

CFA '18 LE HAVRE ■ 23-27 avril 2018
14^{ème} Congrès Français d'Acoustique



Calcul Direct du Bruit Généré par un Profil d'Aile à Bas Nombres de Reynolds

T. Rigall^a, B. Cotté^a et P. Lafon^b

^aIMSIA - ENSTA, 181, Chemin de la Hunière et des Joncherettes, 91761 Palaiseau, France

^bIMSIA - EDF R&D, 9219 7 bld Gaspard Monge, 91120 Palaiseau, France

tommy.rigall@ensta.fr

Le contexte actuel de démocratisation des machines tournantes de petite taille telles que les drones ou les éoliennes domestiques pose la question des nuisances sonores qu'elles engendrent. Dans ce cadre, étudier et comprendre la structure de l'écoulement autour de ces structures est essentiel afin de prévoir le champ acoustique. La taille réduite de ces systèmes implique de faibles nombres de Reynolds, de l'ordre de 10^4 à 10^5 . A ces régimes, un bulbe de décollement laminaire est susceptible d'apparaître sur les pales. Au vu de l'influence de ce bulbe sur les caractéristiques aérodynamiques des ailes, capturer précisément les positions de séparation, de transition laminaire-turbulent et de recollement de la couche limite est important. Dans le cadre du présent travail, des calculs directs de bruit d'un profil NACA0012 à bas nombres de Reynolds et à différents angles d'incidence ont été effectués afin d'obtenir simultanément et précisément le bulbe de décollement laminaire ainsi que les composantes large bande du champ acoustique associé. La naissance, l'intermittence et l'éclatement du bulbe de décollement laminaire ont été observés et ses effets sur les performances aéroacoustiques du profil sont présentés. Il est également montré que la présence ou non du bulbe est très dépendante de l'amplification des perturbations numériques et notamment de l'ordre du schéma numérique et des zones d'interpolation employés.

1 Introduction

Le bruit large bande des éoliennes a été étudié par Tian [1, 2] dans sa thèse, qui a pu notamment quantifier l'efficacité du modèle d'Amiet. Dans le cadre de ce travail, les caractéristiques des émissions acoustiques pour les bruits de bord de fuite et de bord d'attaque d'une éolienne à taille réelle ont été calculées et comparées à des mesures. Cependant, il n'existe que peu de modèles sur le bruit de décollement et de décrochage, plus intense et à plus basses fréquences, que les deux autres types de bruits [3] et les mécanismes aéroacoustiques associés sont encore peu compris [4]. De même, un bruit modulé en amplitude peut être associé au décrochage dynamique des éoliennes. Dans un contexte de réchauffement climatique, la démocratisation des éoliennes pousse les industriels à les concevoir avec une taille de plus en plus petite, afin que n'importe quel particulier puisse en disposer chez lui. On comprend donc que le petit éolien et le micro-éolien diminuent la limite basse du nombre de Reynolds et du nombre de Mach des systèmes éoliens. De plus, la question du bruit généré par ces systèmes devient cruciale ici, puisqu'ils sont destinés à être installés dans les villes, sur ou à côté des maisons. De même, le développement des drones va de pair avec la réduction de leur taille. Par rapport aux grands systèmes, les écoulements aérodynamiques et donc l'acoustique en sont beaucoup affectés.

Aux faibles nombres de Reynolds (typiquement $Re \leq 5 \times 10^5$ [5]), lorsque la couche limite sur un profil est encore laminaire, un bulbe de décollement laminaire (nommé par la suite BDL par souci de concision) est susceptible d'apparaître sur l'extrados d'un profil d'aile. La structure du bulbe fait intervenir une zone de forte recirculation donnant lieu à des lâchers de tourbillons dans l'écoulement aval. Les BDL ont fait l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales et numériques. Ces travaux traitent de leur rôle dans la hausse de portance puis dans le décrochage d'un profil [5] ou de la boucle de rétroaction acoustique présente sur un profil faiblement incliné à faible nombre de Reynolds [6, 7]. De plus, la taille du BDL et donc les performances aérodynamiques d'un profil sont très dépendantes du taux de turbulence amont [8].

Les travaux présentés ici ont pour objet l'étude du champ acoustique émis par un profil NACA 0012 en présence d'un BDL à faibles nombres de Reynolds pour divers angles d'attaques. L'étude sera étendue jusqu'au cas du décrochage, et permettra de mettre en avant la sensibilité du BDL aux perturbations numériques. L'approche considérée

est celle du calcul direct de bruit par LES compressible par filtrage de relaxation (LES : Large Eddy Simulation). L'acoustique et l'écoulement sont alors simultanément résolus. Les simulations seront réalisées grâce au code de calcul Code_Safari, développé par EDF R&D. Dans la section 2, la dynamique considérée est présentée et la méthode numérique employée pour la résolution est détaillée. Dans la section 3, les cas d'étude utilisés dans ce travail sont donnés et dans la section 4, les résultats obtenus sont présentés.

