

**EFFETS DE L'ÉPAISSEUR D'UN PROFIL NACA SYMMÉTRIQUE  
SUR LES PERFORMANCES ET LES CARACTÉRISTIQUES DE LA  
COUCHE LIMITE TURBULENTE**

***THICKNESS EFFECTS OF A NACA SYMMETRIC AIRFOIL ON ITS  
PERFORMANCES AND TURBULENT BOUNDARY LAYER***

**C. SARRAF\*, H. DJERIDI\*, J-Y. BILLARD\***

\* Institut de Recherche de l'École navale (IRENav), BP 600, 29240 BREST ARMEES

**Résumé**

Le présent travail s'intéresse aux effets de l'épaisseur sur les performances de profils NACA symétriques tels que ceux que l'on rencontre en hydrodynamique navale sur les safrans de gouvernail ou de stabilisation. L'influence de l'épaisseur relative sur les performances est analysée physiquement par l'intermédiaire de mesures de vitesses réalisées dans la couche limite. Le comportement à grande incidence du profil et les conditions de décrochement sont également investigués.

**Summary**

The present work deals with the effects of thickness on the performances of NACA symmetric foils used by the shipbuilding industry for rudders or fins. The effect of thickness is physically studied through a detailed investigation of the velocity field in the boundary layer. The behaviour at stall incidence is presented and investigated in the same conditions.

## I. INTRODUCTION

Malgré leur intérêt pratique, peu de travaux concernant les profils épais ont été conduits dans ces dernières années. L'impact de l'épaisseur sur la portance du profil conduisant à un effet assez surprenant d'augmentation du coefficient de portance avec l'épaisseur relative du profil a été étudié par Thwaites[87]. Cette amélioration des performances n'est observable que pour des valeurs faibles de l'épaisseur relative sans pour autant que l'épaisseur limite au-delà de laquelle les améliorations de performances ne sont plus observables soit précisée.

De nombreuses études ont été consacrées aux effets d'épaisseur sur les paramètres globaux mais peu de travaux se sont intéressés au détail de l'écoulement dans la couche limite en présence d'un gradient de pression adverse. C'est pour mieux comprendre ces effets de l'épaisseur des profils que le présent travail a été initié. Si de nombreux travaux relatifs aux états de couche limite avec ou sans gradient sur plaque plane peuvent être trouvés dans la littérature il en existe très peu sur profil et en particulier le lien entre les performances, le décrochage et l'état de couche limite n'a pas été, à notre connaissance, investigué.

C'est pourquoi, dans le but de comprendre et d'interpréter physiquement les effets globaux observés, nous avons analysé ces effets sur 3 profils bi dimensionnels de la famille NACA00xx de 15, 25 et 35% d'épaisseur relative pour des valeurs du nombre de Reynolds comprises entre 5 105 et 1,3 106.

## II. INSTALLATION ET MONTAGE EXPERIMENTAL

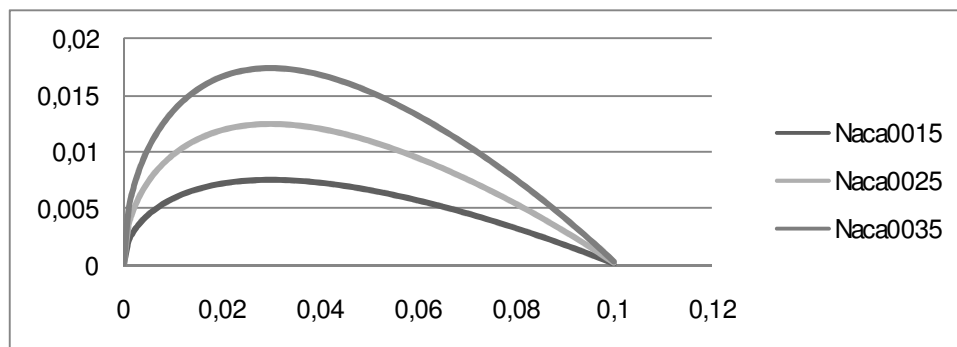
Les essais ont été réalisés dans le tunnel hydrodynamique de l'Ecole navale dont la veine d'essais, de section carrée, a 1 m de longueur et 192 mm de coté.

Les profils NACA symétriques utilisés occupaient toute la largeur de la veine pour une corde constante de 100 mm. Les épaisseurs respectives des 3 profils étaient donc de 15, 25 et 35 mm, figure 1. Sur ce type de profil le point d'épaisseur maximale se trouve à 30% de la corde à partir du bord d'attaque.

Les profils NACA00xx sont définis par une relation de la forme :

$$\pm y = \frac{t}{0.2c} \left( a_1 \left( \frac{x}{c} \right)^{1/2} + a_2 \frac{x}{c} + a_3 \left( \frac{x}{c} \right)^2 + a_4 \left( \frac{x}{c} \right)^3 + a_5 \left( \frac{x}{c} \right)^4 \right).$$

où  $a_1 = 0.2969$ ,  $a_2 = -0.1260$ ,  $a_3 = -0.3516$ ,  $a_4 = 0.2843$ ,  $a_5 = -0.1015$  et où  $x$  représente l'abscisse le long de la corde,  $t$  l'épaisseur maximale du profil et  $c$  sa corde.



**Figure 1 : Extrados des 3 profils étudiés.**

Les efforts ont été mesurés avec la balance de paroi dont dispose le laboratoire. Cette balance à jauges de contraintes 3 composantes, dont l'élément sensible est totalement immergé, permet la détermination de la portance dans la gamme 0 – 180 daN et la traînée dans la gamme 0 – 17 daN. Lors des mesures des performances à forte incidence ces limitations interviendront nous empêchant de mesurer les efforts au décrochage sur le profil le plus épais.

Les mesures de vitesse en couche limite ont été réalisées à l'aide d'un système LDV 2D pour lequel la position de la tête de mesure était adaptée afin de permettre la mesure des deux composantes du champ de vitesse le plus près possible du profil (~30  $\mu$ m).

