



**12<sup>èmes</sup> Journées de l'Hydrodynamique**  
**Nantes , 17-19 novembre 2010**

**EFFET D'UN TOURBILLON LONGITUDINAL SUR LE  
COMPORTEMENT D'UN PROFIL PORTANT  
BIDIMENSIONNEL**

***EFFECT OF A SINGLE LONGITUDINAL VORTEX ON  
THE BEHAVIOR OF 2D - NACA PROFILE***

**S. Prothin<sup>a</sup>, H. Djeridi<sup>b</sup>, J-Y. Billard<sup>a</sup>**

- a. *Institut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav EA 3634), Département Mécanique et Energétique en Environnement Naval, CC 400, 29240 BREST Cedex 9*  
b. *Laboratoire de Physique des Océans (LPO, UMR 6523, CNRS, IFREMER, IRD, UBO), Université Européenne de Bretagne, Université de Brest / UFR Science, 6 Av. Le Gorgeu, BP 809, 29285 Brest Cedex. prothin.seb@hotmail.fr*

**Résumé**

L'objectif de cette étude est d'analyser expérimentalement l'interaction entre un tourbillon longitudinal isolé et une couche limite se développant sur un profil portant bi-dimensionnel de type NACA0015 pour différentes incidences, autour du décrochage statique et ceux pour un régime sub-cavitant et cavitant. Le travail a été réalisé en tunnel hydrodynamique à Reynolds  $5 \cdot 10^5$ , le tourbillon est généré en amont par une aile elliptique de section NACA0020 et les campagnes de mesures sub-cavitantes ont été réalisées par LDV et PIV 2D/3C en ce qui concerne le champ de vitesse et par balance hydrodynamique en ce qui concerne les efforts globaux. Le régime cavitant quant à lui a été étudié par l'intermédiaire de vidéo rapide et de traitements spécifiques.

Les résultats ont montré que la présence du tourbillon inhibe le phénomène d'hystérésis lors du décrochage statique du profil NACA0015, ceci étant associé à une modification notable des états de couche limite tant en valeur moyenne que fluctuante. En effet, pour les faibles incidences, la présence du tourbillon longitudinal modifie le gradient de pression, retarde de manière globale le décollement de la couche limite en ré-accélération le fluide à la paroi. Pour les incidences plus élevées, on observe un ré-attachement de la couche limite dans la région d'inflow (zone d'apport de fluide rapide à la paroi). La dynamique de cet écoulement est analysée grâce aux quantités turbulentes dans le sillage du profil NACA0015 dans la zone d'inflow et par comparaison avec celles obtenues sans la présence du tourbillon. En régime cavitant, on observe une dissymétrie du phénomène de part et d'autre du tourbillon, tant en fréquence de lâché, qu'en longueur de formation.

**Mots-clés :** couche limite turbulente, gradient de pression adverse, tourbillon, contrôle d'écoulement, LDV, PIV, POD, cavitation.

## Summary

The objective of this study is to analyze experimentally the interaction between a single longitudinal vortex and a boundary layer developing on a two-dimensional NACA0015 profile, around the static stall for cavitating and non cavitating regimes. The work was carried out in the cavitation tunnel of Ecole nvale at Reynolds  $5 \cdot 10^5$ , the vortex is generated upstream by an elliptical wing of NACA0020 section. Measurement campaigns make use of LDV and PIV 2D/3C regarding velocities and by hydrodynamic balance regarding the overall efforts. Cavitating regime meanwhile has been studied through high speed video and specific treatments.

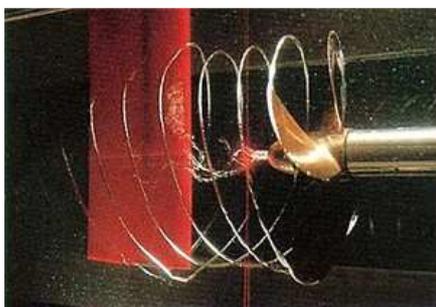
The results showed that the presence of the vortex suppresses the hysteresis phenomenon in the static stall of NACA0015 profile, this being associated with a marked change in boundary layer characteristics both for average and fluctuating quantities.

Indeed, for low incidence angles, the presence of the vortex modifies the longitudinal pressure gradient, and thus delays the overall separation of the boundary layer by an acceleration of the fluid in the vicinity of the wall. For higher incidences, there is a re-attachment of the boundary layer in the inflow region (zone of rapid intake of fluid to the wall). The dynamics of this flow is analyzed through the turbulent quantities in the wake of the NACA0015 profile in the zone of inflow and by comparison with those obtained without the presence of the vortex. In cavitating regime, there is an asymmetry of the phenomenon on both sides of the vortex both for frequency characteristic of Karman instability, and length of cavity.

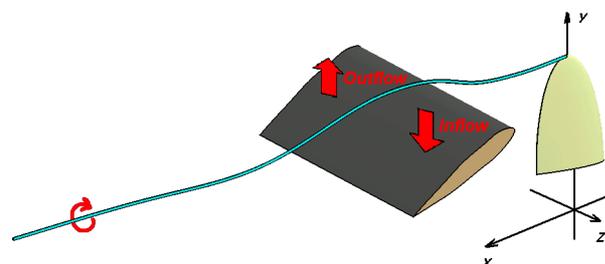
**Key words:** Turbulent boundary layer, adverse pressure gradient, vortex, flow control, LDV, PIV, POD, cavitation.

## I. INTRODUCTION

Une situation classique, dans l'agencement du système propulsif d'un navire, consiste à placer le safran de gouvernail à l'aval du propulseur, dans son sillage. Cette situation permet, en particulier, de tirer profit, dans les phases de manœuvre, de l'effet de « coup de fouet » obtenu en augmentant brutalement la vitesse de rotation (ou le pas) du propulseur pendant une durée très brève. Les interactions qui existent entre le propulseur et le safran de gouvernail ont fait l'objet de diverses études [1, 2, 3, 4, 5] tant expérimentales que numériques. Les tourbillons générés en pied de pale, ou au voisinage du moyeu, viennent se regrouper sur l'ogive du propulseur pour constituer ce qu'il est convenu d'appeler le tourbillon d'ogive. Ce tourbillon est ensuite convecté en aval, au voisinage immédiat du safran et la question se pose des interactions éventuelles de ce tourbillon avec l'écoulement portant sur le safran (**Figure 1a**). En particulier le comportement du safran à forte incidence est, en raison des normes en vigueur, l'objet d'une attention particulière de l'architecte naval. Deux paramètres sont analysés : d'une part la portance du safran à forte incidence et son angle de décrochement et d'autre part les vibrations et instationnarités pouvant apparaître lors d'une mise en forte incidence. L'un des objectifs de cette étude est d'analyser l'effet du tourbillon d'ogive sur les performances hydrodynamiques du safran dans ces conditions extrêmes.