2 Dynamique considérée et implémentation numérique

Le calcul direct acoustique nécessite des outils numériques performants. Les faibles amplitudes associées aux fluctuations acoustiques comparées aux fluctuations hydrodynamiques ainsi que leur caractère propagatif imposent que les schémas utilisés afin de discrétiser les équations de la mécanique des fluides soient peu diffusifs et peu dispersifs. Code_Safari (Simulation of Aeroacoustics in Flows And Resonance and Interaction) est un code de recherche permettant notamment de réaliser des simulations LES compressibles afin d'effectuer des calculs directs du bruit rayonné. Plus précisément, ce code utilise la méthode LES-RF (LES par filtre de relaxation). Code_Safari est conçu pour résoudre les équations de Navier-Stokes pour un écoulement compressible de fluide newtonien. Avant de résoudre ces équations, une transformation curviligne est appliquée permettant de passer du maillage cartésien (x, y, z) au maillage curviligne (ξ, η, ζ) . Les équations sont alors écrites dans ce repère sous la forme conservative [9]

$$\partial_t \hat{\mathbf{U}} + \partial_\xi (\mathbf{F}_\xi - \mathbf{F}_\xi^v) + \partial_\eta (\mathbf{F}_\eta - \mathbf{F}_\eta^v) + \partial_\zeta (\mathbf{F}_\zeta - \mathbf{F}_\zeta^v) = 0 \quad , \quad (1)$$

où $\hat{\mathbf{U}} = \mathbf{U}/J$ avec $\mathbf{U} = (\rho, \rho \mathbf{u}, \rho e)^T$ le vecteur des variables conservatives et J le jacobien de la transformation curviligne. On note ρ la masse volumique, $\mathbf{u} = (u, v, w)^T$ le vecteur vitesse dans les coordonnées cartésiennes et e l'énergie massique totale. Les variables $\mathbf{F}_\xi, \mathbf{F}_\eta, \mathbf{F}_\zeta$ sont les flux non-visqueux et $\mathbf{F}_\xi^v, \mathbf{F}_\eta^v$ et \mathbf{F}_ζ^v désignent les flux visqueux.

En champ acoustique lointain, Code_Safari dispose des conditions aux limites de Bogey et Bailly [10] qui ont été étendu en 3 dimensions les travaux de Tam et Dong [11] pour des écoulements non uniformes en 2 dimensions. Ces conditions aux limites sont conçues pour empêcher les ondes acoustiques de se réfléchir sur les parois du domaine.

Code_Safari dispose du schéma de discrétisation temporelle de Runge-Kutta quatre étapes standard. Afin de discrétiser les dérivées spatiales loin des frontières, les schémas utilisés sont des schémas centrés de différences finies d'ordre élevé à N points [9]. Code_Safari permet l'utilisation de deux schémas, un sur 7 points et un sur 11 points. Le schéma sur 11 points a été optimisé afin d'être moins dispersif. Aux frontières du domaine, des schémas centrés optimisés d'ordre réduit sont utilisés.

Code_Safari utilise les maillages générés par le mailleur *Ogen*, se servant de la librairie *Overture* qui a été développée par le Laboratoire *National Lawrence Livermore* [12]. Afin de pouvoir mailler des géométries complexes tout en utilisant des différences finies, la technique des maillages chimères (*overset-grid*), est utilisée et gérée par *Overture*. Pour effectuer la communication entre les différents maillages non-coïncidents, des zones d'interpolation d'ordre élevé sont nécessaires. La communication est effectuée par la librairie MPI (*Message Passing Interface*) puisque Code_Safari est parallélisé. La plus grande précision sera atteinte si l'on choisit un ordre d'interpolation de 4 pour une discrétisation spatiale sur 7 points et un ordre de 8 pour 11 points. La technique de LES retenue pour Code_Safari est celle de relaxation par filtrage. Aucun modèle de sous-maille n'est implémenté. A chaque itération, un filtre, discrétisé lui aussi sur 7 ou 11 points, est appliqué après le calcul des variables conservatives. Le filtre permet d'une part de jouer le rôle des modèles de sous-maille et d'autre part de supprimer les oscillations hautes fréquences de maille à maille.

3 Configurations étudiées

Dans toute la suite, les simulations effectuées avec les schémas standard sur 7 points, ordre d'interpolation 4, seront désignées par simulations standard et celles effectuées avec les schémas optimisés sur 11 points, ordre d'interpolation 8 seront désignées par simulations optimisées.

Toutes les simulations aéroacoustiques présentées ici sont effectuées pour un profil d'aile NACA 0012. Afin d'étudier les caractéristiques aéroacoustiques du profil, un premier ensemble de 13 simulations standard 2D, noté E_{2D}^{7p4} , a été effectué. Pour les 12 premières simulations, les nombres de Reynolds $Re = \frac{U_0 c}{\nu} = 10^4$ et $Re = 5.3 \times 10^3$ ainsi que le nombre de Mach $M = \frac{U_0}{c} = 0.2$ ont été utilisés. La vitesse de l'écoulement en amont du profil est désignée par U_0 , la corde du profil par c et la viscosité cinématique par ν . Ces 12 simulations ont été choisies afin de pouvoir valider les résultats aérodynamiques en les comparant avec ceux de Cleaver et coll. [13]. Pour chaque nombre de Reynolds, une simulation par angle d'incidence $\alpha = 0^\circ, 3^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ et 20° a été lancée. En considérant t le temps de simulation, un temps adimensionné de $t^* = \frac{U_0 t}{c} = 15$ a été sélectionné pour $\alpha = 0^\circ$ et 3° , $t^* = 10$ pour $\alpha = 8^\circ$ et $t^* = 25$ pour $\alpha = 10^\circ, 15^\circ$ et 20° . La treizième simulation a été lancée pour un nombre de Reynolds de $Re = 1.74 \times 10^4$ et un nombre de Mach de $M = 0.15$. Le profil n'est pas incliné et le temps de simulation adimensionné est $t^* = 45$. Cette simulation a été choisie afin de pouvoir valider les résultats aéroacoustiques dans une configuration simple en les comparant avec ceux de Marsden et Charrel [14].