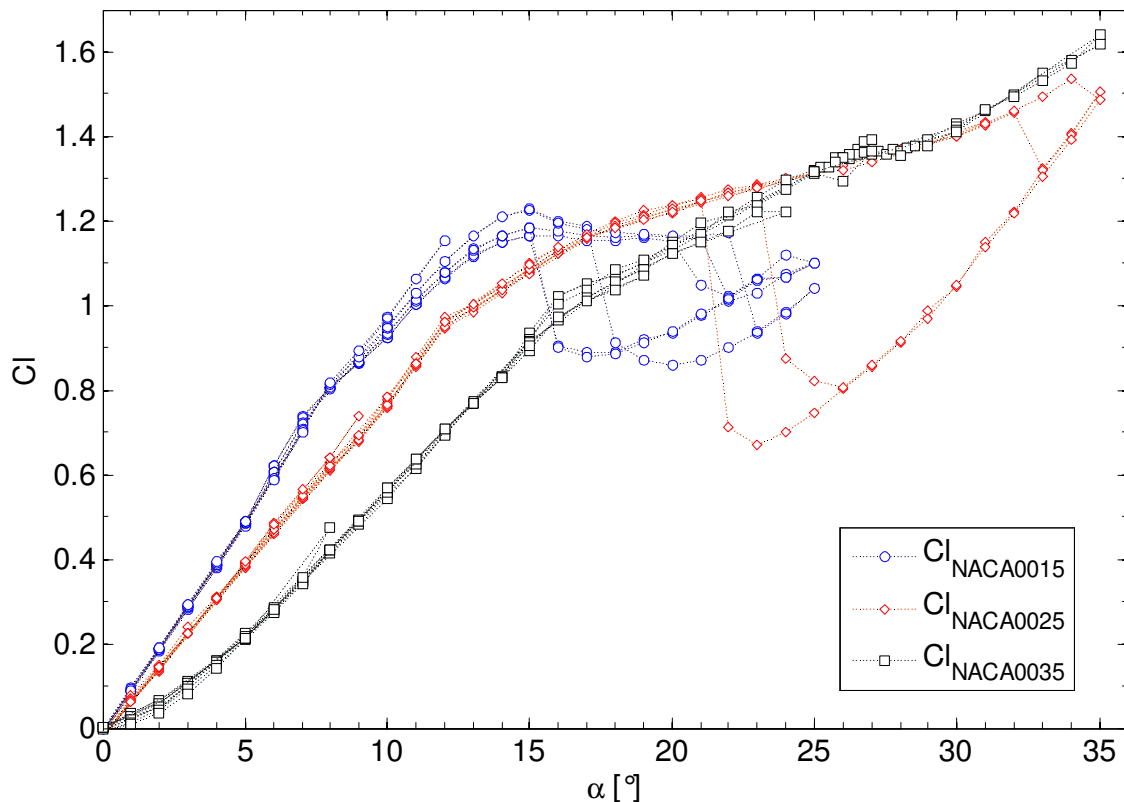
### III. EFFETS DE L'ÉPAISSEUR SUR LES PERFORMANCES GLOBALES

La relation donnant la portance d'un profil aux faibles incidences en fonction de son épaisseur relative est connue sous la forme :

$$C_l = 2\pi\alpha \left(1 + \frac{t}{c}\right) \quad (1)$$

où  $\alpha$  est l'incidence du profil,  $t$  son épaisseur et  $c$  sa corde.

Les coefficients de portance pour les 3 profils sont reportés sur la figure 2 en fonction de l'angle d'incidence. On remarque que les profils de 15 et 25% d'épaisseur relative ont un comportement linéaire aux faibles incidences ce qui n'est plus le cas du profil le plus épais. Par ailleurs les positions relatives des 3 courbes montrent qu'à incidence identique le coefficient de portance décroît avec l'épaisseur relative ce qui montre que la relation (1) n'est valable que pour des profils minces.



**Figure 2 : Coefficients de portance pour les 3 profils NACA0015, NACA0025 et NACA0035.**

On remarque également sur les courbes associées aux deux profils les plus minces un effet d'hystérésis se caractérisant, lors de l'augmentation progressive de l'incidence, par une brutale chute de portance liée à un décrochage du profil. Il est ensuite nécessaire de diminuer de façon importante l'incidence pour retrouver le niveau de portance initial. Pour le profil NACA0015 la chute de portance a lieu vers 21° et le retour au niveau de portance initial a lieu vers 15°. Pour le profil de 25 % d'épaisseur relative ces effets ont lieu respectivement à 33 et 23° d'incidence. Pour le profil le plus épais les caractéristiques de la balance n'ont pas permis la mesure des efforts dans ces conditions mais nous avons observé le décrochement du profil vers 40° et le retour au niveau de portance initial pour une incidence de 32°±2°. Sur ce même profil un effet non linéaire, caractérisé par un retard à l'établissement de la portance, est observable à faible incidence. Cet effet, connu sous le nom d'effet de culot, est lié à un décollement de l'écoulement au voisinage du bord de fuite, de faibles variations d'incidence ayant alors une moindre influence sur la valeur de la portance.

Cet essai montre que l'augmentation de l'épaisseur relative retarde l'apparition du décrochage et permet d'obtenir un effort plus important au prix d'une perte de finesse et d'une utilisation du profil dans une zone de comportement non linéaire.

Les coefficients de traînée présentés sur la figure 3 montrent que, pour les incidences les plus faibles, la traînée du profil varie comme son épaisseur relative. Cet effet relève à la fois d'une augmentation de la traînée de pression et d'une augmentation de la surface mouillée du profil pour lequel les survitesses augmentent avec l'épaisseur. Les effets d'hystérésis s'y trouvent également mis en évidence avec une brutale augmentation de la traînée lors du décrochage et une boucle d'hystérésis pouvant être décrite de façon identique à ce qui vient d'être fait concernant les coefficients de portance.

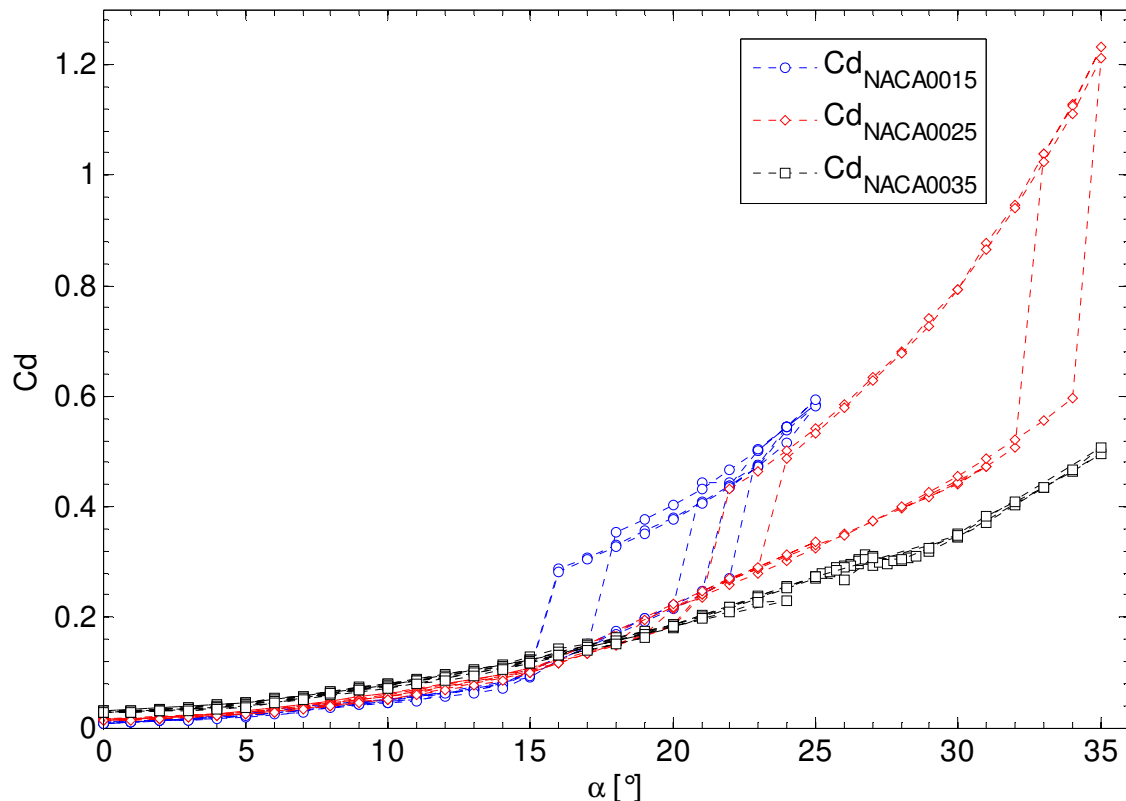


Figure 3 : Coefficients de traînée pour les 3 profils NACA0015, NACA0025 et NACA0035.

