

Conditions critiques de déclenchement du lâcher tourbillonnaire au cours du vol des insectes

J. Y. ANDRO^a, G. DERGHAM^b, R. GODOY-DIANA^c, L. JACQUIN^d & D. SIPP^e

a, b, d, e. Office National d'Etudes et Recherches Aéronautiques (ONERA), Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE), 8 rue des Vertugadins, 92190 MEUDON

b. Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (PMMH), UMR 7636 CNRS, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielle (ESPCI), 10 rue Vauquelin, 75231 PARIS Cedex 5

Résumé :

La dynamique tourbillonnaire des insectes et des microdrones à ailes battantes est caractérisée par le lâcher de grosses structures apparentées aux allers de von Kármán. Dans cette étude, nous déterminons le nombre de Reynolds et incidence critique déclenchant le lâcher tourbillonnaire derrière un profil statique bidimensionnel NACA 0012. Ce travail est mené à la fois sur les plans théoriques et expérimentaux à l'aide d'une analyse de stabilité globale 2D et de visualisations par colorants dans le sillage du profil. Les résultats mettent en évidence trois régimes : pour les plus petits insectes ($Re < 30$), il n'y a pas de lâcher tourbillonnaire ; pour les insectes de taille moyenne ($30 < Re < 500$), le nombre de Reynolds détermine fortement l'incidence critique ; pour les plus gros insectes ($Re > 500$), l'incidence critique dépend peu du nombre de Reynolds. L'obtention d'un nombre de Strouhal constant à la criticité montre également que l'incidence du profil, donc la forme de l'obstacle, aurait très peu d'influence sur la dynamique tourbillonnaire. Enfin, l'étude expérimentale d'ailes d'envergure finies avec présence de tourbillons de bout d'aile montre que les effets 3D retardent l'apparition du lâcher tourbillonnaire.

Abstract :

The vortex dynamics of insects and flapping wings microdrones is characterized by the shedding of large structures similar to von Kármán alleys. In this study, we determine the critical Reynolds number and incidence which onset the vortex shedding behind a two dimensional static airfoil NACA 0012. This work is achieved both theoretically and experimentally thanks to a 2D global stability and to dye visualizations in the wake of the airfoil. Results emphasize three regimes: for the smallest insects ($Re < 30$), there is no vortex shedding ; for medium-size insects ($30 < Re < 500$), the Reynolds number strongly determines the critical incidence ; for the largest insects ($Re > 500$), the critical incidence slightly depends from the Reynolds number. A constant Strouhal number at the criticity also shows that the airfoil incidence, so the shape of the obstacle, would have a weak influence on the vortex dynamics. Finally, the experimental study of finite wings with presence of tip vortices shows that 3D effects delay the onset of vortex shedding.

Mots clefs : lâcher tourbillonnaire, stabilité, insectes

1 Introduction

La dynamique des tourbillons joue un rôle essentiel en aérodynamique, en particulier dans la gamme des nombres de Reynolds où se situe le vol battu des insectes (JACQUIN [4]). En effet, hormis les efforts de masse ajoutée qui s'établissent lors des accélérations et décélérations de l'aile, le lâcher tourbillonnaire est à la base des trois autres mécanismes instationnaires utilisés par le vol battu pour générer les efforts : le décrochage dynamique, la force rotationnelle et la capture de sillage (WANG [14], SANE [9]). Dans cette étude, nous délaissions la superposition complexe de ces mécanismes (ANDRO & JACQUIN [1]) pour nous concentrer sur la détermination des conditions critiques amorçant le lâcher des tourbillons. Pour cela, nous effectuons une analyse de stabilité globale 2D sur un profil statique. Les résultats obtenus sont ensuite transposables au vol battu à condition de faire une hypothèse de quasi stationnarité à chaque instant du vol, même si cette hypothèse est parfois difficilement applicable pour les plus petits insectes.