Un deuxième ensemble de 3 simulations optimisées 2D, noté E_{2D}^{11p8} , a été effectué afin d'étudier l'influence du schéma

TABLEAU 1 – Caractéristiques du maillage 3D utilisé pour les simulations à $Re = 10^4$, $M = 0.2$ et $\alpha = 15^\circ, 20^\circ$

Grilles	N_ξ	N_η	N_ζ	N_{points}
Ellipse	335	68	45	1.03×10^6
Cartésienne 1 - Champ proche	187	187	15	5.24×10^5
Cartésienne 2 - Champ intermédiaire	164	164	8	2.15×10^5
Cartésienne 3 - Champ lointain	211	211	4	1.78×10^5

numérique sur les performances aéroacoustiques du profil. La première de ces 3 simulations a été faite pour $Re = 1.74 \times 10^4$ et $M = 0.15$ pour un profil non incliné sur un temps $t^* = 45$. Les deux autres ont été faites pour $Re = 10^4$ et $M = 0.2$, l'une pour $\alpha = 8^\circ$ avec $t^* = 10$, l'autre pour $\alpha = 15^\circ$ avec $t^* = 25$.

Un troisième ensemble de 2 simulations optimisées 3D, noté E_{3D}^{11p8} , a été effectué afin d'observer les effets 3D et d'obtenir une LES dotée d'une physique de turbulence réaliste. Ces deux simulations ont été faites pour $Re = 10^4$ et $M = 0.2$, l'une pour $\alpha = 8^\circ$ avec $t^* = 10$, l'autre pour $\alpha = 15^\circ$ avec $t^* = 25$.

Pour chaque simulation, le maillage comporte une grille elliptique entourant le profil puis trois grilles cartésiennes de plus en plus grandes superposées les unes aux autres avec une maille de plus en plus grossière. De chaque coté du profil, les frontières du maillage sont placées à $10c$. Le tableau 1 donne les caractéristiques du maillage effectué pour $Re = 10^4$ et $M = 0.2$, quelque soit l'angle d'incidence, et pour la configuration 3D, qui est une extrusion sur $0.3c$ de la configuration 2D. Le nombre de points selon la corde du profil est noté N_ξ , celui normal au profil est noté N_η et celui dans la direction transverse (3D) est noté N_ζ . Le nombre de points total sur chaque grille du maillage est noté N_{points} . Ce maillage comporte 1.99×10^6 points en 3D et 1.29×10^5 points en 2D. A titre d'exemple, un maillage plus fin pour $Re = 1.74 \times 10^5$ comporte 1.44×10^5 points en 2D. Pour chaque maillage, la condition $Y_1^+ = \frac{y_1 u_\tau}{\nu} \leq 1$ sur tout le profil a été respectée où y_1 est la taille de maille en paroi, u_τ est la vitesse de frottement pariétale et ν la viscosité cinématique.

4 Résultats

4.1 Aérodynamique du profil NACA 0012

Les résultats des 12 premières simulations de l'ensemble E_{2D}^{7p4} en terme de coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence sont présentés sur la figure 1. Il y est également superposé les résultats pour les deux dernières simulations de l'ensemble E_{2D}^{11p8} ainsi que ceux des simulations de l'ensemble E_{3D}^{11p8} . Les coefficients de portance sont comparés aux valeurs expérimentales issues

de Cleaver et coll. [13] et de Wang et coll. [8]. En observant la figure 1, on remarque que l'évolution du coefficient des simulations E_{2D}^{7p4} est en bon accord avec les expériences jusqu'à $\alpha = 15^\circ$ pour les deux nombres de Reynolds. Au delà de cet angle critique, les effets 3D peuvent expliquer la différence importante de portance que nous pouvons observer entre nos résultats et les mesures. Il est important de noter que la forte hausse de portance à $Re = 10^4$ par rapport à $Re = 5.3 \times 10^3$ est liée à la présence d'un plus grand BDL le long du profil. La figure 3 illustre la taille du BDL en fonction de l'angle d'incidence. De même, le décrochage à $\alpha = 15^\circ$ que les simulations capturent au même titre que les expériences pour $Re = 10^4$ est dû à l'éclatement du BDL [5, 15]. Le recollement du BDL n'a plus lieu sous l'effet d'un gradient de pression adverse trop important. A $Re = 5.3 \times 10^3$, Alam et coll. [5] n'observent pas de BDL, ce qui explique l'absence de décrochage du profil observé par Wang et coll. [8]. Il faut noter que les simulations du présent travail fournissent tout de même un BDL, d'où le décrochage du profil numériquement, mais sa taille et son influence sur le profil sont plus faibles qu'à $Re = 10^4$. Finalement, les simulations E_{2D}^{11p8} et E_{3D}^{11p8} affichent une baisse de portance par rapport aux résultats précédent. Cela montre d'ors et déjà que le schéma numérique a un effet non négligeable sur les résultats aérodynamiques, et donc sur les résultats acoustiques comme nous le verrons dans le paragraphe 4.3. De plus, il est déjà possible de dire que les effets 3D n'ont pas un grand rôle dans les simulations optimisées, ce qui sera également vu dans le paragraphe 4.4. Aucune simulation standard n'a été effectuée en 3D. Afin