#### IV. EFFETS DE L'ÉPAISSEUR SUR LA COUCHE LIMITE

##### **1. Paramètres globaux**

Pour un Nombre de Reynolds de  $5 \cdot 10^5$  et une incidence de  $10^\circ$  les vitesses ont été mesurées par LDV dans la couche limite. Les mesures brutes peuvent ainsi être représentées sous forme vectorielle, figure 4, pour les trois profils étudiés. On remarquera qu'à cette incidence, sur les NACA0015 et NACA0025, le décollement de la couche limite n'est observable qu'au voisinage du bord de fuite et que les valeurs de la vitesse au voisinage de la paroi restent voisines de zéro. Sur le NACA0035 un écoulement de retour, caractéristique d'un décollement de la couche limite est observable à partir d'une valeur de  $x/c$  comprise entre 0,8 et 0,9.

A partir de ces mesures les grandeurs intégrales  $\delta_1$ , épaisseur de déplacement,  $\delta_2$ , épaisseur de quantité de mouvement et  $\delta_3$ , épaisseur d'énergie ont été déterminées à partir des expressions classiques :

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$$

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{u}{U} dy \quad (2)$$

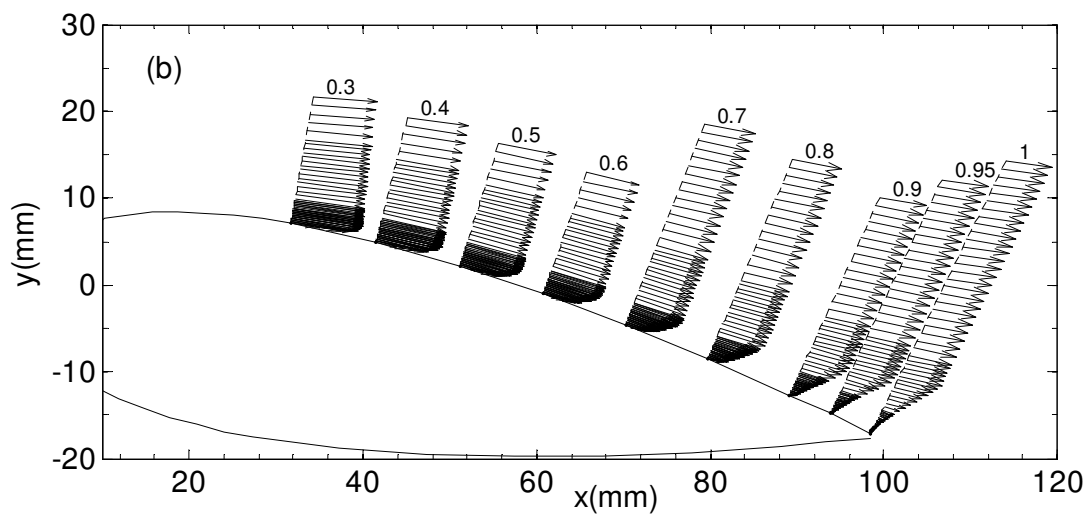
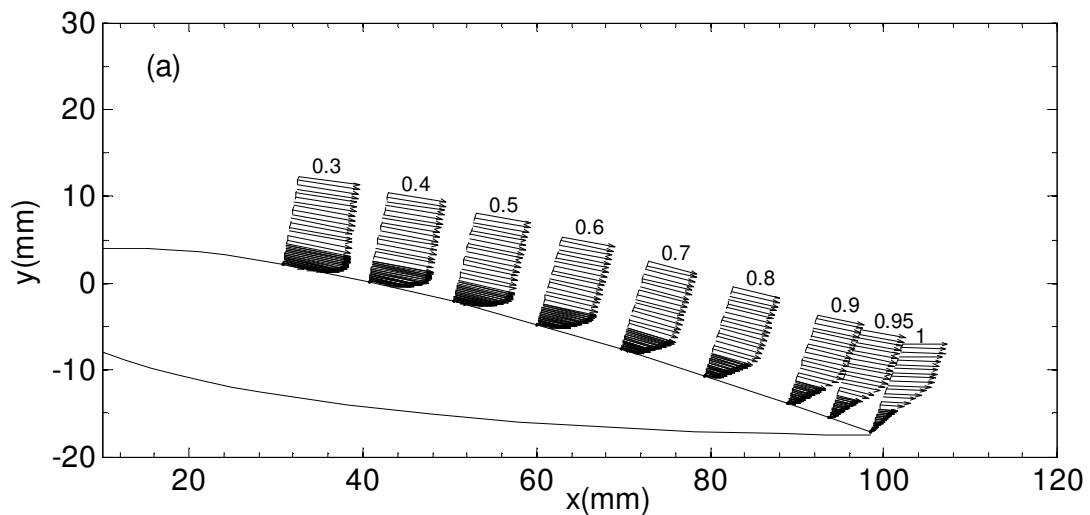
$$\delta_3 = \int_0^{\infty} \left(1 - \left(\frac{u}{U}\right)^2\right) \frac{u}{U} dy$$

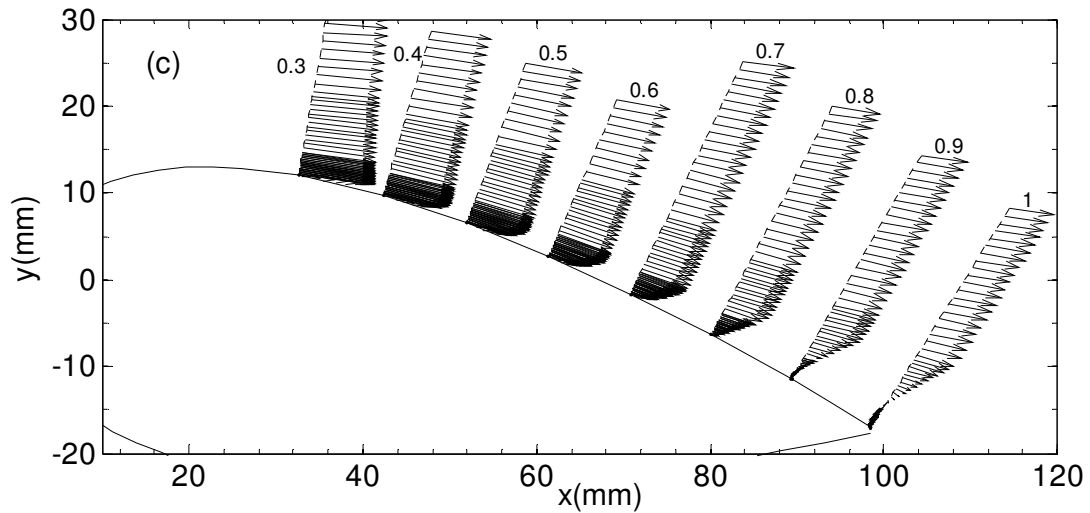
Les intégrations des formules (2) ont été réalisées entre la surface du profil et le point de vitesse maximale mesurée sur la normale.

