquelle on peut écrire la pression comme la somme des contributions d'une pression "quasi-statique", d'une variation de pression due au mouvement et d'une variation de pression due aux effets instationnaires :

$$p - p_\infty = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 - \frac{1}{2}\rho U^2 + \frac{1}{2}\rho U_{\text{pale}}^2 - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (1)$$

Avec ρ la masse volumique de l'air, U_∞ la vitesse infinie amont où règne une pression p_∞ , U et p respectivement la vitesse relative et la pression au niveau des points de contrôle, U_{pale} la vitesse de déplacement de la pale au niveau du point de contrôle et Φ le potentiel de vitesse (induit par l'écoulement et les parois).

Le code de calcul inclut aussi une méthode de correction, a posteriori uniquement, des efforts globaux s'exerçant sur les pales par un modèle de décrochage dynamique de Leishman-Beddoes corrigé pour les bas nombres de Mach. Ce modèle semi-empirique est muni de plusieurs paramètres adaptables en fonction du profil ou des conditions de l'expérience. La correction étant postérieure au calcul des caractéristiques

cinématiques de l'écoulement, un possible lâcher tourbillonnaire issu d'un décrochage n'est pas incorporé au calcul du champ de vitesse.

3 L'étude expérimentale du décrochage dynamique

3.1 La soufflerie

L'ensemble des expériences a été réalisé dans la soufflerie Béton de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) de Poitiers. La veine d'essais a une section rectangulaire de $2,4 \text{ m} \times 2,6 \text{ m}$ (largeur \times hauteur) sur une longueur de 6 m mise à la pression atmosphérique grâce à des grilles de respiration en sortie de veine. Le taux moyen de turbulence longitudinal est de 0,5%.

3.2 La maquette

La maquette est une éolienne Darrieus tripale (figure 1) qui représente une version d'étude de l'éolienne développée par Noveol SAS. Elle peut être décomposée en trois parties : une base de support et mise en rotation, une partie effective et une zone de réception et transmission des données.

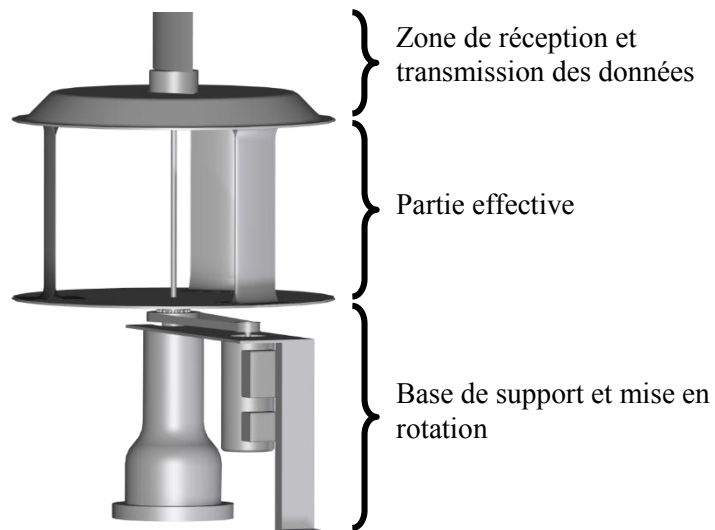


FIG. 1 – Représentation schématique du montage.

La maquette n'est pas dotée de génératrice et ne produit pas de courant. La mise en rotation est assurée par un moteur asynchrone triphasé d'une puissance nominale de 1,5 kW permettant d'atteindre des vitesses de rotation de 0 à 700 tr/min une fois le rapport de réduction pris en compte. Il est piloté par un variateur pour maintenir une vitesse de rotation constante quelles que soient les conditions de fonctionnement.

La partie effective est constituée du rotor de rayon $r = 425 \text{ mm}$ composé de trois pales droites de corde $c = 180 \text{ mm}$ et d'envergure 600 mm fabriquées en composite. La solidité est $\sigma \approx 0,64$. La section des pales est un profil NACA0015. Les pales sont creuses pour laisser place l'instrumentation de pression. Elles sont fixées à deux plaques de garde d'un diamètre de 1 m servant à confiner l'écoulement et se rapprocher autant que possible d'une configuration bidimensionnelle.