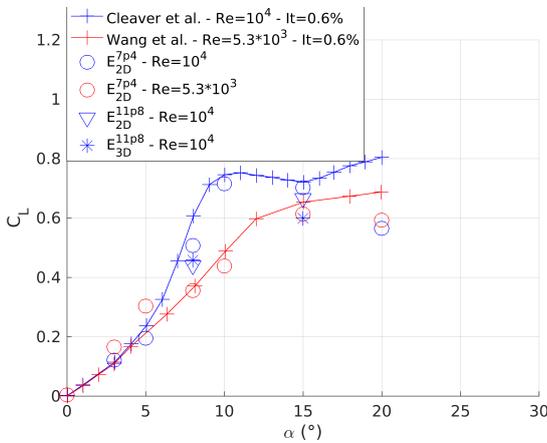


FIGURE 1 – Coefficient de portance du NACA 0012 en fonction de l'angle d'incidence α pour certaines simulations. I_t représente le taux de turbulence amont des expériences.

de montrer explicitement la présence d'un BDL, la figure 2 (a) représente la vorticité instantanée, normalisée par la vitesse de l'écoulement en amont et par la corde, autour du profil incliné de 8° à $Re = 10^4$ et $t^* = 25$. Il apparaît alors une couche limite décollée et un lâcher tourbillonnaire sur l'extrados dont l'origine se situe approximativement à la mi-corde, à l'instant observé. Cela est cohérent avec la présence d'un BDL, composé d'une "zone morte" (sans recirculation, avant la mi-corde) et d'une zone de recirculation provoquant un lâcher tourbillonnaire (après la mi-corde).

En utilisant le coefficient de friction sur la paroi du profil, il est finalement possible de calculer la moyenne temporelle de la taille du BDL, projetée sur la corde du profil et correspondant à la différence des abscisses pour

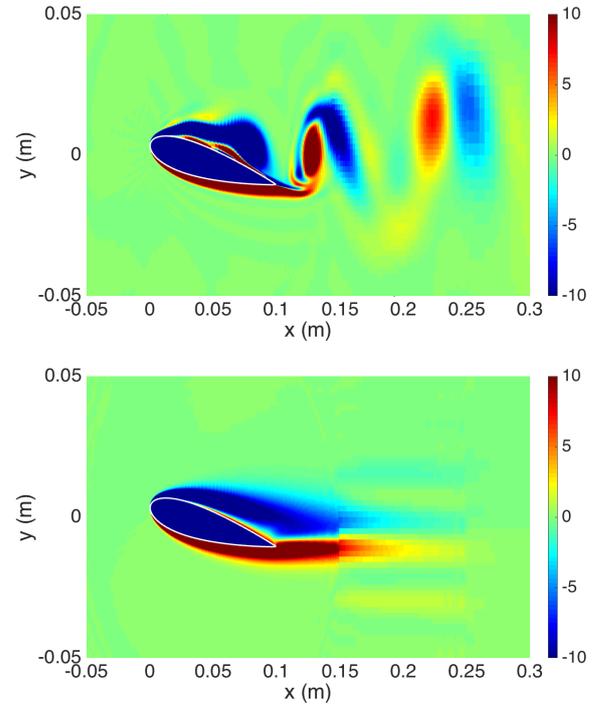


FIGURE 2 – Vorticité instantanée normalisée $w_z^* = \frac{w_z \cdot c}{U_0}$ autour du profil incliné de 8° à $Re = 10^4$ à $t^* = 25$ - simulations (a) standard et (b) optimisée