Ces grandeurs étant déterminées, le rapport appelé facteur de forme a été calculé:

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (3)$$

Cette grandeur prend une valeur caractéristique en fonction de l'état de la couche limite et permet la détermination de la transition laminaire turbulent ainsi que le positionnement précis du point de décollement de la couche limite caractérisé par une augmentation du facteur de forme qui dépasse une valeur de 2,3 [Bradshaw, 67].

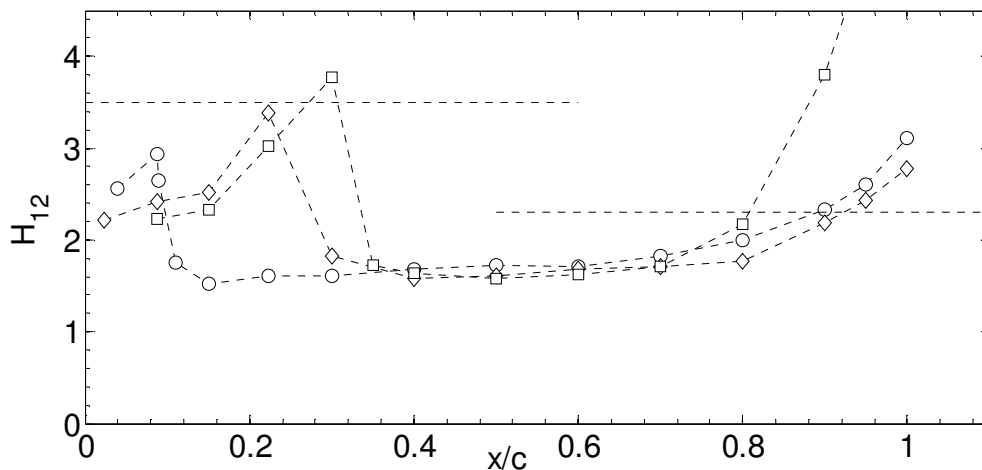




**Figure 4 : Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015,  $Re = 5 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$ .**

Les facteurs de forme sont représentés sur la figure 5 en fonction de la corde réduite. On remarquera que l'augmentation de l'épaisseur relative du profil se traduit par une augmentation de la zone laminaire au voisinage du bord d'attaque qui passe de moins de 10% pour le NACA0015 à 20% pour le NACA0025 et 30% pour le NACA0035. La fin de la zone laminaire est marquée par une augmentation du facteur de forme qui atteint une valeur de 3 – 4 juste avant la transition. Après la transition la valeur de  $H_{12}$  reste stable à une valeur avoisinant 1,6 dans la couche limite turbulente avant de croître à nouveau vers le bord de fuite où l'on approche des conditions de décollement. La valeur de  $H_{12}$ , constante dans la couche limite turbulente, est supérieure à la valeur généralement observée qui est voisine de 1.4 et dépend en toute rigueur du nombre de Reynolds, Cousteix [89].

Vers le bord de fuite le facteur de forme reste inférieur à 3 pour les 2 profils les plus mince et dépasse la valeur de 4 pour le profil sur lequel le décollement a été observé. Ces valeurs sont en bon accord avec la valeur limite proposée par Bradshaw [67].

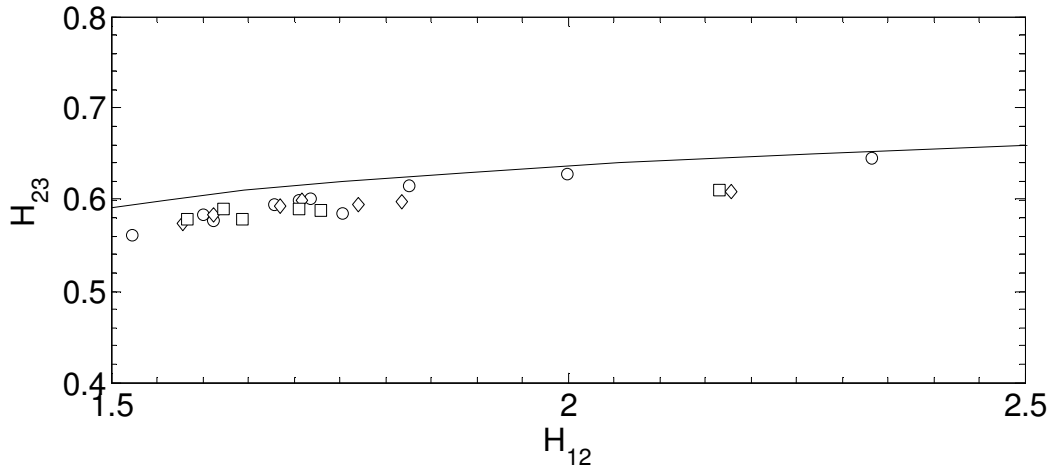


**Figure 5 : Facteurs de forme sur les 3 profils,  $Re = 5 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $\circ$  NACA0015,  $\diamond$  NACA0025,  $\square$ .NACA0035.**

A partir des formules (2) on détermine également un second facteur de forme de la couche limite :

$$H_{23} = \frac{\delta_2}{\delta_3} \quad (4)$$

Pour les couches limites en présence d'un gradient de pression Schlichting [79] partant des travaux de Truckenbrot a proposé une corrélation entre les valeurs de  $H_{12}$  et de  $H_{23}$ , corrélation valable avant que le décollement n'intervienne. On remarquera que nos données sont également en bon accord avec cette corrélation.



**Figure 6 : Corrélation des valeurs de  $H_{12}$  et de  $H_{23}$  dans la couche limite turbulente sur les 3 profils,  $Re = 5 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 10^\circ$ , ○ NACA0015, ◇ NACA0025 □ NACA0035.**

## 2. Analyse locale

L'analyse des profils de vitesse peut maintenant être conduite en fonction des variables de paroi classiquement définies par :

$$u^+ = A \log(y^+) + B \text{ avec } y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \text{ et } u^* = U_e \sqrt{\frac{C_f}{2}} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5)$$

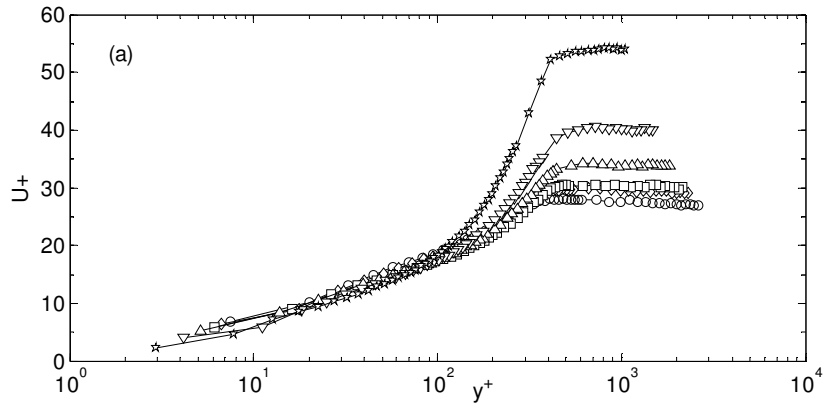
où  $C_f$  représente le coefficient de frottement à la paroi et  $\tau_w$  le frottement à la paroi.