Le sillage tourbillonnaire d'un insecte présente en effet des similitudes avec le sillage de von Kármán obtenu derrière un cylindre tournant dont la vitesse de rotation détermine la portance. Plusieurs études sur ce dernier cas (MITTAL & KUMAR [7], STOJKOVIC & al.[11]) ont notamment montré que le lâcher tourbillonnaire résulte de la déstabilisation du mode global primaire et que le champ de vitesse induit par le mode ainsi que sa fréquence de pulsation dépendent peu du taux de rotation du cylindre. Ainsi, outre la détermination de l'incidence critique en fonction du nombre de Reynolds, l'analyse de stabilité globale proposée a permis de comparer la dynamique tourbillonnaire d'une aile d'insecte avec celle d'un cylindre et de déterminer s'il ne s'agit pas d'une dynamique générique commune.

L'analyse de stabilité 2D a été menée tout d'abord sur plan théorique puis validée ensuite en tunnel hydrodynamique à l'aide de visualisations par colorants. Une fois cette étude théorique bidimensionnelle effectuée, on s'est attaché à déterminer les effets 3D sur les conditions critiques. L'écoulement généré par les insectes est en effet fortement 3D en raison d'ailes de faible allongement ($1.5 < AR < 6$) et de la présence d'un écoulement axial le long de l'envergure de l'aile (VAN DEN BERG & ELLINGTON [12]). Ces effets 3D se traduisent au cours de l'abaissement de l'aile par un attachement du tourbillon de bord d'attaque et par conséquent un retard du lâcher tourbillonnaire qui ne s'opère que lors de l'inversion du mouvement (VAN DEN BERG & ELLINGTON [13], LIU & al. [6]). En étudiant expérimentalement la stabilité du sillage d'ailes statiques d'envergure finie, on a essayé notamment de donner quelques éléments de réflexion permettant d'interpréter ce phénomène.

2 Analyse théorique de stabilité globale 2D

2.1 Méthode

On considère un profil NACA 0012 de corde c et d'incidence α placé dans un écoulement de vitesse infinie amont U_0 caractérisé par un nombre de Reynolds $Re = U_0 c / \nu$. L'étude de stabilité à une incidence donnée nécessite d'obtenir le champ de base (\mathbf{U}, P) vérifiant les équations de Navier-Stokes stationnaires. Pour cela, on effectue tout d'abord une simulation numérique directe en dessous du nombre de Reynolds critique à l'aide du logiciel FreeFem++, un solveur d'équations différentielles utilisant la méthode des éléments finis. Ensuite, pour obtenir le champ de base à un nombre de Reynolds légèrement plus élevé, on utilise une méthode itérative de Newton analogue à celle réalisée par SIPP & LEBEDEV [10]. L'analyse de stabilité globale à chaque nombre de Reynolds s'effectue en décomposant le champ de vitesse \mathbf{u} comme la somme du champ de base (\mathbf{U}, P) et d'une instabilité (\mathbf{u}', p') d'ordre ε :

$$\begin{aligned}\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \varepsilon \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \\ p(\mathbf{x}, t) &= P(\mathbf{x}) + \varepsilon p'(\mathbf{x}, t)\end{aligned}\quad (1)$$

On étudie l'évolution des perturbations dans tout l'espace en recherchant les perturbations sous la forme d'une décomposition en modes propres $(\hat{\mathbf{u}}, \hat{p})$ avec $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ leur taux de croissance complexe où σ_r est leur taux d'amplification et σ_i leur pulsation:

$$\begin{aligned}\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) &= \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) \exp(\sigma t) \\ p'(\mathbf{x}, t) &= \hat{p}(\mathbf{x}) \exp(\sigma t)\end{aligned}\quad (2)$$

En injectant la décomposition du champ \mathbf{u} dans les équations de Navier-Stokes et en linéarisant au premier ordre, la dynamique des modes propres est régie par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \sigma \hat{\mathbf{u}} + \mathbf{U} = -\frac{\nabla \hat{p}}{\rho} + \nu \Delta \hat{\mathbf{u}} - \hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{U} \\ \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0 \end{cases}\quad (3)$$

Ces équations reviennent finalement à résoudre le problème aux valeurs propres généralisées suivant :

$$\mathbf{A}\hat{\mathbf{q}} = \sigma \mathbf{B}\hat{\mathbf{q}}\quad (4)$$

où $\hat{\mathbf{q}}$ est un vecteur contenant les composantes de la vitesse et de la pression suivant les fonctions de base associées aux éléments finis. On calcule ainsi les valeurs propres σ_k telles que $\det(\mathbf{A} - \sigma_k \mathbf{B}) = 0$ puis les vecteurs propres $\hat{\mathbf{q}}_k$ associés. L'écoulement est dit instable si l'une des valeurs propres possède un taux d'amplification positif. En effectuant cette analyse pour chaque augmentation du nombre de Reynolds depuis une solution stable, on peut déterminer alors le nombre de Reynolds critique pour lequel l'écoulement devient globalement instable.