lesquelles le coefficient de friction s'annule. Cette taille du BDL, normalisée par la corde du profil est présentée en fonction de l'angle d'incidence sur la figure 3. En cohérence avec le coefficient de portance de la figure 1, le BDL est plus long pour $Re = 10^4$ que pour $Re = 5.3 \times 10^3$ lorsque $\alpha \leq 8^\circ$. On observe ensuite qu'à 10° , la taille du BDL subit une brusque chute puis devient constant jusqu'à 20° pour $Re = 10^4$. A 10° , le BDL est intermittent, c'est-à-dire qu'il y aura des recollements et des d colllements successifs de la couche limite turbulente, après la première séparation de la couche laminaire. Cette intermittence est due à un équilibre entre gradient de pression adverse et ondes acoustiques issues du bord de fuite, venant exciter la zone de réceptivité de la couche limite et provoquant la transition laminaire turbulent [15]. L'intermittence traduit le fait que le décrochage est proche, avec un BDL complètement éclaté à tout instant. Dans la situation d'intermittence puis de décrochage, Eljack [15] a également montré l'apparition d'un bulbe secondaire plus en amont du profil. Ce bulbe est lui aussi générateur d'une dépression expliquant pourquoi le coefficient de portance reste à la hausse à 10° pour $Re = 10^4$. La taille du BDL de la figure 3 correspond au bulbe principal pour $\alpha \leq 8^\circ$, et au bulbe secondaire sinon. Ainsi, à l'intermittence, le bulbe principal se scinde d'abord en deux bulbes : un principal de plus petite taille et un secondaire. Le bulbe secondaire est situé plus en amont et est de plus petite taille que le bulbe principal. En augmentant l'angle d'incidence au-delà de 10° , le bulbe principal éclate complètement et seul le secondaire reste, expliquant pourquoi la taille du bulbe de la figure 3 n'atteint jamais 0. Pour $Re = 5.3 \times 10^3$, le bulbe ne se scinde en deux que pour $\alpha = 20^\circ$, d'où la chute de la taille du BDL. Cette fois-ci, les deux bulbes sont de très faible taille au moment de la scission, d'où la chute de portance observée sur la figure 1.

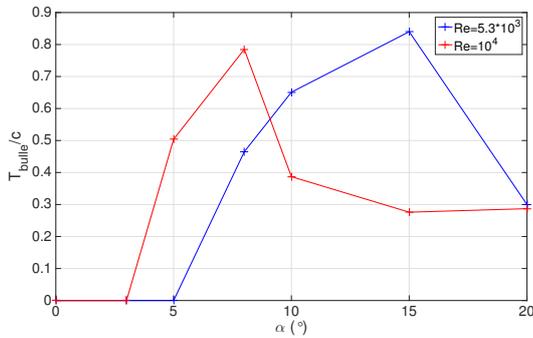


FIGURE 3 – Evolution de la moyenne temporelle de la taille du BDL, projetée sur la corde et normalisée par la corde, en fonction de l'angle d'incidence pour les deux nombres de Reynolds $Re = 10^4$ et $Re = 5.3 \times 10^3$

4.2 Aéroacoustique du profil NACA 0012

Sur la figure 4, le champ acoustique à $t^* = 45$ de la treizième simulation de l'ensemble E_{2D}^{7p4} est présenté. On peut alors le comparer avec celui obtenu par Marsden et Charrel [14] dans la même configuration. Nous retrouvons qualitativement le même champ acoustique. Des lobes de directivité vers l'amont apparaissent, mettant en avant l'effet Doppler et le caractère dipolaire acoustique du profil. Cependant, il existe des différences d'amplitude de pression entre la figure 4 et celle de Marsden et Charrel [14], pouvant être dues soit à un temps de simulation trop faible, soit à une erreur numérique. Une source d'erreur possible est la dissipation de l'allée tourbillonnaire par la zone d'interpolation elliptique comme le montre la figure 4 (a).

La figure 5 montre les spectres des différentes simulations de l'ensemble E_{2D}^{7p4} pour $Re = 10^4$ et pour les angles $\alpha = 3^\circ, 5^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 15^\circ$. Ces spectres sont réalisés à partir du signal de pression acoustique reçu par une sonde située à 0.75m du bord d'attaque du profil côté extrados et à un angle de 135° par rapport à l'axe bord d'attaque - bord de fuite du profil. Pour toutes ces simulations, le signal utilisé pour le spectre est pris entre $t^* = 0.3$ et $t^* = 10$, avec une fréquence d'échantillonnage de 917kHz et une résolution fréquentielle de 45Hz. Sur la figure 5 est représentée également la fréquence de boucle de rétroaction acoustique f_{BRA} entre les tourbillons du sillage et la zone de réceptivité de la couche limite de l'extrados. Une formule a été donnée par Patterson et coll. [7] :

$$f_{BRA} = KU_0^{1.5} (cv)^{-0.5}, \quad (2)$$

où $K=0.011$ et $f_{BRA} = 748$ Hz dans notre cas. On observe sur la figure 5 qu'il y a effectivement présence d'un bruit tonal à la fréquence f_{BRA} .

Le passage de 3° à 5° est marqué par une hausse d'énergie entre 1kHz et 1.2kHz et par une mise en évidence de pics successifs supplémentaires à 1.1kHz, 1.3kHz et 1.5kHz coïncidant avec l'apparition du BDL. Ces pics peuvent correspondre à une deuxième boucle de rétroaction acoustique à l'intrados allant de pair avec la précédente à l'extrados, et entraînant une modulation en amplitude du bruit émis par le lâcher tourbillonnaire, lui même dû à la première boucle [16]. Il est important de noter qu'à 8° , le spectre acoustique est largement modifié. En effet, les pics secondaires précédents disparaissent excepté un, à 1.5kHz, qui voit son amplitude augmenter de 15 dB par rapport à celle à 5° . Ce pic pourrait être issu d'une autre