a) Pratique



b) Expérimentale

Figure 1 : Configuration

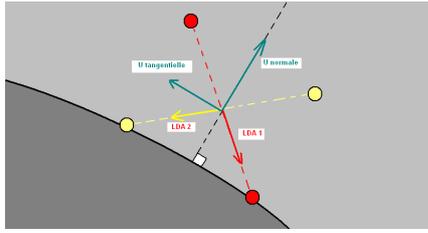
Une autre application possible de cette configuration concerne le contrôle d'écoulement, en effet celle-ci s'apparente à celle rencontrée dans le cadre du contrôle par vortex generators. Le contrôle de la couche limite autour de profil d'aile peut trouver de nombreuses applications dans diverses configurations pour les aéronefs, la capacité de supprimer ou de retarder le phénomène de séparation conduit à améliorer le niveau de portance, ainsi que de réduire le bruit et la traînée. De nombreuses études ont été menées afin de tester expérimentalement l'efficacité des vortex generators. Par exemple, *Velte et al.* [6] ou *Angèle et Grewe* [7], une différence notable doit être faite sur le fait que ces études sont effectuées dans le cas de tourbillon générés dans la couche limite. En dépit de leurs applications industrielles très peu de données sont disponibles concernant l'impact d'un tourbillon longitudinal unique (en dehors de la couche limite) sur les caractéristiques locales ou globales de l'écoulement.

La présente étude examine expérimentalement les effets d'un tourbillon unique généré sur un profil de NACA0015 2D (**Figure 1b**). Une attention particulière est portée sur la dynamique du sillage proche (allée de Karman, la zone de cisaillement et le nombre de Strouhal) avec et sans vortex. Afin de comprendre les mécanismes sous-jacents à la fois globale (efforts) et locales (vitesse) des mesures ont été effectuées. Des mesures LDV 2 composantes à l'aide d'une grille raffinée dans la couche limite à des incidences non loin du détachement. Ainsi que de la PIV stéréoscopique a été réalisée afin d'analyser la topologie de l'écoulement avant et après l'apparition du décrochage. Des mesures d'effort ont été effectuées pour déterminer l'incidence du vortex sur les paramètres globaux du profil aval. De plus, une étude de l'effet du tourbillon sur le phénomène de cavitation a été effectuée par l'intermédiaire de visualisations rapides et de traitements d'image spécifique.

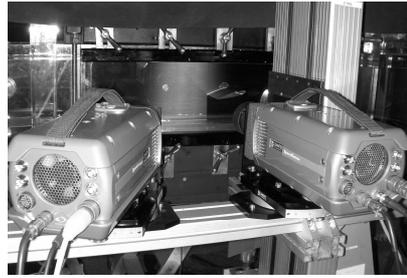
## **II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

Les expériences ont été menées dans la veine d'essai du tunnel hydrodynamique de l'école navale. Les caractéristiques d'écoulement correspondant au nombre de Reynolds basé sur la corde du profil amont (NACA0015) soit  $5 \cdot 10^5$ . Le vortex est généré par un profil tridimensionnel NACA0020 de forme en plan elliptique situé à 2 cordes en amont du profil aval 2D. Ce type de vortex a été largement étudié par *Pichon* [8]. La configuration expérimentale est représentée sur la **Figure 1b**. Sur le profil aval, le tourbillon détermine 2 zones, à savoir une zone de « outflow » où le tourbillon induit un champ de vitesse allant de la paroi vers l'écoulement non perturbé et une zone « inflow » où le vortex induit un champ de vitesse dirigée vers la paroi.

Les mesures de vitesses en régime subcavitant ont été réalisées par LDV 2 composantes et les champs instantanés à grande incidence par PIV 2D-3C stéréoscopique. Le système LDV utilisant un laser solide 4 faisceaux (2 rouges : 660 nm et 2 Infrarouges : 785 nm) permettant la mesure de deux composantes de la vitesse (u,v). Le nombre d'échantillons choisi est égal à 20000 assurant une convergence acceptable et permettant ainsi un traitement de type analyse fréquentielle. La fréquence d'acquisition est comprise entre 1kHz dans la couche limite et le tourbillon et 4,5kHz en écoulement infinie. La tête optique possède une focale de 300 mm et les faisceaux sont écartés de 60 mm. Le volume de mesure de forme ellipsoïdale a une dimension de  $0.1 \times 0.1 \times 1$  mm. La tête est mise en rotation de telle sorte que le dernier point de mesure soit au plus près de la paroi, soit situé à 50  $\mu\text{m}$ . L'orientation de faisceaux est présentée **Figure 2a**.



a) LDV 4 faisceaux

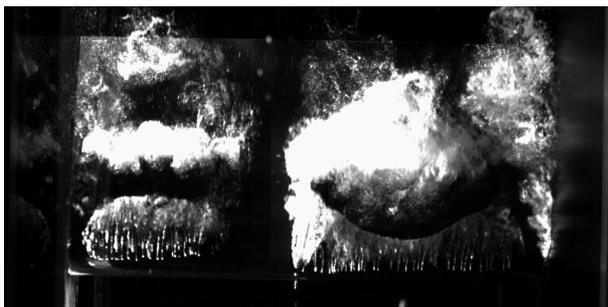


b) PIV stéréoscopique

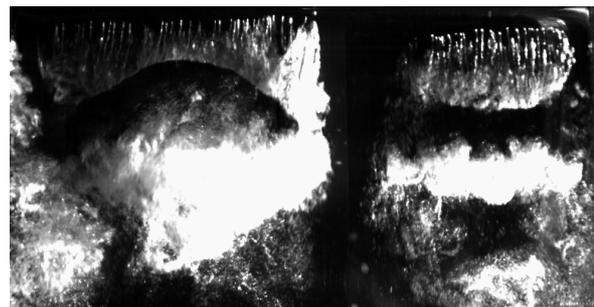
Figure 2 : Système de mesure laser

Le système PIV 2D-3C constitué d'un laser pulsé double cavité, de marque *DualPowerTR Lasers* émettant dans le visible 527 nm avec une cadence pouvant aller à 2 fois 20kHz. Il délivre une énergie de 2x30mJ que l'on répartit sur une nappe au moyen d'une lentille cylindrique. Pour l'acquisition d'un doublet d'images, chaque cavité délivre un 'pulse' laser avec un décalage en temps qui correspond au temps inter-images ( $dt = 20\mu s$ ). L'épaisseur de la nappe générée constitue un paramètre important de la mesure, dans notre cas, l'épaisseur de la nappe générée est de l'ordre de 1 mm. Les images sont acquises avec des caméras *SpeedSense 9072* possédant une résolution de 1280 x 800 pixels, avec une cadence maximale de 2190 images par seconde. Les caméras sont équipées de monture de type Scheimpflug et d'objectif de focale 105mm. Pour des raisons d'accès optique, nos caméras ont été placées du même coté du plan objet, mais avec une caméra en configuration 2D (perpendiculaire au plan objet) comme présenté sur la **Figure 2b**. Avant toute mesure, une calibration est faite, celle-ci est effectuée à l'aide d'une mire calibrée.