2.2 Résultats théoriques 2D

La figure 1 présente pour $\alpha = 45^\circ$ le champ de vorticité de l'écoulement résultant de la superposition du champ de base et de la partie réelle du premier mode global instable. On obtient un sillage tourbillonnaire de von K rm n confirmant que le lâcher tourbillonnaire résulte d'une déstabilisation globale de l'écoulement.

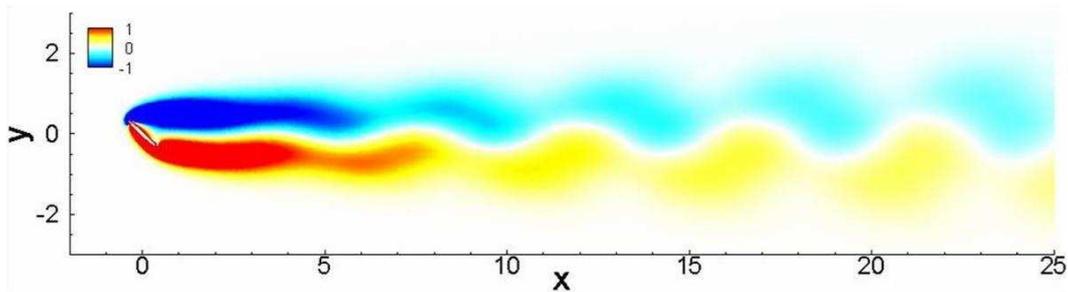


FIG 1 – Champ de vorticité résultant de la superposition du champ de base et de la partie réelle du premier vecteur propre instable ($\alpha = 45^\circ$)

On réalise cette analyse pour une incidence α du profil variant de 10° à 90° et on obtient ainsi la courbe de la figure 2a donnant l'incidence critique amorçant le lâcher des tourbillons en fonction du nombre de Reynolds. L'obtention du mode propre à la criticité permet également de déterminer la pulsation de ce mode. La figure 2b présente ainsi l'évolution en fonction de l'incidence de l'incidence du nombre de Strouhal $St_d = f c \sin(\alpha) / U_0$ basé sur la hauteur de l'obstacle $c \sin(\alpha)$.

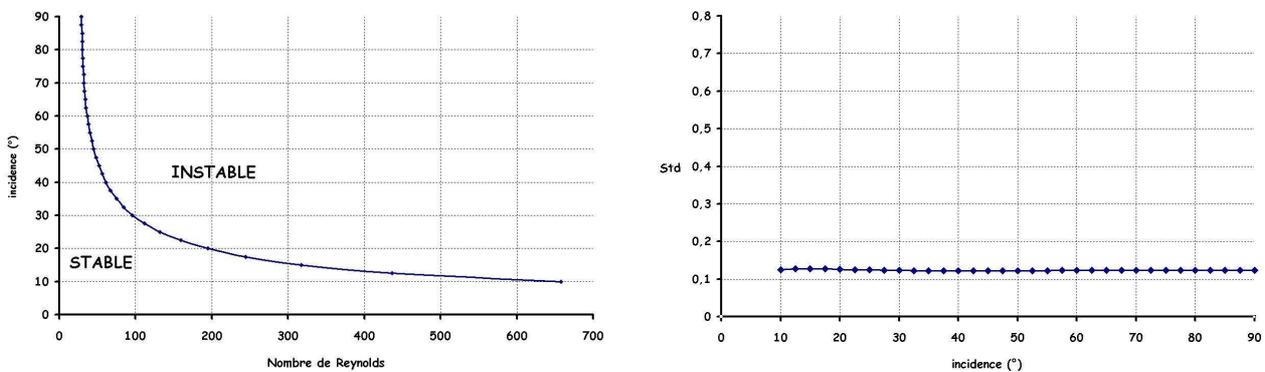


FIG 2 – (a) Courbe de stabilité théorique 2D d'un profil NACA 0012 en fonction du nombre de Reynolds et de l'incidence (b) Nombre de Strouhal à la criticité $St_d = f c \sin(\alpha) / U_0$ en fonction de l'incidence