boucle de rétroaction acoustique. En effet, à faible incidence, celle-ci s'applique entre les tourbillons du sillage et la zone de réceptivité de la couche limite sur une distance de l'ordre de la corde, comme vu précédemment. Pour $\alpha = 8 \text{ degrees}$, le BDL entraîne la formation de tourbillons sur l'extrados du profil comme l'affiche la figure 2 (a). Ainsi la distance entre les tourbillons et la zone de réceptivité de la couche limite est plus faible que dans le cas sans BDL, et la fréquence associée est plus grande. Par exemple, en reprenant l'expression de f_{BRA} , et en calculant une nouvelle valeur pour c afin d'obtenir $f_{BRA} = 1.5 \text{ kHz}$, on obtient une distance de $c/4$. Cette distance est supérieure à celle pour laquelle le point de séparation de la couche limite est atteint et qui est de $0.182 \cdot c$. Il s'agit donc bien d'une distance entre le bord d'attaque et un point à l'intérieur du BDL, potentiellement associé à l'apparition des tourbillons. En gardant un raisonnement qualitatif, on peut alors supposer qu'une autre boucle de rétroaction acoustique a lieu entre les tourbillons générés par le BDL et la zone de réceptivité de la couche limite de l'extrados.

De manière générale, il y a une hausse d'énergie pour les basses fréquences ($f \leq 400 \text{ Hz}$) lorsque l'angle d'incidence augmente. Entre 3° et 8° compris, cette hausse d'énergie a également lieu sur toutes les fréquences. A 10° , outre la forte hausse de niveau sonore à f_{BRA} , le niveau sonore pour les fréquences supérieures à 1.4kHz diminue de 10dB en moyenne par rapport à celui de 8° . Cela peut être associé à l'intermittence du BDL, créant de plus en plus de grandes structures tourbillonnaires à basse fréquence. Finalement, à 15° , le niveau sonore est plus élevé que celui de 8° aux basses fréquences ($\leq 1.1 \text{ kHz}$), ce qui correspond à une situation de décrochage avec de plus grandes structures tourbillonnaires, et il est également plus élevé aux hautes fréquences ($\geq 3 \text{ kHz}$).

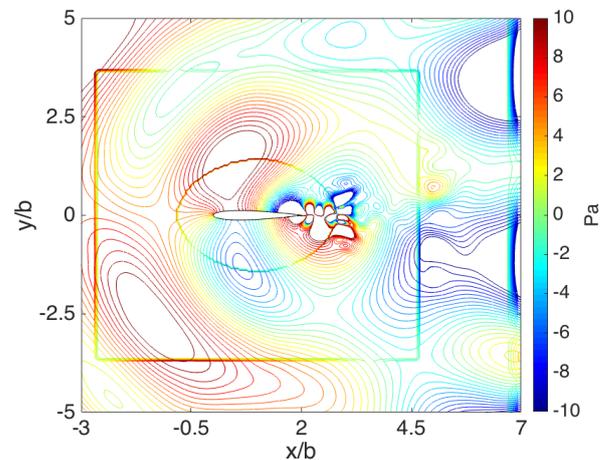


FIGURE 4 – Pression acoustique à $t^* = 45$ obtenue par la treizième simulation de l'ensemble E_{2D}^{7p4} ($Re = 1.74 \times 10^4$ et $M = 0.15$), profil non incliné, avec b représentant la demie corde du profil

4.3 Effets du schéma numérique sur les solutions obtenues

Cette section concerne les résultats du deuxième ensemble de simulations E_{2D}^{11p8} . La figure 2 (b) représente la vorticité instantanée normalisée $w_z^* = \frac{w_z \cdot c}{U_0}$ autour du profil incliné de 8° à $Re = 10^4$ et $t^* = 25$ avec une simulation

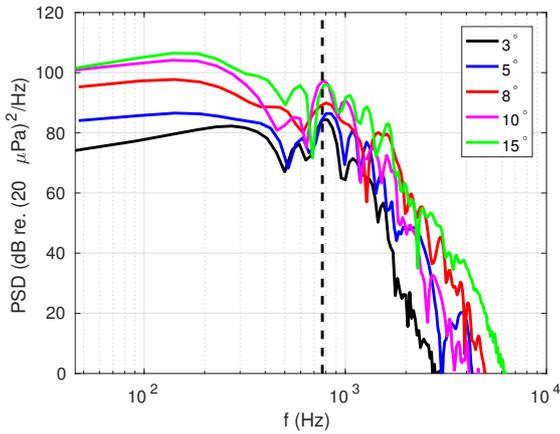


FIGURE 5 – Densité spectrale de puissance des signaux de pression des différentes simulations de l'ensemble E_{2D}^{7p4} ($Re = 10^4$) pour la même sonde. Le trait hachuré vertical correspond au pic de BRA.