Les pales sont percées à mi-envergure pour avoir des prises de pression réparties le long de la corde du profil sur l'ensemble des trois pales. Elles sont placées tous les 10% de corde, de 10% à 80% de corde à partir du bord d'attaque à l'exception de 30% de corde, sur les faces intérieures (dirigées vers l'axe de rotation) et extérieures, soit un total de 14 prises de pression. Les positions inférieures à 10% et supérieures à 80% de corde sont inaccessibles à cause de contraintes de fabrication des pales. Par conséquent, l'absence de mesures proches du bord d'attaque, là où se situe la dépression la plus importante, nous prive d'information ce qui augmente l'erreur sur le calcul des efforts sur les pales.

3.3 La mesure de pression pariétale

Les mesures de pression sont effectuées grâce à un système déporté, les capteurs étant éloignés de la prise de pression à l'aide de tubes de vinyle. Les capteurs sont des capteurs différentiels d'une gamme de mesure de 0 – 1250 Pa sur une bande passante de 0 – 1,6 kHz. L'influence de la rotation sur les mesures de pression a été jugée suffisamment faible pour ne pas nécessiter de correction.

L'usage de capteur différentiel implique qu'une pression de référence doit être ajoutée en entrée du capteur, en plus de la pression à acquérir. Le choix a été fait de comparer la mesure de pression à la pression moyenne temporelle sur chaque prise de pression. La pression moyenne sur une prise a été obtenue par l'ajout de tubes d'adaptation d'impédance de grande longueur (de l'ordre de 2 m et 3 m) de part et d'autre d'un volume tampon qui atténuent les fluctuations de pression. L'information de pression ainsi mesurée n'est donc pas la pression p_{capt} , pression en entrée du capteur représentative de la pression p_{surf} à la surface du profil, mais la variation de pression autour de la valeur moyenne temporelle de la pression au niveau du capteur $\overline{p_{\text{capt}}}$. Cette valeur moyenne n'a pas pu être acquise dans les conditions de l'expérience. Un étalonnage dynamique (Ruiz [5]) permet de donner la fonction de transfert entre p_{capt} et p_{surf} pour corriger les enregistrements.

L'instrumentation (les capteurs de pression, le réseau de tubes de vinyle et une partie du collecteur tournant utilisé pour transmettre les mesures) est rangée sous un capot en composite pour limiter les interactions avec l'écoulement d'air.

3.4 La visualisation du sillage

L'étude du sillage a été menée par de la vélocimétrie par image de particules (PIV). La zone du sillage visualisée se situe dans un plan horizontal à mi-envergure des pales, au même niveau que les prises de pression, à une distance d'environ un rayon de l'axe de rotation. Deux caméras sont utilisées simultanément et permettent d'obtenir un champ de vision relativement large par rapport au rotor. De plus, les expériences dans les mêmes configurations (de vitesse réduite et de vitesse amont) sont doublées en changeant la direction de visée des caméras, ce qui donne accès une fois les champs de vision combinés à un champ d'une taille d'environ $1,5R \times 1,5R$.

Les caméras sont deux caméras CCD de type Imager Pro X distribuées par LaVision d'une résolution de 2048×2048 pixels. Les images sont traitées par intercorrélation en procédant à une analyse multi-passes. Les fenêtres d'interrogation sont de 64×64 pixels puis 32×32 pixels avec 50% de recouvrement. Un post-traitement permet de filtrer les erreurs de calcul de vitesse et de mettre en évidence les tourbillons les plus significatifs. Un total de 8000 images est acquis pour chaque configuration (de vitesse réduite et de vitesse amont), pour l'ensemble des positions azimutales. En moyennant les images tous les degrés et en considérant l'invariance par rotation de 120° , un total d'environ 60 images est disponible pour le calcul des moyennes de phase.

4 Comparaisons des champs de vorticité

A partir des essais expérimentaux et en les comparant aux résultats numériques, on cherche à mieux appréhender le comportement des vortex (trajectoires et évolution de leur intensité à grande échelle notamment).

La figure 2 présente la superposition de champs de vorticité numérique et expérimental pour deux vitesses réduites. Pour chacune des configurations, on note la présence attendue d'un tourbillon principal noté A lâché dans la phase de transition entre l'amont et l'aval de la rotation. Pour $\lambda = 1,9$, il s'agit du seul lâcher notable dans le sillage. Pour $\lambda = 1,0$, une paire supplémentaire de vortex notés B et C apparaît et une tâche tourbillonnaire notée D émerge en aval et légèrement en dessous du lâcher tourbillonnaire principal.