2.3 Discussion

La courbe de criticité de la figure 2a permet de distinguer trois régimes de lâcher tourbillonnaire :

- Pour $Re \leq 29$, il n'y a pas de lâcher tourbillonnaire. Ce régime aérodynamique correspond par exemple aux plus petits insectes de la famille des Thysanopt res ($1 < Re < 10$) qui utilisent en grande partie des mécanismes visqueux pour se propulser.
- Pour $50 \leq Re \leq 500$, l'incidence critique dépend fortement du nombre de Reynolds et le lâcher tourbillonnaire n'intervient qu'à des incidences relativement élevées. Ce régime est celui des petits et moyens insectes tels la mouche pour lesquels les tourbillons sont lâchés uniquement à grande incidence lors des phases de retournement de l'aile.

- Pour $Re \geq 500$, l'incidence critique est peu dépendante du nombre de Reynolds et le lâcher tourbillonnaire apparaît aux environs de 10° . Ce régime est celui des gros insectes tels la libellule ou le sphinx pour lesquels le tourbillon de bord d'attaque se développe dès le début du cycle du battement.

Sur la figure 2b, l'évolution du nombre de Strouhal à la criticité illustre un résultat fondamental. En effet, le nombre de Strouhal se révèle constant quelle que soit l'incidence, montrant ainsi que la dynamique tourbillonnaire ne dépend pas de la forme de l'obstacle mais uniquement de sa hauteur. La valeur de 0.12 calculée est exactement la même que celle obtenue à la criticité pour un cylindre. Une analyse plus détaillée montre par ailleurs que le mode global instable reste quasiment inchangé suivant que l'on considère un profil NACA 00012, une ellipse, un cylindre fixe ou un cylindre tournant (DERGHAM, SIPP & JACQUIN [3]).

Ces derniers résultats démontreraient ainsi que le plissement des ailes étudié par OKAMOTO M., YASUDA K. & AZUMA A. [8] et KESEL [5] ou encore les sensilles recensés par WOOTON & al. [15] ne joueraient qu'un rôle tout à fait mineur dans la dynamique tourbillonnaire des insectes. Cette dernière serait ainsi analogue à celle des corps épais indépendamment des perfectionnements apportés aux profils qui pourraient remplir une autre fonctionnalité que l'optimisation de l'aérodynamique.

3 Analyse expérimentale de stabilité globale

3.1 Dispositif expérimental

L'étude expérimentale de l'apparition du lâcher tourbillonnaire est réalisée dans le tunnel hydrodynamique de l'ESPCI (Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielle) consistant en une veine d'essai de longueur 80 cm et de section carrée 10 cm \times 10 cm. La gamme de vitesse du tunnel permet de couvrir une plage de nombre de Reynolds variant de $Re = 100$ à $Re = 400$ avec une précision de ± 1 . Le profil est inséré verticalement et sa mise en incidence est assurée électroniquement à l'aide d'un moteur ; la détermination de l'incidence nulle se fait par contre manuellement avec une précision d'environ $\frac{1}{2}$ degré. L'étude de la stabilité du sillage s'effectue enfin par la visualisation de deux filets de colorants injectés en amont du profil par des pipettes (voir figure 3).

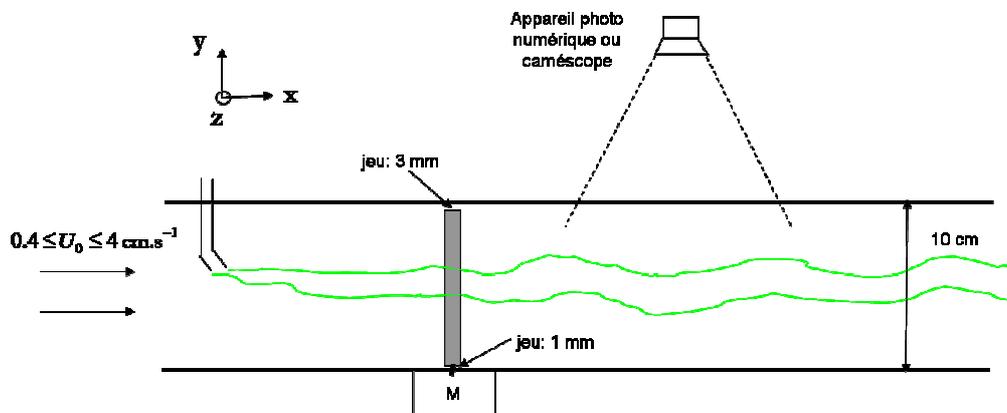


FIG 3 – Schéma du dispositif expérimental dans la veine d'essai du tunnel hydrodynamique