Pour ce qui concerne le régime cavitant, les mesures sont effectuées à l'aide d'une caméra rapide *FOTRON FastCam SA3* avec une résolution maximum de 1280 x 1024 pixels, pour une cadence maximale, à cette résolution, de 2000 im/s. Dans notre cas d'étude, la cadence est fixée 3800 im/s pour une résolution de 1024 x 512. La caméra est équipée d'un objectif de 28mm de focale, permettant de visualiser aux mêmes instants la région Inflow et Outflow. Etant donné l'utilisation d'un tel objectif et la distance de la caméra au profil (environ 60 cm) un redressement des images est nécessaire, permettant ainsi de s'affranchir de l'effet de perspective et surtout permettant d'effectués des mesures quantitatives en espace, la **Figure 3a** et **3b** présentent un exemple d'image originale et redressée.



a) Image originale



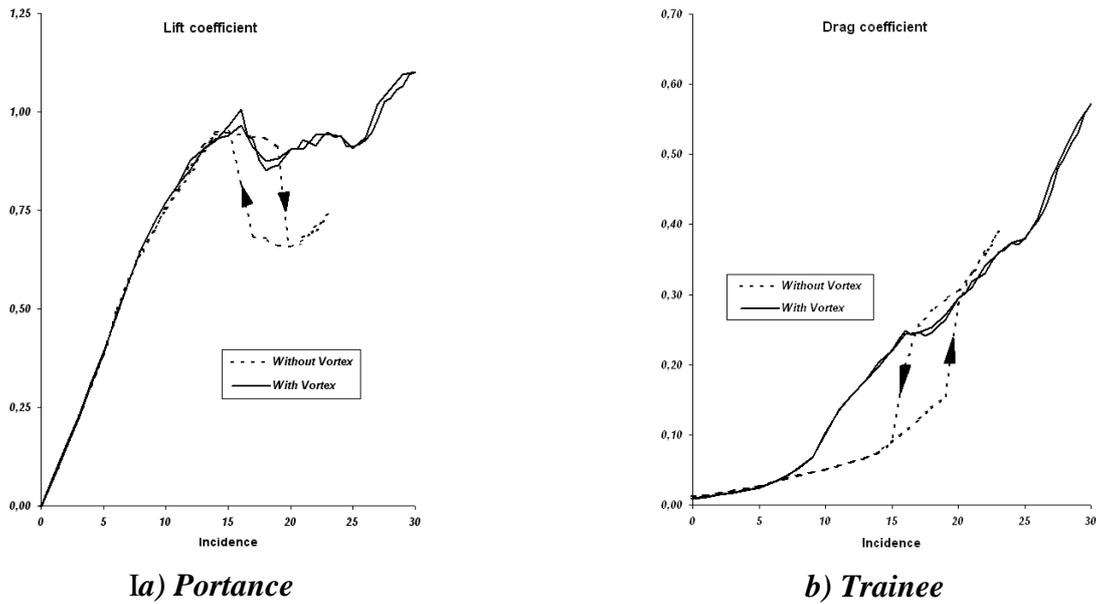
b) Image redressée

Figure 3 : Redressement des images dans le cadre des mesures en régime cavitant

### III. MESURE D'EFFORTS

Des mesures de coefficients de traînée et de portance globales ont été effectuées avec une balance à jauges de contrainte avec et sans tourbillon en régime subcavitant, et sont présentées sur les **Figures 4a** et **4b**. On peut observer que les valeurs des deux coefficients ne sont pas affectées par le tourbillon pour des incidences inférieures à 7°. Entre 7° et 15° le coefficient de

portance reste inchangé, mais la traînée augmente. Pour les grandes valeurs d'incidence, la boucle d'hystérésis, caractéristique du décrochage statique, disparaît et la perte de portance associée se transforme en un plateau. La présence du tourbillon induit une modification du mouvement du point de détachement, et son oscillation est inhibée (Sarraf *et al.* [9]). Pour caractériser l'état instationnaire de l'écoulement à grande incidence, des spectres de vitesse ont été estimés dans le sillage du profil NACA0015 à environ  $X/C=1,5$  avec et sans tourbillon Figure 3c. On constate une signature du lâcher tourbillonnaire à 28 Hz correspondant à un nombre de Strouhal, basé sur l'épaisseur du profil projetée, de 0.21. On observe qu'en présence du tourbillon cette signature disparaît dans la zone d'inflow signifiant le recollement du fluide sur le profil dans cette zone. C'est pourquoi, une analyse détaillée du champ de vitesse a été effectuée en zone d'inflow à faible et à grande incidence pour comprendre l'effet du tourbillon sur la dynamique du décollement tourbillonnaire.



**Figure 4: Coefficients d'effort en fonction de l'incidence avec et sans tourbillon en régime sub-cavitant**

#### **IV. INTERACTIONS A FAIBLE INCIDENCE**

A faible incidence les mesures de vitesse dans la couche limite ont été réalisées par LDV compte tenu de l'épaisseur de celle-ci. Les valeurs moyennes et les composantes du tenseur de Reynolds ont également été évaluées. En ce qui concerne la structure de la couche limite, les mesures de vitesses normale et tangentielle sont effectuées sur plusieurs normales à la paroi à différentes abscisse de  $X / c$  afin d'évaluer les quantités intégrales à 5, 10 et 15 °.

##### **Quantités intégrales :**

Les profils de vitesse sur chaque normale ont été intégrés pour calculer les épaisseurs de déplacement  $\delta_1$ , de quantité de mouvement  $\delta_2$  ainsi que le facteur de forme  $h$  donnés par les formules suivantes :

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy, \delta_2 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) \frac{u}{U_e} dy, h = \frac{H_{12} - 1}{H_{12}} \text{ avec } H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}$$

*Kline et al* [13]. utilisent le paramètre  $h$  pour caractériser finement la naissance de la séparation et l'écoulement pleinement séparé. Dans une couche limite turbulente sans gradient