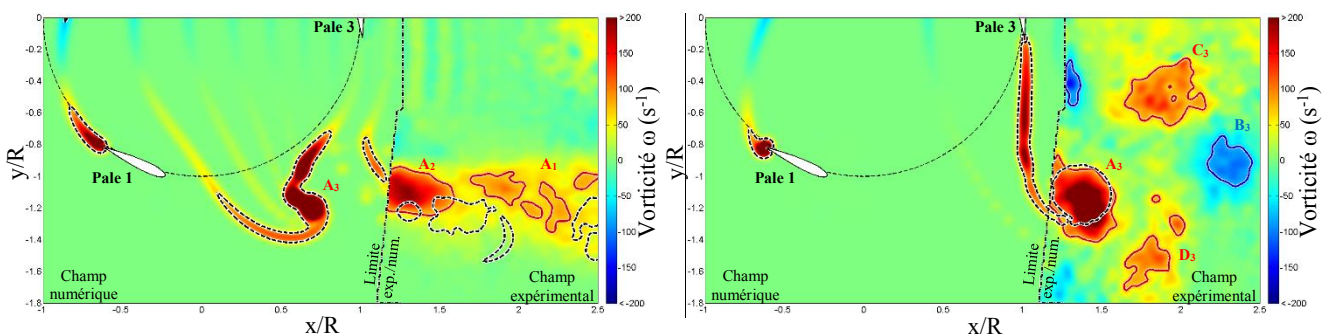


FIG. 2 – Superposition pour une position azimutale donnée des champs de vorticité et des contours d'isovorticit  numériques (pointillés) et expérimentaux (trait plein) pour des vitesses réduites de 1,9 (  gauche) et 1,0 (  droite). Les vortex sont notés A, B, C et D. Les indices 1, 2 et 3 correspondent au numéro de la pale qui les a lâchés.

L'origine des tourbillons **B** et **C** est l'interaction entre le vortex de décrochage dynamique et la pale. En retraçant la trajectoire inverse du vortex **B**, on peut constater qu'il émane du bord d'attaque quand le tourbillon **C** généré plus tôt dans la phase aval se rapproche de la pale. Cette observation est en accord avec les visualisations proche pale des études précédentes (Bossard et al. [2]). Le tourbillon **D** semble n'être que la nappe tourbillonnaire qui s'enroule autour du vortex **A**.

Pour la plus haute des deux vitesses réduites, les contours d'iso-vorticité numérique ne coïncident pas exactement avec les contours expérimentaux. Ceci indiquerait que les caractéristiques cinématiques ne sont pas parfaitement simulées. Deux des raisons possibles sont l'absence de dégénérescence numérique des vortex et l'influence du nombre de Reynolds constatée sur d'autres configurations lors de la campagne expérimentale.

Pour la vitesse réduite $\lambda = 1,0$, la position et la taille du tourbillon principal **A** sont bien reproduites numériquement. Sa vorticité totale est plus élevée par absence de décroissance du vortex. Les vortex **B** et **C** ne sont pas présents car ils ne sont pas modélisés. La tâche **D** n'est pas aussi marquée numériquement qu'expérimentalement probablement par absence de modélisation du décrochage dynamique et par une discrétisation pas assez fine de cette nappe tourbillonnaire.

L'évolution de la dynamique tourbillonnaire représentée sur la figure 3 montre que les trajectoires des vortex est plutôt rectiligne. En utilisant les iso-contours de vorticité, on calcule les circulations des tourbillons. On constate que la diffusion des tourbillons est très marquée puisque les circulations de tous les vortex diminuent significativement au point qu'ils se dissipent pratiquement complètement dans la vorticité ambiante dans le sillage de l'éolienne. L'évolution de la circulation peut être considérée comme linéaire dans la fenêtre observée.