Trois ailes sont testées : une aile d'allongement $AR = 9.6$ se rapprochant du cas 2D, une aile d'allongement $AR = 6$ représentative de la libellule, une aile d'allongement $AR = 4$ représentative de la plupart des insectes. En testant ces trois ailes on cherche tout d'abord à valider les résultats théoriques 2D puis ensuite à quantifier les effets 3D sur la dynamique tourbillonnaire.

3.2 Résultats expérimentaux

Les deux filets de colorant sont dirigés vers le bord d'attaque et le bord de fuite dans le plan situé à mi-envergure de l'aile. La visualisation dans le sillage est réalisée à l'aide d'un appareil photo numérique après un temps d'attente de 5 mn permettant d'obtenir un régime permanent. L'étude de stabilité globale est effectuée à $Re = 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$.

La figure 4 présente ainsi pour chacune des ailes les résultats obtenus à $Re = 100$ avant et après la criticité. Juste avant la criticité, on obtient des instabilités a périodiques non entretenues résultant d'une

amplification du bruit de l'écoulement. A la criticité, on obtient par contre des structures tourbillonnaires tout à fait semblables aux allées de von Kármán calculées dans la figure 1. Les résultats obtenus pour l'aile de plus faible allongement ($AR = 4$) sont néanmoins difficilement interprétables en raison d'une structure fortement 3D de l'écoulement, de la présence du tourbillon de bout d'aile et du bruit de l'écoulement. Les figures 5a et 5b reprennent finalement les résultats théoriques précédents en les comparant aux résultats obtenus expérimentalement avec les différentes ailes.