Pour pouvoir réaliser ce calcul non dimensionnel il est nécessaire de déterminer le frottement à la paroi. Pour cela le modèle utilisé est celui de Ludwig-Tillman [50] qui détermine le frottement à partir du facteur de forme et du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement :

$$C_f = 0.246 \frac{Re_{\delta_2}^{-0.268}}{10^{0.678 H_{12}}} \quad (6)$$

Cette méthode de détermination de  $C_f$  a été validé dans une étude précédente [Sarrafi, 06] par une estimation expérimentale des gradients de vitesse à la paroi et par calcul numérique.

Le but de cette analyse est de quantifier l'effet de l'épaisseur du profil sur l'universalité des lois de couche limite turbulente et sur les lois de sillage dans la zone d'intermittence de frontière. Sur la figure 7 les valeurs de  $u^+$  ont été reportées en fonction des valeurs de  $y^+$  pour différentes stations en  $x/c$  sur les 3 profils. On constate une évolution classique de la vitesse avec une auto-similarité des profils dans la zone logarithmique même si, comme cela a été discuté précédemment [Sarrafi, 06], la valeur du coefficient  $A$  (équation 5) dans la zone logarithmique est supérieure à celle calculée à partir de la constante de Karman,  $\kappa$ . On ne note pas de modification sensible des valeurs de pente dans la zone logarithmique en fonction de l'épaisseur du profil. Les valeurs supérieures à 5,75 (valeur classique obtenue à partir de la constante de Karman) sont attribuées [Sarrafi, 06] à un non équilibre de la couche limite dû à un effet de Reynolds et non à un effet de gradient de pression adverse. Cet effet a été confirmé par des mesures réalisées à Reynolds plus élevé ( $1 \cdot 10^6$ ) où la pente prend une valeur plus proche de la valeur universelle obtenue en auto-similarité alors que l'effet de gradient reste inchangé.

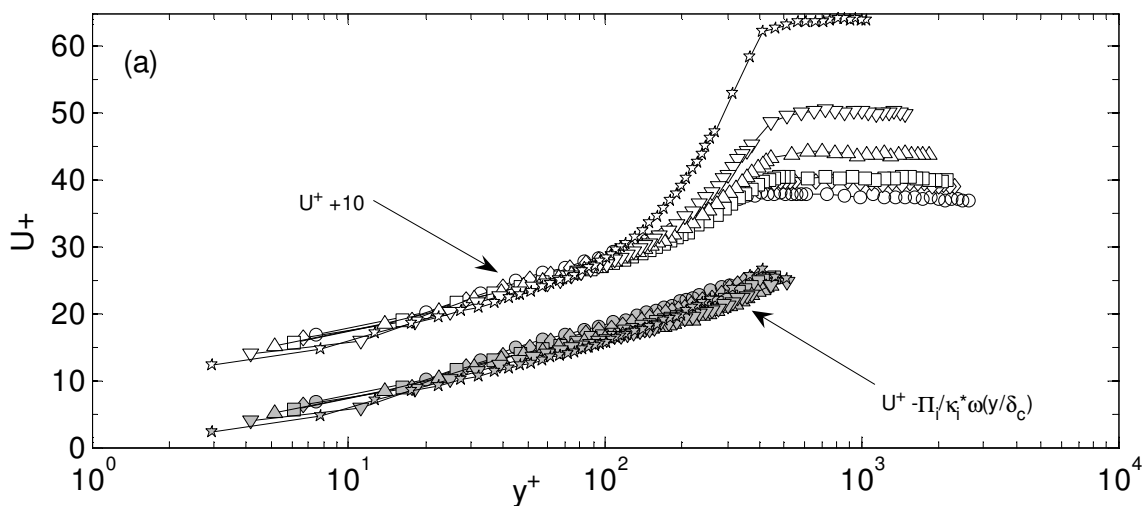


**Figure 7 : Profils de vitesse adimensionalisés (équation 5) pour le NACA0015  $\alpha = 10^\circ, 5 \text{ ms}^{-1}$ .**

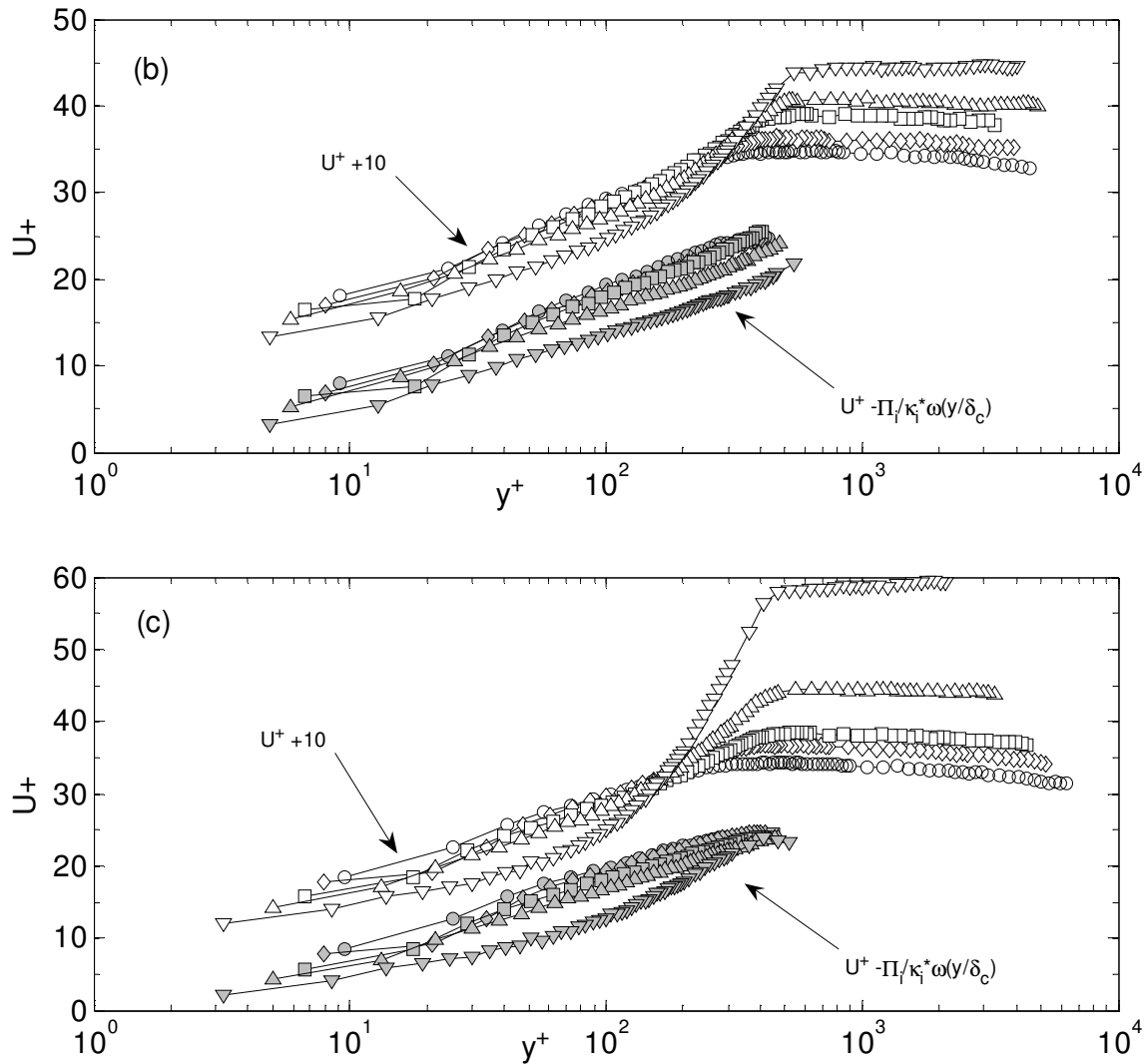
Compte tenu de la dispersion des courbes pour des valeurs de  $y^+$  supérieures à 100 on constate que les effets du gradient de pression sont essentiellement sensibles dans la zone externe de couche limite (zone de sillage). Pour des couches limites s'approchant du détachement, la zone de sillage peut être décrite par une seconde loi de similarité et Coles [56] a proposé une description en loi de sillage pour des valeurs de  $y^+$  supérieures à 100. Une loi universelle (valable sur toute l'épaisseur de la couche limite), appelée loi de raccordement, valable si les échelles interne,  $\nu/u_\tau$ , et externe,  $\delta$ , sont distinctes d'au moins un ordre de grandeur, peut alors être écrite entre la loi interne,  $f$ , et la fonction de sillage représentée par le second terme de la relation suivante :