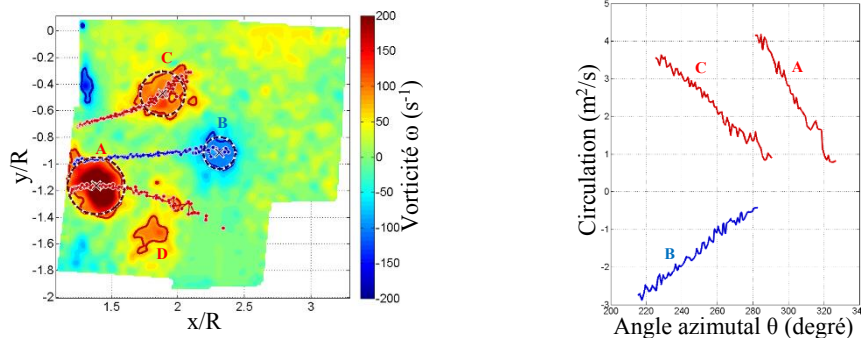


FIG. 3 – A gauche : Aperçu des positions successives des tourbillons expérimentaux (points) et du cercle de rayon caractéristique des tourbillons pour un azimuth donné (pointillés) pour une vitesse réduite de 1,0. Les vortex sont notés A, B, C et D. A droite : Evolution de la circulation de trois des tourbillons en fonction de la position azimutale de la pale qui les a lâchés.

5 Comparaisons des pressions pariétales

La dynamique tourbillonnaire étant mieux cernée, la pression pariétale permet de nous renseigner sur les effets de ces tourbillons sur les pales en confrontant également l'expérience à la simulation numérique.

La comparaison des pressions nécessite un recalage des pressions expérimentales pour ajouter la composante de pression moyenne temporelle. On note θ l'angle azimutal de la pale numérotée 1, tel que $\theta = 0^\circ$ lorsque la pale 1 est alignée avec la direction du vent et fait face à ce dernier. L'hypothèse qui est faite ici est que pour les positions azimutales θ_0 situées dans les zones peu perturbées pour lesquelles ni la vitesse, ni l'angle d'attaque ne varient significativement, et pour lesquelles l'angle d'attaque est suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas de décollement manifeste de la couche limite, on peut supposer que le résultat du calcul numérique est fiable, soit $p_{\text{num},i,\theta_0} = p_{\text{exp},i,\theta_0}$ pour une prise de pression indiquée i . Dès lors, on peut déterminer la pression moyenne temporelle à partir de la relation $\overline{p}_{\text{exp},i} = p_{\text{exp},i,\theta_0} - \Delta p_{\text{exp},i,\theta_0}$, puis la pression absolue pour toutes les positions azimutales : $p_{\text{exp},i} = \overline{p}_{\text{exp},i} + \Delta p_{\text{exp},i}$.

Pour les vitesses réduites considérées et pour la face intérieure, il a été estimé que la zone de la rotation la plus propice pour cette hypothèse est la zone dans la phase aval de la rotation où l'angle azimutal vaut $\theta \approx 270^\circ$. D'après l'étude de l'évolution numérique de l'angle d'attaque, de la vitesse et des pressions, c'est une région calme après le lâcher tourbillonnaire et avant les interactions avec les sillages des autres pales. En utilisant ce raccord, on constate que la comparaison de la pression expérimentale pour $\lambda = 1,9$ est assez concordante pour la prise de pression à 20% de corde sur la face intérieure (figure 4). On retrouve que sur la phase amont de la rotation ($0^\circ \leq \theta < 180^\circ$), cette partie de la pale est en dépression, alors que sur la phase aval ($180^\circ \leq \theta < 360^\circ$),

il n'y a pas de pic très marqué de la pression car la pale se trouve dans le sillage de la phase amont où il y a un déficit important de vitesse. Une différence notable est la présence de fluctuations localisées vers $300^\circ \leq \theta < 360^\circ$ et vers $\theta \approx 15^\circ$ dans les résultats de la simulation numérique qui sont absents dans le cas expérimental : ces fluctuations correspondent à des traversées des sillages des pales précédentes dont les irrégularités sont surestimées par la nature discrète du sillage numérique. Pour $\lambda = 1,0$, on note sur la phase amont la présence d'une forte dépression vers $60^\circ \leq \theta < 80^\circ$ pour le cas expérimental, suivi d'une zone où la pression est significativement supérieure. Ceci est une manifestation du passage d'un tourbillon dû au décrochage dynamique, qui provoque un effet de succion, puis une zone où la couche limite est complètement décollée. Vers $120^\circ \leq \theta < 180^\circ$, une nouvelle baisse de pression est attribuée au rapprochement du tourbillon précédemment lâché transporté à une vitesse proche de la vitesse de déplacement de la pale. Ces phénomènes n'étant pas modélisables directement sur les distributions de pression, ils ne sont pas visibles sur les résultats numériques.