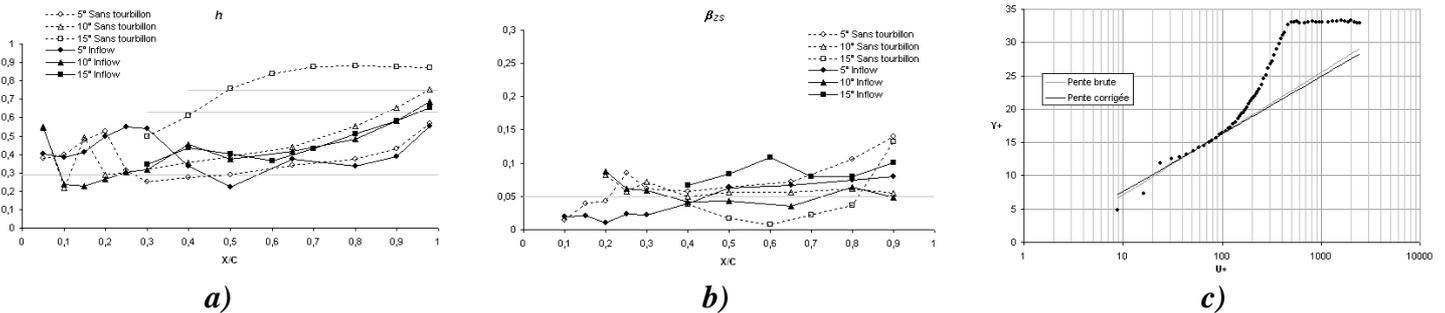
de pression adverse (ZPG) la valeur de  $H_{12}$  est classiquement égale à 1,4 correspondant à une valeur de  $h=0.29$ . Les conditions de décollement étant données par :

$h \geq 0.63$ : séparation naissante ( $H_{12} \geq 2.7$ ) et  $h \geq 0.75$ : séparation complète ( $H_{12} \geq 4$ ).

L'évolution du facteur de forme est donnée **Figure 5a** pour les angles d'incidence de 5, 10 et 15° avec et sans tourbillon. On constate que sans tourbillon et pour les deux incidences les plus faibles on observe une transition à la turbulence qui se rapproche du bord d'attaque lorsque l'incidence augmente et un décollement caractérisé à 15°. En présence du tourbillon, les valeurs de  $h$  correspondent à celles observées sur une couche limite turbulente. En revanche, on voit que, à 15°, dans la région inflow la couche limite reste attachée jusqu'à  $X/c = 0,9$ . Comme prévu dans la région d'inflow, le tourbillon retarde la séparation près du bord de fuite par le transfert de quantité de mouvement dans la couche limite (*Velte et al.* [9]). Nous avons également choisi de représenter le coefficient  $\beta_{ZS}$  sur la **Figure 5b**, au sens de *Zagarola et Smits* [14] dans le but de retrouver des conditions de similarité de couche limite avec gradient de pression adverse, correspondant à une valeur de 0,05 de ce paramètre. Ce coefficient est défini par :

$$\beta_{ZS} = \frac{-\delta}{U_{ZS}} \frac{dU_e}{dx} \text{ avec } U_{ZS} = U_e \frac{\delta_1}{\delta}$$

La présence du tourbillon a une influence notable à 15°, en effet, la valeur dans la région de inflow retrouve globalement sa valeur d'équilibre. Le tourbillon dans cette situation a un effet plus important sur le gradient de pression.



**Figure 5 : a) Facteur de forme dans la couche limite, b) coefficient d'équilibre de la couche limite pour les différentes incidences et configuration étudiées.**

**c) exemple de profil de vitesse en adimensionalisation interne  $X/C= 0,65$ , 10° sans tourbillon.**

### Champs de vitesse :

On représente ici les profils de vitesse adimensionnalisés en grandeur de paroi tels que :

$$U^+ = A \ln(y^+) + B$$

La vitesse de frottement est définie grâce au coefficient de frottement donné par Ludwig Tillman  $C_f = 0.246 \cdot 10^{-0.678 H_{12}} Re_\theta^{-0.268}$ . A titre indicatif, on a reporté sur la **Figure 5c** un profil de vitesse à  $X/C=0,65$  à 10° sans tourbillon sur lequel on a superposé le profil brut, et les deux droites correspondant respectivement à la zone logarithmique d'origine et celle corrigée du facteur  $\alpha_{Mellor}$  (correction prenant en compte le gradient de pression adverse, *Mellor* [15a] [15b]). Les valeurs des pentes sont reportées **Figures 6** sur lesquelles on observe une meilleure autosimilarité de la couche limite avec et sans tourbillon pour les incidences de 5 et 10°. On note cependant que pour la région de inflow à 15° (en présence du tourbillon) la couche limite semble recollée mais ne présente pas une autosimilarité classique sur les valeurs moyennes (près du bord d'attaque et près du bord de fuite).

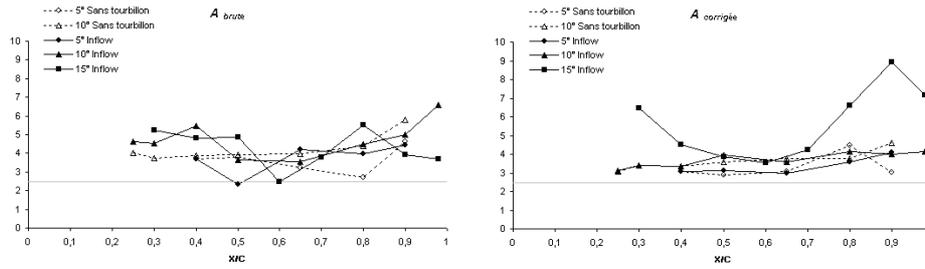


Figure 6 : Pente de la loi logarithmique pour les différentes incidences et configuration avec et sans correction du gradient de pression.

### Quantités turbulentes :

Les tensions turbulentes sont représentées **Figures 7** en fonction de la distance à la paroi  $y/\delta$  pour les distances par rapport au bord d'attaque de  $X/C=0,65$  à  $0,98$  à  $10^\circ$  d'incidence et sont adimensionnalisées par la vitesse  $U_{Zs}$ . D'après *Maciel et al.* [16], cette échelle de vitesse, en présence d'un gradient de pression adverse, permet de retrouver une auto-similarité de ce type de couche limite turbulente et de recaler le maximum de d'agitation dans la région  $y/\delta = 0,5$  quelle que soit la distance au bord d'attaque. Dans le cas présent le maximum d'agitation se situe à  $y/\delta=0,4$  avec et sans tourbillon, on remarque que le tourbillon diminue d'un facteur 4 l'amplitude des fluctuations turbulentes. La présence du tourbillon semble améliorer l'auto-similarité des tensions turbulentes en agissant à la fois sur le gradient de pression dans la région de inflow mais également sur le mélange turbulent dans la zone logarithmique.