$$u^+ = f(y^+) + \frac{\Pi}{\kappa} \omega \left( \frac{y}{\delta} \right) \quad (7)$$

La figure 8 présente cette adimensionalisation pour les 3 hydrofoils dans les mêmes conditions d'écoulement. On remarque une bonne corrélation des différents profils de vitesse, la loi de sillage permettant la mise en évidence de l'auto similarité sur toute l'épaisseur de la couche limite.







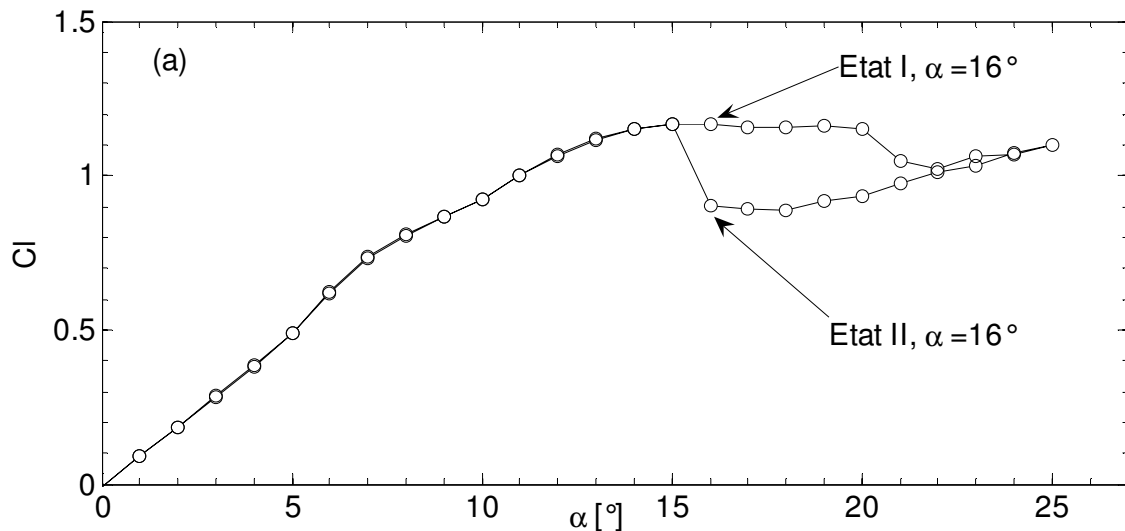
**Figure 8 : Profils de vitesse adimensionnalisés (équation 5) et loi de sillage associée (équation 7),  $\alpha = 10^\circ$ ,  $5 \text{ ms}^{-1}$ , (a) NACA0015, (b) NACA0025, (c) NACA0035.**

Dans notre cas la couche limite n'a pas atteint les conditions d'équilibre mais cette loi de sillage reste applicable [Perry, Marusic, 95] à condition de ne pas utiliser la valeur universelle de  $\kappa$  mais la valeur mesurée dans nos conditions expérimentales qui conduit, comme précisé précédemment, à une pente plus importante dans la zone logarithmique. Coles précise que la valeur de  $\Pi$  ne reste constant qu'en présence d'une couche limite en équilibre. Dans notre cas l'évolution de la valeur  $\Pi$  en fonction de  $x/c$  est un indicateur de l'état de non équilibre de la couche limite.

L'effet de l'épaisseur qui tend à promouvoir le décollement de la couche limite au voisinage du bord de fuite dégrade cette corrélation et les derniers profils de vitesse sur les deux foils les plus épais mettent en évidence cette dégradation.

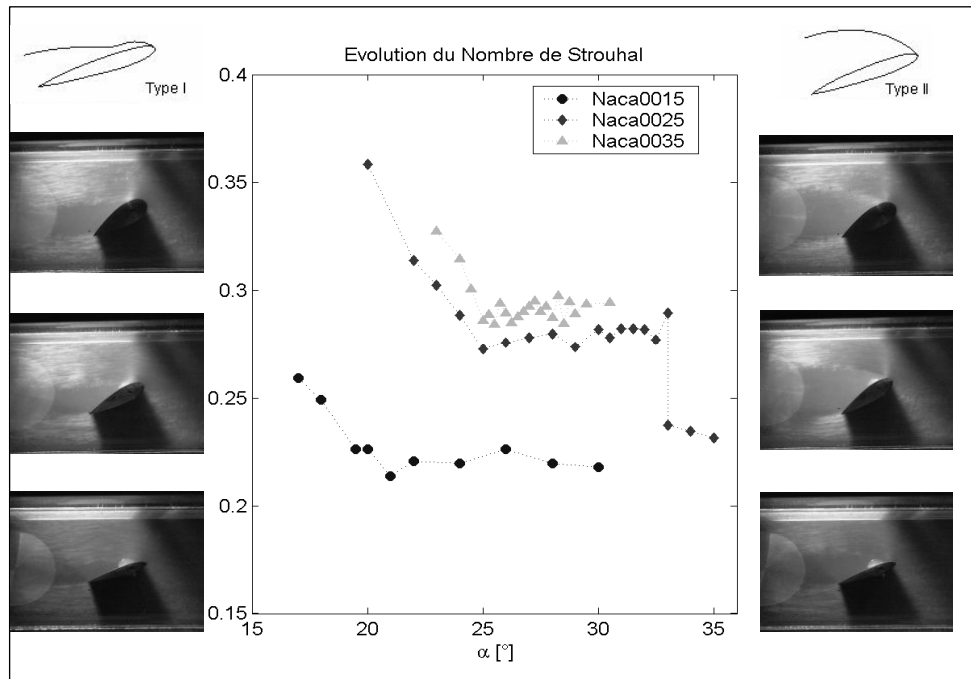
### **3. Analyse à forte incidence, décollement, hystérésis**

Afin de mieux comprendre les phénomènes qui prennent naissance sur le foil au cours de la boucle d'hystérésis nous avons poussé les mesures de vitesse sur les NACA0015 et 0025 jusqu'au décrochage du profil et nous avons réalisé les mesures à la même incidence pour 2 états différents de l'écoulement, figure 9.