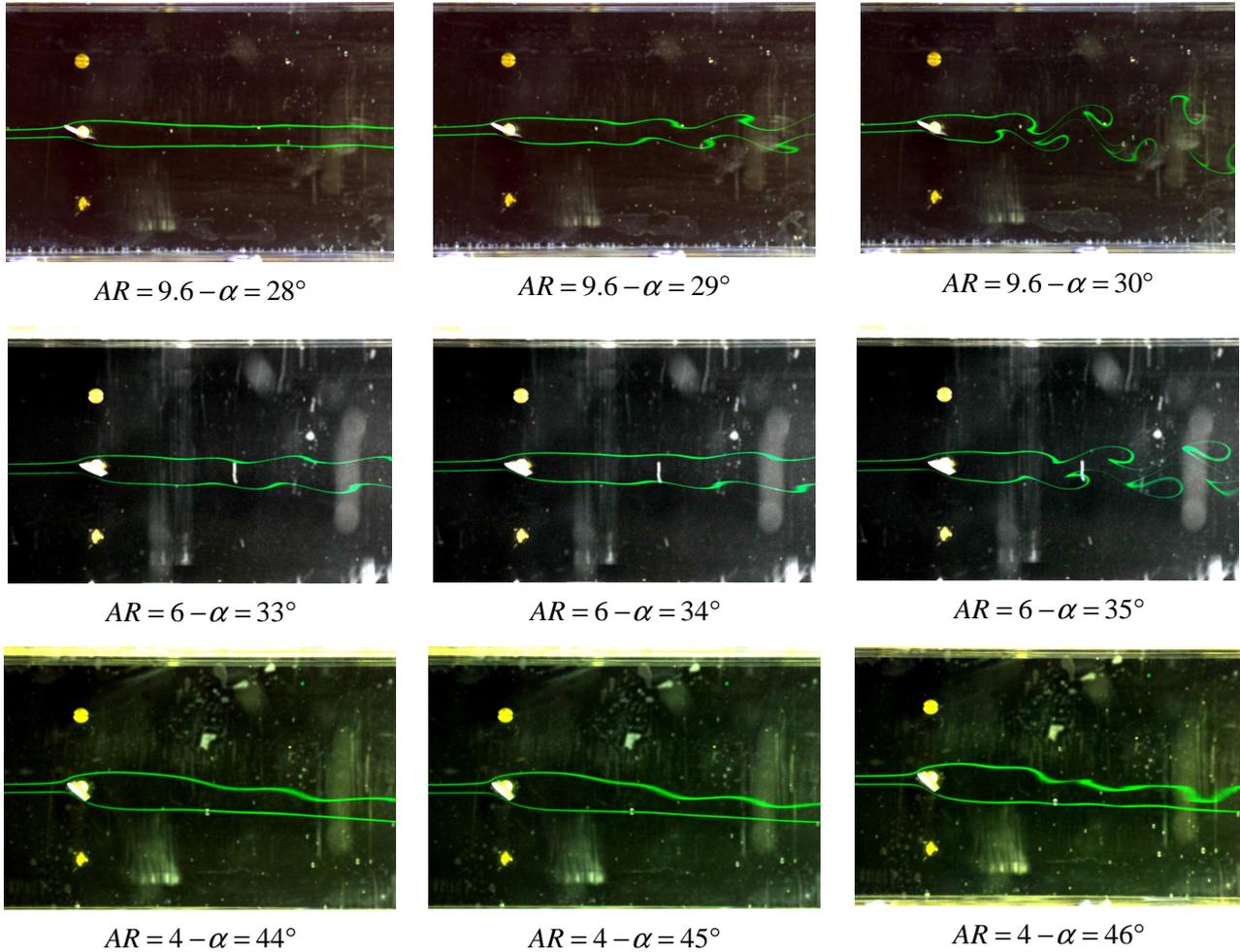


FIG – 4 Lignes d'émission du sillage avant et après la criticité ($Re = 100$)

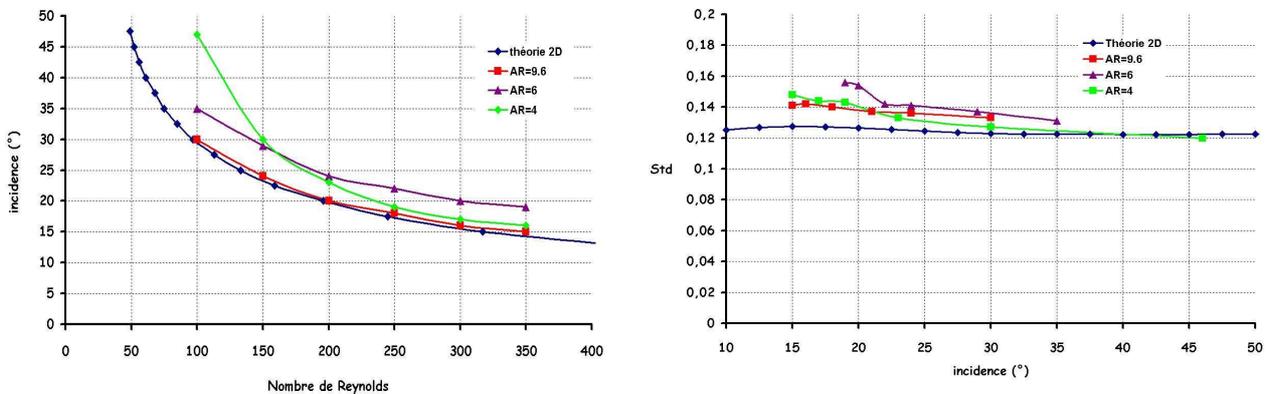


FIG 5 – Comparaison des résultats théoriques 2D avec les résultats expérimentaux d'ailes NACA 0012 de différents allongements : (a) Courbe de stabilité en fonction du nombre de Reynolds et de l'incidence (b) Nombre de Strouhal à la criticité $St_d = f c \sin(\alpha) / U_0$ en fonction de l'incidence

3.3 Discussion

La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour l'aile d'allongement 9.6 met en évidence une correspondance tout à fait satisfaisante en ce qui concerne les conditions critiques d'instabilité. On obtient de même un nombre de Strouhal constant même si on note un écart par rapport au cas théorique en raison de la non prise en compte des effets de couche limite pour le calcul de la vitesse effective de l'écoulement.