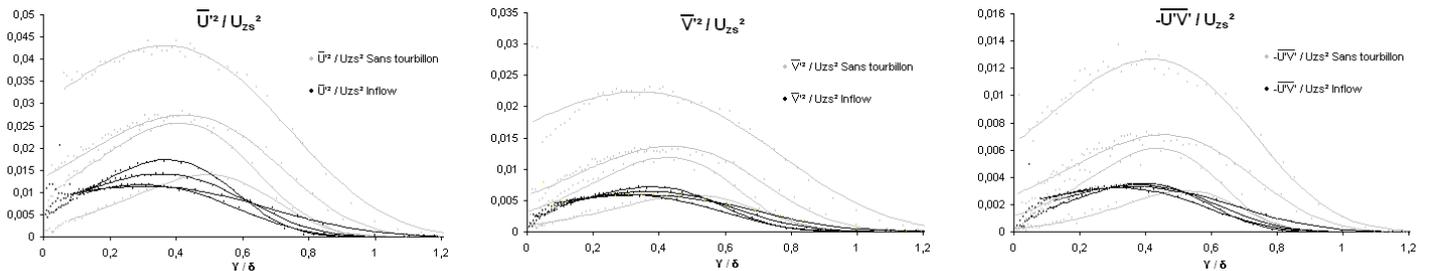


Figure 7 : Représentation des tensions turbulentes avec et sans tourbillon pour la configuration à  $10^\circ$  pour différentes station en  $X/C$ .

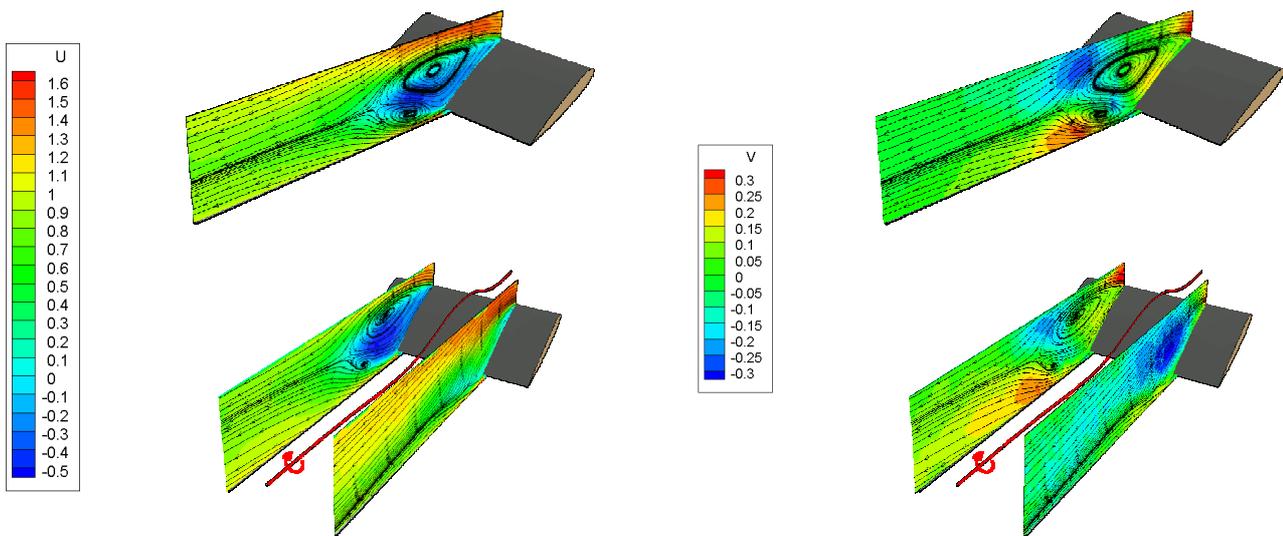
## V. INTERACTIONS A GRANDE INCIDENCE

### Champs moyens :

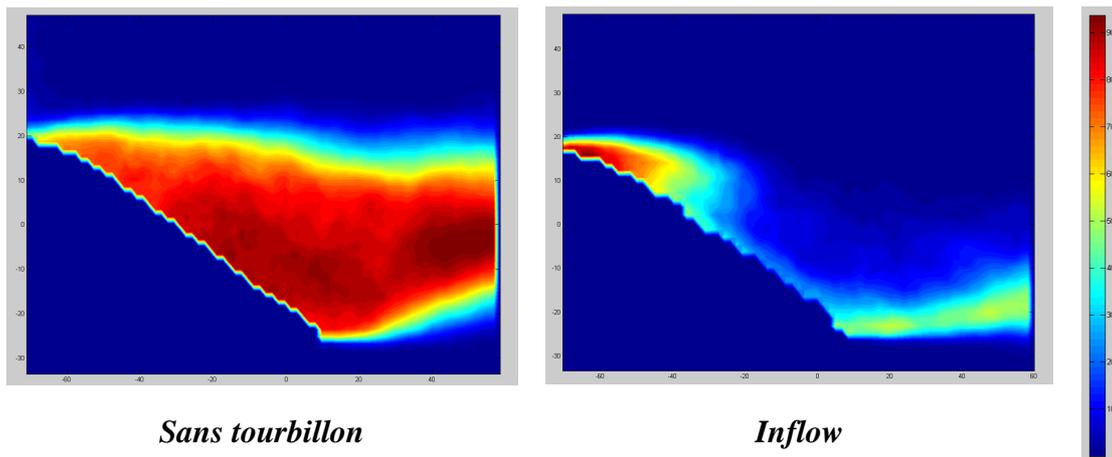
Les mesures en PIV stéréoscopique à haute vitesse ont été réalisées pour des incidences plus élevées ( $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$ ) dans le plan vertical ( $x, y$ ). La **Figure 8**, montre les iso-contours de vitesse longitudinale et verticale normalisées sans vortex dans le plan  $z = 0$  et avec vortex dans les régions inflow et outflow. Les lignes de courant sont également superposées sur les iso-contours afin de mieux visualiser la zone de recirculation et les tourbillons de bord de fuite et de bord d'attaque. Les iso-contours de vitesse verticale présente une structure à deux lobes caractéristiques d'un lâcher tourbillonnaire alterné. En présence du tourbillon, dans la région de outflow, la zone de recirculation est plus épaisse et le sillage est dévié vers les  $y$  positif. On note également une structure à deux lobes pour les vitesses verticales qui est plus étendue en aval dans le sillage. Dans la région d'inflow, on remarque la disparition de la zone de recirculation associée à un fort apport de fluide rapide à la paroi. Comme prévu par l'évolution de la valeur de  $h$ , l'écoulement est maintenu attaché et donc des incidences importantes peuvent être atteintes sans décrochage.

### Coefficient de backflow :

Le coefficient de backflow  $\chi$  est le pourcentage de temps durant lequel l'écoulement local est dirigé dans la direction opposée à l'écoulement général. *Lögberg* [17] définit la région de séparation par une valeur supérieure à 0.5 de ce coefficient. Nous avons estimé ce paramètre à l'aide des données PIV et, compte tenu de la résolution spatiale de la grille de mesure, la première valeur validée du coefficient de backflow se situe à environ 1 mm de la paroi. La **Figure 9** suivante montre l'évolution de ce coefficient en iso-contours avec et sans tourbillon. Sans tourbillon, on observe des valeurs maximales de backflow correspondant à une zone de recirculation importante à cette incidence (décollement massif). En présence du tourbillon, dans la région d'inflow, l'écoulement recolle (valeur nulle du coefficient de backflow) en dehors d'un bulbe de décollement qui persiste au bord d'attaque.