**Figure 9 : Courbe de coefficient de portance et matérialisation des points où sont réalisées les mesures présentées à la figure 11.**

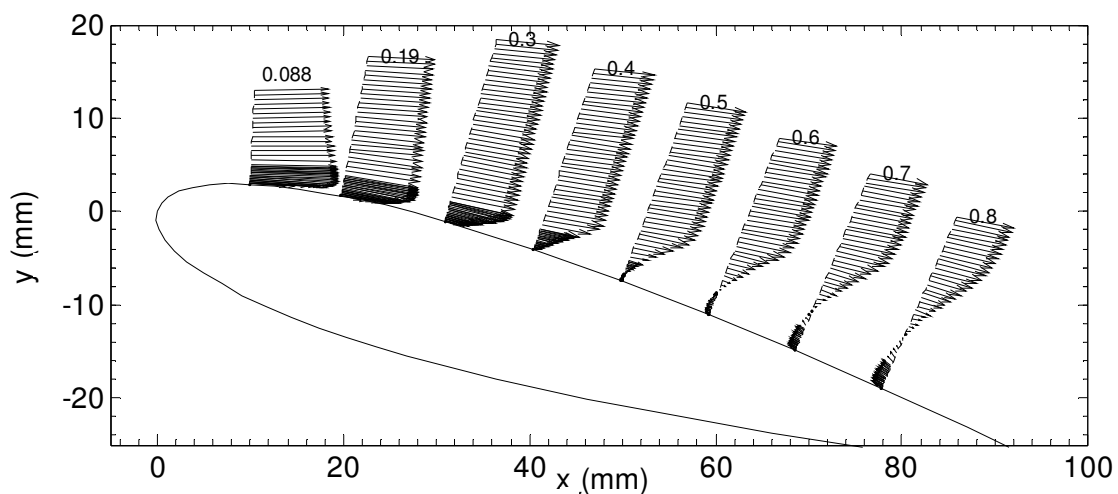
La figure 10 représente un nombre de Strouhal,  $St$ , basé sur la projection de la surface du profil sur la direction perpendiculaire à l'écoulement relié à des photographies du détail des états de décrochement des 3 profils. Ainsi, pour les profils NACA0015 et NACA0025, sont notées des évolutions particulières du nombre de Strouhal aux angles de décrochages statiques. Pour le NACA0015, on constate une diminution du Strouhal jusqu'à  $20^\circ$  suivie d'un plateau vers  $St = 0.22$ . On observe le même comportement sur le NACA0025 avec un premier plateau au voisinage de 0.3 qui s'amorce à  $25^\circ$  et qui prend fin à  $33^\circ$ , ce dernier angle correspondant à la diminution brutale de portance. Au-delà de cet angle, la valeur du Strouhal reste constante, voisine de 0.23. Pour le profil le plus épais, à partir de  $26^\circ$ . Ces différentes zones correspondent en fait à des topologies caractéristiques de l'écoulement identifiées par visualisations. L'angle de décrochement sépare 2 zones caractérisées par les états I et II définis sur la figure 10. L'état I est caractérisé par un point de décollement situé près du bord d'attaque, et l'état II par un décrochement dès le bord d'attaque du profil. Dans l'état II les nombres de Strouhal, pour les profils NACA0015 et NACA0025 sont voisins de 0.2. La transition entre l'état I et l'état II a été observée sur le profil le plus épais pour une incidence supérieure à  $40^\circ$ .



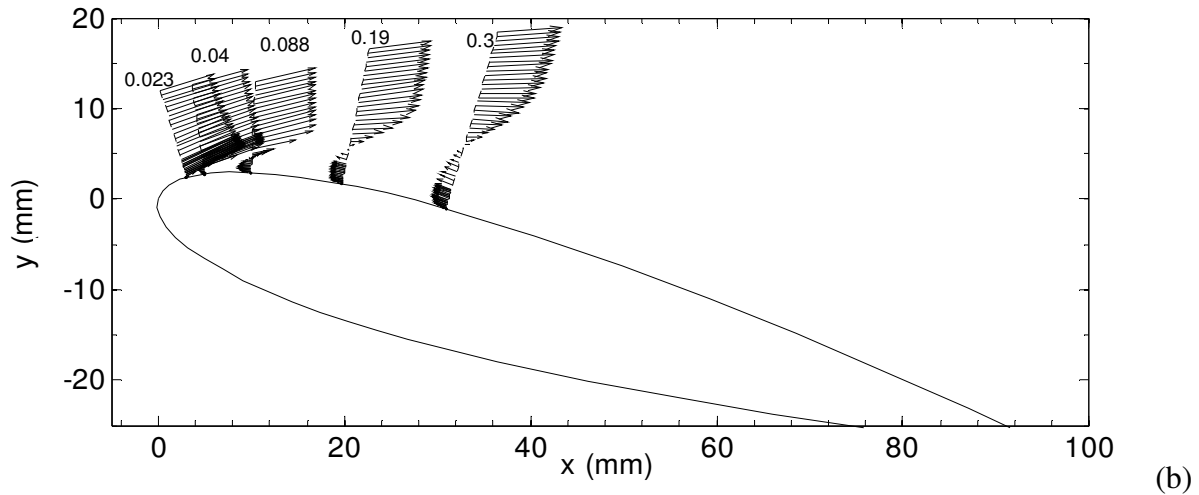
**Figure 10 : Evolution du nombre de Strouhal sur les trois profils au voisinage du décrochement et états de l'écoulement associés.**

Pour approfondir cette étude nous avons réalisé des mesures de vitesse dans la couche limite. La figure 11 présente les profils de vitesse sur le NACA0015 à  $5 \text{ ms}^{-1}$ ,  $16^\circ$  d'incidence avant et après décrochage du profil. On remarque que le passage de l'état I à l'état II se traduit par une brutale modification du point de décollement qui passe d'environ  $x/c = 0,45$  à  $x/c = 0,023$ . Cette modification s'accompagne d'une brutale diminution de la survitesse au bord d'attaque. Ces deux phénomènes s'associent pour modifier de façon importante la portance du profil et créer le phénomène d'hystérésis.

L'établissement de l'instabilité de von Karman semble être à l'origine de la remontée du point de décollement, donc du changement d'état de la couche limite. Sachant qu'au point de décollement la couche cisailée provoque des instabilités de type Kelvin-Helmoltz, ces dernières forcées par le détachement périodique rendent instable la position du point de décollement. Ce phénomène est décrit par Hoarau et Braza [04].