optimisée. La notation w_z désigne la vorticité instantanée. Il est évident qu'aucun BDL n'est présent dans le cas de la figure 2 (b), contrairement au cas de la figure 2 (a). Cela indique que les simulations standard introduisent une perturbation numérique qui déclenche les instabilités et donc la création du BDL par transition de la couche limite, alors que les simulations optimisées introduisent moins d'erreur d'où l'absence de BDL. Une étude du facteur d'amplification des fluctuations de vitesse longitudinale a été effectuée sur les simulations standard et optimisée à $Re = 1.74 \times 10^4$ et $M = 0.15$ pour un profil non incliné. Les résultats sont présentés sur la figure 6, montrant l'évolution de N , facteur d'amplification, en fonction de la position sur la corde du profil. Il est net que la simulation standard amplifie ou génère plus de perturbations numériques que la simulation optimisée. L'impact de la méthode numérique a donc un effet drastique sur l'écoulement, le BDL étant très sensible aux perturbations extérieures [8]. De plus, à l'aide de la figure 1, nous pouvons en déduire que la simulation standard génère des perturbations numériques incontrôlées équivalentes à une intensité turbulente de 0.6%. Comme les simulations optimisées génèrent moins de perturbations que les simulations standard, et qu'elles ne fournissent donc pas de BDL, les écarts de portance avec les mesures sont plus grands qu'avec les simulations standard, comme la figure 1 le montre. Même en augmentant l'incidence du profil à 15° pour faciliter le développement des grandes structures tourbillonnaires, il apparaît que l'écoulement est complètement différent selon le schéma numérique et l'ordre d'interpolation que l'on utilise, comme le montre la figure 7 à $Re = 10^4$ et $M = 0.2$.

4.4 Présence de structures 3D

Finalement, les simulations de l'ensemble E_{3D}^{11p8} ont été analysées. La figure 8 montre une visualisation de l'amplitude de la vorticité de la simulation au bout de $t^* = 16$ pour laquelle $Re = 10^4$, $M = 0.2$ et le profil est incliné de 15° . Trois coupes de la simulation 3D, une dans le plan du profil, à la moitié de l'extrusion 3D, et deux orthogonales au plan précédent, montrent que la simulation, à cet instant, ne présente aucune structure 3D. Il en est de

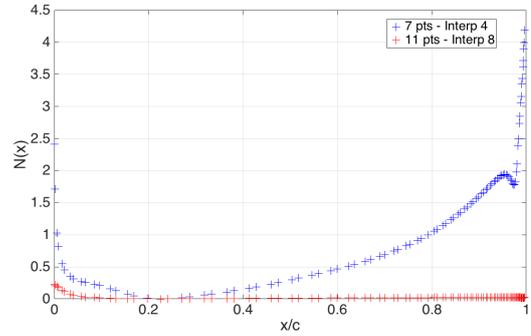


FIGURE 6 – Facteurs d'amplification des perturbations tangentielles au profil pour $Re = 1.74 \times 10^4$ et $M = 0.15$, calculés à partir des simulations standard et optimisées.

même pour la simulation à 8° . Il est possible de comparer ces résultats avec ceux obtenus par Eljack [15], qui obtient des résultats fortement 3D. Cette différence peut s'expliquer par la différence de temps de simulation. En effet, notre simulation ne dure que $t^* = 16$, alors que celle d'Eljack dure $t^* = 300$.

5 Conclusion

L'acoustique en présence d'un bulbe de décollement laminaire (BDL), de son intermittence et de son éclatement menant au décrochage d'un profil NACA 0012 a été étudiée. L'augmentation du niveau sonore lorsque l'angle d'incidence croît a été observée, ainsi que la présence de bruit tonal potentiellement liée à la présence d'une double boucle de rétroaction acoustique entre les tourbillons du sillage et les zones de réceptivité des couches limites en absence de BDL, puis entre les tourbillons du BDL et la zone de réceptivité acoustique de la couche limite à l'extrados en présence de BDL. Il a été observé que la grande sensibilité du BDL aux perturbations extérieures impose l'utilisation de schémas numériques très précis, sous peine de provoquer involontairement la transition de la couche limite. Aucun effet 3D n'a été observé mais de plus longues simulations sont nécessaires pour le vérifier. L'étude acoustique doit également être refaite en utilisant le schéma sur 11 points et l'ordre d'interpolation 8, en introduisant une turbulence amont cette fois-ci contrôlée pour accélérer la transition laminaire-turbulent.

Remerciements

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une thèse financée par la DGA et l'Ensta ParisTech. Il a également bénéficié des ressources de calcul HPC du CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur) pour l'allocation A0032A10311 dans le cadre de GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

Références

- [1] Y. Tian. *Modeling of wind turbine noise sources and propagation in the atmosphere*. PhD thesis, Ensta ParisTech, 2016.