**Figure 8 : Iso-contour de vitesse longitudinale U (Gauche) et verticale V (Droite) à 25° superposé avec les lignes de courant 2D.**

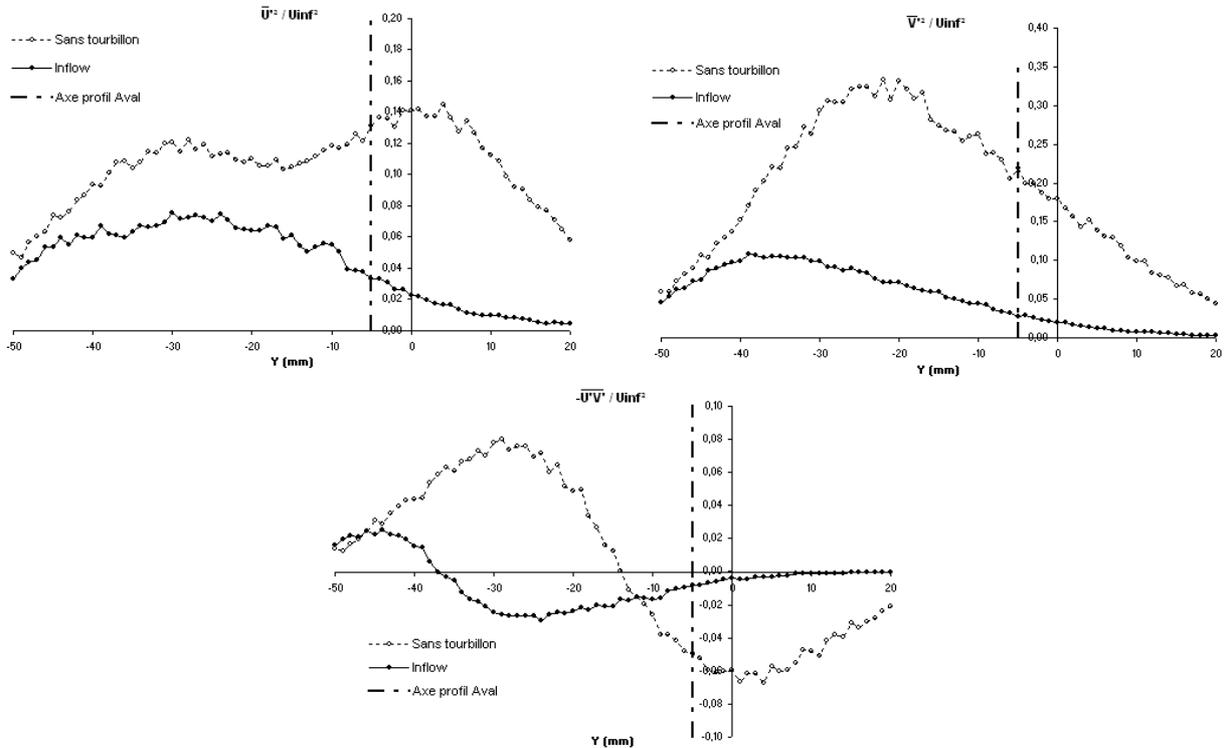


**Figure 9 : Iso-contour de Backflow avec et sans tourbillon pour une incidence de 25°**

### Profils des quantités turbulentes :

Les profils verticaux de vitesses turbulentes sont représentés ici pour une distance  $X/C=1.5$  correspondant à une position juste en aval de la zone de recirculation dans le sillage. Ces profils sont systématiquement comparés à ceux obtenus en présence du tourbillon dans la zone

d'inflow. **Figure 10**, sans tourbillon on note des profils classiques de sillage instationnaire présentant une structure à deux lobes pour les fluctuations longitudinales  $\overline{u'^2}$  (correspondant à deux pics d'intensité turbulente), verticales,  $\overline{v'^2}$  et  $-\overline{u'v'}$  (correspondant à deux maxima de signes opposés). On remarque, comme aux incidences plus faibles, une diminution de l'intensité turbulente liée à la présence du tourbillon et la disparition de la structure à deux lobes.



**Figure 10 : Profil des fluctuations de vitesse dans le sillage du profil à 25° d'incidence, avec et sans tourbillon.**

## VI. INTERACTIONS EN REGIME CAVITANT

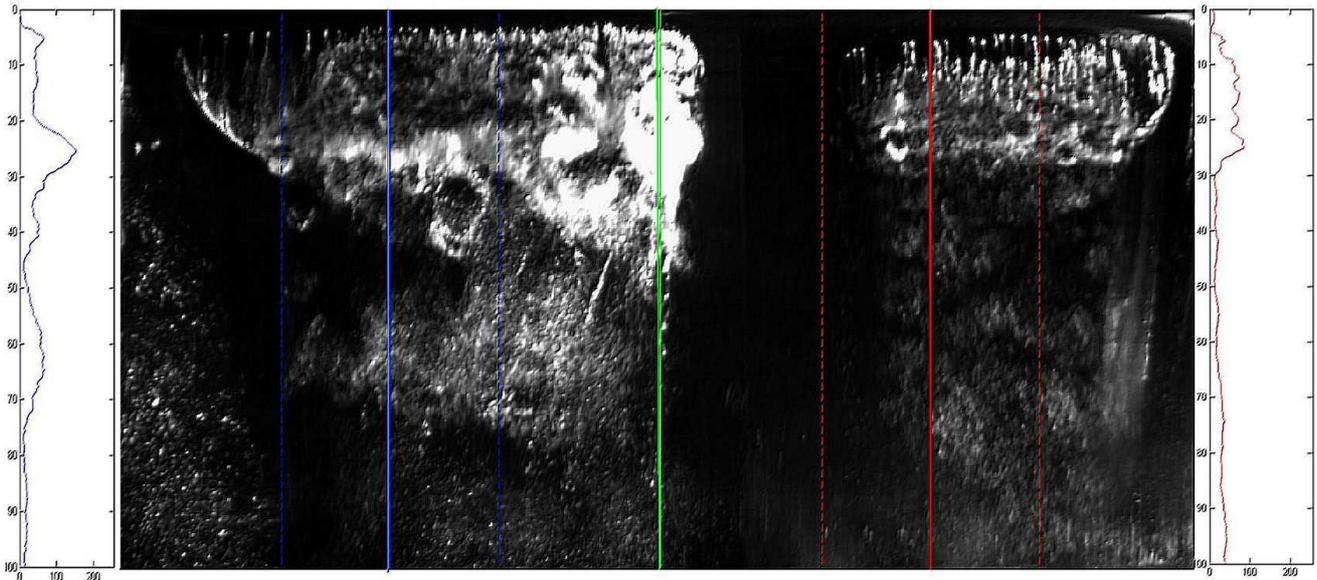
En régime cavitant une dissymétrie apparaît, tant dans l'apparition du phénomène, que dans son développement. Cette dissymétrie peut être interprétée comme une modification de l'incidence hydrodynamique du profil liée au vrillage de l'écoulement amont. Cette modification peut être observée sur la photographie de la **Figure 11** où les poches attachées sur le profil sont des longueurs nettement différentes selon que l'on observe la partie inflow (poche courte) ou outflow (poche longue) du profil. On rappelle ici que le paramètre  $\sigma$  correspond au paramètre de cavitation (paramètre de Thomas) défini par :