La réduction de l'allongement induit par contre une sensible divergence par rapport au cas 2D. En ce qui concerne l'aile d'allongement 6, on note une restabilisation de l'écoulement en ce sens que le lâcher tourbillonnaire est amorcé pour des incidences critiques plus élevées. Un tel résultat est vraisemblablement à mettre à l'actif de l'effet « downwash » du tourbillon de bout d'aile qui diminue l'incidence effective vue par l'aile.

En ce qui concerne l'aile d'allongement 4, les résultats sont proches du cas 2D pour $250 < Re < 350$ mais en deçà on obtient une forte restabilisation de l'écoulement. Cette évolution n'est cependant encore donnée qu'à titre indicatif car la structure fortement 3D de l'écoulement nécessiterait une étude de stabilité pour différents plans suivant l'envergure de l'aile. Le retard du lâcher tourbillonnaire observé ici en configuration statique aux plus faibles nombres de Reynolds ($Re < 250$) pourrait néanmoins expliquer le maintien du tourbillon de bord d'attaque mis en évidence en l'absence d'écoulement axial par BIRCH, DICKSON & DICKINSON [2] dans le cas du vol battu de la mouche.

Dans tous les cas, on observe finalement que le nombre de Strouhal à la criticité est plus ou moins constant, confirmant ainsi que la dynamique tourbillonnaire reste proche de celle d'un corps épais quelles que soient la forme et l'allongement de l'aile.

Références

- [1] ANDRO J.-Y. & JACQUIN L. (2009) Frequency effects on the aerodynamic mechanisms of a heaving airfoil in a forward flight configuration, *Aerospace Science and Technology*, vol 13, n°1, pp 71-80
- [2] BIRCH J. M.; DICKSON W. B. & DICKINSON M. H. (2004) Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers, *The Journal of Experimental Biology*, vol 207, pp 1063-1072
- [3] DERGHAM G., SIPP D. & JACQUIN L., On the onset of vortex shedding behind two dimensional bodies : a generic mechanisms for insect flight ? *submitted to Physics of Fluids*
- [4] JACQUIN L. (2007) Aérodynamique, tourbillons et turbulence, *Mécanique & Industries*, vol 8, pp 81-92
- [5] KESEL A. (2000) Aerodynamic characteristics of a dragonfly wing sections compared with technical aerofoils, *The Journal of Experimental Biology*, vol 203, pp 3125-3135
- [6] LIU H., ELLINGTON C. P., KAWACHI K., VAN DEN BERG C. & WILLMOTT A. P. (1998) A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering, *The Journal of Experimental biology*, vol 201, pp 461-477
- [7] MITTAL S. & KUMAR (2003) Flow past a rotating cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, vol 476, pp 303-334
- [8] OKAMOTO M., YASUDA K. & AZUMA A. (1996) Aerodynamic characteristics of the wings and body of a dragonfly, *The Journal of Experimental Biology*, vol 199, pp 281-294
- [9] SANE S. P. (2003) The aerodynamics of insect flight, *The Journal of Experimental Biology*, vol 206, pp 4191-4208
- [10] SIPP D. & LEBEDEV A. (2007) Global stability analysis of base and mean flows: a general approach and its applications to cylinder and open cavity flows, *Journal of Fluid Mechanics*, vol 593, pp 333-358
- [11] STOJKOVIĆ D., SCHON P., BREUER M. & DURST F. (2003) On the new vortex shedding mode past a rotating cylinder, *Physics of Fluids*, vol 15, pp 1257-1260
- [12] VAN DEN BERG C. & ELLINGTON C. P. (1997) The vortex wake of a hovering model hawkmoth, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol 352, pp 317-328
- [13] VAN DEN BERG C. & ELLINGTON C. P. (1997) The three dimensional leading edge vortex of a model hawkmoth, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B*, vol 352, pp 329-340
- [14] WANG Z. J. (2005) Dissecting insect flight, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol 37, pp 183-210
- [15] WOOTON R. J., EVANS K. E., HERBERT R; & SMITH C. W. (2000) The hind wing of the desert locust (*Schistocerca gregaria* Forskal) I. Functional morphology and mode of operation, *The Journal of Experimental Biology*, vol 203, pp 2921-2931