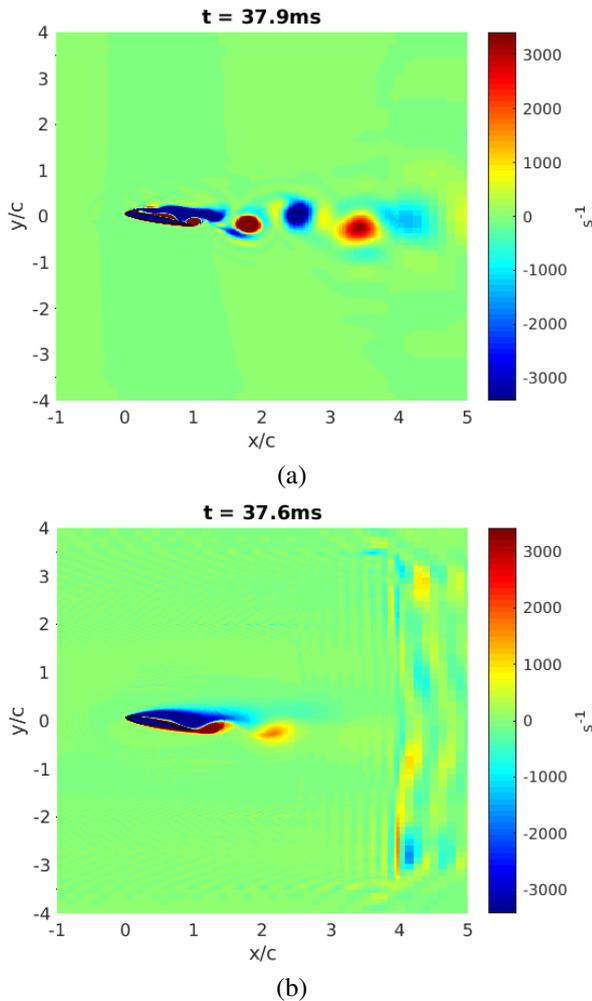


FIGURE 7 – Vorticité pour le cas $Re = 10^4$, $M = 0.2$ $\alpha = 15^\circ$ avec une simulation (a) standard et (b) optimisée

- [2] Y. Tian and B. Cotté. Wind turbine noise modeling based on amiet's theory : Effects of wind shear and atmospheric turbulence. *Acta Acustica united with Acustica*, 4 :626–639, 2016.
- [3] S. Oerlemans and J. G. Schepers. Prediction of wind turbine noise and validation against experiments. *International Journal of Aeroacoustics*, 8(6) :555–584, August 2009.
- [4] F. Bertagnolio, H. A. Madsen, A. Fischer, and C. Bak. A semi-empirical airfoil stall noise model based on surface pressure measurements. *Journal of Sound and Vibration*.
- [5] M. M. Alam, Y. Zhou, H.X. Yang, H. Guo, and J. Mi. The ultra-low Reynolds number airfoil wake. *Experiments in Fluids*, 48 :81–103, 2010.
- [6] V. V. Golubev, L. Nguyen, S. Salehian, R. R. Mankbadi, and M. Roger. Effect of upstream flow conditions on acoustic feedback-loop interactions in transitional airfoil. In *11th World Congress on Computational Mechanics*, 2014.
- [7] R. Paterson, P. Vogt, and M. Fink. Vortex noise of isolated aircraft. *J. Aircraft*, pages 296–302, 1973.
- [8] S. Wang, Z. Zhou, Md. M. Alam, and H. Yang. Turbulent intensity and Reynolds number effects on an

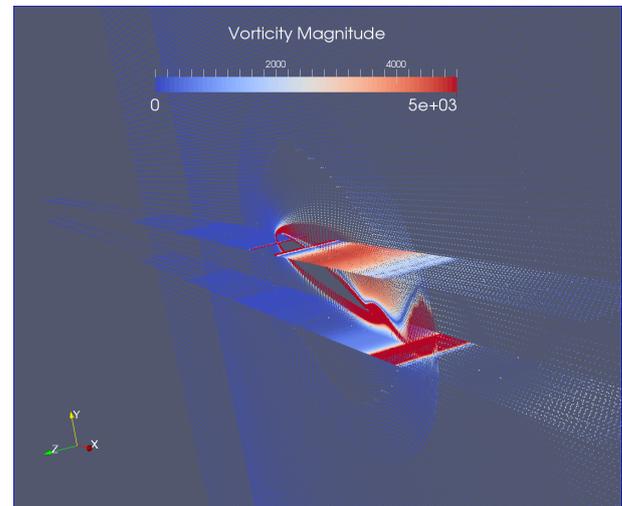


FIGURE 8 – Coupes 2D de l'amplitude de la vorticité de la simulation 3D à $\alpha = 15^\circ$ au bout de $t^* = 16$

airfoil at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 26, 2014.

- [9] F. Daude, J. Berland, T. Emmert, P. Lafon and F. Crouzet, and C. Bailly. A high-order finite-difference algorithm for direct computation of aerodynamic sound. *Computers & Fluids*, 61 :46–63, 2012.
- [10] C. Bogey and C. Bailly. Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : far field formulation and validation test cases. *Acta Acustica United with Acustica*, 88 :463–471, 2002.
- [11] C. K. W. Tam and Z. Dong. Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow. *Journal of Computational Acoustic*, 4 :175–201, 1996.
- [12] W. D. Henshaw. *Mappings for Overture A Description of the Mapping Class and Documentation for Many Useful Mappings*. Centre for Applied Scientific Computing, Lawrence Livermore National Laboratory Livermore, CA, 94551, May 2011.
- [13] D. J. Cleaver, Z. Wang, I. Gursul, and M. R. Visbal. Lift enhancement by means of small-amplitude airfoil oscillations at low Reynolds numbers. *AIAA J.*, 49(9) :2018–2033, 2011.
- [14] O. Marsden and T. Charrel. Numerical study of low Reynolds number airfoil flows. In *Acoustic 2012 Nantes Conference*, April 2012.
- [15] E. Eljack. High-fidelity numerical simulation of the flow field around a NACA-0012 aerofoil from the laminar separation bubble to a full stall. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 31 :230–245, 2017.
- [16] H. Arbey and J. Bataille. Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow. *J. Fluid. Mech.*, 134 :33–47, 1983.