$$\sigma = \frac{p - p_v}{\frac{1}{2} \rho U_{inf}^2}$$

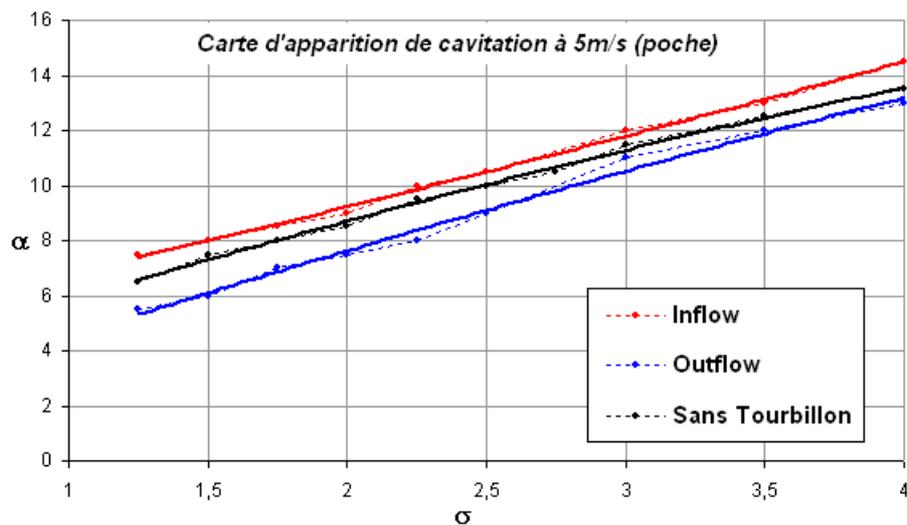
Avec:  $p_v$ , pression de vapeur saturante de l'eau à la température considérée,  $p$ , pression de référence dans la veine d'essai,  $U_{inf}$ , vitesse de référence en entrée de veine, soit  $5 \text{ ms}^{-1}$ .

La **Figure 12** représente la carte d'apparition de cavitation par poche sur le profil, dans les trois configurations, sans tourbillon, avec tourbillon inflow et outflow. Cette carte présente la limite d'apparition du phénomène en fonction du paramètre  $\sigma$  et de l'incidence du profil  $\alpha$ . On peut voir sur cette carte que des différences d'apparition apparaissent dans les régions d'inflow et d'outflow. En effet, dans la région d'inflow l'apparition est retardée, alors que de la zone d'outflow celle-ci est avancée, quelque soit l'incidence.

Les **Figure 13** représentent sur des cartes d'iso-contour, l'évolution de valeurs de niveaux de gris en fonction du temps. Ces valeurs correspondent aux moyennes de niveau sur une horizontale entre les lignes pointillées de même couleur (voir **Figure 11**), ces lignes correspondant aux limites d'étude des zones d'inflow, d'outflow et de même pour le cas hors interactions. Cette moyenne permettant un lissage sur les zones étudiées. Un exemple de ces courbes de niveau de gris en fonction de la corde du profil est montré de part et d'autre de la **Figure 11**. Les Figures 13 correspondent donc, à l'évolution de ces moyennes en fonction de la corde et du temps, elles permettent dans un premier temps d'estimer la longueur de poche moyenne, et dans un deuxième temps d'analyser plus finement la dynamique de celle-ci.



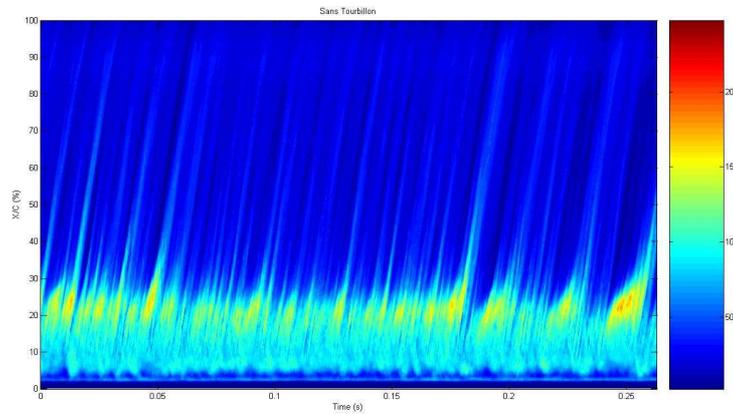
**Figure 11 : Zones d'extraction des niveaux de gris**  
**Bleu : Outflow ; Rouge : Inflow**  
*(la ligne verte correspondant au plan milieu de l'envergure)*  
**Incidence de  $10^\circ$ ,  $\sigma = 2.25$ ,  $Re=5.10^5$**



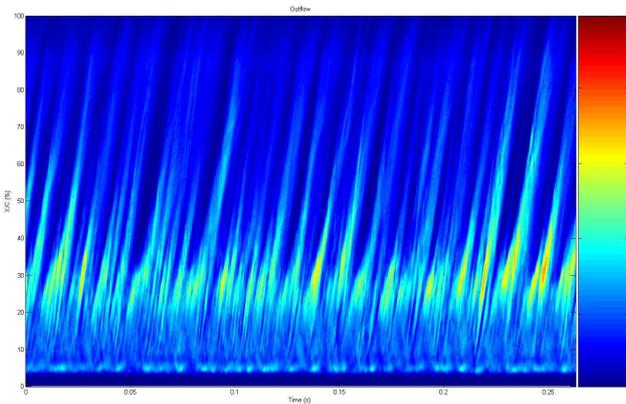
**Figure 12 : Carte d'apparition de Cavitation par Poche à  $Re=5.10^5$**

En ce qui concerne la longueur de poche moyenne, on voit que pour le cas sans tourbillon, la zone de fermeture se trouve à 25% de la corde, pour la zone d'inflow, 20% et enfin pour la zone d'outflow à 40%. Ces résultats vont dans le sens des mesures d'apparition de la **Figure**