On apprend de ces mesures expérimentales qu'il n'y a pas d'indice décelant la présence de décrochage dynamique pour $\lambda = 1,9$, alors que pour de nombreuses autres études, le phénomène est présent pour cette vitesse réduite (Ferreira et al. [1]). Cette différence s'explique par une solidité plus faible pour les études antérieures.

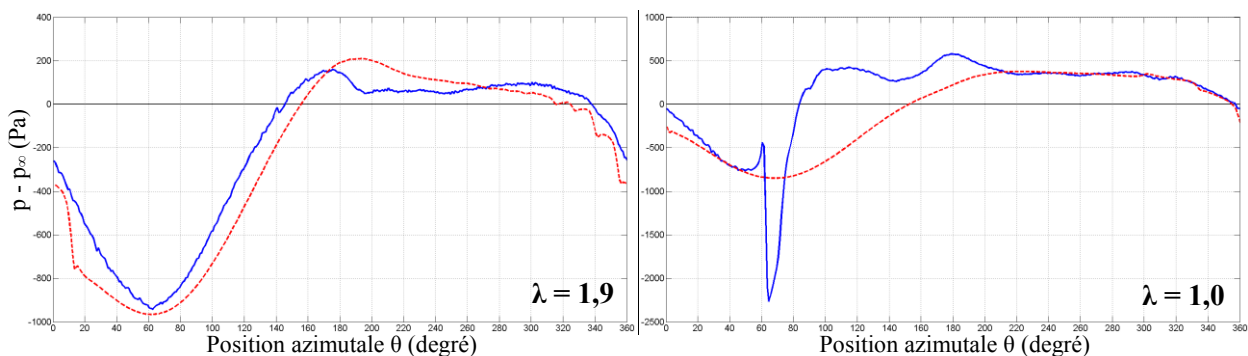


FIG. 4 – Evolution azimuthale de la pression pariétale pour la prise de pression à 20% de corde de la face intérieure à des vitesses réduites de 1,9 (à gauche) et 1,0 (à droite) en égalisant la pression expérimentale (bleu, trait plein) avec la pression numérique (rouge, pointillés) pour $\theta = 270,5^\circ$.

6 Conclusion

Face au problème de décrochage dynamique rencontré aux faibles vitesses réduites, une caractérisation plus complète de la dynamique tourbillonnaire et de ses effets sur les pressions sur les pales a été réalisée. L'expérience a donné un ensemble de résultats qui vont permettre de calibrer le code de calcul numérique sur différents aspects parmi lesquels : le paramétrage adapté d'un modèle de décrochage dynamique, et une meilleure simulation des effets visqueux, notamment la dégénérescence des tourbillons dans le temps.

Références

- [1] Ferreira, C. J. S.; van Kuik, G. A. M.; van Bussel, G. J. W. & Scarano, F., Visualization by PIV of dynamic stall on a vertical axis wind turbine, *Experiments in Fluids*, 2009, Vol. 46, pp. 97 – 108
- [2] Bossard, J.; Franc, J.-P.; Maître, T.; Vignal, L. & Baele, P., Mesures PIV du champ de vitesse dans une hydrolienne tripale de type Darrieus – Comparaison avec les simulations numériques, 12^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL 2010), 2010, pp. 127 – 134
- [3] Laneville, A. & Vittecoq, P., Dynamic Stall: the case of the Vertical Axis Wind Turbine, *Journal of Solar Energy Engineering*, American Society of Mechanical Engineers (ASME), 1986, Vol. 108, pp. 140 – 145
- [4] Graham, G. M., Measurement of Instantaneous Pressure Distributions and Blade Forces on an Airfoil Undergoing Cycloidal Motion, Thèse de Master, Texas Tech University, 1982
- [5] Ruiz, T., Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi, Détection de structures cohérentes responsables de fluctuations de pression pariétale, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), 2009