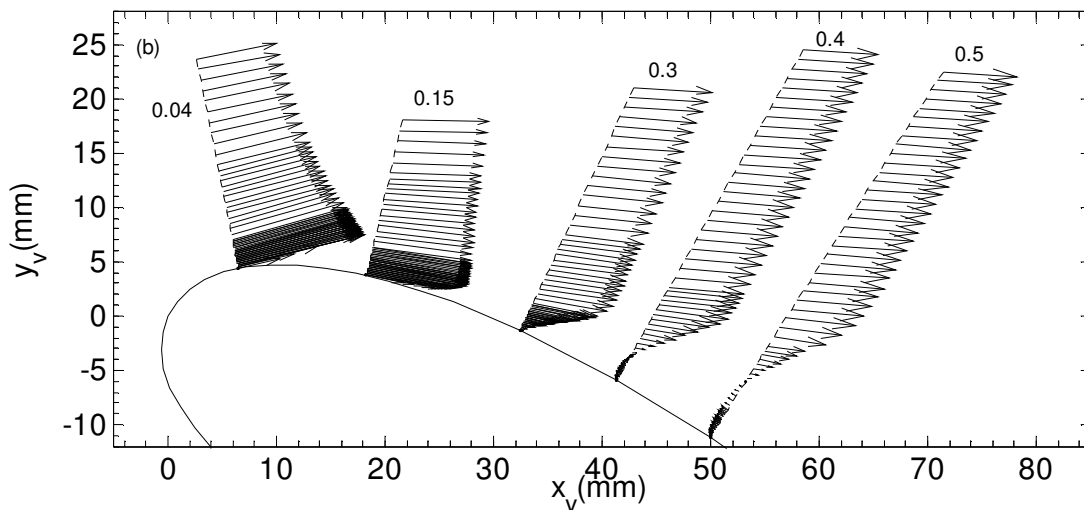
(a)

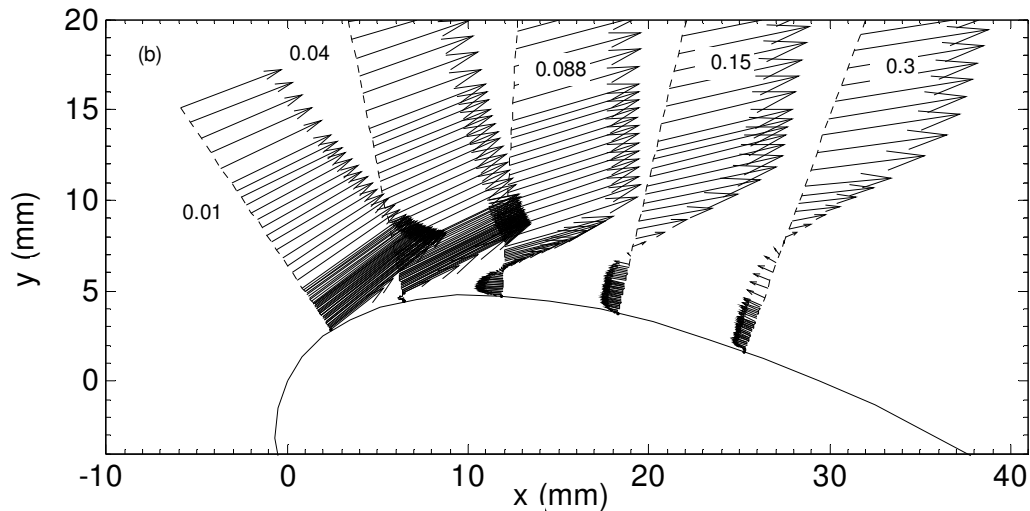


**Figure 11 : Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0015,  $Re = 5 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 16^\circ$**   
**a Etat I, avant décrochage, b Etat II, après décrochage.**

Les mêmes mesures réalisées sur le NACA0025, figure 12, montrent que l'amplitude du déplacement du point de décollement de  $x/c = 0,35$  à  $x/c = 0,043$ , diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du profil.

Ainsi, si à faible incidence, l'épaisseur du profil tend à augmenter l'épaisseur de la couche limite, à l'instant du décrochement l'amplitude du déplacement du point de décollement diminue conduisant à une amplitude plus faible de la variation de portance associée. Cet effet associé à une moindre brutalité du décollement sur les profils épais est correctement confirmé par les mesures de vitesse que nous avons réalisées.





**Figure 12 : Représentation vectorielle du champ de vitesse sur le profil NACA0025,  $Re = 5 \cdot 10^5$ ,  $\alpha = 25^\circ$  a Etat I, avant décrochage, b Etat II, après décrochage.**

## V. CONCLUSIONS

Ce travail expérimental réalisé sur des profils NACA symétriques de différentes épaisseurs a montré que :

Au-delà d'une épaisseur d'environ 10% les performances se dégradent lorsque l'épaisseur augmente. Le phénomène d'hystérésis, observé au décrochage du profil, est retardé par les effets d'épaisseur. Ce phénomène est associé à une variation de l'état d'écoulement intimement lié à la position du point de décollement qui est lui-même forcé par l'établissement des instabilités de von Karman.

Les couches limites qui se développent sur les 3 profils sont de nature turbulente et n'ont pas atteint leur état d'équilibre en auto similarité. La prise en compte des effets de gradient de pression adverse sur les profils de couche limite se traduit par deux lois (paroi et sillage) pouvant être réunies dans la loi de raccordement. L'effet d'épaisseur se traduit par une mise en défaut de cette loi de raccordement pour les profils de vitesse les plus proche du point de décollement de la couche limite.

## REMERCIEMENTS :

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Louis Marié pour son précieux concours lors de la première phase des essais.

## REFERENCES :

- Abbott I. H., von Doenhoff A.E., (1959)**, "*Theory of Wing Sections. Including a Summary of Airfoil Data*". Dover Publications, Inc .
- Bradshaw P., (1967)**, "*The response of a constant-pressure turbulent boundary layer to the sudden application of an adverse pressure gradient*", A.R.C.R. & M. 3575.
- Coles D. (1956)**. "*The law of the wake*", J. Fluid Mech. Vol. 1, pp191-226.
- Cousteix J. (1989)**, "*Turbulence et Couche limite*", ed. Cepadues.
- Hoarau Y., Braza M., (2004)**, "*Simulation et contrôle d'un écoulement fortement décollé autour d'un profil d'aile*", 39eme colloque d'aérodynamique appliquée AAAF.
- Ludwig H., Tillmann W., (1950)**, "*Investigation of the wall-shearing stress in turbulent boundary layer*", NACA Technical Memorandum n° 1285.

**Perry A. E., Marusic I., (1995),** “*A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 1. Extension of the attached eddy hypothesis*”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 298, pp 361-388.

**Marusic I., Perry A. E., (1995),** “*A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 2. Further experimental support*”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 298, pp 389-407.

**Sarrafi C., Ait Bouziad Y., Djeridi H., Farhat M., Deniset F., and Billard J.-Y., (2006),** “*Effect of cavitation on the structure of the boundary layer in the wake of a partial cavity*”. In *Sixth International Symposium on Cavitation (CAV2006)*.

**Schlichting H., Kestin J., (1979),** “*Boundary layer theory*”, 7th edition, McGraw-Hill Science/Engineering/Math.

**Thwaites B., (1987),** “*Incompressible Aerodynamics, An Account of the Theory and Observation of the Steady Flow of incompressible Fluid past Aerofoils, Wings, and Other Bodies*”, Dover Publication, Inc.