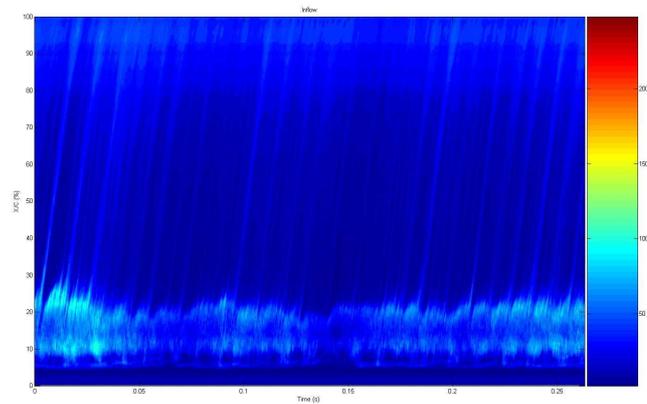
**12**, puisque pour une même incidence la cavitation est moins prononcée en inflow et plus prononcée en outflow, se qui se traduit, respectivement, par une réduction et un allongement des poches. Si on regarde plus finement la dynamique de ces poches on peut voir que dans le cas de l'outflow, la poche semble beaucoup moins stable, en comparaison au cas sans tourbillon.



*a) Sans tourbillon*



*b) Outflow*



*c) Inflow*

**Figure 13 : Evolution temporelle des niveaux de gris**

On peut également voir sur ces résultats que les zones de fortes intensités (niveaux de gris élevés) correspondent en fait à la zone de jet rentrant qui vient déstabiliser la poche et arracher des nuages de bulle. Suite à cette remarque, on peut conclure que dans le cas de la zone d'inflow la déstabilisation due au jet rentrant, est beaucoup moins important et que le tourbillon tend à stabiliser le phénomène. Une analyse plus poussée de ce phénomène a été effectuée, mais n'est pas présentée ici, et conforte cette conclusion.

## **VII. CONCLUSION ET PERSPECTIVE**

Le travail présenté ici a permis de mettre en évidence les effets d'un tourbillon longitudinal unique sur la couche limite se développant sur un profil de NACA0015 bidimensionnel ainsi que sur son décollement. Afin de comprendre les mécanismes sous-jacents des mesures globales d'efforts et locales de vitesse ont été effectuées (par LDV et PIV) pour des incidences de 5, 10, 15 et 25°. Les résultats ont montré que la présence du tourbillon (hors couche limite) a supprimé le phénomène d'hystérésis au décrochage statique engendrant une augmentation de la portance et de la traînée. Pour les faibles incidences (avant décrochage) le tourbillon modifie de manière préférentielle les distributions turbulentes en diminuant leurs amplitudes sans modifier

l'équilibre de la couche limite turbulente. A  $15^\circ$  d'incidence, le tourbillon recolle la couche et lui redonne une structure auto-similaire (dans la zone d'inflow correspondant à un apport de fluide rapide à la paroi). A plus forte incidence, la dynamique tourbillonnaire est fortement altérée comme en atteste la disparition de la fréquence de Strouhal dans la zone d'inflow. D'autre part, même à  $25^\circ$  la couche limite recolle partiellement sans retrouver son équilibre classique. De manière générale le tourbillon tend à inhiber l'agitation turbulente dans la zone d'inflow.

En ce qui concerne le phénomène de cavitation, on a pu voir que le tourbillon agissait, d'une part, sur l'appariation de la poche de cavitation, et d'autre part, sur le développement de celle-ci.

Cette analyse, réalisée à nombre de Reynolds modéré, s'applique à un tourbillon d'ogive venant interagir avec l'écoulement sur le safran de gouvernail. Les effets bénéfiques observés sur l'écoulement sur le profil aval demandent à être confirmés tant en ce qui concerne la gamme de Reynolds sur le safran que les gains de portance qui peuvent être attendus au voisinage immédiat du décrochement statique.

### Références

- [1] A.F. Molland, S.R. Turnock, *Marine rudders and control surfaces*. Elsevier, Butterworth-Heinemann, 2007.
- [2] A.F. Molland, S.R. Turnock, *Wind tunnel investigation of the influence of propeller loading on ship rudder performance*. University of Southampton, Science report n° 46, 1991
- [3] J-M. Laurens, F. Grosjean, *Numerical simulation of the propeller-rudder interaction*. Ship Technology Research. Vol. 49, n° 1, pp. 3-12, 2002
- [4] M. Felli, C. Roberto, G. Guj, *Experimental analysis of the flow field around a propeller-rudder configuration*. Experiments in fluid, Vol. 46, n° 1, pp 147-164.
- [5] H. Lee, S. A. Kinnas, H. Gu, S. Natarajan, *Numerical modeling of rudder sheet cavitation including propeller/rudder interaction and the effects of a tunnel*. Fifth International Symposium on Cavitation (CAV2003), Osaka, Japan, November 1-4, 2003
- [6] C.M. Velte, M.O.L. Hansen and D. Cavar. *Flow analysis of vortex generators on wing sections by stereoscopic particle image velocimetry measurements*. Environ. Res. Lett. 3, 2008.
- [7] K. P. Angele, F. Grewe, *Instantaneous behaviour of streamwise vortices for turbulent boundary layer separation control*, Journal of Fluid Engineering, Vol. 129(2), 2007.
- [8] T. Pichon, *Contribution à l'étude de la Cavitation de Tourbillon Marginal*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 1995.
- [9] C. Sarraf, H. Djeridi, S. Prothin, J-Y. Billard, *Thickness effect of NACA foils on hydrodynamic global parameters, boundary layer states and stall establishment*, J. of Fluids and Structures. Vol. 26, pp. 559-578. 2010.
- [10] S.J. Kline, J.G. Bardina, R.C. Strawn, *Correlation of the Detachment of Two-dimensional Turbulent Boundary Layers*, AIAA J., vol. 21, 1983, p. 68.
- [11] M. V. Zagarola & A. J. Smits, *Mean-flow scaling of turbulent pipe flow*. J. Fluid Mech., vol. 373, pp. 33-79. 1998.
- [12a] G.L. Mellor, D. M.Gibson. "Equilibrium turbulent layers". *J. of Fluid Mech.*, vol. 24,p. 225. 1966a.
- [12b] G.L. Mellor. "The effect of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall". *J. of Fluid Mech.*, vol. 24, part 2, pp. 255-274. 1966b.
- [13] Y. Maciel, K-S. Rossignol, J. Lemay. *A study of a turbulent boundary layer in stalled-airfoil-type flow conditions*. Exp. Fluids, 41, pp. 573-590. 2006.
- [14] O. Löbberg. *Turbulent boundary layer separation and control*. Technical Reports from Royal Institute of Technology KTH, Mechanics. 2008.